



HAL
open science

Modélisation à fine échelle des interactions entre parcs éoliens et météorologie locale

Pierre-Antoine Joulin

► **To cite this version:**

Pierre-Antoine Joulin. Modélisation à fine échelle des interactions entre parcs éoliens et météorologie locale. Sciences de la Terre. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2019. Français. NNT : 2019INPT0135 . tel-04169847

HAL Id: tel-04169847

<https://theses.hal.science/tel-04169847v1>

Submitted on 24 Jul 2023

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.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Océan, atmosphère, climat

Présentée et soutenue par :

M. PIERRE-ANTOINE JOULIN

le vendredi 13 décembre 2019

Titre :

Modélisation à fine échelle des interactions entre parcs éoliens et
météorologie locale

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)

Unité de recherche :

Groupe d'étude de l'Atmosphère Météorologique (CNRM-GAME)

Directeur(s) de Thèse :

M. VALÉRY MASSON

Rapporteurs :

Mme MIREILLE BOSSY, INRIA SOPHIA ANTIPOLIS

Mme SANDRINE AUBRUN-SANCHES, ECOLE CENTRALE NANTES

M. PHILIPPE CHATELAIN, UNIVERSITE CATHOLIQUE DE LOUVAIN

Membre(s) du jury :

Mme SANDRINE AUBRUN-SANCHES, ECOLE CENTRALE NANTES, Président

M. BERTRAND CARISSIMO, ECOLE DES PONTS PARISTECH, Membre

M. FREDERIC BLONDEL, IFPEN, Membre

Mme CHRISTINE LAC, METEO FRANCE TOULOUSE, Membre

M. VALÉRY MASSON, METEO FRANCE TOULOUSE, Membre

"Tout s'est avéré exact. D'abord le tourbillon invisible, lorsque le siphon se forme en profondeur. Puis l'accélération subite du courant quand le gouffre est apparu. Puis la montée à l'acmé avec une aspiration intense. « Ensuite l'eau se détend et c'est le temps qui coule » – je me souviens de ses mots."

La Horde du Contrevent - Alain Damasio

Abstract

The development of wind energy, encouraged by the french Multiannual Energy Program, raises new questions. Some parks will be located on mountainous and offshore terrains. To forecast the energy production and try to optimize it, a better understanding of the flow within wind farms on that type of terrain is needed. In addition, modern offshore wind turbines are getting larger and will interact more strongly with local weather. It seems important to characterize these interactions. To answer to this industrial and environmental challenge, a new digital tool was created during this thesis work.

The first part of this manuscript focuses on the concepts and theoretical models of the Atmospheric Boundary Layer (ABL) and wind turbines. In particular, the Meso-NH meteorological model, used in the Large-Eddy Simulation (LES) framework, and simplified models of wind turbines have been investigated : Actuator Disk (AD) with and without rotation and the Actuator Line (AL).

The second part is devoted to the development and validation of the coupled tool. By implementing the AD and AL methods within Meso-NH, it becomes possible to simulate the presence of wind turbines in a realistic atmospheric boundary layer. A first validation step is based on a wind tunnel experiment, involving five wind turbines on a hill, to analyze the coupling with the non-rotating Actuator Disk. A second focuses on the MextNext experiment, to study the coupling with the Actuator Line. All the results obtained are very satisfactory.

The third part focuses on the potential impact of wind farms on local weather. The ability of the tool to reproduce complex meteorological interactions has been demonstrated by simulating the case of the Horns Rev 1 photos. The cloud development obtained by the coupled system demonstrates the potential of the developed tool. In order to characterize the impact of future offshore parks on the local meteorology, large wind turbines immersed in a thin atmospheric boundary layer were simulated. A clear weather case and a cloudy one were examined. Additional studies will be needed to complement these preliminary results.

Thus, new Meso-NH parameterizations make now possible to represent wind turbines in a realistic atmosphere, widening the scope of possible CFD simulations for wind farms.

Résumé

Le développement des énergies éoliennes, encouragé par le projet de Programmation Pluriannuelle de l'Énergie, soulève de nouvelles questions. Certains parcs s'orienteront vers des terrains montagneux et offshore. Pour prévoir la production énergétique et tenter de l'optimiser, une meilleure compréhension de l'écoulement du vent au sein des fermes sur ce type de terrains est nécessaire. Par ailleurs, les éoliennes offshore, de plus en plus grandes, seront amenées à interagir plus fortement avec la météorologie locale. Il semble alors important de caractériser ces interactions. Pour répondre à cet enjeu industriel et environnemental, un nouvel outil numérique a été créé au cours de ces travaux de thèse.

La première partie de ce manuscrit se concentre sur les notions, les concepts et les modèles théoriques de la Couche Limite Atmosphérique (CLA) ainsi que ceux des éoliennes. L'intérêt se porte notamment sur le modèle météorologique Meso-NH, utilisant la méthode Large Eddy Simulation (LES) et sur des modélisations simplifiées d'éoliennes : l'Actuator Disk (AD) rotatif et non-rotatif puis l'Actuator Line (AL).

La deuxième partie se consacre au développement et à la validation de l'outil couplé. En implémentant les méthodes AD et AL au sein de Meso-NH, il devient possible de simuler la présence des éoliennes dans une couche limite atmosphérique réaliste. Une première étape de validation se base sur une expérience en soufflerie, mettant en jeu cinq éoliennes sur une colline, pour analyser le couplage avec l'Actuator Disk non rotatif. Une seconde se focalise sur l'expérience MextNext, concernant une petite éolienne en soufflerie, pour étudier le couplage avec l'Actuator Line. Les résultats obtenus sont très satisfaisants.

La troisième partie se concentre sur l'impact potentiel des fermes éoliennes sur la météorologie locale. La capacité de l'outil à reproduire des interactions météorologiques complexes a été démontrée en simulant le cas des photos de Horns Rev 1. La formation nuageuse obtenue par le couplage numérique témoigne du potentiel de l'outil développé. Ensuite, pour tenter de caractériser les interactions des futurs parcs offshore avec la météorologie locale, de très grandes éoliennes plongées dans une fine couche limite atmosphérique ont été simulées. Un cas de temps clair et un cas nuageux ont été examinés. Il conviendra de mener des études complémentaires pour approfondir l'analyse de ces derniers résultats, encore préliminaires.

Ainsi, de nouvelles paramétrisations de Meso-NH permettent maintenant de représenter des éoliennes dans une atmosphère réaliste, en élargissant le champ des possibles des simulations CFD pour les parcs éoliens.

Remerciements

À Mireille, Sandrine et Philippe, mes rapporteurs,
Pour votre lecture et ces discussions.
À Christine et Bertrand, plus que de simples examinateurs,
Qui ont suivi mes 3 années avec attention.

À Valéry, le meilleur des directeurs,
Rieur et blagueur, tu sais faire évacuer la pression.
Pourtant tu avais le don pour me laisser longtemps songeur,
Pour comprendre chacune de tes explications.

À Fred, car pour mon stage déjà, tu avais été un excellent tuteur,
Pour la thèse ensuite, tu as assuré la transition.
J'ai toujours été impressionné par ta rigueur et ta bonne humeur,
Surtout quand on parlait en missions.
Clin d'oeil à Philippe

À tous mes amis doctorants ou déjà docteurs,
Avec qui j'ai pu échanger avec joie et compassion,
À tous mes collègues, pour la plupart chercheurs,
Que j'ai parfois bousculé avec mon imagination.
Au support informatique et au personnel de l'administration,
Sans qui je n'aurais pu mener à bien cette expédition.

À tous mes amis de l'école d'ingénieur,
Notre Kaârf : sas de décompression.
Je me souviens, d'ailleurs,
de cette petite expression :
Ce n'est pas sur les épaules qu'il faut avoir de la pression,
Mais à la tireuse.

À mon papa, à ma maman et à ma sœur,
Qui m'ont soutenu avec passion.
C'est grâce à votre grande douceur,
Que vous méritez toute mon admiration.

C'est enfin pour Beaufix, le supercalculateur,
Que je partagerai une dernière émotion.
Je me suis imposé sur tes disques et dans tes cœurs,
Sans aucune hésitation.
Je dépassais souvent tous les compteurs,
Pour tenter d'avancer dans mon exploration.
Je me réveillais la nuit, peu importe l'heure,
Pour veiller sur nos nombreuses simulations.
Et c'était toujours avec grand bonheur,
Qu'avec toi je faisais forte impression.
Un jour peut-être une IA sur tes processeurs,
Te permettra de comprendre cette composition.

Table des matières

Remerciements	v
1 Introduction	1
I Modèles Théoriques	5
2 La couche limite atmosphérique et sa modélisation	7
2.1 Avant-propos	7
2.1.1 L’atmosphère	7
2.1.2 La couche limite atmosphérique	8
2.2 Notions de la couche limite atmosphérique	9
2.2.1 Grandeurs étudiées	9
2.2.2 Turbulence	10
2.2.2.1 Définition	10
2.2.2.2 Types de production de la turbulence	10
2.2.2.3 Échelles temporelles	10
2.2.2.4 Échelles spatiales : Théorie de Kolmogorov	11
2.2.3 Stabilité atmosphérique	12
2.2.4 Structures de la CLA	12
2.2.4.1 Le jour	13
2.2.4.2 La nuit	14
2.3 Modélisation	15
2.3.1 Généralités	15
2.3.2 Méthode Large Eddy Simulation	16
2.3.3 Méthodologie pour l’obtention des équations de la CLA	17
2.3.4 Système initial : équations à résoudre	17
2.3.4.1 Hypothèses et Approximations	17
2.3.4.2 Équation d’état (Loi des Gaz Parfaits)	18
2.3.4.3 Conservation de la masse (équation de continuité)	18
2.3.4.4 Conservation de la quantité de mouvement	19
2.3.4.5 Conservation de la chaleur	20
2.3.4.6 Conservation des phases d’eau	21
2.3.4.7 Système initial	21
2.3.5 Système intermédiaire : Équations de Reynolds	22
2.3.5.1 Principe de décomposition	22
2.3.5.2 Système intermédiaire	23
2.3.6 Système final : obtention des équations des fluctuations	24

2.3.6.1	Problème de fermeture	24
2.3.6.2	Expression des flux moyens de fluctuations d'ordre 2 et de l'énergie cinétique	24
2.3.7	Modèle Numérique : Meso-NH	25
2.3.7.1	Généralités	26
2.3.7.2	Dynamique	26
2.3.7.3	Physique	27
2.3.7.4	Fermeture d'ordre 1.5 - Schéma TKE-L	27
3	L'éolien et sa modélisation	31
3.1	Avant-propos	31
3.1.1	Historique du développement de l'éolien	31
3.1.2	Définition d'une éolienne	32
3.1.3	L'intérêt de la mécanique des fluides à différentes échelles	33
3.2	Notions de l'éolien	33
3.2.1	Structure d'une éolienne	33
3.2.2	Régimes de fonctionnement	34
3.2.3	Écoulement autour d'une éolienne et sillages	35
3.2.4	Grandeurs utiles	37
3.2.5	Introduction aux différentes modélisations aérodynamiques	38
3.3	Modèle d'Actuator Disk Non-Rotatif	39
3.3.1	Principe	39
3.3.2	Hypothèses	39
3.3.3	Tube de Courant	40
3.3.4	Application de la théorie des quantités de mouvement	41
3.3.5	Facteur d'induction axiale	42
3.3.6	Expressions des coefficients de poussée et de puissance	42
3.3.7	Expression finale de l'effort de poussée	43
3.4	Modèle d'Actuator Disk Rotatif	44
3.4.1	Principe	44
3.4.2	Hypothèses	44
3.4.3	Les repères de l'ADR	45
3.4.4	Application de la théorie de l'élément de pale	46
3.5	Modèle d'Actuator Line	49
3.5.1	Principe	49
3.5.2	Construction cinématique d'une éolienne et nouveaux repères	50
3.5.3	Application de la théorie de l'élément de pale	51
3.5.4	Expression des efforts	52
II	Développements et Validation des Méthodes	55
4	Couplages numériques	57
4.1	Principe de la méthode de couplage	57
4.2	Couplage Meso-NH/ADNR	58
4.2.1	État de l'art	58
4.2.2	Forme Numérique	58
4.2.3	Fonctions amélioratives	59
4.2.3.1	Distribution des efforts 1D	59

4.3	Couplage Meso-NH/ADR	61
4.3.1	État de l'art	61
4.3.2	Forme Numérique	61
4.3.3	Fonctions amélioratives	63
4.3.3.1	Distribution des efforts 3D	63
4.3.3.2	Tip loss correction	63
4.4	Couplage Meso-NH/ALM	65
4.4.1	État de l'art	65
4.4.2	Forme Numérique	65
4.4.3	Fonctions amélioratives	66
4.4.3.1	Interpolation du vent	66
4.4.3.2	Distribution des efforts 3D	66
	Distribution Gaussienne	66
	Distribution Linéaire	67
4.4.3.3	Tip loss correction	67
4.4.3.4	Time splitting	67
5	Validation du modèle Meso-NH/ADNR	71
5.1	Introduction	71
5.1.1	Motivations	71
5.1.2	Présentation du cas d'étude	72
5.1.2.1	Expérience en soufflerie	72
5.1.2.2	Simulation numérique	72
5.1.3	Objectif et Méthodologie	72
5.2	Construction du cas d'étude	72
5.2.1	Mise à l'échelle	72
5.2.1.1	Grandeurs adimensionnelles usuelles	73
5.2.1.2	Proportionnalité géométrique	73
5.2.2	Profils initiaux du vent	74
5.2.2.1	Vitesse de vent	74
5.2.2.2	Intensité de turbulence	75
5.3	Résultats	76
5.3.1	Terrain vallonné sans éolienne	76
5.3.1.1	Paramètres numériques	76
5.3.1.2	Vitesses de vent	77
5.3.1.3	Profils d'intensité de turbulence	78
5.3.2	Terrain vallonné avec éoliennes	78
5.3.2.1	Paramètres numériques	78
5.3.2.2	Vitesses de vent	80
5.3.2.3	Intensité de turbulence	81
5.4	Conclusion	83
6	Validations du modèle Meso-NH/ALM	85
6.1	Introduction	85
6.1.1	Motivations	85
6.1.2	Le projet MexNext et l'éolienne Mexico	86
6.1.3	Objectif et Méthodologie	86
6.2	Construction du cas d'étude	86
6.2.1	Obtention des conditions de soufflerie	86

6.2.2	Paramètres numériques	86
6.3	Résultats	87
6.3.1	Évaluations des efforts	87
6.3.2	Évaluation du sillage	88
6.4	Évaluation du Time Splitting	88
6.5	Étude de sensibilité	90
6.5.1	Schéma Numérique	91
6.5.2	Discretisation de Meso-NH	92
6.5.3	Distribution des efforts	92
6.5.4	Tip-Loss Correction	92
6.6	Conclusion	93
III	Étude des Interactions entre les Parcs et la Météorologie	97
7	Cas des photos de Horns Rev 1	99
7.1	Introduction	99
7.1.1	Motivations	99
7.1.2	Les photos de Horns Rev 1	99
7.1.3	Objectif et Méthodologie	100
7.2	Reconstruction de l'évènement sur un domaine réduit	100
7.2.1	Regroupement des données météorologiques disponibles	100
7.2.2	Obtention des conditions atmosphériques	101
7.2.3	Réduction du parc	102
7.2.4	Résultats	103
7.3	Simulation du parc complet	104
7.3.1	Simulation précurseur sur un nouveau domaine	104
7.3.2	Parc et paramètres numériques	105
7.3.3	Résultats	105
7.4	Conclusion	108
8	Interactions avec le sommet d'une CLA offshore	111
8.1	Introduction	111
8.1.1	Motivations	111
8.1.2	Présentation du cas d'étude	111
8.1.3	Objectif et Méthodologie	112
8.2	Construction du cas d'étude	112
8.2.1	Paramètres numériques	112
8.2.2	Conditions atmosphériques	113
8.2.3	Parc éolien simulé	114
8.3	Résultats	114
8.3.1	Cas par temps clair	115
8.3.2	Cas Nuageux	116
8.4	Discussion	118
9	Conclusions et Perspectives	125
	Abréviations	129
	Symboles	131

Liste des figures	147
Liste des tableaux	153
A Formulation numérique de l'intensité de turbulence	155
B Démonstrations relatives à l'Actuator Disk	157
C Construction cinématique d'une éolienne	161
C.1 Bases mathématiques	161
C.2 Construction de la tour	161
C.3 Construction de la nacelle	163
C.4 Construction du hub	164
C.5 Construction des pales	165
C.6 Construction des éléments de pale	166
D Sensibilités des paramètres numériques du modèle Meso-NH/ALM	169

Chapitre 1

Introduction

Contexte

Les fermes éoliennes tendent à être de plus en plus conséquentes. En une trentaine d'années, la puissance des parcs est passée de quelques mégawatts à plusieurs centaines de mégawatts. Jusqu'à présent, les développeurs de parcs privilégiaient les terrains terrestres, de préférence plats, pour faciliter les prospections, les installations et la maintenance. Cependant dans un cas comme celui de la France, leur disponibilité est de plus en plus rare à force de constructions. Les développeurs de parcs sont alors incités à s'orienter vers des sites plus complexes, tels que les terrains montagneux ou maritimes.

La multiplication des projets européens de parcs offshore dans la mer du Nord illustrent bien ces propos. En France, le projet de Programmation Pluriannuelle de l'Énergie [PPE \[2019\]](#), vise 35 GW pour l'éolien terrestre, et 5,2 GW pour l'éolien en mer à l'horizon 2028. Ainsi, quatre appels d'offres ont été lancés par le Ministère de la Transition Écologique et Solidaire pour le développement de nouveaux parcs offshore. Les zones retenues sont situées au large de Fécamp (Seine-Maritime), de Courseulles-sur-Mer (Calvados), de Saint-Nazaire (Loire-Atlantique), de Saint-Brieuc (Côtes d'Armor), du Tréport (Seine-Maritime), de Dunkerque (Nord), d'Oléron (Charentes-Maritime), et entre les îles d'Yeu et de Noirmoutier (Vendée).

Enjeu industriel

De manière générale, le placement des fermes est déterminé suite à une prospection méso-échelle [2-2000km] : au sein des régions, les zones venteuses sont convoitées car elles garantissent une production convenable. D'autre part, le développement des parcs nécessite un placement optimal des éoliennes les unes par rapport aux autres. Il s'agit alors d'études à micro-échelle [≤ 2 km]. Le but est d'exploiter au maximum la ressource en vent disponible : chaque éolienne doit pouvoir produire le plus possible, en évitant de perturber les éoliennes aux alentours. Il devient alors important de minimiser les interactions entre ces machines. Ces interactions, notamment dues aux effets de sillage, causent des fatigues mécaniques et des pertes de puissance sur les turbines avales. En effet, le sillage des éoliennes est caractérisé par une baisse de la vitesse du vent et une augmentation de ses fluctuations. Des mesures offshore montrent que ces pertes peuvent atteindre 40% [[Hansen et al., 2008](#)]. Une solution serait d'éloigner chacune des turbines, mais les terrains autorisés sont limités, et le prix de construction augmenterait. En terrains montagneux, l'écoulement particulier du vent induit par les pentes modifie les effets de sillages. Les travaux de [[Shamsoddin and Porté-Agel, 2018](#)] démontrent la nécessité d'une étude systématique avant le développement de parcs sur ce type de terrain. Ainsi, l'optimisation à micro-échelle est un enjeu industriel crucial.

Pour l’instant, les développeurs de parcs éoliens utilisent des théories analytiques simplifiées pour évaluer rapidement le sillage des turbines et quantifier leur évolution. Cependant, en occultant de nombreux phénomènes météorologiques, ces théories sont souvent source d’erreurs. Elles sont notamment indépendantes de la stabilité atmosphérique. De plus, elles ont des difficultés à modéliser et prendre en compte l’évolution de la turbulence au sein des parcs. L’inexactitude qui s’ensuit se répercute alors sur la prévision de leur production, et sur l’estimation du retour sur investissement. Comme les parcs tendent à être de plus en plus grands, le biais devient lui aussi plus important. Ainsi, tout porte à croire que les industriels seront amenés à utiliser des modèles plus performants, dans le but d’avoir une estimation plus réaliste du productible éolien.

Ainsi, l’utilisation d’un modèle météorologique à fine échelle pour ce type d’application est une idée novatrice. Elle permettra d’améliorer et calibrer les théories analytiques applicables par les industriels, en faisant le lien entre la présence d’éoliennes et la météorologie au moment où les avancées dans les simulations numériques permettent de répondre aux questions soulevées par l’exploitation optimale du vent.

Enjeu environnemental

En France, les parcs éoliens sont considérés législativement comme des installations classées pour la protection de l’environnement, car ils seraient susceptibles de créer des risques ou de provoquer des pollutions ou nuisances, au même titre que les centrales nucléaires et à charbon. Leur développement est alors soumis à différentes règles (cf. décret n° 2011-984 du 23 août 2011 modifiant la nomenclature des installations classées), et doit intégrer des enjeux environnementaux. Dans la même optique, les futurs parcs offshore français devront respecter la loi sur l’eau (article L214-2), réglementant les impacts sur la ressource en eau et sur les écosystèmes aquatiques.

Le développeur doit, par exemple, chercher à limiter le futur impact visuel des éoliennes sur le paysage, en prenant en compte les édifices et les reliefs alentours. Il doit aussi s’assurer de ne pas créer de conflits d’usage, pour ne pas empiéter sur les couloirs aériens (circulation aérienne), ou interférer avec les radars d’aviation et de météorologie. De plus, l’installation et l’exploitation des éoliennes doit garantir la conservation des espèces protégées, non seulement en préservant la faune présente sur le site (oiseaux, chauve-souris, espèces au sol et sous-marines), mais aussi en évitant de perturber les flux migratoires. Le bruit généré par les turbines est lui aussi encadré (article 26 de la section 6 de l’arrêté du 26 août 2011 relatif aux installations de production d’électricité utilisant l’énergie mécanique du vent [...]). Des valeurs seuils d’émergence acoustique ont été définies : les parcs ont une valeur maximale de bruit qu’ils ne peuvent dépasser, par rapport au bruit ambiant déjà présent.

De manière générale, une attention assez forte est portée au sujet des impacts des parcs éoliens sur le milieu physique, sur le milieu biologique, sur le paysage et les patrimoines, ainsi que sur les activités et les usages. Les développeurs de parcs s’engagent alors à les éviter, les réduire ou les compenser, en suivant les guides donnés par le Ministère de l’Environnement, de l’Énergie et de la Mer (MEEM [2016], MEEM [2017]). Néanmoins, aucun critère ne porte sur les impacts météorologiques, encore mal connus à ce jour. Pourtant, les parcs éoliens donnent parfois lieu à des phénomènes spécifiques. À méso-échelle, des images satellites montrent que les grands parcs peuvent perturber les vents sur de grandes distances [Christiansen and Hasager, 2005]. Cette perturbation peut, par ailleurs, altérer la production des autres parcs situés plus loin [Frandsen and Barthelmie, 2002]. À micro-échelle, des impacts locaux peuvent être observés, comme la condensation spontanée dans le sillage du parc Horns Rev 1 (figure 1.1). En générant

des mouvements verticaux de masses d'air, les éoliennes parviendraient à modifier l'humidité relative de ces dernières au sein de leur sillage. Ainsi, l'étude des interactions potentielles entre les turbines et la météorologie locale répondrait à un second enjeu, cette fois-ci environnemental.



FIG. 1.1 : Condensation spontanée du parc offshore de Horns Rev 1, Danemark ©Vattenfall

Démarche

Suite aux enjeux mentionnés précédemment, il est nécessaire de mener une étude multi-échelle et multi-disciplinaire afin de prendre en compte, d'une part, l'interaction des parcs avec la couche limite atmosphérique et, d'autre part, celle des éoliennes entre elles.

Pour répondre à ces enjeux, les organismes de recherche s'intéressent de plus en plus aux simulations des grandes échelles (LES), qui, de nos jours, permettent de représenter la turbulence de manière réaliste. Les éoliennes sont alors incorporées en utilisant la méthode Body Force, pour représenter les différents efforts aérodynamiques des turbines, grâce aux modèles Actuator Disk (rotatif ou non) et l'Actuator Line Method. Si de tels couplages ont déjà été effectués, très peu sont capables de prendre en compte les effets de la météorologie. Ce type d'approches est notamment disponible dans la librairie SOWFA [Churchfield et al., 2012b], basée sur OpenFOAM, où seuls les effets thermiques sont pris en compte, mais aucun autre phénomène météorologique n'est représentable. Ces approches sont aussi disponibles dans le modèle météorologique WRF [Marjanovic, 2015], mais son utilisation à micro-échelle est encore peu courante. D'autre part, l'équipe de F. Porté-Agel propose ce type de couplages dans un modèle incluant la flottabilité de l'atmosphère ([Calaf et al., 2010], [Calaf et al., 2011], [Lu and Porté-Agel, 2011], [Lu and Porté-Agel, 2015]). Néanmoins, il ne semble pas encore tenir compte des phénomènes plus complexes de l'atmosphère, tels que la microphysique nuageuse.

Cette thèse est le fruit d'un partenariat entre Météo France et IFP Énergies nouvelles. Le but de ces travaux est de joindre les connaissances et les outils de ces deux organismes pour proposer un nouveau modèle numérique capable de représenter précisément les interactions entre les parcs éoliens et la météorologie. Le modèle Meso-NH, développé par Météo France et le Laboratoire d'Aérodynamique, a la capacité de reproduire une atmosphère très réaliste, en utilisant notamment la LES et des schémas microphysiques [Lac et al., 2018]. D'autre part, IFPEN

analyse, utilise et développe des méthodes numériques pour l'éolien. Ainsi, trois techniques de modélisation des éoliennes seront introduites dans Meso-NH : l'Actuator Disk Non Rotatif, l'Actuator Disk Rotatif et l'Actuator Line Method. Les couplages développés seront confrontés à des essais en soufflerie pour valider leurs utilisations. La capacité de l'outil à reproduire des interactions météorologiques sera évaluée en étudiant le cas réel d'un parc offshore. Enfin, une étude théorique sera menée pour tenter d'étudier l'impact potentiel d'un parc offshore sur la météorologie locale.

Plan d'étude

Dans une première partie, les définitions générales, les concepts théoriques et les méthodes de modélisation sont présentées. Le chapitre 2 se concentre sur la couche limite atmosphérique, notamment sur sa turbulence et sa structure, puis détaille la mise en équation de son système dynamique. Le modèle Meso-NH est alors présenté en faisant le lien avec les éléments précédemment étudiés. De manière parallèle, le chapitre 3 se concentre sur l'éolien. Il introduit d'abord des notions clés de ces machines tournantes, puis détaille trois approches théoriques de modélisation de leurs turbines : l'Actuator Disk Non Rotatif (ADNR), l'Actuator Disk Rotatif (ADR) et l'Actuator Line Method (ALM).

Dans une seconde partie, les développements numériques et les validations effectuées sont détaillées. Le chapitre 4 présente les couplages entre le modèle météorologique Meso-NH et les méthodes de représentation des turbines (ADNR, ADR, ALM). Pour chacun de ces couplages, l'état de l'art est dressé, la forme numérique des équations est détaillée et des fonctions de corrections sont introduites. Le chapitre 5 décrit la validation de l'Actuator Disk non rotatif sur un parc éolien situé sur une colline. L'étude est comparée à des essais en soufflerie ainsi qu'à d'autres simulations numériques, après avoir présenté sa reconstruction à échelle réelle. Le chapitre 6 décrit, lui, la validation de l'Actuator Line Method grâce à l'étude d'une éolienne isolée. L'étude est elle aussi comparée à des essais en soufflerie et à d'autres simulations numériques. Une méthode permettant d'économiser du temps de calcul en sub-divisant le pas de temps de l'ALM est notamment analysée.

Dans une troisième partie, les interactions entre parcs éoliens et la météorologie sont étudiées. Le chapitre 7 démontre la capacité de l'outil à reproduire des interactions complexes, en simulant le parc Horns Rev 1 dans des conditions atmosphériques semblables à la photo (Fig. 1.1). D'abord, la reconstruction numérique des conditions atmosphériques, en regroupant l'ensemble des données de mesures disponibles et en ne simulant qu'une seule colonne d'éoliennes est présentée. Ensuite, les résultats d'une simulation du parc complet sont analysés, et la comparaison avec les photos est effectuée grâce à un rendu virtuel réaliste. Enfin, le chapitre 8 présente les résultats préliminaires d'une étude théorique d'impacts potentiels d'éoliennes offshore sur la météorologie locale. L'interaction d'éoliennes de très grandes dimensions avec une fine couche limite atmosphérique sera étudiée, pour un cas sec et un cas nuageux.

Le chapitre 9 propose les conclusions et les perspectives de ces travaux en clôturant ce manuscrit.

Première partie

Modèles Théoriques

Chapitre 2

La couche limite atmosphérique et sa modélisation

Le but de ce chapitre est triple. Dans un premier temps, quelques généralités sur l'atmosphère seront introduites. Dans un second, il s'agira de présenter les notions importantes de la couche limite atmosphérique. Dans un troisième et dernier temps, la méthode de modélisation sera détaillée.

2.1 Avant-propos

2.1.1 L'atmosphère

Les corps célestes ont, parfois, un manteau gazeux qui les entoure, maintenu grâce aux forces gravitationnelles. C'est le cas de la Terre. Le rayon terrestre (en considérant notre planète sphérique) est d'environ 6 371km. L'atmosphère qui l'entoure a une épaisseur moyenne de 600km. Ainsi, si la Terre était une clémentine de calibre 1, l'atmosphère aurait l'épaisseur de sa peau.

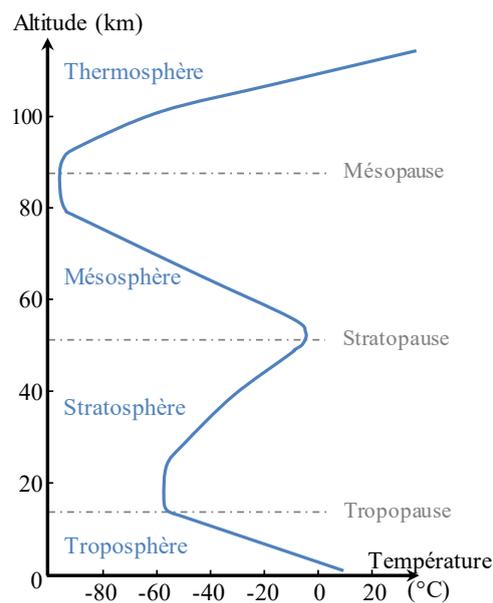


FIG. 2.1 : Schéma de structure de l'atmosphère terrestre, avec profil vertical de température

L'atmosphère peut-être décomposée en plusieurs couches. Le découpage a été effectué selon les variations du profil vertical de température, comme l'illustre la figure 2.1. Nos travaux se

concentreront sur la couche la plus proche du sol, la troposphère. Cette dernière peut être subdivisée en deux : l’atmosphère libre et la couche limite atmosphérique.

2.1.2 La couche limite atmosphérique

La notion de Couche Limite Atmosphérique (CLA) est une analogie (aussi faible soit elle) de la couche limite classique en mécanique des fluides. Représentée en figure 2.2, il s’agit de la portion inférieure de l’atmosphère où “la présence de la surface terrestre (continentale ou océanique) est directement sensible” [Bougeault et al., 2010]. Cette influence “directe” (telle que le réchauffement d’une surface suite au lever du soleil) agit sur un intervalle de temps relativement court (de l’ordre de l’heure) [Stull, 1988]. Elle s’oppose alors à la zone supérieure de la troposphère, appelée atmosphère libre, où les constantes de temps sont beaucoup plus grandes.

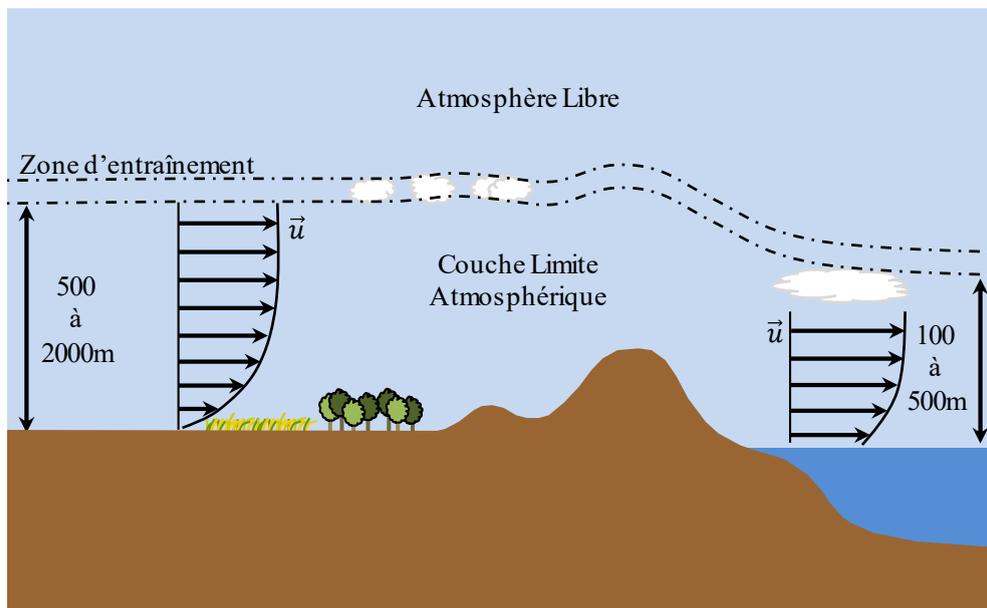


FIG. 2.2 : Couche Limite Atmosphérique (CLA) et Atmosphère Libre (adapté de [Bougeault et al., 2010])

L’impact de la surface est loin d’être neutre : frictions, évaporations, transferts de chaleur, émissions de polluants et reliefs, viennent perturber la couche limite atmosphérique. D’ailleurs, on désigne par “couche de surface” les dix premiers pour-cents de la CLA, où les effets de friction et de convection sont très marqués.

Au sommet de la couche limite atmosphérique se situe une zone tampon, appelée “zone d’entraînement”, dont la notion est aussi importante que complexe. Cette interface, plus ou moins franche, sépare la CLA de l’atmosphère libre. De fortes variations de vent, d’humidité et de température y sont observables. Plus de détails sont donnés dans la partie 2.2.4. Pour le vent, c’est la transition entre l’écoulement généralement turbulent (en dessous) et un écoulement géostrophique régit par la pression atmosphérique et la force de Coriolis (au-dessus). Par ailleurs, la température potentielle (définie en 2.2.1), augmente fortement lorsque nous passons de la CLA à l’atmosphère libre : c’est “l’inversion”. Elle s’appelle aussi la “zone d’inversion”.

La zone d’inversion permet de définir, en tant que frontière, une hauteur de la CLA. Cette dernière varie fortement en fonction du rayonnement solaire : elle dépend du cycle diurne et du type de surface (océanique ou terrestre). Plus l’ensoleillement est fort, plus la convection est

importante. Ainsi, le jour, sur les terres continentales, la CLA est généralement de grande taille. A l'inverse, la nuit, au-dessus des océans, les convections sont moins importantes : sa taille est alors plus petite. Il est d'usage de considérer que sur terre, sa hauteur moyenne est de 1000m le jour et de 200m la nuit.

2.2 Notions de la couche limite atmosphérique

2.2.1 Grandeurs étudiées

Vent En météorologie, le vent désigne le mouvement horizontal de l'air. Ayant deux dimensions, nous utiliserons les termes "vent axial" pour qualifier le vent zonal u (selon \vec{x} , par rapport au domaine étudié, ou Est-Ouest) et "vent orthogonal" pour le vent méridien v (selon \vec{y} , ou Nord-Sud). Lorsque nous souhaiterons évoquer spécifiquement des mouvements verticaux, nous parlerons de vent vertical. Nous noterons par ailleurs que les vitesses horizontales sont, la plupart du temps, plus élevées que les vitesses verticales (d'environ un ordre de grandeur).

Température potentielle Il s'agit d'une température modifiée, qui est obtenue en occultant les variations dues à la pression (et donc à l'altitude). La température potentielle θ s'exprime alors en fonction de la température habituelle T , mais aussi en fonction la pression P et la pression de référence P_0 (généralement égale à $1000hPa$) selon :

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R_d}{C_{pd}}}, \quad (2.1)$$

où R_d est la constante des gaz parfaits, et C_{pd} la capacité thermique de l'air sec à pression constante. Nous avons, en général, $R_d/C_{pd} = 0.286$. Cette température peut être perçue comme celle d'une parcelle d'air qui serait ramenée à la pression de référence.

Température potentielle virtuelle Parfois, nous utilisons la température potentielle virtuelle, notée θ_v , qui permet d'occulter la notion d'humidité (en plus des variations dues à la pression) : c'est la température qu'une masse d'air sec doit avoir pour obtenir la même densité qu'une masse d'air humide, à pression égale. En notant ρ_v la masse volumique de l'eau vapeur contenue dans l'air, et ρ la masse volumique de l'air, nous avons :

$$\theta_v = \theta \left(1 + 0.608 \frac{\rho_v}{\rho + \rho_v} \right). \quad (2.2)$$

Rapports de mélange Dans ces travaux, seuls les rapports de mélange en eau seront traités. Le rapport de mélange d'un état "*" est le rapport entre la masse d'eau m_* dans l'état "*" qu'un volume d'air contient et la masse de ce volume d'air sec m_d . Nous désignerons alors par l'indice " v " l'état gazeux, par l'indice " l " l'état liquide et nous préciserons par l'indice " c " l'état liquide de l'eau nuageuse (qui se distingue de l'eau de pluie). Nous avons alors :

$$r_* = \frac{m_*}{m_d} = \frac{\rho_*}{\rho_d}. \quad (2.3)$$

Humidité relative L'humidité relative est le rapport entre la quantité de vapeur d'eau contenue dans une masse d'air et la quantité maximale de vapeur d'eau envisageable (ou quantité saturante). Noté R_h , elle s'exprime selon :

$$R_h = \frac{\rho_v}{\rho_{sat}} \times 100, \quad (2.4)$$

où ρ_{sat} est la masse volumique de vapeur saturante.

Température potentielle d'eau liquide Il est aussi d'usage d'utiliser la température potentielle d'eau liquide, notée θ_l , qui correspond à la température qu'aurait une parcelle d'air si son contenu en eau liquide était reconverti en vapeur. Elle permet donc de s'affranchir des variations de température lors du changement d'état, notamment la chaleur latente dégagée. Elle est souvent approchée de la manière suivante :

$$\theta_l \approx \theta - \left(\frac{\theta}{T}\right) \left(\frac{L_v}{c_{pd}}\right) r_l, \quad (2.5)$$

où $L_v = 2.501 \times 10^6 J/kg$ désigne la chaleur latente de vaporisation de l'eau, $c_{pd} = 1004 J.K^{-1}.kg^{-1}$ la capacité calorifique spécifique de l'air sec à pression constante et r_l le rapport de mélange d'eau liquide.

2.2.2 Turbulence

2.2.2.1 Définition

Le terme “turbolenza” a été introduit par Léonard de Vinci (1452-1519), à l'époque où il comparait l'écoulement de l'eau à une chevelure. Aujourd'hui, malgré les avancées scientifiques, l'étude de la turbulence reste complexe. L'écoulement turbulent d'un fluide est caractérisé par un chaos spatio-temporel. Le mouvement (direction, vitesse) possède de fortes fluctuations dans le temps et les trois dimensions de l'espace. Il est chaotique (au sens mathématique du terme) car fortement dépendant des conditions initiales : une infime variation de ces conditions provoque de grandes différences de comportement. C'est d'ailleurs pourquoi la turbulence est parfois qualifiée d'aléatoire, bien qu'il s'agisse, en théorie, d'un phénomène déterministe.

2.2.2.2 Types de production de la turbulence

Nous distinguons deux types de production de turbulence dans la couche limite atmosphérique :

- **Production thermique** : les gradients de température sont source de turbulence. Ils sont généralement engendrés par le rayonnement solaire frappant le sol ou le rayonnement infrarouge émis par le sommet des nuages.
- **Production dynamique** : les gradients de vitesse, ou cisaillements, engendrent aussi de la turbulence. Ils sont présents proches du sol à cause de la friction de surface, ou au niveau de la zone d'entraînement.

2.2.2.3 Échelles temporelles

Il est possible d'évaluer la quantité d'énergie contenu dans le vent en fonction de certaines durées caractéristiques. Ainsi, le spectre d'énergie massique (figure 2.3) peut être tracé et permet d'appréhender les échelles temporelles relatives aux fluctuations du vent [Van der Hoven, 1957]. Trois maxima sont observables :

- Le premier, correspondant aux périodes de 100 heures, est le plus énergétique. Il correspond aux variations de vent associées aux phénomènes de grande échelle, tels que les dépressions ou les anti-cyclones.
- Le suivant, d'une période de 24 heures, correspond aux variations de vent dépendantes du cycle diurne, détaillées au paragraphe 2.2.4

- Le dernier, d’une période d’environ 1 minute, caractérise l’énergie des petits tourbillons : ceux créés par la friction du sol ou la traînée des éoliennes. C’est à cette échelle que se situe la turbulence que nous étudions.

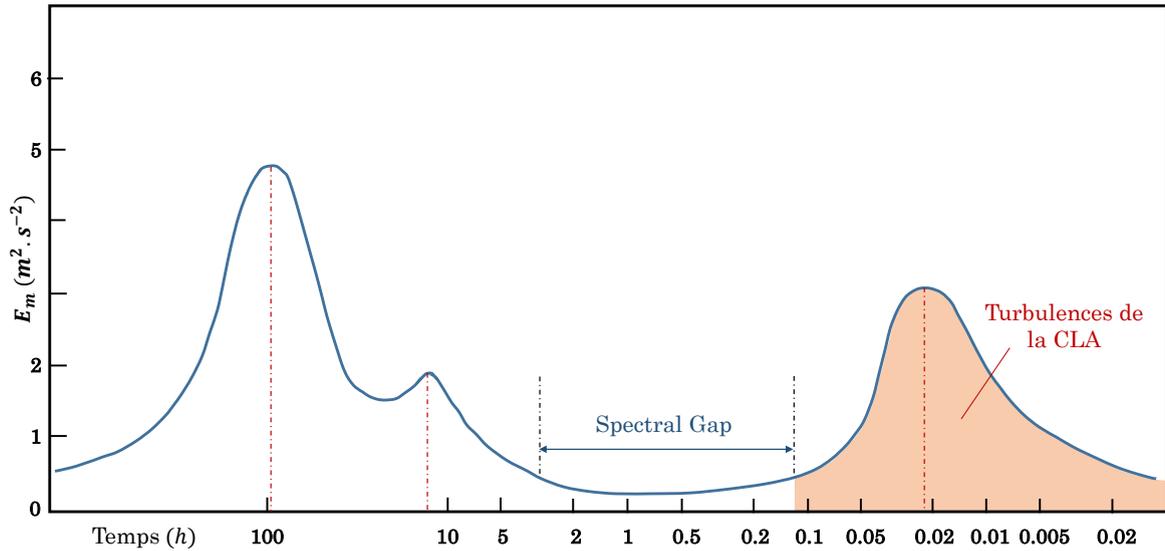


FIG. 2.3 : Spectre d’énergie massique du vent horizontal proche de la surface (d’après Van der Hoven [1957])

Nous pouvons remarquer un important creux énergétique, entre les périodes de 10min et 2h, appelé “spectral gap”. Dans cette zone, les variations de vitesses de vent sont très faibles. Cette interface est couramment utilisée pour le traitement des données de vent : il est d’usage de calculer des moyennes sur 10min, afin d’éviter le bruit des petites fluctuations de la turbulence, tout en capturant les phénomènes des plus grandes échelles. Plus généralement, les mouvements dont la période temporelle est supérieure à 10min sont considérés comme mouvements moyens. Les autres (représentés par le pic droit de la figure 2.3) sont ceux engendrés par la turbulence.

2.2.2.4 Échelles spatiales : Théorie de Kolmogorov

Pour caractériser les écoulements turbulents, Richardson a introduit dans les années 20 l’idée de cascade d’énergie. Ce processus a ensuite été formalisé par Kolmogorov [1942]. La théorie donnait alors un regard nouveau sur ces écoulements complexes, car elle permet de décrire de manière normalisée un phénomène qui, fondamentalement, est défini comme aléatoire. Elle invite à considérer les transferts d’énergie qui ont lieu. Les grands tourbillons transmettent leur énergie cinétique aux plus petits tourbillons, et ce à un taux de transfert constant. L’effet se reproduit alors sur la durée de vie de ces derniers. Donnant lieu la plupart du temps à un transfert vers les plus petites tailles, ce phénomène porte le nom de “cascade”. Parfois, il est possible de retrouver un transfert inverse, mais le taux reste très faible. Les plus grands tourbillons sont créés par l’écoulement moyen et les différentes interactions qui y ont lieu. Les plus petits, soit les tourbillons dont l’énergie est la plus faible, se dissipent par effet visqueux.

Il est d’usage d’observer la densité spectrale d’énergie des tourbillons en fonction de leur nombre d’onde pour illustrer ce phénomène. Appelé spectre d’énergie, il est donné en figure 2.4.

Bien que la grandeur des abscisses soit différente, il correspond à la zone orangée de la figure 2.3. $\kappa = 2\pi/l$ est le nombre d'onde [rad/m] et l la longueur caractéristique du tourbillon [m]. $E(\kappa)$

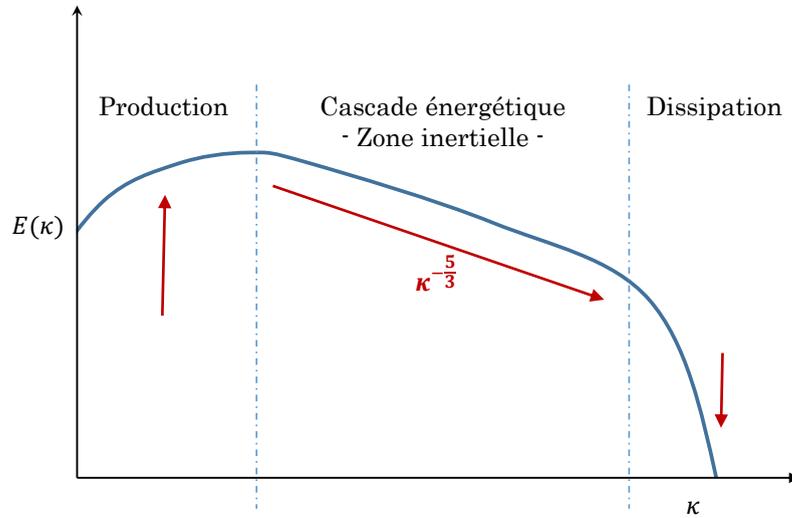


FIG. 2.4 : Schématisation de la cascade énergétique grâce au spectre énergétique

est la fonction du spectre d'énergie [$J.m$]. Le taux de transfert dans la zone inertielle proposé par Kolmogorov [1942] s'exprime alors selon :

$$E(\kappa) = C^{te} \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}}, \quad (2.6)$$

où ϵ représente la dissipation visqueuse en [$m^2.s^{-3}$].

2.2.3 Stabilité atmosphérique

La notion de stabilité de la couche limite atmosphérique est étroitement liée à sa production de turbulence et à ses gradients verticaux : la production thermique et la production dynamique de turbulence seront confrontées. Elle dépend donc fortement du cycle diurne. Différents régimes se distinguent :

- **Stable** : la production dynamique de turbulence domine, tout en étant relativement faible. Ici, une particule d'air déplacée verticalement retourne à sa position d'origine, du fait d'un gradient thermique orienté vers le bas (surface plus froide que l'air). Ce régime est généralement présent la nuit, lorsque le soleil ne chauffe plus la surface.
- **Neutre** : La production thermique tend vers zéro. Les sources de turbulence sont essentiellement dynamiques.
- **Instable** : la production thermique domine. Le mouvement d'une particule se déplaçant verticalement est amplifié, car le gradient thermique est orienté vers le haut. Ce cas est généralement rencontré en journée, lorsque le sol est plus chaud que l'air.

2.2.4 Structures de la CLA

Il est possible de décomposer la couche limite en différentes structures, qui évoluent au fil de la journée (figure 2.5). Elles sont liées aux régimes de stabilité.

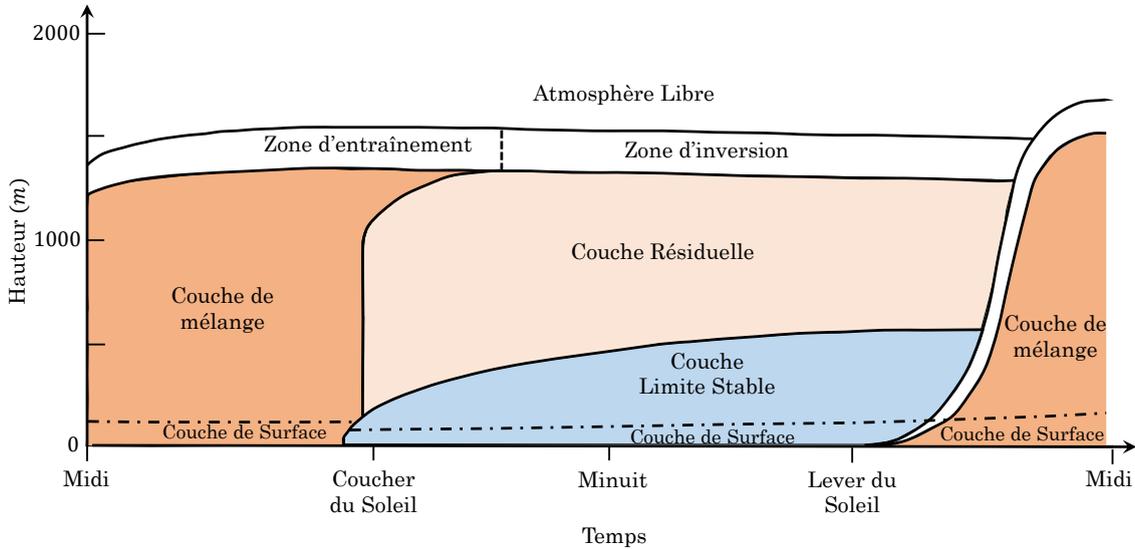


FIG. 2.5 : Cycle diurne typique de la CLA (d'après Stull [1988])

2.2.4.1 Le jour

Couche de surface La couche de surface est celle en contact direct avec le sol, où les turbulences sont omniprésentes. Parfois absente lorsque la CLA est très stable, son épaisseur dépend de la stabilité : elle représente environ 5 à 10% de la hauteur de la CLA. Au niveau du sol, la vitesse horizontale de vent est nulle, du fait de la friction. Puis, en prenant de l'altitude au sein de la couche de surface, le module horizontal de vitesse augmente (voir 2.6). Cette variation se modélise souvent par une loi logarithmique ou de puissance.

Couche de mélange La couche de mélange apparaît peu après le lever du soleil. Souvent gouvernée par la convection, elle est à la fois chauffée par le sol et refroidie par les nuages qui se forment sur sa partie supérieure (tels que les stratocumulus). Le mélange est intense, majoritairement vertical, rendant cette structure instable. La hauteur de la couche croît jusqu'en fin d'après-midi, grâce à la zone d'entraînement qui attire au sommet l'air moins turbulent du dessus (nous comprenons alors son nom).

Zone d'entraînement Assez fine et au sommet de la couche limite, cette zone stable permet aux ascendances thermiques de s'établir, d'où le nom de "zone d'entraînement". Elle fait la transition entre l'écoulement gouverné par la turbulence de la couche de mélange, et le vent géostrophique, piloté par les forces de Coriolis et de pression. C'est d'ailleurs à cet endroit que les instabilités de Kelvin Helmholtz apparaissent. La zone d'entraînement peut aussi chauffer la couche de mélange par intrusion d'air chaud et sec venant de l'atmosphère libre.

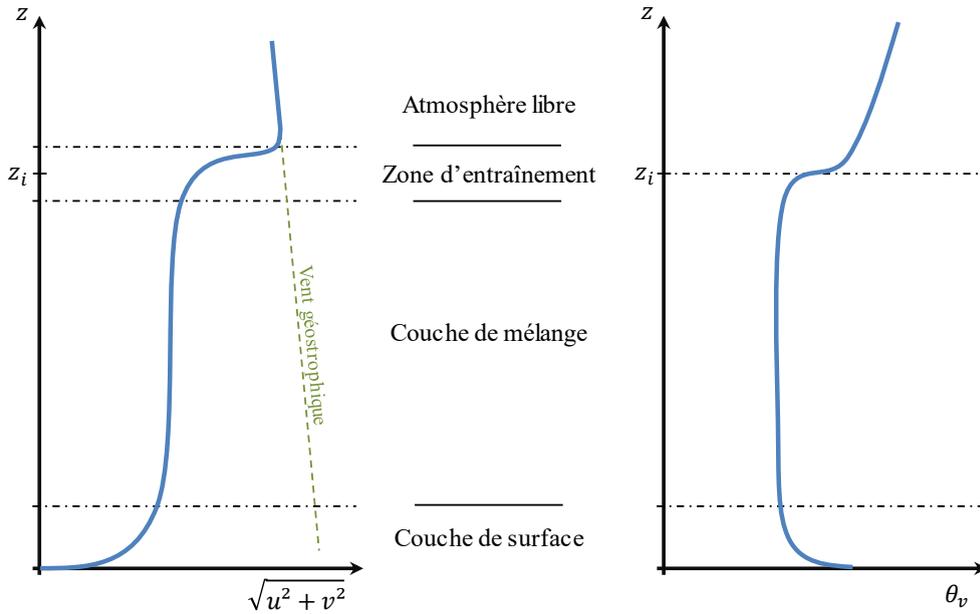


FIG. 2.6 : Profils typiques du module de vitesse moyenne horizontale $\sqrt{u^2 + v^2}$ (gauche) et température potentielle virtuelle $\bar{\theta}_v$ (droite) au cours de la journée, adapté de Stull [1988]

2.2.4.2 La nuit

Couche limite stable Au contact du sol froid, les gradients thermiques s'orientent vers le bas et l'atmosphère se stabilise. La turbulence a tendance à s'atténuer. L'évolution du vent y est particulière. En effet, un pic de vitesse de vent est périodiquement observé à environ 200m d'altitude (phénomène appelé "jets de basses couches"), pour décroître rapidement jusqu'à atteindre les valeurs du vent géostrophique (voir 2.7).

Couche résiduelle Peu après le coucher du soleil, la convection cesse et la turbulence devient isotrope. Une couche dite résiduelle se forme suite à la diminution récente du mélange turbulent forcé par la surface. La stabilité s'approche de la neutralité. Cette couche n'est pas en contact direct avec le sol du fait de la présence croissante de la couche limite stable.

Zone d'inversion Il s'agit du résidu de la zone d'entraînement de la veille. La couche est si stable que la variation de température potentielle est considérée comme un saut. Elle est alors qualifiée de "zone d'inversion". Comme mentionné précédemment, cette zone présente aussi un fort cisaillement de vent.

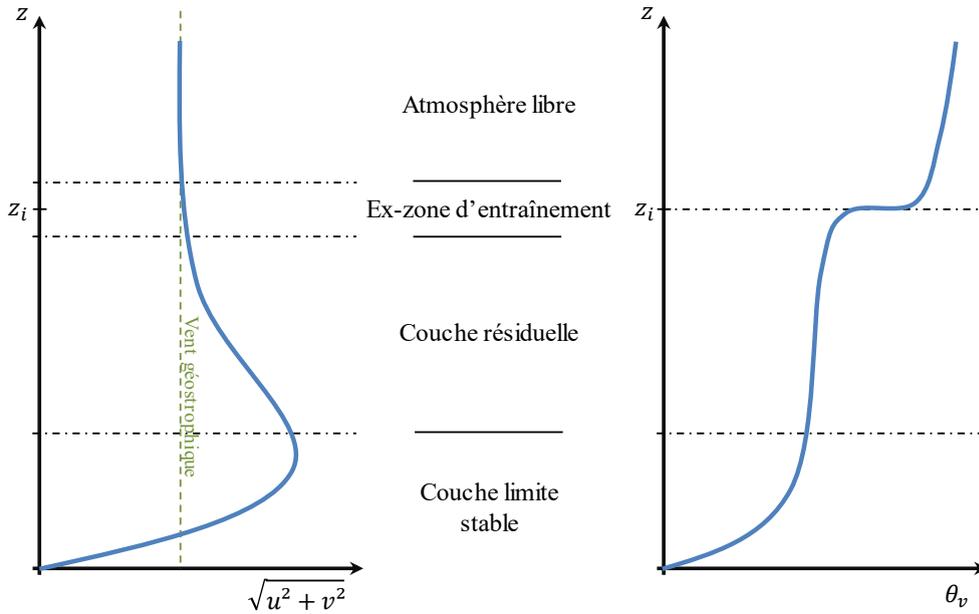


FIG. 2.7 : Profils typiques du module de vitesse moyenne horizontale $\sqrt{u^2 + v^2}$ (gauche) et température potentielle virtuelle moyenne $\bar{\theta}_v$ (droite) au cours de la nuit, adapté de Stull [1988]

2.3 Modélisation

Après de brèves généralités sur la modélisation, la méthode LES sera introduite. Puis, dans un premier temps, nous établirons un système initial d'équations, décrivant l'évolution des différentes grandeurs au sein de la couche limite atmosphérique. Dès lors, la moyenne de Reynolds sera présentée et appliquée afin d'aboutir au système de Reynolds. Ensuite nous décrirons l'obtention des équations de fluctuations. Pour finir, le modèle Meso-NH sera présenté, en détaillant notamment les hypothèses de fermeture utilisées, qui permettront d'obtenir le système final d'équations modélisant la CLA.

2.3.1 Généralités

Tous les phénomènes naturels sont complexes à décrire. Pour y parvenir, le corps scientifique de la météorologie utilise principalement les sciences physiques et les mathématiques. Cependant, l'ensemble des détails ne peut être représenté, car la résolution deviendrait trop difficile. Bien que l'effet papillon de Lorenz [1972] soit devenu proverbial, il n'est pas envisageable de prendre en compte le battement d'aile de chaque insecte pour déterminer l'évolution d'un ouragan. L'idée est donc de décrire un phénomène grâce à une formule mathématique issue des lois de la physique, en négligeant les paramètres qui ont peu d'influence sur son évolution : c'est la modélisation.

En modélisant l'atmosphère, il devient possible de l'étudier et de la comprendre. En météorologie, les modèles ont pour but principal de prévoir le temps qu'il fera dans les jours futurs. Néanmoins, tout le monde s'accorde à dire que les erreurs sont courantes. Cela est principalement dû à deux faits : d'abord parce qu'il s'agit d'un problème scientifique complexe, et de plus, parce qu'il doit être résolu dans un temps très court. Aidés - mais limités - par la puissance des supercalculateurs, les météorologues sont forcés d'effectuer des approximations pour pouvoir rendre des résultats à temps. Ces approximations sont nécessaires car il s'agit d'une science très large, devant considérer un nombre important de processus. Outre celui de la mécanique

des fluides, les domaines de la thermodynamique, du rayonnement, de la micro-physique, de la biologie, de la chimie atmosphérique, et bien d'autres encore jouent des rôles très importants.

Par ailleurs, certains phénomènes restent mal compris, et il devient difficile de les décrire. C'est notamment le cas de la turbulence, majoritairement présente dans la couche limite atmosphérique. Son caractère chaotique (introduit en 2.2.2.1), lié à l'effet papillon, implique la nécessité de connaître l'état initial de l'atmosphère avec une grande précision pour prévoir son évolution. De plus, les équations de Navier-Stokes, qui tentent de décrire le comportement des mouvements turbulents, ne sont toujours pas résolues analytiquement. La non-linéarité de ces équations est connexe au chaos spatio-temporel du phénomène. Des hypothèses importantes sont alors établies pour pouvoir la résoudre de manière approximative.

Ainsi, si les scientifiques s'arment de modèles pour décrire la nature, ils restent limités par leurs propres outils, malgré une volonté permanente de connaître et comprendre les phénomènes qui les entourent.

2.3.2 Méthode Large Eddy Simulation

Appelée Simulation des Grandes Échelles, mais plus connue sous le nom de Large Eddy Simulation (LES), cette méthode a été introduite entre les années 1960 et 1970 par Smagorinsky [1963] et Deardorff [1970]. L'idée est de calculer explicitement l'évolution des grands tourbillons, et de modéliser celle des plus petits. Cela revient alors à marquer une séparation sur le spectre d'énergie, en choisissant un nombre d'onde κ_c délimitant la partie modélisée explicitement et la partie modélisée sous maille. κ_c est le "cutoff wavenumber", ou échelle de coupure. La figure 2.8 illustre cette technique à partir du spectre d'énergie introduit en 2.2.2.4 p.12.

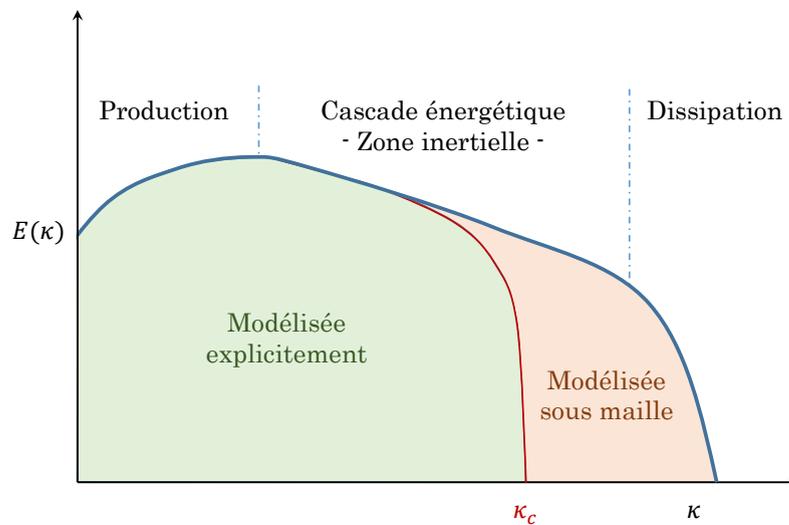


FIG. 2.8 : Schématisation de la méthode LES : illustration sur le spectre d'énergie

Cette séparation s'obtient en appliquant un filtrage sur les équations de Navier-Stokes (dont l'obtention sera détaillée en 2.3.4). Le filtre, obtenu par produit de convolution, est de type passe-bas pour conserver les faibles nombres d'ondes, et donc les grandes échelles. La dissipation des petits tourbillons est modélisée grâce aux termes de dissipation turbulente et à la longueur de mélange, comme détaillé dans le paragraphe 2.3.7.4.

La méthode LES a l'avantage d'être moins coûteuse en temps de calcul que la technique DNS (Direct Numerical Simulation), mais reste généralement plus élevée que la technique RANS

(Reynolds Average Navier-Stokes). Cependant, la LES permet d'étudier des cas instationnaires. Il faut tout de même prendre garde aux schémas numériques utilisés, car les résultats en sont fortement dépendants.

2.3.3 Méthodologie pour l'obtention des équations de la CLA

La figure 2.9 résume les étapes successives suivies pour obtenir les équations permettant de décrire la couche limite atmosphérique.

Le bloc supérieur "Principes de Conservation" est la première étape, présentée en partie 2.3.4. L'application de ces différents principes permettra d'écrire un "Système Initial" (Eqs. 2.24). Le "Système Complet" ne sera volontairement pas retranscrit pour ne pas surcharger le chapitre.

La technique de décomposition de Reynolds sera introduite en partie 2.3.5. L'obtention des "Équations de Reynolds (II)" (Eq. 2.29) est aussi détaillée dans cette partie. Il s'agit, en quelque sorte, et avec un filtre bien choisi, de la partie modélisée explicitement représentée sur la figure 2.8.

Enfin, les "Équations des fluctuations (III)" (Eq. 2.31) seront déterminées grâce à la méthode détaillée en 2.3.6. Avec un filtre bien choisi, ces équations sont relatives à la partie modélisée sous maille de la figure 2.8, dont la paramétrisation donnée en 2.3.7.4 permet la fermeture.

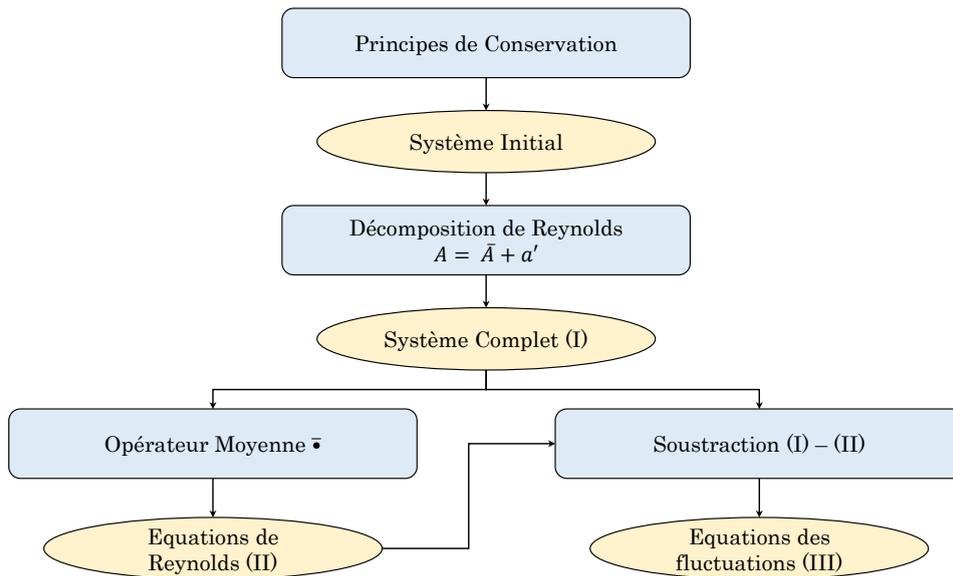


FIG. 2.9 : Schématisation des étapes successives permettant d'obtenir les équations de la CLA

2.3.4 Système initial : équations à résoudre

2.3.4.1 Hypothèses et Approximations

Le but de cette partie est d'illustrer la modélisation de la couche limite atmosphérique de manière succincte et compréhensible. Pour cela, des hypothèses fortes seront formulées. Ces hypothèses ne sont pas toujours appliquées dans les modèles numériques d'aujourd'hui, comme Meso-NH, améliorés depuis de nombreuses années. Ces améliorations seront mentionnées dans la partie descriptive du modèle numérique 2.3.7. L'idée est donc de décrire la méthode et les grandes lignes de la modélisation, en simplifiant les équations à résoudre.

Utilisation d'un référentiel galiléen lié à la Terre Le référentiel terrestre n'est pas galiléen du fait de la rotation de la Terre sur elle-même. Néanmoins, en prenant en compte les effets de pesanteur, ainsi que les effets inertiels de Coriolis, ce référentiel sera supposé galiléen pour l'application du bilan de quantité de mouvement.

Approximation du plan tangent La taille des domaines étudiés est relativement faible (quelques kilomètres carrés), entraînant une faible variation de latitude. Le paramètre (ou fréquence) de Coriolis sera alors supposé constant.

Utilisation de coordonnées cartésiennes Ayant défini l'atmosphère comme une couche enveloppant la Terre, la description mathématique devrait être menée en coordonnées sphériques. Cependant, la couche limite atmosphérique ne représente qu'une fine pellicule de l'atmosphère. De plus, comme précisé précédemment, les domaines d'études sont de petites tailles (parcs éoliens). Ainsi, la courbure de la Terre sera négligée, et les coordonnées cartésiennes seront utilisées.

Hypothèse de fluide incompressible En mécanique des fluides, le fait que la vitesse de l'air soit bien plus faible que la vitesse du son (en dessous d'un facteur 0.3), suffit pour considérer que le fluide est incompressible. Pour le vent dans la partie basse de l'atmosphère étudiée, cette condition revient à vérifier que $v_{air} < 110m.s^{-1}$, ce qui est généralement le cas. Cependant, dans cette dernière, le poids d'une colonne d'air fait varier la masse volumique en fonction de l'altitude. Dans la couche limite atmosphérique, elle ne varie que de 10% [Wilson, 2013]. Ainsi, pour simplifier les prochains calculs, toute variation temporelle et spatiale de la masse volumique sera négligée. Il est important de noter que cette hypothèse forte n'est pas prise en compte dans Meso-NH. Le modèle numérique peut fonctionner avec l'hypothèse anélastique, ou de pseudo-compressibilité. Une version compressible du modèle est d'ailleurs en cours de développement pour certaines applications.

2.3.4.2 Équation d'état (Loi des Gaz Parfaits)

Nous supposons que l'air, au sein de l'atmosphère, est un gaz parfait. Nous avons alors l'équation d'état :

$$P = \rho R_d T, \tag{2.7}$$

où P est la pression, T la température, ρ la masse volumique, R_d est la constante des gaz parfaits.

2.3.4.3 Conservation de la masse (équation de continuité)

Bilan massique :

Partons d'un cas général. Soit un volume V de surface S . Considérons un point A entouré par le volume élémentaire dV , comme illustré en figure 2.10. Notons $\rho(A, t)$ la masse volumique du fluide en A à la date t . Nous désignerons par \vec{dS} le vecteur normal sortant d'une surface élémentaire de S . Enfin, soit dM l'augmentation de la masse contenue dans le volume V , entre

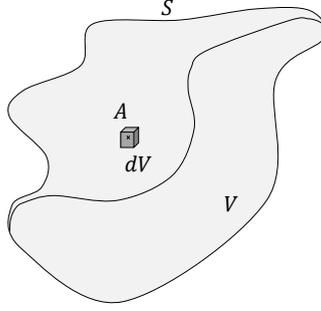


FIG. 2.10 : Schématisation d'un élément de volume pour l'équation de continuité

la date t et $t + dt$. Cette dernière s'exprime par :

$$dM = M(t + dt) - M(t) \quad (2.8)$$

$$= \iiint_V \rho(A, t + dt) dV - \iiint_V \rho(A, t) dV \quad (2.9)$$

$$= \iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dt dV. \quad (2.10)$$

Par ailleurs, nous pouvons exprimer la quantité de matière dM' qui entre dans V à la vitesse \vec{U} en traversant S pendant la durée dt :

$$dM' = - \iint_S \rho \vec{U} \cdot d\vec{S} dt \quad (2.11)$$

$$= - \iiint_V \text{div}(\rho \vec{U}) dt dV. \quad (2.12)$$

Application du principe de conservation de la masse :

D'après le principe de conservation de la masse, la masse d'un système isolé se conserve au cours du temps. Cela se traduit donc par :

$$0 = dM - dM' \quad (2.13)$$

$$= \iiint_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) \right) dt dV, \quad (2.14)$$

ce qui est vrai pour tout élément de volume dV , nous obtenons alors la forme eulérienne de l'équation de continuité :

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{U}) = 0}. \quad (2.15)$$

Et, grâce à l'hypothèse de fluide incompressible, nous obtenons finalement :

$$\boxed{\text{div}(\vec{U}) = 0}. \quad (2.16)$$

2.3.4.4 Conservation de la quantité de mouvement

Bilan des efforts :

Considérons une particule de fluide incompressible au sein d'un écoulement de volume dV , de masse volumique ρ et de viscosité dynamique μ . Soit \vec{g} l'accélération de la pesanteur, $\vec{\Omega}$ le vecteur vitesse de rotation de la Terre et $\vec{U} = (U_i, U_j, U_k)$ le vecteur vitesse de la particule. Soit \vec{f}_v une force volumique quelconque. Les forces agissant sur la particule sont :

- La force de pesanteur, de résultante : $\overrightarrow{dF_{pesanteur}} = \rho \vec{g} dV$,
- La force de pression, de résultante : $\overrightarrow{dF_{pression}} = -\overrightarrow{grad}(P)dV$,
- La force de viscosité, de résultante : $\overrightarrow{dF_{viscosité}} = \mu \Delta \vec{U} dV$,
- La force de Coriolis, de résultante : $\overrightarrow{dF_{Coriolis}} = -2\rho \vec{\Omega} \wedge \vec{U} dV$,
- Une force quelconque, de résultante : $\overrightarrow{dF_{quelconque}} = \vec{f}_v dV$.

Application du principe fondamental de la dynamique :

L'évolution de la particule fluide sur une durée dt , dans un référentiel lié à la Terre (supposé galiléen, ayant pris en compte la force de Coriolis), peut être décrite grâce à la deuxième loi de Newton selon :

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} dV = \overrightarrow{dF_{viscosité}} + \overrightarrow{dF_{pression}} + \overrightarrow{dF_{pesanteur}} + \overrightarrow{dF_{Coriolis}} + \overrightarrow{dF_{quelconque}}, \quad (2.17)$$

avec

$$\frac{D\vec{U}}{Dt} = \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + U_i \frac{\partial \vec{U}}{\partial x_i} + U_j \frac{\partial \vec{U}}{\partial x_j} + U_k \frac{\partial \vec{U}}{\partial x_k} = \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \overrightarrow{grad}) \vec{U}. \quad (2.18)$$

Ainsi, en utilisant cette nouvelle formulation et en simplifiant l'équation 2.17 par ρdV , nous obtenons l'équation de Navier-Stokes :

$$\boxed{\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \overrightarrow{grad}) \vec{U} = \nu \Delta \vec{U} + -\frac{1}{\rho} \overrightarrow{grad}(P) + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{U} + \frac{\vec{f}_v}{\rho}}, \quad (2.19)$$

où $\nu = \mu/\rho$ est la viscosité cinématique de l'air. La force volumique quelconque \vec{f}_v pourra, par exemple, représenter la force appliquée par les pales d'éoliennes sur le fluide.

2.3.4.5 Conservation de la chaleur

Bilan enthalpique :

Considérons le système défini dans la section précédente, en conservant les notations. Soit θ la température potentielle, λ_θ la conductivité thermique et C_p la capacité thermique à pression constante de l'air humide. Soit Σ_θ un terme source ou puits de chaleur. Nous pouvons alors lister, pour ce système :

- L'énergie interne : $dE_{int} = \rho C_p D\theta dV$,
- La chaleur transitant par conductivité thermique : $dE_{conductivité} = \lambda_\theta \Delta \theta dV dt$,
- La chaleur issue d'un phénomène quelconque : $dE_{quelconque} = \Sigma_\theta dV dt$.

L'énergie interne peut s'exprimer selon :

$$dE_{int} = \rho C_p D\theta dV = \rho C_p \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{U} \cdot \overrightarrow{grad}(\theta) \right) dV dt. \quad (2.20)$$

Application du 1^{er} principe de la thermodynamique :

D'après le 1^{er} principe de la thermodynamique, l'enthalpie d'un système se conserve :

$$dE_{int} = dE_{conductivité} + dE_{quelconque}. \quad (2.21)$$

En simplifiant par $\rho C_p dV dt$ et en notant $\nu_\theta = \lambda_\theta / \rho C_p$ la diffusivité thermique de l'air humide, nous obtenons :

$$\boxed{\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{U} \cdot \overrightarrow{grad}(\theta) = \nu_\theta \Delta \theta - \frac{1}{\rho C_p} \Sigma_\theta}. \quad (2.22)$$

Le terme quelconque Σ_θ peut, par exemple, prendre en compte les échanges de chaleur par rayonnement et par changement de phase.

2.3.4.6 Conservation des phases d'eau

Notons q_T l'humidité spécifique totale de l'air. Elle représente la masse d'eau (toutes phases confondues) par unité de masse d'air. Soit Σ_{q_T} un terme source ou puits de quantité d'humidité. En effectuant un bilan similaire aux sections précédentes, et en supposant l'air incompressible, nous pouvons exprimer la conservation des phases d'eau telle que :

$$\boxed{\underbrace{\frac{\partial q_T}{\partial t}}_{\text{Stockage}} + \underbrace{\vec{U} \cdot \overrightarrow{grad}(q_T)}_{\text{Advection}} = \underbrace{\nu_{q_T} \Delta q}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \Sigma_{q_T}}_{\text{Source-Puits}}, \quad (2.23)$$

où ν_{q_T} est la diffusion moléculaire de la vapeur d'eau dans l'air. La grandeur totale q_T se découpe en distinguant chaque phase : une partie vapeur, et une partie liquide : $q_T = q_V + q_L$. L'équation (2.23) est donc double. Le terme quelconque Σ_{q_T} peut, par exemple, tenir compte d'un changement de phase.

2.3.4.7 Système initial

Grâce aux équations établies précédemment, nous pouvons construire un premier système décrivant la couche limite atmosphérique, où l'air est considéré incompressible. Nous remarquons que les conditions aux limites restent à définir, car elles sont fonction des caractéristiques du terrain étudié. Pour plus de clarté, la convention d'Einstein est utilisée et δ_{ij} désigne le symbole de Kronecker. En notant respectivement U_j , x_j et f_{v_j} la $j^{\text{ème}}$ composante de la vitesse \vec{U} , du repère cartésien et du vecteur \vec{f}_v , nous avons :

$$\boxed{\begin{cases} P = \rho R_d T \\ \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \delta_{13} g - 2\epsilon_{ijk} \Omega_j U_k + \frac{1}{\rho} f_{v_i} \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + U_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{1}{\rho C_p} \Sigma_\theta \\ \frac{\partial q_T}{\partial t} + U_j \frac{\partial q_T}{\partial x_j} = \nu_q \frac{\partial^2 q}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{1}{\rho} \Sigma_{q_T} \end{cases}. \quad (2.24)$$

2.3.5 Système intermédiaire : Équations de Reynolds

2.3.5.1 Principe de décomposition

La résolution du système obtenu précédemment s'avère complexe, car il met en jeu des quantités qui fluctuent en fonction du temps et de l'espace. Introduisons dès lors la décomposition de Reynolds, souvent utilisée pour traiter les problèmes de turbulence afin de simplifier leur résolution. Elle consiste à séparer, pour chaque grandeur \bullet , la partie moyenne $\bar{\bullet}$ de la partie fluctuante \bullet' tel que :

$$\bullet = \bar{\bullet} + \bullet'. \quad (2.25)$$

La figure 2.11 illustre cette décomposition. Elle donne l'exemple d'un vent turbulent de vitesse U mesurée durant 20 minutes à un endroit donné. En appliquant une moyenne temporelle glissante, cette grandeur peut être décomposée selon $U = \bar{U} + u'$.

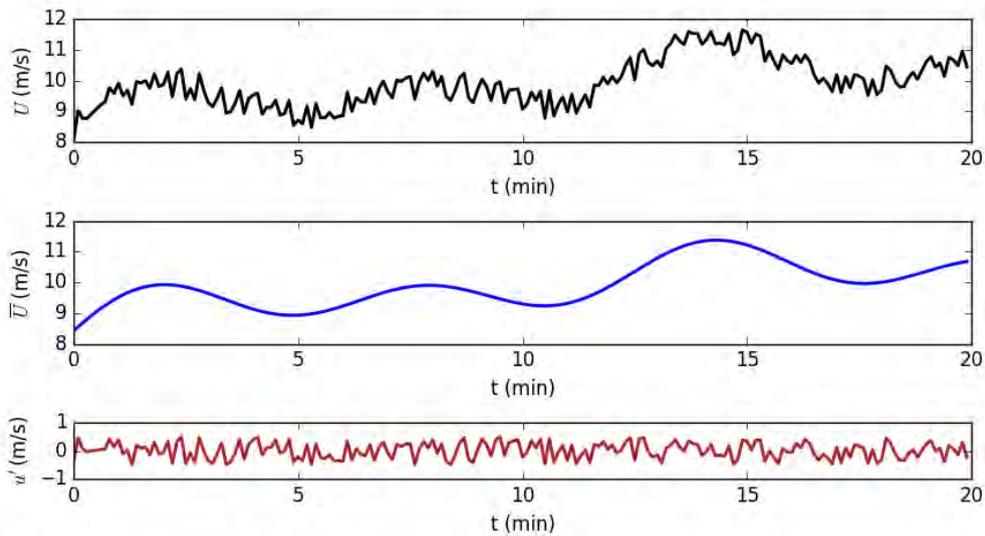


FIG. 2.11 : Illustration de la décomposition de Reynolds pour la mesure d'une vitesse de vent

Il existe plusieurs méthodes pour calculer des moyennes. La moyenne temporelle donne une tendance sur une durée déterminée, et la moyenne spatiale sur un espace donné. Il existe aussi la moyenne d'ensemble, évaluée sur un nombre d'expérience donné. Bien qu'en météorologie la répétition identique d'un phénomène soit rare, il est d'usage de considérer que ces trois moyennes sont équivalentes pour traiter le problème de turbulence d'après le théorème d'ergodicité. Nous parlerons alors d'une moyenne de Reynolds. Nous pouvons alors rappeler quelques règles de calcul concernant les moyennes d'ensemble, que nous supposons vraies pour les moyennes spatio-temporelles. Considérons deux grandeurs $f = \bar{f} + f'$ et $g = \bar{g} + g'$. Soit α un scalaire, nous avons alors :

$$\begin{array}{ll} \square \overline{f + g} = \bar{f} + \bar{g} & \square \overline{f \cdot g} = \bar{f} \cdot \bar{g} + \overline{f' \cdot g'} \\ \square \overline{\alpha f} = \alpha \bar{f} & \square \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t} \\ \square \overline{\bar{f}} = \bar{f} & \square \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} \\ \square \overline{f'} = 0 & \end{array}$$

L'opérateur moyenne respecte le théorème d'ergodicité. Il s'agit alors d'une moyenne d'ensemble : la moyenne spatiale est équivalente à la moyenne temporelle. Soulignons aussi qu'il

est d'usage, pour un fluide incompressible, d'exprimer le terme d'advection sous forme de flux. Nous avons alors, pour toute grandeur advectée ξ :

$$U_j \frac{\partial \xi}{\partial x_j} = \frac{\partial (U_j \xi)}{\partial x_j} \quad \text{car} \quad \frac{\partial (U_j \xi)}{\partial x_j} = U_j \frac{\partial \xi}{\partial x_j} + \underbrace{\xi \frac{\partial U_j}{\partial x_j}}_{\text{Eq. Continuité}} . \quad (2.26)$$

2.3.5.2 Système intermédiaire

Sous forme décomposée, les variables étudiées deviennent donc :

$$\begin{cases} \rho = \bar{\rho} + \rho' \\ \theta = \bar{\theta} + \theta' \\ P = \bar{P} + p' \\ U_i = \bar{U}_i + u'_i \\ q_T = \bar{q}_T + q'_T \end{cases} . \quad (2.27)$$

Ainsi, en appliquant la moyenne de Reynolds à chaque équation du système initial (2.24), nous obtenons un nouveau système. Ce sont les équations de Reynolds :

$$\begin{cases} \bar{P} = \bar{\rho} R_d \bar{T} \\ \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \delta_{13} g - 2\epsilon_{ijk} \Omega_j \bar{U}_k + \frac{1}{\bar{\rho}} \bar{f}_{v_i} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = \nu_\theta \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{1}{\bar{\rho} C_p} \Sigma_\theta - \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \bar{q}_T}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{q}_T}{\partial x_j} = \nu_q \frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{1}{\bar{\rho}} \Sigma_{q_T} - \frac{\partial \overline{u'_j q'_T}}{\partial x_j} \end{cases} . \quad (2.28)$$

Pour mieux saisir le sens physique de ces équations, nous donnerons les significations des différents termes. Ainsi, pour une grandeur quelconque ξ :

- $\frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t}$ décrit la variation temporelle de la quantité moyenne de ξ ,
- $\bar{U}_j \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial x_j}$ représente l'advection de la quantité moyenne de ξ par le vent moyen,
- $\nu_\xi \frac{\partial^2 \bar{\xi}}{\partial x_j \partial x_j}$ illustre l'influence de la viscosité/diffusion sur quantité moyenne de ξ ,
- $\frac{\partial \overline{u'_j \xi'}}{\partial x_j}$ caractérise le flux moyen des fluctuations de la grandeur ξ créées par la vitesse fluctuante.

Plus particulièrement, $\overline{u'_i u'_j}$ s'appelle le tenseur de Reynolds. Par ailleurs, les termes de diffusion/viscosité ont une influence moindre dans l'atmosphère pour les champs filtrés par l'opérateur moyenne. Ils seront alors négligés. Enfin, nous occulterons les termes "quelconques" de sources et puits pour alléger la notation, donnant le système simplifié suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{P} = \bar{\rho} R_d \bar{T} \\ \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \delta_{13} g - 2 \epsilon_{ijk} \Omega_j \bar{U}_k + \frac{1}{\rho} \overline{f v_i} \\ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{u'_j \theta'}}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \overline{q_T}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \overline{q_T}}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{u'_j q'_T}}{\partial x_j} \end{array} \right. \quad (2.29)$$

2.3.6 Système final : obtention des équations des fluctuations

2.3.6.1 Problème de fermeture

Le système obtenu précédemment ne peut pas être résolu directement car le nombre d'inconnues est plus important que le nombre d'équations. Un tel système est dit non fermé. Nous pourrions envisager d'exprimer les flux moyens de fluctuations d'ordre 2 introduits par la décomposition de Reynolds, tels que $\overline{u'_i u'_j}$, mais le problème de fermeture serait toujours présent. Cela aboutirait à l'apparition de nouveaux termes d'ordre 3 $\overline{u'_i u'_j u'_k}$, et donc à de nouvelles inconnues. Ce phénomène se répéterait indéfiniment, obtenant toujours un nombre d'inconnues supérieur au nombre d'équations. Pour étudier la couche limite atmosphérique, nous nous contenterons d'exprimer les flux moyens d'ordre 2. L'idée sera donc d'imposer la fermeture du système en introduisant des équations issues de nouvelles hypothèses.

2.3.6.2 Expression des flux moyens de fluctuations d'ordre 2 et de l'énergie cinétique

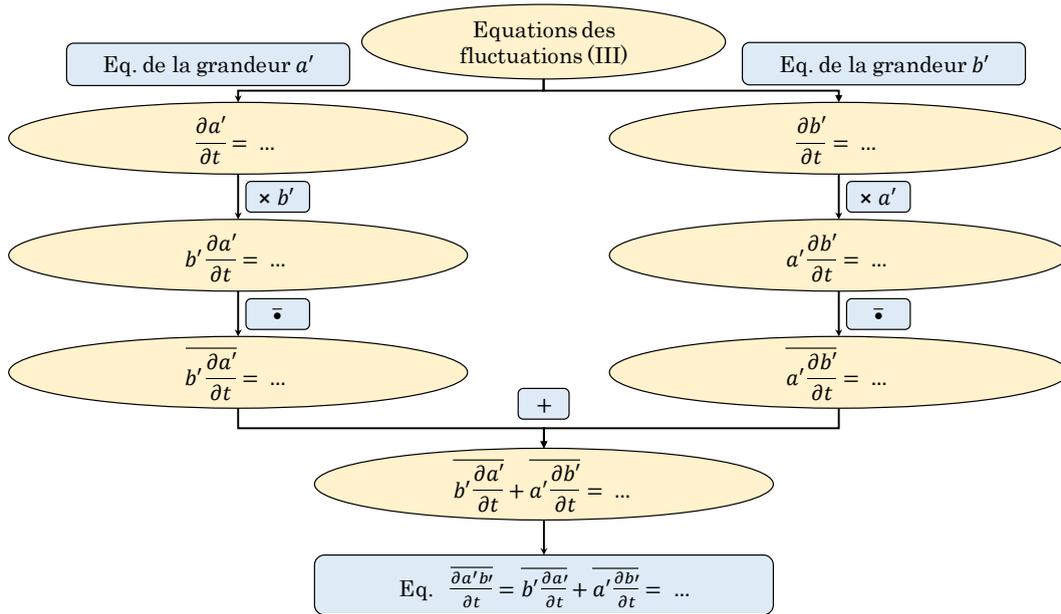


FIG. 2.12 : Schématisation des étapes successives permettant d'obtenir les équations des flux moyens d'ordre 2

Pour l'obtention des flux moyens de fluctuations d'ordre 2, il faut pouvoir exprimer $\partial \overline{a'b'}/\partial t$, où b' est la fluctuation de $B = \overline{B} + b'$. C'est l'objet de la figure 2.12, illustrant la méthode permettant d'obtenir ces expressions.

Un tel schéma permet aussi d'expliquer l'obtention des équations relatives à l'évolution des grandeurs fluctuantes, c'est-à-dire les équations donnant $\partial a'/\partial t$ pour une grandeur $A = \overline{A} + a'$.

Nous allons aussi déterminer l'équation de l'évolution de l'énergie cinétique turbulente $e = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ grâce aux 3 équations d'évolution de $\frac{\partial}{\partial t} \overline{u'_i u'_i}$.

Dans le but d'alléger la notation, différents termes sont regroupés grâce à l'utilisation de tenseurs. Définissons alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} b_{ij} = \overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} e \\ S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \\ \Sigma_{ij} = b_{ij} S_{kj} + S_{ik} b_{kj} - \frac{2}{3} \delta_{ij} b_{km} S_{mk} \\ R_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \\ Z_{ij} = R_{ik} b_{kj} + b_{ik} R_{kj} \\ B_{ij} = \beta_i \overline{u'_j \theta'_v} + \beta_j \overline{u'_i \theta'_v} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \beta_k \overline{u'_k \theta'_v} \end{array} \right. , \quad (2.30)$$

avec $\beta_1 = \beta_2 = 0$ et $\beta_3 = g/\overline{\theta}$. Le système devient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} (b_{ij}) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} (b_{ij}) = -\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{b'_{ij} u'_k}) - \frac{4}{3} e S_{ij} - \Sigma_{ij} - Z_{ij} + B_{ij} - \Pi_{ij} \\ \frac{\partial}{\partial t} (e) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} (e) = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{e u'_k} + \overline{p' u'_k} - \nu \frac{\partial^2 e}{\partial x_k \partial x_k} \right) - \delta_{13} g \overline{u'_3} - \overline{u'_k u'_l} \frac{\partial \overline{U}_k}{\partial x_l} - \epsilon \\ \frac{\partial}{\partial t} (\overline{u'_i \theta'}) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i \theta'}) = -\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k u'_i \theta'}) - \overline{u'_k \theta} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} - \overline{u'_k u'_i} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_k} + \beta_k \overline{\theta' \theta'_v} - \Pi_{i\theta} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\overline{u'_i q'_T}) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i q'_T}) = -\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k u'_i q'_T}) - \overline{u'_k q'_T} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} - \overline{u'_k u'_i} \frac{\partial \overline{q'_T}}{\partial x_k} + \beta_k \overline{q'_T \theta'_v} - \Pi_{iq} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\overline{\theta'^2}) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\theta'^2}) = -\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k \theta'^2}) - 2 \overline{u'_k \theta'} \frac{\partial \overline{\theta'}}{\partial x_k} - \epsilon_\theta \\ \frac{\partial}{\partial t} (\overline{q'^2_T}) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{q'^2_T}) = -\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k q'^2_T}) - 2 \overline{u'_k q'_T} \frac{\partial \overline{q'_T}}{\partial x_k} - \epsilon_q \\ \frac{\partial}{\partial t} (\overline{q'_T \theta'}) + \overline{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{q'_T \theta'}) = -\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k q'_T \theta'}) - \overline{u'_k \theta} \frac{\partial \overline{q'_T}}{\partial x_k} - \overline{u'_k q'_T} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_k} - \epsilon_{\theta q} \end{array} \right. \quad (2.31)$$

C'est alors sur les termes de presso-corrélation (Π_{ij} , $\Pi_{i\theta}$, Π_{iq}) et de dissipations (ϵ , ϵ_θ , ϵ_q , $\epsilon_{\theta q}$) que vont être appliqués les paramétrages présentés en 2.3.7.4.

2.3.7 Modèle Numérique : Meso-NH

Le but des trois sous-parties précédentes (2.3.4, 2.3.5 et 2.3.6) était de détailler l'obtention et la fermeture des équations traitées par Meso-NH pour décrire la CLA. Dans cette sous-partie et après quelques généralités, le modèle météorologique sera détaillé en faisant le lien avec les systèmes obtenus précédemment et en introduisant le schéma de fermeture. Une telle organisation a été choisie pour permettre une meilleure compréhension de la description dressée ci-dessous.

2.3.7.1 Généralités

Développé par le Centre National de Recherche Météorologique (CNRM - UMR 3589) et le Laboratoire d'Aérodynamique (LA - UMR 5560), Meso-NH est un modèle numérique de l'atmosphère [Lac et al., 2018]. Il est capable de simuler les mouvements atmosphériques allant de l'échelle méso à micro [Lafore et al., 1997]. Code Open-Source, il a l'avantage d'obtenir régulièrement des modules supplémentaires construits par la communauté de ses utilisateurs. Le programme pour traiter les éoliennes en fait d'ailleurs partie. L'essentiel des informations concernant Meso-NH ainsi que son téléchargement sont disponibles sur le site internet dédié [Meso-NH, 2019].



Comme son nom l'indique, le modèle est Non-Hydrostatique (“ -NH ”) : il dispose d'une équation pronostique pour le vent vertical. En météorologie, il est d'usage de s'en affranchir, mais pour une résolution horizontale inférieure à 10km, l'accélération verticale des particules d'air n'est plus négligeable devant l'accélération de la pesanteur. En évitant cette approximation, Meso-NH peut alors simuler de très petites échelles de turbulence, en utilisant la méthode LES.

La description est eulérienne : nous allons déterminer les champs de vitesses en chaque point de maille. Le maillage est de type C, utilisant la convention d'Arakawa [Mesinger and Arakawa, 1976]. Le système de coordonnées verticales utilise la formule de Gal-Chen and Somerville [1975]. Cette technique “comprime” le maillage en suivant le relief, comme le montre la figure 2.13. Les calculs de Meso-NH sont parallélisés selon un découpage horizontal du domaine [Jabouille et al., 1999], afin de lancer les calculs sur plusieurs processeurs, voir des milliers. Il est aussi possible d'emboîter des domaines (technique de “grid nesting”) dans le but d'obtenir une résolution plus fine à un endroit ciblé. Le domaine père force alors les champs aux bords du domaine fils. L'interaction père-fils peut être effectuée dans les deux sens, ou un seul.

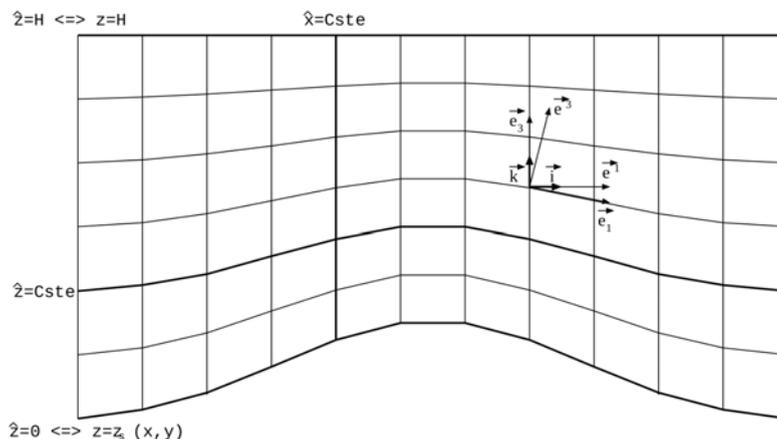


FIG. 2.13 : Système de coordonnées de Meso-NH [Bougeault et al.]

2.3.7.2 Dynamique

Un solveur de pression permet de diagnostiquer le champ pression grâce à la résolution d'une équation elliptique 3D (l'équation de Poisson) par méthode itérative, en utilisant la

transformation de Fourier rapide (FFT). L'équation elliptique (par opposition à parabolique ou hyperbolique) est obtenue grâce à la combinaison de l'équation de continuité (2.16) et de l'équation de quantité de mouvement (2.19). D'autre part, le modèle filtre les effets élastiques dus aux ondes acoustiques. Il s'agit alors d'un modèle anélastique. Cet dernier est basé sur le système pseudo-compressible de Durran [1989].

La LES utilise implicitement un filtre en forme de créneau de la taille d'une maille. Le filtre a la particularité d'être idempotent : s'il est appliqué plusieurs fois, le résultat filtré sera le même. Cela lui permet alors de conserver les propriétés de la décomposition de Reynolds. Ce filtrage légitime alors la méthode présentée en 2.3.7.4 pour obtenir les différentes équations.

Différents schémas numériques sont utilisés pour discrétiser explicitement les équations de transport (termes d'advection de la partie résolue). Pour le transport des variables scalaires, Meso-NH utilise la méthode PPM (Piecewise Parabolic Method), qui est un schéma spatial d'ordre 3 [Colella and Woodward, 1984]. Ce dernier est associé au schéma temporel de type FIT (Forward In Time). Pour le transport du vent (*i.e.* de quantité de mouvement), plusieurs schémas sont disponibles [Lac et al., 2018]. Lors de ces travaux, deux ont été utilisés :

- i) Schéma spatial centré d'ordre 4, associé au schéma temporel explicite centré de Runge-Kutta (RKC4). Précis et efficient, il a l'avantage de mieux représenter les phénomènes tourbillonnaires grâce à sa faible diffusivité.
- ii) Schéma spatial pondéré d'ordre 5, associé au schéma temporel Runge-Kutta centré (RK53). Le schéma WENO5 est une combinaison linéaire de courbes polynomiales utilisant 3 stencils. Il est conservatif et non oscillant. Efficient mais diffusif [Liu et al., 1994], il a tendance à lisser les fluctuations liées à la turbulence.

D'autre part, plusieurs conditions limites peuvent être appliquées, selon la paroi. Les bords supérieurs et inférieurs sont des murs imperméables, pouvant être frottants ou non. Les bords latéraux peuvent être des murs imperméables, cycliques ou ouverts.

2.3.7.3 Physique

La turbulence est traitée grâce au schéma TKE-L de Cuxart et al. [2000], dont la fermeture d'ordre 1.5 est présentée dans la sous-partie suivante 2.3.7.4. La variable pronostique est l'énergie cinétique turbulence (TKE), et cette fermeture est effectuée grâce à la longueur de mélange de Deardorff [1980]. Les termes d'ordre 2 sont diagnostiqués.

Les processus microphysiques sont paramétrés grâce à des schémas à un moment [Caniaux et al., 1994], [Pinty and Jabouille, 1998] et à deux moments [Vié et al., 2016]. Meso-NH prend en compte plusieurs hydrométéores, tel que la glace primaire, le grésil, la neige roulée et la neige fondue. Ils permettent aussi de distinguer l'eau liquide nuageuse et l'eau liquide précipitante.

Les interactions avec la surface au sol sont traitées grâce à un couplage avec un module spécifique : SURFEX [Masson et al., 2013]. Il modélise les flux entre les différents types de surfaces et l'atmosphère. Quatre familles de surfaces sont représentées : la végétation, les eaux continentales (lacs et rivières), les mers et les océans, ainsi que la ville. Chacun possède un schéma spécifique, tel que TEB (Town Energy Balance) pour la ville [Masson, 2000].

2.3.7.4 Fermeture d'ordre 1.5 - Schéma TKE-L

Une fermeture d'ordre 2 du système 2.31 consisterait à utiliser directement les expressions d'ordre 2, et à chercher une paramétrisation des termes inconnus d'ordre 3. Pour le modèle numérique utilisé lors de ces travaux, il s'agit d'une "fermeture d'ordre 1.5". En effet, seule

l'équation concernant l'énergie cinétique turbulente est calculée de manière pronostique. Les autres équations sont calculées de manière diagnostique, en se basant sur les hypothèses de fermeture détaillées ci-dessus pour les expressions d'ordre 2, alors que les termes d'ordre 3 sont négligés.

Le modèle de fermeture, incorporé dans Meso-NH [Lafore et al., 1997], est issu des travaux de Sommeria [1976], Redelsperger and Sommeria [1981], Redelsperger and Sommeria [1986], Cuxart [1997] et Cuxart et al. [2000].

Dès lors, grâce aux hypothèses formulées dans les paragraphes suivants, et à certaines hypothèses simplificatrices [Sommeria, 1976], le système d'équation du modèle 3D [Cuxart et al., 2000] se ferme, et peut être résolu. Un tel schéma est désigné par l'appellation TKE-L.

Termes de Presso-Corrélation :

Les termes de presso-corrélation sont paramétrés de la manière suivante :

$$\Pi_{ij} = \frac{C_{pv}b_{ij}}{T_{pv}} - \frac{4}{3}\alpha_0eS_{ij} - \alpha_1\Sigma_{ij} - \alpha_2Z_{ij} + (1 - \alpha_3)B_{ij} \quad \text{où} \quad T_{pv} = \frac{L_m}{\sqrt{e}}, \quad (2.32)$$

$$\Pi_{i\theta} = \frac{C_{p\theta}\overline{u'_i\theta'}}{T_{p\theta}} - \alpha_4\frac{3}{4}(S_{ij} + \alpha_5R_{ij})\overline{u'_j\theta'} + \alpha_6\beta_i\overline{\theta'\theta} \quad \text{où} \quad T_{p\theta} = \frac{L_m}{\sqrt{e}}, \quad (2.33)$$

$$\Pi_{iq} = \frac{C_{pq}\overline{u'_i q'_T}}{T_{pq}} - \alpha_4\frac{3}{4}(S_{ij} + \alpha_5R_{ij})\overline{u'_j q'_T} + \alpha_6\beta_i\overline{q'_T\theta} \quad \text{où} \quad T_{pq} = \frac{L_m}{\sqrt{e}}, \quad (2.34)$$

où $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5, \alpha_6, C_{pv}, C_{p\theta}, C_{pq}$ sont des constantes à fixer. Le modèle Meso-NH se base notamment sur les valeurs issues des travaux de Redelsperger and Sommeria [1981] et Cheng et al. [2002]. L_m est appelée longueur de mélange, elle représente la taille des grands tourbillons de la couche limite atmosphérique.

Termes de dissipation :

Les termes de dissipation sont paramétrés en se basant sur la théorie de Kolmogorov 2.2.2.4, en utilisant notamment l'équation (2.6), et en posant $\kappa = \frac{2\pi}{L_\epsilon}$.

$$\epsilon = C_\epsilon \frac{e^{\frac{3}{2}}}{L_\epsilon}, \quad (2.35)$$

$$\epsilon_\theta = 2C_{e\theta} \frac{\sqrt{e}\overline{\theta'^2}}{L_\epsilon}, \quad (2.36)$$

$$\epsilon_q = 2C_{eq} \frac{\sqrt{e}\overline{q_T'^2}}{L_\epsilon}, \quad (2.37)$$

$$\epsilon_{\theta q} = 2C_{e\theta q} \frac{\sqrt{e}\overline{\theta'q'_T}}{L_\epsilon}, \quad (2.38)$$

où L_ϵ représente la longueur de dissipation : c'est la longueur caractéristique des tourbillons de la zone de production de turbulence (voir figure 2.4). $C_\epsilon, C_{e\theta}, C_{eq}, C_{e\theta q}$ sont des constantes. Pour ces constantes aussi, les travaux de Redelsperger and Sommeria [1981] et Cheng et al. [2002] donnent plus de détails sur leur détermination.

Longueur de mélange :

Dans la méthode numérique appelée Large Eddy Simulation (introduite plus en détail dans la sous-partie 2.3.2), la longueur de mélange caractérise la taille des tourbillons les plus énergétiques qui ne sont pas résolus (car ils sont plus petits qu'une maille). Ainsi, si la résolution de la méthode LES est assez fine, il est d'usage d'attribuer à L_m la taille d'une maille : $L_m = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}$. Néanmoins, en régime stable, cette condition est difficilement vérifiée. Pour palier cette difficulté, Deardorff [1980] propose de prendre en compte la stratification grâce à la correction suivante :

$$L = \min \left(\sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z}, 0.76 \sqrt{\frac{e}{N_{BV}^2}} \right), \quad (2.39)$$

où N_{BV} la fréquence de Brunt-Väisälä, évoluant en fonction du régime de stabilité. Nous estimons de plus que la longueur de dissipation est égale à la longueur de mélange :

$$L = L_m = L_\epsilon. \quad (2.40)$$

Transport turbulent :

Les termes de transport turbulent de l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente sont les seuls termes d'ordre 3 qui ne sont pas négligés, car ils permettent d'obtenir la variable d'énergie cinétique e (ou TKE) de manière prognostique (comme proposé par Kolmogorov [1942]). Ils représentent le transport des fluctuations turbulentes par elles-mêmes. Ils sont paramétrés grâce à l'hypothèse des K-gradients utilisée par Lilly [1967], Deardorff [1980] et Moeng [1984] :

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_k e}) = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left(C_{TT} L \sqrt{e} \frac{\partial e}{\partial x_k} \right), \quad (2.41)$$

où C_{TT} est une constante.

Chapitre 3

L'éolien et sa modélisation

Ce chapitre est construit avec une structure identique au premier. D'abord, quelques généralités sur l'éolien seront introduites. Ensuite, il s'agira de présenter les notions clés qui y sont associées. Enfin, trois méthodes de modélisation seront détaillées.

3.1 Avant-propos

3.1.1 Historique du développement de l'éolien

Moulins modernes pour certains ou monstres de métal pour d'autres, les éoliennes sont, dans tous les cas, le symbole du développement des énergies renouvelables et de l'aménagement des territoires ruraux.

La première éolienne à avoir généré de l'électricité (12kW) aurait été inventée en 1887 par Charles Francis Brush, un scientifique américain de Cleveland. Aujourd'hui, un parc éolien de 12 MW, composé d'environ cinq éoliennes, produit annuellement 26400 MWh. Comme en France, la consommation annuelle moyenne par foyer est d'environ 5 MWh, un tel parc couvre les besoins en consommation d'électricité de plus de 5000 foyers.

Les technologies ne cessent d'évoluer, ainsi que la puissance des turbines, comme le montre la figure 3.1. Un bon exemple est le modèle offshore Haliade-X, présenté en 2019 par General Electric, produisant la puissance nominale de 12 MW avec son rotor d'environ 220m de diamètre. Dès lors, tout porte à croire que l'énergie éolienne va accroître considérablement sa place dans le "mix énergétique mondial".

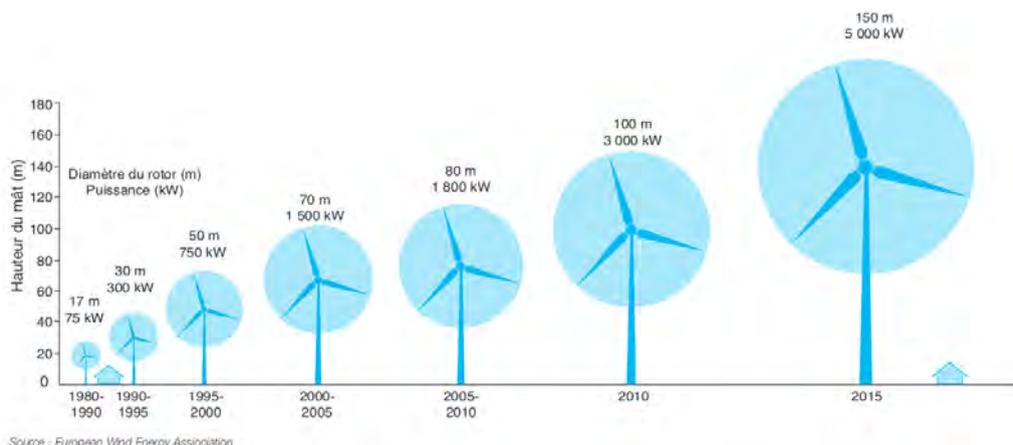


FIG. 3.1 : Évolution chronologique de la taille et de la puissance des éoliennes

En France, la puissance éolienne raccordée au réseau au 31 mars 2019 atteint 15 352 MW, avec 28.1 TWh d'énergie électrique produit sur cette dernière année [RTE et al., 2019]. Ainsi, l'éolien a couvert 6% de la consommation d'électricité française. Pour consulter la part de production de l'éolien en direct, le lecteur est invité à consulter le site [ElectricityMap, 2017].

L'installation française actuelle atteint 62,4% des objectifs nationaux. En effet, le projet de Programmation Pluriannuelle de l'Énergie PPE [2019], fixé en 2016 et révisé en 2019, vise 24,6 GW de puissance installée onshore, et 2,4GW offshore en 2023. Le prochain objectif, prévu pour l'horizon 2028, envisage 35 GW pour l'éolien terrestre et 5,2 GW pour l'éolien en mer. Les répartitions de puissance et de recouvrement de consommation sont montrées en figures 3.2 et 3.3.

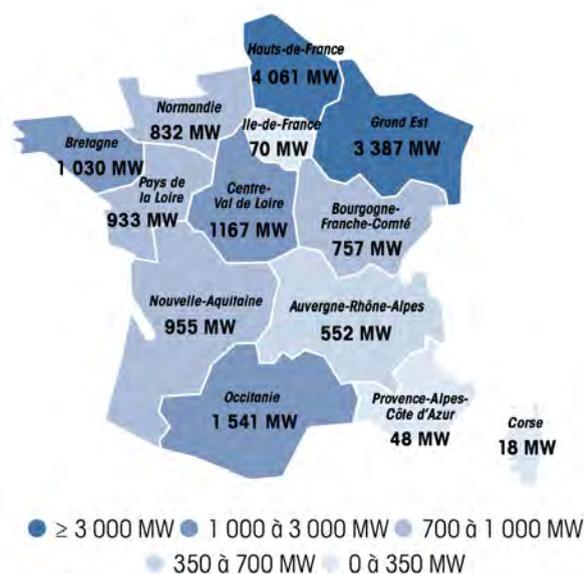


FIG. 3.2 : Puissance éolienne raccordée par régions au 31 mars 2019 [RTE et al. [2019]]

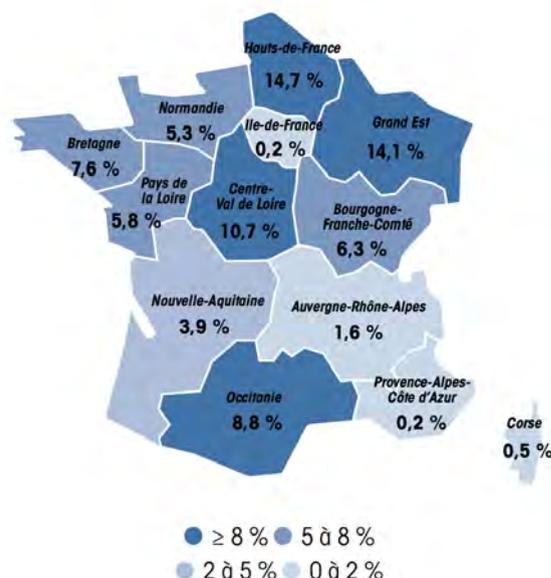


FIG. 3.3 : Couverture de la consommation en année glissante au 31 mars 2019 [RTE et al. [2019]]

Néanmoins, aujourd'hui, les terrains onshore disponibles pour la construction de parcs sont de plus en plus rares. Les développeurs de parcs se tournent alors vers l'offshore, maintenant que les avancées technologiques et la maturité industrielle le permettent.

3.1.2 Définition d'une éolienne

L'Homme est énergivore. En se développant, il a très vite cherché à puiser dans des ressources énergétiques extérieures. D'abord pour économiser la sienne (en exploitant les animaux ou d'autres humains), il a ensuite utilisé ces ressources pour effectuer des tâches qu'il n'aurait pu accomplir du fait de ses limites corporelles (aller sur la Lune par exemple). Ainsi, l'éolien est un moyen d'extraction de l'énergie parmi d'autres. Pour l'instant, ce moyen ne permet pas d'aller sur la Lune, mais il reste probablement plus propre que la plupart de ceux à notre disposition. Dans ces travaux, les études seront seulement menées sur des éoliennes tri pales à axe horizontal, car ce sont les plus répandues sur les parcs éoliens actuels.

Le but d'une éolienne est de puiser dans l'énergie du vent. Plus précisément, il s'agit d'un convertisseur d'énergie : l'éolienne convertit l'énergie cinétique du vent en énergie mécanique de rotation puis, la plupart du temps, en énergie électrique. D'après Betz [1920], une éolienne



FIG. 3.4 : Éolienne : Convertisseur d'énergie

standard à axe horizontal peut puiser jusqu'à 59% de l'énergie cinétique du vent. Il s'agit néanmoins d'une énergie intermittente. Son facteur de charge est actuellement estimé à 25% pour l'éolien terrestre : les turbines produisent de l'énergie un quart de l'année. Grâce aux progrès techniques, il pourrait atteindre 30% dans les 10 prochaines années PPE [2019]. L'éolien en mer profite de vents plus favorables et atteint des facteurs de charge de 40%.

3.1.3 L'intérêt de la mécanique des fluides à différentes échelles

C'est en étudiant l'écoulement de l'air qu'il devient possible d'améliorer les performances des parcs. Ainsi, le domaine de la mécanique des fluides montre son intérêt à différentes échelles.

À grande échelle (ou meso-échelle [2-2000km]), nous nous intéresserons à l'étude des vents, afin de déterminer la position géographique optimale des parcs, et prévoir les productions possibles. Cette science, en lien avec la météorologie, montre son importance autant en phase préliminaire à la construction de parcs (campagne de mesures, corrélations avec les stations météorologiques) qu'en phase d'exploitation, pour la gestion des éoliennes en temps réel.

À moyenne échelle, nous étudierons les écoulements au sein des parcs éoliens. La prise en compte du vent amont et des sillages permet l'optimisation du placement des éoliennes entre elles au sein de la zone prévue pour le parc, pour maximiser la récupération d'énergie.

Enfin, à plus petite échelle (ou micro-échelle [≤ 2 km]), nous nous intéresserons plutôt à l'aérodynamique des pales d'éoliennes. Par l'étude des designs, des formes, des profils, ce domaine tente d'améliorer le phénomène de portance tout en diminuant la traînée. Le but est encore de récupérer le maximum d'énergie disponible dans le vent.

Ainsi, même si cela semble évident, il est important de souligner qu'il n'y a pas d'éolien sans mécanique des fluides, à plus ou moins grande échelle. D'ailleurs, cette invention tire son nom d'Éole, maître et régisseur des vents dans la mythologie grecque.

3.2 Notions de l'éolien

3.2.1 Structure d'une éolienne

Une éolienne est composée de plusieurs éléments principaux, comme le montre le schéma donné en figure 3.5.

À sa base, une tour d'acier maintient sa structure. De forme cylindrique (légèrement conique) et creuse, elle peut mesurer une dizaine de mètres de large et plus d'une centaine de mètres de haut. Elle est souvent décomposée en trois morceaux avant le montage. Une photo d'assemblage est disponible en figure 3.6 (A.). Au-dessus vient se fixer la nacelle, qui va contenir, pour la plupart des modèles, l'ensemble du système de transformation électrique. Elle est souvent en forme de pavé, comme celle illustrée en figure 3.6 (B.), et parfois en forme d'œuf. La nacelle peut pivoter par rapport à la tour pour se mettre face au vent : c'est l'angle de lacet

(yaw). La photo (Fig. 3.6 (B.)) permet aussi d'observer le moyeu de l'éolienne, où viennent s'accrocher les trois pales. Les pales mettent en rotation le moyeu (mouvement azimutal), mais elle peuvent aussi pivoter sur leur propre axe à l'aide d'un actionneur pour modifier la prise au vent et réguler la puissance : c'est l'angle de pitch. Les pales sont, comme pour les avions, creuses et généralement faites de matériaux composites. Comme le montrent les photos 3.6 (C.) et (D.), la forme varie sur la longueur. Chaque section de pale possède une forme bien particulière, appelée profil, qui caractérise les propriétés aérodynamiques de l'éolienne.

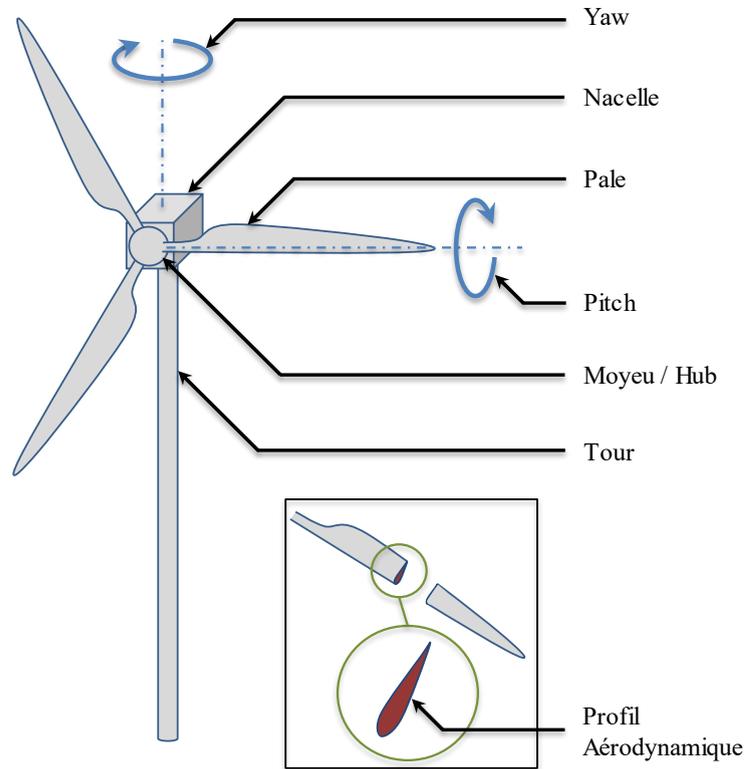


FIG. 3.5 : Schéma général d'une éolienne

3.2.2 Régimes de fonctionnement

Qualifiée d'intermittente, force est d'admettre que l'énergie éolienne ne fonctionne que lorsque le vent souffle comme il faut : ni trop vite, ni trop lentement. Quand la vitesse du vent est trop faible, l'énergie disponible n'est pas suffisante pour actionner la turbine. De plus, la puissance produite doit pouvoir, au minimum, alimenter les systèmes automatiques de l'éolienne. L'éolienne est alors freinée par un disque mécanique et/ou par la mise des pales en drapeau, c'est-à-dire en position qui annule le phénomène de portance. Elle ne pourra démarrer que lorsque la vitesse dépassera la valeur de *cut-in* (voir figure 3.2.1), propre à chaque modèle de turbine. Par vent trop fort, les conditions deviennent dangereuses et la machine risquerait de s'emballer. Le *cut-out* définit alors la vitesse maximale du vent que l'éolienne peut supporter, au delà de laquelle elle sera freinée. Nous précisons que des conditions, nécessaires au démarrage, ou suffisantes pour l'extinction, non mentionnées ici sont envisageables et spécifiques à chaque constructeur. Entre ces valeurs de *cut-in* et *cut-out*, se situe la plage opérationnelle de l'éolienne. Sur une première phase, la production d'énergie électrique est croissante avec la vitesse de vent. À partir d'une certaine valeur de vitesse de vent, l'éolienne atteint sa puissance de production nominale (de 2MW sur l'exemple donné en figure 3.2.1) qu'elle cherchera à ne pas dépasser. Le

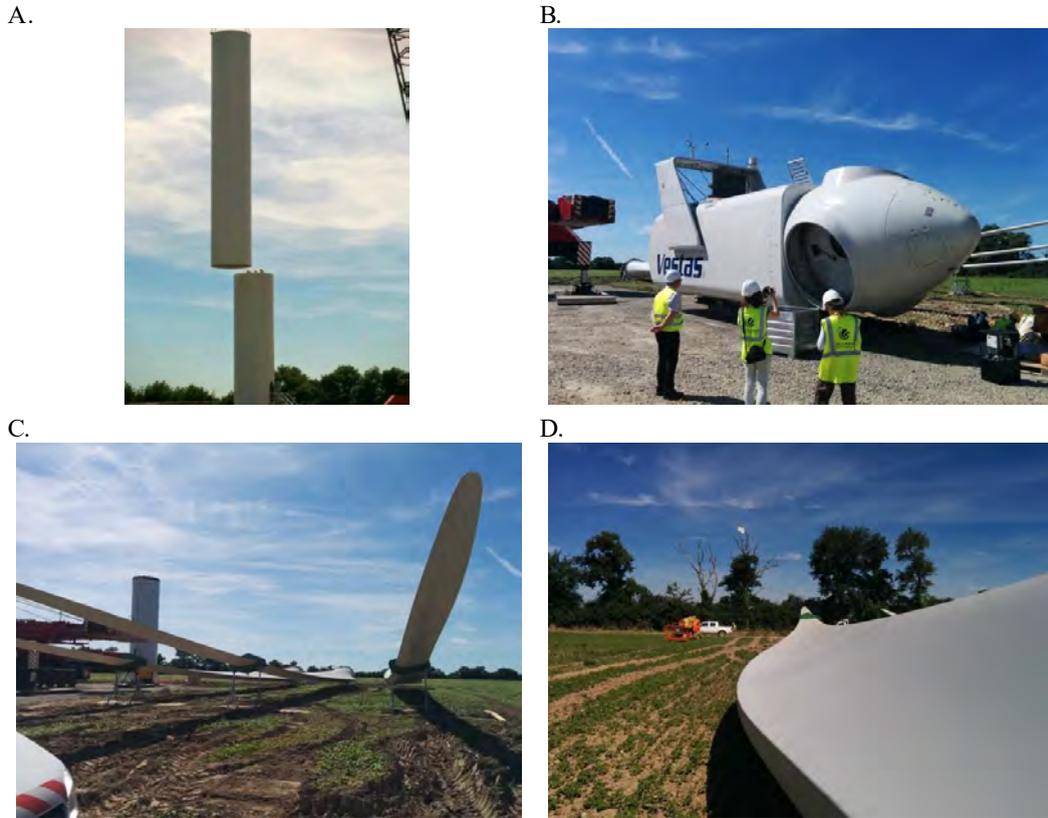


FIG. 3.6 : Photo d'une tour (A.) d'éolienne pendant le montage. Photo d'une nacelle (B.), de pales (C. et D.) d'éolienne avant le montage. Parc éolien de VALOREM.

pitch des pales (vu en 3.2.1) est alors utilisé pour dégrader les performances aérodynamiques afin de stabiliser la production et préserver son intégrité. Ainsi, chaque éolienne possède sa propre gamme de vent en fonction de ses caractéristiques techniques.

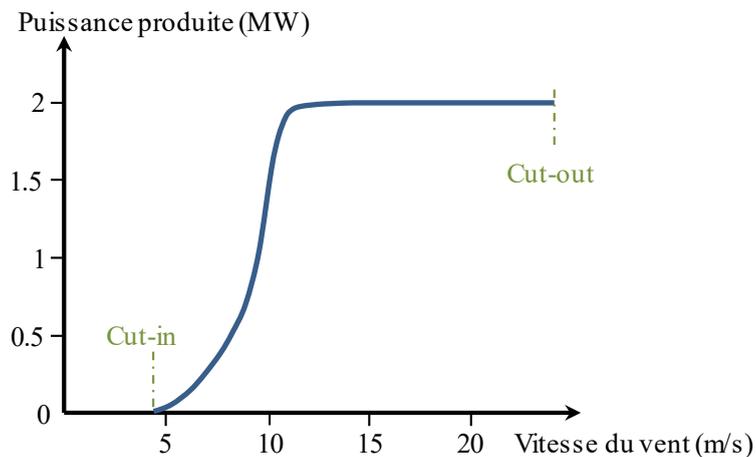


FIG. 3.7 : Courbe de puissance typique d'une éolienne de 2MW

3.2.3 Écoulement autour d'une éolienne et sillages

Lors qu'une éolienne fonctionne, elle interagit avec l'écoulement du vent pour puiser son énergie. Des effets aérodynamiques résultent de cette interaction et modifient l'écoulement en aval mais aussi en amont [Burton et al., 2001]. La figure 3.8 tirée des travaux de Porte-Agel

et al. [2019] illustre ce phénomène, en distinguant les effets instantannés et moyens, ainsi qu'en définissant des régions caractéristiques de l'écoulement. La séparation spatio-temporelle rappelle d'ailleurs la méthodologie générale de la modélisation de la CLA présentée au chapitre 2.

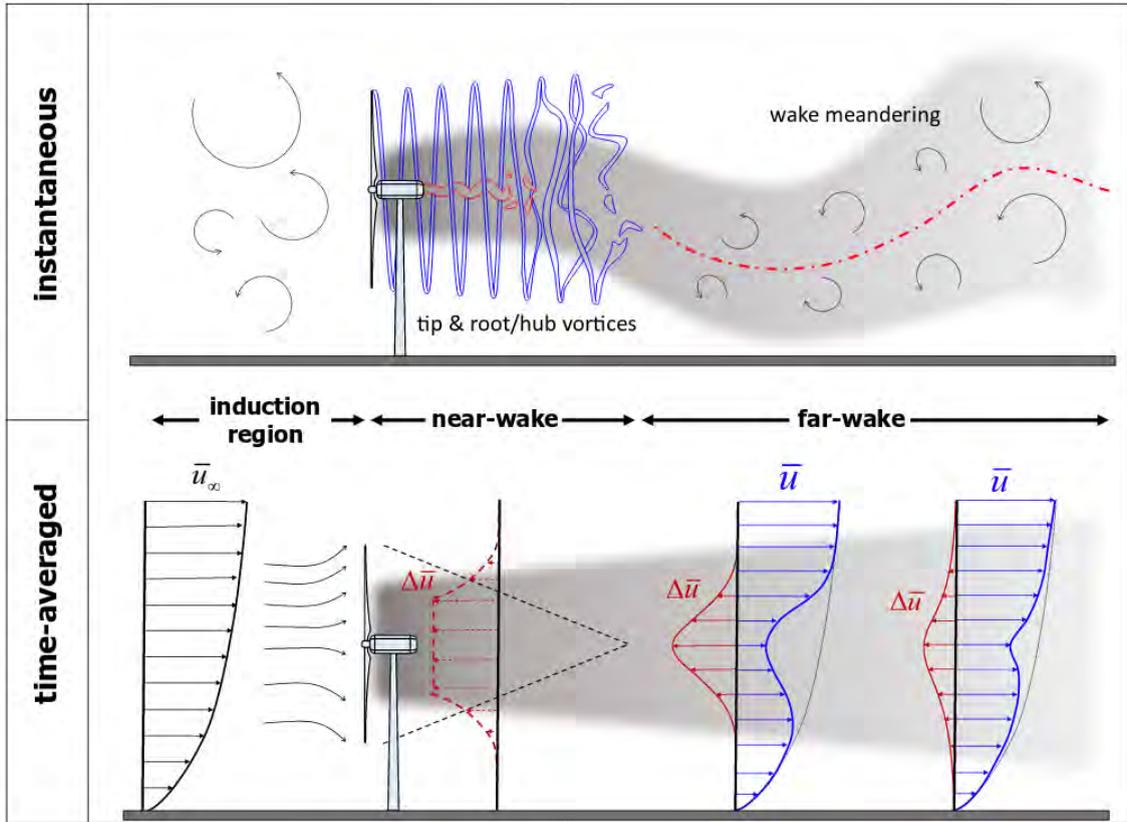


FIG. 3.8 : Schématisation des différentes régions de l'écoulement résultant de l'interaction entre le vent turbulent de la couche limite atmosphérique et une éolienne. Les caractéristiques instantannées (en haut) et moyennes (en bas) de l'écoulement sont mises en évidence. Schéma issu de [Porte-Agel et al. \[2019\]](#)

La région en amont de l'éolienne, où l'écoulement montre des premiers signes de perturbations, s'appelle la zone d'induction (ou *induction region*). Les particules d'air, gênées par la présence du rotor, vont ralentir et chercher à contourner ce dernier.

En aval de l'éolienne, la région de l'écoulement fortement perturbée s'appelle le sillage. Le vent est grandement ralenti (l'éolienne lui a volé son énergie) et turbulent. Il est d'usage de séparer cette zone en deux [Vermeer et al. \[2003\]](#) : le sillage proche et le sillage lointain. Le sillage proche est la région directement influencée par des phénomènes tels que le mouvement des pales, leurs caractéristiques aérodynamiques et la forme de la nacelle. L'écoulement, très turbulent, montre une grande hétérogénéité. C'est notamment dans cette zone que les tourbillons marginaux vont s'établir. Plus loin, c'est le sillage lointain. Comme l'influence précédente se fait moins ressentir du fait de la distance, l'écoulement est un peu plus homogène, et ses caractéristiques sont généralement plus prévisibles.

La superposition du mouvement rotatif d'une éolienne et l'advection du vent donne une allure hélicoïdale au sillage proche (représentée en bleu et rouge sur la figure 3.8), souvent qualifiée de nappe tourbillonnaire. Aux extrémités de cette nappe se forment des tourbillons caractéristiques, issus du bout et du pied de la pale. En effet, le côté intrados d'une pale est soumis à une surpression, alors que le côté extrados à une dépression. Dès lors, de la même

manière qu'aux extrémités des ailes d'un avion, la masse d'air en surpression aura tendance à s'échapper pour tenter de rejoindre la masse en dépression. Cela a lieu à deux endroits, où le phénomène de portance s'achève : en pied de pale lors de la transition d'une forme profilée à un cylindre (tourbillon de pied ou *root vortex*), et en bout de pale lors de la transition d'une forme profilée à l'air libre (tourbillon marginal ou *tip vortex*). Ces deux tourbillons, acteurs majeurs de la traînée induite des pales, dégradent les performances de l'éolienne et sont souvent difficiles à représenter.

3.2.4 Grandeurs utiles

Tip Speed Ratio Pour caractériser l'état de fonctionnement d'une éolienne, le nombre adimensionnel Tip Speed Ratio (TSR), noté λ est souvent utilisé. Il représente le rapport entre la vitesse tangentielle en bout de pale et la vitesse de vent incident :

$$\lambda = \frac{\Omega r_{tip}}{U}, \quad (3.1)$$

où Ω est la vitesse de rotation de la turbine, r_{tip} le rayon en bout de pale et U le vent incident. Pour les éoliennes tripales à axe horizontal que nous étudions, le TSR varie généralement de 5 à 15.

Coefficients aérodynamiques Lorsqu'un corps est en déplacement par rapport à un fluide, ses parois sont soumises à une distribution de pression. Les différences de pression qui apparaissent donnent alors naissance aux forces aérodynamiques (comme la portance et la traînée). En intégrant la distribution de pression pariétale, il devient possible d'exprimer mathématiquement ces forces. En pratique, ces efforts varient avec la norme de la vitesse de l'écoulement U , la masse volumique de l'air ρ et la surface subissant l'écoulement S . Il est alors d'usage d'utiliser des coefficients aérodynamiques, qui permettent de caractériser directement l'objet étudié. Le coefficient de traînée C_D , relatif à la force de traînée de norme F_D , s'exprime selon :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho S U^2}, \quad (3.2)$$

et le coefficient de portance C_L , relatif à la force de portance, de norme F_L , selon :

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho S U^2}. \quad (3.3)$$

Dès lors, lorsque ces coefficients sont connus pour un corps étudié, il devient possible de prévoir, en fonction de l'écoulement, les efforts aérodynamiques auxquels il sera soumis.

Nombre de Reynolds Le nombre de Reynolds est un nombre adimensionnel. Il compare les effets inertiels et les effets visqueux. Il est défini par :

$$Re = \frac{\rho U L}{\mu}, \quad (3.4)$$

où U est la vitesse du vent ($m.s^{-1}$), ρ la masse volumique de l'air ($kg.m^{-3}$), μ la viscosité dynamique de l'air ($kg.m^{-1}.s^{-1}$) et L la longueur caractéristique de l'élément (m). Lorsqu'il est très élevé ($Re \gg 1000$), les effets inertiels sont majoritaires, et l'écoulement est considéré

turbulent. Lorsqu'il est faible ($Re \ll 1$), la viscosité est dominante et l'écoulement est dit laminaire.

Intensité de turbulence L'intensité de turbulence traduit la quantité de fluctuation de la vitesse de vent par rapport à la vitesse moyenne. Elle définit alors le taux de turbulence d'une masse d'air. Soit U^i la vitesse axiale instantanée d'une particule fluide à la date i . La vitesse moyenne axiale \bar{U} calculée grâce à N échantillons s'exprime par :

$$\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^i. \quad (3.5)$$

Et l'écart-type σ_u de cette vitesse par :

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (U^i - \bar{U})^2}. \quad (3.6)$$

Nous pouvons alors définir l'intensité de turbulence I_u :

$$I_u = \frac{\sigma_u}{\bar{U}}. \quad (3.7)$$

Et peut être reformulée de la manière suivante :

$$I_u = \frac{\sigma_u}{\bar{U}} = \left[N \frac{\sum_{i=0}^{N-1} U^i{}^2}{\left(\sum_{i=0}^{N-1} U^i \right)^2} - 1 \right]^{1/2}. \quad (3.8)$$

Le détail des calculs est disponible en Annexe A.

3.2.5 Introduction aux différentes modélisations aérodynamiques

Dans une démarche similaire à celle des météorologues, le corps scientifique qui s'intéresse à l'aspect aérodynamique des éoliennes utilise la modélisation. Elle permet d'étudier et de comprendre les phénomènes issus de l'interaction entre l'écoulement du vent et la turbine. Plusieurs approches de modélisation existent. Elles se distinguent en fonction de la problématique et de l'échelle choisie.

A très fine échelle, il est possible d'employer les techniques de CFD (Computational Fluid Dynamics), qui tentent de reproduire l'écoulement autour des corps. Il s'agit des méthodes DNS, LES ou RANS, résolvant des formes simplifiées de l'équation de Navier-Stokes. La géométrie de la turbine est alors explicitement représentée. Néanmoins, elles nécessitent des résolutions très importantes (inférieures au millimètre), ce qui n'est pas envisageable pour étudier l'aspect météorologie d'un domaine de plusieurs kilomètres carrés. D'autres théories demandent beaucoup moins de ressources de calculs, mais la représentation physique est dégradée suites aux hypothèses fortes utilisées. A très grande échelle, certaines d'entre elles invitent par exemple à modéliser le parc éolien par une rugosité de surface afin d'étudier leurs influences sur les vents dominants.

Il est alors possible de trouver un juste milieu. En effet, les techniques CFD peuvent être utilisées pour représenter l'écoulement du vent, sans représenter l'éolienne explicitement (une résolution de l'ordre du mètre suffit). Ici, la géométrie est plus implicite : les pales de l'éolienne

sont représentées par un simple disque ou des lignes qui appliquent des efforts aérodynamiques. Ces théories ont l'avantage d'être moins coûteuses que les techniques de CFD explicites, tout en offrant une représentation physique acceptable. Il s'agit de l'Actuator Disk (Rotatif ou non), et l'Actuator Line Method.

L'aspect théorique de ces méthodes est présenté plus en détail dans la suite de ce chapitre. Les couplages avec le modèle météorologique, et leur état de l'art, seront présentés dans le chapitre 4.

3.3 Modèle d'Actuator Disk Non-Rotatif

3.3.1 Principe

L'*Actuator Disk Non Rotatif* (ADNR) est une théorie pionnière proposée par Rankine [1865] et Froude [1889]. Elle permet d'obtenir un certain nombre de résultats intéressants concernant l'étude des hélices. Aujourd'hui, elle est généralisée pour l'étude des éoliennes.

L'ADNR est basé sur la théorie des quantités de mouvement. En modélisant l'éolienne par un disque et en étudiant la variation de quantité de mouvement, il est possible de connaître le travail fourni par le fluide lors de la traversée du rotor. Cette théorie permet alors d'évaluer l'interaction d'effort qu'il y a entre l'éolienne et le vent, grâce à la prise en compte de la gêne occasionnée par ce "disque poreux". Il s'agit d'une modélisation 1D extrapolée en 3D : seule la force axiale est évaluée. D'abord, nous discuterons des différentes hypothèses effectuées. Ensuite nous définirons le tube de courant délimitant notre étude pour enfin appliquer cette théorie. Nous soulignerons que l'état de l'art des couplages numériques effectués avec cette théorie sera dressé plus tard, dans le chapitre 4 qui détaille ce sujet, notamment en partie 4.2.1 p.58. Ici, seul l'aspect théorique est traité.

3.3.2 Hypothèses

Une telle théorie nécessite certaines approximations sur l'écoulement. En effet, nous avons besoin de considérer que le fluide soit :

- en écoulement stationnaire,
- en écoulement irrotationnel,
- incompressible.

L'hypothèse de stationnarité est assez forte. Elle revient d'abord à considérer que l'écoulement du vent ne fluctue pas sur la durée de simulation. Cela n'est pas le cas pour une simulation LES de quelques heures physiques de Meso-NH. Mais surtout, elle suggère que l'écoulement autour des profils est toujours à l'équilibre, et donc qu'aucun phénomène de viscosité n'est pris en compte : toute variation est instantanée.

L'hypothèse d'écoulement incompressible semble évidente pour une éolienne soumise à des vents qui s'élèvent, en général, à une quinzaine de mètres par seconde. Il faut néanmoins rester vigilant, car aujourd'hui les rayons des rotors peuvent dépasser les 90m : les vitesses de vent perçues en bout de pale sont proches de la valeur seuil de $M = 0.3$ (où M est le nombre de Mach, rapport entre la vitesse du fluide, et la célérité du son dans ce dernier).

L'hypothèse d'écoulement irrotationnel n'est appliquée que de part et d'autre du rotor (et non lors de sa traversée), afin de pouvoir y appliquer le théorème de Bernoulli. Elle revient alors à considérer que les particules fluides amonts et avalées ne sont pas déformées par rotation, mais seulement par translation.

De plus, nous avons besoin de modéliser l'éolienne comme un objet simplifié : un disque poreux. Cela revient alors à considérer que :

- pour former le disque circulaire, l'éolienne dispose d'un nombre infini de pales,
- l'effort de poussée, subi par l'éolienne, est réparti uniformément comme sur un disque,
- la mise en rotation de l'écoulement du vent est négligée.

En vue de la construction effectuée, nous comprenons alors le terme employé d'*Actuator Disk*, ou *Disque Propulsif*. Par ailleurs, il serait peut-être préférable de le renommer *Disque Réceptif* pour l'éolien.

3.3.3 Tube de Courant

Comme nous l'avons vu, le but primaire d'une éolienne est de convertir l'énergie cinétique du vent en énergie mécanique de rotation. La perte énergétique de vent engendre alors une augmentation de section du tube de courant traversant le rotor. En effet, "gênées" par le rotor, les particules d'air vont acquérir une composante radiale pour tenter de contourner l'obstacle. Ce tube de courant, à la base de la théorie, est illustré en figure 3.9, .

Pour aller plus loin, l'élargissement peut se préciser grâce aux hypothèses proposées au paragraphe 3.3.2. En effet, l'incompressibilité du fluide implique la conservation du débit volumique dans le tube de courant. Dès lors, comme la vitesse du vent est réduite entre l'aval et l'amont par le rotor, la section, elle, doit augmenter.

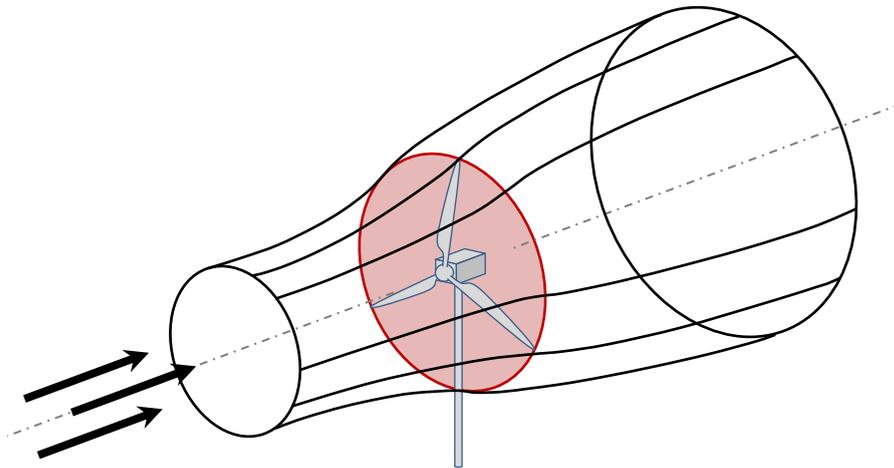


FIG. 3.9 : Représentation du tube de courant traversant une éolienne. Adapté de [Burton et al., 2001]

La figure 3.10 est une coupe du tube de courant de la figure précédente. Notons U la vitesse axiale, p la pression et A la surface circulaire. Les indices ∞ , d et w désignent respectivement les positions amont, disque rotor et aval. Les exposants $+$ et $-$ précisent le côté amont et aval du rotor. Chacune de ces variables est représentée sur la figure.

Leurs évolutions nous permettent d'ailleurs de mieux appréhender le sillage d'une éolienne introduit en 3.2.3. En effet, nous pouvons remarquer que la vitesse de vent, initialement à la valeur de U_∞ , décroît lors de la traversée du rotor, car l'éolienne puise une certaine quantité de son énergie cinétique. Le sillage d'une éolienne désigne alors la zone en aval du rotor où le déficit de vitesse est marqué. Elle est souvent le siège de turbulence, suite aux variations de vitesses et de pressions qui y sont présentes. Il est aussi possible de noter que la vitesse décroît en amont

de la turbine ($U_\infty > U_d$) : c'est la zone d'induction. Le vent, gêné par la présence du rotor, est ralenti avant même de le traverser.

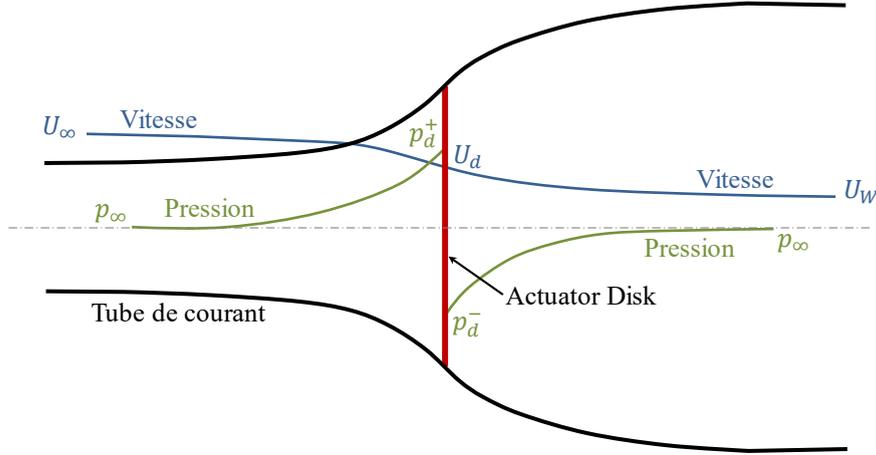


FIG. 3.10 : Tube de courant traversant une éolienne et ses variables associées. Adapté de [Burton et al., 2001]

Nous pouvons d'ores et déjà donner une première équation pour la force de poussée subie par l'éolienne. Cette force, notée F_T et subie par la turbine, peut s'exprimer grâce à la chute de pression considérée lors de la traversée du rotor, de surface A :

$$F_T = A_d(p_d^+ - p_d^-). \quad (3.9)$$

Même si le fluide est en régime stationnaire, entraîné dans un écoulement incompressible et irrotationnel, il n'est pas possible d'appliquer le théorème de Bernoulli sur une ligne de courant parcourant l'ensemble du tube, à cause de la discontinuité de pression provoquée par le disque. Cependant, il est possible de l'appliquer deux fois sur une ligne de courant amont puis aval :

$$\begin{cases} p_\infty + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 = p_d^+ + \frac{1}{2}\rho U_d^2 \\ p_d^- + \frac{1}{2}\rho U_d^2 = p_\infty + \frac{1}{2}\rho U_w^2, \end{cases} \quad (3.10)$$

où ρ est la masse volumique du vent. En injectant (3.10) dans (3.9), la force de poussée devient :

$$\boxed{F_T = \frac{1}{2}\rho A_d(U_\infty^2 - U_w^2)}. \quad (3.11)$$

Cette première expression de l'effort de poussée nécessite alors la connaissance d'une vitesse infinie amont, et infinie aval. Malheureusement, il s'agit là de notions théoriques bien difficiles à appliquer dans la pratique : il n'est pas envisageable de définir un point où la vitesse de vent est U_∞ et un autre où nous avons U_w . Dès lors, nous chercherons à exprimer cette force en fonction d'une vitesse qu'il est possible de connaître : c'est U_d , au niveau du rotor.

3.3.4 Application de la théorie des quantités de mouvement

La perte de quantité de mouvement entre l'amont et l'aval du rotor a déjà été évoquée. Or, grâce au théorème des projections des quantités de mouvement, pour un système fluidique, la variation de cette quantité de mouvement q_{mvt} pendant une durée dt est égale à la somme des

forces appliquées à ce système. Ainsi, si nous considérons que le système est le vent, la seule force $F_{TURBINE \rightarrow VENT}$ exercée par la turbine sur le vent s'exprime par :

$$F_{TURBINE \rightarrow VENT} = \frac{dq_{mv_{VENT}}}{dt}. \quad (3.12)$$

Et, pour un système fluide de masse m , de débit massique D_m de vitesse amont U_∞ , et de vitesse avale U_W , la variation de quantité de mouvement est donnée par :

$$\frac{dq_{mv_{VENT}}}{dt} = D_m(U_W - U_\infty). \quad (3.13)$$

Rarement détaillée, une démonstration de cette équation est disponible en Annexe B.

La force de poussée recherchée est celle subie par la turbine : $F_T = F_{VENT \rightarrow TURBINE}$. Dès lors, la force recherchée s'exprime selon :

$$F_T = D_m(U_\infty - U_W). \quad (3.14)$$

Suite à l'hypothèse d'un régime stationnaire, le débit massique est constant dans le tube de courant. En l'évaluant au point d ($D_m = U_d A_d \rho$), nous pouvons dès lors donner une expression de U_d à l'aide de (3.11) et (3.14) :

$$\boxed{U_d = \frac{(U_\infty + U_W)}{2}}. \quad (3.15)$$

3.3.5 Facteur d'induction axiale

Introduisons dès lors un paramètre important de cette théorie : le facteur d'induction axiale a (ou facteur d'influence du mouvement de translation). Ce facteur décrit directement le pourcentage de perte de vitesse axiale entre l'aval et le rotor :

$$\boxed{U_d = U_\infty(1 - a)}. \quad (3.16)$$

De plus, grâce à (3.15) et (3.16), nous obtenons :

$$U_W = U_\infty(1 - 2a). \quad (3.17)$$

Il est maintenant possible d'obtenir une nouvelle expression de la force T à partir de (3.11) :

$$F_T = \frac{1}{2} \rho A_d U_\infty^2 4a(1 - a), \quad (3.18)$$

que nous pouvons évaluer au point d grâce à (3.15) :

$$\boxed{F_T = \frac{1}{2} \rho A_d U_d^2 \frac{4a}{1 - a}}. \quad (3.19)$$

3.3.6 Expressions des coefficients de poussée et de puissance

Il devient aussi possible de donner une expression la puissance de poussée récupérée $P_T = U_D T$ grâce à (3.17) :

$$P_T = \frac{1}{2} \rho A_d U_\infty^3 4a(1 - a)^2. \quad (3.20)$$

Grâce à cela, nous pouvons exprimer le coefficient de poussée C_{T_∞} (rapport de la force de poussée sur les efforts dynamiques du vent) et le coefficient de puissance $C_{P_{T_\infty}}$ (rapport de la

puissance de poussée sur la puissance du vent) définis à partir de la vitesse infinie amont U_∞ en fonction de a :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{T_\infty} = \frac{F_T}{\frac{1}{2}\rho A_d U_\infty^2} = 4a(1-a) \\ C_{P_{T_\infty}} = \frac{P_T}{\frac{1}{2}\rho A_d U_\infty^3} = 4a(1-a)^2. \end{array} \right. \quad (3.21)$$

La figure 3.11 est un tracé des coefficients C_{T_∞} et $C_{P_{T_\infty}}$ en fonction du facteur a . Notons que le rotor ne peut pas récupérer la totalité de la puissance du vent : nous retrouvons la limite de Betz [1920] évoquée plus tôt.

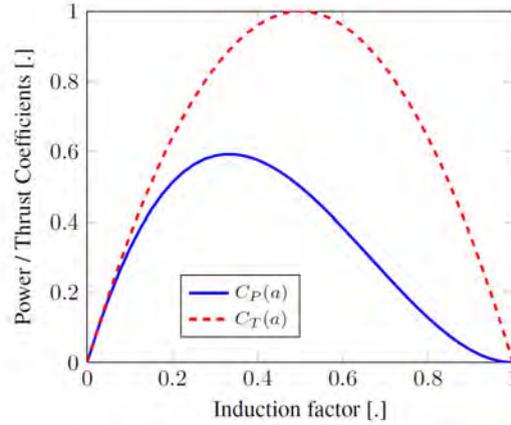


FIG. 3.11 : Variations des coefficients C_{T_∞} et $C_{P_{T_\infty}}$ en fonction de a F. Blondel [2016]

3.3.7 Expression finale de l'effort de poussée

Le facteur d'induction a , est lui aussi, difficilement quantifiable. Par contre, le coefficient de poussée C_{T_∞} d'une turbine est généralement tabulé par le constructeur en fonction de U_∞ lors du design de l'éolienne. Ainsi, en utilisant (3.21), nous pouvons exprimer a tel que :

$$a = \frac{1}{2}(1 - \sqrt{1 - C_{T_\infty}}). \quad (3.22)$$

Nous obtenons alors la forme finale de l'effort de poussée appliquée par le disque poreux sur l'écoulement :

$$F_T = -2\rho A_d U_d^2 \frac{C_{T_\infty}}{(1 + \sqrt{1 - C_{T_\infty}})^2}. \quad (3.23)$$

Ainsi, grâce à cette théorie, il devient possible d'évaluer la force qui s'oppose au vent, en connaissant uniquement la surface du disque A_d , la vitesse au niveau du disque U_d et le coefficient de poussée C_{T_∞} .

Remarques :

- i)* Si la vitesse de vent varie, et que seule la table $C_{T_\infty} = f(U_\infty)$ est connue, il convient d'établir la table $C_{T_\infty} = f(U_d)$ en utilisant le coefficient d'induction a .
- ii)* L'expression obtenue ci-dessus permet de connaître l'effort de poussée en utilisant la définition courante de C_{T_∞} , relative à la vitesse infinie amont U_∞ . Il existe des cas particuliers, notamment

en soufflerie, où ce coefficient est déterminé *via* U_d . Nous le noterons alors C_{T_d} :

$$C_{T_d} = \frac{F_T}{\frac{1}{2}\rho A_d U_d^2}. \quad (3.24)$$

Si ce coefficient est connu, le calcul de la force devient direct.

3.4 Modèle d'Actuator Disk Rotatif

3.4.1 Principe

Il a été vu que le modèle ADNR présenté dans la partie précédente était à une dimension. Il ne modélise qu'une force axiale, et ne prend en compte ni la rotation, ni les efforts tangentiels. Pour pouvoir prendre en compte ces effets, Glauert [1935] fonde la *Blade Element Momentum* (BEM), pour l'étude des hélices. Cette méthode a alors de nouveau été généralisée pour être appliquée à l'éolien. Aujourd'hui, elle est sûrement la plus utilisée dans les logiciels de dimensionnement aéro-élastiques. Pour des temps de calcul faibles, elle offre des résultats satisfaisants sous certaines conditions.

Elle propose de découper une pale en un ensemble de sections profilées, comme l'illustre la figure 3.12. En les considérant sous deux dimensions (2D), les efforts qu'elles subissent sont entièrement déterminés par l'évaluation des conditions de l'écoulement de l'air (densité, champ de vitesse) et la connaissance des coefficients aérodynamiques (portance et traînée). La somme de ces efforts permet alors de connaître les forces et moments globaux qui s'appliquent sur la pale. La rotation étant considérée, ce modèle porte le nom d'"Actuator Disk Rotatif" (ADR).

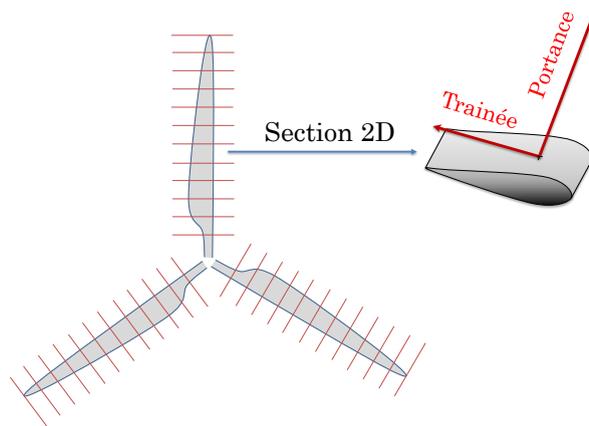


FIG. 3.12 : Illustration du principe de la théorie de l'élément de pale

Encore une fois, nous soulignerons que l'état de l'art des couplages numériques effectués avec cette théorie sera dressé plus tard, dans le chapitre 4 qui détaille ce sujet, notamment en partie 4.3.1 p.61. Ici, seul l'aspect théorique est traité.

3.4.2 Hypothèses

L'ajout de cette théorie a pour but d'améliorer la méthode, par un examen plus approfondi des forces qui agissent sur les pales. Encore une fois, certaines hypothèses doivent d'abord être établies.

Elles invitent à considérer que le fluide est :

- homogène et uniforme,
- en écoulement 2D le long des profils,
- en écoulement incompressible.

L'hypothèse de fluide homogène revient à garantir que l'ensemble des caractéristiques propres au fluide (masse volumique, viscosité, ...) sont invariantes dans l'espace. Cette dernière approximation reste acceptable dans les régions proches de la pale.

L'hypothèse d'un écoulement 2D pour le calcul des efforts ne permet pas de prendre en compte les écoulements longitudinaux (le long de la pale). Cela suggère alors que les variations de pression sont très faibles d'un profil à l'autre, et ne permet pas de simuler des cas avec d'importants gradients de pression longitudinaux. Ce problème est d'autant plus embêtant pour une comparaison avec des résultats expérimentaux issus de tests en soufflerie. En effet, les éoliennes y tournent très vite, et il est courant d'apercevoir des écoulements transverses le long des pales.

Comme nous l'avons vu, l'hypothèse d'un écoulement incompressible suppose des vitesses relativement faibles. Lors de la création de cette théorie au début du 20^{ème} siècle, l'écoulement compressible était encore très mal connu. Pourtant, les chercheurs étaient déjà conscients de l'importance de cette approximation, et de l'enjeu que pourrait apporter les nouveaux progrès [Glauert and Tenot, 1947].

3.4.3 Les repères de l'ADR

Avant d'établir toute expression mathématique, il semble important de définir les repères associés à cette modélisation. La sous-partie qui suit tentera de détailler cette étape.

Pour cette étude, trois repères ont été utilisés :

- (a) Le repère Global
- (b) Le repère Cylindrique
- (c) Le repère Element

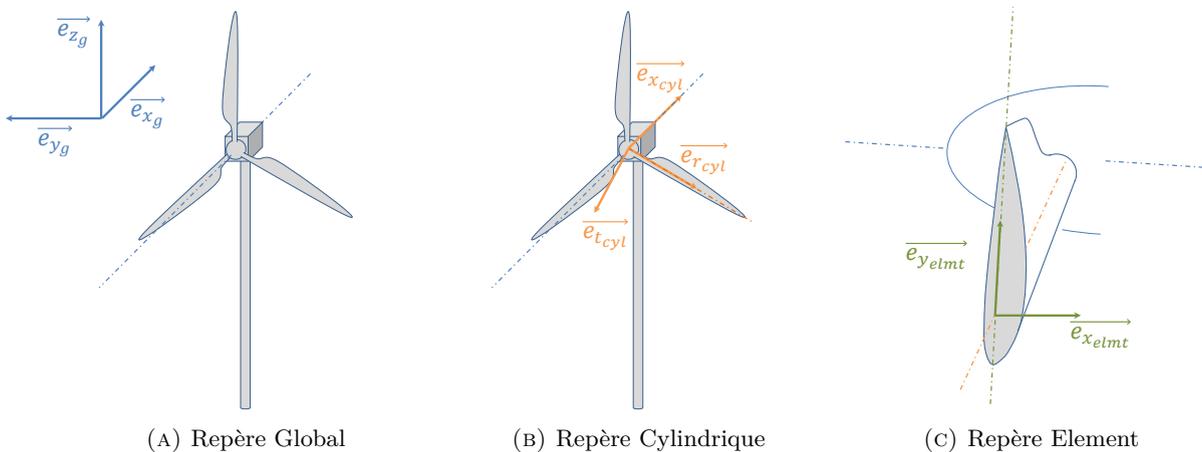


FIG. 3.13 : Illustration des différents repères

Le repère Global

Le repère Global est celui qui est fixe à l'échelle du parc éolien. Plus particulièrement, il sera attaché au domaine étudié : c'est le repère de Meso-NH. Nous pouvons le qualifier, sans trop d'abus, de "terrestre".

- L'axe $\overrightarrow{e_{z_g}}$ s'oppose à la gravité, en restant colinéaire à celle-ci.
- L'axe $\overrightarrow{e_{x_g}}$ est colinéaire au vent dominant, de l'amont vers l'aval.
- L'axe $\overrightarrow{e_{y_g}}$ respecte le trièdre direct.

Le repère Cylindrique

Le repère cylindrique est attaché au rotor. Il trouve son origine au centre du moyeu.

- L'axe $\overrightarrow{e_{x_{cyl}}}$ est parallèle à $\overrightarrow{e_{x_g}}$. En effet, pour l'instant, nous considérons les éoliennes axées par rapport au vent (le yaw est constamment nul).
- L'axe $\overrightarrow{e_{r_{cyl}}}$ est radial : il suit le quart de corde de la pale.
- L'axe $\overrightarrow{e_{t_{cyl}}}$ respecte le trièdre direct : c'est la composante tangentielle, située dans le plan de rotation de l'éolienne.

Le repère Élément

Le repère Element est propre à chaque élément discrétisé des pales. Son origine est placée au centre de poussée, où la résultante des moments est nulle, estimé au quart de corde d'après la théorie des profils minces.

- L'axe $\overrightarrow{e_{y_{elmt}}}$ est colinéaire à la corde du profil, se dirigeant du bord d'attaque au bord de fuite.
- L'axe $\overrightarrow{e_{x_{elmt}}}$ est perpendiculaire à la corde, allant de l'intrados vers l'extrados.
- L'axe $\overrightarrow{e_{z_{elmt}}}$ respecte le trièdre direct.

La figure 3.13 illustre les précédents propos. La figure (c) est une coupe de la pale. Les axes bleu et orange seront conservés sur chaque schéma.

3.4.4 Application de la théorie de l'élément de pale

Détermination de U_{rel}

Comme l'illustre la figure 3.14, la vitesse résultante $\overrightarrow{U_{rel}}$, ou relative, est inclinée d'un angle φ par rapport au plan de rotation. β est l'angle de calage de l'élément par rapport au plan de rotation. L'angle d'incidence du profil est $\alpha = \varphi - \beta$.

Notons $\vec{U} = (U_1, U_2, U_3)_g$ la vitesse de vent dans le repère global. Et $\vec{U} = (U_X, U_R, U_\theta)$ ce même vecteur exprimé dans le repère cylindrique. U_X désigne la vitesse axiale de l'air vue par le profil. En considérant que l'éolienne est axée par rapport au domaine global, nous avons directement :

$$U_X = U_1. \quad (3.25)$$

Nous retrouvons ici $U_1 = U_\infty(1 - a)$. De plus, la vitesse tangentielle de l'air vue par le profil \vec{U}_θ est une composition de la vitesse tangentielle de vent environnant \vec{U}_t et de la vitesse de rotation de la pale. En notant $\vec{\Omega} = \Omega \overrightarrow{e_{x_{cyl}}}$ la vitesse de rotation de l'éolienne et r une position radiale, nous obtenons :

$$\vec{U}_\theta = \vec{U}_t - \Omega \overrightarrow{e_{x_{cyl}}} \wedge r \overrightarrow{e_{r_{cyl}}}, \quad (3.26)$$

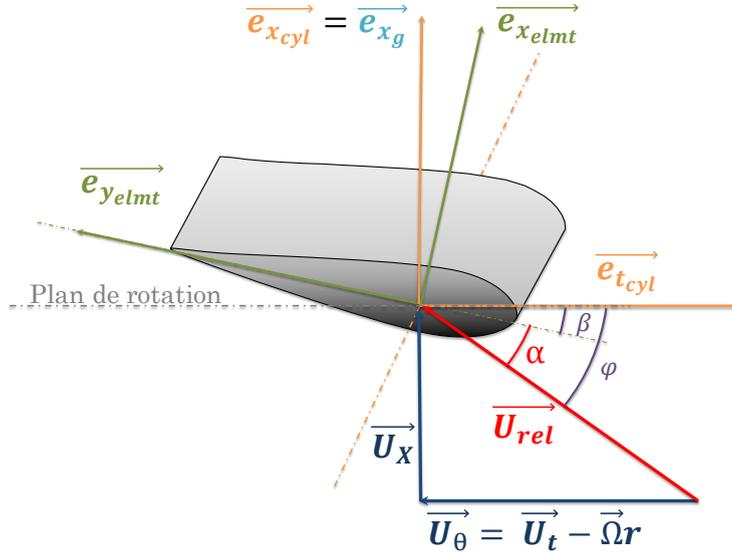


FIG. 3.14 : Triangle de vitesses associé à sa section

avec :

$$U_t = \sqrt{U_2^2 + U_3^2}. \quad (3.27)$$

La norme de la vitesse relative est alors :

$$U_{rel} = \sqrt{U_1^2 + \left(\sqrt{U_2^2 + U_3^2} - \Omega r \right)^2}. \quad (3.28)$$

Détermination de α

L'angle de calage β est connu : c'est la somme du twist χ de la pale et du pitch ξ fixé. De plus, grâce aux relations trigonométriques, nous pouvons donner une expression de l'angle φ . Nous avons alors :

$$\alpha = \varphi - \beta = \tan^{-1} \left(\frac{U_x}{U_\theta} \right) - \chi - \xi. \quad (3.29)$$

Détermination des efforts dans le repère élément

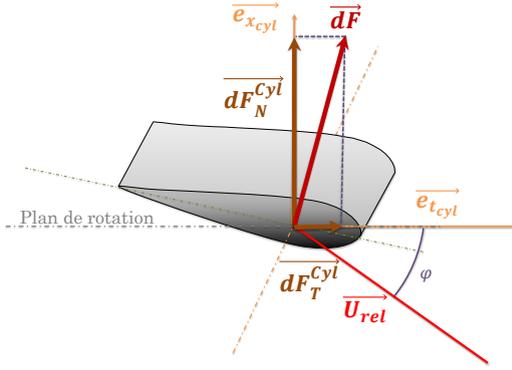
L'angle d'attaque α permet de connaître les coefficients de portance C_L et de traînée C_D tabulés (pour un nombre de Reynolds donné, défini plus tard). Nous pouvons alors exprimer, grâce à la théorie de l'élément de pale, l'effort de traînée $d\vec{F}_D$ (qui s'oppose à la vitesse relative) et de portance $d\vec{F}_L$ (perpendiculaire à la vitesse relative) d'une section de surface portante S :

$$\begin{cases} dF_L = \frac{1}{2} C_L \rho S U_{rel}^2 \\ dF_D = \frac{1}{2} C_D \rho S U_{rel}^2 \end{cases} \quad (3.30)$$

En considérant que la section est de longueur dr et de corde c , nous avons $S = cdr$.

Détermination des efforts dans le repère cylindrique

En passant dans le repère cylindrique, décalé d'un angle φ , nous pouvons exprimer l'effort normal dF_N^{Cyl} et tangentiel dF_T^{Cyl} :



$$\begin{cases} dF_N^{Cyl} = dF_L \cos(\varphi) + dF_D \sin(\varphi), \\ dF_T^{Cyl} = dF_L \sin(\varphi) - dF_D \cos(\varphi). \end{cases} \quad (3.31)$$

Détermination des efforts dans le repère global

En passant dans le repère global, en notant θ l'azimut de la pale (où l'angle 0° désigne une position verticale haute), nous pouvons exprimer les efforts tels que :

$$\begin{cases} dF_x^g = dF_N^{Cyl}, \\ dF_y^g = -dF_T^{Cyl} \cos(\theta), \\ dF_z^g = -dF_T^{Cyl} \sin(\theta). \end{cases} \quad (3.32)$$

Discrétisation du disque

Les sections, en mouvement relatif par rapport au vent, sont soumises à des forces portantes, qui dépendent de la circulation autour du profil. La variation de circulation le long de la pale conduit à la formation de tourbillons qui s'en échappent, notamment en pied et bout de pale, où ils sont les plus importants. Ainsi, l'écoulement relatif qui attaque la section étudiée devrait prendre en compte les vitesses induites par ces tourbillons détachés.

L'évaluation de ce phénomène reste complexe, du fait de la périodicité de l'écoulement causée par le nombre fini de pales. Pour palier cette difficulté, un écoulement moyen est considéré sur un disque dessiné par une infinité de pales. Cela équivaut alors à supposer qu'il est possible de remplacer l'effort de traction et de couple, normalement exercé sur un ensemble fini de sections de pale, par une "répartition uniforme de la traction et du couple sur toute la circonférence du cercle de même rayon" [Glauert and Tenot, 1947].

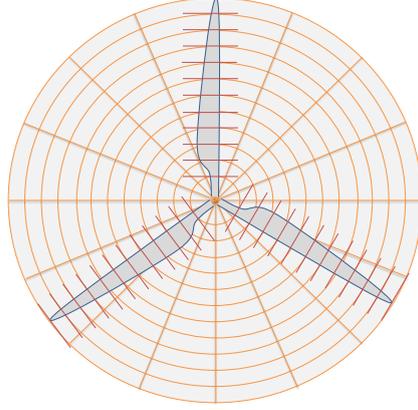


FIG. 3.15 : Discrétisation physique de l'ADR

Découpons le disque en éléments annulaires d'arc $\Delta\theta$ et d'épaisseur dr , comme l'illustre la figure 3.15. Glauert and Tenot [1947] invitent donc à considérer que l'effort total appliqué par un anneau complet (pas encore découpé) de surface $2\pi r dr$, est le produit de la force élémentaire d'une section 2D (portance ou traînée) par le nombre de pale $N_{pales} = 3$. Dès lors, l'expression de l'effort de l'ensemble des sections de pales contenues dans un anneau, appliqué par un élément annulaire de surface $r\Delta\theta dr$, est donnée en ramenant la surface portante S à la surface apparente S_{app} telle que :

$$S_{app} = N_{pales} S \frac{r\Delta\theta dr}{2\pi r dr} = N_{pales} \frac{cdr\Delta\theta}{2\pi}. \quad (3.33)$$

Expression finale des efforts

Nous obtenons finalement l'expression des efforts de l'Actuator Disk Rotatif, appliqué par chaque élément annulaire dans le repère global :

$$\left\{ \begin{array}{l} dF_x^g = \frac{1}{2} \rho S_{app} U_{rel}^2 [C_L \cos(\varphi) + C_D \sin(\varphi)], \\ dF_y^g = \frac{1}{2} \rho S_{app} U_{rel}^2 [C_L \sin(\varphi) - C_D \cos(\varphi)] \cos(\theta), \\ dF_z^g = \frac{1}{2} \rho S_{app} U_{rel}^2 [C_L \sin(\varphi) - C_D \cos(\varphi)] \sin(\theta). \end{array} \right. \quad (3.34)$$

Ces efforts dépendent alors de la surface apparente du disque, de la vitesse relative, et des angles géométriques. Les coefficients de portance C_L et de traînée C_D sont connus à partir du couple (α , Re) et des données d'entrée.

3.5 Modèle d'Actuator Line

3.5.1 Principe

Comme nous l'avons vu, le disque des modèles ADNR et ADR est formé par la rotation des pales autour de leur moyeu. Nous pourrions alors dire, de manière plus ou moins abusive, qu'il représente une "moyenne" du mouvement de l'éolienne. Ces modèles permettent alors de connaître la tendance de l'évolution du sillage. Cependant, ils ne permettent pas de représenter les particularités instantanées du sillage, comme les tourbillons en bout et pied de pale.

Pour palier ce problème, il est possible de représenter les pales non plus par un disque mais par des lignes : c'est la méthode de l'*Actuator Line Method* (ALM). Le mouvement des pales en fonction du temps est connu, et chacune d'entre elle va générer une force sur le fluide à l'endroit où elle se trouve. Cette technique a été généralisée à l'éolien par [Sørensen and Shen \[2002\]](#). Il s'agira donc d'effectuer la construction cinématique d'une éolienne pour pouvoir considérer son mouvement et y appliquer les forces déterminées par la théorie de l'élément pale présentée dans la section précédente.

Nous rappellerons que l'état de l'art des couplages numériques effectués avec cette théorie sera lui aussi dressé plus tard, dans le chapitre 4 qui détaille ce sujet, notamment en partie 4.4.1 p.65. Ici, seul l'aspect théorique est traité.

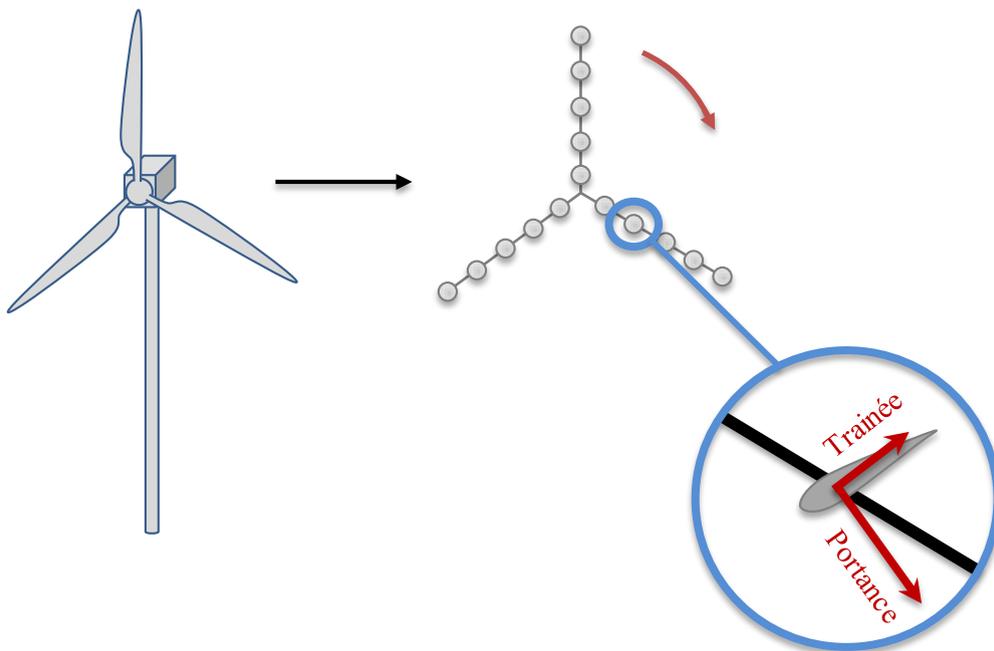


FIG. 3.16 : Illustration du principe du modèle d'Actuator Line

3.5.2 Construction cinématique d'une éolienne et nouveaux repères

Dans une éolienne, de nombreux éléments sont en mouvement par rapport aux autres. Il est bien connu que les pales tournent autour du moyeu, mais à cela s'ajoute d'autres mouvements. Afin de poser un cadre clair pour l'étude de cette machine, il convient d'établir une construction tenant compte de la cinématique de chacun.

Ainsi, nous allons d'abord découper l'éolienne en classes d'équivalence cinématiques. Il s'agit de groupes de pièces ayant le même mouvement. Chaque classe est associée à un repère, comme le montre la figure 3.17. Nous distinguerons alors :

- Le domaine associé au repère R_G
- La tour associée au repère R_T
- La nacelle associée au repère R_N
- Le hub associé au repère R_H
- Les pales associées aux repères R_{B_i}
- Les éléments associés aux repères $R_{E_{ij}}$

Le mouvement d'une tour sur offshore flottant peut, par exemple, être influencé par les vagues (translation et rotation). La nacelle est en liaison pivot avec la tour (cela permet le yaw). Le hub est en liaison pivot avec la nacelle : c'est le mouvement principal de l'éolienne. Chaque pale est en liaison pivot avec le hub (cela permet le pitch).

Bien qu'il n'y ai pas de mouvement de déformation considérés, des repères associés aux sections d'éléments de pales $R_{E_{ij}}$ sont ajoutés pour faciliter les calculs aérodynamiques. Les matrices de passages $\mathcal{M}_{R_{\blacklozenge} \rightarrow R_{\blacklozenge}}$ sont déterminées à chaque instant et permettent de passer directement d'un repère à un autre. Par exemple, il devient possible de se placer dans le repère élément pour calculer la vitesse relative et l'angle d'attaque, puis passer directement au repère global pour appliquer les efforts aérodynamiques.

Les différentes relations cinématiques permettent aussi de connaître la vitesse de translation et de rotation de chacun des éléments. Le détails de ces relations est donné en Annexe C.

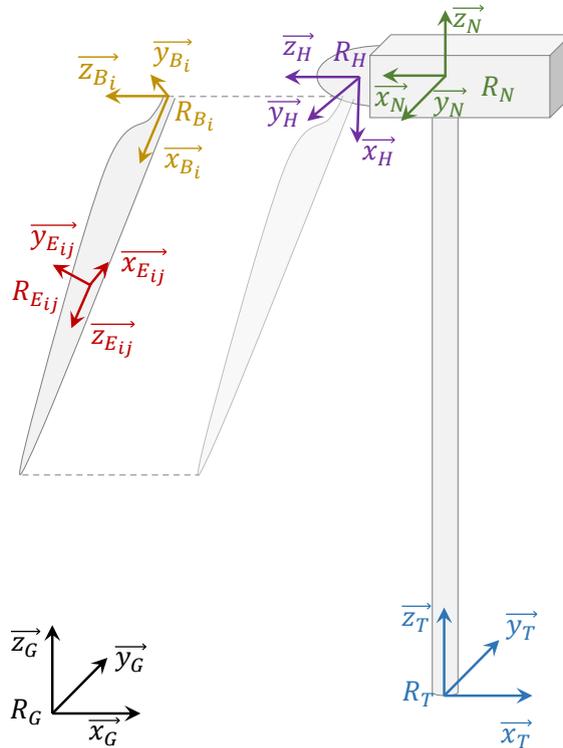


FIG. 3.17 : Illustration des différents repères

3.5.3 Application de la théorie de l'élément de pale

Détermination de U_{rel} et α

Grâce à la construction cinématique de l'éolienne et à la définition de matrices de passage, la détermination du vent relatif U_{rel} devient presque directe. Considérons un élément ij , au sein d'une particule d'air dont la vitesse est U_{vent}^{ij} . Comme expliqué plus haut, les calculs cinématiques permettent de connaître la vitesse de translation U_{trans}^{ij} de cet élément. Son évaluation dans le

repère élément $R_{E_{ij}}$ associé est donnée par :

$$\boxed{\overrightarrow{U_{rel|RE_{ij}}^{ij}} = \mathcal{M}_{R_{E_{ij}} \rightarrow R_{G_{ij}}} \times \overrightarrow{U_{vent|RG_{ij}}^{ij}} - \overrightarrow{U_{trans|RE_{ij}}^{ij}}}. \quad (3.35)$$

Et α devient alors connu grâce à :

$$\boxed{\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{\overrightarrow{U_{rel|RE_{ij}}^{ij}} \cdot \vec{x}}{\overrightarrow{U_{rel|RE_{ij}}^{ij}} \cdot \vec{y}} \right)}. \quad (3.36)$$

3.5.4 Expression des efforts

Connaissant U_{rel} et α , nous pouvons, comme précédemment (*i.e.* 3.4.4), appliquer la théorie de l'élément de pale, sous les hypothèses décrites en 3.4.2. Les efforts aérodynamiques peuvent alors s'exprimer tels que :

$$\boxed{\begin{cases} dF_L = \frac{1}{2} C_L \rho S U_{rel}^2, \\ dF_D = \frac{1}{2} C_D \rho S U_{rel}^2. \end{cases}} \quad (3.37)$$

où les coefficients de portance C_L et de traînée C_D sont connus à partir du couple (α, Re) et $S = cdr$ est la surface portante. Un changement de repère d'angle α permet de repasser dans le repère $R_{E_{ij}}$, pour finalement connaître ces efforts dans le repère global grâce à $\mathcal{M}_{R_{G_{ij}} \rightarrow R_{E_{ij}}}$.

Synthèse

Pour optimiser la production des parcs éoliens et quantifier l'intérêt économique, les développeurs de fermes sont amenés à utiliser les outils numériques, afin d'estimer les puissances de production de leurs futures fermes.

Dans le but de modéliser les sillages à l'intérieur d'un parc éolien en prenant en compte les caractéristiques propres aux écoulements de vent en configurations complexes, nous proposons d'implémenter dans un modèle météorologique à maille fine la présence d'éoliennes. Un tel outil permettra non seulement d'étudier la production des parcs dans ce type de configurations, mais aussi d'étudier les perturbations météorologiques potentielles induites par les turbines.

Le modèle atmosphérique proposé est Mésó-NH, développé depuis plus d'une vingtaine d'années par le Laboratoire d'Aérodynamique et le Centre National de Météorologie (CNRM). Le Chapitre 2 a présenté en détail sa façon de modéliser la couche limite atmosphérique. Il permet d'effectuer des simulations réaliste de l'atmosphère. D'autre part, les méthodes Actuator Disk (avec rotation ou non) et l'Actuator Line Method, y seront intégrées pour représenter les éoliennes. Le Chapitre 3 a décrit l'aspect théorique de ces différentes techniques. Elles permettent de prendre en compte la présence des turbines en évaluant leurs forces aérodynamiques. La Partie II présente alors le couplage numérique de ces modèles, ainsi que leurs validations.

Deuxième partie

**Développements et Validation des
Méthodes**

Chapitre 4

Couplages numériques

L'objectif de ce chapitre est de présenter les couplages numériques développés. Nous détaillerons successivement les couplages Meso-NH/ADNR, Meso-NH/ADR et Meso-NH/ALM. A chaque fois, l'état de l'art sera dressé, les formes numériques des équations seront données et des fonctions amélioratives seront introduites.

4.1 Principe de la méthode de couplage

Un couplage numérique désigne la mise en relation de plusieurs modèles informatiques. Cette mise en relation se traduit par un échange d'informations entre ces derniers. Comme nous l'avons dit plus tôt, l'idée est de coupler des modèles numériques aérodynamiques d'éoliennes avec le code de modélisation atmosphérique Meso-NH afin d'étudier les parcs éoliens. L'idée générale de ce couplage est représentée en figure 4.1.

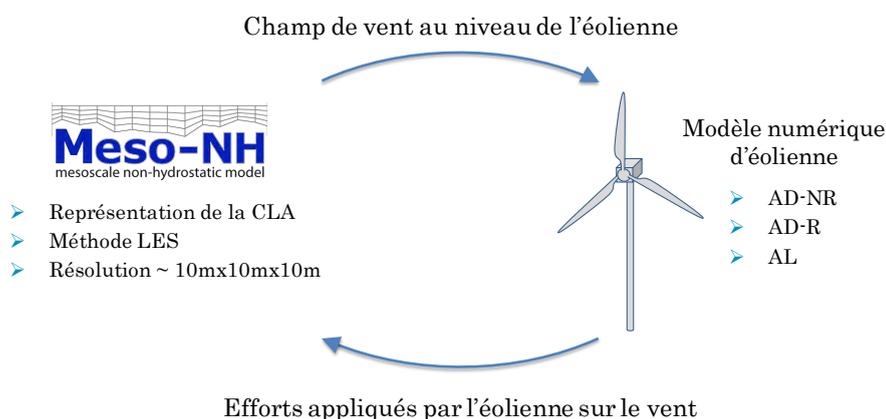


FIG. 4.1 : Schématisation du couplage entre Meso-NH et modèles éoliens

D'une part, Meso-NH (introduit lors du Chapitre 2) utilise la méthode LES pour représenter la CLA avec une résolution fine (par exemple de l'ordre de $10m \times 10m \times 10m$). Il permet alors de connaître le champ de vent en tout point du maillage. D'autre part, les modèles éoliens, tels que l'ADNR, l'ADR ou l'ALM (introduits lors du Chapitre 3), se servent de la connaissance du champ de vent pour calculer les efforts aérodynamiques que les éoliennes subissent. Dès lors, grâce au principe d'action-réaction (3^{ème} loi de Newton), les forces appliquées par les éoliennes sur le vent sont connues : elles sont d'intensité égale et de sens opposé aux efforts aérodynamiques subis par les éoliennes. Meso-NH peut ainsi utiliser ces forces pour déterminer la modification de l'écoulement au sein de la couche limite atmosphérique. Cette interaction donne naissance

au sillage que nous souhaitons étudier, ainsi qu’aux potentiels phénomènes météorologiques alentours.

4.2 Couplage Meso-NH/ADNR

4.2.1 État de l’art

Le modèle d’Actuator Disk Non Rotatif peut être perçu comme une simplification du modèle d’Actuator Disk Rotatif, dont le couplage avec un code CFD a été initialement introduit par [Sørensen and Myken \[1992\]](#).

La première utilisation de ce modèle éolien simplifié, couplé à la Large Eddy Simulation a été effectuée par [Jimenez et al. \[2007\]](#) et [Jimenez et al. \[2008\]](#). Ces travaux ont montré que la méthode LES avait l’avantage d’offrir une bonne description du sillage créé par l’ADNR. D’autres travaux ont alors continué sur ces idées, comme ceux de [Wu and Porté-Agel \[2011\]](#) comparant l’ADNR et l’ADR : bien que le sillage proche soit un peu moins précis, les résultats de l’ADNR semblent tout à fait convenables. Cette méthode a alors permis d’étudier des parcs avec un coût faible en temps de calcul, comme le montrent les études de [Wu and Porté-Agel \[2015\]](#) ou encore [Shamsoddin and Porté-Agel \[2017\]](#). Elle a aussi permis d’étudier certains impacts météorologiques locaux, notamment sur le flux thermique de la couche limite atmosphérique ([[Calaf et al., 2010](#)], [[Calaf et al., 2011](#)]).

Nous noterons par ailleurs que le modèle éolien a aussi été couplé avec d’autres méthodes de CFD, telle que la méthode Reynolds Average Navier-Stokes (RANS) [[Gómez-Elvira et al., 2005](#)].

4.2.2 Forme Numérique

Lors du passage à la forme numérique, le disque de l’ADNR doit être discrétisé afin de correspondre au maillage de Meso-NH. Comme expliqué au Chapitre 2, Meso-NH discrétise les domaines de simulation en cellules de forme rectangulaire (ou carrée) sur l’horizontale, et selon la formule de [Gal-Chen and Somerville \[1975\]](#) pour la verticale. Ainsi, la figure 4.2 illustre la représentation finale d’une éolienne au sein de Meso-NH, dans le cas idéal de mailles cubiques.

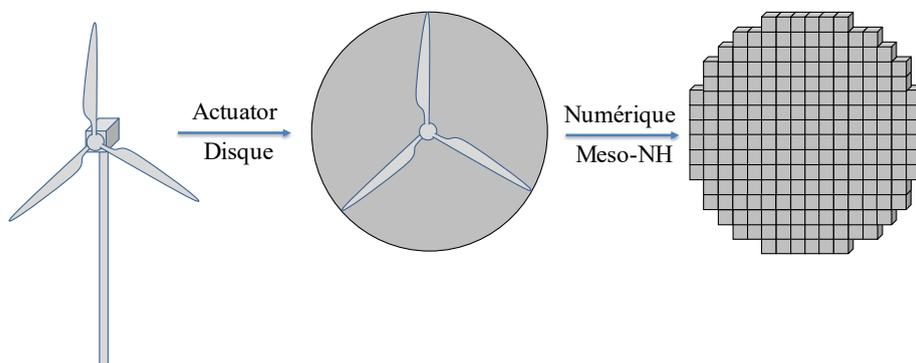


FIG. 4.2 : Illustration de la discrétisation d’une éolienne pour l’ADNR

La première étape du couplage numérique est donc de déterminer les mailles où l’éolienne appliquera sa force. L’utilisateur a la possibilité d’entrer la position du Hub et le diamètre du rotor. La position est retrouvée en parcourant le domaine et en vérifiant le critère : “cette

maille est elle à l'intérieur du disque? ". Cette recherche de position a été programmée de sorte à respecter la parallélisation du code (découpage sur l'horizontal cf. 2.3.7.1)

Une fois la position choisie, il s'agit de récupérer la vitesse de vent U_d au sein de cette maille, afin de calculer l'effort axial de poussée grâce à l'équation 3.23 qui devient :

$$dF_T = -2\rho\Delta y\Delta zU_d^2 \frac{C_{T_\infty}}{(1 + \sqrt{1 - C_{T_\infty}})^2}, \quad (4.1)$$

où $\Delta y\Delta z$ est la surface verticale de la maille considérée. Cette force va alors s'opposer au vent, comme l'illustre la figure 4.3 :

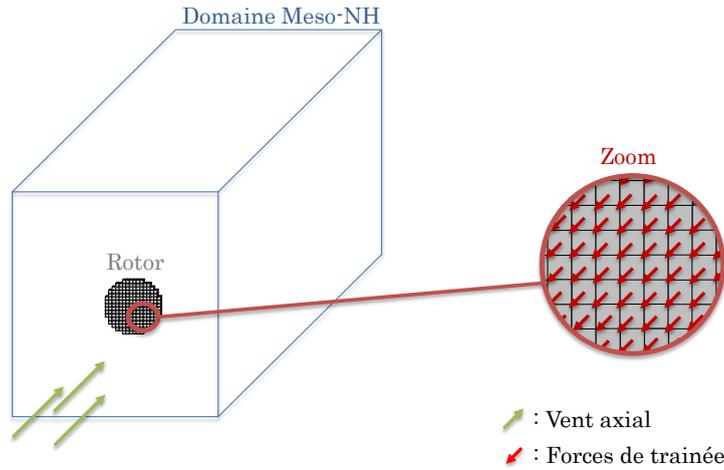


FIG. 4.3 : Illustration de l'application des forces de traînée dans le domaine de Meso-NH

Enfin, cette force est ajoutée au bilan global des efforts sous forme de force volumique de Meso-NH (c'est la variable f_v de la partie 2.3).

4.2.3 Fonctions amélioratives

4.2.3.1 Distribution des efforts 1D

Distribution Gaussienne L'épaisseur effective du disque est nulle. L'incorporation de forces à un endroit précis crée une discontinuité, qui, en plus d'être non physique, peut conduire à des instabilités numériques. Pour les éviter, les forces peuvent être distribuées sur la composante normale au disque en faisant le produit de convolution avec une fonction de Gauss, comme proposé par Mikkelsen [2003] :

$$dF_{x_{i\epsilon}} = dF_{x_i} \otimes \eta_\epsilon^{1D}, \quad (4.2)$$

avec :

$$\eta_\epsilon^{1D} = \frac{1}{\epsilon\sqrt{\pi}} e^{-(d/\epsilon)^2}, \quad (4.3)$$

où d est la distance entre la maille étudiée (où nous allons appliquer une nouvelle force) et la maille de l'éolienne (où est initialement calculée la force), et ϵ une distance caractéristique de la largeur de la gaussienne. Concrètement, cette distribution permet de répartir la force du disque sur plusieurs mailles (selon la largeur ϵ utilisée), et ce de manière atténuée grâce à la gaussienne. Une illustration du résultat obtenu est donnée en figure 4.4.

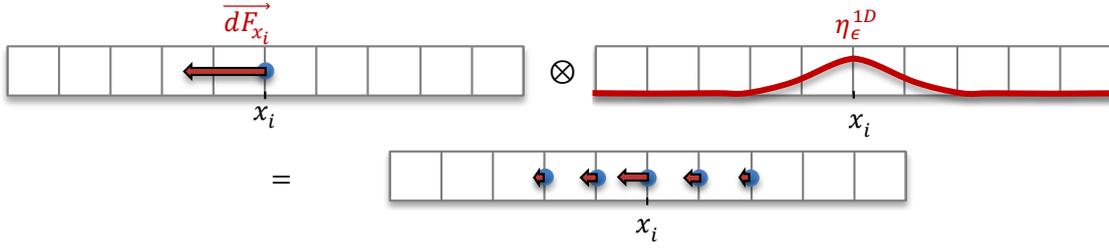


FIG. 4.4 : Schéma de la projection gaussienne 1D des efforts

Distribution Linéaire Il est aussi possible de répartir les efforts linéairement, sur les mailles amont et aval du rotor. Meso-NH utilise un maillage de type C, utilisant la convention d'Arakawa (voir 2.3.7.1). Nous distinguerons alors les points de masse, situés au centre des mailles, et les points de flux, situés sur les faces. Nous noterons respectivement x_i^m et x_i^f le point de masse et le point de flux de la $i^{\text{ème}}$ maille sur l'axe des x . Pour répartir linéairement les efforts, nous appliquons successivement :

$$dF_{x_i^m} = \frac{dF_{x_i^f} + dF_{x_{i+1}^f}}{2}. \quad (4.4)$$

Puis,

$$dF_{x_i^f} = \frac{dF_{x_i^m} + dF_{x_{i+1}^m}}{2}. \quad (4.5)$$

Une illustration du résultat obtenu est donné en figure 4.5. Nous noterons d'ailleurs que la fonction peut être appliquée plusieurs fois pour élargir la répartition d'effort. Cette technique a l'avantage d'être moins coûteuse numériquement (économie du produit de convolution), tout en offrant des résultats très similaires.

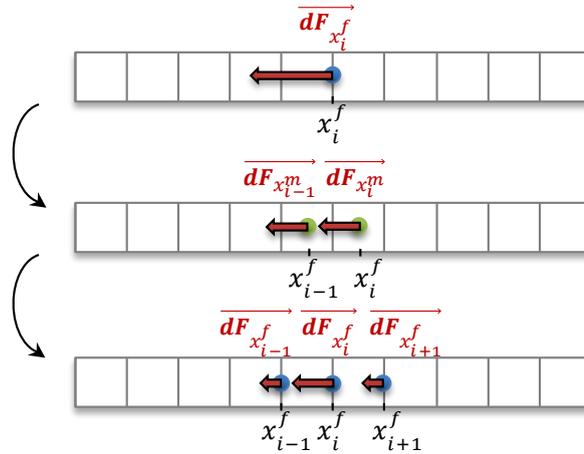


FIG. 4.5 : Schéma de la projection linéaire 1D des efforts

4.3 Couplage Meso-NH/ADR

4.3.1 État de l'art

Pour améliorer la représentation des sillages éoliens, Sørensen and Myken [1992] ont aussi introduit la rotation du modèle d'Actuator Disk dans leur code CFD. Leurs travaux montrent qu'elle permet d'obtenir des informations élémentaires sur le sillage ([Sørensen and Kock, 1995], [Sørensen et al., 1998]). Ces travaux ont notamment été poursuivis par Madsen [1997], Mikkelsen [2003] pour étudier des éoliennes avec pré-cone ou désaxées par rapport au vent.

Plus tard, le modèle éolien d'ADR a été couplé à la méthode LES par l'équipe de l'EPFL [Porté-Agel et al., 2011] [Wu and Porté-Agel, 2011] [Wu and Porté-Agel, 2015] [Porté-Agel et al., 2014]. Le couplage permet une modélisation simple mais efficace de l'éolienne, tout en profitant de la représentation détaillée de la turbulence grâce à la LES. L'évolution du sillage ainsi que des impacts sur la couche limite atmosphérique ont pu être étudiés.

L'ADR a par la suite été couplé à la LES de WRF, un code atmosphérique des États-Unis, pour commencer à étudier des parcs réels [Aitken and Lundquist, 2014] [Aitken et al., 2014], [Mirocha et al., 2014], [Mirocha et al., 2015], [Marjanovic, 2015]. Ces études ont pour but d'étudier la position de parcs et l'évolution du sillage, afin d'optimiser l'exploitation de la ressource en vent, en agissant par exemple sur le contrôle-commande.

Nous ajouterons que le modèle éolien a été utilisé avec la méthode RANS, comme le montrent les travaux de Ammara et al. [2002], Alinot and Masson [2002] ou encore El Kasmi and Masson [2008]

4.3.2 Forme Numérique

L'algorithme de couplage de Meso-NH avec le modèle d'Actuator Disk Rotatif suit globalement le raisonnement détaillé dans la partie 3.4. Un schéma de cet algorithme est proposé en figure 4.6.

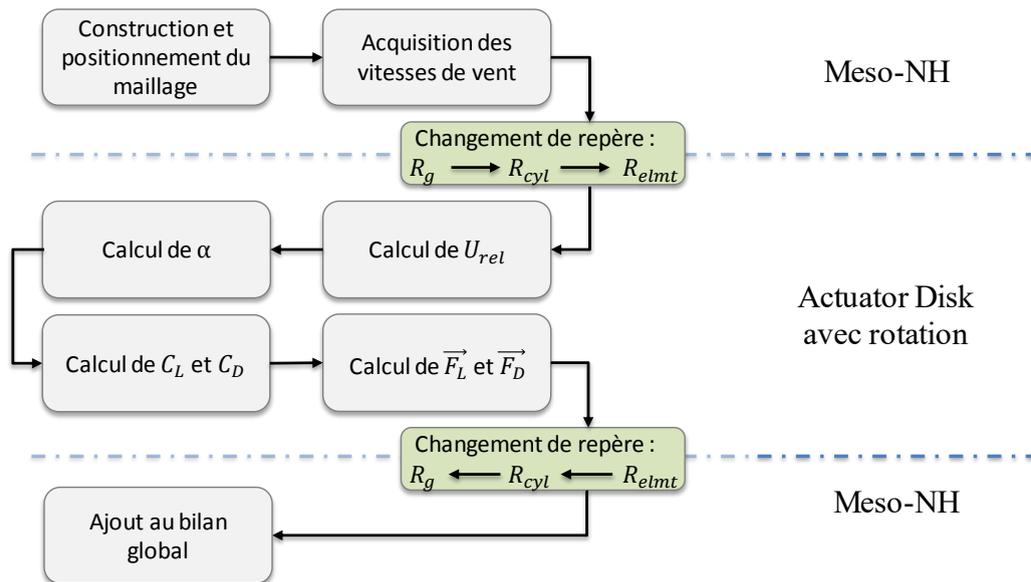


FIG. 4.6 : Algorithme du programme de couplage entre Meso-NH et l'Actuator Disk Rotatif

La première étape consiste à construire et positionner le maillage cylindrique au sein du domaine de Meso-NH, comme l'illustre la figure 4.7. La discrétisation radiale et tangentielle (selon r et θ) est linéaire (à $dr = C^{te}$ et $d\theta = C^{te}$). Il est envisageable de proposer d'autres

formes de discrétisations radiales, pour resserrer les mailles en bout et pied de pale (méthode trapézoïdale ou cosinus). En effet, c'est ici que les phénomènes aérodynamiques (comme les tourbillons en bout de pale) sont plus prononcés et peuvent nécessiter une meilleure résolution. Il faut néanmoins que le maillage de Meso-NH soit lui aussi assez fin.

Une fois ce maillage construit, il s'agit de le positionner au sein du maillage Meso-NH. Pour cela, il faut déterminer dans quelle maille Meso-NH se trouve le centre de l'élément de maillage cylindrique. Sur la figure 4.7, l'élément rouge sera considéré au sein de l'élément bleu foncé. Il est possible de remarquer que, comme sur cette figure, certains éléments annulaires peuvent parfois faire partie de quatre mailles Meso-NH : il devient alors difficile de déterminer avec laquelle ils seront couplés. Néanmoins, pour palier cette difficulté, des maillages cylindriques serrés par rapport au maillage Meso-NH sont utilisés. Il peut être envisagé de déterminer le pourcentage de recouvrement afin de ne plus être limité par l'utilisation d'un maillage fin.

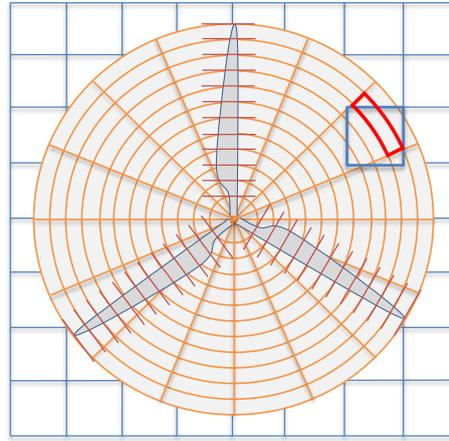


FIG. 4.7 : Illustration 2D du couplage des maillages entre Meso-NH (bleu) et l'ADR (orange)

Lorsque chaque maille annulaire est localisée, il devient possible de lui associer la vitesse de vent présente au point de masse de la maille Meso-NH. Ensuite, en passant du repère global au repère élément (*via* le repère cylindrique), la vitesse relative U_{rel} se déduit à partir de l'équation (3.28) et l'angle d'attaque α à partir de l'équation (3.29).

Les coefficients aérodynamiques de portance C_L et de traînée C_D des profils référencés sont mesurés et connus pour différentes valeurs de couple (α, R_e) . Le nombre de Reynolds caractérisant l'écoulement en interaction avec une pale est de l'ordre de $R_e = 10^6$. En faisant l'hypothèse que les coefficients C_L et C_D varient peu en fonction du nombre de Reynolds lorsque R_e fluctue autour de 10^6 , nous pouvons les exprimer en fonction de α seulement. Deux techniques peuvent alors être utilisées.

La première consiste à considérer que $C_L(\alpha)$ et $C_D(\alpha)$ peuvent être approximés tels que :

$$\begin{cases} C_L = a_L \sin(b_L \alpha) + d_L, \\ C_D = a_D \alpha^2 + b_D \alpha + d_D, \end{cases} \quad (4.6)$$

où a_L , b_L , d_L , a_D , b_D et d_D sont des coefficients à déterminer en fonction du profil utilisé.

La deuxième consiste à interpoler directement la valeur mesurée (de manière discontinue) sur chaque profil. L'interpolation programmée utilise la méthode de spline cubique, et permet d'évaluer $C_L(\alpha)$ et $C_D(\alpha)$ en chaque point.

Les forces aérodynamiques \vec{F}_L et \vec{F}_D se calculent alors grâce à l'équation (3.30). Puis, après être repassé dans le repère global, ces forces sont "transmises" aux mailles de Meso-NH. Ce dernier effectue alors le bilan des efforts en prenant en compte les forces générées par l'éolienne (voir section 2.3.4.4).

4.3.3 Fonctions amélioratives

4.3.3.1 Distribution des efforts 3D

Pour ce modèle aussi, des discontinuités peuvent apparaître. Comme les efforts sont cette fois-ci 3D, les distributions d'efforts, décrites en 4.2.3 vont elles aussi le devenir.

Projection Gaussienne La courbe de Gauss devient une sphère :

$$dF_{ijk_\epsilon} = dF_{ijk} \otimes \eta_\epsilon^{3D}, \quad (4.7)$$

avec :

$$\eta_\epsilon^{3D} = \frac{1}{\epsilon^3 \pi^{3/2}} e^{-(d/\epsilon)^2}, \quad (4.8)$$

où d est la distance entre la maille étudiée (où nous allons appliquer une nouvelle force) et la maille de l'éolienne (où est initialement calculée la force), et ϵ une distance caractéristique de la largeur de la gaussienne.

Distribution Linéaire Comme proposée en 4.2.3.1, nous désignerons respectivement par x_i^m et x_i^f le point de masse et le point de flux de la $i^{\text{ème}}$ maille sur l'axe des x . La distribution s'applique successivement sur les 3 composantes (x, y, z). Seule la formulation selon l'axe \vec{x} est donnée, les autres étant similaires. Nous avons :

$$dF_{x_i^m}^{3D} = \frac{dF_{x_i^f}^{3D} + dF_{x_{i+1}^f}^{3D}}{2}, \quad (4.9)$$

et,

$$dF_{x_i^f}^{3D} = \frac{dF_{x_i^m}^{3D} + dF_{x_{i+1}^m}^{3D}}{2}. \quad (4.10)$$

4.3.3.2 Tip loss correction

Comme la méthode d'ADR considère une infinité de pales, toute particule d'air qui traverse le disque à un rayon donné subit la même variation de quantité de mouvement. Or dans le cas réel, ces particules subissent des variations différentes selon leurs distances aux pales. Ces variations sont causées par l'induction créée par le laché tourbillonnaire, et principalement par les tourbillons marginaux du pied et bout de pale. Pour palier ce problème, Glauert [1935] s'est basé sur les travaux de Prandtl [1919] afin de proposer l'introduction d'un facteur F , dans le but de prendre en compte ces effets :

$$F = \frac{2}{\pi} \arccos(e^{-f}) \quad (4.11)$$

où f dépend de la zone étudiée. En notant r_{tip} le rayon en bout de pale, et r_{hub} le rayon du hub, nous avons :

$$f = \begin{cases} \frac{N_{pales}}{2} \frac{r_{tip} - r}{r \sin(\varphi)} & \text{pour le bout de pale} \\ \frac{N_{pales}}{2} \frac{r - r_{hub}}{r \sin(\varphi)} & \text{pour le pied de pale.} \end{cases} \quad (4.12)$$

Il s'agit alors d'injecter cette fonction corrective dans l'évaluation des efforts comme suit :

$$\begin{cases} dF_L = \frac{1}{2}C_L\rho S U_{rel}^2 F, \\ dF_D = \frac{1}{2}C_D\rho S U_{rel}^2 F. \end{cases} \quad (4.13)$$

4.4 Couplage Meso-NH/ALM

4.4.1 État de l'art

Le couplage entre l'Actuator Line Method et un code CFD (utilisant la fonction de courant et les différences finies) a d'abord été introduit par Mikkelsen [2003]. Il permet de s'affranchir des approximations parfois trop fortes des modèles AD. En effet, l'Actuator Line Method a l'avantage de pouvoir représenter les systèmes tourbillonnaires apparaissant en pied et bout de pale ([Ivanell et al., 2007a], [Ivanell et al., 2007b]), permettant d'avoir une meilleure description du sillage (Ivanell [2009], Troldborg [2009]).

Pour ces raisons, le modèle ALM a été implémenté dans différents codes LES, comme l'ont fait Porté-Agel et al. [2011] ou Tabib et al. [2017]. Des études ont d'ailleurs été menées pour étudier les interactions des éoliennes avec la couche limite atmosphérique ([Lu and Porté-Agel, 2011], [Lu and Porté-Agel, 2015]). De plus, cette méthode a aussi été couplée au modèle atmosphérique WRF utilisant la méthode LES ([Marjanovic, 2015] et [?]), pour l'étude de parcs éoliens. Nous la retrouvons aussi dans d'autres logiciels de CFD tel que SOWFA, basé sur OpenFOAM [Churchfield et al., 2012b].

4.4.2 Forme Numérique

Bien qu'elle comporte quelques différences, la forme numérique de la méthode ALM est assez similaire à celle de l'ADR présentée dans la partie précédente, comme nous pouvons le voir dans l'algorithme en figure 4.8.

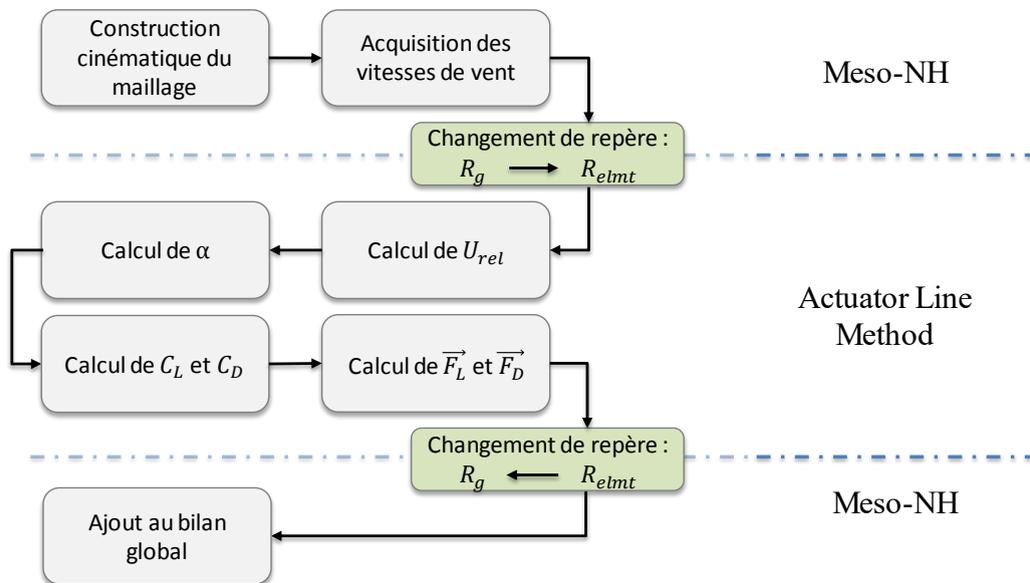


FIG. 4.8 : Algorithme du programme de couplage entre Meso-NH et l'Actuator Line Method

La différence majeure réside dans la première étape : la construction cinématique du maillage. En effet, au lieu de considérer que le rotor est un disque, nous prenons maintenant en compte l'ensemble de la structure ainsi que ses mouvements, grâce à une décomposition en plusieurs classes d'équivalences cinématiques (comme illustré en figure 4.9 et détaillé en 3.5.2). À chaque pas de temps, les nouvelles positions et orientations des éléments sont évaluées, permettant de mettre à jours les repères et leurs matrices de passage. Les tenseurs cinématiques des ensembles (vitesses de translations et rotations) sont alors connus à tout instant pour chacun des

éléments composant la turbine. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.9, la tour et la nacelle sont aussi représentées par un ou plusieurs points. Ces derniers pourront être utilisés, plus tard, pour appliquer des forces aérodynamiques, en utilisant les coefficients qui correspondent à leur formes (par exemple cylindrique pour la tour et cubique pour la nacelle), comme proposé par Churchfield et al. [2017].

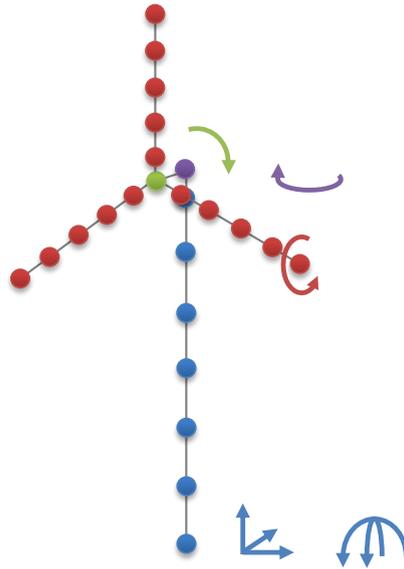


FIG. 4.9 : Illustration de la construction cinématique du maillage de la méthode ALM. Chaque couleur correspond à une classe d'équivalence cinématique, et chaque flèche le mouvement possible qui lui est associé.

Une fois le maillage construit et incorporé dans Meso-NH, il devient possible de connaître la vitesse de vent au point de masse de la cellule Meso-NH où se trouve l'éolienne, comme pour les modèles précédents. Ensuite, la vitesse relative se détermine directement à l'aide des tenseurs cinématiques et des matrices de passage (Eq. 3.35). L'angle d'attaque α s'évalue alors grâce à l'Eq. 3.36. La connaissance de cet angle permet de déterminer les coefficients aérodynamiques (voir 4.3.2) ainsi que les efforts correspondants (Eq. 3.37). Enfin, un dernier changement de repère permet de projeter ces forces dans le repère global de Meso-NH.

4.4.3 Fonctions amélioratives

4.4.3.1 Interpolation du vent

Chaque élément de pale de l'ALM récupère la vitesse du vent au sein de la cellule qui le contient, évaluée en son point de masse. Néanmoins, la taille infinitésimale de la ligne n'est pas représentative d'une épaisseur de pale et peut induire des oscillations numériques. Pour palier ce problème, une première solution envisageable est d'interpoler la vitesse de vent dans des cellules proches. Cette étape, relative à l'acquisition de la vitesse de vent, consiste à interpoler linéairement les valeurs des 8 points de masse voisins de l'élément. Cette technique a de plus l'avantage de prendre en compte la position de ce dernier au sein de la cellule, en pondérant la contribution de chaque point de masse.

4.4.3.2 Distribution des efforts 3D

Distribution Gaussienne Une autre technique consiste à épaissir la pale en distribuant les efforts sur les mailles alentours. C'est la technique présentée en 4.3.3.1, et généralement

utilisée pour l'ALM (Sørensen and Shen [2002], Mikkelsen [2003], Troldborg [2009]). Certaines études proposent notamment les bonnes pratiques à utiliser, en conseillant des formes optimales du kernel gaussien pour la distribution volumique des efforts (Churchfield et al. [2017], Nathan et al. [2018]). Une épaisseur de $2\Delta x$ est conseillée. Nous utilisons alors l'équation donnée précédemment :

$$dF_{ijk_\epsilon} = dF_{ijk} \otimes \eta_\epsilon^{3D}, \quad (4.14)$$

avec :

$$\eta_\epsilon^{3D} = \frac{1}{\epsilon^3 \pi^{3/2}} e^{-(d/\epsilon)^2}, \quad (4.15)$$

où d est la distance 3D entre la maille étudiée (où nous allons appliquer une nouvelle force) et la maille de l'éolienne (où est initialement calculée la force), et ϵ une distance caractéristique de la largeur de la gaussienne.

Distribution Linéaire Il est aussi possible d'utiliser la distribution linéaire proposée en 4.2.3.1 et 4.3.3.1.

L'influence des différentes distributions est analysée lors de l'étude menée au Chapitre 6. Les détails sont donnés en Annexe D.

4.4.3.3 Tip loss correction

En utilisant la méthode de l'Actuator Line, une sur-évaluation des efforts apparaissent souvent en bout de pale. Cette sur-estimation vient probablement d'une mauvaise représentation des tourbillons marginaux à cause de l'épaisseur infinitésimale de la pale et d'une résolution trop large utilisée, ce qui altère la prédiction de la traînée induite. Trop faible, la traînée induite par ces tourbillons ne parvient pas à ralentir assez le vent qui attaque le bout de pale, engendrant des forces trop élevées.

C'est donc peut-être par habitude face à ce problème que la communauté applique parfois la fonction de correction de Glauert [1935] présentée en 4.3.3.2. D'ailleurs, Mikkelsen [2003] montre bien que son utilisation améliore les résultats, même s'il est conscient qu'elle ne devrait pas être utilisée. Plus tard, Shen et al. [2005] tentent de justifier son utilisation suite à l'utilisation de profils 2D, ne prenant pas en compte les effets 3D. Cependant, des corrections spécifiques existent pour ces effets, comme le montrent les travaux de Breton et al. [2008].

Pour éviter son utilisation, certains chercheurs proposent des solutions alternatives. Par exemple, Churchfield et al. [2017] propose une meilleure distribution des efforts pour mieux prendre en compte l'épaisseur de la pale. Meyer Forsting et al. [2019] combinent, de leur côté, la théorie vortex à l'ALM pour mieux évaluer les effets de traînée induite. De tels travaux pourront être utilisés dans des études futures.

L'utilisation de cette fonction de correction est analysée lors de l'étude menée au Chapitre 6. Les détails sont fournis en Annexe D.

4.4.3.4 Time splitting

Afin d'économiser du temps de calcul, un sous-découpage du pas de temps, appelé Time Splitting, peut être introduit. Cette méthode porte aussi le nom de Actuator Sector Method [Storey et al., 2015].

Pour assurer la stabilité numérique, les codes CFD doivent généralement assurer que, d'un pas de temps à l'autre, une particule d'air ne se déplace que vers une cellule directement adjacente. Autrement dit, si une particule d'air saute des cellules lors de son trajet, la description de l'écoulement du fluide sera biaisée par le manque d'information relatif à son passage. Pour éviter ce problème, chaque modèle CFD possède un critère basé sur le nombre de Courant-Friedrichs-Lewy (nombre CFL ou nombre de Courant). Celui de Meso-NH peut se noter de la manière suivante :

$$n_{CFL} = c \frac{\Delta t_{MNH}}{\min(\Delta x, \Delta y, \Delta z)}, \quad (4.16)$$

où c désigne la vitesse de l'écoulement, Δt_{MNH} le pas de temps du modèle Meso-NH et Δx , Δy , Δz les tailles des cellules dans les trois dimensions de l'espace. Le critère à respecter devient donc, dans le cas général : $n_{CFL} < 1$ (en réalité, il dépend du schéma d'advection utilisé). L'utilisateur du modèle doit alors régler la résolution du maillage et le pas de temps en fonction de ce critère.

Néanmoins, la méthode ALM possède elle aussi son propre critère, relatif au mouvement de l'éolienne. Cette fois-ci, il faut éviter que la pale saute une cellule, pour ne pas manquer l'information de son passage d'un pas de temps à l'autre. Ce critère peut s'écrire selon :

$$\Delta t_{ALM} \leq \frac{\min(\Delta x, \Delta y, \Delta z)}{\Omega r_{tip}}, \quad (4.17)$$

où Δt_{ALM} désigne le pas de temps de la méthode ALM, Ω la vitesse de rotation de l'éolienne et r_{tip} le rayon en bout de pale. En effet, c'est en bout de pale que la vitesse de translation est maximale : c'est à cet endroit que la pale sautera des cellules si elle était amenée à le faire.

Dès lors, avant chaque simulation, il faut choisir un pas de temps permettant de respecter ces deux critères, soit : $\Delta t < \min(\Delta t_{MNH}, \Delta t_{ALM})$. Cependant, il s'avère que le pas de temps imposé par l'ALM est généralement bien plus petit que celui de Meso-NH (d'autant plus que Meso-NH peut atteindre un $n_{CFL} = 3$, voir [Lac et al., 2018]).

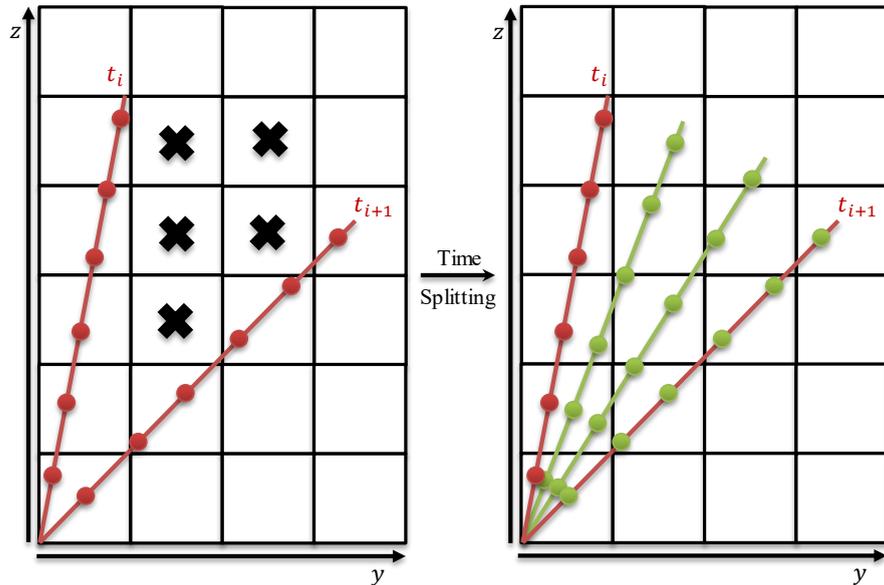


FIG. 4.10 : Illustration de la méthode de Time splitting pour un cas $N_{split} = 3$.

Ainsi, pour éviter de faire appel au modèle météorologique plus de fois qu'il n'en faut, un time splitting pour l'ALM a été introduit. Le modèle Meso-NH fonctionne avec le Δt_{MNH}

respectant le critère du nombre de CFL. Parallèlement, l'algorithme de l'ALM subdivisera N_{split} fois cette durée pour assurer le passage de la pale dans chaque cellule entre les dates t_{i+1} et t_i , comme l'illustre la figure 4.10. Les lignes rouges indiquent la position d'une pale aux dates t_{i+1} et t_i . Les points rouges indiquent les éléments de la pale. Les croix noires désignent les cellules ne voyant pas la pale passer d'un pas de temps à l'autre, sans time splitting. Les lignes vertes indiquent les nouvelles positions intermédiaires de la pale grâce à la subdivision du temps, et les points verts la position de ses éléments.

En utilisant cette méthode, différentes positions spatio-temporelles de la pale traiteront le même champ de vent, car ce dernier n'est pas actualisé durant les subdivisions temporelles. Cela revient donc à considérer que l'écoulement est gelé entre deux pas de temps Meso-NH. Pour finir, chaque élément de pale applique l'effort déterminé par la méthode ALM (Eq. 3.37), et divisé par N_{split} afin de respecter le bilan de quantité de mouvement évalué pendant la durée Δt_{MNH} . Il s'agit donc de forces moyennées sur une portion de disque (ou secteur). Nous pouvons alors y voir une hybridation entre les modèles d'Actuator Disk et d'Actuator Line, d'où le nom de Actuator Sector. L'utilisation de cette méthode est étudiée en détail en partie 6.4.

Chapitre 5

Validation du modèle Meso-NH/ADNR

Le but de ce chapitre est de présenter la première validation, effectuée sur le couplage Meso-NH/ADNR. Dans un premier temps, le cas d'étude sera introduit. Dans un second, il s'agira de détailler la construction numérique du cas. Dans un troisième temps, les résultats obtenus seront analysés. Dans un quatrième et dernier temps, une conclusion sur cette validation sera donnée.

5.1 Introduction

5.1.1 Motivations

Suite au développement des modèles éoliens dans Meso-NH, il est important de construire des cas permettant de valider ces nouveaux couplages. Pour vérifier la conformité du couplage Meso-NH/ADNR, une recherche dans la littérature a alors été effectuée dans le but de recenser l'ensemble des cas expérimentaux pouvant être utilisés pour comparaison.

Parmi eux, une expérience en soufflerie semblait particulièrement pertinente : l'expérience de [Tian et al. \[2013\]](#), mettant en jeu cinq petites éoliennes sur une colline à deux dimensions (2D). Cette expérience avait, de plus, fait l'objet de récentes simulations numériques effectuées par [Shamsoddin and Porté-Agel \[2017\]](#) du laboratoire WIRE rattaché à l'EPFL.

Dès lors, plusieurs arguments nous ont poussés à étudier ce cas. D'abord, parce qu'il est directement comparable au modèle d'Actuator Disk Non Rotatif implémenté dans Meso-NH. En effet, les éoliennes de la soufflerie disposaient d'un système de mesure permettant de connaître le coefficient de poussée global C_T du rotor. De plus, les simulations du laboratoire WIRE sont le résultat d'un couplage LES/ADNR à échelle réduite. Aussi, la veine d'essai et la colline 2D peuvent facilement être reconstruites dans un domaine de Meso-NH. Plusieurs profils de vent et d'intensité de turbulence sont à disposition, tant pour l'expérience que la simulation LES. Enfin, la présence d'une montagne permet d'avoir un lien direct avec le sujet de thèse, pour l'étude des parcs en terrains complexes.

Certains problèmes clés doivent cependant être résolus, comme la gestion d'échelle et l'obtention des mêmes conditions atmosphériques. Néanmoins, ce cas d'étude permettrait de valider le premier modèle implémenté, avant de passer à la reconstruction de parcs réels dans un environnement plus complexe, telle que la ferme de Horns Rev 1.

5.1.2 Présentation du cas d'étude

5.1.2.1 Expérience en soufflerie

L'étude expérimentale de [Tian et al. \[2013\]](#) a été réalisée pour analyser la performance des éoliennes situées sur des terrains vallonnés. Le but était d'étudier la physique sous-jacente afin de pouvoir optimiser le développement des parcs sur ce type de terrain en terme de rendement énergétique et de fatigue mécanique.

Les expériences ont été menées dans une soufflerie permettant de recréer des conditions similaires à une couche limite atmosphérique. Les éoliennes (de diamètre $\phi = 0.254$ m) ont été positionnées sur une petite colline bidimensionnelle de 0.285 m de hauteur dans des conditions de stabilité thermique neutre. Un dispositif expérimental permettait de mesurer la dynamique du vent (vitesse et intensité turbulente) en amont et au sein du parc.

5.1.2.2 Simulation numérique

La capacité des méthodes LES à reproduire des interactions turbine-sillage sur des sites à reliefs reste, à ce jour, rarement étudiée. Le but des travaux de [Shamsoddin and Porté-Agel \[2017\]](#) était alors d'étudier numériquement le sillage d'un parc éolien situé sur un terrain vallonné en utilisant la méthode LES, en reproduisant l'expérience en soufflerie présentée précédemment.

Pour cela, une première simulation de la couche limite a été effectuée sur la colline à deux dimensions, afin de reproduire les caractéristiques de l'écoulement qu'il y avait dans la soufflerie. Une seconde simulation a ensuite été effectuée, incluant les cinq éoliennes disposées sur la colline. Les résultats sont alors comparés avec le premier cas, pour déterminer la modification apportée par la présence des rotors.

5.1.3 Objectif et Méthodologie

L'objectif principal de cette étude est d'effectuer une première validation du couplage entre le modèle atmosphérique Meso-NH et celui de l'ADNR.

La première étape consiste à reconstruire le domaine à échelle réelle (partie 5.2). Ensuite, il s'agit de vérifier que les conditions atmosphériques obtenues sont similaires à l'écoulement présent au sein de la soufflerie (partie 5.3.1). Enfin, les éoliennes (de taille réelle) sont placées dans le domaine (partie 5.3.2.1) pour comparer les résultats issus du couplage développé avec les résultats expérimentaux et numériques extérieurs. Les comparaisons sont effectuées sur deux grandeurs du vent : sa vitesse et son intensité de turbulence.

5.2 Construction du cas d'étude

5.2.1 Mise à l'échelle

L'expérience a été menée au sein de la soufflerie de l'Aerospace Engineering Department of Iowa State University. De taille importante, elle permet de recréer les conditions d'une couche limite atmosphérique. La veine d'essai mesure 20 m de long, 2,4 m de large et 2,3 m de haut. Le choix avait été fait de mener l'étude à échelle réelle, non seulement parce qu'il semblait contraignant de faire fonctionner un modèle météorologique à une aussi petite résolution, mais surtout car nous souhaitions connaître les capacités de l'outil dans les conditions où il sera utilisé plus tard. Dès lors, il s'agissait d'abord de trouver les bons rapports afin de pouvoir valider les résultats sur des données comparables.

5.2.1.1 Grandeurs adimensionnelles usuelles

Nombre de Froude et CLA neutre Dans le but de recréer les conditions atmosphériques souhaitées, les dimensions du domaine de taille réelle doivent d’abord être déterminées. Pour un cas d’écoulement autour d’une montagne, il est d’usage d’utiliser le nombre adimensionnel de Froude, comparant la poussée d’Archimède et les forces de gravité subies par les masses d’air. Il peut être défini par :

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} h}}, \quad (5.1)$$

où U est la vitesse du vent axial ($m.s^{-1}$), g l’accélération de la pesanteur ($m.s^{-2}$), θ la température potentielle (K) et h la hauteur de la montagne (m). Cependant, pour une atmosphère neutre comme celle du cas étudié, $\frac{d\theta}{dz} = 0$, nous avons alors :

$$Fr \longrightarrow \pm\infty. \quad (5.2)$$

Il n’est donc pas envisageable d’utiliser ce nombre pour dimensionner la montagne.

Nombre de Reynolds et minimum théorique Le nombre de Reynolds, adimensionné lui aussi, permet le changement d’échelle lorsqu’un écoulement est en interaction avec un corps tel qu’un cylindre ou un profil. Comme nous l’avons remarqué plus tôt (voir 3.2.4 p.37), ce nombre compare les effets inertiels et les effets visqueux : le conserver assure l’obtention du même type d’écoulement. Nous pourrions alors l’utiliser pour déterminer la taille des éléments de l’éolienne.

Cependant, lors de l’expérience en soufflerie, ce dernier s’élevait seulement à 6000, soit 2 ordres de grandeur en-dessous du minimum permettant de comparer avec une éolienne de taille réelle ($Re_{min} = 5 \times 10^5$ [Vries, 1983]). Néanmoins, le nombre de Reynolds n’affecterait pas l’étude du sillage des turbines [Tian et al., 2013]. C’est pourquoi nous suivrons directement les conseils de cet auteur pour les dimensions de la turbine.

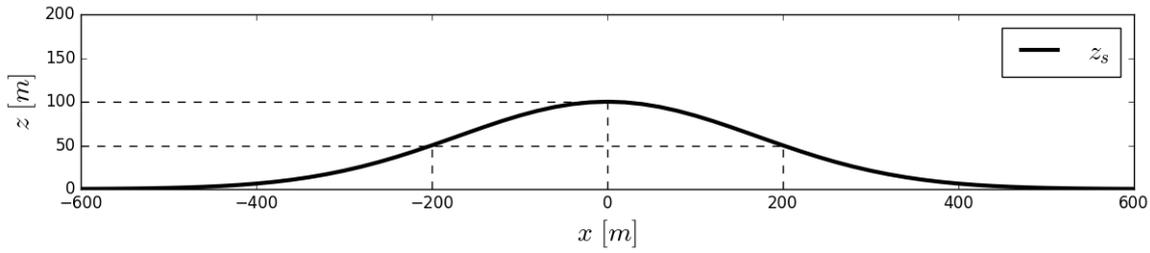
5.2.1.2 Proportionnalité géométrique

Nous avons donc décidé de respecter la proportionnalité des dimensions par rapport à la hauteur de la couche limite, tout en respectant l’échelle donnée par Tian et al. [2013] de 1 : 350.

Hauteur de la CLA Haute de 2.3 m, la soufflerie renvoie à une couche limite atmosphérique dont la hauteur s’élève à 800 m. Cette valeur est conforme, bien que légèrement basse, à une couche limite atmosphérique continentale.

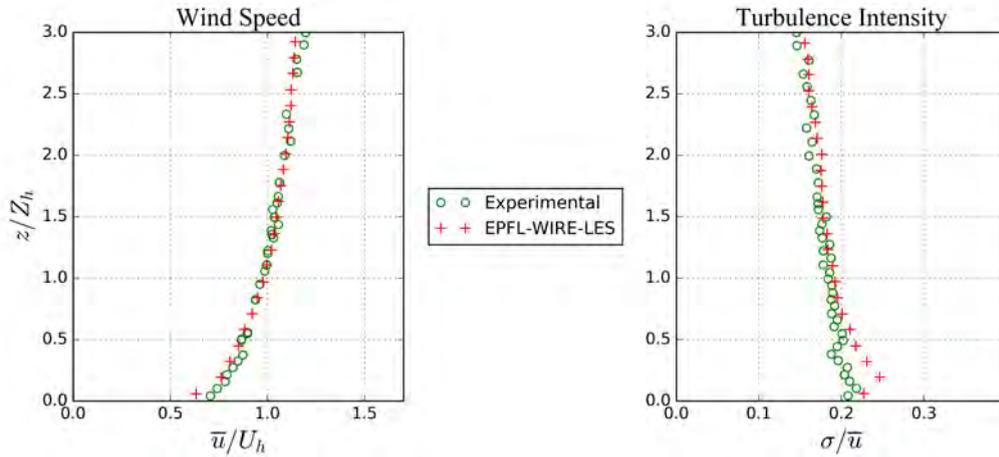
Colline La colline bidimensionnelle est de forme gaussienne, en suivant l’Eq. 5.3, où z_s correspond à la hauteur de la surface (m) par rapport au niveau 0. Elle s’étend sur l’axe \vec{y} , de sorte à être perpendiculaire à l’écoulement. À échelle réelle, sa hauteur h_m est de 100 m et son épaisseur à mi-hauteur L de 200 m, comme montré en figure 5.1. Ces grandeurs permettent d’ailleurs de respecter une pente $s = h/2L = 0.25 < 0.3$, valeur critique où une séparation d’écoulement peut apparaître lors de la traversée du relief.

$$z_s = h_m e^{-0.5 \left(\frac{x}{L/1.1774} \right)^2}. \quad (5.3)$$


 FIG. 5.1 : Coupe (x, z) de la colline de Gauss bidimensionnelle à échelle réelle

Éoliennes En suivant les conseils de [Tian et al. \[2013\]](#), l'éolienne miniature utilisée revient à une turbine de diamètre $D = 90$ m dont le hub est placé à $Z_h = 80$ m. Ces caractéristiques correspondent, par exemple, au modèle V90 de Vestas.

5.2.2 Profils initiaux du vent


 FIG. 5.2 : Profils initiaux de vitesses moyennes du vent axial et d'intensité de turbulence en amont du domaine (les données expérimentales sont issues de [Tian et al. \[2013\]](#) et les données EPFL-WIRE-LES de [Shamsoddin and Porté-Agel \[2017\]](#))

5.2.2.1 Vitesse de vent

D'habitude, lors du passage d'une expérience en soufflerie à un cas réel, la vitesse d'écoulement diminue. Cependant, la vitesse en soufflerie de 4 m.s^{-1} a été choisie pour le fonctionnement des petites éoliennes. Une valeur plus faible pour un cas réel ne permettrait pas de dépasser le seuil de démarrage du rotor. Ainsi, une vitesse de vent à hauteur de moyeu U_h de 15 m.s^{-1} est visée. Cette valeur est obtenue en imposant un profil de vent constant de 19 m.s^{-1} , qui donnera naissance à une couche limite en traversant une partie du domaine suite aux forces de frictions qui s'y opposent.

Il s'agit alors de déterminer la hauteur de rugosité pour que le profil de vitesse de vent se stabilise sur des valeurs comparables à celles de la soufflerie. Le profil expérimental, donné en [5.2](#) peut être approché par une fonction logarithmique, définie par :

$$U(z) = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (5.4)$$

avec z la hauteur considérée (m), U la vitesse de vent axial ($m.s^{-1}$), $u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}}$ la vitesse de friction ($m.s^{-1}$), $k \simeq 0.4$ la constante universelle de Karman (-) et z_0 la hauteur de rugosité (m). Pour déterminer z_0 , il est possible d'effectuer une régression à partir du profil de vent adimensionné donné par l'auteur [Tian et al. \[2013\]](#). En supposant que :

$$z(U) = ae^{bU}, \quad (5.5)$$

Où a et b sont les deux coefficients déterminés par la régression. En remarquant que (5.5) peut s'écrire sous la forme :

$$U = \frac{1}{b} \ln \left(\frac{z}{a} \right). \quad (5.6)$$

Nous pouvons alors identifier z_0 et u_* grâce à (5.4) tel que :

$$\begin{cases} u_* = k/b \\ z_0 = a. \end{cases} \quad (5.7)$$

Ainsi, une rugosité de l'ordre de $z_0 = 0.04$ m a été déterminée. Cette grandeur est cohérente car elle correspond à une surface dégagée et couverte d'herbes hautes.

5.2.2.2 Intensité de turbulence

Pour un cas neutre comme celui étudié, la turbulence est générée en grande partie par la rugosité de la surface. Grâce à une première simulation, nous avons pu voir qu'avec la rugosité déterminée, le domaine devait s'étendre sur plus de 100 km (selon \vec{x}_g) pour que la turbulence soit pleinement développée dans la couche limite.

Afin de limiter les temps de calculs, nous avons d'abord pensé à utiliser des conditions aux limites cycliques à l'entrée et à la sortie du domaine. Cependant, la friction avait tendance à réduire globalement la vitesse de vent, et la répétition de montagnes générait des phénomènes d'oscillations sur l'écoulement.

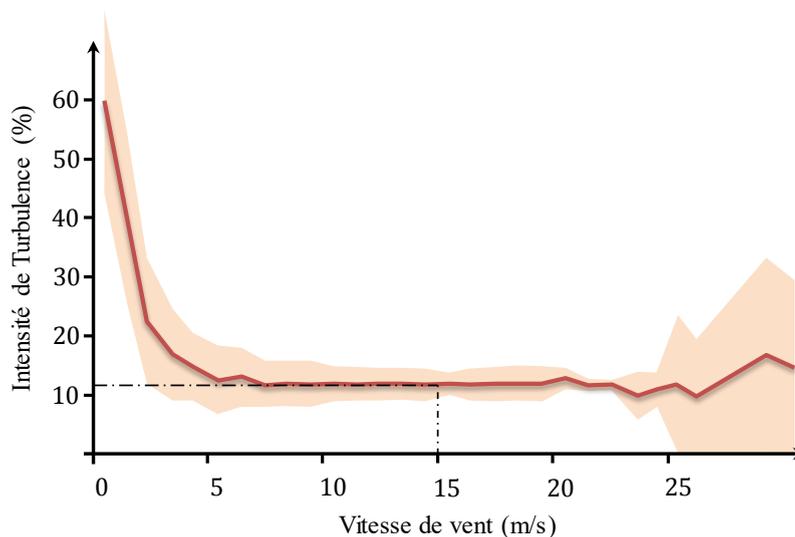


FIG. 5.3 : Valeurs typiques d'intensité de turbulence pour différentes valeurs de vitesses de vent à hauteur de hub onshore, adapté de [\[Tong, 2010\]](#)

Des difficultés ont été rencontrées, car il semblait difficile d'obtenir une aussi grande valeur d'intensité de turbulence, atteignant les 20% au sein de la soufflerie (figure 5.2). La figure 5.3,

montre que les valeurs d'intensité de turbulence typiques à hauteur de hub pour un vent de 15 m/s dans des conditions thermiques neutres sont de l'ordre de 12%.

Nous avons alors choisi d'ouvrir l'entrée et la sortie du domaine, et de générer la turbulence en s'inspirant des cubes en bois utilisés dans les essais en soufflerie. Ainsi, des éléments particuliers ont été introduits dans la première partie du domaine, comme illustrés (en orange) sur la figure 5.4. Ces éléments sont des mailles traînantes, et utilisent la même stratégie que les mailles du modèle ADNR en appliquant un coefficient de poussée équivalente à un cube ($C_{T_{cube}} = 1.05$).

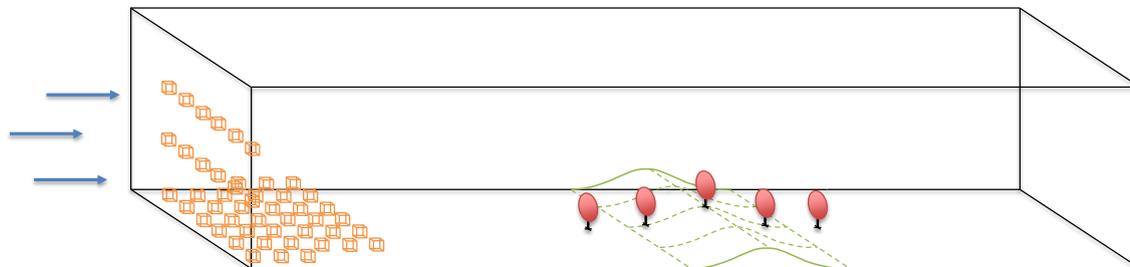


FIG. 5.4 : Illustration du domaine de simulation, avec les cubes traînants à gauche, et la colline gaussienne en vert au centre et les cinq éoliennes disposées en rouge

Ces cubes ont pour but de permettre une transition rapide (en tout cas plus rapide que s'ils n'étaient pas présents) d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent au sein de la couche limite de surface. Cette approche est assez similaire à la prise en compte des arbres dans un modèle météorologique [Aumond et al., 2013]. D'ailleurs, d'après [Tong, 2010], les taux de turbulence de 20% sont généralement atteints en aval des forêts. Ainsi, cette méthode revient, en quelque sorte, à modéliser un bois en amont de la colline étudiée.

Dans le but de savoir à quel moment et à quel endroit l'état atmosphérique souhaité est atteint, un terrain plat a d'abord été simulé. Cette simulation préliminaire a montré qu'il fallait 10 km pour pouvoir générer assez de turbulence. La zone d'étude, et donc la montagne, a alors été placée à 11 km, afin de s'assurer que les profils adimensionnels de vitesse de vent et d'intensité de turbulence sont bien atteints.

5.3 Résultats

5.3.1 Terrain vallonné sans éolienne

Dans cette première partie, seule la colline est modélisée (sans les éoliennes). Le but est de vérifier la conformité des conditions atmosphériques aux alentours de cette dernière.

5.3.1.1 Paramètres numériques

Le domaine simulé mesure 25 km de long, 4 km de large et 800 m de haut. La résolution spatiale utilisée dans les deux directions horizontales est de $\Delta x = \Delta y = 20$ m. Une résolution plus fine sur la verticale est utilisée : $\Delta z = 10$ m. Le domaine est donc convert par $N_x = 1250$, $N_y = 200$ et $N_z = 80$ cellules. Le pas de temps est fixé à $\Delta t = 0.1$ s, pour 4 heures physiques de simulation. Le schéma numérique centré d'ordre 4 pour l'advection est utilisé, associé au schéma temporel Runge Kutta d'ordre 4.

Pour reproduire les conditions de la soufflerie, des murs rigides sont considérés pour les parois latérales du domaine. Ces murs sont imperméables et glissants : aucune force de frottement n'est appliquée à la paroi. Les parois amont et aval sont ouvertes : le fluide y circule librement. Un profil constant de vitesse de vent avec bruit blanc est imposé à l'entrée et une hauteur de rugosité de $z_0 = 0.04$ m est fixée sur la surface du sol (voir 5.2.2.1). Le plafond est lui aussi un mur glissant et imperméable.

5.3.1.2 Vitesses de vent

Les profils de vitesse de vent et d'intensité de turbulence sont étudiés à 5 positions différentes dans le plan vertical qui coupe le domaine en son centre sur la longueur (parallèle à \vec{x}). Ces positions sont placées, par ordre croissant dans le sens de l'écoulement, à une certaine distance du sommet de la montagne : $-6D$, $-3D$, $0D$, $+3D$ et $+6D$.

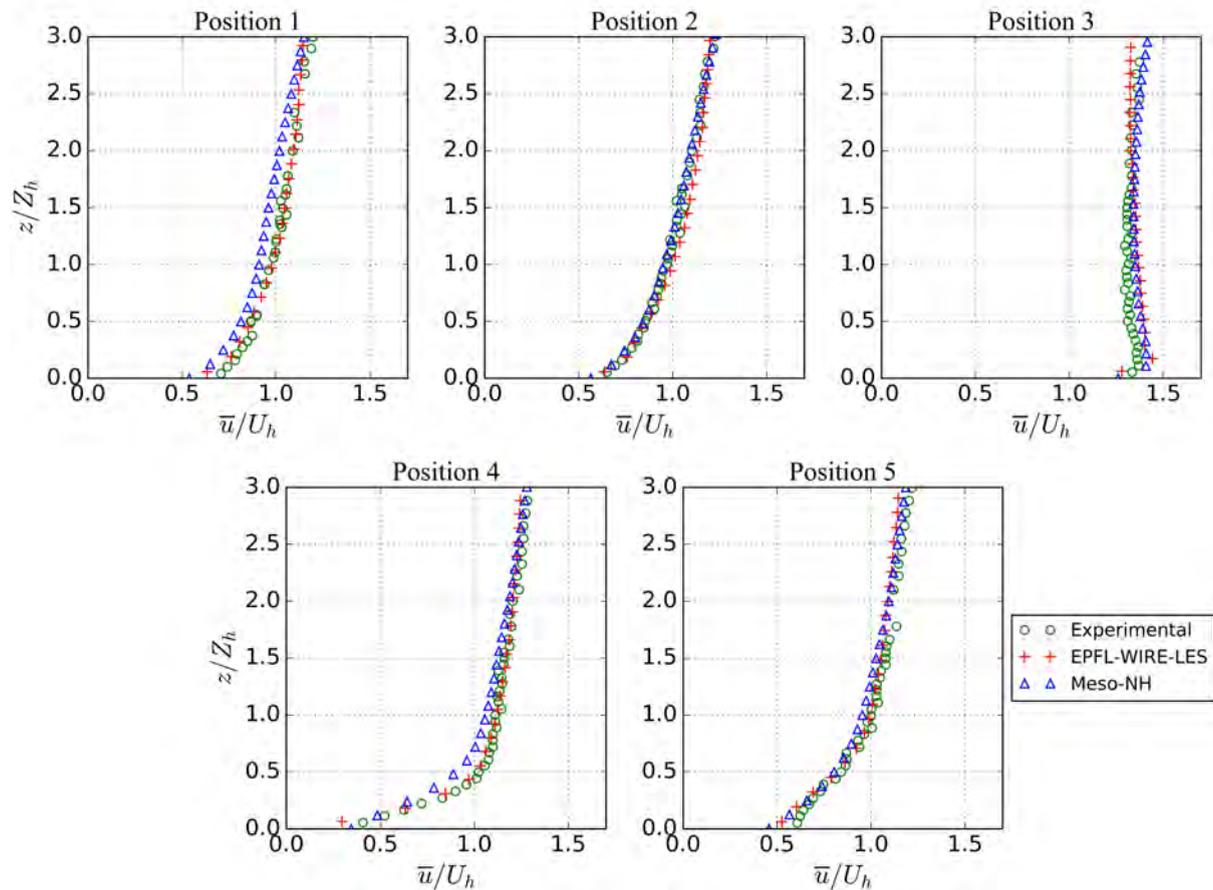


FIG. 5.5 : Profils de vitesses moyennes du vent axial, sur les 5 positions de la colline, sans éolienne (les données expérimentales sont issues de Tian et al. [2013] et les données EPFL-WIRE-LES de Shamsoddin and Porté-Agel [2017])

La figure 5.5 montre les cinq profils adimensionnés de vitesse de vent. Il s'agit du vent axial \bar{u} moyenné sur 1 heure. Cette durée a été déterminée en respectant l'échelle de temps caractéristique entre les deux modèles LES. Il correspond à la durée pendant laquelle une particule d'air voyage de la première éolienne à la dernière à la vitesse U_h , pour chacun des cas. Pour analyser des données adimensionnelles, la coordonnée verticale a été divisée par la hauteur du hub Z_h , et le vent axial par la vitesse de vent au hub U_h .

En première position, l'effet de blocage dû à la présence de la colline est observable, et est sur-estimé par Meso-NH. Néanmoins, nous observons bien l'accélération par effet Venturi au sommet de la montagne (pos. 2 et surtout pos. 3). Plus en aval, l'effet de sillage de la montagne est légèrement sur-estimé, mais se rétablit en position 5. Une coupe verticale du champ des vitesses moyennes du vent en milieu de domaine est donné en Fig. 5.6. L'accélération au sommet de la montagne est bien visible, ainsi que la traînée en aval de la colline.

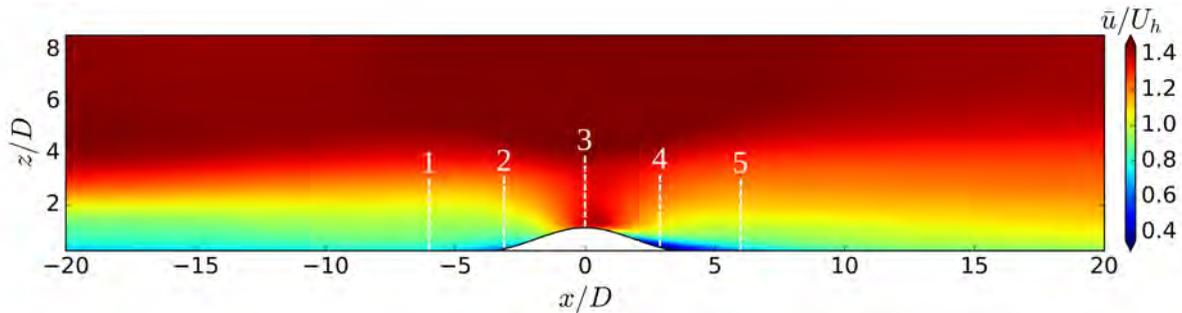


FIG. 5.6 : Coupe verticale en milieu de domaine du champ 2D de vitesses de vent axial, sans éolienne sur la colline. Les lignes en pointillés blanc indiquent les positions étudiées

5.3.1.3 Profils d'intensité de turbulence

L'intensité de turbulence est obtenue en appliquant l'équation 3.8 donnée en partie 3.2.4 pour un échantillonnage sur une durée 1 heure. Nous précisons que l'écart type du vent axial, évalué dans une cellule, est divisé par le vent moyen (sur 1 heure) de la même cellule.

Les différents profils sont donnés en figure 5.7. L'intensité est plus élevée au sol du fait de la friction de surface. Au sommet de la colline, l'accélération du vent fait chuter ce taux : le resserrement des lignes de courant empêche le vent de fluctuer. C'est plus en aval, en se décompressant, que la turbulence du sillage de la montagne peut se mettre en place. Les profils montrent une bonne cohérence avec les résultats expérimentaux, en amont, en aval et au sommet de la montagne. Les conditions atmosphériques sont donc bien représentées. La coupe verticale du champ des intensités de turbulence en milieu de domaine (Fig. 5.8) permet d'illustrer la diminution d'intensité au sommet de la montagne. De plus, elle permet de remarquer que la traînée de la montagne s'étend sur plusieurs centaines de mètres.

5.3.2 Terrain vallonné avec éoliennes

5.3.2.1 Paramètres numériques

Le domaine construit peut alors être analysé en y ajoutant les cinq éoliennes, placées aux positions correspondantes. Les profils seront tracés aux mêmes endroits. Dans l'expérience en soufflerie, pour mesurer un profil à la position i , la $i^{\text{ème}}$ éolienne a été retirée afin d'y placer le système de mesure. Ainsi, le même protocole a été suivi pour cette étude : un profil obtenu en position i correspond à une simulation d'un domaine avec quatre éoliennes, après en avoir retiré la $i^{\text{ème}}$. Dès lors, cinq simulations ont été nécessaires pour obtenir les profils ci-dessous. Une sixième simulation, avec la prise en compte de toutes les éoliennes, a permis de tracer les champs 2D des grandeurs étudiées.

De plus, pendant l'expérience, une seule et unique valeur de vent constante a été utilisée pour évaluer les coefficients de poussée des cinq éoliennes. Dans les simulations, le fait d'utiliser ce type de vitesse de référence conduit à une force constante appliquée par l'ensemble des rotors.

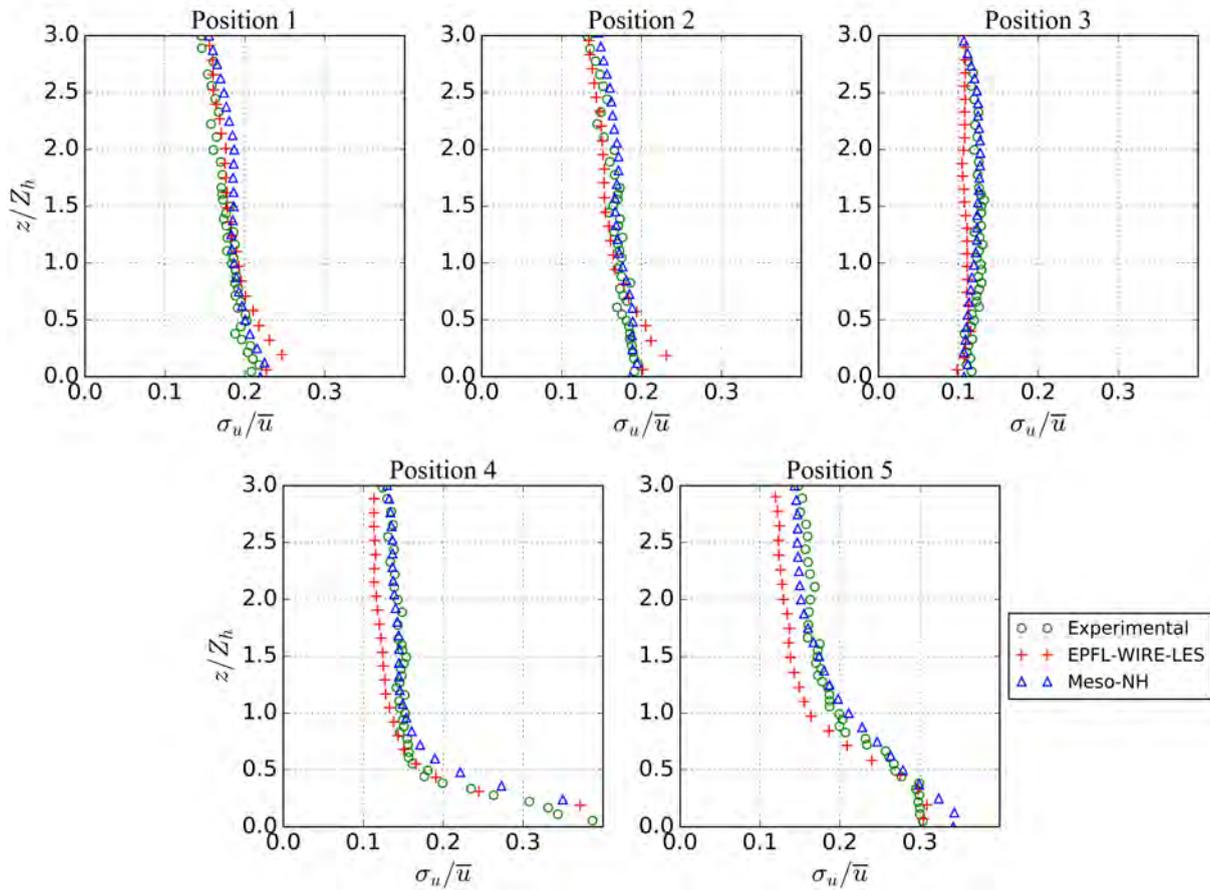


FIG. 5.7 : Profils d'intensité de turbulence du vent axial, sur les 5 positions de la colline, sans éolienne (les données expérimentales sont issues de Tian et al. [2013] et les données EPFL-WIRE-LES de Shamsoddin and Porté-Agel [2017])

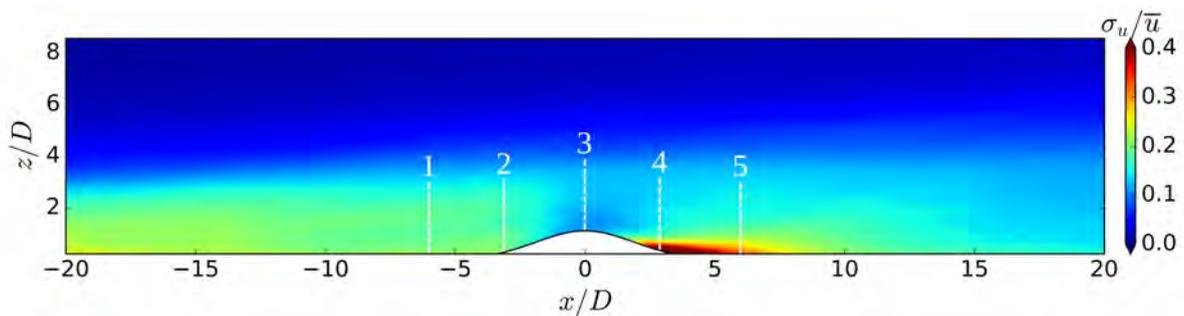


FIG. 5.8 : Coupe verticale en milieu de domaine du champ 2D d'intensité de turbulence du vent axial, sans éolienne sur la colline. Les lignes en pointillés blanc indiquent les positions étudiées

Dans le but de capturer des effets de sillage instantanés, la paramétrisation se doit de prendre en compte une vitesse de vent variable. C'est pourquoi l'équation 4.1, utilisant la vitesse de vent instantanée en chaque point de maille du disque, est appliquée.

La simulation utilise les mêmes paramètres numériques que la simulation précédente, détaillés en 5.3.1.1. Afin de connaître la robustesse du modèle, aucune des fonctions amélioratives, proposées en 4.2.3, n'est utilisées. La durée physique de simulation est de 3 heures, et les résultats sont tirés de la dernière (moyenne sur 1h). Les coefficients de poussée C_{T_∞} utilisés sont basés sur les mesures de Tian et al. [2013], et donnés dans le tableau 5.1.

Éolienne n°	1	2	3	4	5
$C_{T\infty}$ [-]	0.140	0.132	0.287	0.129	0.091

TABLE 5.1: Coefficients de poussée des éoliennes [Tian et al., 2013]

5.3.2.2 Vitesses de vent

La figure 5.9 montre les cinq nouveaux profils de vitesse de vent. Du fait de la présence des éoliennes, une légère décroissance de la vitesse de vent est observable au niveau de la hauteur du moyeu (*i.e.* $0.5 < z = Z_h < 1.5$). Les profils en aval de la colline (position 4 et 5) montrent une sous-évaluation de la vitesse de vent pour les deux modèles numériques. Néanmoins, en comparant les résultats à ceux disponibles, le sillage lointain est bien représenté.

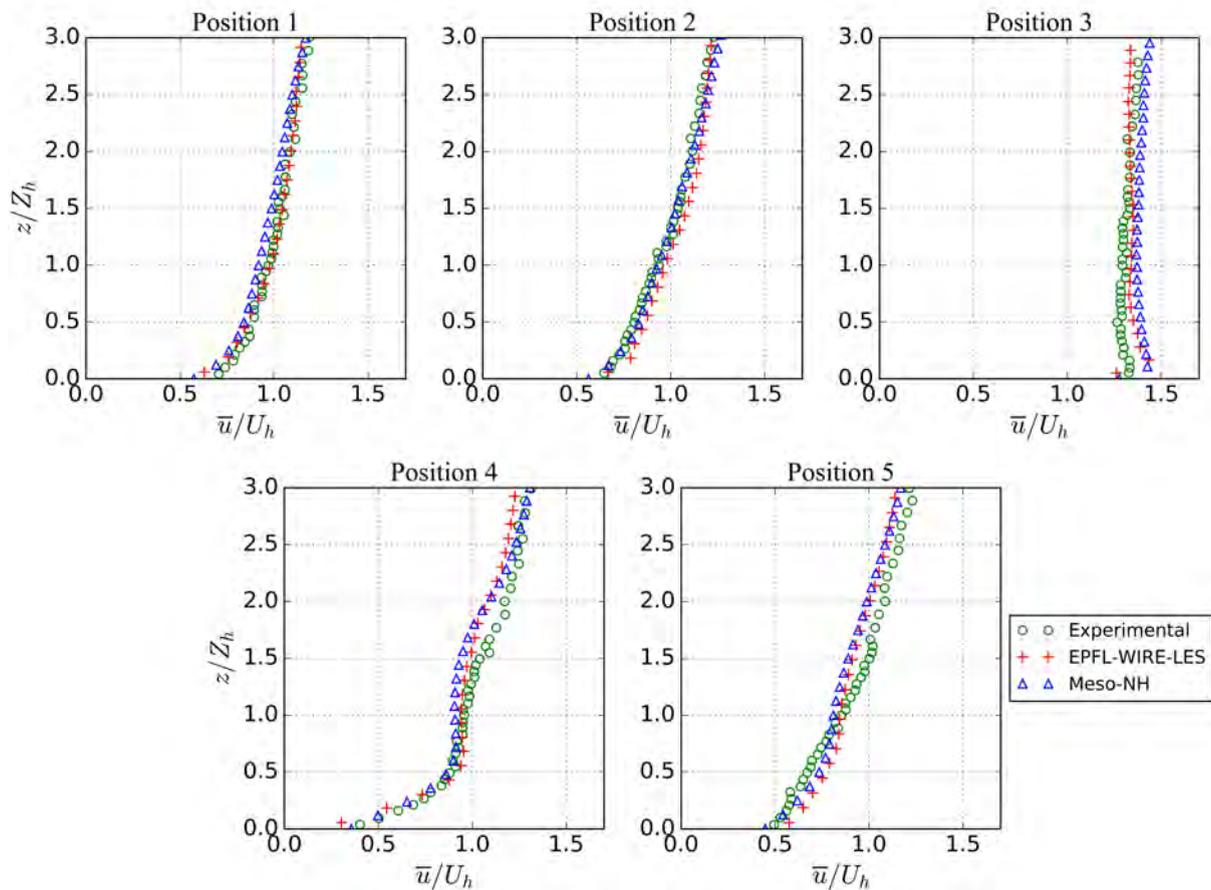


FIG. 5.9 : Profils de vitesses moyennes du vent axial, sur les 5 positions de la colline, avec éoliennes (les données expérimentales sont issues de Tian et al. [2013] et les données EPFL-WIRE-LES de Shamsoddin and Porté-Agel [2017])

Il semble important de préciser que seul le sillage lointain est étudié ici. En effet, suite au protocole indiqué plus haut, les résultats sont systématiquement donnés à une distance de $3D$ après la turbine précédente (en dehors de la première, qui elle, ne capte aucun sillage). D'autre part, comme évoqué par Shamsoddin and Porté-Agel [2017], les coefficients de poussée mesurés durant l'expérience sont relativement faibles comparés à des éoliennes de tailles réelles : elles correspondent à des vitesses de vent peu fréquentes. Ainsi, il peut être remarqué que la présence des éoliennes n'induit que de faibles différences entre les profils.

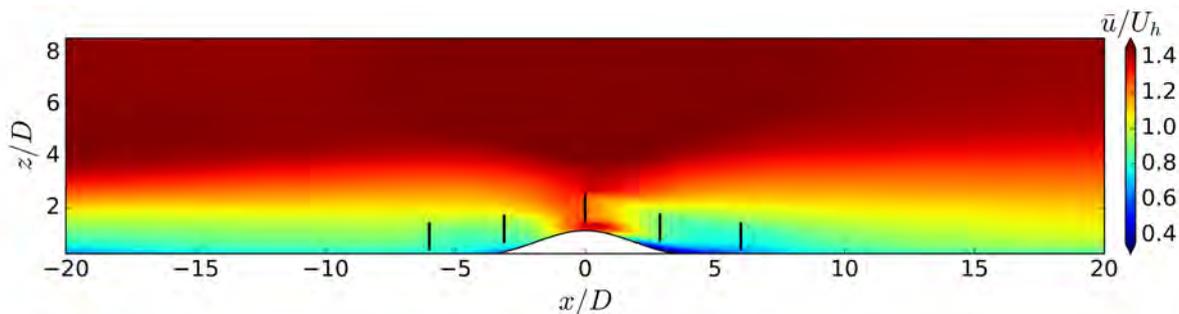


FIG. 5.10 : Coupe verticale en milieu de domaine du champ 2D de vitesses moyennes de vent axial, avec 5 éoliennes sur la colline

C'est d'ailleurs pourquoi seule la traînée de l'éolienne au sommet de la montagne se démarque franchement sur la figure 5.10 (Position 3). Nous pouvons tout de même y observer une légère diminution des vitesses en aval des rotors, ainsi qu'un sillage de montagne plus marqué suite au prélèvement d'énergie des éoliennes. Une accélération assez nette se distingue aussi entre le sommet de la colline et le rotor 3. Déjà présente sur le champ sans éolienne (Fig. 5.6), elle est maintenue par l'effet Venturi qui a lieu entre la turbine et la montagne. Pour un cas réel, la présence de la tour devrait atténuer cet effet.

La figure 5.11 montre le champ de vitesses instantanées. Les tourbillons au sein de la CLA peuvent être observés. Néanmoins, des oscillations numériques sont perceptibles devant les turbines. Elles peuvent être atténuées avec la "smearing function" proposée en 5.3.1.1.

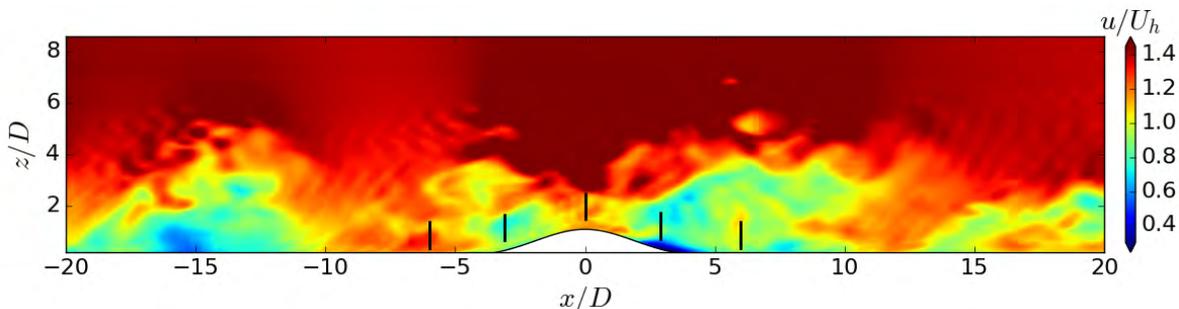


FIG. 5.11 : Coupe verticale en milieu de domaine du champ 2D de vitesses instantanées de vent axial, avec 5 éoliennes sur la colline

5.3.2.3 Intensité de turbulence

La présence des éoliennes conduit à une légère modification de l'intensité de turbulence, comme le montrent les cinq profils de la figure 5.13. Comme pour les profils de vitesse de vent, une sous-évaluation de cette intensité est observable en aval de la montagne (positions 4 et 5) pour les deux modèles numériques, au niveau du rotor.

Le champ donné en figure 5.12 permet d'identifier la turbulence créée par l'extrémité des disques (bien marquée en pos. 3). La frontière séparant une zone où le vent est contraint par la poussée de la turbine et une zone où le vent est libre donne lieu à un sillage pouvant potentiellement s'apparenter aux tourbillons marginaux des pales, bien que le phénomène soit différent. Cette turbulence semble s'étendre sur une vingtaine de diamètres en aval de la montagne.

En revanche, la sous-estimation d'intensité de turbulence mentionnée précédemment est peut-être plus marquée sur cette figure. En comparant ce résultat au champ sans éolienne (Fig. 5.8)

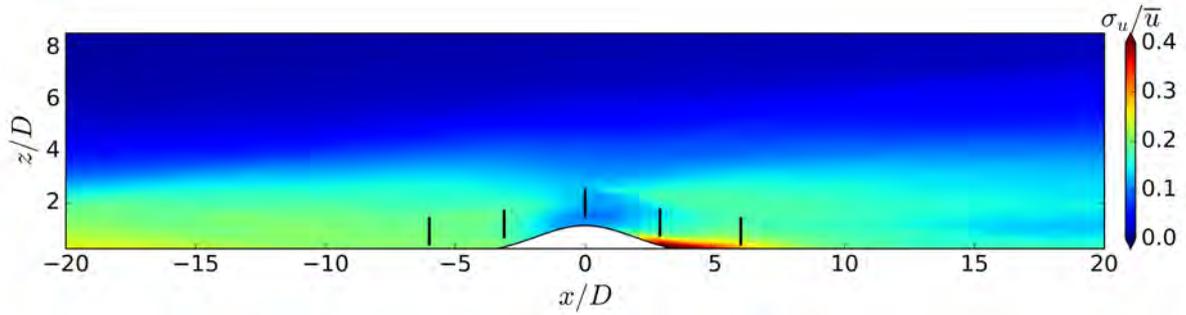


FIG. 5.12 : Coupe verticale en milieu de domaine du champ 2D d'intensité de turbulence du vent axial, avec 5 éoliennes sur la colline

pour la position 3, nous pouvons observer que l'Actuator Disk diminue légèrement l'intensité de turbulence dans le sillage proche, à hauteur de rotor. Les travaux de [Shamsoddin and Porté-Agel \[2017\]](#) montrent que l'utilisation de coefficients de poussée plus élevés (et plus réalistes) permet de palier ce problème.

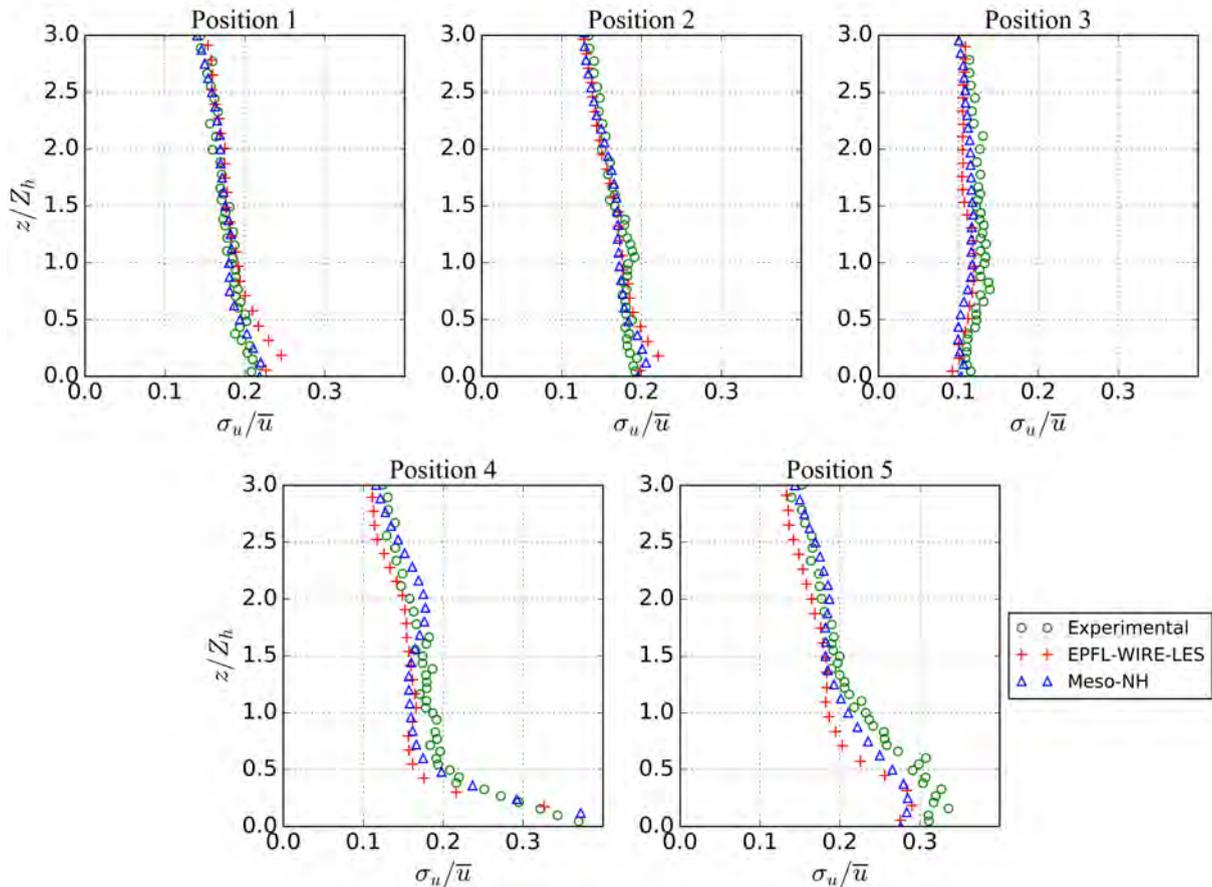


FIG. 5.13 : Profils d'intensité de turbulence du vent axial, sur les 5 positions de la colline, avec éoliennes (les données expérimentales sont issues de [Tian et al. \[2013\]](#) et les données EPFL-WIRE-LES de [Shamsoddin and Porté-Agel \[2017\]](#))

5.4 Conclusion

Pour étudier l'impact de la présence des fermes éoliennes à l'aide d'un code météorologique, une première méthode numérique, l'Actuator Disk Non Rotatif, représentant l'éolienne comme un disque poreux, y a été introduit. Pour valider le nouveau système couplé Meso-NH/ADNR, des éoliennes situées sur une colline ont été simulées pour comparer ses résultats à ceux d'une expérience en soufflerie (Tian et al. [2013]) et à une autre simulation numérique LES/ADNR (Shamsoddin and Porté-Agel [2017]). D'abord, une étude concernant la mise à l'échelle a été effectuée, puis le domaine comportant la colline a été simulé pour vérifier que les conditions atmosphériques souhaitées étaient obtenues. Des difficultés ont été rencontrées pour l'obtention de l'intensité de turbulence élevée présente au sein de la soufflerie. C'est en s'inspirant de la technique utilisée dans la soufflerie, qui consiste à introduire des cubes traînant en amont du domaine que les conditions atmosphériques ont été retrouvées. Enfin, les cinq éoliennes ont été placées sur la colline. Les analyses des tendances du vent (vitesses axiales et l'intensité de turbulence) dans le sillage lointain ont montré de bons résultats, comparativement aux données expérimentales et numériques disponibles. Cette étude permet alors de valider le couplage développé, ainsi que son utilisation pour étudier les parcs en terrains complexes. Néanmoins, l'utilisation de faibles coefficients de poussée semble être un point limitant pour cette expérience. De futurs travaux pourront utiliser les coefficients proposés par Shamsoddin and Porté-Agel [2017] pour vérifier la robustesse des résultats.

Chapitre 6

Validations du modèle Meso-NH/ALM

Le but de ce chapitre est de présenter la seconde validation, effectuée sur le couplage Meso-NH/ALM. Dans un premier temps, le cas d'étude sera introduit. Dans un second, il s'agira de détailler la construction numérique du cas. Dans un troisième temps, les résultats obtenus seront analysés. Dans un quatrième temps, la méthode de Time Splitting sera étudiée. Dans un cinquième et dernier temps, une conclusion sur cette validation sera donnée.

6.1 Introduction

6.1.1 Motivations

Présentés lors du Chapitre 3, trois modèles numériques d'éoliennes ont été développés (Chap. 4) au cours de cette thèse. Le premier, l'Actuator Disk Non Rotatif, a été validé grâce à l'expérience en soufflerie présentée lors du Chapitre 5. Suite à ces travaux, une motivation assez forte pour l'Actuator Line Method a vu le jour, quitte à occulter la validation de l'Actuator Disk Rotatif. Ainsi, nous sommes directement passés de la validation de l'ADNR à la validation de l'ALM, car nous avons la volonté certaine de l'utiliser pour les futurs cas d'étude (Chap 7 et 8). Il s'agissait alors de déterminer un cas permettant de comparer les résultats à des mesures.

Encore une fois, nous nous sommes tournés vers une expérience en soufflerie (projet Mex-Next, présenté en 6.1.2). En effet, les essais en souffleries ont l'avantage de fournir une quantité importante de données, bien difficiles à obtenir pour une éolienne réelle. L'atmosphère reproduite et le fonctionnement de la turbine peuvent être contrôlés et les mesures répétées, contrairement à une éolienne soumise à des conditions météorologiques réelles. Ainsi, la volonté était d'effectuer une validation en regardant non seulement les efforts le long de pales avec précision, mais aussi les vitesses d'écoulement en amont et en aval de l'éolienne pour évaluer la capacité de l'outil numérique à représenter l'induction et le sillage proche d'une turbine.

Néanmoins, les essais en soufflerie ont aussi leurs désavantages. Les écoulements créés peuvent parfois être perturbés en s'éloignant d'un écoulement atmosphérique, par exemple par les effets de bord de la veine d'essais. Aussi, comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, la mise à l'échelle de la géométrie et des phénomènes peut être difficile à gérer. C'est d'ailleurs pourquoi cette étude a été menée à l'échelle de la soufflerie, poussant un code météorologique à travailler à micro-échelle, avec une résolution de l'ordre de quelques centimètres.

6.1.2 Le projet MexNext et l'éolienne Mexico

L'expérience NewMEXICO (New Model Experiment in Controlled Conditions) est le fruit d'un projet de l'IEA TCP Wind Tasks, collaboration internationale organisée par l'Agence Internationale de l'Énergie pour les systèmes énergétiques éoliens. Cette expérience a pour but d'offrir un cas d'intercomparaison pour la communauté scientifique. Le projet et l'exercice sont décrits en détail dans le rapport de [Boorsma and Schepers \[2014\]](#). Les essais ont été menés dans la soufflerie Germano-Néerlandaise (German Dutch Wind Tunnel), au sein de la veine ouverte de $9.5 \text{ m} \times 9.5 \text{ m}$ de la Large Scale Low Speed Facility.

La turbine étudiée, nommée NewMexico, est une éolienne tripale de 4.5m de diamètre. Ses pales, de corde variable et twistées, sont composées de différents profils, donnés dans l'ordre, du pied jusqu'au bout de pale : *DU91-W2-250*, *RISO-A1-A2*, *NACA-64-418*. Sa vitesse de rotation est constante et fixée à $\Omega = 44.55 \text{ rad/s}$ pour le cas étudié. De même, le pitch des pales est lui aussi constant et est maintenu à $\beta = -2.3^\circ$.

Différentes vitesses de vent ont été expérimentées pour ce projet. Notre étape de validation se focalise sur le cas à 10 m/s , car il correspond au régime de fonctionnement des éoliennes utilisées durant le chapitre 7. Deux types de mesures seront utilisées pour la validation. La distribution des efforts normaux et tangentiels, obtenue par l'intégration des pressions mesurées en 5 points placés le long de la pale et les vitesses de l'écoulement, obtenues par mesures PIV (Particule Image Velocymetry) le long d'une ligne traversant le domaine dans sa longueur, que nous appelons PIV axiale.

6.1.3 Objectif et Méthodologie

Le but de cette étude est de comparer, avec précision, les résultats du couplage aux mesures en soufflerie.

D'abord, le cas d'étude est construit numériquement à l'échelle de la soufflerie (partie 6.2). Ensuite, les résultats sont comparés à l'expérience en soufflerie et à d'autres modèles numériques (partie 6.3). Enfin, une étude de sensibilité est proposée pour connaître le comportement du modèle lorsque la méthode du Time Splitting est utilisée (partie 6.4).

6.2 Construction du cas d'étude

6.2.1 Obtention des conditions de soufflerie

Comme mentionné précédemment, aucune mise à l'échelle n'est effectuée pour cette étude : le modèle météorologique simule le cas à l'échelle de la soufflerie. Il n'y a donc pas de modification à effectuer pour la vitesse du vent. La vitesse de vent axial $u = 10.05 \text{ m/s}$, la température potentielle $\theta = 293.65 \text{ K}$ et la pression $p = 1013.98 \text{ hPa}$ ont été utilisées en tant que données d'entrée de Meso-NH, d'après les mesures expérimentales [[Boorsma and Schepers, 2014](#)]. Ce jeu de valeur permet au modèle météorologique de déterminer la densité ρ_h au niveau du hub correspondant à celle mesurée : $\rho = 1.197 \text{ kg/m}^3$. Un vent constant est alors généré au bord amont. Les conditions thermiques sont de stabilité neutre. L'écoulement à l'entrée de la soufflerie est considéré laminaire, aucune turbulence initiale n'est introduite.

6.2.2 Paramètres numériques

Le domaine numérique a pour dimensions $L_x = 40 \text{ m} \times L_y = 30 \text{ m} \times L_z = 30 \text{ m}$, avec une résolution de $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.1 \text{ m}$. Cela permet d'obtenir 45 cellule par diamètre du rotor, ce qui est en accord avec les recommandations de [Jha et al. \[2014\]](#). Pour l'ALM, 42 éléments

distribués à intervalles constants sont utilisés pour décrire les pales, afin d’assurer d’avoir plus d’un élément par cellule. Le centre de la turbine est placé aux coordonnées (15 m, 15 m, 15 m). Les dimensions et le placement ont été choisis de sorte à éviter les effets de bords ainsi que la fine couche limite qui se développe au sol (Meso-NH impose un non-glissement au sol). Les conditions limites latérales et supérieures sont ouvertes [Bougeault et al.]. Comme mentionné précédemment, le bord amont génère un vent axial constant. La nacelle et la tour ne sont pas représentées. La distribution linéaire des efforts, présentée en 4.4.3.2, est utilisée, ainsi que la fonction de correction des Tip Loss 4.4.3.3. Le pas de temps imposé est de $\Delta t = 0.0005$ s. Il a été choisi de sorte à éviter qu’un bout de pale ne traverse plus d’une cellule par pas de temps. Le schéma spatial centré d’ordre 4 (CEN4T) associé au schéma temporel explicite Runge-Kutta est utilisé pour le transport du vent.

6.3 Résultats

Les résultats numériques sont comparés aux mesures expérimentales, mais aussi aux résultats de CASTOR et SOWFA. CASTOR est un code vortex basé sur l’approche de ligne portante, associée à la discrétisation des filaments tourbillonnaires du sillage libre développé à l’IFPEN [Blondel et al., 2017]. Il a l’avantage de résoudre les tourbillons en pied et bout de pale. SOWFA est une librairie développée au National Renewable Energy Laboratory (NREL) [Churchfield et al., 2012a], basée sur le solveur CFD OpenFOAM.

6.3.1 Évaluations des efforts

La figure 6.1 montre la moyenne temporelle des efforts normaux et tangentiels après 7.552 s de simulation (soit plus de 50 rotations de la turbine). La moyenne temporelle a été effectuée durant la dernière rotation (*i.e.* $\Delta t_{average} = 0.141$ s).

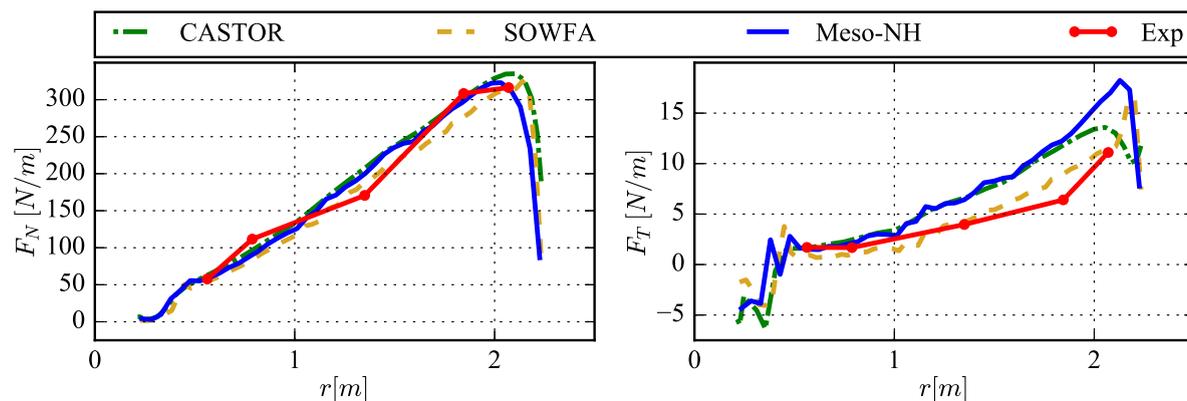


FIG. 6.1 : Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur évalués par Meso-NH le long de la pale pour le cas 10 m/s de l’expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], avec CASTOR et SOWFA Blondel et al. [2017]

Une bonne corrélation entre le chargement normal F_N évalué par Meso-NH et les données comparatives peut être observée. Cependant, le chargement tangential F_T montre une sur-évaluation. Cet écart, déjà observé, est d’ailleurs mentionné par Boorsma and Schepers [2014]. En effet, l’exercice d’inter-comparaison affirme que les efforts tangentiels sont plus difficiles à obtenir et souvent sur-évalués par les modèles numériques. D’importantes incertitudes de mesures de ces efforts sont mentionnées au sujet des capteurs de pression. Par ailleurs, les écarts

peuvent être affectés par les hypothèses appliquées, telle que la considération d'un écoulement 2D le long des profils, l'utilisation de polaires indépendantes du nombre de Reynolds, ou l'absence de la nacelle. Néanmoins, de manière générale, les résultats présentés restent très proches des données comparatives, tant expérimentales que numériques.

6.3.2 Évaluation du sillage

Les mesures PIV étudiées ici ont été prises le long d'une ligne axiale traversant le domaine depuis la coordonnée $x = -4.5$ m jusqu'à $x = +5.9$ m pour un hub placé à $x = 0$ m. Cet axe transperce le plan rotor au rayon $r = 1.5$ m selon le plan horizontal placé à 9 heures si nous considérons que la turbine est une horloge, en regardant depuis l'amont, comme illustré en figure 6.2. La mesure est prise à l'instant précis où la pale est à l'azimut 0° (soit à 12 heures, position verticale haute).

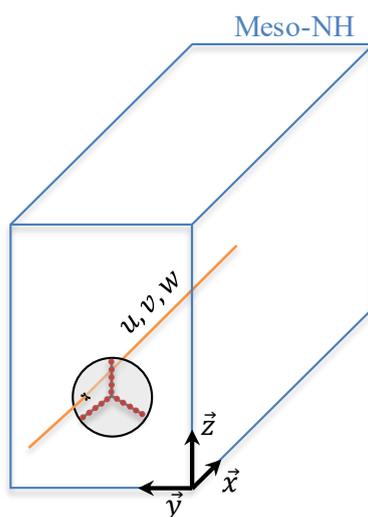


FIG. 6.2 : Illustration pour la mesure PIV. La mesure est effectuée le long de la ligne orange.

Les PIV axiales des trois composantes (u , v et w) de la vitesse instantannée du vent sont montrées en figure 6.3 après 7.552 s de simulation. Numériquement, il n'est pas évident d'atteindre l'azimut 0° avec un pas de temps fini : au bout de 7.552 s de simulation, la pale est à la position 2.1° . Le tracé supérieur montre l'évolution du vent axial u le long de l'axe \vec{x} . Une très bonne évaluation de Meso-NH par rapport aux mesures peut-être observée. En dessous, les tracés de v et w montrent eux aussi de bons résultats dans la zone d'induction en amont de l'éolienne. En revanche, en aval de la turbine, l'évolution de ces deux composantes montre que les oscillations du sillage ne sont pas pleinement capturées. Cela vient probablement de la résolution de Meso-NH de 10 cm, qui n'est probablement pas assez élevée pour prendre en compte ces fluctuations, probablement dues au hachage des pales. De plus, une sous-estimation de w peut être observée en aval du rotor, comme pour les autres modèles numériques [Boorsma and Schepers, 2014]. Dans tous les cas, pour un code météorologique fonctionnant au décimètre, les résultats montrent une bonne cohérence avec les données comparatives.

6.4 Évaluation du Time Splitting

Pour vérifier la conformité de la méthode de Time Splitting, une étude de sensibilité a été menée. Les chargements le long des pales ainsi que les PIV axiales sont comparés pour différentes valeurs de sous-découpage du temps N_{split} . Les paramètres numériques sont les mêmes que ceux

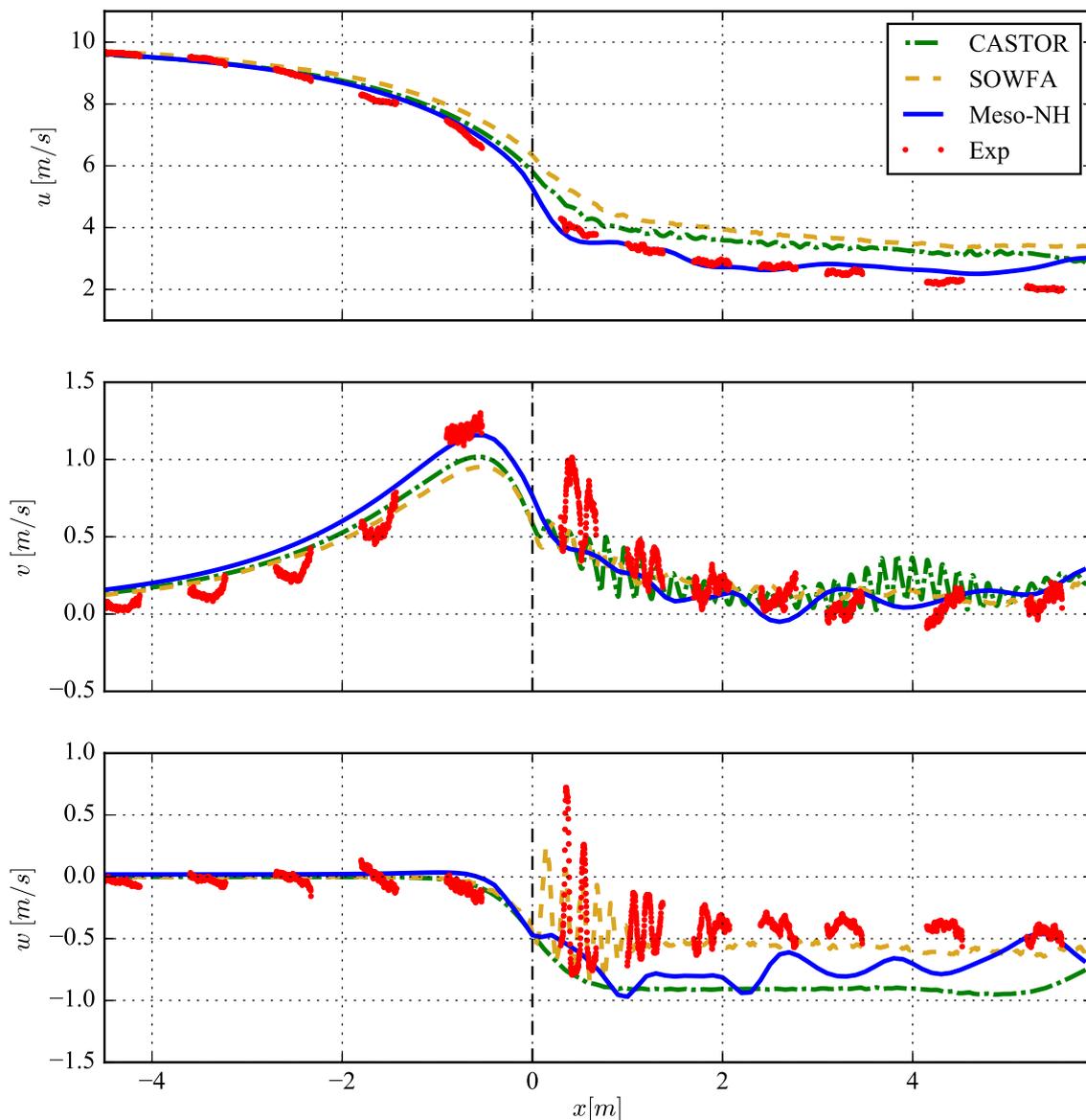


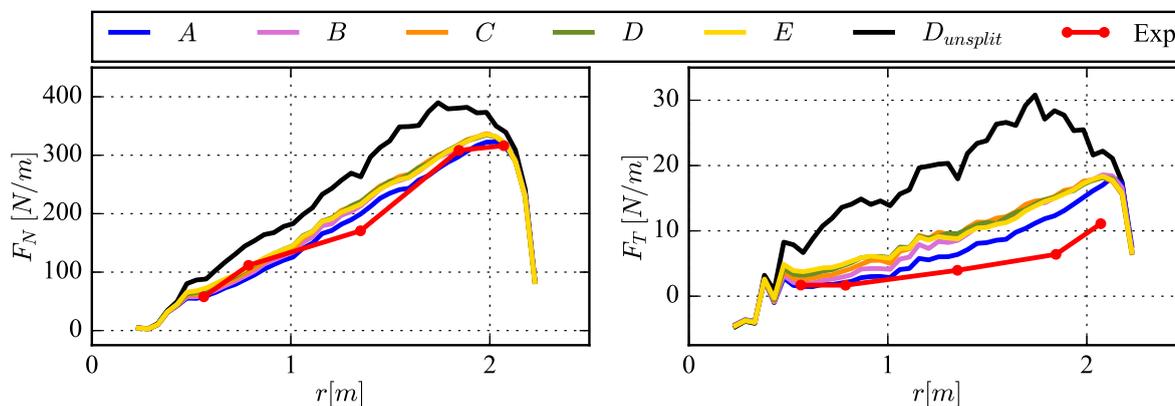
FIG. 6.3 : Comparaison des tranches axiales PIV évaluées par Meso-NH pour le cas 10 /s de l'expérience New Mexico [Boorsma and Schepers \[2014\]](#), avec CASTOR et SOWFA [Blondel et al. \[2017\]](#)

présentés en 6.2.2. Seul le pas de temps Δt_{MNH} varie : il est modifié pour obtenir le time splitting désiré, comme indiqué dans le tableau 6.1. De plus, la durée de simulation de 7.552 s est conservée. Néanmoins, pour le cas D avec un pas de temps de 0.006 s, cette durée n'est pas atteignable. Ainsi, une rotation supplémentaire du rotor est simulée pour ce cas (*i.e.* 7.692 s), dans le but d'atteindre un azimuth toujours proche de 0° . Le cas A correspond au cas de référence, sans time splitting. Le cas $D_{unsplit}$ utilise le même pas de temps que le cas D (qui utilise un grand pas de temps), mais le time splitting n'est pas activé. Ce cas permet alors de vérifier l'apport de l'utilisation de cette méthode.

La figure 6.4 montre une légère sur-évaluation des chargements calculés lorsque N_{split} augmente. Néanmoins, ils restent tout à fait acceptables. L'évolution du cas $D_{unsplit}$ montre bien que sans la méthode de time splitting, les résultats ne seraient pas conformes. D'autre part, une détérioration du sillage peut être observée en figure 6.5 sur les composantes du vent. En

TABLE 6.1: Différents cas testés, selon le pas de temps et la valeur de sub-division du temps

Case	A	B	C	D	E	$D_{unsplit}$
Δt_{MNH} [sec]	0.0005	0.002	0.004	0.006	0.008	0.006
N_{split} [-]	1	3	5	7	9	1
Computation time [%]	100	40.4	33.3	27.4	27.0	23.9


 FIG. 6.4 : Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur évalués par Meso-NH le long de la pale pour le cas 10 m/s de l'expérience New Mexico [Boorsma and Schepers \[2014\]](#), selon différentes valeurs de Time Splitting

effet, de fortes valeurs de N_{split} entraînent des oscillations d'amplitudes plus importantes. Cela vient sûrement du fait de la déformation de la représentation physique de la pale. Quand le time splitting est utilisé, la pale modélisée peut être perçue comme une pale plus large, appliquant des efforts d'intensité plus faible sur un secteur plus large.

Le Tableau 6.1 compare aussi les temps de calcul, évalués sur la dernière rotation de l'éolienne et par rapport au cas de base. Il semble important de préciser que le temps d'écriture du fichier de sortie est aussi pris en compte. Le gain obtenu est directement lié au modèle météorologique, évitant des itérations non-nécessaires (voir 4.4.3.4). La différence de 3.6% entre les cas D et $D_{unsplit}$ vient des sous-appels de l'algorithme de l'ALM. D'après ces résultats, une valeur de $N_{split} = 7$ semble être un bon compromis : assez pour économiser du temps de calcul et obtenir un sillage représentatif.

6.5 Étude de sensibilité

Une étude de sensibilité a été conduite pour connaître l'influence de différents paramètres numériques sur les résultats. Dans un souci de clarté, l'ensemble des tracés a été regroupé en Annexe D. La présentation des cas et les observations sont données ci-dessous.

Pour chacun d'entre eux, la paramétrisation numérique de la simulation de référence (donnée en 6.2.2) est conservée, sauf indication contraire. La nacelle et la tour ne sont jamais représentées. En général, les paramètres numériques relatifs à la taille du domaine, à la résolution et au pas de temps sont les mêmes. Pour la plupart des cas, la distribution linéaire des efforts (4.4.3.2), ainsi que que la fonction de correction des Tip Loss 4.4.3.3 sont utilisées.

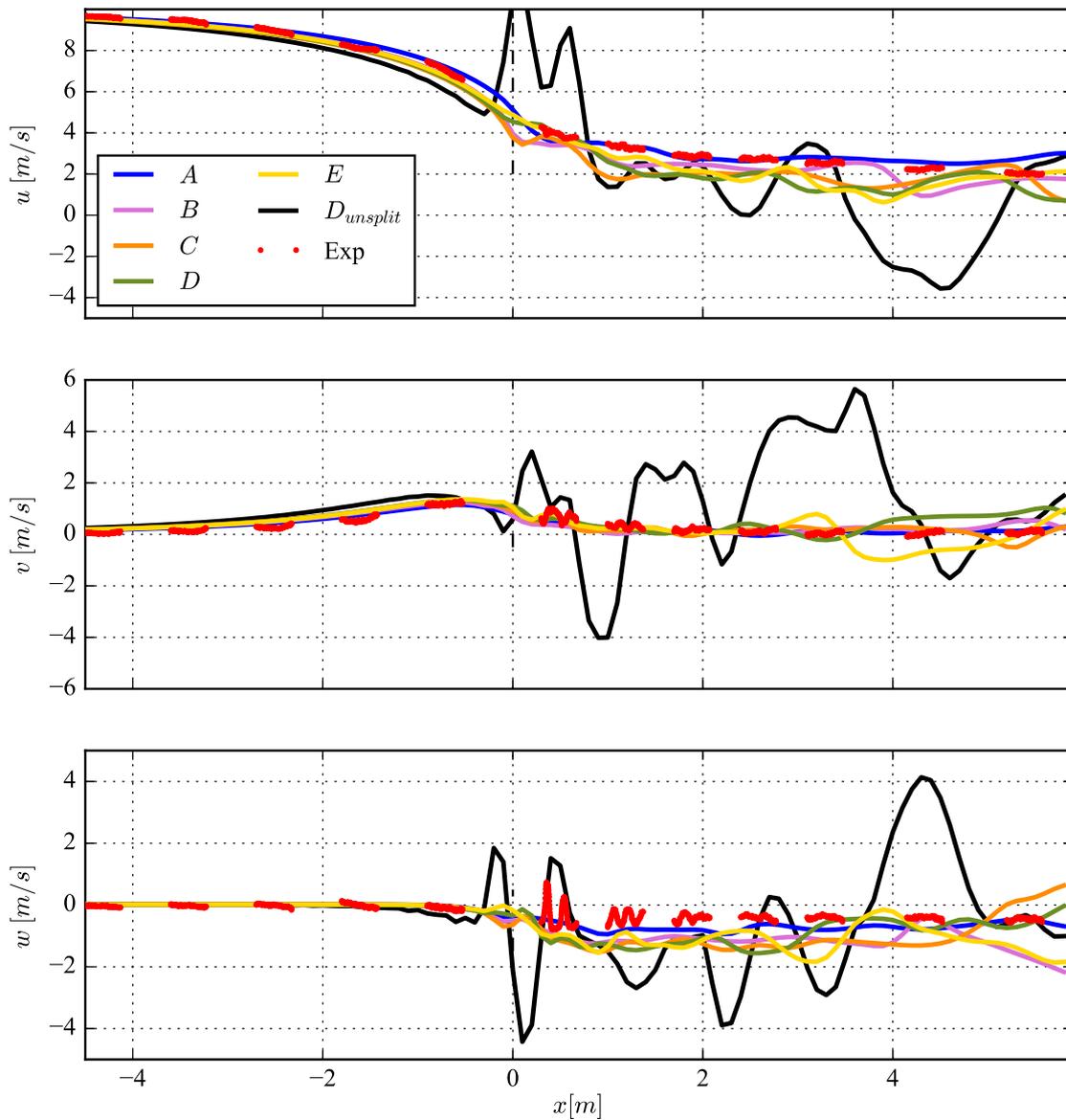


FIG. 6.5 : Comparaison des traverses axiales PIV évaluées par Meso-NH pour le cas 10 m/s de l'expérience New Mexico [Boorsma and Schepers \[2014\]](#), selon différentes valeurs de Time Splitting

6.5.1 Schéma Numérique

Une première étude de sensibilité à été menée au sujet du schéma numérique utilisé. En effet, plusieurs schémas sont disponibles dans Meso-NH, notamment le CEN4T et le WENO5 (voir section [2.3.7.2](#) p.26). Le test est illustré en figure [D.1](#).

Si la différence n'est pas flagrante sur les évaluations des efforts F_N et F_T , elle est plus marquée sur le sillage (notamment les composantes v et w). Le schéma WENO5, plus diffusif (cf. [Lac et al. \[2018\]](#)), atténue les fluctuations. Ainsi, les oscillations semblent lissées, et les tourbillons sont moins marqués. Dorénavant, le schéma CEN4T, plus franc pour représenter les phénomènes instationnaire turbulents, sera utilisé pour ces travaux.

6.5.2 Discretisation de Meso-NH

Différentes résolutions ont été étudiées pour la discrétisation du domaine Meso-NH. L'éolienne Mexico est de diamètre $D = 4.5m$. Le tableau 6.2 regroupe les différents cas simulés, en indiquant les ratio du nombre de cellules par diamètre.

TABLE 6.2: Différents cas testés, selon la discrétisation ou le nombre de cellules par diamètre

Résolution	$[m]$	0.1	0.2	0.4	0.6
Cellules par diamètre	$[-]$	45	22.5	11.25	7.5

Pour cette étude, le pas de temps varie de sorte à respecter les conditions du nombre CFL et de l'ALM (introduites en 4.4.3.4) tout en minimisant le temps de calcul.

Les résultats de ce test de sensibilité sont donnés en figure D.2. Lorsque la résolution de la grille dépasse 0.4 m, soit moins d'une quinzaine de cellules par diamètre, des erreurs d'estimations sont apparentes tant sur les chargements le long des pales que dans la description du sillage. Lorsque les mailles sont de taille importante, une trop grande partie des tourbillons est traitée dans la partie sous maille, en altérant les résultats.

6.5.3 Distribution des efforts

Un test de sensibilité a été mené dans le but d'étudier l'influence de la distribution des efforts de l'ALM, introduite en 4.4.3.2. Pour ce test, aucune fonction de correction des Tip Loss n'est utilisée, afin de voir s'il est possible d'améliorer les résultats avec une meilleure distribution. Pour le reste, il s'agit des mêmes conditions d'expérience que proposées en 6.2.2.

Plusieurs largeurs ϵ du kernel Gaussien sont utilisées, et la distribution linéaire est aussi étudiée. Les résultats sont confrontés à un cas sans distribution ("NULL"), et à l'expérience.

Les tracés obtenus suite à cette étude sont donnés en figure D.3. Lorsqu'aucune distribution n'est utilisée, des oscillations sont observables, dues à l'infime épaisseur des pales qui entraîne des instabilités numériques. L'épaisseur $\epsilon = 1\Delta x$ ne semble pas suffisante, au vu de l'évolution des vitesse de vent sur u , v et w . Les résultats obtenus pour des épaisseurs de $2\Delta x$ et $3\Delta x$ sont plus convaincants, et en accords avec les travaux de Mikkelsen [2003], Troldborg [2009], Churchfield et al. [2017], Nathan et al. [2018]. Enfin, la distribution linéaire montre de bons résultats, en étant très similaire aux distributions gaussiennes utilisées. Néanmoins, en évitant un produit de convolution, le temps de calcul est diminué. Pour ces expériences (avec une seule éolienne), un gain de 2% a été calculé. En revanche, aucune influence n'est notable ici pour l'amélioration de la représentation des phénomènes présents en bout de pale. La résolution utilisée ne semble, de toute façon, pas suffisamment fine pour décrire les tourbillons marginaux.

6.5.4 Tip-Loss Correction

Une dernière étude de sensibilité a été effectuée pour tenter de connaître l'influence de l'utilisation de la fonction de correction des Tip Loss, introduite en 4.4.3.3.

Bien que la plupart des paramètres soient similaires aux études précédentes, plusieurs résolutions (5 cm et 10 cm) et distributions (NULL et Linear) sont testées. La fonction Tip Loss est activée (TL) ou non (No-TL) pour observer ses effets.

Les différents résultats sont proposés en figure D.4. Sans distribution, des oscillations numériques sont observées (elles sont très importantes pour le cas à 5 cm non tracé). Dans le cas où la distribution est linéaire et où la fonction de Tip Loss n'est pas utilisée, la différence entre les simulations à 10 cm et 5 cm de résolution montrent une légère amélioration de l'évaluation des efforts en bout de pale. Elle laisse donc penser que, avec une résolution plus fine, les tourbillons marginaux sont mieux décrits. Pour les autres cas, l'utilisation de la fonction de correction améliore les résultats lorsque la résolution est limitée, en proposant une évaluation des efforts plus cohérente et une induction en amont de la turbine mieux évaluée.

Nous rappellerons tout de même qu'il s'agit ici d'un cas où le TSR est élevé. En effet, nous précisons (sans les tracer) que l'utilisation de la fonction de correction des Tip Loss dégrade les résultats obtenus suite à la simulation de la turbine Mexico à 24 m/s. Une autre stratégie doit donc être déterminée, et les travaux de [Meyer Forsting et al. \[2019\]](#) semblent être une bonne piste.

6.6 Conclusion

Pour valider le couplage Meso-NH/ALM développé, les résultats ont été confrontés à l'expérience NewMEXICO. Ces essais offrent un grand nombre de mesures, comme les chargements le long des pales ainsi que des PIV axiales. Après avoir reconstruit le domaine (à l'échelle de la soufflerie) et l'éolienne, les résultats du couple a pu être comparé aux mesures, ainsi qu'à ceux d'autres codes numériques, pour un régime à haut TSR.

Les résultats principaux, en utilisant le schéma CEN4T, une résolution de 10 cm, la projection linéaire et la fonction de correction en bout de pale montrent de bons résultats. L'étude de sensibilité qui a suivi a permis d'appréhender les limites de l'outil. En effet, au besoin, il est possible d'envisager une résolution un peu plus faible qu'une quarantaine de cellules par diamètre. Surtout, la méthode de Time Dsplitting introduite permet d'économiser du temps de calcul non négligeable, tout en offrant une évaluation des efforts et une représentation du sillage correcte.

Dès lors, le modèle développé peut être considéré comme validé, et il semble maintenant envisageable de pouvoir l'utiliser pour étudier les parcs complets. La prochaine étape est alors de savoir s'il est capable de reproduire les interactions entre les fermes et la météorologie locale.

Synthèse

Dans le but de pouvoir étudier les parcs éoliens dans une atmosphère réaliste, un couplage numérique a été effectué. Le couplage, dont le développement a été présenté au Chapitre 4, permet de lier le modèle météorologique Meso-NH et des modèles simplifiés d'éoliennes : l'Actuator Disk (rotatif ou non) et l'Actuator Line Method.

La conformité de ce nouvel outil a été analysée suite à deux études de validation. La première, présentée au Chapitre 5, s'est concentrée sur le couplage Meso-NH/ANDR, en simulant cinq éoliennes sur une montagne, et en comparant les résultats obtenus à ceux d'une expérience en soufflerie. L'étude a, dans un premier temps, confirmé la viabilité générale d'un tel couplage avec Meso-NH. Elle a aussi mis en évidence la capacité de l'outil à simuler des terrains complexes. Enfin, l'étude a permis d'évaluer la qualité de représentation des éoliennes.

Si les résultats sont bons, une volonté certaine nous a encouragés à nous tourner directement vers l'ALM, qui semblait mieux représenter les phénomènes, en modélisant directement les trois pales en mouvement. Ainsi, la deuxième étude de validation, décrite lors du Chapitre 6, s'est focalisée sur une petite éolienne qui avait préalablement fait l'objet d'une expérience en soufflerie. L'idée était d'étudier avec précision les effets aérodynamiques (efforts et sillage) évalués par le modèle, et de mener une étude de sensibilité. L'ensemble des résultats est très satisfaisant.

Ainsi la Partie II laisse penser que l'outil permettrait bien d'étudier les parcs en configuration complexe, avec une météorologie réaliste. Il reste néanmoins une dernière étape à franchir : il s'agit de vérifier la capacité de l'outil à reproduire les interactions avec la météorologie avant d'en tirer, si possible, des conclusions : c'est l'objet de la Partie III.

Troisième partie

**Étude des Interactions entre les
Parcs et la Météorologie**

Chapitre 7

Cas des photos de Horns Rev 1

Le but de ce chapitre est de montrer la capacité de l'outil développé à reproduire des interactions entre les éoliennes et la météorologie, en reproduisant le cas des photos de Horns Rev 1 ainsi que d'étudier la cause du phénomène. D'abord, le cas d'étude sera introduit. Ensuite, une première simulation sur domaine réduit sera présentée, puis une simulation du parc complet sera analysée. Enfin, une discussion à propos des résultats obtenus sera proposée. Dans un second temps, il s'agira de détailler la construction numérique du cas. Dans un troisième temps, les résultats obtenus seront analysés. Enfin, une conclusion sur cette validation sera donnée.

7.1 Introduction

7.1.1 Motivations

Comme mentionné en partie 3.1.1, l'éolien offshore est en train de se développer en France. Sur ce type de terrain, les éoliennes sont généralement de plus grande taille que sur le continent, car les nuisances sonores et visuelles sont moins ressenties. En atteignant des hauteurs toujours plus élevées, nous souhaitons mieux comprendre les interactions que ces éoliennes peuvent avoir avec la couche limite atmosphérique. L'enjeu est double : mieux connaître les effets de la météorologie sur les éoliennes (comme la formation de givre, ou la fatigue due à des rafales) mais aussi prévoir les effets potentiels des parcs sur la météorologie locale (comme la formation nuageuse, ou l'influence sur la stabilité de la CLA).

Ainsi, pour savoir si l'outil développé permet de répondre à de telles questions, il s'agissait de trouver un cas permettant de vérifier sa capacité à reproduire ces interactions. Néanmoins, il reste difficile d'obtenir des informations relatives à un parc réel, et encore plus de les avoir au moment précis où ce type de phénomène se reproduit.

C'est pourquoi nous nous sommes rapidement tournés vers le cas des photos du parc de Horns Rev 1. En effet, en tant que parc expérimental, ce parc bénéficie depuis longtemps de l'intérêt de la communauté scientifique, et grâce à cela, de nombreuses données sont disponibles. De plus, -et nous pouvons y voir une réelle chance- une formation nuageuse au sein du parc a été capturée par deux photos aériennes qui ont très vite fait le tour du monde. Nous avons donc choisi ce cas pour démontrer les capacités de l'outil développé.

7.1.2 Les photos de Horns Rev 1

Le parc Horns Rev 1 est une ferme offshore située en mer du Nord, à une quinzaine de kilomètres des côtes danoises. A sa mise en service en 2002, il s'agissait du plus grand parc offshore du monde, attirant l'intérêt de la communauté scientifique. Il comporte un total de 80

turbines, de modèle Vestas V80 de 2.0 MW. Elles sont arrangées en parallélogramme de 5km sur 3.8km selon 8 colonnes et 10 lignes, respectant une distance minimale de 7D entre les rotors.

Le matin du 12 Février 2008, à 10 : 10 UTC, le photographe Christian Steiness a pris deux photographies aériennes du parc (figures 7.10 A. et 7.11 A.). Les deux photos montrent alors une interaction entre les éoliennes et les basses couches de l'atmosphère. Les photos, bien connues de la communauté scientifique (car souvent utilisées pour illustrer le développement de sillages des éoliennes), montre la formation d'un brouillard en aval des turbines et de la ferme Horns Rev 1. Une description des conditions météorologiques et du processus micro-physique qui auraient mené à ce phénomène est donnée dans [Hasager et al. \[2013\]](#). Au moment où les photos ont été prises, une couche d'air humide et fraîche au-dessus d'une mer plus chaude forme une fumée de mer en amont du parc. Cette fumée est transformée en brouillard plus épais dans le sillage des éoliennes. Le mécanisme est dû au mouvement des pales des éoliennes. De part leur fonctionnement, les éoliennes créent, dans leur sillage, des mouvements ascendant d'air humide dont la température potentielle est relativement froide, provenant de la surface de la mer, et aussi des mouvements descendant d'air sec dont la température potentielle est plus chaude, provenant d'au-dessus du parc. Le mouvement, mélangeant advection et rotation, produit des structures nuageuses de forme conique (nous retrouvons en quelque sorte le tube de courant présenté en 3.3.3 p.40) modulé par des spirales tourbillonnantes.

7.1.3 Objectif et Méthodologie

Le but de cette étude est de vérifier que l'outil développé est capable de reproduire l'interaction qui a eu lieu au sein de la ferme éolienne. Pour y parvenir, l'ensemble des données météorologiques et de fonctionnement des éoliennes disponibles sont regroupées. Ensuite, des simulations sur un domaine réduit sont effectuées, afin de voir si la configuration utilisée permet bien de reproduire le phénomène étudié. Enfin, le parc complet est simulé pour analyser les interactions entre la ferme et la météorologie locale.

7.2 Reconstruction de l'évènement sur un domaine réduit

7.2.1 Regroupement des données météorologiques disponibles

Bien que le parc soit instrumenté et que de nombreuses mesures soient disponibles, les informations nécessaires à la création de l'état atmosphérique restent faibles. Retrouver l'état atmosphérique qui a donné lieu à ce phénomène est l'un des points les plus difficiles de cet étude.

Les travaux de [Hasager et al. \[2013\]](#) regroupent une importante quantité de données d'observations provenant de différentes sources, comme des données satellitaires, des radiosondages et des données de surface. Les mâts météorologiques fournissent des mesures de température à 64 m, 16 m et -3 m (température de la mer). Ils fournissent aussi les vitesses du vent (moyennées sur 10 min) à trois hauteurs : 30 m, 40 m et 70 m, ainsi que sa direction à 28 m et 68 m. Pour l'étude menée, le mât M6, situé sur le côté du parc par rapport à l'écoulement (voir 7.5), est supposé non affecté par le phénomène et le sillage de la ferme.

D'autre part, nos travaux ont aussi utilisé les données de ré-analyses MERRA (Modern-Era Retrospective analysis for Research and Applications, [\[Rienecker et al., 2011\]](#)), afin de compléter la description de la structure verticale de l'atmosphère. Ces données ont permis l'obtention du rapport de mélange de la vapeur d'eau, ainsi que de la hauteur de la CLA.

7.2.2 Obtention des conditions atmosphériques

Comme évoqué précédemment, une première simulation, dite précurseur, est effectuée, sans éolienne, afin d'obtenir l'état atmosphérique souhaité. La figure 7.1 présente plusieurs profils verticaux de cette simulation. Les lignes pointillées bleues correspondent aux profils imposés (en tant que donnée d'entrée) à Meso-NH pour initialiser l'ensemble du domaine. Ils sont basés sur les différentes données d'observation. Les lignes continues correspondent aux profils verticaux moyennés horizontalement et sur 10 min obtenus après 3 heures de simulation.

La simulation précurseur a été lancée sur un domaine de $L_x = 600 \text{ m} \times L_y = 10000 \text{ m} \times L_z = 837.5 \text{ m}$. La résolution horizontale est de 5 m. La résolution verticale est aussi de 5 m en-dessous de 200 m, puis croît progressivement (de 20%) avec l'altitude jusqu'à atteindre 20 m de résolution. Le pas de temps est fixé à $\Delta t = 1 \text{ s}$. Les conditions latérales sont cycliques. La surface de mer est modélisée en utilisant le schéma Sea Flux de Belamari [2005]. Pour traiter les phénomènes micro-physiques, le schéma à un moment et 6 classes "ICE3" est utilisé [Pinty and Jabouille, 1998]. La radiation est elle aussi prise en compte, notamment les grandes longueurs d'ondes suivant Mlawer et al. [1997], et les courtes selon Fouquart and Bonnel [1980].

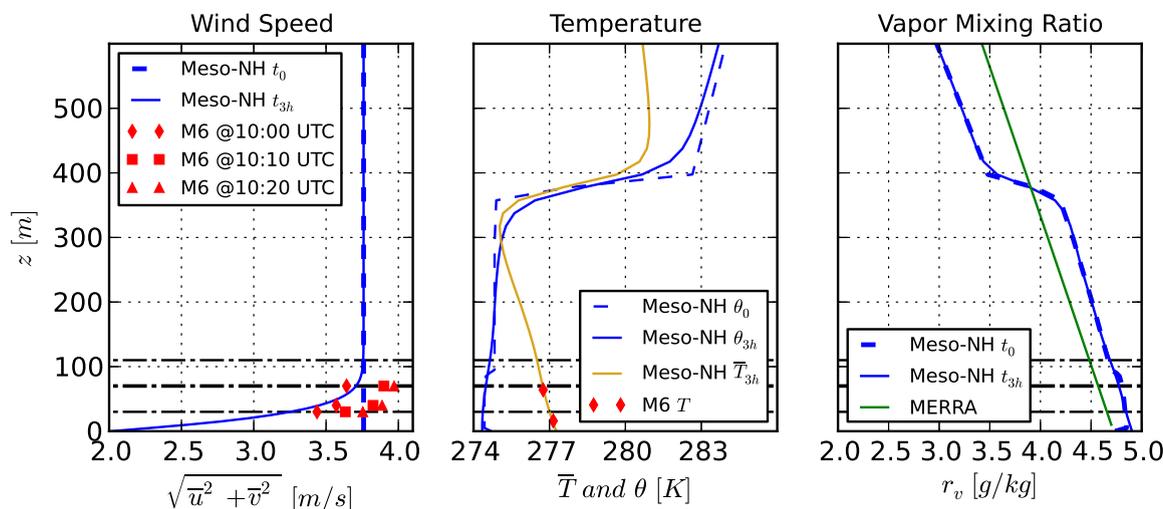


FIG. 7.1 : Profils verticaux de vitesses de vent, de températures et du rapport de mélange de vapeur d'eau pour le parc réduit. Les données du mât M6 sont issues de Hasager et al. [2013]. Les lignes horizontales pointillés noirs désignent les hauteurs inférieures et supérieures des rotors et celle du hub.

Pour les conditions initiales, un vent constant a été imposé. Ce vent correspond au vent géostrophique qui, comme dans la nature, guide l'écoulement au sein de la CLA *via* le gradient horizontal de pression. Son intensité et sa direction ont été ajustées dans le but d'atteindre la vitesse mesurée par le mât M6 après les 3 heures de simulation, en prenant en compte les forces de friction de la mer ainsi que la spirale d'Ekman due aux effets de Coriolis. Comme le montre la figure 7.1, le profil logarithmique de la vitesse de vent (moyennée horizontalement sur l'ensemble du domaine, et temporellement sur 10min) est bien atteinte.

Grâce aux données de ré-analyse, une hauteur de couche limite atmosphérique de $h_{CLA} = 400 \text{ m}$ a été déterminée pour la couche limite atmosphérique. Dès lors, une forte inversion de la température potentielle θ a été imposée à cette hauteur. De plus, différents indices indiquent la présence d'une couche de surface au sein de la CLA : parce qu'il s'agit du début de la journée (voir 2.2.4 p. 12) et pour maintenir la fumée de mer en surface, une autre petite inversion de $\Delta\theta = -0.4 \text{ K}$ a été introduite à la hauteur de $h_{SL} = 90 \text{ m}$. La valeur de $\Delta\theta$ a été déterminée

suite à une étude de sensibilité, qui a montré que si le saut était plus important, la couche supérieure devenait trop chaude pour permettre à la masse d’air de condenser. La hauteur h_{SL} a été choisie pour correspondre au mieux aux mesures de température du mât M6. Comme nous pouvons le voir en figure 7.1, la couche de surface et la couche résiduelle sont initialement neutres, deviennent légèrement stables après 3 heures de simulation, et se distinguent toujours. Il est alors possible de remarquer que le profil de température T_{3h} correspond bien aux points de mesure du mât M6. La condition initiale pour la température de surface de la mer a été obtenue par la donnée du mât à la hauteur -3 m. Les travaux de Hasager et al. [2013] rapportent une valeur de 277.85 K avec une précision de ± 0.7 K à 10 : 00 UTC. Pour cette grandeur, une étude de sensibilité a été menée, et la valeur choisie est de 277.35 K. Une mer plus chaude mène à une couche plus instable, produisant une turbulence thermique plus forte et des nuages de nature différente de celle de la fumée de mer présente sur les photos. La pression au niveau de la mer est de 103890 Pa.

N’ayant pas de mesure directe d’une grandeur relative à l’eau (humidité, rapports de mélange), les données de ré-analyses MERRA ont été utilisées pour connaître l’ordre de grandeur du rapport de mélange de la vapeur r_v . C’est pourquoi une forme typique de cette grandeur a été choisie. La figure 7.1 montre une marche au sommet de la CLA, avec des valeurs élevées au sein de la CLA, et plus faibles dans l’atmosphère libre. De plus, des valeurs plus élevées ont aussi été introduites dans la couche de surface, pour tenter de générer la fumée de mer.

7.2.3 Réduction du parc

Dans une seconde étape, les turbines sont introduites. Pour cette étude sur domaine réduit, une seule colonne d’éoliennes est modélisée. Son agencement, basé sur les données de Hansen [2012], est indiqué dans le Tableau 7.1.

TABLE 7.1: Organisation du parc réduit et vitesses de rotation associées.

Éolienne	X (m)	Y (m)	Ω (RPM)	Éolienne	X (m)	Y (m)	Ω (RPM)
n°1	300	500	13.16	n°5	300	2740	9.76
n°2	300	1060	10.03	n°6	300	3300	11.25
n°3	300	1620	11.94	n°7	300	3860	11.49
n°4	300	2180	10.13	n°8	300	4420	11.56

Cette colonne d’éoliennes peut être perçue comme une colonne contenue au centre d’un parc complet. En effet, la distance entre deux éoliennes d’une même colonne (selon \vec{x}) de 7 diamètres est bien respectée. De plus, sur les côtés (selon \vec{y}), la dimension de 600 m et les conditions cycliques permettent de considérer la présence d’une infinité de colonnes de chaque côté, toutes espacées d’une distance de 600 m. Néanmoins, la distance réelle séparant deux colonnes du parc de Horns Rev 1 est de 556 m, mais pour résoudre l’équation de Poisson, le solveur de pression de Meso-NH utilise une FFT (mentionnée en 2.3.7.2) qui impose un nombre fini de possibilités pour la dimension du domaine : le nombre de cellules dans chaque direction doit être un multiple de 5, 3 et 2.

C’est aussi grâce à la direction du vent, alignée avec les colonnes du parc (comme nous pouvons le voir sur les photos en Fig. 7.10 A. et 7.11 A.), que cette réduction a été possible. Pour le domaine reconstruit, la direction du vent est orientée à 180° (perpendiculaire à \vec{x}) et le yaw des éoliennes est fixé à 0° . D’après les données SCADA disponibles [Hasager et al., 2013], les éoliennes fonctionnaient proche du cut-in : leur pitch a alors été placé à 0° .

Pour cette simulation, la vitesse angulaire de la $i^{\text{ème}}$ turbine de la colonne correspond à la vitesse de rotation moyenne de toutes les éoliennes de la $i^{\text{ème}}$ ligne du parc (Tableau 7.1). Les Vestas V80 sont des éoliennes de 80m de diamètre, à axe horizontal et composées de 3 pales. Leurs pales, effilées et twistées, sont composées de différents profils, donnés dans l'ordre, du pied jusqu'au bout de pale : FFA-W3-301, FFA-W3-241, FFA-W3-221, NACA-63-221 et NACA-63-218, d'après Hansen [2012]. Les propriétés de ces profils sont tirés de [Fuglsang et al., 1998], [Abbott and Von Doenhoff, 1959] et [Bertagnolio et al., 2001].

Pour la méthode de l'Actuator Line, les pales ont été divisées en 42 éléments, et la fonction de correction des pertes en bout de pale de Glauert [1935], discutée en 4.4.3.3, est utilisée. Le pas de temps est fixé à 0,05 s pour éviter que le bout de pale de l'éolienne la plus rapide traverse plus d'une cellule par pas de temps. Le time splitting n'est donc pas utilisé pour l'instant.

7.2.4 Résultats

Une coupe verticale de l'humidité relative R_h en milieu de domaine, après 20min de simulation, est donnée en 7.2. La coupe traverse les rotors, représentés en rouge. L'effet des éoliennes sur l'humidité relative est bien observable, et montre d'ailleurs des structures similaires à celles observées sur la photo donnée en Fig. 7.11 (A). En effet, en amont du parc, les hautes valeurs d'humidité relative peuvent s'apparenter à la présence de la fumée de mer. Puis, dans le sillage proche de la première éolienne, un premier nuage est distinguable au niveau de la partie supérieur du rotor. Ce nuage est directement prélevé d'en-dessous, où une perte d'humidité est notable.

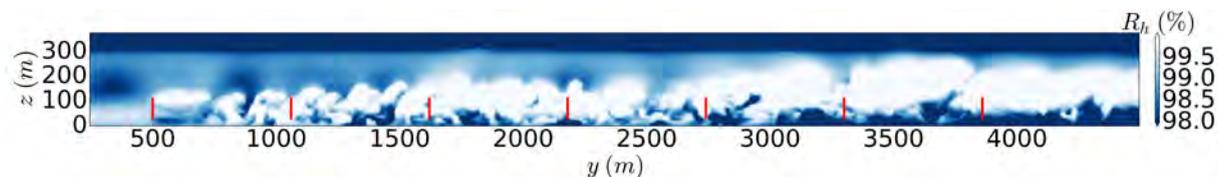


FIG. 7.2 : Coupe verticale en milieu de domaine de l'humidité relative R_h . Les segments rouges (—) indiquent la position des éoliennes.

La figure 7.3 montre un tracé 3D d'iso-contours du rapport de mélange en eau nuageuse r_c . L'absence de fumée de mer peut être remarquée : bien que l'humidité relative montre des valeurs proches de 100%, la vapeur ne condense pas. Néanmoins, le lecteur est invité à comparer ce tracé à la figure 7.11 A. En effet, le nuage constant qui se maintient au sommet de chaque 1^{ère} éolienne des colonnes est bien représenté. De ces structures se détachent des tourbillons nuageux, semblables à des instabilités de Kelvin-Helmholtz, eux aussi présents dans les résultats de la simulation. Par la suite, ces tourbillons s'écrasent sur l'éolienne suivante et s'élargissent, comme sur la photo. Les nuages se développent alors en spirales croissantes. Nous noterons d'ailleurs que la résolution utilisée permet d'avoir 16 cellules par diamètre du rotor. Bien qu'elle semble faible, cette résolution permet bien d'obtenir le résultat souhaité.

Le mécanisme en jeu est donc bien représenté par le modèle développé, et l'état atmosphérique permettant son apparition a été recréé. Les éoliennes, qui fonctionnent à la frontière entre la couche de surface et la couche résiduelle mélangent deux masses d'air différentes et génèrent ce phénomène particulier.



FIG. 7.3 : Tracé 3D d'iso-contours du rapport de mélange d'eau nuageuse r_c (gris). Les pales d'éoliennes sont représentées en blanc.

7.3 Simulation du parc complet

7.3.1 Simulation précurseur sur un nouveau domaine

Les conditions atmosphériques sont les mêmes que celles présentées en partie 7.2.2. Seule une condition a été changée : le rapport de mélange de vapeur d'eau a été réduit au sein de la couche de surface, car la simulation sur le nouveau domaine tendait à créer un nuage sans la présence du parc. Aussi, la durée de la simulation précurseur a été réduite à 2 h. Les différents profils sont donnés en figure 7.4.

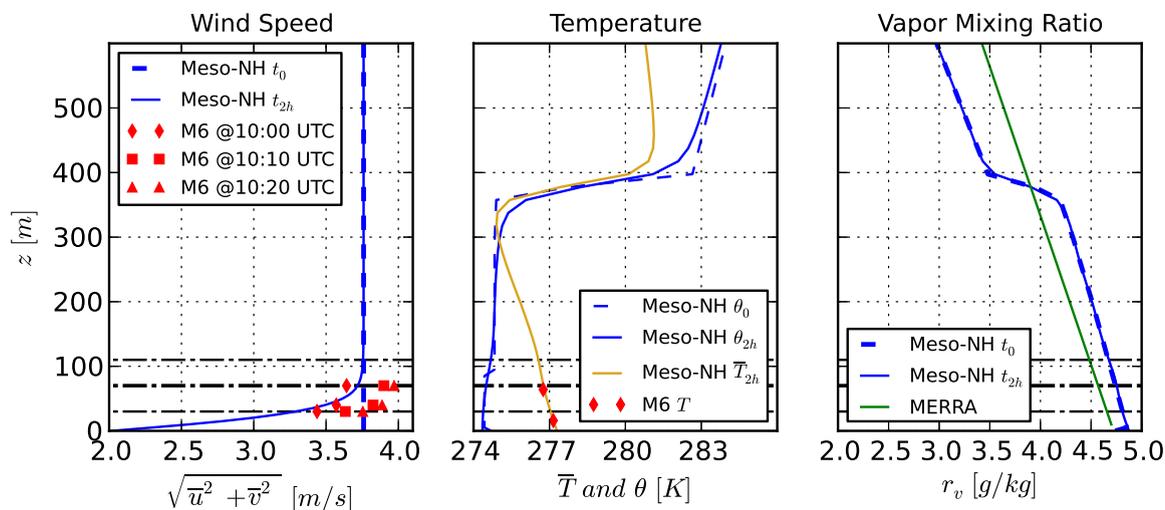


FIG. 7.4 : Profils verticaux de vitesses de vent, de températures et du rapport de mélange de vapeur d'eau pour le parc complet. Les données du mât M6 sont issues de [Hasager et al. \[2013\]](#). Les lignes horizontales pointillés noirs désignent les hauteurs inférieures et supérieures des rotors et celle du hub.

Dans le but de simuler l'ensemble du parc, le domaine a été largement agrandi : $L_x = 7500$ m \times $L_y = 25000$ m \times $L_z = 837.5$ m. La résolution horizontale de 5 m a été conservée, ainsi que la résolution verticale (5 m en-dessous de 200 m puis un agrandissement croissant de 20% jusqu'à 20 m). Les conditions latérales sont cycliques, pour favoriser l'apparition de la turbulence au sein de la CLA. Enfin, les paramétrisations utilisées pour la microphysique, la surface de la mer et la radiation restent identiques à celles utilisées pour le domaine réduit (basées respectivement

sur [Pinty and Jabouille \[1998\]](#), [Belamari \[2005\]](#), [Mlawer et al. \[1997\]](#) et [Fouquart and Bonnel \[1980\]](#)).

7.3.2 Parc et paramètres numériques

Une fois l’atmosphère établie grâce à la simulation précurseur, les éoliennes de Horns Rev 1 sont introduites, pour une simulation de 32min. Le domaine a été conservé, avec 1500 points selon \vec{x} , 5000 points selon \vec{y} et 75 niveaux sur la verticale. Comme montré en figure 7.5, cette configuration permet d’avoir une distance de 5 km en amont du parc, et plus de 15 km en aval. De chaque côté, 1250 m (*i.e.* 15 diamètres rotor) séparent la ferme des parois du domaine pour éviter toute influence des effets de bord ou des conditions cycliques. Le plan du parc est basé sur le rapport de [Hansen \[2012\]](#), et a subi une rotation de 7° pour l’aligner avec l’axe des \vec{x} .

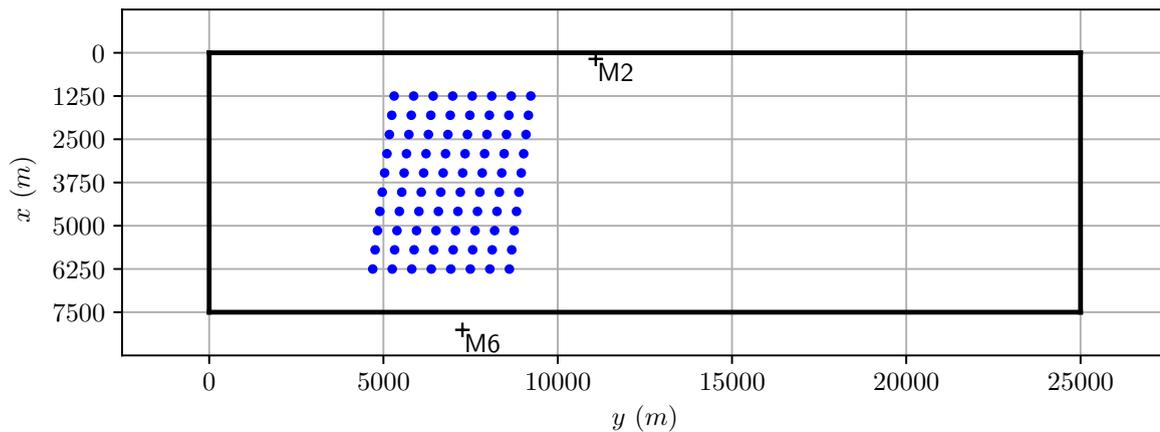


FIG. 7.5 : Plan du parc offshore Horns Rev 1. Les points bleus (•) indiquent la positions des éoliennes. Les croix noires (+) indiquent la position des mâts météorologiques. La boîte dessinée par un trait noir épais dénote le domaine de simulation.

La direction du vent mesurée est d’environ 180° à hauteur de hub (*i.e.* parallèle à \vec{x}) et l’angle de yaw est fixé à 0° . Les Vestas V80 sont les mêmes que celles utilisées en partie 7.2.3. En revanche, les vitesses de rotation sont directement basées sur les données SCADA de 10 : 00 UTC fournies par Vattenfall tirées de [Hasager et al. \[2013\]](#). Le pitch est toujours fixé à 0° , et 42 points sont utilisés pour l’ALM. La fonction de correction des pertes en bout de pale de [Glaucourt \[1935\]](#), discutée en 4.4.3.3, est utilisée. Le pas de temps est fixé à 0,25 s, et le time splitting est activé ($N_{split} = 7$). Cette méthode a permis d’effectuer une simulation qui ne semblait pas envisageable compte tenu du temps de calcul qu’elle nécessiterait.

7.3.3 Résultats

Après 32 minutes de simulation, différentes variables sont analysées pour étudier les interactions du parc avec la météorologie locale.

Des coupes horizontales de l’humidité relative R_h , à 20 m et à 100 m au-dessus de la mer sont présentées en figure 7.6. Sur les deux figures, de hautes valeurs d’humidité (97%-98%) sont observables aux alentours du parc éolien. Des différences peuvent être notées en-dessous et au-dessus du sillage de la ferme. À la hauteur de 20 m, les valeurs sont plus faibles au sein du sillage, alors qu’à 110 m, des valeurs plus élevées sont observées. Ceci est la conséquence du mouvement ascendant d’une masse d’air humide, provenant de la surface de la mer, et du mouvement

descendant d'une masse d'air sec provenant d'au-dessus du parc. Ces deux mouvements sont générés par la rotation des éoliennes en fonctionnement. Ce transport d'humidité est clairement observable en figure 7.7, présentant des coupes horizontales du rapport de mélange de vapeur d'eau r_v . Nous pouvons voir que, dans la région du sillage, un assèchement a lieu dans la couche proche de la mer, alors qu'une hausse de la vapeur d'eau est identifiable au-dessus des rotors. Deux coupes horizontales de la température potentielle sont aussi montrées en figure 7.8. Elles illustrent le mélange qui a lieu entre la masse d'air de température potentielle relativement froide en surface avec la masse d'air de température potentielle plus chaude venant d'au-dessus du parc. Sur ces différentes figures (Fig. 7.6, Fig. 7.7 and Fig. 7.8), il est aussi possible d'identifier les effets de la spirale d'Ekman. Effectivement, proche du sol, le sillage est légèrement orienté vers l'ouest, alors que plus haut, il s'oriente vers l'est.

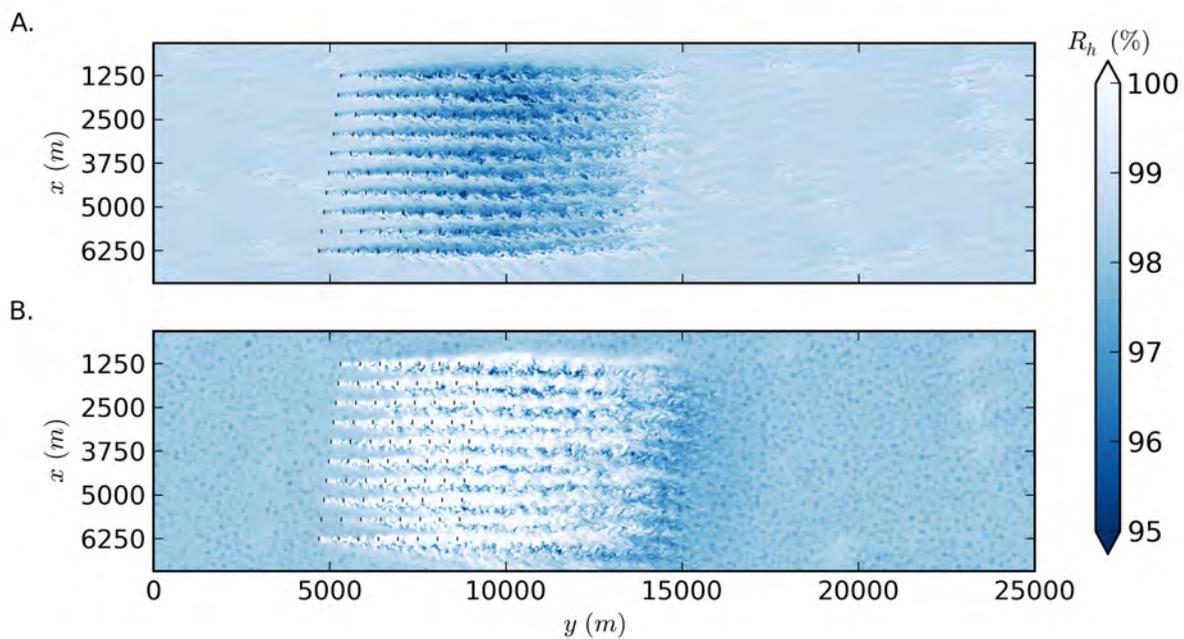


FIG. 7.6 : Coupes horizontales de l'humidité relative R_h à 20m (A) et 110m (B) au-dessus de la mer. Les segments noirs (-) indiquent la position des éoliennes.

La figure 7.9 montre une coupe verticale du rapport de mélange en eau nuageuse r_c à travers la 4^{ème} colonne d'éolienne (soit au milieu du parc). Nous retrouvons alors les structures décrites en 7.2.4 avec le nuage constant, le lâché tourbillonnaire et l'élargissement du développement nuageux en spirales, sans pour autant observer la fumée de mer. Nous remarquerons aussi que la baisse du rapport de mélange de vapeur d'eau r_v au sein de la couche de surface (par rapport à l'expérience menée en 7.2) a entraîné une diminution de la quantité de nuages formés.

Enfin, en utilisant la librairie open-source de Villefranque et al. [2019], qui produit des images synthétiques de nuages grâce à un algorithme qui évalue le rayonnement qui les traverse, les figures 7.10 B. et 7.11 B. ont été générées. Elles sont obtenues à partir du champ 3D du contenu en eau nuageuse r_c , mais aussi à partir des champs de pressions et de températures. Pour créer ces images virtuelles, la caméra a été placée à une position semblable à celle du photographe Christian Steiness, et le soleil a été placé de sorte à reproduire la luminosité d'un matin de février en mer du Nord.

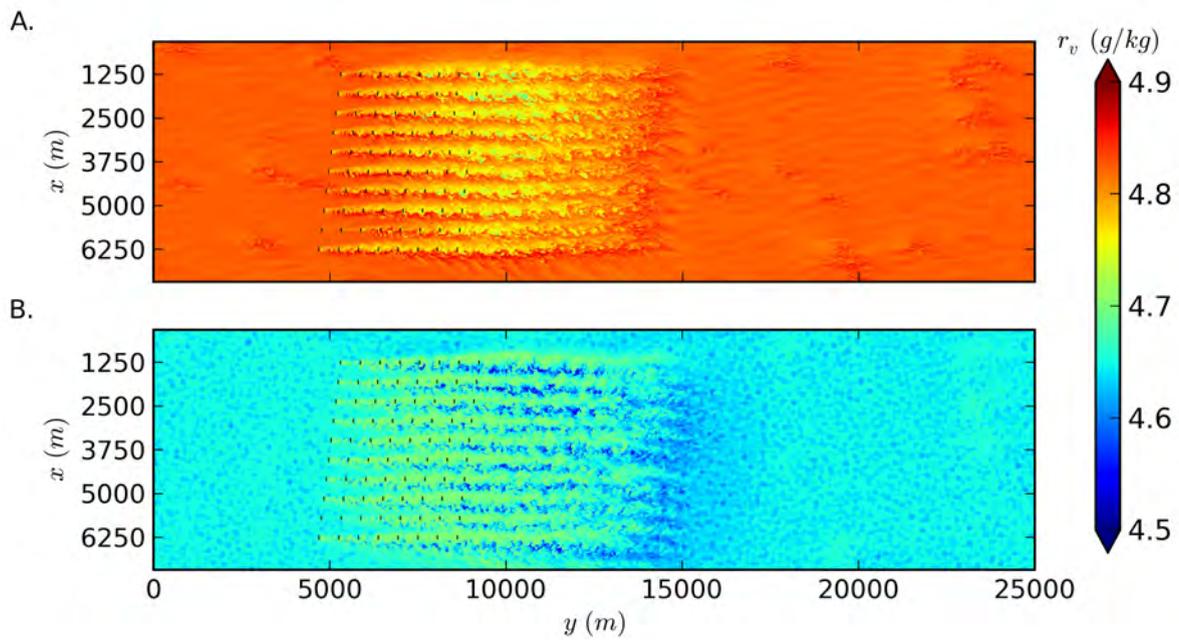


FIG. 7.7 : Coupes horizontales du rapport de mélange de vapeur d'eau r_v à 20m (A) et 110m (B) au-dessus de la mer. Les segments noirs (-) indiquent la position des éoliennes.

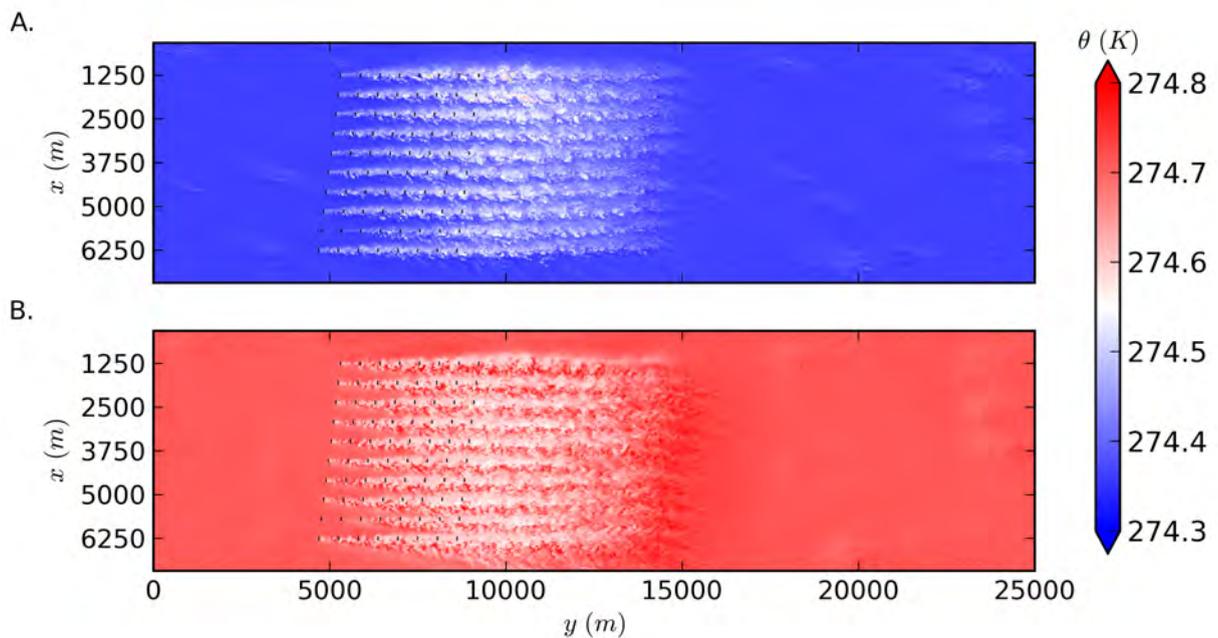


FIG. 7.8 : Coupes horizontales de la température potentielle θ à 20m (A) et 110m (B) au-dessus de la mer. Les segments noirs (-) indiquent la position des éoliennes.

La comparaison des images produites (Fig. 7.10 B. et 7.11 B.) et des images réelles (Fig. 7.10 A. et 7.11 A.) démontre la capacité de l'outil couplé Meso-NH/ALM à reproduire un tel phénomène. La structure des nuages est très similaire. Soulignons par ailleurs que lors de la photo, la première éolienne de la 2^{ème} colonne était éteinte, et nous avons fait de même pour

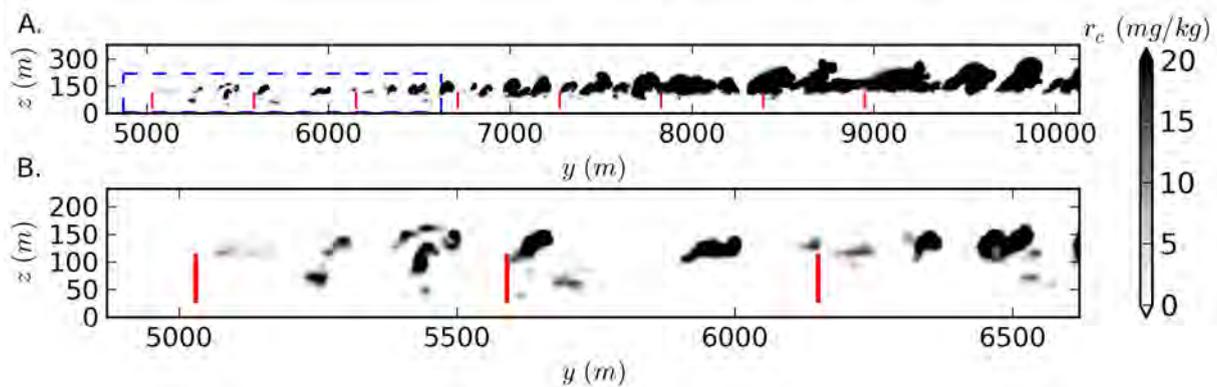


FIG. 7.9 : Coupe verticale du rapport de mélange en eau nuageuse à travers la 4^{ème} ligne d'éoliennes (A). Un zoom est proposé sur les premières (B). Les segments continus rouges (—) indiquent la position des rotors. Les lignes pointillées bleues (- -) en A indiquent la portion zoomée de B.

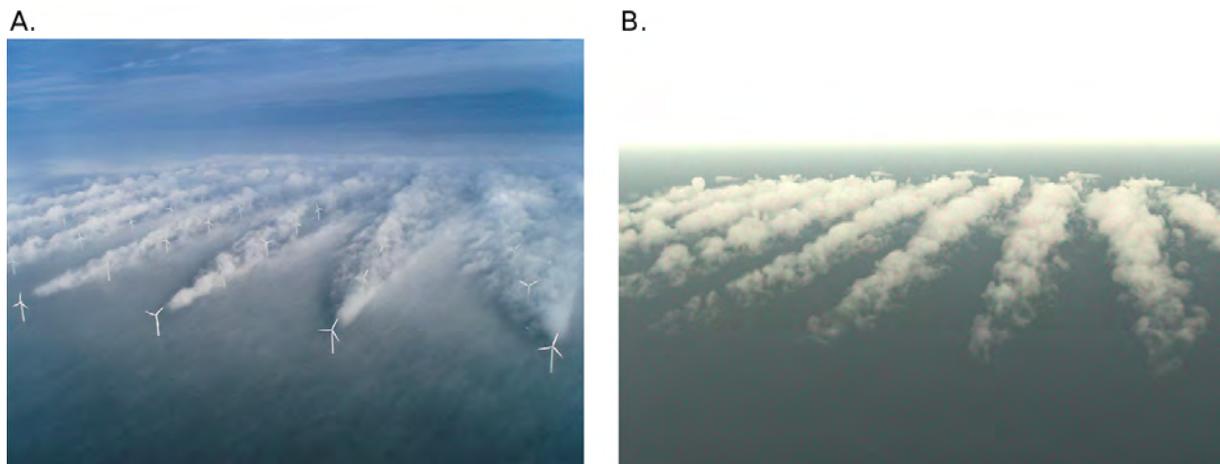


FIG. 7.10 : A. Photographie du parc éolien Horns Rev 1 (12/02/2008 vers 10 : 10 UTC), prise du sud [Hasager et al. \[2013\]](#). Copyright : Vattenfall. Photographe : Christian Steiness. B. Post-traitement du rapport de mélange en eau nuageuse. Plus de détails sur le code de post-traitement peuvent être trouvés dans [Villefranque et al., 2019](#). Les éoliennes ne sont pas représentées.

la simulation : l'éolienne, présente mais immobile, ne produit aucun nuage. Ce résultat est observable sur les différents tracés.

7.4 Conclusion

Dans le but d'évaluer la capacité du nouvel outil à reproduire un cas réel d'interaction entre un parc éolien et la couche limite atmosphérique, des simulations du cas des photos de Horns Rev 1 ont été effectuées.

D'abord, des simulations sur un domaine réduit, basées sur des observations météorologiques *in situ* et sur les données MERRA ont été analysées, afin de déterminer les conditions capables de générer le phénomène étudié. Ensuite, le parc complet a été modélisé en se basant sur les données SCADA correspondant au moment où la photographie a été prise.

Des rendus virtuels du champ de nuages témoignent de la capacité du modèle couplé Meso-NH/ALM à reproduire ce type d'interaction, au vu de leur similarité avec les deux photographies.

A.



B.



FIG. 7.11 : A. Photographie du parc éolien Horns Rev 1 (12/02/2008 vers 10 :10 UTC), prise du sud-est [Hasager et al. \[2013\]](#). Copyright : Vattenfall. Photographe : Christian Steiness. B. Post-traitement du rapport de mélange en eau nuageuse. Plus de détails sur le code de post-traitement peuvent être trouvés dans [Villefranque et al., 2019](#). Les éoliennes ne sont pas représentées.

Cependant, une sous-évaluation de la formation nuageuse reste observable, notamment pour la fumée de mer. L'absence de cette dernière peut potentiellement être obtenue en prenant en compte les aérosols (tels que les sels marins) qui facilitent la condensation.

Néanmoins, le mécanisme qui donne lieu à la formation des nuages est bien reproduit. De par leur rotation, les éoliennes génèrent des mouvements verticaux qui entraînent de l'air potentiellement froid et humide venant de la surface, et de l'air potentiellement chaud et sec venant d'au-dessus du parc. C'est la condensation au sommet des rotors qui génère le brouillard en aval du parc.

Il semble important de souligner que le phénomène étudié et illustré par les photos du parc de Horns Rev 1 n'apparaît que dans des conditions très spécifiques. En effet, l'ensemble des études de sensibilité menées ont montré que de faibles variations de température menaient à une formation globale de brouillard, ou rien du tout. En d'autres termes, ce phénomène est issu d'un équilibre critique entre deux possibilités météorologiques, que les éoliennes viennent mélanger.

En se basant sur l'ensemble de ces résultats, la capacité de l'outil numérique couplé à simuler dynamiquement le sillage des fermes et leurs interactions avec l'atmosphère a été démontrée. Ainsi, non seulement parce que les turbines tendent à être plus grandes, mais aussi parce que le sommet de la CLA est généralement plus bas au-dessus de la mer, des études théoriques vont pouvoir être menées pour tenter de prévoir les interactions potentielles qui peuvent apparaître lorsque les machines offshore fonctionnent dans la zone d'inversion.

Chapitre 8

Interactions avec le sommet d'une CLA offshore

8.1 Introduction

8.1.1 Motivations

Le cas des photos de Horns Rev 1 semble être la capture d'un phénomène rare prenant naissance dans des conditions météorologiques bien spécifiques. Cependant, les tendances futures annoncées par le développement de l'éolien offshore suggèrent que le brassage des rotors dans une zone d'inversion sera de plus en plus courant. Il semble donc important d'essayer de caractériser les conséquences potentielles.

En effet, sur les océans, la friction de surface est plus faible et les ascendances thermiques plus rares que sur les terres. Ainsi, le sommet de la couche limite atmosphérique au-dessus des océans est généralement plus bas (cf. figure 2.2 p.8), atteignant parfois les 200m de haut. À cause de la taille grandissante des turbines (cf. figure 3.1 p.31), les interactions entre le sommet des turbines et la zone d'entraînement deviennent probables. Or cette zone est le siège d'un fort cisaillement du vent et d'un important saut de température (voir 2.2.4 p.12). Ainsi, des impacts sur le fonctionnement de l'éolienne (cisaillement) et sur la météorologie locale (saut de température) sont envisageables.

8.1.2 Présentation du cas d'étude

Pour tenter une première analyse de ce type d'interactions, une étude est menée, mettant en jeu un parc éolien offshore théorique, composé d'éoliennes de grandes dimensions (représentatives des machines qui seront bientôt construites) au sein d'une couche limite atmosphérique fine.

Le modèle d'éolienne choisi est la DTU 10-MW Reference Rotor [Bak et al., 2013], dont le moyeu à 119m de haut permet aux pales d'atteindre 208m lorsqu'elles sont en position verticale. Elle est le fruit d'un projet de recherche danois visant à optimiser la performance des éoliennes de très grande taille, en fournissant un nouveau modèle de référence au même titre que la NREL 5MW [Jonkman et al., 2009]. L'idée est de donner la possibilité à la communauté scientifique de pouvoir mener des études aérodynamiques, aéro-élastiques et structurelles¹. Bien qu'il s'agisse d'un modèle de turbine de recherche, les dimensions du modèle offshore Haliade-X annoncé par General Electric s'en rapprochent fortement (voir section 3.1.1 p.31).

1. Nous nous limiterons aux interactions avec la météorologie.

Pour construire numériquement l'atmosphère, le cas d'étude First International Regional Experiment (FIRE) issu des travaux de Sandu et al. [2008] a été adapté. Le but de ces travaux était d'étudier l'impact des aérosols sur l'atmosphère, en se basant sur une expérience menée au large des côtes californiennes. Pour notre étude, il s'agit d'une simulation d'un cas offshore validé représentant une couche limite atmosphérique réelle, pouvant donner lieu à une formation de stratocumulus.

8.1.3 Objectif et Méthodologie

Le but de ces travaux est de mener une étude théorique et préliminaire des interactions potentielles entre les futurs parcs éoliens offshore et la météorologie locale. Pour commencer, le cas d'étude numérique d'un terrain offshore est adapté d'une simulation existante. Ensuite une simulation préalable est lancée pour établir les conditions atmosphériques d'un cas sec et d'un cas nuageux. Dès lors, deux simulations sont lancées en parallèle : une avec le parc éolien, et une sans. La différence des deux permet l'analyse de l'impact de la présence du parc sur les conditions atmosphériques.

8.2 Construction du cas d'étude

8.2.1 Paramètres numériques

Pour ces simulations, deux domaines imbriqués ont été utilisés afin d'avoir une résolution assez fine tout en limitant le temps de calcul. Pour cela, le champ 3D du domaine père est interpolé horizontalement après l'initialisation. Le domaine père a pour résolution $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 50 \text{ m} \times 50 \text{ m} \times 10 \text{ m}$, avec $L_x = 45000 \text{ m} \times L_y = 12000 \text{ m} \times L_z = 800 \text{ m}$, et le domaine fils $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 10 \text{ m} \times 10 \text{ m} \times 10 \text{ m}$, avec $L_x = 20000 \text{ m} \times L_y = 8100 \text{ m} \times L_z = 800 \text{ m}$. Le domaine fils est placé à 2 km du bord amont du père, et à 1950 m des parois latérales, comme l'illustre la figure 8.2. Les conditions limites du père sont cycliques, pour favoriser le développement de la CLA. Celles du fils sont ouvertes. Les deux domaines échangent leurs informations l'un vers l'autre (méthode "2-ways"). Lors du changement d'échelle qui a lieu au passage du père au fils, une perte d'information liée à la turbulence est envisageable. En effet, une certaine partie des tourbillons qui était paramétrée sous-maille dans le domaine père devrait, après la transition, être traitée explicitement par le fils. Néanmoins cet échange d'information n'a pas lieu, ce qui crée une rupture dans le spectre d'énergie. Des études sont en cours pour palier ce problème. Il faut alors prévoir une certaine distance entre le parc et l'entrée du domaine fils (spécifiée en section 8.2.3) pour rétablir la turbulence.

Après l'initialisation et la création du fils à partir du père, les deux domaines imbriqués sont simulés durant 3 heures physiques. Cette simulation préliminaire (sans éolienne) a pour but de développer les conditions atmosphériques souhaitées (vent, température et formation nuageuse). Le schéma d'advection appliqué pour le vent est le CEN4TH (voir section 2.3.7.2). Le schéma temporel appliqué est le RKC4. Le pas de temps est réglé de sorte à respecter le critère nombre de CFL (< 3) dans chacun des cas : $\Delta t_{p\grave{e}re} = 4 \text{ s}$ et $\Delta t_{fils} = 1 \text{ s}$. La surface de la mer est modélisée en utilisant le schéma Sea Flux de Belamari [2005]. Pour traiter les phénomènes micro-physiques, le schéma à 2 moments pour les nuages chauds "KHKO" est utilisé [Geoffroy, 2007]. La radiation est elle aussi prise en compte, notamment les grandes longueurs d'ondes suivant Mlawer et al. [1997], et les courtes selon Fouquart and Bonnel [1980].

8.2.2 Conditions atmosphériques

L'adaptation du cas First International Regional Experiment (FIRE) issu des travaux de Sandu et al. [2008] consistait à abaisser la zone d'entraînement pour qu'elle atteigne les 200m, moduler le vent pour le bon fonctionnement des turbines, et régler la température pour obtenir différents cas nuageux.

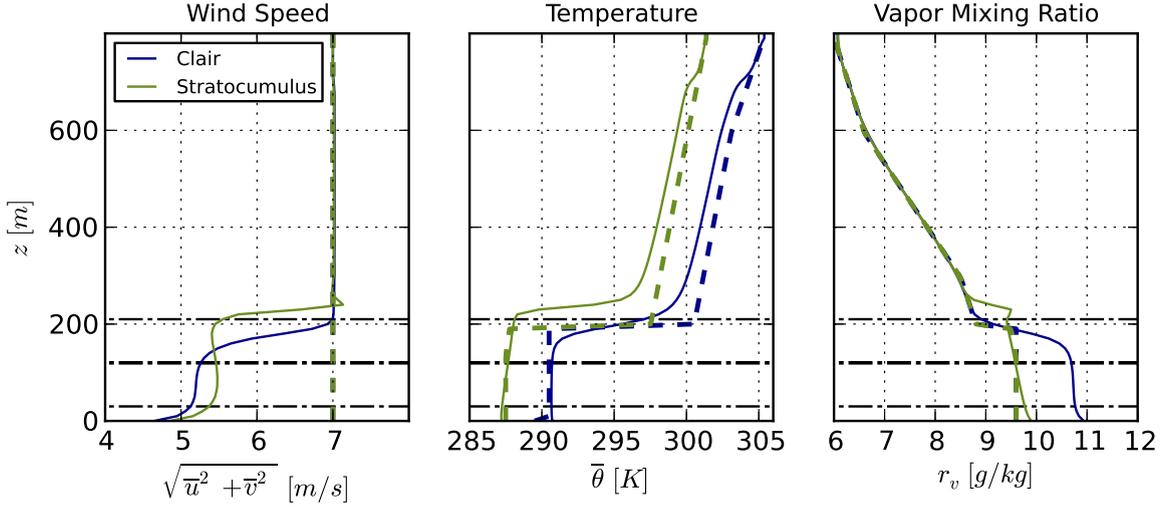


FIG. 8.1 : Profils verticaux de vitesses de vent, de température et du rapport de mélanges de vapeur d'eau, pour le cas d'un temps clair (bleu) et en présence d'un stratocumulus (vert). Les lignes en pointillés colorés indiquent l'état initial. Les lignes en trait plein sont obtenues après 3 heures de simulation préliminaire. Les lignes horizontales en pointillés noirs désignent les hauteurs inférieure et supérieure des rotors et celle du hub.

Pour les conditions initiales, un vent constant a été imposé. Ce vent correspond au vent géostrophique qui guide l'écoulement au sein de la CLA *via* le gradient horizontal de pression. Son intensité et sa direction ont été ajustées de sorte à atteindre une vitesse relativement faible (car seuls les fonctionnements à TSR élevés ont été validés) et à éviter le fonctionnement en yaw de la turbine. Si la direction proche de 0° est atteinte au hub, ce n'est pas le cas pour les parties inférieure et supérieure du rotor (pouvant atteindre $\pm 10^\circ$) à cause des effets de la spirale d'Ekman. Les profils de vitesse de vent (moyennée horizontalement sur l'ensemble du domaine, et temporellement sur 30min) après 3 heures de simulation sont montrés en figure 8.1. Les profils de vent typiques d'une CLA mélangée obtenue en journée (voir partie 2.2.4) sont reconnaissables. Bien qu'une hauteur de couche limite atmosphérique de $h_{CLA} = 200$ m ait été imposée avec une forte inversion de la température potentielle $\Delta\theta = 10$ K, l'apparition du stratocumulus entraîne la CLA une cinquantaine de mètres plus haut. Une étude plus poussée pourra tenter de comparer deux simulations avec la même hauteur de couche limite. Les cas du temps clair et du stratocumulus ont été obtenus grâce à une modification de la température. Une différence de 3 K sur l'ensemble du profil permet d'obtenir les deux cas différents. Il est possible de remarquer que le profil de température du cas avec stratocumulus tend à se réchauffer au sommet de la CLA : c'est la chaleur latente dégagée par la condensation. Pour obtenir le mélange et initier le développement de la CLA, la température de surface de la mer est, dans chaque cas, d'un degré plus chaude que celle de l'air à la surface. La pression au niveau de la mer est de 100000 Pa. Le rapport de mélange de vapeur d'eau imposé initialement aux deux simulations est le même, mais pour le cas du stratocumulus, une partie de cette vapeur est condensée pour former le nuage.

8.2.3 Parc éolien simulé

Une fois que les conditions atmosphériques souhaitées sont obtenues pour le cas de temps clair et le cas nuageux, deux simulations d'une heure physique sont lancées en parallèle, pour chacun des cas. Une simulation sans éolienne, afin d'avoir un résultat de référence, et une simulation avec 24 turbines, pour étudier leurs impacts.

Comme mentionné précédemment, les éoliennes simulées sont des DTU 10-MW Reference Rotor [Bak et al., 2013]. Il s'agit d'une éolienne tripale d'environ $D = 180$ m de diamètre. Ses pales, de corde variable et twistées, sont composées de différents profils, donnés dans l'ordre, du pied jusqu'au bout de pale : *FFA-W3-600*, *FFA-W3-480*, *FFA-W3-360*, *FFA-W3-301*, *FFA-W3-241*. Sa vitesse de rotation est, pour les vents faibles simulés, considérée constante et fixée à $\Omega = 0.6283$ rad/s. De même, le pitch des pales est lui aussi considéré constant et est maintenu à $\beta = 0^\circ$.

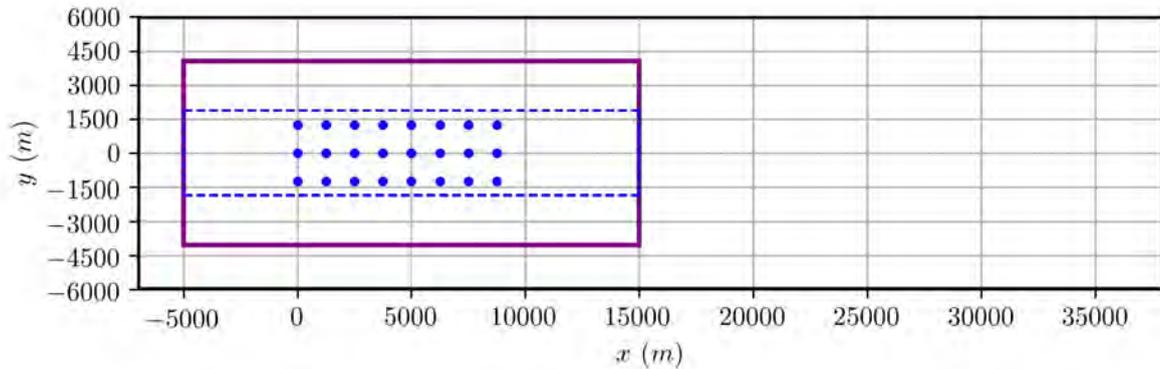


FIG. 8.2 : Plan du parc théorique simulé. Les points bleus \bullet indiquent la position des éoliennes. Les boîtes en traits épais noir (-) et violet (-) épais désignent respectivement le domaine père et le domaine fils. Les moyennes spatiales (selon l'axe y) sont effectuées dans la zone délimitée par les pointillés bleus (- -)

Les éoliennes sont placées comme indiqué sur le plan donné en figure 8.2. Elles sont toutes espacées de 1250 m, soit environ 7 diamètres. Elles sont placées à 5 km du bord amont du fils, afin de permettre à la turbulence atmosphérique de s'établir (notamment suite au problème mentionné en 8.2.1). Une distance d'environ 15 diamètres est laissée entre les rangées extrémales et les parois latérales du domaine fils, pour éviter les effets de bord.

8.3 Résultats

Plusieurs types de résultats seront étudiés. Les champs sont obtenus après une heure de simulation. Cette durée permet d'éviter que le sillage entre à nouveau dans le domaine du fait des conditions cycliques du père. Les coupes verticales (x, z) seront issues d'une moyenne spatiale des champs instantanés selon l'axe \vec{y} effectuée dans la zone délimitée en pointillés bleus de la figure 8.2. La zone s'étend de l'amont à l'aval du domaine fils. Sur les côtés, la demi-distance séparant les lignes du parc est ajoutée ($\simeq 3.5D$). L'idée est de pouvoir étudier les interactions globales entre le parc et la météorologie locale. Nous soulignerons que l'échelle verticale est dilatée afin de mieux observer les phénomènes.

8.3.1 Cas par temps clair

Des coupes verticales de la température potentielle $\bar{\theta}$ sont données en figure 8.3. Il est possible de repérer la zone d'inversion aux alentours de $z = 200$ m grâce au fort gradient de température. Si dans le cas sans éolienne (B.), elle reste bien horizontale, ce n'est pas le cas avec les éoliennes (A.). En amont des turbines, une augmentation de la hauteur de la couche limite est observable. Elle peut être assimilée au tube de courant vu en 3.3.3, ou à une "couche limite interne", et est cohérente avec de précédentes recherches [Lu and Porté-Agel, 2015]. Les particules d'air, gênées par les turbines, cherchent à les contourner.

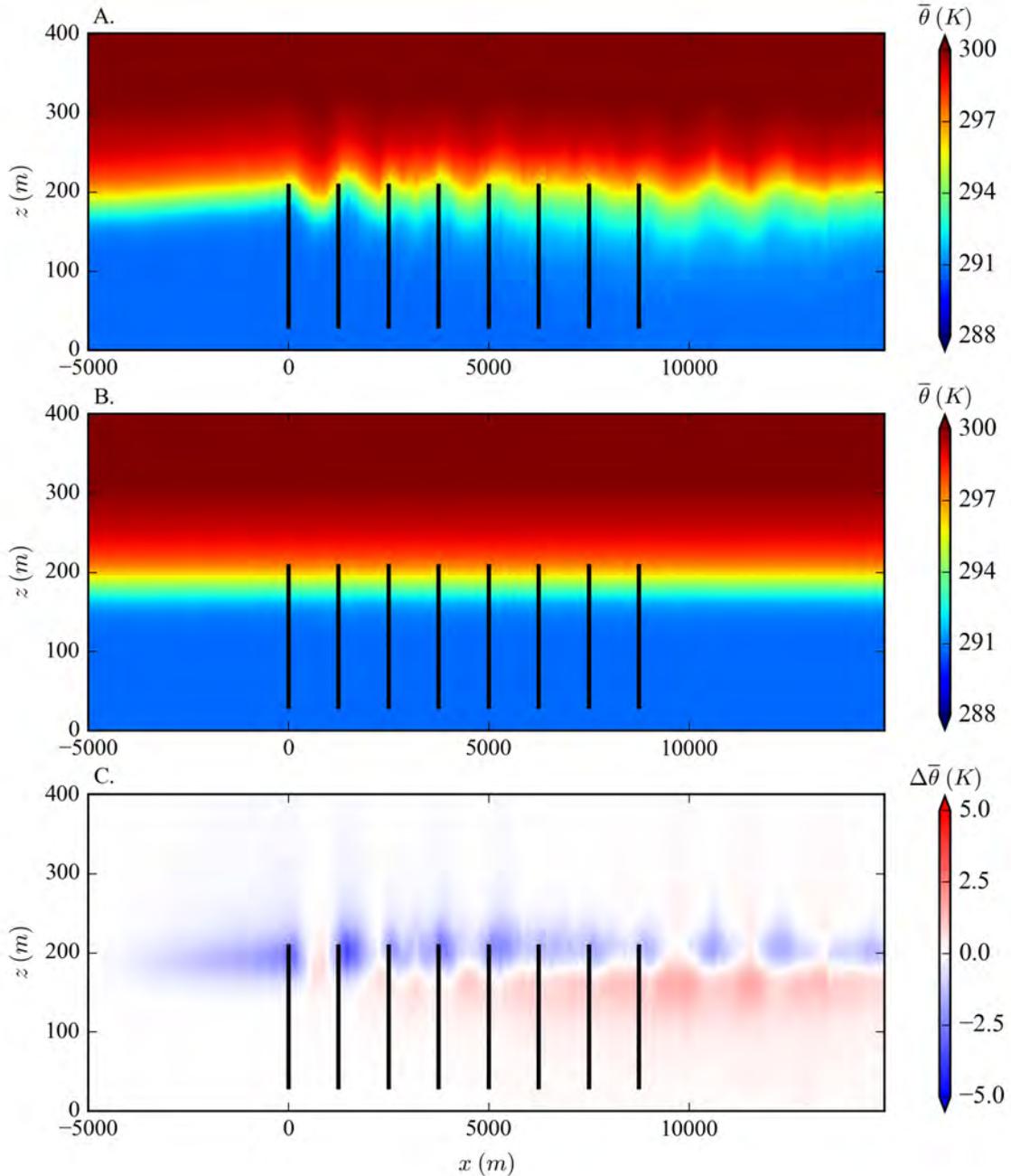


FIG. 8.3 : Coupes verticales de la température potentielle $\bar{\theta}$ (moyenne spatiale des champs instantanés selon y). Simulations par temps clair avec éoliennes (A.), sans éolienne (B.), et différence des deux (C.) (=A-B). Les segments noirs (-) indiquent la position des turbines.

Néanmoins, le phénomène qui a lieu en aval est plus étonnant. L'inversion, avec un saut important ($\Delta\theta = 10$ K), génère une stabilité très forte au sein de cette couche. Les masses d'air potentiellement froides sont alors repoussées dans la CLA en aval de la turbine. Le mécanisme est alors répété à la traversée de chaque éolienne, donnant lieu à un phénomène oscillatoire, qui perdure en aval des turbines.

La différence illustrée en figure 8.3 (C.) (champ obtenu avec éoliennes (A.) - champ obtenu sans éolienne (B.)) permet de mettre en évidence les zones où les masses d'air sont potentiellement refroidies et réchauffées. Lorsque la CLA tend à prendre de l'altitude, l'air qui dépasse la hauteur initiale de l'inversion est plus frais. À l'inverse, quand l'atmosphère libre est entraînée vers le bas, l'air qui dépasse ce seuil est plus chaud. Cela crée des zones potentiellement plus froides en amont du parc et dans le sillage proche et, plus loin dans le sillage, des zones potentiellement plus chaudes. Le mouvement vertical permet aussi de distinguer une zone supérieure refroidie et une zone inférieure réchauffée.

La figure 8.4 donne les coupes verticales de l'humidité relative $\overline{R_h}$. Les résultats peuvent être directement corrélés aux oscillations repérées dans le champ de température. Là où l'air devient potentiellement plus froid, l'humidité relative tend à augmenter. À l'inverse, dans les zones potentiellement plus chaudes, un assèchement est notable. La zone supérieure, avec surplus d'humidité relative, et la zone inférieure, avec une chute d'humidité relative, sont encore une fois distinguables. Les variations d'humidité relative laissent donc penser qu'il est possible de voir apparaître une formation nuageuse dans la partie supérieure, et une dissipation dans la partie inférieure. C'est pourquoi nous avons décidé d'étudier un cas nuageux, avec le développement d'un stratocumulus, dans la section suivante.

8.3.2 Cas Nuageux

Comme mentionné précédemment, le développement du stratocumulus tend à faire augmenter la taille de la couche limite atmosphérique. En atteignant les 250m, elle est donc au-delà des rotors, comme le montre la figure 8.5 où les coupes verticales de la température potentielle $\bar{\theta}$ sont proposées. En revanche, le système oscillatoire est toujours présent, et est bien marqué pour la première rangée d'éoliennes, mais plus diffus en aval du parc. La différence donnée en figure 8.5 (C.) montre que le refroidissement en zone supérieure, et le réchauffement en zone inférieure sont plus intenses dans le cas nuageux. Le fort refroidissement peut être dû au rayonnement infrarouge émis par le sommet du stratocumulus. À l'inverse, le réchauffement peut être causé par l'absorption par le bas du nuage du rayonnement émis par le sol.

En figure 8.6, ce sont cette fois-ci les coupes verticales du rapport de mélange en eau nuageuse \bar{r}_c qui sont illustrées. Le stratocumulus, fortement développé (il conviendra de le réduire dans les prochaines simulations) s'étend verticalement sur plus de 200 m. En aval des turbines, la production nuageuse est encouragée par l'élévation de la zone d'inversion et le refroidissement. Le sommet du nuage au sein du parc suit le système oscillatoire provoqué par les turbines. En aval du parc, une dissipation du nuage et un assèchement de la couche limite atmosphérique est visible.

Pour terminer, des coupes verticales à une hauteur de 250 m de différents champs instantanés sont proposées en figure 8.7. La figure (A.) illustre le module de la vitesse du vent horizontal, la figure (B.) la température potentielle, et la figure (C.) le rapport de mélange en eau nuageuse. Sur l'ensemble des figures, un caractère symétrique est notable, et des interférences ondulatoires sont observables. En amont du parc, le blocage du vent, bien visible, encourage le refroidissement ainsi que la formation nuageuse en altitude. Les effets du changement de résolution (mentionnés

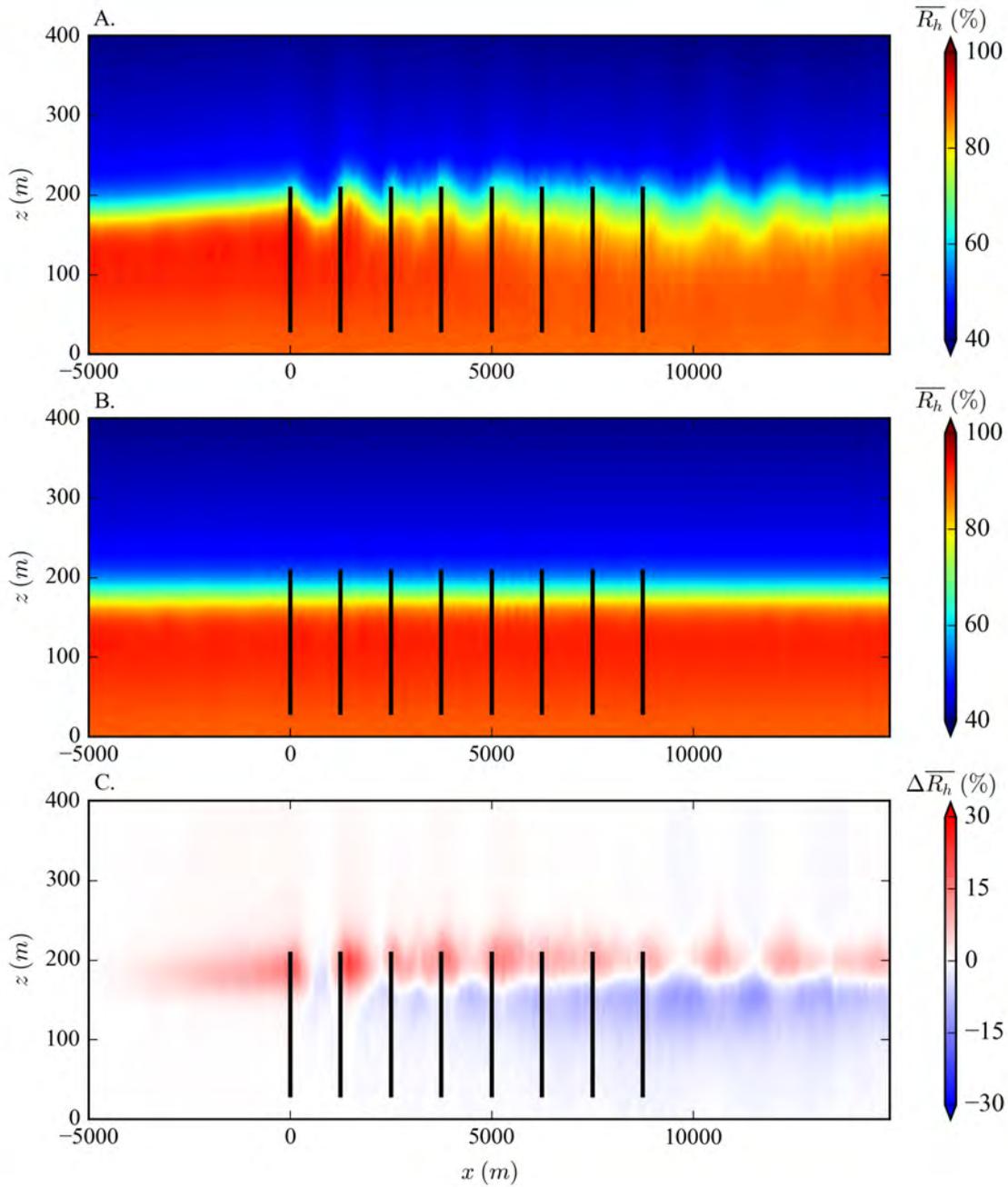


FIG. 8.4 : Coupes verticales de l'humidité relative $\overline{R_h}$ (moyenne spatiale des champs instantanés selon y). Simulations par temps clair avec éoliennes (A.), sans éolienne (B.), et différence des deux (C.) (=A-B). Les segments noirs (-) indiquent la position des turbines.

en 8.2.1) peuvent altérer ces résultats. Dans le sillage des éoliennes, la variation de la hauteur de la zone d'inversion provoque une alternance entre l'écoulement de la couche limite atmosphérique et celui de l'atmosphère libre. Des raies sont alors distinguables. Les raies de la CLA sont caractérisées par un vent plus faible, une température potentielle plus froide et un stratocumulus persistant. A l'inverse, celles de l'atmosphère libre sont caractérisées par un vent plus fort, une température potentielle plus chaude et la dissipation du stratocumulus.

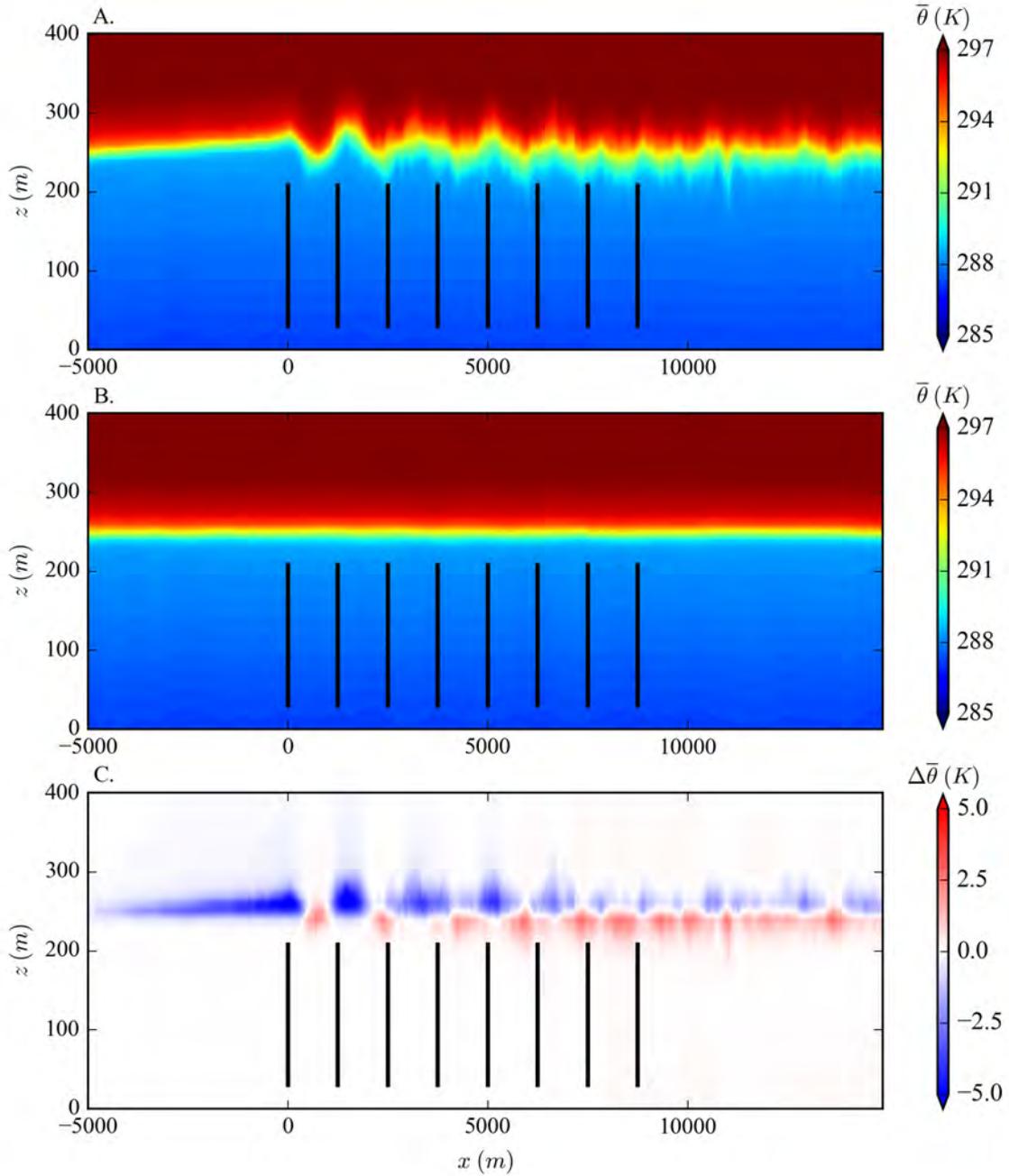


FIG. 8.5 : Coupes verticales de la température potentielle $\bar{\theta}$ (moyenne spatiale des champs instantanés selon y). Simulation en présence de stratocumulus avec éoliennes (A.), sans éolienne (B.), et différence des deux (C.) (=A-B). Les segments noirs (-) indiquent la position des turbines.

8.4 Discussion

Les résultats obtenus pour ce chapitre sont encore récents et ne sont que préliminaires. Il semblait tout de même intéressant de les mentionner dans ce manuscrit. Ainsi, aucune conclusion hâtive ne sera donnée : seule une discussion est proposée.

Pour tenter d'analyser les interactions potentielles des futurs parcs éoliens offshore avec la météorologie locale, de grandes éoliennes ont été placées dans une fine couche limite atmosphérique. Les conditions atmosphériques ont été adaptées d'une simulation existante [Sandu](#)

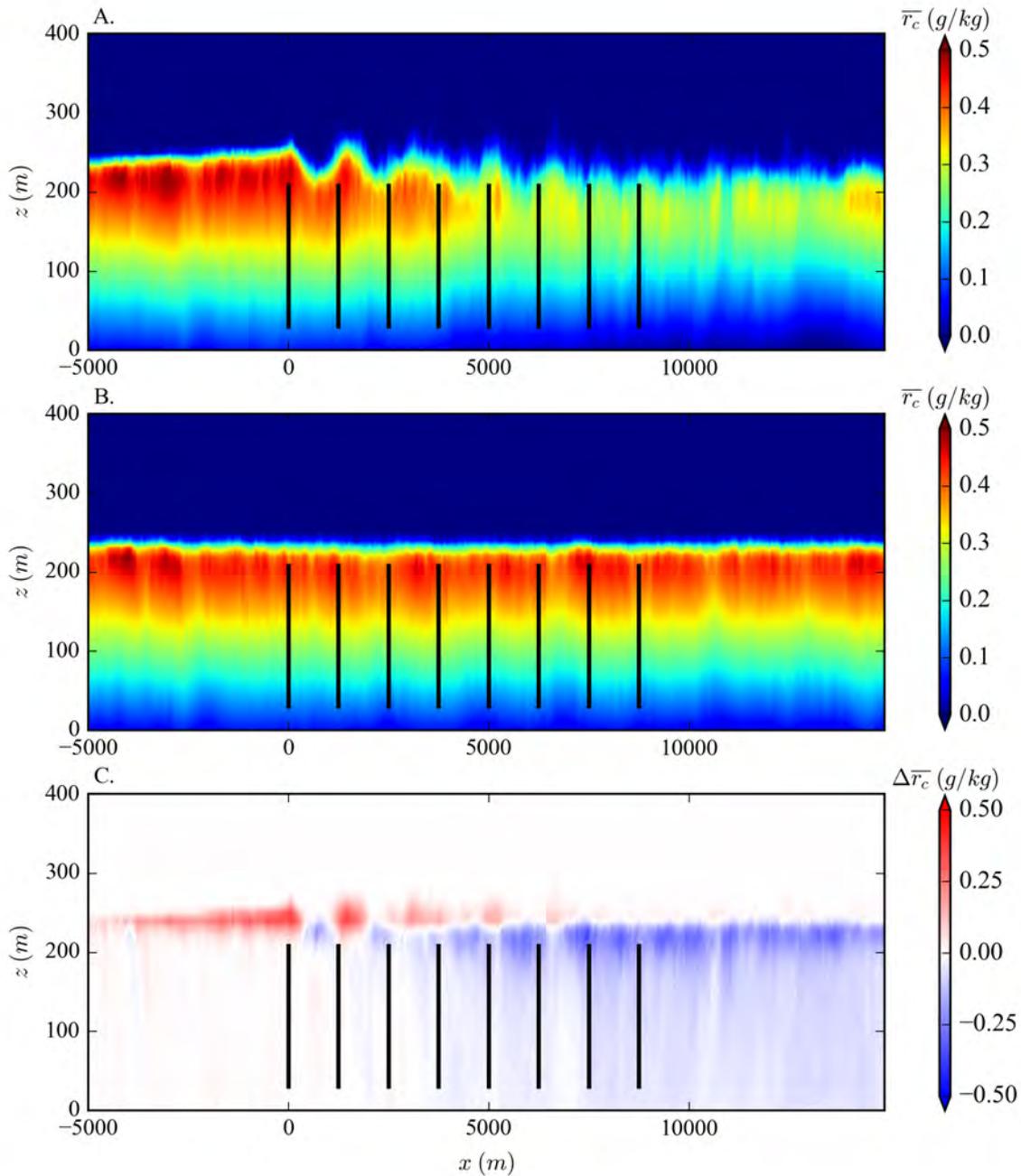


FIG. 8.6 : Coupes verticales du rapport de mélange en eau nuageuse \bar{r}_c (moyenne spatiale des champs instantanés selon y). Simulation en présence de stratocumulus avec éoliennes (A.), sans éolienne (B.), et différence des deux (C.) (=A-B). Les segments noirs (-) indiquent la position des turbines.

et al. [2008]. Un cas par temps clair et un cas nuageux ont été développés lors d'une simulation préliminaire. Ensuite, un parc éolien composé de DTU-10MW [Bak et al., 2013] a été introduit. En parallèle, une simulation sans éolienne a été lancée. La différence des deux permet alors l'analyse de l'impact de la présence du parc sur les conditions atmosphériques.

L'interaction des éoliennes avec une zone d'inversion très marquée donne place à un régime oscillatoire qui perdure en aval du parc. Le mouvement de rotation des turbines entraîne l'air potentiellement froid du sol vers le haut, et l'air potentiellement chaud de l'atmosphère libre vers le bas. Néanmoins, la forte stabilité de la zone d'inversion montre une certaine résistance

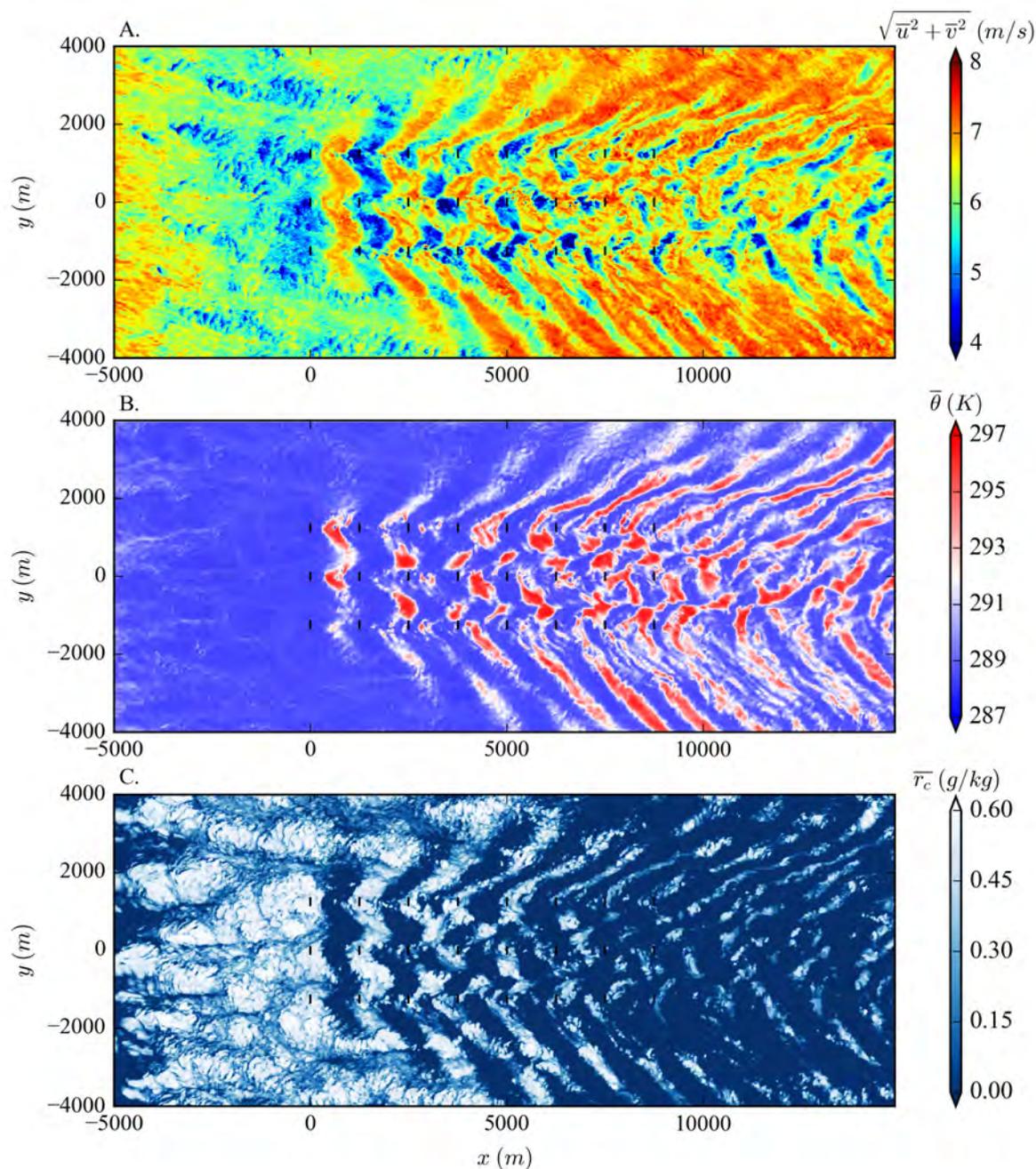


FIG. 8.7 : Coupes horizontales à 250 m de la vitesse de vent (A.), de la température potentielle (B.), et du rapport de mélange en eau nuageuse (C.). Simulation en présence de stratocumulus. Les segments noirs (-) indiquent la position des turbines.

à cet effet, en renvoyant les masses froides vers le bas, et les masses chaudes vers le haut. Une étude de sensibilité du saut de température de cette zone paraît nécessaire.

Les résultats obtenus pour le cas par temps clair restent assez similaires au cas des photos de Horns Rev 1. Pour rappel, une petite inversion (entre la couche limite de surface et la couche résiduelle) avait été déterminée à la hauteur des éoliennes. Bien qu'elle soit beaucoup plus faible, les coupes données en 7.6 (p.106) et 7.8 (p.107) montrent bien un réchauffement et un assèchement de la partie inférieure du parc, et un refroidissement accompagné d'une hausse de l'humidité en partie supérieure.

Pour le cas nuageux, le phénomène qui apparaît semble avoir la capacité de s'auto-alimenter en amont du parc. En effet, le refroidissement généré au-dessus du parc encourage la formation nuageuse, qui favorise le refroidissement du sommet du stratocumulus par émission radiative. En revanche, le mélange créé en aval dissipe le nuage par injection d'air chaud et sec au sein de la couche limite atmosphérique.

Dès lors, il semble possible de faire un lien entre le cas étudié et les écoulements orographiques. Les oscillations créées par le parc rappellent les ondes de gravité observées en aval des montagnes. Ce sont d'ailleurs celles qui donnent naissance aux nuages lenticulaires. Elles apparaissent notamment lorsque le nombre de Froude (introduit en 5.2.1.1 p.73) est proche de 1. Il est alors d'usage de calculer la fréquence de Brunt-Väisälä pouvant être définie par :

$$N_{BV} = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}}, \quad (8.1)$$

où g est l'accélération de la pesanteur (m.s^{-2}), θ la température potentielle (K) et z la coordonnée verticale (m). Une première application numérique peut être effectuée. En utilisant les ordres de grandeur des cas étudiés, pour une masse d'air à l'inversion, nous pouvons considérer que $\theta = 295\text{K}$, $d\theta/dz = 10/100 = 0.1 \text{ K.m}^{-1}$ et $\sqrt{u^2 + v^2} = 5.5 \text{ m.s}^{-1}$. La fréquence de Brunt-Väisälä devient alors :

$$N_{BV} \simeq 0.06\text{s}^{-1}. \quad (8.2)$$

Avec $h = 210 \text{ m}$ (altitude du sommet de pale en position verticale), le nombre de Froude devient :

$$F_r = \frac{\sqrt{u^2 + v^2}}{hN_{BV}} \simeq 0.45. \quad (8.3)$$

La valeur obtenue est caractéristique de l'écoulement ondulatoire en aval des terrains montagneux, aussi appelé "Lee-wave separation". Il apparaît lorsque la stabilité est très forte.

D'ailleurs, dans le cas d'une couche mélangée piégée sous une inversion marquée, l'écoulement en aval des collines donne lieu à des phénomènes encore plus particuliers. D'après [Stull \[1988\]](#), lorsque la hauteur du sommet de la CLA est légèrement au-dessus de la montagne, une subsidence de la zone d'inversion suit la pente avale de la colline, puis un "saut hydraulique" apparaît : la zone reprend sa hauteur d'origine très rapidement. D'autre part, si la hauteur de la CLA est en dessous de la hauteur de la montagne, l'écoulement aval donne lieu aux tourbillons de Von Karman, souvent observés en territoire insulaire.

Des études complémentaires permettraient d'établir le lien entre les oscillations en aval des turbines et la fréquence de Brunt-Väisälä. L'influence de certaines grandeurs caractéristiques (tel que le diamètre, la hauteur du hub ou l'espacement inter-turbine) doit pouvoir être liée avec les ondulations mises en évidence. Ainsi, le phénomène observé sur le cas théorique de ce chapitre semble amorcer une analogie possible entre l'écoulement qui traverse les éoliennes et celui qui traverse les collines, tous deux sujets aux ondes de gravité.

Synthèse

Après avoir étudié les aspects théoriques de modélisation (Partie I), puis développé et validé le couplage numérique entre un code météorologique et des modèles éoliens (Partie II), il s'agissait de vérifier si le nouvel outil était capable de reproduire des phénomènes induits par les interactions qui ont lieu entre les parcs éoliens et l'atmosphère et tenter d'en tirer des premières conclusions.

Pour vérifier la capacité à reproduire de telles interactions, le cas des photos du parc de Horns Rev 1 a été choisi. Les travaux menés à son sujet sont présentés au Chapitre 7. Dans un premier temps, une seule colonne a été modélisée dans un domaine réduit pour reproduire les conditions atmosphériques avec un temps de calcul relativement faible. Une fois les conditions retrouvées, le parc complet a été simulé pour étudier son impact. Les résultats obtenus montrent bien le mélange vertical des couches, et reproduisent avec succès la condensation en aval du parc. Les images virtuelles construites à partir des champs 3D témoignent efficacement de la capacité de l'outil à reproduire ce type d'interaction.

Une dernière étude a alors été menée sur un cas théorique, où de grandes éoliennes sont placées au sein d'une fine couche limite atmosphérique. L'impact de la présence de ces éoliennes sur différents cas de stratocumulus a été analysé. Les résultats, encore préliminaires, montrent l'apparition d'ondes de gravité au sommet de la CLA, en interférant avec une zone d'inversion très marquée. Elles favorisent alors la formation nuageuse en partie supérieure et en amont, et la dissipation en partie inférieure et en aval. Une analogie avec les écoulements orographiques semble possible. Des études supplémentaires semblent alors nécessaires pour mieux quantifier le phénomène mis en évidence par l'outil développé lors de ces travaux de thèse.

Chapitre 9

Conclusions et Perspectives

Conclusions

Le développement des énergies éoliennes, encouragé par le projet de Programmation Pluri-annuelle de l'Énergie PPE [2019], soulève de nouvelles questions. Les nouveaux parcs, de dimensions imposantes, seront installés en terrains complexes et offshore. Pour prévoir la production énergétique et tenter de l'optimiser, une meilleure compréhension de l'écoulement du vent au sein des fermes sur ce type de terrain est nécessaire. De plus, de par leurs tailles, les éoliennes seront amenées à interagir plus fortement avec la météorologie locale. Il semble alors important de caractériser ces interactions. Pour répondre à cet enjeu industriel et environnemental, un nouvel outil numérique a été créé au cours de ces travaux de thèse.

La première partie de ces travaux s'est concentrée sur les modèles théoriques de la couche limite atmosphérique et des éoliennes. Nous nous sommes notamment intéressés au modèle météorologique Meso-NH, développé par le CNRM et le Laboratoire d'Aérodynamique. En utilisant la Large Eddy Simulation (LES) pour traiter la turbulence, et en modélisant un grand nombre de processus météorologiques, Meso-NH est capable de reproduire numériquement une atmosphère très réaliste. D'autre part, nous nous sommes intéressés aux modélisations simplifiées d'éoliennes : l'Actuator Disk (rotatif ou non) et l'Actuator Line Method. Initialement conçues pour l'étude des hélices de bateaux ou les rotors d'hélicoptères, ces méthodes ont l'avantage de représenter efficacement la présence des turbines en évaluant les forces aérodynamiques qu'elles génèrent. L'Actuator Disk modélise l'éolienne par un disque poreux dessiné par le mouvement des pales, laissant le fluide passer sous la contrainte d'un effort de poussée. L'Actuator Line Method considère les trois pales en appliquant des forces de portance et de traînée de long de lignes. Ces forces sont évaluées grâce à la connaissance des profils aérodynamiques qui les composent.

La deuxième partie s'est alors consacrée au développement et à la validation de ces couplages. En implémentant les méthodes de l'AD et l'ALM au sein de Meso-NH, il devenait possible de simuler la présence des éoliennes dans une couche limite atmosphérique. Deux études de validation ont été menées. La première avait pour but de reproduire numériquement et à échelle réelle une expérience qui a eu lieu en soufflerie. Cette expérience mettait en jeu cinq éoliennes sur une colline. La méthode de l'Actuator Disk non rotatif au sein du code météorologique a été testée. Des profils verticaux de vitesses de vent et d'intensités de turbulence ont été analysés. La comparaison des résultats a permis de confirmer la viabilité générale d'un couplage avec Meso-NH, mis en évidence la capacité de l'outil à simuler des terrains complexes et a surtout permis d'évaluer la qualité de représentation de l'écoulement au niveau des éoliennes. Les résultats sont en accord avec des données comparatives. Néanmoins, l'utilisation de faibles

coefficients de poussée semble être un point limitant pour l'utilisation de cette expérience. La seconde validation s'est focalisée sur l'expérience MextNext, aussi menée en soufflerie. Cette fois-ci, l'Actuator Line Method couplée à Meso-NH a été testée. Le chargement le long des pales ainsi que les lignes de vitesses axiales mesurées par PIV ont été étudiées. La comparaison des résultats numériques avec ceux de l'expérience ont permis d'analyser avec précision la qualité de représentation du sillage et des efforts aérodynamiques. Une étude de sensibilité numérique a aussi été conduite pour connaître l'influence de différents paramètres, et vérifier le bon fonctionnement de la méthode de Time Splitting qui permet une économie certaine de temps de calcul. Les résultats obtenus sont très satisfaisants et indiquent que la représentation des phénomènes aérodynamiques est améliorée par l'utilisation de l'ALM, par rapport à l'AD. En revanche, seul l'état de fonctionnement à TSR élevé a pour l'instant été validé.

La troisième partie s'est focalisée sur l'impact potentiel des fermes sur la météorologie locale. Dans un premier temps, la capacité de l'outil à reproduire des interactions météorologiques complexes a été démontrée en simulant le cas des photos de Horns Rev 1, parc offshore au large du Danemark. Grâce à l'ensemble des données de mesures collectées, l'atmosphère donnant lieu à ce phénomène a d'abord été reconstruite sur un domaine réduit, en ne simulant qu'une seule colonne d'éoliennes au milieu du parc. Ensuite, le parc complet a été simulé pour analyser les interactions présentes. La formation nuageuse, visible sur les images virtuelles, témoigne du potentiel de l'outil développé. Par contre, une sous-évaluation de la formation nuageuse est observable, notamment pour la fumée de mer, pouvant être dû à l'absence d'aérosols (tels que les sels marins) lors de cette simulation. Néanmoins, le mécanisme qui donne lieu à la formation du nuage est bien reproduit. De part leur rotation, les éoliennes génèrent des mouvements verticaux qui entraînent de l'air potentiellement froid et humide venant de la surface, et de l'air potentiellement chaud et sec venant d'au-dessus du parc. Ce mélange assèche l'air dans la partie inférieure de la ferme, en augmentant l'humidité relative au-dessus. Une condensation a lieu au sommet des rotors et génère le brouillard en aval du parc. Par la suite, dans le but de caractériser les interactions des futurs parcs offshore avec la météorologie locale, de très grandes éoliennes plongées dans une fine couche limite atmosphérique ont été simulées. Un cas de temps clair et un cas nuageux ont été examinés. Les résultats, encore préliminaires, montrent qu'une zone d'inversion marquée laisse apparaître des ondes de gravité, qui encouragent la formation nuageuse en amont et en partie haute, et la dissipation en aval et en partie basse. Il conviendra de mener des études complémentaires pour étoffer ces premiers résultats.

Ainsi, une nouvelle paramétrisation de Meso-NH permet maintenant de simuler des éoliennes dans une atmosphère réaliste à très haute résolution. Différentes méthodes de représentation des turbines ont été développées et validées sur des expériences en soufflerie. L'outil a ensuite prouvé son potentiel en reproduisant des phénomènes météorologiques existants et complexes, et semble même pouvoir prévoir les prochains. Il élargit alors le champ des possibles des simulations CFD pour les parcs éoliens.

Perspectives

À l'issue de ces travaux, plusieurs perspectives peuvent être envisagées. Il est possible de les organiser en deux temps. D'abord, des travaux directement liés aux études menées, permettant d'approfondir les analyses ou d'améliorer les résultats seront proposés. Ensuite, nous présenterons des travaux plus généraux, offrant une vision plus large de l'utilisation du modèle développé.

L'étude qui visait à valider l'utilisation de l'Actuator Disk non rotatif avec Meso-NH, s'est basée sur un cas expérimental de plusieurs éoliennes placées sur une montagne. Néanmoins, la configuration des essais en soufflerie ont généré des valeurs d'intensité de turbulence élevées. De nombreux efforts ont été nécessaires pour reproduire autant de turbulence au sein de la couche limite atmosphérique développée numériquement. La modélisation de petits cubes traînant ont permis l'obtention des conditions souhaitées. Néanmoins, il semblerait judicieux d'intégrer une Synthetic Eddy Method [Jarrin, 2008] afin de pouvoir générer des masses d'air turbulentes, ou bien développer un recyclage de la turbulence lorsqu'elle traverse les parois latérales possédant des conditions limites cycliques (comme utilisé par Shamsoddin and Porté-Agel [2017]). De plus, une nouvelle simulation pourrait être lancée avec des coefficients de poussée plus forts, afin de représenter les turbines et leurs sillages de manière plus réaliste. Enfin, il pourrait être intéressant de tester le modèle d'Actuator Disk rotatif afin d'étudier son apport sur ce type de configuration.

La validation du couplage Meso-NH/ALM a mis en lumière la problématique liée à l'évaluation erronée des efforts en bout de pale, souvent rencontrée par la communauté. Ce problème, généralement corrigé abusivement par la fonction de correction de Glauert, devrait être résolu d'une autre manière. Ainsi, une nouvelle fonction de correction proposée par Meyer Forsting et al. [2019] pourrait être étudiée, dans le but d'améliorer les phénomènes d'induction générés par les tourbillons marginaux. Une validation pour un fonctionnement à faible TSR pourrait alors être effectuée. De plus, si les capacités de calcul le permettent, une résolution plus fine au niveau de la turbine pourrait être envisagée. Elle permettrait de voir, en plus, si les oscillations hautes fréquences du sillage (dus au mouvement des pales) sont aussi capturées. D'autre part, une étude de validation concernant l'Actuator Disk Rotatif pourrait être menée à l'aide de l'éolienne Mexico.

L'étude qui s'est concentrée sur le cas des photos du parc de Horns Rev 1 a donné de bons résultats, mais la teneur en eau nuageuse est sous-évaluée car elle occulte notamment la fumée de mer. L'utilisation de la technique dite de "nesting", permettant d'imbriquer des domaines de tailles différentes, permettrait de raffiner le maillage dans la région proche des turbines. La description du développement des nuages serait alors plus détaillée, avec, peut-être, une amélioration de la génération des tourbillons marginaux. De plus, l'ajout d'un champ d'aérosols marins pourrait éventuellement favoriser la condensation en aval des rotors, et pallier la sous-évaluation présente.

Des travaux supplémentaires pourraient être menés au sujet de l'impact théorique des grandes éoliennes sur la couche limite atmosphérique. En effet, il semblerait pertinent de mener plusieurs études de sensibilité. D'abord sur la hauteur de la CLA, afin de déterminer si une CLA de très grande taille génère encore de telles interactions. Ensuite, au sujet de l'intensité du saut de température qui règne dans la zone d'entraînement, pour vérifier son importance dans le mélange des températures. Une autre pourrait porter sur l'influence de la vitesse du vent, pouvant modifier l'aspect spatio-temporel de l'impact. Enfin, d'autres études pourraient se concentrer davantage sur l'impact des conditions atmosphériques sur les éoliennes. L'une d'entre elles concernerait les cisaillements verticaux du vent, pouvant être très importants entre la CLA et l'atmosphère libre. En fonctionnant à cette interface, les éoliennes subiraient de fortes fluctuations de chargements le long de leurs pales lors d'une rotation, accentuant la fatigue de la turbine.

Par la suite, quelques étapes de validations supplémentaires peuvent encore être traitées. Une première concernerait la puissance de production des parcs. Bien que les efforts soient correctement évalués par le modèle, et qu'ils définissent la puissance produite, il semble important

de vérifier directement cette grandeur pour le cas d'une ferme. Un loi de contrôle de la vitesse de rotation et du pitch en fonction du vent incident devrait être développée préalablement. L'étude permettrait notamment de connaître la capacité du modèle à évaluer les effets d'interactions entre les différentes turbines. Cette étude pourrait être menée sur le parc de Horns Rev 1, car plusieurs travaux au sujet de la puissance de production ont été menés ([Barthelmie et al., 2007], [Wu and Porté-Agel, 2015]). Le parc a déjà été reconstruit numériquement, mais pour le cas étudié, les éoliennes fonctionnaient autour du cut-in (en démarrant et s'arrêtant sans cesse) puisque le vent était trop faible. L'étude de la production n'était donc pas envisageable. Ainsi, en utilisant un vent plus fort (et une atmosphère plus sèche), un calcul de puissance produite pourrait être validé. Une seconde étude concernerait le fonctionnement en yaw. Lorsque les éoliennes sont décalées par rapport au vent, les efforts subis par les pales ne sont plus uniformes au court de la rotation. L'évaluation du sillage est alors parfois source d'erreur. Ainsi, une validation pourrait être effectuée en utilisant à nouveau les résultats du projet MexNext [Boorsma and Schepers, 2014], qui propose aussi des données lorsque la turbine est placée en condition décalée. Il s'agirait alors d'utiliser les cas numériques déjà construits et de fixer un angle de Yaw pour étudier la réaction de notre modèle.

S'il ne semble pas envisageable, aujourd'hui, d'utiliser un tel logiciel CFD pour le développement de fermes au vu des capacités de calculs que possèdent les industriels, il pourra être utilisé pour alimenter des modèles "engineering". Ces modèles, plus simples et plus rapides, peuvent par exemple fournir des évaluations du sillage ou de production. Pour donner ces résultats, ils utilisent des lois qui nécessitent préalablement d'être calibrées grâce à des mesures expérimentales, mais aussi grâce à des résultats numériques de référence : c'est là que le couplage des modèles éoliens avec Meso-NH interviendrait. Les modèles engineering pourront alors servir à déterminer le placement des éoliennes sur un terrain identifié, et ils offriront de plus la possibilité d'optimiser la production des champs éoliens à l'aide de la technique dite de « wake steering » qui consiste à placer les éoliennes en Yaw pour décaler leurs sillages afin qu'ils n'interfèrent pas avec les turbines en aval.

Enfin, pour aller plus loin, d'autres problématiques importantes semblent pouvoir être traitées grâce à des développements en cours. Depuis peu, Meso-NH peut aussi simuler les courants marins grâce à une LES couplée à l'atmosphère suite à un partenariat entre le CNRM et IFREMER. Dès lors, l'outil pourrait plus tard être utilisé pour la conception des fondations des parcs éoliens (lignes d'encrage, plateforme ou flotteurs), domaine sur lequel IFPEN se penche depuis plusieurs années. L'ensemble de la structure de l'éolienne serait alors simulée dans un environnement réaliste, ce qui permettrait de connaître avec précision les contraintes qu'elle subit. Par ailleurs, la formation de givre sur les pales est un des problèmes majeur pour les parcs. Alors que l'air froid est plus dense et permet de produire davantage d'énergie, la formation du givre force les exploitants à imposer l'arrêt des turbines. En effet, l'accrétion de glace est non seulement dangereuse car des blocs peuvent être projetés par le mouvement du rotor, mais aussi gênante puisqu'en modifiant la forme des profils aérodynamiques et l'équilibre des chargements, les pales subissent des vibrations qui accentuent l'usure des turbines. Ainsi le modèle pourrait, dans un premier temps, être utilisé lors de la phase de prospection pour caractériser le risque d'apparition de givre sur un site donné. Et, dans un second temps, il pourrait servir à étudier l'accrétion de givre sur les pales, domaine vaste et complexe sur lequel la communauté aéronautique se penche déjà depuis plusieurs années [Potapczuk, 1999].

Abréviations

1D	1 Dimension
2D	2 Dimensions
3D	3 Dimensions
AD	A ctuator D isk
ADR	A ctuator D isk R otatif
ADNR	A ctuator D isk N on R otatif
ALM	A ctuator L ine M ethod
BEM	B lade E lement M omentum
CEN4TH	CEN tré au 4th ordre
CFD	C omputational F luid D ynamics
CFL	C ourant F riedrichs L ewy
CLA	C ouche L imite A tmopshérique
CNRM	C entre N ational de R echerche M étéorologique
CNRS	C entre N ational de R echerche S cientifique
DNS	D irect N umerical S imulation
EPFL	E cole P olytechnique F édérale de L ausanne
FFT	F ast F ourier T ransform
FIRE	F irst I nternational R egional E xperiment
FIT	F orward I n T ime
IEA	I nternational E nergy A gency
IFPEn	IFP É nergies nouvelles
LA	L aboratoire d' A érologie
LES	L arge E ddy S imulation
OpenFOAM	O pen F ield O peration A nd M anipulation
MEEM	M inistère de l' E nvironnement, de l' É nergie et de la M er
MERRA	M odern- E ra R etrospective analysis for R esearch and A pplications
Meso-NH	M esocale N on H ydrostatique M odel
MF	M étéo F rance
NewMEXICO	N ew M odel E Xperiment I n C ontrolled C onditions
NREL	N ational R enewable E nergy de L aboratory
PIV	P articule I mage V elocymetry
PPE	P rogrammation P luriannuelle de l' É nergie
PPM	P iecewise P arabolic M ethod
RK53	R oung K utta associé au schéma W ENO d'ordre 5 ou 3
RANS	R eynolds A veraged N avier- S tokes
RKC4	R oung K utta associé au schéma C entré d'ordre 4
RTE	R éseau de T ransport d' É lectricité
SCADA	S upervisory C ontrol A nd D ata A cquisition

SOWFA	S imulator fO r W ind F arm A pplication
SURFEX	SURF ace EX ternalisée
TEB	T own E nergy B alance
TKE	T urbulent K inetic E nergy
TKE-L	T urbulent K inetic E nergy and mixing L ength closure
TSR	T ip S peed R atio
UMR	U nité M ixte de R echerche
WENO5	W eighted E ssentially N on O scillating d'ordre 5
WIRE	W ind E ngineering and R enewable E nergy laboratory
WRF	W eather R esearch and F orecasting

Symboles

–	Chapitre 2 : La CLA et sa modélisation	–
b_{ij}	Partie anisotrope du tenseur de Reynolds	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
c_{pd}	Capacité spécifique de l'air sec à pression constante	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$
e	Énergie cinétique turbulente	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
$\vec{f}_v = (f_{v_i}, f_{v_j}, f_{v_k})$	Force volumique quelconque	$\text{N} \cdot \text{m}^{-3}$
\vec{g}	Vecteur accélération de la gravité	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
l	Longueur caractéristique d'un tourbillon	m
m_c	Masse de l'eau liquide nuageuse contenue l'air	kg
m_d	Masse de l'air sec	kg
m_l	Masse de l'eau liquide (totale) contenue l'air	kg
m_v	Masse de l'eau vapeur contenue l'air	kg
q_T	Humidité spécifique totale de l'air	\emptyset
r_c	Rapport de mélange de l'eau liquide nuageuse contenue l'air	$\text{kg} \cdot \text{kg}^{-1}$
r_l	Rapport de mélange de l'eau liquide (totale) contenue l'air	$\text{kg} \cdot \text{kg}^{-1}$
r_v	Rapport de mélange de l'eau vapeur contenue l'air	$\text{kg} \cdot \text{kg}^{-1}$
t	Date	s
u	Vent axial	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
v	Vent orthogonal	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
(x_i, x_j, x_k)	Repère cartésien	m
A	Point quelconque	\emptyset
B_{ij}	Tenseur	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$
C_p	Capacité thermique de l'air humide à pression constante	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$
C_{pd}	Capacité thermique de l'air sec à pression constante	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$
E	Fonction du spectre d'énergie	$\text{J} \cdot \text{m}$
E_{int}	Énergie interne	J
$E_{conductivité}$	Énergie transitant par conductivité thermique	J
L_m	Longueur de mélange	m
L_m	Longueur de dissipation	m
N_{BV}	Fréquence de Brunt-Väisälä.	s^{-1}
L_v	Chaleur latente de vaporisation de l'eau	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
M	Masse d'une particule fluide	kg
P_0	Pression de référence	Pa
P	Pression	Pa
R_d	Constante des gaz parfaits	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
R_{ij}	Tenseur de rotation	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
R_h	Humidité relative	$\%$

S	Surface quelconque	m^2
S_{ij}	Tenseur de déformation	$m.s^{-1}$
T	Température	K
$\vec{U} = (U_i, U_j, U_k)$	Vecteur vitesse du vent	$m.s^{-1}$
V	Volume quelconque	m^3
Z_{ij}	Tenseur	$m^3.s^{-3}$
β_i	Constante	$m.s^{-2}.K^{-1}$
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	\emptyset
θ	Température potentielle	K
θ_l	Température potentielle d'eau liquide	K
θ_v	Température potentielle virtuelle	K
ϵ	Dissipation visqueuse	$m^2.s^{-3}$
ϵ_θ	Dissipation turbulente de la chaleur	$K^2.s^{-1}$
ϵ_q	Dissipation turbulente de l'humidité	s^{-1}
$\epsilon_{\theta q}$	Dissipation turbulente chaleur/humidité	$K^2.s^{-1}$
κ	Nombre d'onde	$rad.m^{-1}$
λ_θ	Conductivité thermique de l'air	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique de l'air	$kg.m^{-1}.K^{-1}$
ν	Viscosité cinématique de l'air	$m^2.K^{-1}$
ν_θ	Diffusivité thermique de l'air	$m^2.s^{-1}$
ν_{qT}	Diffusion moléculaire de l'air	$m^2.s^{-1}$
ρ	Masse volumique de l'air	$kg.m^{-3}$
ρ_c	Masse volumique de l'eau liquide nuageuse contenue dans l'air	$kg.m^{-3}$
ρ_d	Masse volumique de l'air sec	$kg.m^{-3}$
ρ_l	Masse volumique de l'eau liquide (totale) contenue dans l'air	$kg.m^{-3}$
ρ_v	Masse volumique de l'eau vapeur contenue dans l'air	$kg.m^{-3}$
ρ_{sat}	Masse volumique de l'eau vapeur saturante de l'air	$kg.m^{-3}$
Π_{ij}	Terme de presso-corrélation vent/vent	$m^2.s^{-3}$
$\Pi_{i\theta}$	Terme de presso-corrélation vent/chaleur	$m.K.s^{-2}$
Π_{iq}	Terme de presso-corrélation vent/humidité	$m.s^{-2}$
Σ_{ij}	Tenseur	$m^3.s^{-3}$
$\vec{\Omega}$	Vecteur vitesse de rotation de la Terre	$rad.s^{-1}$
—	Chapitre 3 : L'éolien et sa modélisation	—
a	Facteur d'induction axiale	\emptyset
c	Corde du profil	m
dt	Durée du bilan	s
dF_X^{Cyl}	Force normale infinitésimale dans le repère cylindrique	N
dF_θ^{Cyl}	Force tangentielle infinitésimale dans le repère cylindrique	N
$dF_g^g = (dF_x^g, dF_y^g, dF_z^g)$	Force infinitésimale dans le repère global	N
$(\vec{e}_{x_{cyl}}, \vec{e}_{y_{cyl}}, \vec{e}_{z_{cyl}})$	Repère cylindrique R_{cyl}	m
$(\vec{e}_{x_{elmt}}, \vec{e}_{y_{elmt}}, \vec{e}_{z_{elmt}})$	Repère élément R_{elmt}	m
$(\vec{e}_{x_g}, \vec{e}_{y_g}, \vec{e}_{z_g})$	Repère global R_G	m
m	Masse du système fluide	kg
p_d^+	Pression statique face amont du disque	Pa

\bar{p}_d	Pression statique face avale du disque	Pa
p_w	Pression statique avale	Pa
p_∞	Pression statique amont	Pa
q_{mvt}	Quantité de mouvement d'un élément fluide	N.s
r	Rayon de l'élément pale considéré	m
r_{tip}	Rayon en bout de pale	m
$(\vec{x}_{B_i}, \vec{y}_{B_i}, \vec{z}_{B_i})$	Repère R_{B_i} associé à la pale n°i	\emptyset
$(\vec{x}_{E_{ij}}, \vec{y}_{E_{ij}}, \vec{z}_{E_{ij}})$	Repère $R_{E_{ij}}$ associé à l'élément n°j et pale n°i	\emptyset
$(\vec{x}_H, \vec{y}_H, \vec{z}_H)$	Repère R_H associé au hub	\emptyset
$(\vec{x}_N, \vec{y}_N, \vec{z}_N)$	Repère R_N associé à la nacelle	\emptyset
$(\vec{x}_T, \vec{y}_T, \vec{z}_T)$	Repère R_T associé à la tour	\emptyset
A_d	Surface du disque rotor	m ²
C_L	Coefficient de portance	\emptyset
C_D	Coefficient de trainée	\emptyset
C_{P_T}	Coefficient de puissance	\emptyset
C_{T_d}	Coefficient de poussée évalué au niveau du rotor	\emptyset
C_{T_∞}	Coefficient de poussée usuel	\emptyset
D_m	Débit massique du système fluidique	kg.s ⁻¹
F_L	Force de portance infinitésimale	N
F_D	Force de trainée infinitésimale	N
F_T	Force de poussée du vent subie par l'éolienne	N
I_u	Intensité de turbulence du vent axial	%
L	Longueur caractéristique	m
N	Nombre d'échantillons	\emptyset
N_{pales}	Nombre de pales	\emptyset
P_T	Puissance de poussée récupérée par l'éolienne	W
Re	Nombre de Reynolds	\emptyset
S	Surface portante	m ²
S_{app}	Surface apparente portante	m ²
$\vec{U} = (U_1, U_2, U_3)$	Vecteur vitesse du vent dans le repère global	m.s ⁻¹
U	Vitesse de vent quelconque	m.s ⁻¹
U_d	Vitesse axiale à la traversée du disque	m.s ⁻¹
\vec{U}_{rel}	Vitesse relative	m.s ⁻¹
U_{trans}^{ij}	Vitesse de translation de l'élément i, j	m.s ⁻¹
U_{vent}^{ij}	Vitesse incidente du vent frappant l'élément i, j	m.s ⁻¹
U_W	Vitesse axiale avale	m.s ⁻¹
$\vec{U} = (U_X, U_R, U_\theta)$	Vecteur vitesse du vent dans le repère cylindrique	m.s ⁻¹
U_∞	Vitesse axiale amont	m.s ⁻¹
R_\clubsuit	Repère associé à \clubsuit	\emptyset
α	Angle d'attaque d'un élément	rad
β	Angle de calage d'un élément	rad
θ	Angle d'azimuth d'une pale	rad
λ	Tip speed ratio	\emptyset
μ	Viscosité dynamique de l'air	kg.m ⁻¹ .K ⁻¹
ξ	Angle de pitch d'un élément	rad

ρ	Masse volumique de l'air	kg.m^{-1}
σ_u	Ecart type du vent axial	m.s^{-1}
φ	Angle formé par \vec{U}_{rel} et le plan rotor	rad
χ	Angle de twist d'un élément	rad
Ω	Vitesse de rotation azimutale de l'éolienne	rad.s^{-1}
\clubsuit, \spadesuit	Ensembles cinématiques	\emptyset
$\mathcal{M}_{R_{\spadesuit} \rightarrow R_{\clubsuit}}$	Matrice de passage de R_{\spadesuit} à R_{\clubsuit}	\emptyset
ϑ	Tenseur cinématique	$(\text{rad.s}^{-1}; \text{m.s}^{-1})$
—	Chapitre 4 : Couplage numériques	—
(a_L, b_L, d_L)	Constantes à fixer	\emptyset
(a_D, b_D, d_D)	Constantes à fixer	\emptyset
d	Distance entre la maille étudiée et la maille du rotor	m
f	fonction de correction de Prandtl	\emptyset
n_{ALM}	Nombre critère pour l'ALM	\emptyset
n_{CFL}	Nombre de Courant-Friedrichs-Lewy	\emptyset
r	Rayon de l'élément pale considéré	m
r_{hub}	Rayon en pied de pale	m
r_{tip}	Rayon en bout de pale	m
C_D	Coefficient de trainée	\emptyset
C_L	Coefficient de portance	\emptyset
$C_{T\infty}$	Coefficient de poussée usuel	\emptyset
F_D	Force de trainée infinitésimale	N
F_L	Force de portance infinitésimale	N
F_T	Force de poussée du vent subie par l'éolienne	N
N_{pales}	Nombre de pales	\emptyset
N_{split}	Sub-division du pas de temps	\emptyset
Re	Nombre de Reynolds	\emptyset
U_d	Vitesse axiale à la traversée du disque	m.s^{-1}
\vec{U}_{rel}	Vitesse relative	m.s^{-1}
α	Angle d'attaque d'un élément	rad
β	Angle de calage d'un élément	rad
ϵ	Distance caractéristique	m
η_{ϵ}^{1D}	Fonction de distribution 1D pour lever les instabilités	m
η_{ϵ}^{3D}	Fonction de distribution 3D pour lever les instabilités	m
θ	Angle d'azimuth d'une pale	rad
ρ	Masse volumique de l'air	kg.m^{-1}
φ	Angle formé par \vec{U}_{rel} et le plan rotor	rad
Δx	Longueur d'une maille	m
Δy	Largeur d'une maille	m
Δz	Hauteur d'une maille	m
Δt	Pas de temps d'une simulation	s
Δt_{ALM}	Pas de temps ALM respectant n_{ALM}	s

Δt_{MNH}	Pas de temps Meso-NH respectant n_{CFL}	s
Ω	Vitesse de rotation azimutale de l'éolienne	rad.s ⁻¹
–	Chapitre 5 : Validation du modèle Meso-NH/ADNR	–
\vec{g}	Vecteur accélération de la gravité	m.s ⁻²
h_m	Hauteur de la colline	m
k	Constante universelle de Karman	\emptyset
r	Rayon de l'élément pale considéré	m
s	Pente du relief	\emptyset
u_*	Vitesse de friction	m.s ⁻¹
z_0	Hauteur de rugosité	m
z_s	Cote orographique	m
$C_{T\infty}$	Coefficient de poussée usuel	\emptyset
D	Diamètre de turbine	m
Fr	Nombre de Froude	\emptyset
I_u	Intensité de turbulence	\emptyset
L	Largeur à mi hauteur de la colline	m
N_x	Nombre de mailles selon \vec{x}	\emptyset
N_y	Nombre de mailles selon \vec{y}	\emptyset
N_z	Nombre de mailles selon \vec{z}	\emptyset
U	Vitesse de vent quelconque	m.s ⁻¹
U_h	Vitesse de vent à hauteur de hub	m.s ⁻¹
Re	Nombre de Reynolds	\emptyset
Z_h	Hauteur du Hub	m
Δt	Pas de temps d'une simulation	s
Δx	Longueur d'une maille	m
Δy	Largeur d'une maille	m
Δz	Hauteur d'une maille	m
θ	Température potentielle	K
σ_u	Écart-type de la vitesse de vent	m.s ⁻¹
–	Chapitre 6 : Validation du modèle Meso-NH/ALM	–
p	Pression	Pa
r	Rayon de l'élément pale considéré	m
u, v, w	Composantes du vent	m.s ⁻¹
D	Diamètre de turbine	m
F_N	Chargement normal du vent subie par l'éolienne	N.m ⁻¹
F_T	Chargement tangentiel du vent subie par l'éolienne	N.m ⁻¹
L_x	Longueur de domaine selon \vec{x}	\emptyset
L_y	Longueur de domaine selon \vec{y}	\emptyset
L_z	Longueur de domaine selon \vec{z}	\emptyset
N_{split}	Sub-division du pas de temps	\emptyset
β	Angle de calage d'un élément	rad

θ	Température potentielle	K
ρ	Masse volumique de l'air	kg.m^{-1}
Δt	Pas de temps d'une simulation	s
$\Delta t_{average}$	Durée de calcul dem moyenne	s
Δt_{MNH}	Pas de temps Meso-NH respectant n_{CFL}	s
Δx	Longueur d'une maille	m
Δy	Largeur d'une maille	m
Δz	Hauteur d'une maille	m
Ω	Vitesse de rotation azimutale de l'éolienne	rad.s^{-1}
–	Chapitre 7 : Cas des photos de Horns Rev 1	–
h_{CLA}	Hauteur de la couche limite atmosphérique	m
h_{SL}	Hauteur de la couche de surface	m
r	Rayon de l'élément pale considéré	m
r_c	Rapport de mélange de l'eau liquide nuageuse contenue l'air	kg.kg^{-1}
r_v	Rapport de mélange de l'eau vapeur contenue l'air	kg.kg^{-1}
u, v, w	Composantes du vent	m.s^{-1}
D	Diamètre de turbine	m
L_x	Longueur de domaine selon \vec{x}	\emptyset
L_y	Longueur de domaine selon \vec{y}	\emptyset
N_{split}	Sub-division du pas de temps	\emptyset
L_z	Longueur de domaine selon \vec{z}	\emptyset
R_h	Humidité relative	%
T	Température	K
β	Angle de calage d'un élément	rad
θ	Température potentielle	K
Δt	Pas de temps d'une simulation	s
Δx	Longueur d'une maille	m
Δy	Largeur d'une maille	m
Δz	Hauteur d'une maille	m
Ω	Vitesse de rotation azimutale de l'éolienne	rad.s^{-1}
–	Chapitre 8 : Étude théorique d'interactions	–
\vec{g}	Vecteur accélération de la gravité	m.s^{-2}
h	Hauteur caractéristique	m
r	Rayon de l'élément pale considéré	m
r_v	Rapport de mélange de l'eau vapeur contenue l'air	kg.kg^{-1}
r_c	Rapport de mélange de l'eau liquide nuageuse contenue l'air	kg.kg^{-1}
u, v, w	Composantes du vent	m.s^{-1}
D	Diamètre de turbine	m
L_x	Longueur de domaine selon \vec{x}	\emptyset
L_y	Longueur de domaine selon \vec{y}	\emptyset

Symboles

L_z	Longueur de domaine selon \vec{z}	\emptyset
N_{BV}	Fréquence de Brunt-Väisälä.	s^{-1}
N_{split}	Sub-division du pas de temps	\emptyset
T	Température	K
R_h	Humidité relative	%
β	Angle de calage d'un élément	rad
θ	Température potentielle	K
Δt	Pas de temps d'une simulation	s
Δx	Longueur d'une maille	m
Δy	Largeur d'une maille	m
Δz	Hauteur d'une maille	m
Ω	Vitesse de rotation azimutale de l'éolienne	rad.s^{-1}

Bibliographie

- Ira Herbert Abbott and Albert Edward Von Doenhoff. *Theory of wing sections, including a summary of airfoil data*. Courier Corporation, 1959.
- Matthew L Aitken and Julie K Lundquist. Utility-scale wind turbine wake characterization using nacelle-based long-range scanning lidar. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31(7) :1529–1539, 2014.
- Matthew L Aitken, Branko Kosović, Jeffrey D Mirocha, and Julie K Lundquist. Large eddy simulation of wind turbine wake dynamics in the stable boundary layer using the weather research and forecasting model. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 6(3) :033137, 2014.
- Cedric Alinot and Christian Masson. Aerodynamic simulations of wind turbines operating in atmospheric boundary layer with various thermal stratifications. In *ASME 2002 wind energy symposium*, pages 206–215. American Society of Mechanical Engineers, 2002.
- Idriss Ammara, Christophe Leclerc, and Christian Masson. A viscous three-dimensional differential/actuator-disk method for the aerodynamic analysis of wind farms. *Journal of Solar Energy Engineering*, 124(4) :345–356, 2002.
- Pierre Aumond, Valery Masson, Christine Lac, Benoit Gauvreau, Sylvain Dupont, and Michel Berengier. Including the drag effects of canopies : real case large-eddy simulation studies. *Boundary-layer meteorology*, 146(1) :65–80, 2013.
- Christian Bak, Frederik Zahle, Robert Bitsche, Taeseong Kim, Anders Yde, Lars Christian Henriksen, Anand Natarajan, and Morten Hartvig Hansen. Description of the dtu 10 mw reference wind turbine. *DTU Wind Energy Report-I-0092*, 5, 2013.
- Rebecca Jane Barthelmie, Ole Rathmann, Sten Tronæs Frandsen, KS Hansen, E Politis, J Prospathopoulos, K Rados, D Cabezón, W Schlez, J Phillips, et al. Modelling and measurements of wakes in large wind farms. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 75, page 012049. IOP Publishing, 2007.
- S Belamari. Report on uncertainty estimates of an optimal bulk formulation for surface turbulent fluxes. *Marine Environment and Security for the European Area—Integrated Project (MERSEA IP), Deliverable D*, 4, 2005.
- Franck Bertagnolio, Niels N Sørensen, Jeppe Johansen, and Peter Fuglsang. Wind turbine airfoil catalogue. 2001.
- Albert Betz. Das maximum der theoretisch möglichen ausnützung des windes durch windmotoren. *Zeitschrift für das gesamte Turbinenwesen*, 26(307-309) :8, 1920.

- Frédéric Blondel, Gilles Ferrer, Marie Cathelain, and David Teixeira. Improving a bem yaw model based on newmexico experimental data and vortex/cfd simulations. In *Congrès Français de Mécanique*, Lille, France, August 2017. URL <https://hal-ifp.archives-ouvertes.fr/hal-01663643>.
- K Boorsma and JG Schepers. *New MEXICO experiment : Preliminary overview with initial validation*. ECN, 2014.
- P Bougeault, P Mascart, and JP Chaboureau. The meso-nh atmospheric simulation system : Scientific documentation. météo-france, cnrs, 2008.
- Philippe Bougeault, Vaéry Masson, and Fleur Couvreur. *Processus dynamiques aux interfaces Sol-atmosphère et Océan-atmosphère*. École Nationale de Météorologie, 2010.
- Simon-Philippe Breton, Frank N Coton, and Geir Moe. A study on rotational effects and different stall delay models using a prescribed wake vortex scheme and nrel phase vi experiment data. *Wind Energy : An International Journal for Progress and Applications in Wind Power Conversion Technology*, 11(5) :459–482, 2008.
- Tony Burton, David Sharpe, Nick Jenkins, and Ervin Bossanyi. *Wind energy handbook*. John Wiley & Sons, 2001.
- Marc Calaf, Charles Meneveau, and Johan Meyers. Large eddy simulation study of fully developed wind-turbine array boundary layers. *Physics of fluids*, 22(1) :015110, 2010.
- Marc Calaf, Marc B Parlange, and Charles Meneveau. Large eddy simulation study of scalar transport in fully developed wind-turbine array boundary layers. *Physics of Fluids*, 23(12) : 126603, 2011.
- G Caniaux, JL Redelsperger, and JP Lafore. A numerical study of the stratiform region of a fast-moving squall line. part i : General description and water and heat budgets. *Journal of the atmospheric sciences*, 51(14) :2046–2074, 1994.
- Y Cheng, VM Canuto, and AM Howard. An improved model for the turbulent pbl. *Journal of the Atmospheric sciences*, 59(9) :1550–1565, 2002.
- Merete Bruun Christiansen and Charlotte B Hasager. Wake effects of large offshore wind farms identified from satellite sar. *Remote Sensing of Environment*, 98(2) :251–268, 2005.
- Matthew Churchfield, Sang Lee, and Patrick Moriarty. Overview of the simulator for wind farm application (sowfa). *National Renewable Energy Laboratory*, 2012a.
- Matthew Churchfield, Sang Lee, Patrick Moriarty, Luis Martinez, Stefano Leonardi, Ganesh Vijayakumar, and James Brasseur. A large-eddy simulation of wind-plant aerodynamics. In *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, page 537, 2012b.
- Matthew J Churchfield, Scott J Schreck, Luis A Martinez, Charles Meneveau, and Philippe R Spalart. An advanced actuator line method for wind energy applications and beyond. In *35th Wind Energy Symposium*, page 1998, 2017.
- Phillip Colella and Paul R Woodward. The piecewise parabolic method (ppm) for gas-dynamical simulations. *Journal of computational physics*, 54(1) :174–201, 1984.

- J Cuxart. *Planetary boundary layer simulation : from LES to General Circulation Models*. PhD thesis, Ph. D. thesis, Universitat de Barcelona, España, 1997.
- Joan Cuxart, Philippe Bougeault, and J-L Redelsperger. A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(562) :1–30, 2000.
- James W Deardorff. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(02) :453–480, 1970.
- James W Deardorff. Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, 18(4) :495–527, 1980.
- Dale R Durran. Improving the anelastic approximation. *Journal of the atmospheric sciences*, 46(11) :1453–1461, 1989.
- Amina El Kasmi and Christian Masson. An extended $k-\varepsilon$ model for turbulent flow through horizontal-axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96(1) :103–122, 2008.
- ElectricityMap. Website, 2017. URL <https://www.electricitymap.org/>.
- D. Teixeira F. Blondel, G. Ferrer. Note technique interne au département de mécanique des fluides ifpen. Technical report, 2016.
- Y Fouquart and B Bonnel. Computations of solar heating of the earth’s atmosphere- a new parameterization. *Beitraege zur Physik der Atmosphaere*, 53 :35–62, 1980.
- Sten Frandsen and Rebecca Barthelmie. Local wind climate within and downwind of large offshore wind turbine clusters. *Wind Engineering*, 26(1) :51–58, 2002.
- Robert Edmund Froude. On the part played in propulsion by differences of fluid pressure. *Trans. Inst. Naval Architects*, 30 :390, 1889.
- Peter Fuglsang, Ioannis Antoniou, Kristian S Dahl, and Helge Aagaard Madsen. *Wind tunnel tests of the FFA-W3-241, FFA-W3-301 and NACA 63-430 airfoils*. 1998.
- Tzvi Gal-Chen and Richard CJ Somerville. On the use of a coordinate transformation for the solution of the navier-stokes equations. *Journal of Computational Physics*, 17(2) :209–228, 1975.
- Olivier Geoffroy. *Modélisation les des précipitations dans les nuages de couche limite et paramétrisation pour les modeles de circulation générale*. PhD thesis, Toulouse 3, 2007.
- Hermann Glauert. Airplane propellers. In *Aerodynamic theory*, pages 169–360. Springer, 1935.
- Hermann Glauert and André Tenot. *Aérodynamique : ailes portantes et hélice*. Dunod, 1947.
- Rafael Gómez-Elvira, Antonio Crespo, Emilio Migoya, Fernando Manuel, and Julio Hernández. Anisotropy of turbulence in wind turbine wakes. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 93(10) :797–814, 2005.
- KS Hansen. Presentation of horns rev offshore wind farm and vestas v80 wind turbine. *IEA WInd Task 31 Wakebench*, 2012.

- KS Hansen, RJ Barthelmie, D Cabezon, and E Politis. Wake measurements used in the model evaluation. *Deliverable D8*, 1, 2008.
- Charlotte Hasager, Leif Rasmussen, Alfredo Peña, Leo Jensen, and Pierre-Elouan Réthoré. Wind farm wake : The horns rev photo case. *Energies*, 6(2) :696–716, 2013.
- Stefan Ivanell, Jens N Sørensen, and Dan Henningson. Numerical computations of wind turbine wakes. In *Wind Energy*, pages 259–263. Springer, 2007a.
- Stefan Ivanell, Jens Nørkær Sørensen, R Mikkelsen, and Dan Henningson. Numerical analysis of the tip and root vortex position in the wake of a wind turbine. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 75, page 012035. IOP Publishing, 2007b.
- Stefan S. A. Ivanell. *Numerical computations of wind turbine wakes*. PhD thesis, KTH, Mechanics, Linné Flow Center, FLOW, 2009. QC 20100720.
- Patrick Jabouille, Ronan Guivarch, Philippe Kloos, Didier Gazen, Nicolas Gicquel, Luc Giraud, Nicole Asencio, Veronique Ducrocq, Juan Escobar, Jean-Luc Redelsperger, et al. Parallelization of the french meteorological mesoscale model mésonh. In *European Conference on Parallel Processing*, pages 1417–1422. Springer, 1999.
- Nicolas Jarrin. *Synthetic inflow boundary conditions for the numerical simulation of turbulence*. PhD thesis, University of Manchester, 2008.
- Pankaj K Jha, Matthew J Churchfield, Patrick J Moriarty, and Sven Schmitz. Guidelines for volume force distributions within actuator line modeling of wind turbines on large-eddy simulation-type grids. *Journal of Solar Energy Engineering*, 136(3) :031003, 2014.
- A Jimenez, Antonio Crespo, Emilio Migoya, and Javier García. Advances in large-eddy simulation of a wind turbine wake. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 75, page 012041. IOP Publishing, 2007.
- A Jimenez, Antonio Crespo, Emilio Migoya, and Javier García. Large-eddy simulation of spectral coherence in a wind turbine wake. *Environmental Research Letters*, 3(1) :015004, 2008.
- Jason Jonkman, Sandy Butterfield, Walter Musial, and George Scott. Definition of a 5-mw reference wind turbine for offshore system development. Technical report, National Renewable Energy Lab.(NREL), Golden, CO (United States), 2009.
- AN Kolmogorov. Equations of motion of an incompressible turbulent fluid. *Izv Akad Nauk SSSR Ser Phys*, 6(6) :56–58, 1942.
- C. Lac, J.-P. Chaboureau, V. Masson, J.-P. Pinty, P. Tulet, J. Escobar, M. Leriche, C. Barthe, B. Aouizerats, C. Augros, P. Aumond, F. Auguste, P. Bechtold, S. Berthet, S. Bielli, F. Bousseur, O. Caumont, J.-M. Cohard, J. Colin, F. Couvreur, J. Cuxart, G. Delautier, T. Dauhut, V. Ducrocq, J.-B. Filippi, D. Gazen, O. Geoffroy, F. Gheusi, R. Honnert, J.-P. Lafore, C. Lebeaupin Brossier, Q. Libois, T. Lunet, C. Mari, T. Maric, P. Mascart, M. Mogé, G. Molinié, O. Nuissier, F. Pantillon, P. Peyrillé, J. Pergaud, E. Perraud, J. Pianezze, J.-L. Redelsperger, D. Ricard, E. Richard, S. Riette, Q. Rodier, R. Schoetter, L. Seyfried, J. Stein, K. Suhre, M. Taufour, O. Thouron, S. Turner, A. Verrelle, B. Vié, F. Visentin, V. Vionnet, and P. Wautelet. Overview of the meso-nh model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development*, 11(5) :1929–1969, 2018. doi : 10.5194/gmd-11-1929-2018. URL <https://www.geosci-model-dev.net/11/1929/2018/>.

- Jean Philippe Lafore, J Stein, N Asencio, Ph Bougeault, V Ducrocq, J Duron, C Fischer, P Hérel, P Mascart, V Masson, et al. The meso-nh atmospheric simulation system. part i : Adiabatic formulation and control simulations. In *Annales Geophysicae*, volume 16, pages 90–109. Springer, 1997.
- Douglas K Lilly. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In *Proc. IBM Sci. Compt. Symp. Environ. Sci., White Plains, IBM, 1967*, 1967.
- Xu-Dong Liu, Stanley Osher, and Tony Chan. Weighted essentially non-oscillatory schemes. *Journal of computational physics*, 115(1) :200–212, 1994.
- Edward U Lorenz. Predictability : does the flap of a butterfly’s wings in brazil set off a tornado in texas? *Resonance*, 20(03), 1972.
- Hao Lu and Fernando Porté-Agel. Large-eddy simulation of a very large wind farm in a stable atmospheric boundary layer. *Physics of Fluids*, 23(6) :065101, 2011.
- Hao Lu and Fernando Porté-Agel. On the impact of wind farms on a convective atmospheric boundary layer. *Boundary-layer meteorology*, 157(1) :81–96, 2015.
- H Aagaard Madsen. A cfd analysis of the actuator disc flow compared with momentum theory results. In *10th IEA meeting on aerodynamics*, pages 109–124. Technical University of Denmark. Department of Fluid Mechanics, 1997.
- Nikola Marjanovic. *Simulation of the Atmospheric Boundary Layer for Wind Energy Applications*. University of California, Berkeley, 2015.
- Valéry Masson. A physically-based scheme for the urban energy budget in atmospheric models. *Boundary-layer meteorology*, 94(3) :357–397, 2000.
- Valéry Masson, P Le Moigne, E Martin, S Faroux, A Alias, R Alkama, S Belamari, A Barbu, A Boone, F Bouyssel, et al. The surfexv7. 2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of earth surface variables and fluxes. *Geoscientific Model Development*, 6 : 929–960, 2013.
- MEEM. Guide relatifs à l’élaboration des études d’impacts des projets de parcs éoliens terrestres - ministère de l’environnement, de l’énergie et de la mer, 2016.
- MEEM. Guide d’évaluation des impacts sur l’environnement des parcs éoliens en mer - ministère de l’environnement, de l’énergie et de la mer, 2017.
- F Mesinger and A Arakawa. Numerical methods used in atmospheric models, volume 1. In *Global Atmospheric Research Program World Meteorological Organization, Geneva (Switzerland)*., 1976.
- Meso-NH. Website, 2019. URL <http://mesonh.aero.obs-mip.fr/>.
- Alexander R Meyer Forsting, Georg Raimund Pirrung, and Néstor Ramos-García. A vortex-based tip/smearing correction for the actuator line. *Wind Energy Science*, 4(2) :369–383, 2019.
- Robert Mikkelsen. *Actuator disc methods applied to wind turbines*. Technical University of Denmark. PhD thesis, PhD Thesis, 2003.

- JD Mirocha, B Kosovic, ML Aitken, and JK Lundquist. Implementation of a generalized actuator disk wind turbine model into the weather research and forecasting model for large-eddy simulation applications. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 6(1) :013104, 2014.
- Jeffrey D Mirocha, Daniel A Rajewski, Nikola Marjanovic, Julie K Lundquist, Branko Kosović, Caroline Draxl, and Matthew J Churchfield. Investigating wind turbine impacts on near-wake flow using profiling lidar data and large-eddy simulations with an actuator disk model. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 7(4) :043143, 2015.
- Eli J Mlawer, Steven J Taubman, Patrick D Brown, Michael J Iacono, and Shepard A Clough. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : Rrtm, a validated correlated-k model for the longwave. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 102(D14) :16663–16682, 1997.
- Chin-Hoh Moeng. A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 41(13) :2052–2062, 1984.
- J. Nathan, C. Masson, and L. Dufresne. Near-wake analysis of actuator line method immersed in turbulent flow using large-eddy simulations. *Wind Energy Science*, 3(2) :905–917, 2018. doi : 10.5194/wes-3-905-2018. URL <https://www.wind-energ-sci.net/3/905/2018/>.
- JP Pinty and P Jabouille. A mixed-phase cloud parameterization for use in mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations. In *Conf. on Cloud Physics*, pages 217–220. Amer. Meteor. Soc Everett, WA, 1998.
- Fernando Porté-Agel, Yu-Ting Wu, Hao Lu, and Robert J Conzemius. Large-eddy simulation of atmospheric boundary layer flow through wind turbines and wind farms. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 99(4) :154–168, 2011.
- Fernando Porté-Agel, Hao Lu, and Yu-Ting Wu. Interaction between large wind farms and the atmospheric boundary layer. *Procedia Iutam*, 10 :307–318, 2014.
- Fernando Porte-Agel, Majid Bastankhah, and Sina Shamsoddin. Wind-turbine and wind-farm flows : a review. *Boundary-layer meteorology.*, September 2019. URL <http://dro.dur.ac.uk/29141/>.
- Mark Potapczuk. A review of nasa lewis’ development plans for computational simulation of aircraft icing. In *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 243, 1999.
- PPE. Programmation pluriannuelle de l’énergie 2019-2023 2024-2028 - ministère de la transition énergétique, 2019.
- L Prandtl. Appendix to betz’s article : Schraubenpropeller mit geringstem energieverlust-mit einem zusatz von l. prandtl. *Göttinger Klassiker der Strömungsmechanik Bd, 3* :89–92, 1919.
- WJ Rankine. On the mechanical principles of the action of propellers. *Trans. Inst. Naval Architects*, 6 :13–39, 1865.
- Jean-Luc Redelsperger and Gilles Sommeria. Méthode de représentation de la turbulence d’échelle inférieure à la maille pour un modèle tri-dimensionnel de convection nuageuse. *Boundary-Layer Meteorology*, 21(4) :509–530, 1981.
- Jean-Luc Redelsperger and Gilles Sommeria. Three-dimensional simulation of a convective storm : Sensitivity studies on subgrid parameterization and spatial resolution. *Journal of the atmospheric sciences*, 43(22) :2619–2635, 1986.

- Michele M Rienecker, Max J Suarez, Ronald Gelaro, Ricardo Todling, Julio Bacmeister, Emily Liu, Michael G Bosilovich, Siegfried D Schubert, Lawrence Takacs, Gi-Kong Kim, et al. Merra : Nasa's modern-era retrospective analysis for research and applications. *Journal of climate*, 24(14) :3624–3648, 2011.
- RTE, SER, Enedis, ADEeF, and Agence ORE. Panorama de l'électricité renouvelable au 31 mars 2019, 2019.
- Irina Sandu, Jean-Louis Brenguier, Olivier Geoffroy, Odile Thouron, and Valery Masson. Aerosol impacts on the diurnal cycle of marine stratocumulus. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(8) :2705–2718, 2008.
- Sina Shamsoddin and Fernando Porté-Agel. Large-eddy simulation of atmospheric boundary-layer flow through a wind farm sited on topography. *Boundary-Layer Meteorology*, 163(1) : 1–17, 2017.
- Sina Shamsoddin and Fernando Porté-Agel. Wind turbine wakes over hills. *Journal of Fluid Mechanics*, 855 :671–702, 2018.
- Wen Zhong Shen, Jens Nørkær Sørensen, and Robert Mikkelsen. Tip loss correction for actuator/navier–stokes computations. *Journal of Solar Energy Engineering*, 127(2) :209–213, 2005.
- Joseph Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3) :99–164, 1963.
- Gilles Sommeria. Three-dimensional simulation of turbulent processes in an undisturbed trade wind boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(2) :216–241, 1976.
- Jens N Sørensen and Asger Myken. Unsteady actuator disc model for horizontal axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 39(1-3) :139–149, 1992.
- Jens Nørkær Sørensen and Carsten Weber Kock. A model for unsteady rotor aerodynamics. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics*, 58(3) :259–275, 1995.
- Jens Nørkær Sørensen and Wen Zhong Shen. Numerical modeling of wind turbine wakes. *Journal of fluids engineering*, 124(2) :393–399, 2002.
- JN Sørensen, WZ Shen, and X Munduate. Analysis of wake states by a full-field actuator disc model. *Wind Energy*, 1(2) :73–88, 1998.
- R. C. Storey, S. E. Norris, and J. E. Cater. An actuator sector method for efficient transient wind turbine simulation. *Wind Energy*, 18(4) :699–711, 2015. doi : 10.1002/we.1722. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/we.1722>.
- Roland B Stull. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, volume 13. Springer Science & Business Media, 1988.
- Mandar Tabib, M Salman Siddiqui, Eivind Fonn, Adil Rasheed, and Trond Kvamsdal. Near wake region of an industrial scale wind turbine : comparing les-alm with les-smi simulations using data mining (pod). In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 854, page 012044. IOP Publishing, 2017.

- Wei Tian, Ahmet Ozbay, Wei Yuan, Partha Sarakar, and Hui Hu. An experimental study on the performances of wind turbines over complex terrain. *AIAA Paper*, (2013-0612), 2013.
- Wei Tong. *Wind power generation and wind turbine design*. WIT press, 2010.
- Niels Troldborg. *Actuator Line Modeling of Wind Turbine Wakes*. PhD thesis, 1 2009.
- Isaac Van der Hoven. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. *Journal of meteorology*, 14(2) :160–164, 1957.
- LJ Vermeer, Jens Nørkær Sørensen, and Antonio Crespo. Wind turbine wake aerodynamics. *Progress in aerospace sciences*, 39(6-7) :467–510, 2003.
- B Vié, JP Pinty, S Berthet, and M Leriche. Lima (v1. 0) : A quasi two-moment microphysical scheme driven by a multimodal population of cloud condensation and ice freezing nuclei. *Geoscientific Model Development*, 9(2) :567, 2016.
- Najda Villefranque, Fleur Couvreur, Richard Fournier, Stéphane Blanco, Céline Cornet, Vincent Eymet, Vincent Forest, and Jean-Marc Tregan. Path-tracing monte carlo libraries for 3d radiative transfer in cloudy atmospheres. *arXiv preprint arXiv :1902.01137*, 2019.
- OD Vries. On the theory of the horizontal-axis wind turbine. *Annual review of fluid mechanics*, 15(1) :77–96, 1983.
- Richard Wilson. Une introduction la physique dans la couche limite planétaire. 2013.
- Yu-Ting Wu and Fernando Porté-Agel. Large-eddy simulation of wind-turbine wakes : evaluation of turbine parametrisations. *Boundary-layer meteorology*, 138(3) :345–366, 2011.
- Yu-Ting Wu and Fernando Porté-Agel. Modeling turbine wakes and power losses within a wind farm using les : An application to the horns rev offshore wind farm. *Renewable Energy*, 75 : 945–955, 2015.

Liste des figures

1.1	Condensation spontanée du parc offshore de Horns Rev 1, Danemark ©Vattenfall	3
2.1	Schéma de structure de l’atmosphère terrestre, avec profil vertical de température	7
2.2	Couche Limite Atmosphérique (CLA) et Atmosphère Libre (adapté de [Bougeault et al., 2010])	8
2.3	Spectre d’énergie massique du vent horizontal proche de la surface (d’après Van der Hoven [1957])	11
2.4	Schématisation de la cascade énergétique grâce au spectre énergétique	12
2.5	Cycle diurne typique de la CLA (d’après Stull [1988])	13
2.6	Profils typiques du module de vitesse moyenne horizontale $\sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2}}$ (gauche) et température potentielle virtuelle $\overline{\theta}_v$ (droite) au cours de la journée, adapté de Stull [1988]	14
2.7	Profils typiques du module de vitesse moyenne horizontale $\sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2}}$ (gauche) et température potentielle virtuelle moyenne $\overline{\theta}_v$ (droite) au cours de la nuit, adapté de Stull [1988]	15
2.8	Schématisation de la méthode LES : illustration sur le spectre d’énergie	16
2.9	Schématisation des étapes successives permettant d’obtenir les équations de la CLA	17
2.10	Schématisation d’un élément de volume pour l’équation de continuité	19
2.11	Illustration de la décomposition de Reynolds pour la mesure d’une vitesse de vent	22
2.12	Schématisation des étapes successives permettant d’obtenir les équations des flux moyens d’ordre 2	24
2.13	Système de coordonnées de Meso-NH [Bougeault et al.]	26
3.1	Évolution chronologique de la taille et de la puissance des éoliennes	31
3.2	Puissance éolienne raccordée par régions au 31 mars 2019 RTE et al. [2019]	32
3.3	Couverture de la consommation en année glissante au 31 mars 2019 RTE et al. [2019]	32
3.4	Éolienne : Convertisseur d’énergie	33
3.5	Schéma général d’une éolienne	34
3.6	Photo d’une tour (A.) d’éolienne pendant le montage. Photo d’une nacelle (B.), de pales (C. et D.) d’éolienne avant le montage. Parc éolien de VALOREM.	35
3.7	Courbe de puissance typique d’une éolienne de 2MW	35
3.8	Schématisation des différentes régions de l’écoulement résultant de l’interaction entre le vent turbulent de la couche limite atmosphérique et une éolienne. Les caractéristiques instantanées (en haut) et moyennes (en bas) de l’écoulement sont mises en évidence. Schéma issu de Porte-Agel et al. [2019]	36
3.9	Représentation du tube de courant traversant une éolienne. Adapté de [Burton et al., 2001]	40
3.10	Tube de courant traversant une éolienne et ses variables associées. Adapté de [Burton et al., 2001]	41

3.11	Variations des coefficients $C_{T\infty}$ et $C_{P_{T\infty}}$ en fonction de a F. Blondel [2016]	43
3.12	Illustration du principe de la théorie de l'élément de pale	44
3.13	Illustration des différents repères	45
3.14	Triangle de vitesses associé à sa section	47
3.15	Discrétisation physique de l'ADR	49
3.16	Illustration du principe du modèle d'Actuator Line	50
3.17	Illustration des différents repères	51
4.1	Schématisation du couplage entre Meso-NH et modèles éoliens	57
4.2	Illustration de la discrétisation d'une éolienne pour l'ADNR	58
4.3	Illustration de l'application des forces de traînée dans le domaine de Meso-NH	59
4.4	Schéma de la projection gaussienne 1D des efforts	60
4.5	Schéma de la projection linéaire 1D des efforts	60
4.6	Algorithme du programme de couplage entre Meso-NH et l'Actuator Disk Rotatif	61
4.7	Illustration 2D du couplage des maillages entre Meso-NH (bleu) et l'ADR (orange)	62
4.8	Algorithme du programme de couplage entre Meso-NH et l'Actuator Line Method	65
4.9	Illustration de la construction cinématique du maillage de la méthode ALM. Chaque couleur correspond à une classe d'équivalence cinématique, et chaque flèche le mouvement possible qui lui est associé.	66
4.10	Illustration de la méthode de Time splitting pour un cas $N_{split} = 3$	68
5.1	Coupe (x, z) de la colline de Gauss bidimensionnelle à échelle réelle	74
5.2	Profils initiaux de vitesses moyennes du vent axial et d'intensité de turbulence en amont du domaine (les données expérimentales sont issues de Tian et al. [2013] et les données EPFL-WIRE-LES de Shamsoddin and Porté-Agel [2017])	74
5.3	Valeurs typiques d'intensité de turbulence pour différentes valeurs de vitesses de vent à hauteur de hub onshore, adapté de [Tong, 2010]	75
5.4	Illustration du domaine de simulation, avec les cubes trainants à gauche, et la colline gaussienne en vert au centre et les cinq éoliennes disposées en rouge	76
5.5	Profils de vitesses moyennes du vent axial, sur les 5 positions de la colline, sans éolienne (les données expérimentales sont issues de Tian et al. [2013] et les données EPFL-WIRE-LES de Shamsoddin and Porté-Agel [2017])	77
5.6	Coupe verticale en milieu de domaine du champ 2D de vitesses de vent axial, sans éolienne sur la colline. Les lignes en pointillés blanc indiquent les positions étudiées	78
5.7	Profils d'intensité de turbulence du vent axial, sur les 5 positions de la colline, sans éolienne (les données expérimentales sont issues de Tian et al. [2013] et les données EPFL-WIRE-LES de Shamsoddin and Porté-Agel [2017])	79
5.8	Coupe verticale en milieu de domaine du champ 2D d'intensité de turbulence du vent axial, sans éolienne sur la colline. Les lignes en pointillés blanc indiquent les positions étudiées	79
5.9	Profils de vitesses moyennes du vent axial, sur les 5 positions de la colline, avec éoliennes (les données expérimentales sont issues de Tian et al. [2013] et les données EPFL-WIRE-LES de Shamsoddin and Porté-Agel [2017])	80
5.10	Coupe verticale en milieu de domaine du champ 2D de vitesses moyennes de vent axial, avec 5 éoliennes sur la colline	81
5.11	Coupe verticale en milieu de domaine du champ 2D de vitesses instantanées de vent axial, avec 5 éoliennes sur la colline	81
5.12	Coupe verticale en milieu de domaine du champ 2D d'intensité de turbulence du vent axial, avec 5 éoliennes sur la colline	82

5.13	Profils d'intensité de turbulence du vent axial, sur les 5 positions de la colline, avec éoliennes (les données expérimentales sont issues de Tian et al. [2013] et les données EPFL-WIRE-LES de Shamsoddin and Porté-Agel [2017])	82
6.1	Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur évalués par Meso-NH le long de la pale pour le cas 10 m/s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], avec CASTOR et SOWFA Blondel et al. [2017]	87
6.2	Illustration pour la mesure PIV. La mesure est effectuée le long de la ligne orange.	88
6.3	Comparaison des traveses axiales PIV évaluées par Meso-NH pour le cas 10 /s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], avec CASTOR et SOWFA Blondel et al. [2017]	89
6.4	Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur évalués par Meso-NH le long de la pale pour le cas 10 m/s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], selon différentes valeurs de Time Splitting	90
6.5	Comparaison des traverses axiales PIV évaluées par Meso-NH pour le cas 10 m/s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], selon différentes valeurs de Time Splitting	91
7.1	Profils verticaux de vitesses de vent, de températures et du rapport de mélange de vapeur d'eau pour le parc réduit. Les données du mât M6 sont issues de Hasager et al. [2013]. Les lignes horizontales pointillés noirs désignent les hauteurs inférieures et supérieures des rotors et celle du hub.	101
7.2	Coupe verticale en milieu de domaine de l'humidité relative R_h . Les segments rouges (–) indiquent la position des éoliennes.	103
7.3	Tracé 3D d'iso-contours du rapport de mélange d'eau nuageuse r_c (gris). Les pales d'éoliennes sont représentées en blanc.	104
7.4	Profils verticaux de vitesses de vent, de températures et du rapport de mélange de vapeur d'eau pour le parc complet. Les données du mât M6 sont issues de Hasager et al. [2013]. Les lignes horizontales pointillés noirs désignent les hauteurs inférieures et supérieures des rotors et celle du hub.	104
7.5	Plan du parc offshre Horns Rev 1. Les points bleus (●) indiquent la positions des éoliennes. Les croix noires (+) indiquent la position des mats météorologiques. La boîte dessinée par un trait noir épais dénote le domaine de simulation.	105
7.6	Coupes horizontales de l'humidité relative R_h à 20m (A) et 110m (B) au-dessus de la mer. Les segments noirs (–) indiquent la position des éoliennes.	106
7.7	Coupes horizontales du rapport de mélange de vapeur d'eau r_v à 20m (A) et 110m (B) au-dessus de la mer. Les segments noirs (–) indiquent la position des éoliennes.	107
7.8	Coupes horizontales de la température potentielle θ à 20m (A) et 110m (B) au-dessus de la mer. Les segments noirs (–) indiquent la position des éoliennes.	107
7.9	Coupe verticale du rapport de mélange en eau nuageuse à travers la 4 ^{ème} ligne d'éoliennes (A). Un zoom est proposé sur les premières (B). Les segments continus rouges (–) indiquent la position des rotors. Les lignes pointillées bleues (- -) en A indiquent la portion zoomée de B.	108
7.10	A. Photographie du parc éolien Horns Rev 1 (12/02/2008 vers 10 : 10 UTC), prise du sud Hasager et al. [2013]. Copyright : Vattenfall. Photographe : Christian Steiness. B. Post-traitement du rapport de mélange en eau nuageuse. Plus de détails sur le code de post-traitement peuvent être trouvés dans [Villefranque et al., 2019]. Les éoliennes ne sont pas représentées.	108

7.11	A. Photographie du parc éolien Horns Rev 1 (12/02/2008 vers 10 :10 UTC), prise du sud-est Hasager et al. [2013]. Copyright : Vattenfall. Photographe : Christian Steiness. B. Post-traitement du rapport de mélange en eau nuageuse. Plus de détails sur le code de post-traitement peuvent être trouvés dans [Villefranque et al., 2019]. Les éoliennes ne sont pas représentées.	109
8.1	Profils verticaux de vitesses de vent, de température et du rapport de mélanges de vapeur d'eau, pour le cas d'un temps clair (bleu) et en présence d'un stratocumulus (vert). Les lignes en pointillés colorés indiquent l'état initial. Les lignes en trait plein sont obtenues après 3 heures de simulation préliminaire. Les lignes horizontales en pointillés noirs désignent les hauteurs inférieure et supérieure des rotors et celle du hub.	113
8.2	Plan du parc théorique simulé. Les points bleus • indiquent la position des éoliennes. Les boîtes en traits épais noir (–) et violet (–) épais désignent respectivement le domaine père et le domaine fils. Les moyennes spatiales (selon l'axe y) sont effectuées dans la zone délimitée par les pointillés bleus (– –)	114
8.3	Coupes verticales de la température potentielle $\bar{\theta}$ (moyenne spatiale des champs instantanés selon y). Simulations par temps clair avec éoliennes (A.), sans éolienne (B.), et différence des deux (C.) (=A-B). Les segments noirs (–) indiquent la position des turbines.	115
8.4	Coupes verticales de l'humidité relative $\overline{R_h}$ (moyenne spatiale des champs instantanés selon y). Simulations par temps clair avec éoliennes (A.), sans éolienne (B.), et différence des deux (C.) (=A-B). Les segments noirs (–) indiquent la position des turbines.	117
8.5	Coupes verticales de la température potentielle $\bar{\theta}$ (moyenne spatiale des champs instantanés selon y). Simulation en présence de stratocumulus avec éoliennes (A.), sans éolienne (B.), et différence des deux (C.) (=A-B). Les segments noirs (–) indiquent la position des turbines.	118
8.6	Coupes verticales du rapport de mélange en eau nuageuse \bar{r}_c (moyenne spatiale des champs instantanés selon y). Simulation en présence de stratocumulus avec éoliennes (A.), sans éolienne (B.), et différence des deux (C.) (=A-B). Les segments noirs (–) indiquent la position des turbines.	119
8.7	Coupes horizontales à 250 m de la vitesse de vent (A.), de la température potentielle (B.), et du rapport de mélange en eau nuageuse (C.). Simulation en présence de stratocumulus. Les segments noirs (–) indiquent la position des turbines.	120
B.1	Tube de courant, description lagrangienne d'un fluide se déplaçant durant dt	157
B.2	Tube de courant, schématisation pour déterminer la résultante des forces	158
D.1	Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur, et des traveres axiales PIV (u, v, w) évaluées par Meso-NH pour le cas 10m/s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], selon différents schémas numérique.	170
D.2	Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur, et des traveres axiales PIV (u, v, w) évaluées par Meso-NH pour le cas 10m/s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], selon différentes résolutions.	171
D.3	Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur, et des traveres axiales PIV (u, v, w) évaluées par Meso-NH pour le cas 10m/s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], selon différentes méthodes de projections des efforts.	172

D.4 Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur, et des tranches axiales PIV (u, v, w) évaluées par Meso-NH pour le cas 10m/s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], selon différentes méthodes pour l'amélioration de la représentation des phénomènes en bout de pale. 173

Liste des tableaux

5.1	Coefficients de poussée des éoliennes [Tian et al., 2013]	80
6.1	Différents cas testés, selon le pas de temps et la valeur de sub-division du temps	90
6.2	Différents cas testés, selon la discrétisation ou le nombre de cellules par diamètre	92
7.1	Organisation du parc réduit et vitesses de rotation associées.	102

Annexe A

Formulation numérique de l'intensité de turbulence

$$\begin{aligned}
 \sigma_u &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (U^i - \bar{U})^2} \\
 &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (U^{i2} - 2U^i\bar{U} + \bar{U}^2)} \\
 &= \sqrt{\frac{1}{N} \left(\sum_{i=0}^{N-1} U^{i2} - \sum_{i=0}^{N-1} 2U^i\bar{U} + \sum_{i=0}^{N-1} \bar{U}^2 \right)} \\
 &= \sqrt{\frac{1}{N} \left(\sum_{i=0}^{N-1} U^{i2} - 2\bar{U} \sum_{i=0}^{N-1} U^i + \bar{U}^2 \sum_{i=0}^{N-1} 1 \right)} \\
 &= \sqrt{\frac{1}{N} \left(\sum_{i=0}^{N-1} U^{i2} - 2N\bar{U}^2 + N\bar{U}^2 \right)}, \quad \text{car } \bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^i \\
 &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^{i2} - \bar{U}^2} \\
 \sigma_u &= \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^{i2} - \left(\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^i \right)^2} \tag{A.1}
 \end{aligned}$$

Il vient alors

$$\begin{aligned}
 \frac{\sigma_u}{\bar{U}} &= \sigma_u \times (\bar{U})^{-1} = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^{i2} - \left(\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^i \right)^2 \right]^{1/2} \times \left(\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^i \right)^{-1} \\
 &= \left[\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^{i2} \times \left(\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^i \right)^{-2} - \left(\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^i \right)^2 \times \left(\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} U^i \right)^{-2} \right]^{1/2} \tag{A.2}
 \end{aligned}$$

$$\tag{A.3}$$

Soit finalement :

$$I_u = \frac{\sigma_u}{\bar{U}} = \left[N \frac{\sum_{i=0}^{N-1} U^{i2}}{\left(\sum_{i=0}^{N-1} U^i \right)^2} - 1 \right]^{1/2} \quad (\text{A.4})$$

Annexe B

Démonstrations relatives à l'Actuator Disk

Bilan de quantité de mouvement pour un fluide

On étudie un système fermé, dans un tube de courant, comme le montre la figure B.1. On adopte une approche lagrangienne. La portion de fluide étudiée se situe entre S_1 et S_2 à la date t . A la date $t + dt$, cette dernière s'est positionnée entre S'_1 et S'_2 . Soit G une grandeur extensive dont on veut faire le bilan, entre t et $t + dt$.

On cherche à exprimer sa variation temporelle $\frac{dG}{dt}$.

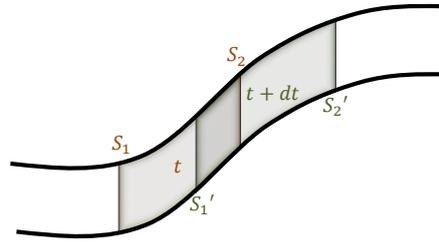


FIG. B.1 : Tube de courant, description lagrangienne d'un fluide se déplaçant durant dt

Comme la grandeur est extensive, on a :

$$\begin{cases} G(t) &= G(S_1 S_2, t) &= G(S_1 S'_1, t) + G(S'_1 S_2, t) \\ G(t + dt) &= G(S'_1 S'_2, t) &= G(S'_1 S_2, t + dt) + G(S_2 S'_2, t + dt) \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

Et on peut exprimer dG tel que :

$$dG = G(t + dt) - G(t) \quad (\text{B.2})$$

$$= \underbrace{[G(S'_1 S_2, t) - G(S'_1 S_2, t + dt)]}_{\text{a)}} - \underbrace{[G(S_2 S'_2, t) - G(S_1 S'_1, t)]}_{\text{b)}} \quad (\text{B.3})$$

a) Variation dans un espace fixe :

$$G(S'_1 S_2, t) - G(S'_1 S_2, t + dt) = \frac{\partial G}{\partial t} dt \quad (\text{B.4})$$

b) Il est possible de décomposer nos variables extensives $G(S_i S'_i, t) = G_i$, en introduisant la grandeur massique g_{m_i} associée à G_i , la masse du fluide dm_i contenue entre S_i et S'_i , et le

débit massique D_{m_i} traversant dans le volume défini par S_i et S'_i . On a alors :

$$G(S_i S'_i, t) = g_{m_i} dm_i = g_{m_i} D_{m_i} dt \quad (\text{B.5})$$

Pour obtenir :

$$G(S_2 S'_2, t) - G(S_1 S'_1, t) = (D_{m_2} g_{m_2} - D_{m_1} g_{m_1}) dt \quad (\text{B.6})$$

Ainsi, grâce à (B.4) et (B.6), la variation temporelle recherchée devient :

$$\boxed{\frac{dG}{dt} = \frac{\partial G}{\partial t} + (D_{m_2} g_{m_2} - D_{m_1} g_{m_1})} \quad (\text{B.7})$$

Hypothèse Si le régime est stationnaire, on a :

— la conservation du débit massique au sein du tube de courant, soit $D_{m_1} = D_{m_2} = D_m$

— $\frac{\partial G}{\partial t} = 0$

Et on obtient finalement :

$$\boxed{\frac{dG}{dt} = D_m (g_{m_2} - g_{m_1})} \quad (\text{B.8})$$

Résultante des forces subies par le fluide

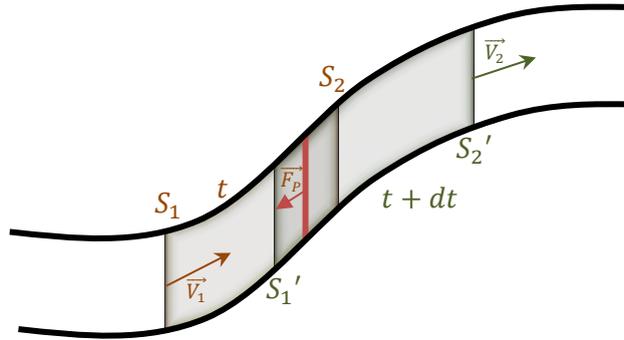


FIG. B.2 : Tube de courant, schématisation pour déterminer la résultante des forces

En considérant un fluide s'écoulant dans un tube de courant en régime stationnaire, de masse dm_i et de vitesse \vec{V}_i , on peut introduire la quantité de mouvement $\vec{p}_i = dm_i \vec{V}_i$. Cette quantité est extensive, car c'est le produit d'une quantité extensive (dm_i) et intensive (\vec{V}_i). On définira par p_{m_i} la quantité de mouvement massique, et D_m le débit massique, constant. On considère cette fois-ci un élément agissant sur le fluide, par exemple un disque poreux, engendrant une force de poussée F_P

En appliquant le principe fondamental de la dynamique, à un fluide subissant la seule force extérieur F_P , on a :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_P \quad (\text{B.9})$$

Et en appliquant (B.8) avec $G \leftrightarrow \vec{p}$ et $g_{m_i} \leftrightarrow p_{m_i}$, on obtient :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_T = D_m (p_{m_2} - p_{m_1}) \quad (\text{B.10})$$

Ayant $p_{\vec{m}_i} = \frac{\vec{p}_i}{dm_i} = \vec{V}_i$, on obtient finalement une expression de la résultante des forces subies par le fluide :

$$\boxed{\vec{F}_P = D_m(\vec{V}_2 - \vec{V}_1)} \quad (\text{B.11})$$

Annexe C

Construction cinématique d'une éolienne

C.1 Bases mathématiques

Matrices de rotation

La matrice de rotation autour de l'axe \vec{x} d'angle θ est donnée par :

$$R_x(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ 0 & \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (\text{C.1})$$

De même, la matrice de rotation autour de l'axe \vec{y} d'angle θ est donnée par :

$$R_y(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & 0 & \sin(\theta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta) & 0 & \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (\text{C.2})$$

Et autour de l'axe \vec{z} :

$$R_z(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{C.3})$$

C.2 Construction de la tour

La tour est construite à partir du repère global R_G , dont l'origine est O_G . Les éléments suivants sont supposés connus :

- La position de la tour dans le domaine global $\overrightarrow{O_G O_T^{t_0}}$
- L'angle initial de la tour $(\widehat{R_T, R_G})^{t_0}$
- La vitesse de translation d'une éolienne flottante $\overrightarrow{V(O_T \in Tour/R_G)}$
- La vitesse de rotation de la tour $\overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)}$
- La hauteur de la tour H_T
- Le nombre d'élément composant la tour $N_{T_{elmt}}$

•• Définition du repère R_T

Le repère R_T , d'origine O_T , est accroché à la base de tour, et doit être défini par rapport à R_G .

• **Position**

$$\overrightarrow{O_G O_T}_{R_G}^t = \overrightarrow{O_G O_T}_{R_G}^{t_0} + \overrightarrow{V(O_T \in Tour/R_G)} \times t \quad (C.4)$$

• **Orientation**

$$(\widehat{R_T, R_G})^t = (\widehat{R_T, R_G})^{t_0} + \overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)} \times t \quad (C.5)$$

• **Matrice de passage** $\mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_T}^t$

$$\mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_T}^t = R_x \left((\widehat{R_T, R_G})_x^t \right) \times R_y \left((\widehat{R_T, R_G})_y^t \right) \times R_z \left((\widehat{R_T, R_G})_z^t \right) \quad (C.6)$$

•• **Position des éléments de la tour**

Soit T_i les différents points composants la tour.

• **Premier élément**

$$\overrightarrow{O_T T_1}^t = \vec{0} \quad (C.7)$$

• **Éléments suivants**

$$\overrightarrow{O_T T_i}_{R_T}^t = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ (i-1)H_T / (N_{T\text{elmt}} - 1) \end{pmatrix}_{R_T} \quad (C.8)$$

et

$$\overrightarrow{O_T T_i}_{R_G}^t = \mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_T}^t \times \overrightarrow{O_T T_i}_{R_T}^t \quad (C.9)$$

•• **Vitesses**

• **Rotation**

$$\overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)} \quad (C.10)$$

• **Translation**

$$\overrightarrow{V(T_i \in Tour/R_G)} = \overrightarrow{V(O_T \in Tour/R_G)} + \overrightarrow{T_i O_T} \wedge \overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)} \quad (C.11)$$

• **Tenseur cinématique**

$$\vartheta(Tour/R_G)_{T_i}^t = \left\{ \begin{array}{c} \overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)} \\ \overrightarrow{V(T_i \in Tour/R_G)} \end{array} \right\}_{T_i/R_G} \quad (C.12)$$

$$= \left\{ \begin{array}{c} \overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)} \\ \overrightarrow{V(O_T \in Tour/R_G)} + \overrightarrow{T_i O_T} \wedge \overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)} \end{array} \right\}_{T_i/R_G} \quad (C.13)$$

C.3 Construction de la nacelle

La nacelle est construite à partir du dernier point de tour T_n . Sont repère R_N a pour origine O_N . On ne considère aucun mouvement de translation de la nacelle par rapport à la tour, ni aucune déformation. Les éléments suivants sont supposés connus :

- La distance entre le sommet de la tour et le milieu de la nacelle $\overrightarrow{T_n O_{NR_T}}$
- L'angle de Yaw $(\widehat{R_N, R_T})^{t_0}$
- $\overrightarrow{V(O_N \in Nacelle/Tour)} = \vec{0}$: pas de déformation envisageable
- La vitesse de Yaw $\overrightarrow{\Omega(Nacelle/Tour)}$

•• Définition du repère R_N

• Position

$$\overrightarrow{O_G O_{NR_G}}^t = \overrightarrow{O_G T_n R_G}^t + \overrightarrow{T_n O_{NR_G}} = \overrightarrow{O_G T_n R_G}^t + \mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_T}^t \times \overrightarrow{T_n O_{NR_T}} \quad (\text{C.14})$$

• Orientation

$$(\widehat{R_N, R_T})^t = (\widehat{R_N, R_T})^{t_0} + \overrightarrow{\Omega(Nacelle/Tour)} \times t \quad (\text{C.15})$$

• Matrice de passage $\mathcal{M}_{R_T \rightarrow R_N}^t$

$$\mathcal{M}_{R_T \rightarrow R_N}^t = R_x \left((\widehat{R_N, R_T})_x^t \right) \times R_y \left((\widehat{R_N, R_T})_y^t \right) \times R_z \left((\widehat{R_N, R_T})_z^t \right) \quad (\text{C.16})$$

• Matrice de passage $\mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_N}^t$

$$\mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_N}^t = \mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_T}^t \times \mathcal{M}_{R_T \rightarrow R_N}^t \quad (\text{C.17})$$

•• Vitesses

• Rotation

$$\overrightarrow{\Omega(Nacelle/R_G)} = \overrightarrow{\Omega(Nacelle/Tour)} + \overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)} \quad (\text{C.18})$$

• Translation

$$\overrightarrow{V(O_N \in Nacelle/R_G)} = \overrightarrow{V(O_N \in Nacelle/Tour)} + \overrightarrow{V(O_N \in Tour/R_G)} \quad (\text{C.19})$$

$$= \overrightarrow{V(T_n \in Tour/R_G)} + \overrightarrow{O_N T_n} \wedge \overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)} \quad (\text{C.20})$$

• Tenseur cinématique

$$\vartheta(Nacelle/R_G)^t_{O_N} = \left\{ \frac{\overrightarrow{\Omega(Nacelle/R_G)}}{V(O_N \in Nacelle/R_G)} \right\}_{O_N/R_G} \quad (C.21)$$

$$= \left\{ \frac{\overrightarrow{\Omega(Nacelle/Tour)} + \overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)}}{V(T_n \in Tour/R_G) + \overrightarrow{O_N T_n} \wedge \overrightarrow{\Omega(Tour/R_G)}} \right\}_{O_N/R_G} \quad (C.22)$$

C.4 Construction du hub

Le hub est construit à partir de la nacelle. Le repère R_H a pour origine O_H . Les éléments suivants sont supposés connus :

- Le déport du hub $\overrightarrow{O_N O_{HRN}}$
- L'angle de Tilt $(\widehat{R_H, R_N})^{t_0}$
- $\overrightarrow{V(O_H \in Hub/Nacelle)} = \vec{0}$: pas de translation envisageable
- La vitesse de rotation du rotor $\overrightarrow{\Omega(Hub/Nacelle)}$

•• Définition du repère R_H

• Position

$$\overrightarrow{O_G O_{HRG}}^t = \overrightarrow{O_G O_{NRG}}^t + \overrightarrow{O_N O_{HRG}} = \overrightarrow{O_G O_{NRG}}^t + \mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_N}^t \times \overrightarrow{O_N O_{HRN}} \quad (C.23)$$

• Orientation

$$(\widehat{R_H, R_N})^t = (\widehat{R_H, R_N})^{t_0} + \overrightarrow{\Omega(Hub/Nacelle)}^t \times t \quad (C.24)$$

• Matrice de passage $\mathcal{M}_{R_N \rightarrow R_H}^t$

$$\mathcal{M}_{R_N \rightarrow R_H}^t = R_x \left((\widehat{R_H, R_N})_x^t \right) \times R_y \left((\widehat{R_H, R_N})_y^t \right) \times R_z \left((\widehat{R_H, R_N})_z^t \right) \quad (C.25)$$

• Matrice de passage $\mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_H}^t$

$$\mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_H}^t = \mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_N}^t \times \mathcal{M}_{R_N \rightarrow R_H}^t \quad (C.26)$$

•• Vitesses

• Rotation

$$\overrightarrow{\Omega(Hub/R_G)} = \overrightarrow{\Omega(Hub/Nacelle)} + \overrightarrow{\Omega(Nacelle/R_G)} \quad (C.27)$$

• **Translation**

$$\overrightarrow{V(O_H \in Hub/R_G)} = \overrightarrow{V(O_H \in Hub/Nacelle)} + \overrightarrow{V(O_H \in Nacelle/R_G)} \quad (C.28)$$

$$= \overrightarrow{V(O_N \in Nacelle/R_G)} + \overrightarrow{O_H O_N} \wedge \overrightarrow{\Omega(Nacelle/R_G)} \quad (C.29)$$

• **Tenseur cinématique**

$$\vartheta(Hub/R_G)_{O_H}^t = \left\{ \begin{array}{c} \overrightarrow{\Omega(Hub/R_G)} \\ \overrightarrow{V(O_H \in Hub/R_G)} \end{array} \right\}_{O_H/R_G} \quad (C.30)$$

$$= \left\{ \begin{array}{c} \overrightarrow{\Omega(Hub/Nacelle)} + \overrightarrow{\Omega(Nacelle/R_G)} \\ \overrightarrow{V(O_N \in Nacelle/R_G)} + \overrightarrow{O_H O_N} \wedge \overrightarrow{\Omega(Nacelle/R_G)} \end{array} \right\}_{O_H/R_G} \quad (C.31)$$

C.5 Construction des pales

On raisonnera sur une pale seulement, pour simplifier la notation indiquée. Le repère R_B a pour origine O_B . Les éléments suivants sont supposés connus :

- Le rayon du moyeu $\overrightarrow{O_H O_{BR_H}}$
- L'angle de Pitch $(\widehat{R_B, R_H})^{t_0}$
- $\overrightarrow{V(O_B \in Blade/Hub)} = \vec{0}$: pas de translation envisageable
- La vitesse de Pitch $\overrightarrow{\Omega(Blade/Hub)}$

•• **Définition du repère R_B**

• **Position**

$$\overrightarrow{O_G O_{BR_G}}^t = \overrightarrow{O_G O_{HR_G}}^t + \overrightarrow{O_H O_{BR_H}} = \overrightarrow{O_G O_{HR_G}}^t + \mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_H}^t \times \overrightarrow{O_H O_{BR_H}} \quad (C.32)$$

• **Orientation**

$$(\widehat{R_B, R_H})^t = (\widehat{R_B, R_H})^{t_0} + \overrightarrow{\Omega(Blade/Hub)} \times t \quad (C.33)$$

• **Matrice de passage $\mathcal{M}_{R_N \rightarrow R_H}^t$**

$$\mathcal{M}_{R_H \rightarrow R_B}^t = R_x \left((\widehat{R_B, R_H})_x^t \right) \times R_y \left((\widehat{R_B, R_H})_y^t \right) \times R_z \left((\widehat{R_B, R_H})_z^t \right) \quad (C.34)$$

• **Matrice de passage $\mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_H}^t$**

$$\mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_B}^t = \mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_H}^t \times \mathcal{M}_{R_H \rightarrow R_B}^t \quad (C.35)$$

•• Vitesses

Rotation

$$\overrightarrow{\Omega(Blade/R_G)} = \overrightarrow{\Omega(Blade/Hub)} + \overrightarrow{\Omega(Hub/R_G)} \quad (C.36)$$

Translation

$$\overrightarrow{V(O_B \in Blade/R_G)} = \overrightarrow{V(O_B \in Blade/Hub)} + \overrightarrow{V(O_B \in Hub/R_G)} \quad (C.37)$$

$$= \overrightarrow{V(O_H \in Hub/R_G)} + \overrightarrow{O_B O_H} \wedge \overrightarrow{\Omega(Hub/R_G)} \quad (C.38)$$

Tenseur cinématique

$$\vartheta(Blade/R_G)_{O_B}^t = \left\{ \begin{array}{c} \overrightarrow{\Omega(Blade/R_G)} \\ \overrightarrow{V(O_B \in Blade/R_G)} \end{array} \right\}_{O_B/R_G} \quad (C.39)$$

$$= \left\{ \begin{array}{c} \overrightarrow{\Omega(Blade/Hub)} + \overrightarrow{\Omega(Hub/R_G)} \\ \overrightarrow{V(O_H \in Hub/R_G)} + \overrightarrow{O_B O_H} \wedge \overrightarrow{\Omega(Hub/R_G)} \end{array} \right\}_{O_B/R_G} \quad (C.40)$$

C.6 Construction des éléments de pale

On va définir un repère élément R_{E_j} , d'origine E_j pour chaque élément de pale. Les éléments suivants sont supposés connus :

- L'angle de Twist $(\widehat{R_{E_j}, R_B})^{t_0}$
- $\overrightarrow{V(E_j \in Element/Blade)} = \vec{0}$: pas de translation envisageable
- $\overrightarrow{\Omega(Element_i/Blade)} = \vec{0}$: pas de rotation envisageable
- Le nombre d'élément de pale $N_{elmt_{pale}}$ et le type de distribution choisis
- La longueur des pale L_{Blade}

•• Définition du repère R_{E_j}

• Position

• Premier élément

$$\overrightarrow{O_G E_1}_{R_G}^t = \overrightarrow{O_G O_B}_{R_G}^t + \overrightarrow{O_B E_1}_{R_G} = \overrightarrow{O_G O_H}_{R_G}^t \quad (C.41)$$

• éléments suivants

$$\overrightarrow{E_1 E_j}_{R_B}^t = \begin{pmatrix} (i-1)L_{Blade}/(N_{elmt_{pale}} - 1) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{R_B} \quad (C.42)$$

• Orientation

$$(\widehat{R_{E_j}, R_B})^t = (\widehat{R_{E_j}, R_B})^{t_0} + \overrightarrow{\Omega(Element_i/Hub)} \times t = (\widehat{R_{E_j}, R_B})^{t_0} \quad (C.43)$$

- Matrice de passage $\mathcal{M}_{R_{E_j} \rightarrow R_B}^t$

$$\mathcal{M}_{R_B \rightarrow R_{E_j}}^t = R_x \left(\widehat{(R_{E_j}, R_B)}_x^t \right) \times R_y \left(\widehat{(R_{E_j}, R_B)}_y^t \right) \times R_z \left(\widehat{(R_{E_j}, R_B)}_z^t \right) \quad (\text{C.44})$$

- Matrice de passage $\mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_H}^t$

$$\mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_{E_j}}^t = \mathcal{M}_{R_G \rightarrow R_B}^t \times \mathcal{M}_{R_B \rightarrow R_{E_j}}^t \quad (\text{C.45})$$

- Vitesses

- Rotation

$$\overrightarrow{\Omega}(Element_i/R_G) = \overrightarrow{\Omega}(Element_i/Blade) + \overrightarrow{\Omega}(Blade/R_G) = \overrightarrow{\Omega}(Blade/R_G) \quad (\text{C.46})$$

- Translation

$$\overrightarrow{V}(E_j \in Element_i/R_G) = \overrightarrow{V}(E_j \in Element_i/Blade) + \overrightarrow{V}(E_j \in Blade/R_G) \quad (\text{C.47})$$

$$= \overrightarrow{V}(O_B \in Blade/R_G) + \overrightarrow{E_j O_B} \wedge \overrightarrow{\Omega}(Blade/R_G) \quad (\text{C.48})$$

- Tenseur cinématique

$$\vartheta(Element_i/R_G)_{E_j}^t = \left\{ \begin{array}{c} \overrightarrow{\Omega}(Element_i/R_G) \\ \overrightarrow{V}(E_j \in Element_i/R_G) \end{array} \right\}_{E_j/R_G} \quad (\text{C.49})$$

$$= \left\{ \begin{array}{c} \overrightarrow{\Omega}(Blade/R_G) \\ \overrightarrow{V}(O_B \in Blade/R_G) + \overrightarrow{E_j O_B} \wedge \overrightarrow{\Omega}(Blade/R_G) \end{array} \right\}_{E_j/R_G} \quad (\text{C.50})$$

Annexe D

Sensibilités des paramètres numériques du modèle Meso-NH/ALM

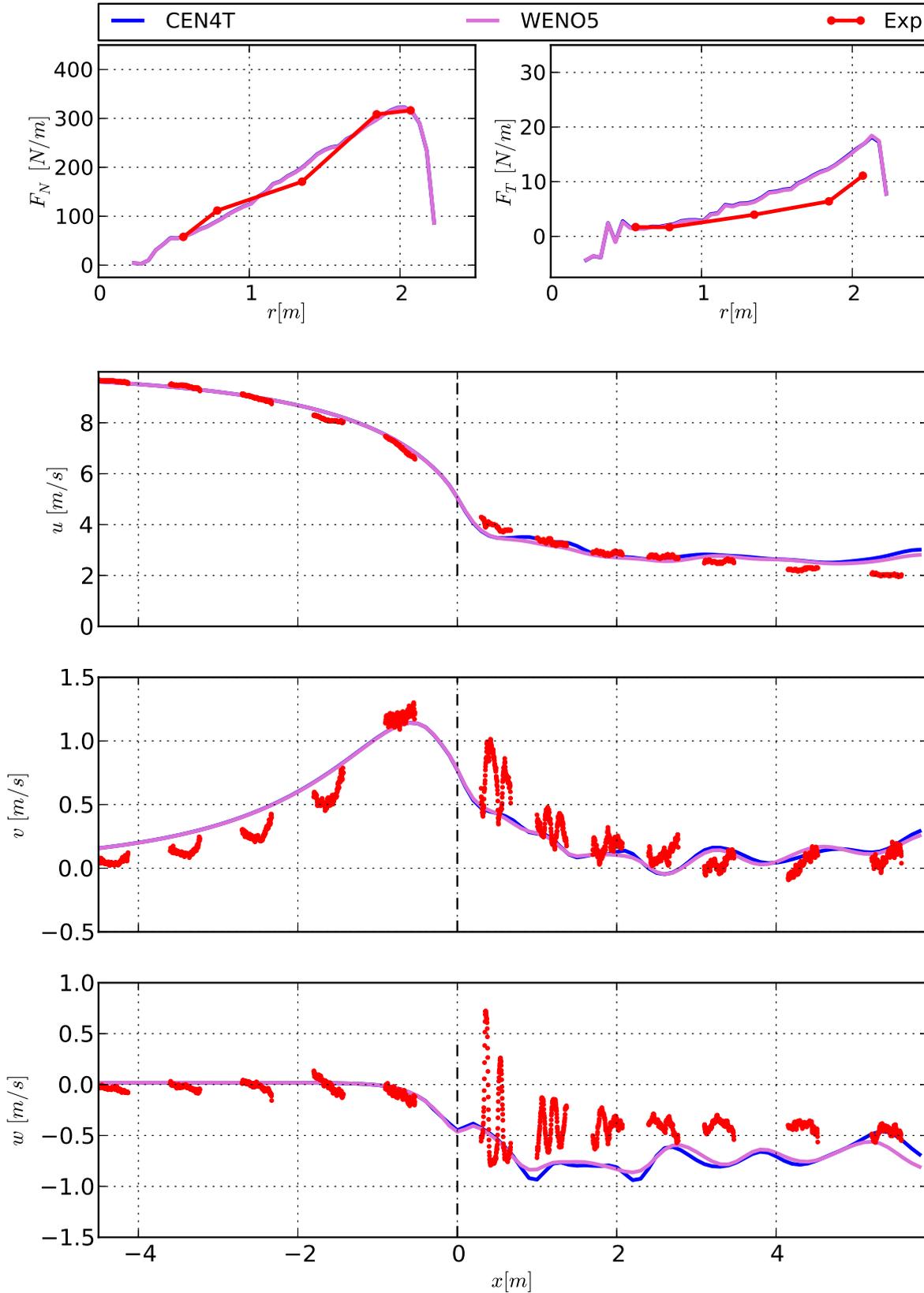


FIG. D.1 : Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur, et des tarverses axiales PIV (u , v , w) évaluées par Meso-NH pour le cas 10m/s de l'expérience New Mexico [Boorsma and Schepers \[2014\]](#), selon différents schémas numérique.

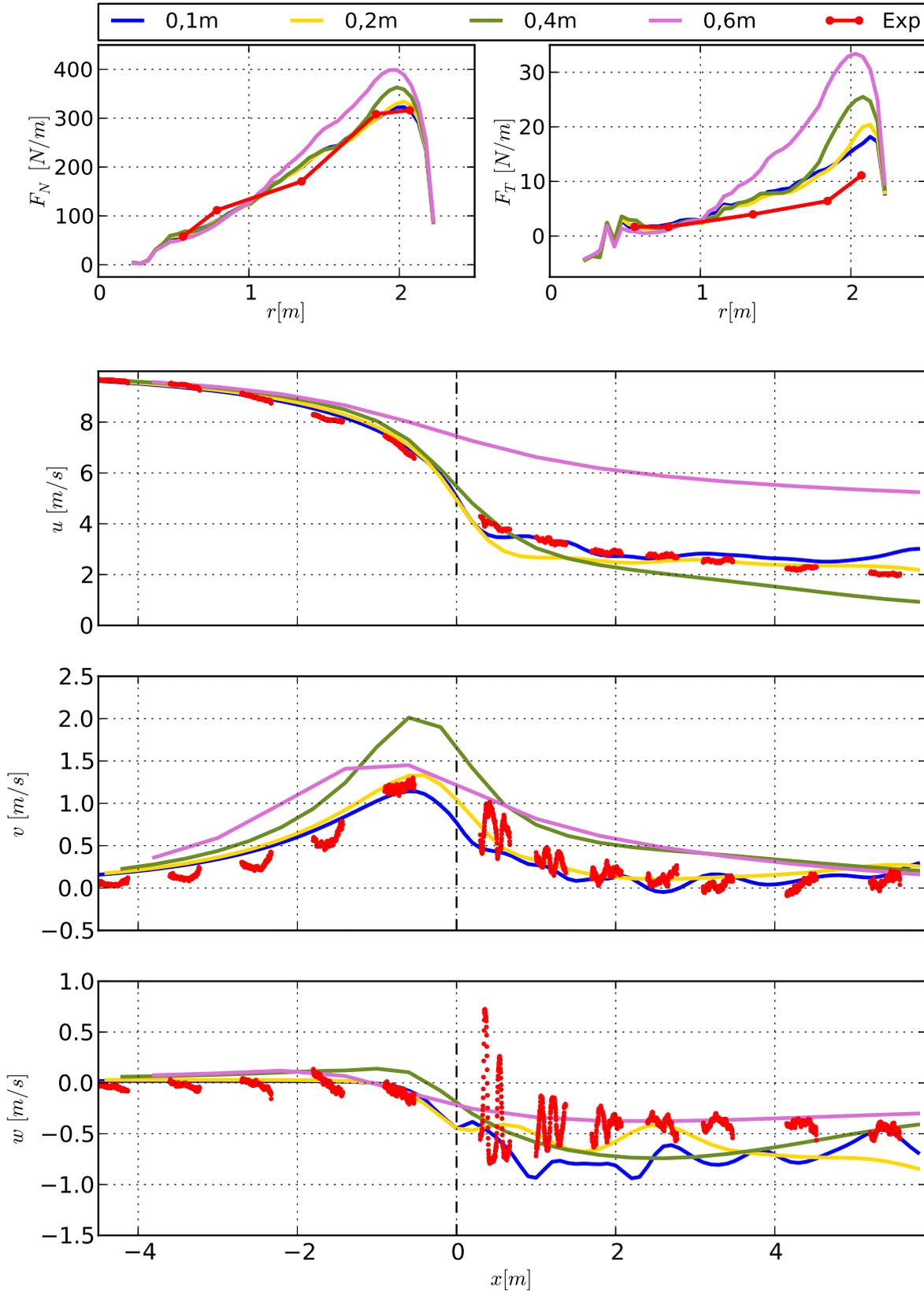


FIG. D.2 : Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur, et des tarverses axiales PIV (u , v , w) évaluées par Meso-NH pour le cas 10m/s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], selon différentes résolutions.

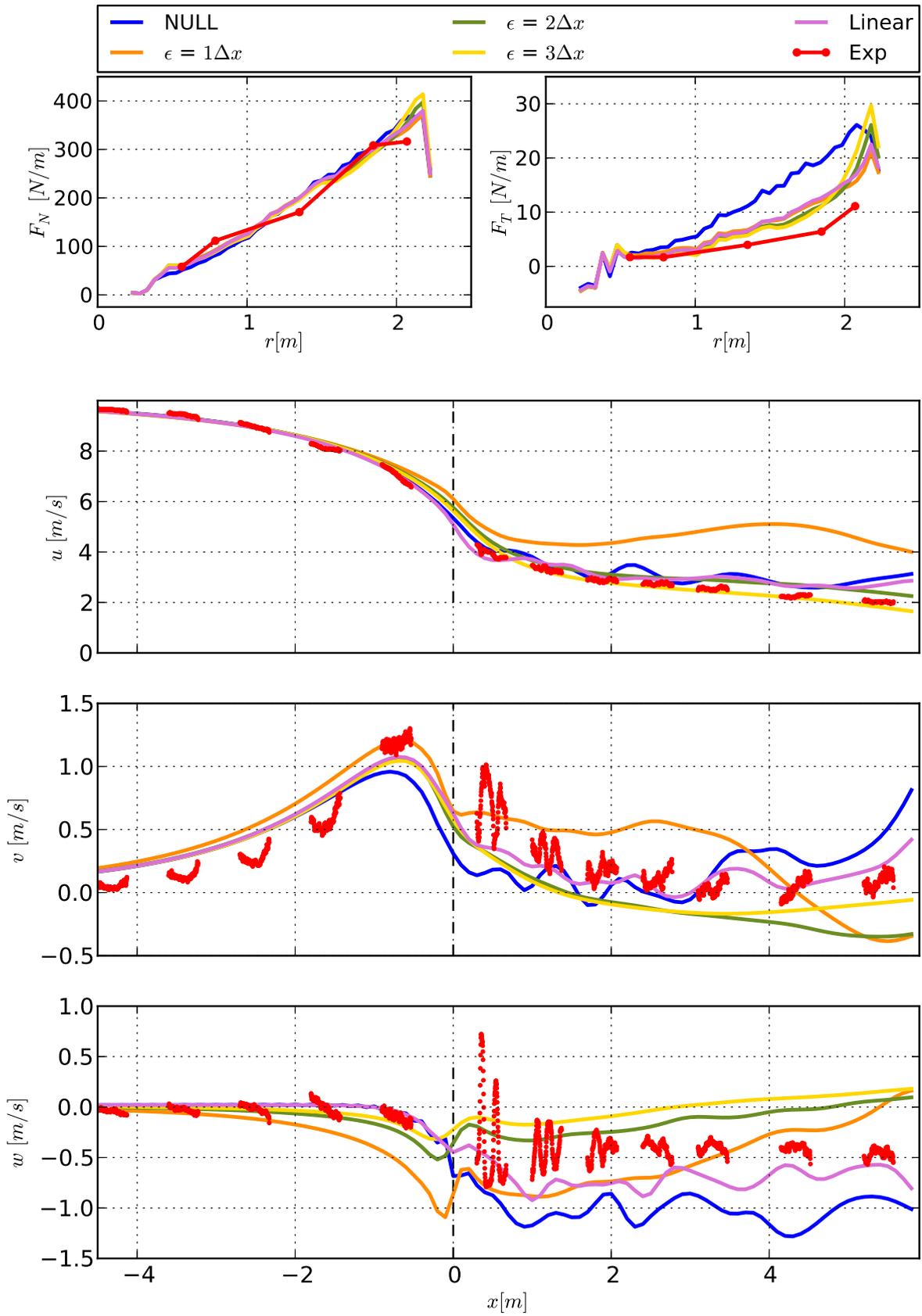


FIG. D.3 : Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur, et des tarverses axiales PIV (u , v , w) évaluées par Meso-NH pour le cas 10m/s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], selon différentes méthodes de projections des efforts.

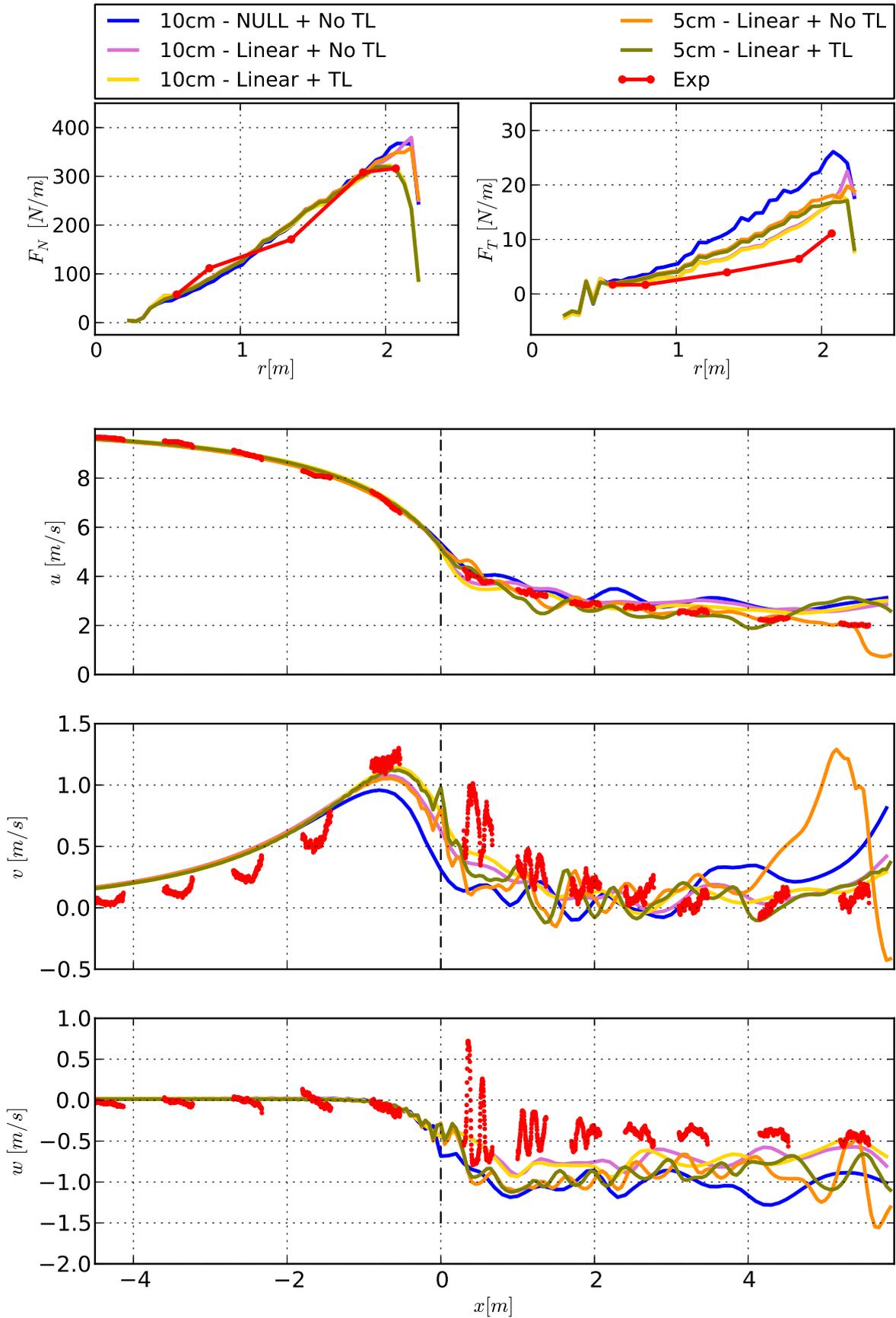


FIG. D.4 : Comparaison des efforts normaux F_N et tangentiels F_T par unité de longueur, et des tarverses axiales PIV (u , v , w) évaluées par Meso-NH pour le cas 10m/s de l'expérience New Mexico Boorsma and Schepers [2014], selon différentes méthodes pour l'amélioration de la représentation des phénomènes en bout de pale.

