

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي



BADJI MOKHTAR-ANNABA UNIVERSITY



جامعة باجي مختار - عنابة

Faculté Des Sciences De l'Ingéniorat
Département d'Electromécanique

Année 2018

THESE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de DOCTORAT

**Contribution à l'étude d'une chaine de conversion éolienne
de faible puissance à axe horizontal**

Présentée par :

Mr : Issam MEGHLOUI

Soutenu publiquement le 12/ 04 /2018 devant le jury:

Ali HADDOUCHE

Président

PROF U. ANNABA

Abdelouahab BENRETEM

Rapporteur

PROF U. ANNABA

Fawaz MASSOUH

Co- Rapporteur

PROF ENSAM. PARIS

Mohamed BENIDIR

Examineur

PROF U.CONSTANTINE

Mohamed Rafik SARI

Examineur

PROF U. ANNABA

Belkheir NOURA

Examineur

M.C.A U. KHEMIS MILIANA

Résumé

Ce travail vise à développer un modèle de sillage libre, permettant une simulation rapide de l'écoulement à travers une éolienne à axe horizontal. La rapidité du calcul est particulièrement intéressante lorsque ce modèle aérodynamique est intégré à des modèles mécaniques et électriques complémentaires pour étudier le comportement instable de la chaîne complète de transfert d'énergie de l'éolienne. Le modèle proposé tient compte à la fois de la vorticité tangentielle et longitudinale du système de tourbillon formé derrière le rotor. Le système tourbillonnaire utilisé remplace le sillage hélicoïdal proche de l'éolienne par une série d'anneaux tourbillonnaires et le sillage lointain par un tube tourbillonnaire semi-infini. En prenant en compte le tourbillon du pied de la pale, le modèle proposé est utilisé pour étudier le développement du sillage proche d'une éolienne à axe horizontal pour différentes vitesses de rotation. La forme du sillage proche ainsi que la position des tourbillons marginaux sont comparées aux résultats expérimentaux du PIV pour une éolienne de faible puissance testée dans la soufflerie d'Arts et Métiers ParisTech. Le model montre un bon accord entre le calcul et l'expérience. Une approche pour modéliser le comportement instationnaire d'une éolienne à axe horizontal est proposée. Le fonctionnement instationnaire est supposé être la conséquence d'une variation rapide de l'angle de calage de l'éolienne. Les mesures sur le terrain de l'éolienne de Tjaereborg sont utilisées comme référence pour la comparaison. Les résultats de la simulation numérique montrent un bon accord avec les mesures expérimentales.

Mots clés : anneau tourbillonnaire, PIV, sillage libre, sillage éolien, tourbillon du pied, tube tourbillonnaire semi-infini, tourbillons marginaux, vitesse induite.

Abstract

This work aims to develop a free wake model, allowing quick simulation of the flow through a horizontal axis wind turbine. The rapidity of computation is particularly interesting when this aerodynamic model is integrated with complementary mechanical and electrical models in order to study the unsteady behavior of the complete chain of energy transfer in the wind turbine. The proposed model takes into account both the tangential and longitudinal vorticity of the vortex system formed behind the rotor. The employed vortex system replaces the helical wake close to the wind turbine by a series of vortex rings and the far wake by a semi-infinite vortex cylinder. By taking into account the root vortex, the proposed model is used to study the development of the near wake of a horizontal axis wind turbine for different speeds of rotation. The shape of the near wake as well as the position of the trailing vortices are compared with particle image velocimetry experimental results for a low-power wind turbine tested in the wind tunnel of Arts et Métiers-ParisTech. The model shows a good agreement between the calculation and the experience. An approach for modeling the unsteady behavior of a horizontal axis wind turbine is proposed. The unsteady operation is supposed to be the consequence of a rapid variation of the pitch angle of the blades of the wind turbine. Field measurements of the Tjaereborg wind turbine are used as a reference for the validation of the proposed model. The results obtained with the numerical simulation show a good agreement with the measured experimental data.

Keywords: free wake, induced velocity, PIV, root vortex, semi-infinite vortex cylinder, tip vortex, vortex ring, wind turbine wake

ملخص

يهدف هذا العمل إلى تطوير نموذج حر لجريان الريح محقب تور بينات الهواء ذات المحور الأفقي، مما يتيح محاكاة سريعة لتدفق الريح عبرها. سرعة الحساب مثيرة للاهتمام لا سيما عندما يتم دمج هذا النموذج الأيروديناميكي مع النماذج الميكانيكية والكهربائية التكميلية لدراسة سلوك سلسلة نقل الطاقة كاملة. يأخذ النموذج المقترح في الاعتبار كلا من الدوامة العرضية والطولية من نظام الدوامة الذي تشكل خلفه الدوار. نقوم بتعويض الدوامة الحلزونية القريبة المتشكلة خلف الدوار بسلسلة من حلقات دوامية والجزء المتبقي من الدوامة الحلزونية نقوم بتعويضه بدوامة أسطوانية شبه لا متناهية الطرف. مع الأخذ في الاعتبار دوامة الساق، تم استخدام النموذج المقترح لدراسة تطور جريان الريح خلف توربينات ذات محور أفقي من أجل سرعات دوران مختلفة. تم مقارنة شكل الجريان القريب فضلا عن موقع الدوامات مع صور تم التقاطها باستخدام تقنية PIV اثر تجارب قمنا بها في نفق الرياح في مخبر ميكانيك الموائع بمدرسة الفنون و المصن بباريس، على توربينات هواء صغيرة الحجم، أبدى النموذج المقترح اتفاق جيد بين الحساب والتجربة. كما يمكن النموذج المقترح من دراسة السلوك غير المستقر لتوربينات الريح ذات المحور الأفقي. وقد تمثلت حالة العمل الغير المستقرة نتيجة للتغير السريع في زاوية لفة ريشة توربينات الريح. أين استخدمت القياسات الميدانية لتوربينات الريح بمنطقة تجريب بورغ كمرجع للمقارنة. أظهرت نتائج المحاكاة العددية توافق جيد مع القياسات التجريبية

الكلمات المفتاحية: الجريان الحر، محقب توربينات الرياح ، الحلقة الدوامية ، الدوامة الأسطوانية شبه لا متناهية الطرف ، دوامة الساق، دوامة الطرف، السرعة المحرصة، PIV

Remerciement

Je tiens à remercier mon directeur de thèse Pr. Abdelouahab BENRETEM pour avoir accepté de m'encadrer, je lui exprime par la présente toute ma gratitude pour la confiance qu'il m'a prodigué, pour ses encouragements continus, pour le suivi de près de mon travail et pour ses qualités humaines.

Je tiens à remercier mon co-directeur de thèse Pr. Fawaz MASSOUH pour m'avoir accueilli et encadré au sein de son laboratoire de recherche. Je lui suis également reconnaissant pour sa disponibilité et ses qualités pédagogiques et scientifiques.

J'adresse mes remerciements les plus chaleureux à Mr. Ivan DOBREV pour tous les conseils techniques et scientifiques qu'il m'a apporté et qui m'ont beaucoup aidé à accomplir mes travaux.

Je tiens à remercier également tous les membres du jury de thèse pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de participer à la soutenance, notamment :

Monsieur Ali HADDOUCHE, Professeur à l'Université d'Annaba, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence du jury de ce travail.

Mes vifs remerciements vont aussi à monsieur Mohamed BENIDIR, Professeur à l'Université Mentouri de Constantine, je suis très honoré de sa présence dans le jury de cette thèse.

J'exprime ma grande gratitude à Mohamed Rafik SARI, Professeur à l'Université d'Annaba, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté de participer à ce jury.

J'exprime ma grande gratitude à monsieur Belkheir NOURA, Maître de conférences à l'Université Djilali Bounaama de Khemis Miliana, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté de participer à ce jury.

Je tiens également à exprimer mes remerciements amicaux à tous les stagiaires et doctorants du laboratoire de mécanique des fluides « DynFluid » pour la convivialité et l'esprit d'équipe dont ils ont toujours fait preuve.

J'adresse mes remerciements les plus vifs et les plus profonds à ma mère pour ses encouragements constants et son soutien moral ; qui réconfortait mon esprit et me permettait de travailler sereinement durant ces années de préparation de thèse.

Enfin, j'adresse mes remerciements à toutes les personnes qui ont manifesté de l'intérêt pour mon travail et en particulier ma femme et ma collègue Dr. Dalila KHALFA.

Dédicace

Je tiens à dédier ce modeste travail à tous les membres de ma famille,

Mes chers parents

Ma femme

Nabil et Sara

Mes enfants : Louai, Aroua et Juneïd

Mes chers frères : Ilyes, Oussama et Zakaria

Mes chères sœurs : Imen et Salma

Mes chère grands-mères Zhaira, Khadouja et Hafsia

Mon oncle Faouzi

Mes tantes et oncles

Mes cousines et cousins.

Liste des symboles

a_j	facteur d'induction axiale locale
a_j^{\wedge}	facteur d'induction tangentielle locale
$Cl(j)$	coefficient de portance locale
C_p	coefficient de puissance
C_t	coefficient de poussée axiale
$c(j)$	corde de l'élément de pale [m]
$E(s(z))$	intégrale elliptique de deuxième espèce
$K(s(z))$	intégrale elliptique de première espèce
N	nombre de pale
p	pas [m]
R	rayon de la pale [m]
R_r	rayon du tourbillon [m]
R_c	rayon du tube tourbillonnaire semi-infini [m]
r_c	rayon du noyau du tourbillon [m]
r_i^n	position radiale due à l' $i^{\text{ème}}$ anneau tourbillonnaire à la $n^{\text{ème}}$ itération [m]
r_i^*	position radiale du $i^{\text{ème}}$ anneau tourbillonnaire à l'étape intermédiaire [m]
$s(z)$	paramètre de l'intégrale elliptique
T	force axiale [N]
t	temps [s]
U	vitesse adimensionnelle
U_0	vitesse du vent [m/s]
U_r	vitesse radiale induite par le tube tourbillonnaire semi-infini [m/s]
U_t	vitesse tangentielle induite par la ligne tourbillonnaire semi-infini [m/s]
U_z	vitesse axiale induite par le tube tourbillonnaire semi-infini [m/s]
U_{ri}	vitesse radiale induite par le tube tourbillonnaire semi-infini sur le $i^{\text{ème}}$ anneau tourbillonnaire [m/s]
U_{zi}	vitesse axiale induite par le tube tourbillonnaire semi-infini sur le $i^{\text{ème}}$ anneau tourbillonnaire [m/s]
V_a	vitesse de déplacement axiale de l'anneau tourbillonnaire [m/s]

V_{ir}	vitesse radiale induite par les anneaux tourbillonnaires sur le $i^{\text{ème}}$ anneau tourbillonnaire [m/s]
V_{iz}	vitesse axiale induite par les anneaux tourbillonnaires sur le $i^{\text{ème}}$ anneau tourbillonnaire [m/s]
V_r	vitesse radiale induite par l'anneau tourbillonnaire [m/s]
V_T	vitesse tangentielle totale induite par le tourbillon du pied de la pale [m/s]
V_t	vitesse tangentielle induite par la série de segments tourbillonnaires [m/s]
V_z	vitesse axiale induite par l'anneau tourbillonnaire [m/s]
V_{r-ind}	vitesse radiale induite dans le sillage [m/s]
V_{z-ind}	vitesse axiale induite dans le sillage [m/s]
w_j	vitesse résultante local [m/s]
x, r, z	coordonnées cylindriques [m]
z_i^n	position axiale du $i^{\text{ème}}$ anneau tourbillonnaire à la $n^{\text{ème}}$ itération [m]
z_i^*	position axiale du $i^{\text{ème}}$ anneau tourbillonnaire à l'étape intermédiaire [m]
\vec{z}_a	vecteur position du point a
\vec{z}_b	vecteur position du point b

Symboles Grecs

α_j	angle d'incidence local [rad]
γ	vorticité [m/s]
Γ	intensité tourbillonnaire [m^2/s]
Δt	temps de passage de pale (pas temporel) [s]
θ_j	angle de vrillage local de l'élément de pale [rad]
$\Pi(s(0),s(z))$	intégrale elliptique de troisième espèce
ρ	masse volumique de l'air [kg/m^3]
φ_j	angle de l'écoulement [rad]
Ω	vitesse de rotation du rotor [rad/s]

Liste des abréviations

- BEM** Blade Element Momentum (Méthode de l'élément de pale-quantité de mouvement)
- CFD** Computational Fluid Dynamics (Simulations informatiques de dynamique des fluides)
- GSAP** Génératrice Synchronne à Aimant Permanent
- MPPT** Maximum Power Point Tracking (Suivi du point de puissance maximale)
- PIV** Particle Image Velocimetry (Vélocimétrie par images de particules)
- NREL** National Renewable Energy Laboratory (Laboratoire national de l'énergie renouvelable)

Liste des figures

Chapitre I

Figure I.1: Conversion de l'énergie cinétique du vent	19
Figure I.2: Eolienne à axe horizontal	20
Figure I.3: Eolienne de type Darrieus	21
Figure I.4: Eolienne de type Savonius	22
Figure I.5: Composante d'une éolienne	23
Figure I.6: Tube de courant d'air autour d'une éolienne	24
Figure I.7: Coefficient de puissance	26
Figure I.8: Coefficient de puissance aérodynamique en fonction de λ et de l'angle de pas des pales	26
Figure I.9: Exemple d'une chaîne de conversion d'énergie éolienne de faible puissance.....	28
Figure I.10: Vue extérieure et intérieure de la GSAP Ginlong 500-A	28
Figure I.11: À l'intérieur de la nacelle de l'éolienne Skystream 2.4 kW	29
Figure I.12: Onduleur de la turbine Skystream de 2,4 kW attaché à la couverture de la nacelle	30

Chapitre II

Figure II.1: Rose du vent dans la région de Skikda en Algérie	33
Figure II.2: Effets de la couche limite terrestre sur l'écoulement autour d'une éolienne	34
Figure II.3: Sillage prescrit de forme cylindrique d'une éolienne	39
Figure II.4: Sillage tourbillonnaire d'une éolienne composé de tourbillons issus de l'extrémité et du pied de chaque pale.....	40
Figure II.5: Décomposition de la pale en élément de pale	40
Figure II.6: Différentes vitesses et forces agissant sur un élément de pale de rayon r	41
Figure II.7: Coefficient de la force axiale et de puissance en fonction de l'induction axiale.	44
Figure II.8: Organigramme du code de calcul pour l'analyse de fonctionnement de l'éolienne	44
Figure II.9: Comparaison entre la courbe de puissance issue du calcul et le résultat expérimental	45
Figure II.10: Système tourbillonnaire qui se forme derrière le rotor de l'éolienne	46
Figure II.11: Représentation du sillage hélicoïdal derrière le plan du rotor	47
Figure II.12: Triangle des vitesses sur l'extrémité de la pale	47
Figure II.13: Discrétisation du sillage hélicoïdal	48
Figure II.14: Série d'anneaux tourbillonnaires remplaçant le sillage hélicoïdal	50
Figure II.15: Organigramme du modèle tourbillonnaire pour l'analyse de fonctionnement de l'éolienne.....	51
Figure II.16: Comparaison entre les courbes de puissance issue des calculs et le résultat expérimental	52

Chapitre III

Figure III.1: Représentation du sillage hélicoïdal d'une éolienne par des anneaux tourbillonnaires..... 54

Figure III.2: Système tourbillonnaire remplaçant le sillage hélicoïdal de l'éolienne 55

Figure III.3: Série d'anneaux tourbillonnaires modélisant le sillage proche 56

Figure III.4: Champ des vitesses induites par quatre anneaux tourbillonnaires de même diamètre et de même intensité tourbillonnaire, $Rr = R$ 58

Figure III.5: Tube tourbillonnaire semi-infini modélisant le sillage lointain de l'éolienne... 58

Figure III.6: Champ des vitesses induites par le tube tourbillonnaire semi-infini $R_c=R$ 60

Figure III.7: Champ des vitesses induites par les anneaux et le tube tourbillonnaire semi-infini $R_c=R_r=R$ 60

Figure III.8: Système tourbillonnaire remplaçant le tourbillon du pied de la pale..... 61

Figure III.9: Profil de la vitesse tangentielle totale induite par le tourbillon du pied de la pale 62

Figure III.10: Triangle des vitesses pour un élément de pale 62

Figure III.11: Vitesse axiale de déplacement des anneaux tourbillonnaires dans le sillage... 65

Figure III.12: Vitesse auto-induite par un anneau tourbillonnaire, $Rr = R$ 66

Figure III.13: Vitesse radiale induite par le système tourbillonnaire sur la périphérie des anneaux tourbillonnaires le long du sillage 66

Figure III.14: Vitesse axiale induite par le système tourbillonnaire sur la périphérie des anneaux tourbillonnaires le long du sillage 67

Chapitre IV

Figure IV.1: Turbine éolienne testée dans la soufflerie 71

Figure IV.2: Mesure PIV dans le tunnel du vent 71

Figure IV.3: Champ de vitesse adimensionnelle U dans le sillage pour différentes vitesses de rotation, issus du calcul (à gauche) et d'essais expérimentaux (à droite) 76

Figure IV.4: Turbine de Tjaereborg 78

Figure IV.5: Comparaison de la puissance de la turbine éolienne de Tjaereborg phase VI ... 79

Figure IV.6: Variation du facteur d'induction axiale le long de la pale lors du changement de calage des pales 80

Figure IV.7: Trajectoires de $C_p(a)$ lors d'un changement de calage des pales, $r = 0.7R$ 81

Figure IV.8: Champ de vitesse dans le sillage lors du changement de pas de 0.2° à 3.9° 83

Annexe

Figure A.1: Soufflerie du Laboratoire de Mécanique des Fluides à Arts et Métiers ParisTech 92

Figure A.2: Sillage d'une éolienne testée par le NREL..... 93

Liste des tableaux

Tableau I.1: Classification des turbines éoliennes.....22

Sommaire

Résumé	2
Remerciement	4
Dédicace.....	5
Liste des symboles	6
Liste des abréviations.....	8
Liste des figures et tableaux	9
Sommaire	11
Introduction générale.....	14
I. Présentation générale du fonctionnement de la chaîne de conversion d'énergie dans une éolienne.....	17
I.1 Introduction	18
I.2 Définition de l'énergie éolienne.....	18
I.3 Classification des éoliennes.....	19
I.3.1 Selon l'axe de rotation.....	19
I.3.1.1 Eoliennes à axe horizontal	20
I.3.1.2 Eolienne à axe vertical	20
I.3.2 Selon la puissance nominale	22
I.4 Principaux composants d'une éolienne	23
I.5 Energie cinétique du vent – conversion en énergie mécanique.....	24
I.5.1 Loi de Betz	24
I.5.2 Production d'énergie mécanique.....	27
I.6 Energie mécanique du rotor- conversion en énergie électrique.....	27
I.6.1 Génératrice GSAP	28
I.6.2 Convertisseurs	29
I.6.2.1 Pont de diodes.....	29
I.6.2.2 Onduleur.....	30
I.6.2.3 Hacheur	30
I.6.3 Batteries de stockage	30
I.7 Conclusion	31

II. Revue bibliographique sur la modélisation aérodynamique instationnaire des éoliennes à axe horizontal	32
II.1 Introduction	33
II.2 Sources d'instationnarité	33
II.3 Revue bibliographique des méthodes de modélisation aérodynamique d'une éolienne à axe horizontal.....	36
II.3.1.1 Méthodes de sillage prescrit.....	39
II.3.1.2 Méthodes de sillage libre	39
II.4 Modèle aérodynamique stationnaire.....	40
II.4.1 Modèle de l'élément de pale-quantité de mouvement.....	40
II.4.1.1 Détermination de la force de portance et de trainé	41
II.4.1.2 Calcul de la force normale et tangentielle sur le rotor	42
II.4.1.3 Calcul du couple et de la puissance de l'éolienne	42
II.4.1.4 Calcul du facteur d'induction axiale et circumférentielle.....	42
II.4.1.5 Correction de Prandtl	43
II.4.1.6 Correction de Glauert.....	43
II.4.1.7 Organisation du programme de calcul proposé	44
II.4.1.8 Résultat et analyse	45
II.4.2 Modèle tourbillonnaire	45
II.4.2.1 Cas du sillage hélicoïdal	46
II.4.2.2 Cas d'une série d'anneaux tourbillonnaires	49
II.4.2.3 Organisation du programme de calcul proposé	50
II.4.2.4 Résultats et analyse.....	51
II.5 Conclusion.....	52
III. Proposition d'un modèle de sillage libre pour déterminer les efforts aérodynamiques instationnaires sur le rotor éolien	53
III.1 Introduction	54
III.2 Présentation du modèle.....	54
III.3 Vitesses induites par les différents composants du système tourbillonnaire	55
III.3.1 Vitesses induites par la série d'anneaux tourbillonnaires.....	55
III.3.2 Vitesses induites par le tube tourbillonnaire semi-infini	58
III.3.3 Vitesses induites par le tourbillon du pied de la pale	61
III.3.4 Modèle de l'élément de pale	62
III.4 Vitesse de déplacement de sillage-cas instationnaire	64
III.5 Schémas d'intégration temporelle.....	67

III.6 Conclusion	68
IV. Analyse des résultats numériques et comparaison avec les résultats d'essais en soufflerie et in situ	69
IV.1 Cas de test en soufflerie de l'ENSAM.....	70
IV.1.1 Introduction	70
IV.1.2 Éolienne testée.....	70
IV.1.3 Mesures PIV	71
IV.1.4 Comparaison des résultats numériques avec les essais	72
IV.1.5 Conclusion.....	77
IV.2 Cas de test de la turbine de Tjaereborg.....	78
IV.2.1 Introduction :	78
IV.2.2 Déroulement des expériences	79
IV.2.3 Comparaison de la puissance	79
IV.2.4 Influence de la transition sur le facteur d'induction axiale.....	80
IV.2.5 Influence de la transition sur le facteur de puissance	81
IV.2.6 Exemple de la géométrie du sillage lors de la transition	81
IV.2.7 Conclusion.....	84
Conclusion générale	85
Références bibliographiques	87
Annexe	92

Introduction générale

Bien que de nos jours l'utilisation généralisée des simulations CFD, des modèles basés sur la théorie tourbillonnaire sont encore en cours d'utilisation, en particulier dans les études des rotors d'hélicoptères opérant en vol stationnaire et en vol vertical, ainsi que dans la modélisation de sillage des éoliennes. Comme on le voit dans la littérature, dès lors qu'existe un écoulement axisymétrique, comme dans les écoulements autour du rotor éolien, ces modèles tourbillonnaires gagnent un avantage par rapport aux simulations CFD, en ce qui concerne la rapidité des calculs, ainsi qu'un degré de précision sur l'exploration du champ de vitesse comparable aux méthodes CFD qui sont basées sur la modélisation de la géométrie complète des pales et du sillage.

En effet, l'extraction de l'énergie du vent par l'éolienne, implique une décélération de l'écoulement et la création d'un sillage hélicoïdal qui se forme derrière le rotor, qui est traîné du bout et du pied de la pale. Il devient intéressant de diminuer la complexité du calcul de l'écoulement à travers l'éolienne, on remplaçant cette structure tourbillonnaire par un système tourbillonnaire équivalent, composé d'éléments tourbillonnaires simples, pour lesquels la solution exacte des vitesses induites dans n'importe quelle point dans le champ d'écoulement est bien connue, tel que l'anneau, la ligne et le tube tourbillonnaire semi-infini.

Dans ce cadre, la représentation du sillage des rotors par des anneaux tourbillonnaires a été utilisée en premier lieu pour modéliser le sillage des hélicoptères. Un travail récent de **Karpatne et al.(2014)[1]**, modélisent le sillage libre du rotor d'un hélicoptère par une série d'anneaux tourbillonnaires pour étudier le mouvement aperiodique des tourbillons de l'extrémité de la pale, observé dans le sillage d'un hélicoptère lors d'un vol stationnaire. **Reddy et Stewart.(2009)[2]**, présentent le sillage prescrit du rotor d'un hélicoptère par des lignes tourbillonnaires semi-infini, qui modélisent le sillage proche, et des anneaux tourbillonnaires pour représenter le sillage lointain et intermédiaire.

La modélisation du sillage par une série d'anneaux tourbillonnaire a été adoptée pour les éoliennes. **De Vaal et al.(2014a)[3]**, montrent qu'un modèle basé sur des anneaux tourbillonnaire est capable de supporter les fluctuations de la vitesse et la direction du vent pour le cas d'une éolienne flottante. **Baldacchino et Van Bussel.(2014)[4]**, présentent un modèle basé sur des anneaux tourbillonnaires, qui permet un aperçu utile des effets du sillage en réponse à des perturbations externes telles que le cisaillement, le lacet et la présence du sol.

Chattot.(2014)[5], étend la théorie du disque actif à un flux instable en utilisant la modélisation du sillage prescrit de l'éolienne par des anneaux tourbillonnaires.

Le sillage proche joue un rôle important dans l'évaluation des performances aérodynamiques du rotor éolien. En plus, il permet de définir les conditions initiales de développement du sillage lointain.

La vorticité dans le sillage lointain peut être modélisée de différentes man res. **Reddy et Stewart.(2009)[2]**, modélisent le sillage lointain d'un rotor d'hélicoptère par un anneau tourbillonnaire d'un diamètre égal à celui du rotor et qui se déplace avec le dernier anneau tourbillonnaire modélisant le sillage intermédiaire. **Van Heemst et al.(2015)[6]**, couplent le modèle d'anneaux tourbillonnaire pour le sillage proche d'une éolienne avec un modèle de déficit plus élaboré du sillage lointain de Jensen et Larsen.

Dans cette thèse le sillage proche de l'éolienne sera représenté par une série d'anneaux tourbillonnaires libres de se déplacer et de s'interagir entre eux. Tandis que le sillage lointain sera représenté par un tube tourbillonnaire semi-infini, ce couplage conduit à un modèle avec une meilleure précision sur le champ de vitesse total dans le sillage, Quant au tourbillon du pied de la pale il a été modélisé dans le travail de **De Vaal et al.(2014b)[7]**, par une série d'anneau tourbillonnaire, ainsi dans le travail de **Branlard et Gaunaa.(2015)[8]**, le tourbillon du pied de la pale est modélisé par une ligne tourbillonnaire semi infini. Pour compléter la représentation de notre modèle, la vorticité longitudinale, représentée par le tourbillon issu du pied de la pale, sera modélisé par une série de segments tourbillonnaires, pour le sillage proche, et une ligne tourbillonnaire semi-infini pour le sillage lointain.

Cette thèse est divisée en quatre chapitres :

Le premier chapitre est une présentation générale du fonctionnement de la chaine de conversion d'énergie dans une éolienne, les classifications des différents types d'éoliennes selon l'axe de rotation et selon la puissance sont abordées. On présente dans ce chapitre la constitution d'une telle chaine de conversion d'énergie éolienne à savoir, la turbine, la génératrice et le convertisseur statique.

Une revue bibliographique détaillée sur la modélisation aérodynamique stationnaire et instationnaire des éoliennes à axe horizontal a fait l'objet du deuxième chapitre. On identifie certaines sources d'instationnarité de l'écoulement réel qui nous paraissent prédominantes dans le fonctionnement instationnaire du rotor, ainsi que la nature physique complexe du

sillage qui en découle. Ce chapitre présente aussi les différentes théories aérodynamiques stationnaires et instationnaires appliquées aux rotors éoliens. L'accent est mis sur la méthode de l'élément de pale et la théorie tourbillonnaire car elles constituent la base de notre modélisation. Les théories tourbillonnaires "méthode de sillage prescrit et méthode de sillage libre", désormais précisées dans notre domaine. La justification du choix de la méthode de sillage libre conclut ce chapitre.

Dans le troisième chapitre on s'est particulièrement intéressé par le développement d'un modèle numérique fiable, basé sur la théorie tourbillonnaire qui sera en mesure à la fois, de générer la forme de sillage qui se forme derrière le rotor et de déterminer avec exactitude la position des foyers des tourbillons marginaux issue de l'extrémité de la pale et de calculer les vitesses axiales et radiales induites à n'importe quel point dans le sillage. Cela permettra l'exploration complète du champ de vitesse autour du rotor éolien, ainsi dans le sillage proche et lointain.

Le quatrième et dernier chapitre portera sur l'analyse des résultats numériques et la comparaison avec les résultats d'essais en soufflerie et in situ.

On présente deux cas de test à savoir :

Le premier cas de test en soufflerie de l'ENSAM, qui a permis la validation des résultats du modèle numérique en termes de position des tourbillons marginaux issus des extrémités des pales avec des images (PIV) obtenues dans les expériences qui ont été menées dans le laboratoire DynFluid Paris Tech, en utilisant la vélocimétrie par image de particules sur un rotor éolien tripale à axe horizontal de faible puissance spécialement conçu pour des essais en soufflerie.

Le deuxième cas de test de l'éolienne de Tjaereborg, qui a servi pour la simulation rapide de l'écoulement à travers une éolienne à axe horizontal. Le modèle proposé est utilisé pour étudier les changements qui se déroulent dans le champ d'écoulement autour du rotor de l'éolienne, en raison d'une variation rapide de l'angle de calage des pales.

La thèse se termine par une conclusion générale résumant l'ensemble des résultats obtenus au cours de ce travail, des références bibliographiques et une annexe.

CHAPITRE I

Présentation générale du fonctionnement de la chaîne de conversion d'énergie dans une éolienne

I.1 Introduction

L'énergie est l'un des moteurs du développement des sociétés. La civilisation industrielle s'est bâtie autour de l'exploitation du charbon à la fin du 18e siècle, puis du pétrole au milieu du 20e siècle. Depuis le premier choc pétrolier de 1973, les pays industrialisés optent progressivement pour les énergies nouvelles et renouvelables. D'une façon générale, les énergies renouvelables sont des modes de production d'énergie utilisant des forces ou des ressources dont les stocks sont illimités. L'eau des rivières faisant tourner les turbines d'un barrage hydroélectrique ; le vent brassant les pales d'une éolienne; la lumière solaire excitant les photopiles; mais aussi l'eau chaude des profondeurs de la terre alimentant des réseaux de chauffage. En plus de leur caractère illimité, ces sources d'énergie sont peu ou pas polluantes, le solaire, l'éolien, l'eau,...etc, ne rejettent aucune pollution lorsqu'elles produisent de l'énergie.

L'aérogénérateur est basé sur le principe des moulins à vent. Le vent fait tourner les pales qui sont elles-mêmes couplées à un rotor et à une génératrice. Lorsque le vent est suffisamment fort, les pales tournent et entraînent la génératrice qui produit de l'électricité.

L'énergie éolienne est aujourd'hui l'énergie propre la moins coûteuse à produire, ce qui explique l'engouement fort pour cette technologie. Les recherches en cours pourraient lui laisser pendant encore de nombreuses années cette confortable avancée [9].

Dans ce chapitre, nous allons présenter une généralité sur le fonctionnement de la chaîne de transfert de l'énergie dans une éolienne, on commence par une définition de l'énergie éolienne puis, une classification des différents capteurs à axe horizontal et vertical, le principe de fonctionnement ainsi que les différents composants de l'aérogénérateur et de toute la chaîne de conversion d'énergie sont présentés.

I.2 Définition de l'énergie éolienne

L'énergie éolienne est l'énergie du vent et plus spécifiquement, l'énergie directement tirée du vent au moyen d'un dispositif aérogénérateur comme une éolienne ou un moulin à vent. L'énergie éolienne est une des formes d'énergie renouvelable. Elle tire son nom d'Eole le maître des Vents dans la Grèce antique. La ressource éolienne provient du déplacement des masses d'air qui est dû indirectement à l'ensoleillement de la terre. Par le réchauffement de certaines zones de la planète et le refroidissement d'autres, une différence de pression est créée et les masses d'air sont en perpétuel déplacement. [10] [11]

L'aérogénérateur utilise l'énergie cinétique du vent pour entraîner l'arbre de son rotor (**Figure I.1**): celle-ci est alors convertie en énergie mécanique elle-même transformée en énergie électrique par une génératrice électromagnétique accouplée à la turbine éolienne. Ce couplage mécanique peut être soit direct si turbine et génératrice ont des vitesses du même ordre de grandeur, soit réalisé par l'intermédiaire d'un multiplicateur dans le cas contraire. Enfin il existe plusieurs types d'utilisation de l'énergie électrique produite : soit elle est stockée dans des accumulateurs, soit elle est distribuée par le biais d'un réseau électrique ou soit elle alimente des charges isolées. Le système de conversion éolien est également siège de pertes : à titre indicatif, le rendement est de 59 % au rotor de l'éolienne, de 96% au multiplicateur ; il faut de plus prendre en compte les pertes de la génératrice et des éventuels systèmes de conversion [12].

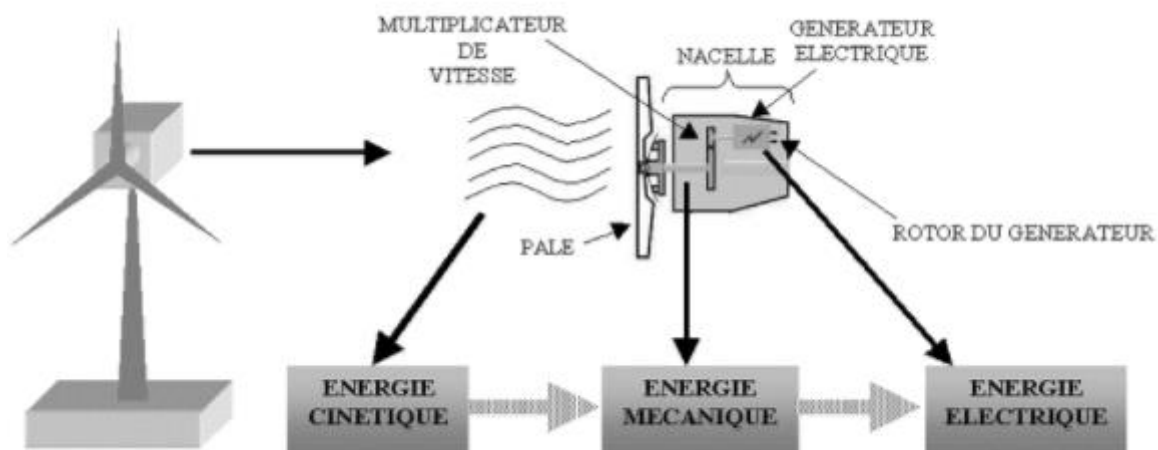


Figure I.1: Conversion de l'énergie cinétique du vent [13]

L'énergie éolienne est une énergie "renouvelable" non dégradée, De plus, c'est une énergie qui ne produit aucun rejet atmosphérique ni déchet radioactif. Elle est toutefois aléatoire dans le temps et son captage reste assez complexe, nécessitant des mâts et des pales de grandes dimensions (jusqu'à 60m pour des éoliennes de plusieurs mégawatts) dans des zones géographiquement dégagées pour éviter les phénomènes de turbulences. [14]

I.3 Classification des éoliennes

I.3.1 Selon l'axe de rotation

Les éoliennes se divisent en deux grandes familles : les éoliennes à axe horizontal, et celles à axe vertical

I.3.1.1 Eoliennes à axe horizontal

Les éoliennes à axe horizontal (**Figure I.2**), plus largement employées, nécessitent souvent un mécanisme d'orientation des pales, présentant un rendement aérodynamique plus élevé. Elles démarrent de façon autonome et présentent un faible encombrement au niveau du sol. Dans ces types d'éolienne, l'arbre est parallèle au sol. Le nombre de pales utilisé pour la production d'électricité varie entre 1 et 3. Le rotor tripale est le plus utilisé car il constitue un compromis entre le coefficient de puissance, le coût et la vitesse de rotation du capteur éolien[15]. Ce type d'éolienne a pris le dessus sur celles à axe vertical car elles représentent un coût moins important [16].



Figure I.2: Eolienne à axe horizontal [17]

I.3.1.2 Eolienne à axe vertical

Les éoliennes à axe vertical ont été les premières structures développées pour produire de l'électricité paradoxalement en contradiction avec le traditionnel moulin à vent à axe horizontal. Elles possèdent l'avantage d'avoir les organes de commande et le générateur au niveau du sol donc facilement accessibles et il s'agit d'une turbine à axe vertical de forme cylindrique qui peut facilement être installée sur le toit d'une maison moderne et dont les avantages sont : faible impact visuel, pratiquement pas de bruit et très grande tolérance aux vents forts.[18]

Les éoliennes à axe horizontal fonctionnent avec la portance alors que les éoliennes à axe vertical utilisent soit la portance (Darrieus) soit la traînée (Savonius).

I.3.1.2.1 Rotor Darrieus

L'éolienne de modèle Darrieus représentée sur la figure (I.3), se caractérise par la forme en H ou en C de ces pales qui rappelle vaguement un batteur. Elle est normalement constituée de deux ou trois pales. L'éolienne utilise l'effet de la portance. Il existe différents types de machine utilisant ce principe : conique, cylindrique ou parabolique. L'éolienne peut être fixée par des haubans.



Figure I.3: Eolienne de type Darrieus [19]

I.3.1.2.2 Rotor Savonius

L'éolienne de modèle Savonius représentée sur la figure (I.4), utilise la traînée différentielle entre les aubes constituées de parties cylindriques en opposition. Un couple se crée mettant alors le générateur en mouvement. La vitesse de démarrage de ces machines est plutôt basse, autour de 2 m/s ($\lambda \approx 0.5$). Les éoliennes à axe vertical s'adaptent particulièrement bien aux effets de la turbulence. De plus, ce design ne fait pas beaucoup de bruit et finalement convient bien au milieu urbain. En revanche, ce concept est fortement pénalisé par son coefficient de puissance ($C_{p \max} \approx 0.2$).[20]



Figure I.4: Eolienne de type Savonius [21]

A titre comparatif, en termes de coûts, les éoliennes à axe horizontal sont à l'heure actuelle moins chères que les éoliennes à axe vertical et connaissent également de meilleurs rendements énergétiques. Cependant, les éoliennes à axe horizontal posent quatre problèmes qui sont moins cruciaux pour les éoliennes à axe vertical : le bruit, les vibrations, la sécurité, l'orientation du flux éolien et sa variation.

I.3.2 Selon la puissance nominale

Les éoliennes sont divisées en trois catégories :

Eolienne	Diamètre de l'hélice	Puissance délivrée
Petite	Inférieure à 12 m	Inférieure à 40 kW
Moyenne	12 à 45 m	40 kW à 1 MW
Grande	46 m et plus	Plus de 1 MW

Tableau I.1: Classification des turbines éoliennes

I.4 Principaux composants d'une éolienne

On peut considérer trois composants essentiels dans une éolienne représentés sur la figure (I.5) : le rotor, la nacelle et la tour.

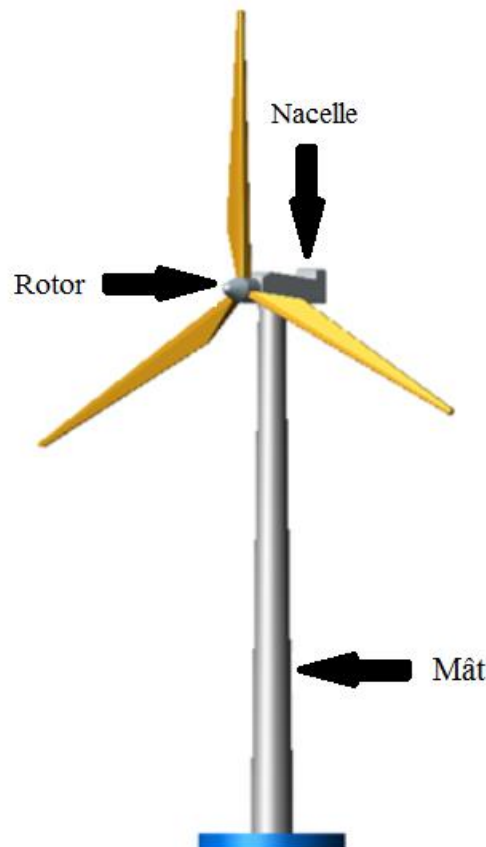


Figure I.5: Composante d'une éolienne

- **Le rotor :**

Formé par les pales assemblées dans leur moyeu. Pour les éoliennes destinées à la production d'électricité, le nombre de pales varie classiquement de un à trois, le rotor tripale (concept danois) étant de loin le plus répandu car il représente un bon compromis entre le coût, le comportement vibratoire, la pollution visuelle et le bruit. Les pales se caractérisent principalement par leur géométrie dont dépendront les performances aérodynamiques et les matériaux dont elles sont constituées (actuellement, les matériaux composites tels la fibre de verre et plus récemment la fibre de carbone sont très utilisés car ils allient légèreté et bonne résistance mécanique).

- **La nacelle :**

Regroupe tous les éléments mécaniques permettant de coupler le rotor éolien au générateur électrique : arbres lent et rapide, roulements, multiplicateur. Le frein à disque, différent du frein aérodynamique, qui permet d'arrêter le système en cas de surcharge. Le

générateur qui est généralement une machine synchrone ou asynchrone et les systèmes hydrauliques ou électriques d'orientation des pales (frein aérodynamique) et de la nacelle (nécessaire pour garder la surface balayée par l'aérogénérateur perpendiculaire à la direction du vent). A cela viennent s'ajouter le système de refroidissement par air ou par eau, un anémomètre et le système électronique de gestion de l'éolienne.

- **Le mât (la tour) :**

Son rôle est d'une part de supporter l'ensemble rotor + nacelle, mais aussi de le placer à une hauteur suffisante, de manière à sortir autant que possible le rotor du gradient de vent qui existe à proximité du sol, améliorant ainsi la captation de l'énergie. Certains constructeurs proposent ainsi différentes hauteurs de tour pour un même ensemble rotor + nacelle de manière à s'adapter au mieux à différents sites d'implantation [22].

I.5 Energie cinétique du vent – conversion en énergie mécanique

I.5.1 Loi de Betz

Considérons le système éolien à axe horizontal représenté sur la figure (I.6), sur lequel on a représenté la vitesse du vent V_1 en amont de l'aérogénérateur et la vitesse V_2 en aval.

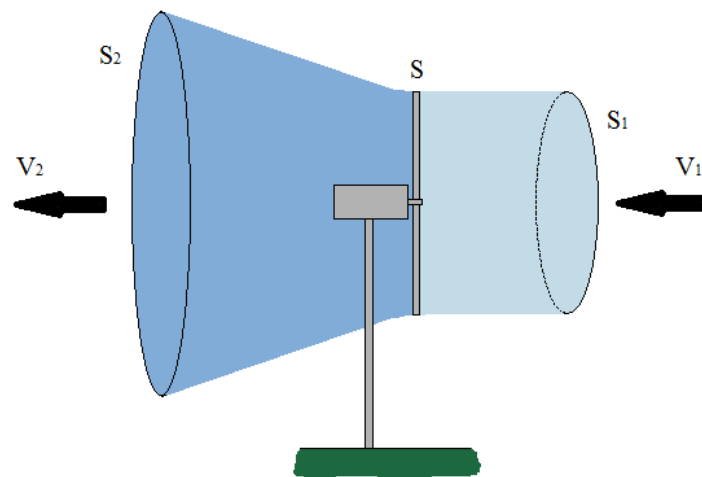


Figure I.6: Tube de courant d'air autour d'une éolienne

En supposant que la vitesse du vent traversant le rotor est égale à la moyenne entre la vitesse du vent non perturbé à l'avant de l'éolienne V_1 et la vitesse du vent après passage à travers le rotor V_2 soit $(V_1+V_2)/2$, la masse d'air en mouvement de densité ρ traversant la surface S des pales en une seconde est:

$$m = \frac{\rho S(V_1 + V_2)}{2} \quad (\text{I.1})$$

La puissance P_m alors extraite s'exprime par la moitié du produit de la masse et de la diminution de la vitesse du vent (seconde loi de Newton) :

$$P_m = \frac{m(V_1^2 - V_2^2)}{2} \quad (\text{I.2})$$

Soit en remplaçant m par son expression dans l'équation (I.1):

$$P_m = \frac{\rho S(V_1 + V_2)(V_1^2 - V_2^2)}{4} \quad (\text{I.3})$$

Un vent théoriquement non perturbé traverserait cette même surface S sans diminution de vitesse, soit à la vitesse V_1 , la puissance P_{mt} correspondante serait alors :

$$P_{mt} = \frac{\rho S V_1^3}{2} \quad (\text{I.4})$$

La relation entre la puissance extraite du vent et la puissance totale théoriquement disponible est alors :

$$\frac{P_m}{P_{mt}} = \frac{\left(1 + \frac{V_2}{V_1}\right) \left(1 - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^2\right)}{2} \quad (\text{I.5})$$

Si on représente la caractéristique correspondante à l'équation ci-dessus, on s'aperçoit que la relation P_m/P_{mt} appelé aussi coefficient de puissance C_p (**Figure I.7**) présente un maximum de $16/27$ soit $0,59$. C'est cette limite théorique appelée limite de Betz [13] qui fixe la puissance maximale extractible pour une vitesse de vent donnée. Cette limite n'est en réalité jamais atteinte et chaque éolienne est définie par son propre coefficient de puissance exprimé en fonction de la vitesse relative λ représentant le rapport entre la vitesse de l'extrémité des pales de l'éolienne et la vitesse du vent.

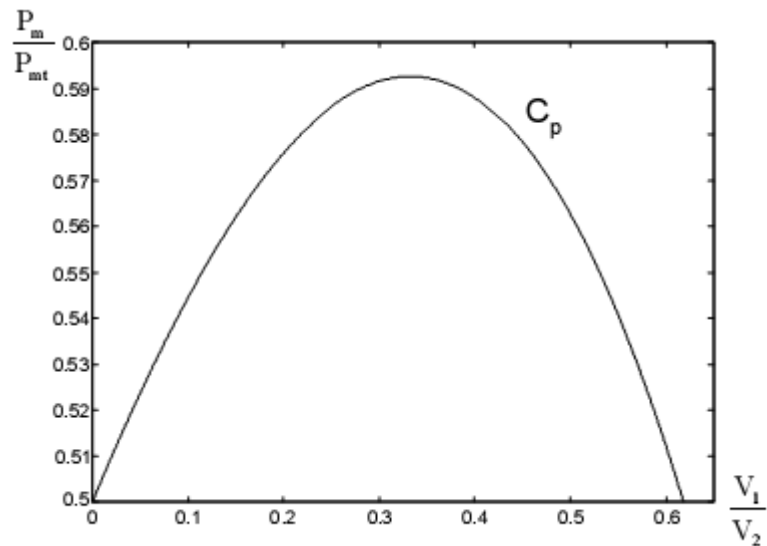


Figure I.7: Coefficient de puissance [13]

Les éoliennes à marche lente sont munies d'un grand nombre de pales (entre 20 et 40), leur inertie importante impose en général une limitation du diamètre à environ 8 m. Leur coefficient de puissance (**Figure I.8**) atteint rapidement sa valeur maximale lors de la montée en vitesse mais décroît également rapidement par la suite. [23]

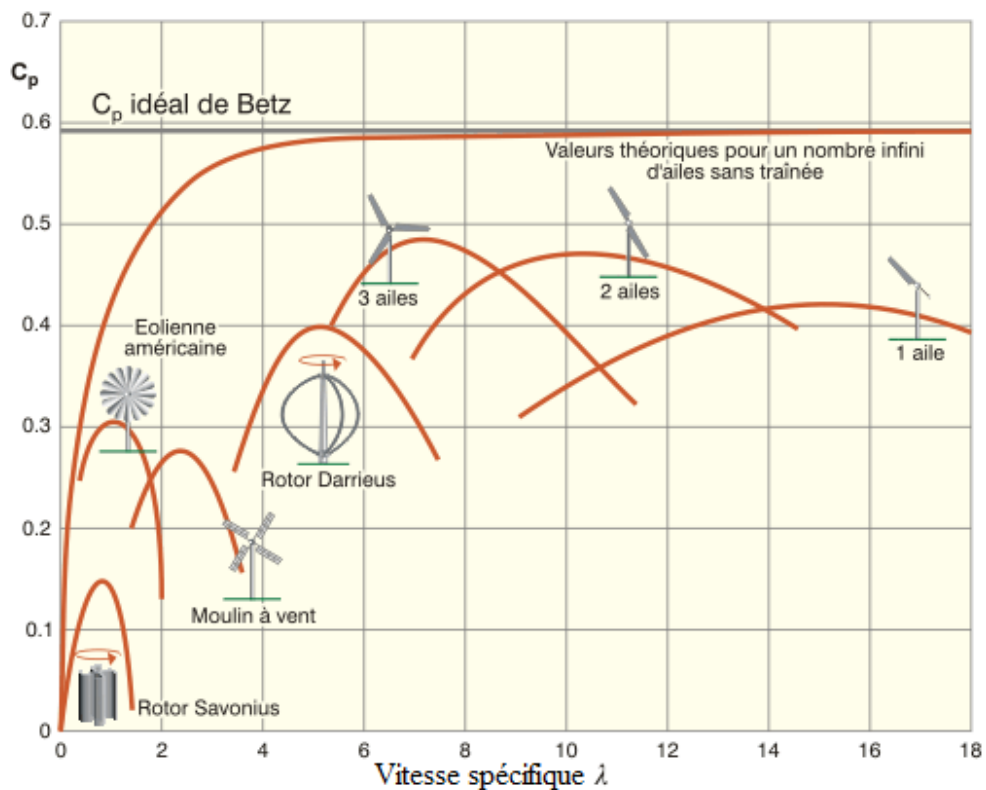


Figure I.8: Coefficient de puissance aérodynamique en fonction de λ et de l'angle de pas des pales [24]

Les éoliennes à marche rapide sont beaucoup plus répandues et pratiquement toutes dédiées à la production d'énergie électrique. Elles possèdent généralement entre 1 et 3 pales fixes ou orientables pour contrôler la vitesse de rotation. Les pales peuvent atteindre des longueurs de 60 m pour des éoliennes de plusieurs mégawatts.

Les éoliennes tripales sont les plus répandues car elles représentent un compromis entre les vibrations causées par la rotation et le coût de l'aérogénérateur. De plus, leur coefficient de puissance (**Figure I.8**) atteint des valeurs élevées et décroît lentement lorsque la vitesse augmente. Elles fonctionnent rarement au-dessous d'une vitesse de vent de 3 m/s [25].

I.5.2 Production d'énergie mécanique

En combinant les équations (I.1), (I.4) et (I.5), la puissance mécanique P_m disponible sur l'arbre d'un aérogénérateur s'exprime ainsi :

$$P_m = \frac{P_m}{P_{mt}} \cdot P_{mt} = C_p \cdot P_{mt} = \frac{1}{2} C_p(\lambda) \rho \pi R^2 V_1^3 \quad (\text{I.6})$$

Avec :

$$\lambda = \frac{\Omega_1 R}{V_1} \quad (\text{I.7})$$

Ω_1 : Vitesse de rotation avant multiplicateur et R : rayon de l'aérogénérateur.

Compte tenu du rapport du multiplicateur de vitesse K , la puissance mécanique P_{mg} disponible sur l'arbre du générateur électrique s'exprime par :

$$P_{mg} = \frac{1}{2} C_p \left(\frac{\Omega_2 R}{K V_1} \right) \rho \pi R^2 V_1^3 \quad (\text{I.8})$$

Avec Ω_2 : vitesse de rotation après multiplicateur.

I.6 Energie mécanique du rotor- conversion en énergie électrique

La chaîne de conversion d'énergie éolienne représentée sur la figure (I.9), est composée d'une partie aérodynamique qui comporte le vent et la turbine, et une partie électromécanique qui comporte une génératrice, (généralement une machine synchrone triphasé à aimant permanent pour les faibles puissance), un convertisseur statique constitué par un pont de

diode qui permis le redressement de la tension issue de la génératrice et un hacheur qui assure les conditions nécessaires pour la charge de la batterie, ainsi que la régulation qui permet la maximisation de la puissance de l'éolienne.

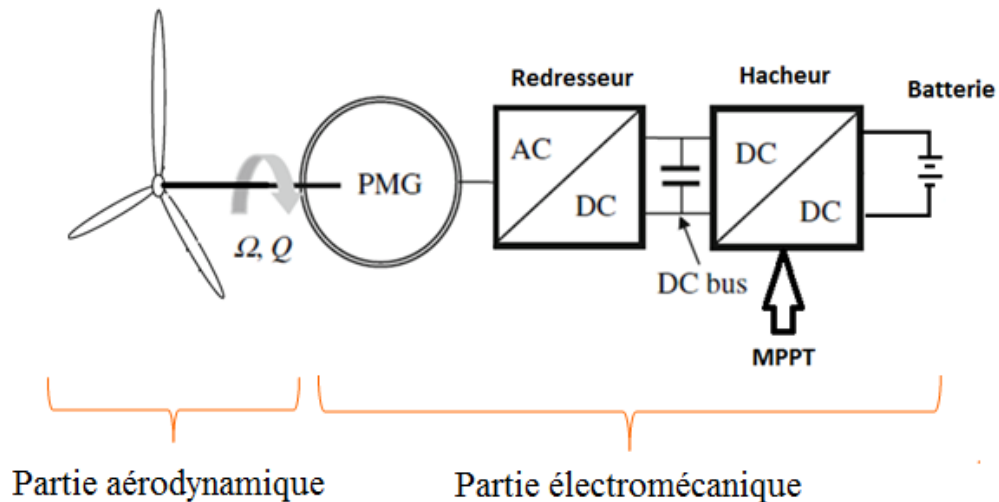


Figure I.9: Exemple d'une chaîne de conversion d'énergie éolienne de faible puissance

I.6.1 Génératrice GSAP

La turbine éolienne fournit un couple mécanique qui dépend de la vitesse du vent, une des pièces maîtresses d'un système de conversion d'énergie dédié à une éolienne est la génératrice (**Figure I.10**), les machines utilisées dans ces systèmes sont de construction spécifique, bien adaptées aux besoins particuliers de ce domaine.[26]

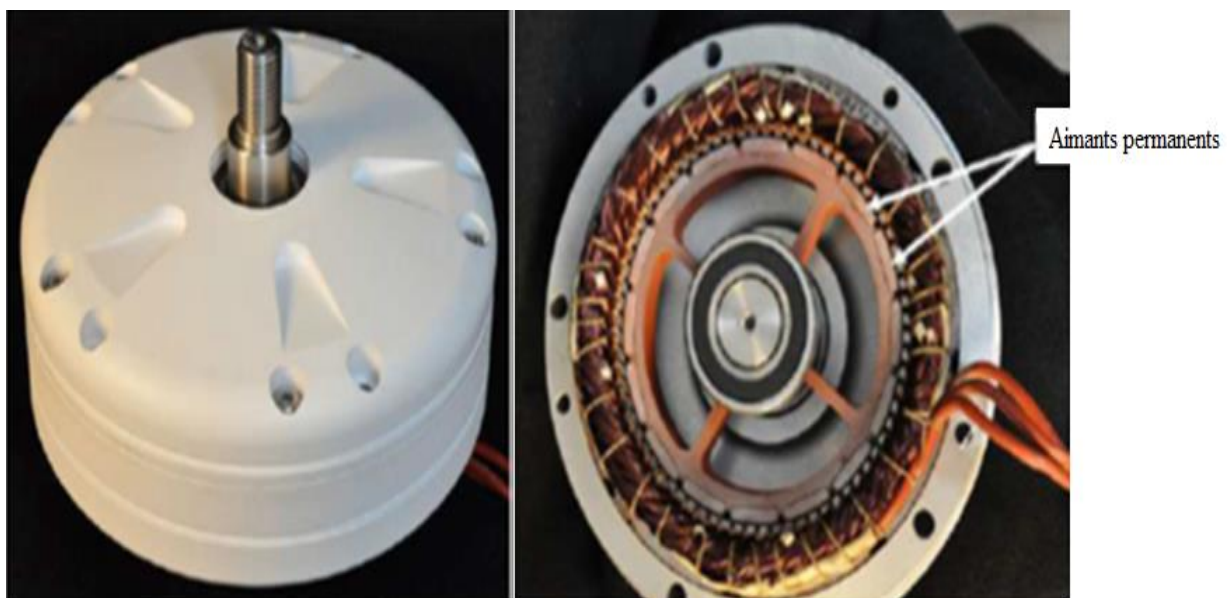


Figure I.10: Vue extérieure et intérieure de la GSAP Ginlong 500-A [27]

Ces machines sont spécialement conçues pour être employées dans un ensemble éolien. Il s'agit des machines synchrones multi pôles à aimants permanents. Compte tenu de la gamme de vitesse de rotation de l'éolienne, le nombre élevé de pôles sert à obtenir une fréquence électrique suffisante sans avoir recours au multiplicateur mécanique. A chaque type de voilure, correspond une conception de la machine électrique. Elle dépend aussi de l'électronique de puissance en aval.

I.6.2 Convertisseurs

La génératrice synchrone fournit une tension alternative à fréquence variable, pour assurer une tension alternative à fréquence fixe l'insertion d'un convertisseur statique est obligatoire (**Figure I.11**), aussi il permet d'implanter le système de régulation telle que la régulation MPPT.



Figure I.11: À l'intérieur de la nacelle de l'éolienne Skystream 2.4 kW [27]

I.6.2.1 Pont de diodes

Les convertisseurs statiques utilisés couramment dans les chaînes de conversion d'énergie dédiées aux systèmes éoliens, sont basés sur des modules entièrement commandés qui leur rend coûteux donc pénalisant dans un ensemble de petite puissance. Parfois et dans le souci de réduction des coûts, le pont de diodes, peu onéreux, semble attractif à condition que les performances énergétiques ne soient pas trop dégradées.

I.6.2.2 Onduleur

Les onduleurs de tension alimentent les machines à courant alternatif (charge) à partir d'une source de tension continue. Ils permettent d'imposer aux bornes de la machine (charge) des tensions d'amplitude et de fréquence réglable par la commande. Un onduleur de tension à trois bras (**Figure I.12**), comprenant chacun deux cellules de commutation. Chaque cellule est composée d'un interrupteur, commandé à l'amorçage et au blocage et d'une diode antiparallèle.



Figure I.12: Onduleur de la turbine Skystream de 2,4 kW attaché à la couverture de la nacelle [27]

I.6.2.3 Hacheur

Les hacheurs sont des convertisseurs continu–continu ils sont des dispositifs de l'électronique de puissance mettant en œuvre un ou plusieurs interrupteurs électroniques commandés, ce qui permet de modifier la valeur de la tension (moyenne) d'une source de tension continue avec un rendement élevé.

I.6.3 Batteries de stockage

La charge, sous la forme d'un pack de batteries, est un élément de stockage électrochimique. L'énergie stockée peut être ensuite distribuée vers un éventuel réseau sur lequel sont rattachés des consommateurs.

I.7 Conclusion

Une présentation générale du fonctionnement de la chaîne de conversion de l'énergie dans une éolienne a fait l'objet de ce chapitre. La définition de l'énergie éolienne, la classification des éoliennes selon l'axe de rotation et la puissance nominale ont été abordées en détail, le principe de la conversion de l'énergie cinétique du vent en énergie mécanique puis en énergie électrique est discuté dans ce chapitre, ainsi que les principaux composants d'une éolienne à axe horizontal tel que la génératrice et le convertisseur statique.

On peut conclure qu'une chaîne de conversion d'énergie éolienne se compose de deux parties essentielles, Une partie électromécanique composée de la génératrice et du convertisseur statique qui dépend principalement de la partie aérodynamique qui est composée de la turbine et le vent, tout ce système fonctionne dans une ambiance pleine de source d'instationnarité.

Dans ce cadre, le chapitre suivant sera consacré à l'identification de certaines sources d'instationnarité de l'écoulement réel à travers l'éolienne, nous allons aborder aussi une revue bibliographique sur les méthodes de modélisation aérodynamique stationnaire et instationnaire du rotor et de l'écoulement à travers l'éolienne.

CHAPITRE II

Revue bibliographique sur la modélisation aérodynamique instationnaire des éoliennes à axe horizontal

II.1 Introduction

Ce chapitre identifie dans un premier temps certaines sources d'instationnarité de l'écoulement réel, qui nous paraissent prédominantes dans le fonctionnement instationnaire du rotor éolien, ainsi que la nature physique complexe du sillage qui en découle. Sont présentées ensuite les différentes théories aérodynamiques appliquées aux rotors éoliens. La méthode de l'élément de pale et la théorie tourbillonnaire de sillage libre font l'objet d'une attention particulière car elles constituent la base de notre modélisation. La justification du choix de ces deux méthodes conclut ce chapitre.

II.2 Sources d'instationnarité

Les éoliennes fonctionnent généralement au sein d'un écoulement instationnaire. Dans ce qui suit on résume les sources en apparence prédominantes, des charges aérodynamiques instationnaires sur le rotor éolien. En effet, la charge sur chaque élément de pale varie dans le temps à cause de divers effets. Les sources spécifiques prisées ici en considération pour l'éolienne, sont les suivantes [25][28][29][30] :

- 1. Vitesse et direction du vent :** le vent souffle généralement à une vitesse rarement constante. Cet effet peut produire un changement significatif de l'angle d'incidence aux profils des pales. Ce changement est considérable dès lors qu'il accompagne une modification de la vitesse induite produite par le sillage, celui-ci changeant de forme en fonction de la vitesse du vent. Il en résulte donc un changement permanent des forces locales appliquées au rotor et une puissance variable en fonction du temps.

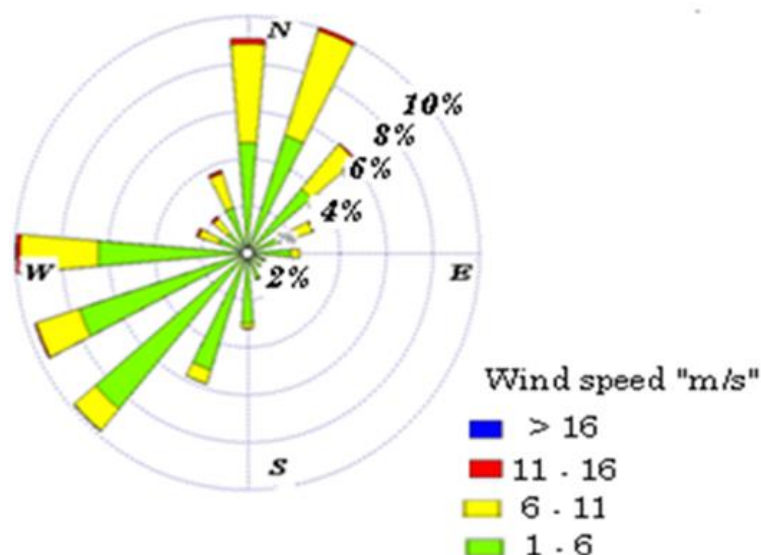


Figure II.1: Rose du vent dans la région de Skikda en Algérie [31]

La figure (II.1) représente la rose du vent annuelle de la région de Skikda dans la période (1990-2007) elle montre la direction des vents dominants sud-sud, et la seconde direction dominante est le Nord-Sud, tandis que d'autres directions sont négligées. Toutes les directions ont une faible vitesse variant entre 1 et 6 [m/s].

- 2. Couche limite terrestre :** lors du fonctionnement de l'éolienne (surtout pour une éolienne de grande taille), la partie inférieure est alimentée par une vitesse de vent plus faible que sa partie supérieure (Figure II.2). Cela correspond à l'effet de la couche limite terrestre, qui freine l'écoulement de l'air en raison de la rugosité de la surface du sol, du relief ou des vagues où l'éolienne a été installée.

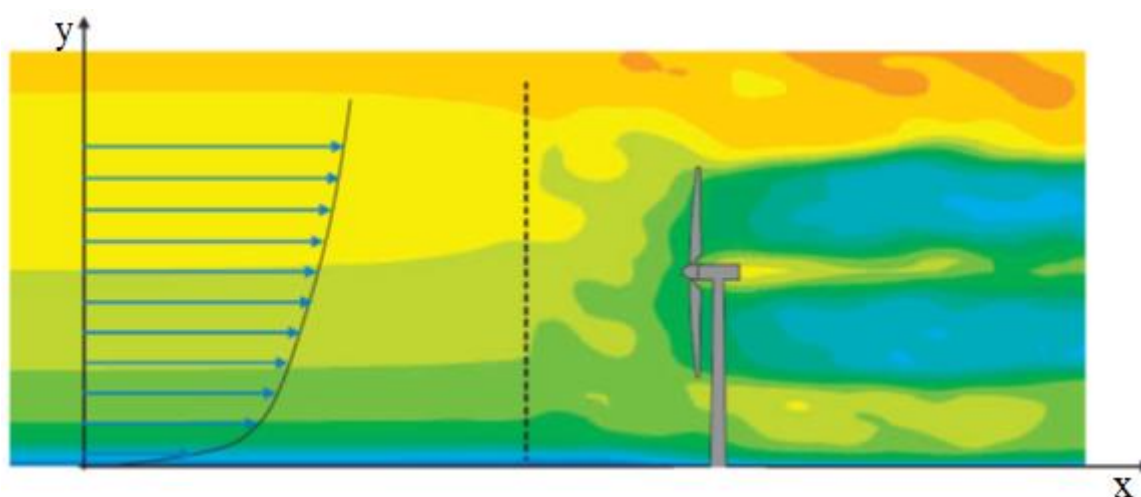


Figure II.2: Effets de la couche limite terrestre sur l'écoulement autour d'une éolienne [32]

- 3. Rafales de vent :** les rafales de vent peuvent engendrer, sur plus d'une seconde, des pics de vitesse de vent supérieurs à la vitesse du vent moyennée en cours de fonctionnement de l'éolienne. Ces variations soudaines dégradent de manière significative les composants mécaniques et électriques. Les charges mécaniques subissent aussi les effets de ces pics, facteurs d'importants couples dans le rotor de l'éolienne et engendrent des échauffements anormaux, voire de bris dans l'arbre de transmission [33].
- 4. Fonctionnement en dérapage :** quand l'éolienne fonctionne dans une position où la direction du vent n'est pas perpendiculaire au plan du rotor, des variations instationnaires importantes des vitesses locales appliquées sur les pales peuvent se produire [34][35][36]. En effet, l'éolienne fonctionne souvent en dérapage, le mécanisme de contrôle du positionnement du rotor face au vent ne pouvant assurer une position idéale du rotor à tout moment. Dans le cas d'un fonctionnement de l'éolienne à une vitesse spécifique

faible, une grande déviation de l'écoulement axial est susceptible de se produire, amplifiant ainsi ces effets instationnaires, malgré le vrillage des pales.

5. **Effet du mât** : le mât influe indiscutablement sur l'état des charges aérodynamiques au moment du passage des pales dans son sillage [37][38][39]. En effet, à chaque passage au voisinage du mât, les pales rencontrent une zone où la vitesse du vent est plus faible. L'écoulement est alors bloqué par la production d'une zone de réduction de la vitesse du vent à l'amont et à l'aval du mât. La chute de vitesse dans cette zone dépend du type de mât (tubulaire en acier, en treillis, mât haubané) et de ses dimensions. Un changement transitoire de l'angle d'incidence de chaque élément de pale se produit à chaque tour de pale, modifiant ainsi les charges appliquées par l'écoulement.
6. **Turbulence** : la turbulence atmosphérique est un phénomène majeur et un facteur important. Elle est généralement provoquée par des déplacements d'air de températures inégales [40], dans des régions présentant une surface de terrain très accidentée ou des obstacles. Les turbulences rendent plus difficile la récupération de l'énergie cinétique et augmentent les charges aérodynamiques appliquées aux composants mécaniques de l'éolienne. En général, on essaye donc d'augmenter la hauteur de la tour afin d'éviter que la turbulence engendrée près du sol influe sur la surface balayée par le rotor.
7. **L'induction instationnaire du sillage** : la variation temporelle des conditions aérodynamiques (vitesse, incidence, circulation) au rotor produit un effet sur la force et les positions des tourbillons émis et advectés dans le sillage à l'aval de l'éolienne. Ce processus d'évolution a un effet héréditaire dans le temps car il continue à se reproduire dans le développement du sillage.
8. **Les effets tridimensionnels autour des profils des pales** : L'existence d'une composante radiale d'écoulement engendre le développement d'une couche limite 3-D sur la pale, ce qui complique un peu plus le comportement aérodynamique théoriquement prévu en 2 - D. [33]

L'asymétrie des efforts de ces sources instationnaires se traduit par la présence de couples parasites. Ces couples augmentent les vibrations engendrées par le couple axial instationnaire sur l'ensemble rotor-ligne d'arbre, dangereuses pour la tenue mécanique des pales du rotor, elles-mêmes soumises alors à une fatigue sous contraintes cycliques. Ces facteurs (couples parasites, vibrations et contraintes cycliques) sont en partie transmis par voie solide à l'ensemble du système (ligne d'arbre, génératrice), et au-delà, à la structure elle-même, au travers des paliers, de la butée et du berceau de la génératrice. Ce phénomène, à transmission

purement solide, est directement relié aux fluctuations de charges aérodynamiques, ou portance instationnaire, de chacune des sections de pales.

II.3 Revue bibliographique des méthodes de modélisation aérodynamique d'une éolienne à axe horizontal

Les méthodes de prévision de la performance de l'éolienne sont similaires aux théories de l'hélice ou de l'hélicoptère, où le couple généré par les pales de l'éolienne est considéré comme un paramètre important à évaluer. Il existe différentes méthodes pour modéliser l'aérodynamique d'une éolienne avec différents niveaux de complexité et de précision, comme la théorie de l'élément de pale « **BEM** » et la méthode « **CFD** » basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes.

Aujourd'hui, un modèle d'ingénierie basé sur la méthode BEM est largement utilisé pour analyser les performances aérodynamiques d'une éolienne où il est basé sur l'hypothèse d'écoulement régulier et homogène et les charges aérodynamiques agissent sur un disque actif au lieu d'un nombre fini de pales. La méthode BEM est connue comme le modèle amélioré de la théorie de la dynamique de Rankine-Froude [41][42], qui était le premier modèle à prédire les vitesses d'afflux au rotor, où il suppose que le rotor peut être remplacé par un chargement uniformément réparti sur un disque actif, et l'écoulement est également uniforme. En outre, l'hypothèse de Prandtl qui est le fondement de la méthode BEM, en supposant qu'une section d'une aile finie se comporte comme une section d'une aile infinie à un angle égal à l'angle d'attaque effectif. La méthode BEM est calculée rapidement et est facilement implémentée, mais elle n'est acceptable que pour une certaine gamme de conditions d'écoulement [43]. Un certain nombre de facteurs de correction empiriques et semi-empiriques ont été ajoutés à cette méthode afin d'augmenter sa gamme d'applications, telles que le désalignement du lacet, l'écoulement dynamique, l'influence de la tour, le nombre fini des pales et de l'angle du cône de la pale [44], mais ils ne sont pas pertinents pour toutes les conditions de fonctionnement et sont souvent incorrects à des rapports de vitesse élevés où la distorsion du sillage est significative [45]. L'existence de ces nombres de formule de correction conduit à des incertitudes sur la méthode BEM, tandis que la base de ces corrections est basée sur les résultats expérimentaux, ce qui diminue la fiabilité de la méthode BEM.

La théorie tourbillonnaire, qui repose sur le flux potentiel, non-visqueux et irrotationnel, peut également être utilisée pour prédire la performance aérodynamique des éoliennes. L'avantage de la méthode tourbillonnaire est de réduire la complexité de l'écoulement, et il a

été largement utilisé pour l'analyse aérodynamique des aérodromes et des avions. Bien qu'il ne puisse pas être utilisé pour prédire les phénomènes visqueux tels que la séparation de la traînée et de la couche limite, sa combinaison avec les données de profil aérodynamique tabulées en fait un outil puissant pour prédire le flux de fluide. Par rapport à la méthode BEM, la méthode tourbillonnaire est capable de fournir plus de solutions physiques pour les conditions d'écoulement fixes avec des corrections de couche limite, et elle est également valable sur une plus large gamme de conditions de fonctionnement de la turbine. Bien qu'il soit plus coûteux que la méthode BEM, il est encore possible en tant que méthode d'ingénierie.

La méthode tourbillonnaire a été introduite par Glauert [46], Prandtl [47] et Goldstein [48]. Dans la théorie de Glauert, au lieu d'un nombre fini de pales, le rotor est modélisé comme un disque actif uniformément chargé et le sillage est modélisé sous la forme d'une feuille tourbillonnaire cylindrique semi-infinie qui se jette du bord d'un disque actif. La méthode de Prandtl a introduit la distribution d'afflux radial, ce qui conduit au concept de facteur de perte de bout de la pale et de corriger l'hypothèse d'un nombre infini de pales. La théorie de Goldstein représente l'afflux en supposant les tourbillons de fuite de chaque pale comme un nombre fini de surfaces hélicoïdales coaxiales de longueur infinie, mais avec un rayon fini se déplaçant à vitesse constante. Falkner [49] a utilisé la méthode du treillis tourbillonnaires en 1943 pour calculer les forces aérodynamiques sur une surface de forme arbitraire. Cette méthode est encore utilisée dans les applications d'ingénierie car elle nécessite un temps de calcul relativement petit avec un niveau de précision considérable par rapport à CFD.

Dans les méthodes tourbillonnaires, les tourbillons de l'extrémité et de pied de la pale sont généralement modélisés soit par des particules tourbillonnaires, soit par des filaments tourbillonnaires se déplaçant soit librement, connu sous le nom de sillage libre, tel que les travaux de [50],[51] et [52] ou de manière restreinte en imposant la géométrie du sillage connu sous le nom de sillage prescrit [53],[54]. Le sillage prescrit nécessite moins d'effort de calcul que le sillage libre, mais il nécessite que les données expérimentales soient valides pour un large éventail de conditions d'exploitation. Le modèle de sillage libre, qui est la méthode tourbillonnaire la plus coûteuse en calcul, est capable de prédire la géométrie du sillage et elle offre une précision sur la position des tourbillons dans le sillage par rapport au sillage prescrit en raison des hypothèses moins restrictives.

La méthode tourbillonnaire a toujours été utilisée pour les hélicoptères [55],[56]et[57] pour modéliser le sillage et les charges aérodynamiques pour différentes conditions opérationnelles. Landgrebe [58] a développé un sillage prescrit composé d'un certain nombre de filaments dans le sillage du bord de fuite de la pale qui sont enroulés immédiatement dans un tourbillon en bout de chaque pale. Une approche analytique pour prédire l'afflux des hélices en utilisant la théorie des lignes portantes a été décrite par Crimi [59], où le sillage est remplacé par un tourbillon unique qui se déplace en fonction du champ de vitesse induit lors de la rotation de la pale. Plusieurs méthodes simplifiées par Brady [60] et Trenka [61] ont été développées pour modéliser le sillage par des anneaux tourbillonnaires ou des tubes tourbillonnaires. Landgrebe [58], Leishman [62] et Sadler [63] ont également proposé un modèle de sillage libre pour les hélicoptères, où le sillage est modélisé par des filaments tourbillonnaires segmentés qui sont autorisés à se déformer librement. Coton [64], Dumitrescu [65], Kocurek [66] et Curin [67] ont présenté le modèle de sillage par de filaments tourbillonnaires prescrits pour les applications d'éoliennes en plus d'un travail de Gohard [68], considéré comme un modèle de sillage libre pionnier pour les éoliennes.

Enfin, CFD, qui résout les équations de Navier-Stokes pour le flux autour de la pale de rotor, est connue comme la méthode la plus précise mais la plus coûteuse en calcul, ce qui en fait une méthode d'ingénierie peu pratique pour les applications de turbines éoliennes, au moins avec les ressources matérielles de calcul actuelles.

Pour surmonter cette limitation, une combinaison d'équations de Navier-Stokes et d'une méthode de disque actif a été proposée par Madsen [69], où, au lieu de résoudre le flux visqueux autour des pales du rotor, la surface balayée de la pale de rotor est remplacée par des forces de surface agissant sur l'écoulement. Une autre méthode appelée ligne active a été proposée par Shen [70] où la charge d'air est répartie radialement dans le domaine de la solution le long des lignes représentant les forces de la pale. Dans cette méthode, la méthode de l'élément de pale et les données de profile de la pale sont utilisées pour déterminer les charges aérodynamiques dans une méthode itérative alors que le sillage est simulé par un solveur 3D Navier-Stokes. La méthode hybride CFD-Inviscid a été proposée par Berkman [71], Xu [72] et Schmitz [73] afin d'éliminer la dépendance des données tabulaires d'aérodynamisme tandis qu'une petite région autour de la pale est résolue par les équations de Navier-Stokes et la méthode tourbillonnaire de potentiel complet est appliquée pour le reste du domaine de calcul.

Selon la représentation de la forme du sillage tourbillonnaire, il existe deux différentes approches.

II.3.1.1 Méthodes de sillage prescrit

Les méthodes de sillage prescrit supposent que la forme du sillage est connue [74],[75]. Dans le cas d'une hélice d'avion, les vitesses induites à l'aval du rotor sont habituellement faibles. En conséquence, les nappes tourbillonnaires adoptent une forme hélicoïdale.

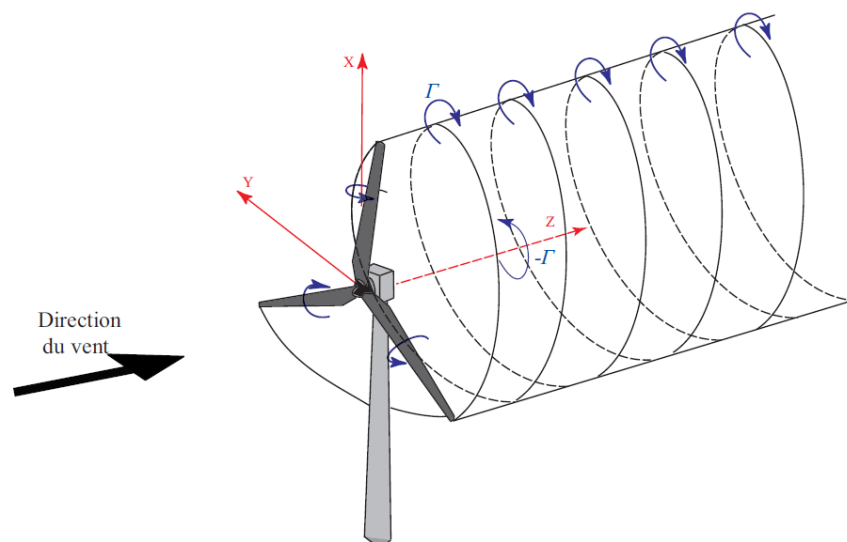


Figure II.3: Sillage prescrit de forme cylindrique d'une éolienne [33].

Dans le cas des éoliennes, les vitesses induites sont importantes et les nappes tourbillonnaires sont déformées (**Figure II.3**). Ici, on suppose que la forme du sillage est connue, soit à partir des essais, soit à partir d'un calcul approché. Les résultats obtenus par ce type de calculs sont bons dans les cas stationnaires ou pour les rotors peu chargés. Néanmoins, dans le cas instationnaire d'une éolienne, quand les vitesses induites sont importantes, la forme des surfaces tourbillonnaires varie au cours du temps et la méthode de sillage prescrit ne peut être appliquée. Dans ce cas, il est préférable d'utiliser le second groupe de méthodes, celles de sillage libre.

II.3.1.2 Méthodes de sillage libre

Les méthodes de sillage libre ont initialement été utilisées dans l'analyse des rotors d'hélicoptères [76][77][74]. Ces modèles créés pour les hélicoptères ont été adaptés par Gohard [68] pour le calcul des rotors éoliens. Dans cette méthode, les tourbillons libres, sont déplacés comme des lignes matérielles à la vitesse locale du sillage (seconde loi de Helmholtz).

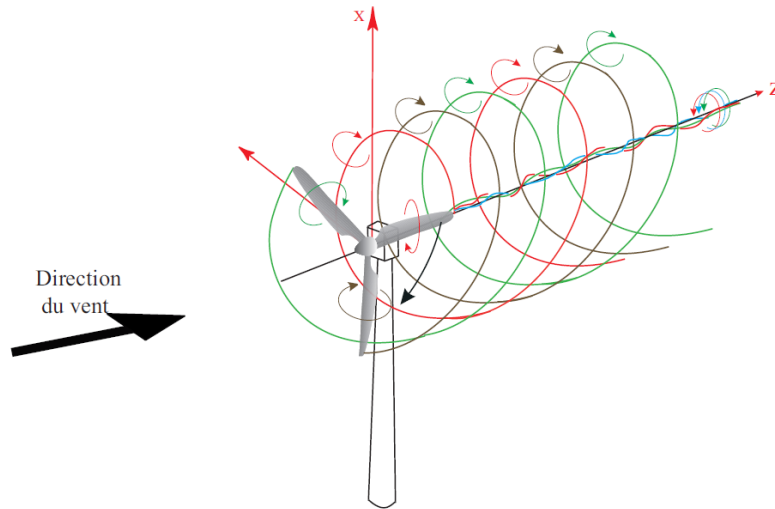


Figure II.4: Sillage tourbillonnaire d'une éolienne composé de tourbillons issus de l'extrémité et du pied de chaque pale [33].

Contrairement à la méthode de sillage prescrit, il est procédé à un calcul explicite de la trajectoire des tourbillons marginaux. On suppose par ailleurs que l'écoulement à l'aval de l'éolienne est essentiellement composé de filaments tourbillonnaires issus des extrémités de chaque pale. Ces tourbillons marginaux sont advectés par un champ de vitesses supposé ici potentiel (**Figure II.4**).

II.4 Modèle aérodynamique stationnaire

II.4.1 Modèle de l'élément de pale-quantité de mouvement

Cette théorie repose sur le découpage de la pale en plusieurs tranches à l'aide de surfaces cylindriques et sur une étude de l'écoulement menée tranche par tranche (**Figure II.5**). On suppose que l'écoulement dans un anneau est indépendant des autres anneaux.

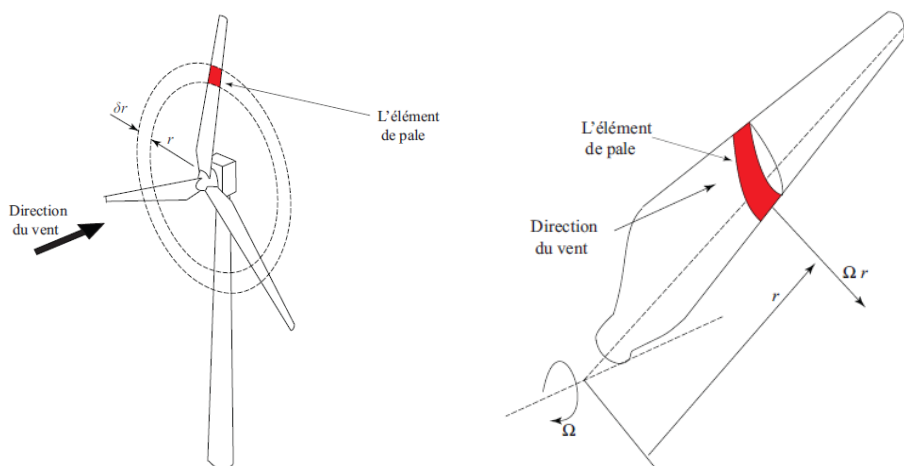


Figure II.5: Décomposition de la pale en élément de pale [78]

II.4.1.1 Détermination de la force de portance et de trainée

La figure (II.6) montre la force de portance et de trainée résultante. Par définition, la trainée agit dans la direction de U_T par contre la portance agit dans la direction perpendiculaire à U_T , il est à noter que la grandeur de la force de portance est beaucoup plus grande comparés à la force de la trainée pour un profil de pale bien conçus. Le but principal des forces sur l'élément de pale est de produire un couple sur l'axe de rotation du rotor, ou de manière équivalente, une force circonférentielle dans la direction de rotation, la figure (II.6) indique la nécessité de maximiser la portance et de minimiser la trainée.

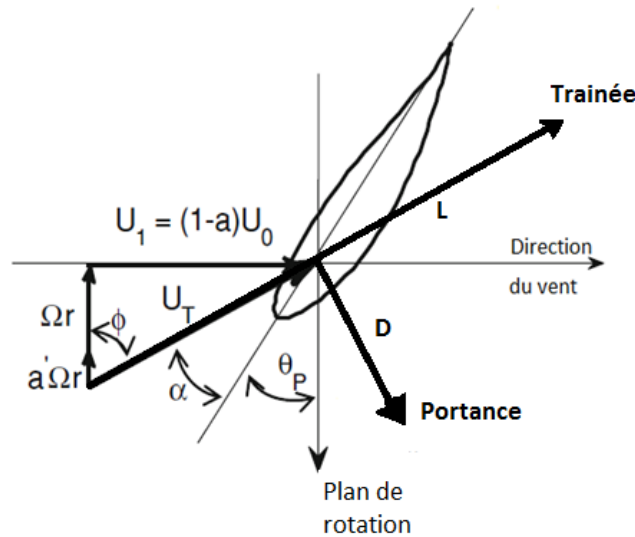


Figure II.6: Différentes vitesses et forces agissants sur un élément de pale de rayon r

En combinant les équations du théorème de quantité de mouvement angulaire et la théorie de l'élément de pale, on calcul l'angle de l'écoulement φ par l'équation (I.1)

$$\tan\varphi = \frac{U_0(1-a)}{\Omega.r.(1+a')} = \frac{1-a}{(1+a').\lambda r} \quad (\text{II.1})$$

En utilisant les caractéristiques de portance C_L et de trainée C_D du profil, les forces de portance L et de trainées D agissant sur un élément de pale sont calculées à partir des équations (I.2) et (I.3)

$$L = \frac{1}{2}\rho U_t^2 C_L c \quad (\text{II.2})$$

$$D = \frac{1}{2}\rho U_t^2 C_D c \quad (\text{II.3})$$

II.4.1.2 Calcul de la force normale et tangentielle sur le rotor

La force normale élémentaire dFn pour un élément de pale d'épaisseurs dr est calculée par l'équation (II.4)

$$dFn = \frac{1}{2} \rho \cdot U_t^2 \cdot c \cdot N \cdot (Cl \cdot \cos\varphi + Cd \cdot \sin\varphi) \cdot dr = \frac{1}{2} \rho \cdot U_t^2 \cdot c \cdot N \cdot Cn \cdot dr \quad (\text{II.4})$$

C_n est le coefficient de la force normale appliquée sur la pale il est déterminé par l'équation (II.5)

$$Cn = Cl \cdot \cos\varphi + Cd \cdot \sin\varphi \quad (\text{II.5})$$

La force tangentielle élémentaire dFt pour un élément de pale d'épaisseurs dr est calculée par l'équation :

$$dFt = \frac{1}{2} \rho \cdot U_t^2 \cdot c \cdot N \cdot (Cl \cdot \sin\varphi - Cd \cdot \cos\varphi) \cdot dr = \frac{1}{2} \rho \cdot U_t^2 \cdot c \cdot N \cdot Ct \cdot dr \quad (\text{II.6})$$

C_t représente le coefficient de force tangentielle appliquée sur la pale

$$Ct = Cl \cdot \sin\varphi - Cd \cdot \cos\varphi \quad (\text{II.7})$$

II.4.1.3 Calcul du couple et de la puissance de l'éolienne

L'intégration de l'équation (II.8) et (II.9) le long de la pale permis de déterminer la puissance et le couple développé sur le rotor de l'éolienne

$$dQ = \frac{1}{2} \rho \cdot U_t^2 \cdot c \cdot N \cdot (Cl \cdot \sin\varphi - Cd \cdot \cos\varphi) \cdot r \cdot dr = \frac{1}{2} \rho \cdot U_t^2 \cdot c \cdot N \cdot Ct \cdot r \cdot dr \quad (\text{II.8})$$

$$dP = dQ \cdot \Omega = \frac{1}{2} \rho \cdot U_t^2 \cdot c \cdot N \cdot Ct \cdot \Omega \cdot r \cdot dr \quad (\text{II.9})$$

II.4.1.4 Calcul du facteur d'induction axiale et circonférentielle

Enfin, la combinaison des équations du théorème de quantité de mouvement angulaire et de la théorie de l'élément de pale permet d'exprimer les facteurs d'induction axiale a et circonférentielle a'

$$a = \frac{1}{\frac{4\sin^2\varphi}{\sigma Cn} + 1} \quad (\text{II.10})$$

$$a' = \frac{1}{\frac{4 \sin \varphi \cos \varphi}{\sigma C_t} - 1} \quad (\text{II.11})$$

Où σ est la solidité elle s'exprime par :

$$\sigma = \frac{N.c}{2\pi.r} \quad (\text{II.12})$$

Pour avoir de bons résultats d'analyse de fonctionnement, le programme de calcul tient compte de deux corrections :

II.4.1.5 Correction de Prandtl

La correction de Prandtl, corrige l'hypothèse d'un nombre infini de pales. Le coefficient de Prandtl F s'applique à la fois aux forces et aux couples

$$F = \frac{2}{\pi} \arccos \left(e^{-\frac{N}{2 \left(\frac{1}{r}-1\right) \sin \varphi}} \right) \quad (\text{II.13})$$

Les facteurs d'induction axiale a et circonférentielle a' deviennent alors :

$$a = \frac{1}{\frac{4F \sin^2 \varphi}{\sigma C_n} + 1} \quad (\text{II.14})$$

$$a' = \frac{1}{\frac{4F \sin \varphi \cos \varphi}{\sigma C_t} - 1} \quad (\text{II.15})$$

II.4.1.6 Correction de Glauert

Contrairement à la théorie, en pratique le coefficient de force axiale est proportionnel à l'induction axiale (**Figure II.7**). La correction est basée sur une relation empirique entre le coefficient de force axiale C_T et le coefficient d'induction axiale a , cette relation est tirée des essais expérimentaux, pour des charges axiaux très importantes on trouve :

$$C_t = \begin{cases} 4a(1-a) & \text{si } 0 \leq a \leq \frac{1}{3} \\ \frac{41}{30}a + \frac{13}{30} & \text{si } \frac{1}{3} < a \leq 1 \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

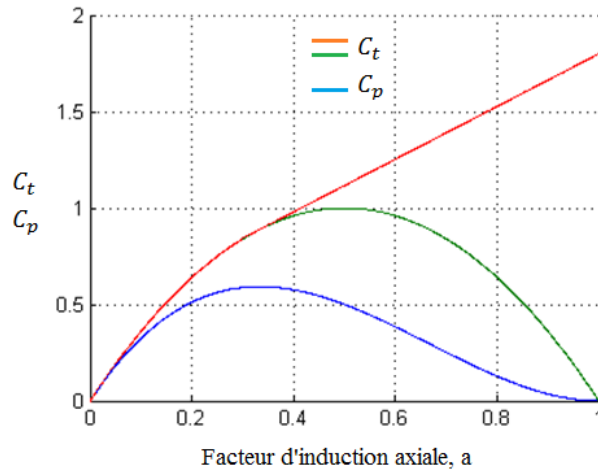


Figure II.7: Coefficient de la force axiale et de puissance en fonction de l'induction axiale

II.4.1.7 Organisation du programme de calcul proposé

Les équations précédentes sont réunies dans un organigramme (Figure II.8) qui permis l'analyse de fonctionnement de l'éolienne par la méthode de l'élément de pale, il est à noter que les caractéristiques des profils ainsi que la géométrie de la pale sont implantées dans deux sous programmes SP1 et SP2. Le sous-programme SP3 permis l'interpolation de C_l et C_d en fonction de Re et α , Il s'agit d'un calcul itératif, lors de la convergence, on obtient tous les grandeurs de sortie de l'éolienne.



Figure II.8: Organigramme du code de calcul pour l'analyse de fonctionnement de l'éolienne

II.4.1.8 Résultat et analyse

La figure (II.9), présente la prédiction du coefficient de puissance en fonction de la vitesse spécifique comparé aux mesures d'Anderson et al.(1982)[79] sur une éolienne bipale de diamètre égale à trois mètres avec un profil NACA 4412, on peut juger que le code de calcul prédit avec précision la courbe de puissance issue de l'essai expérimental

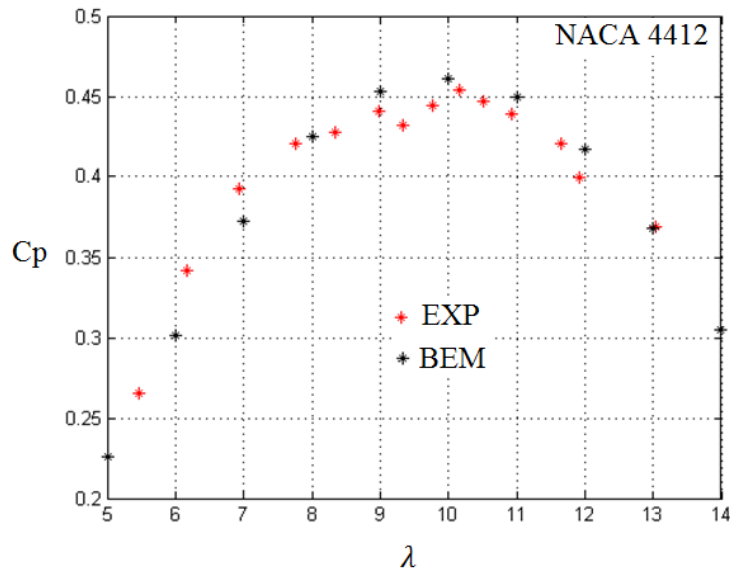


Figure II.9: Comparaison entre la courbe de puissance issue du calcul et le résultat expérimental

La méthode BEM est facilement implémentée et offre un calcul rapide, elle est largement utilisée pour analyser les performances aérodynamiques des éoliennes, mais pour une certaine gamme de conditions d'écoulement elle conduit à des incertitudes sur les résultats de calcul, à cause des formules de correction de Prandtl et de Glauert.

La théorie tourbillonnaire, qui repose sur le flux potentiel, non-visqueux et irrotationnel, a été largement utilisée pour l'analyse aérodynamique des aérodromes et des avions peut également être utilisée pour prédire la performance aérodynamique des éoliennes. L'avantage de la méthode tourbillonnaire est de réduire la complexité de l'écoulement.

II.4.2 Modèle tourbillonnaire

Les nappes tourbillonnaires d'une éolienne adoptent une forme hélicoïdale. Dans cette partie on suppose que la forme du sillage est connue. La figure (II.10) illustre la représentation simplifiée du système tourbillonnaire qui se forme derrière le rotor de l'éolienne lors du fonctionnement.

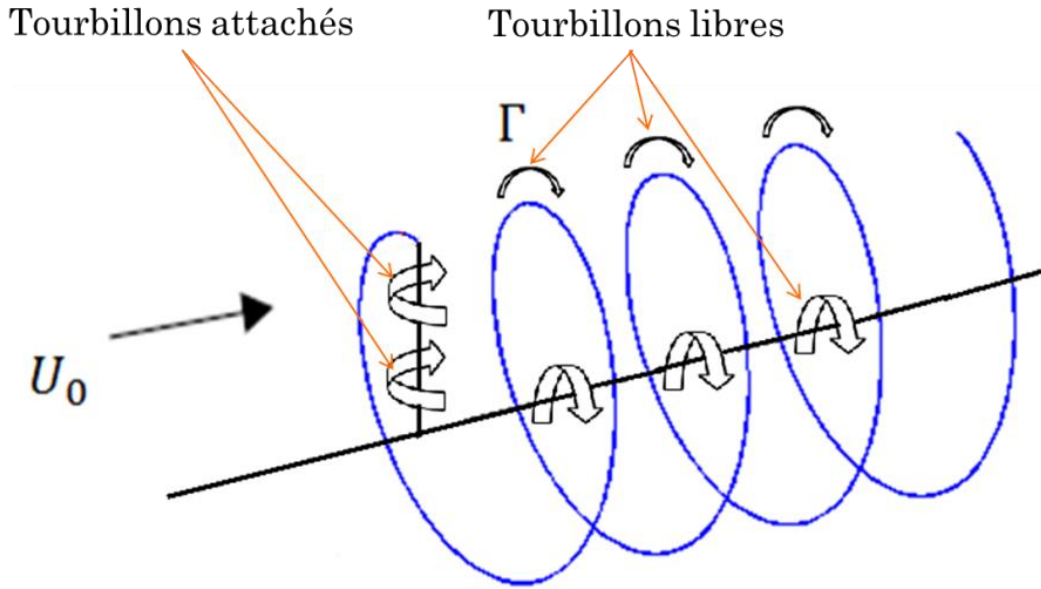


Figure II.10: Système tourbillonnaire qui se forme derrière le rotor de l'éolienne

Cette méthode peut être stationnaire ou instationnaire, on distingue deux types de tourbillons, les tourbillons libres et les tourbillons attachés à la pale. Les tourbillons attachés sont à l'origine de la création de la force de portance appliquée sur la pale selon l'équation (II.17)

$$\vec{L} = \rho \vec{V} \times \vec{\Gamma} \quad (\text{II.17})$$

Par contre les tourbillons libres ne créent pas de force et ils se déplacent avec l'écoulement, dans le cas général pour chercher sa position dans l'espace on utilise le théorème de Kutta- Joukowski

$$\rho \vec{V} \times \vec{\Gamma} = \vec{0} \quad (\text{II.18})$$

Pour un premier temps on va présenter le calcul par la méthode du sillage prescrit

II.4.2.1 Cas du sillage hélicoïdal

II.4.2.1.1 Détermination des caractéristiques du sillage

Le sillage hélicoïdal qui se forme derrière le rotor est représenté sur la figure (II.11), le but de cette représentation est de déterminer l'expression du pas du sillage p et l'intensité Γ du tourbillon.

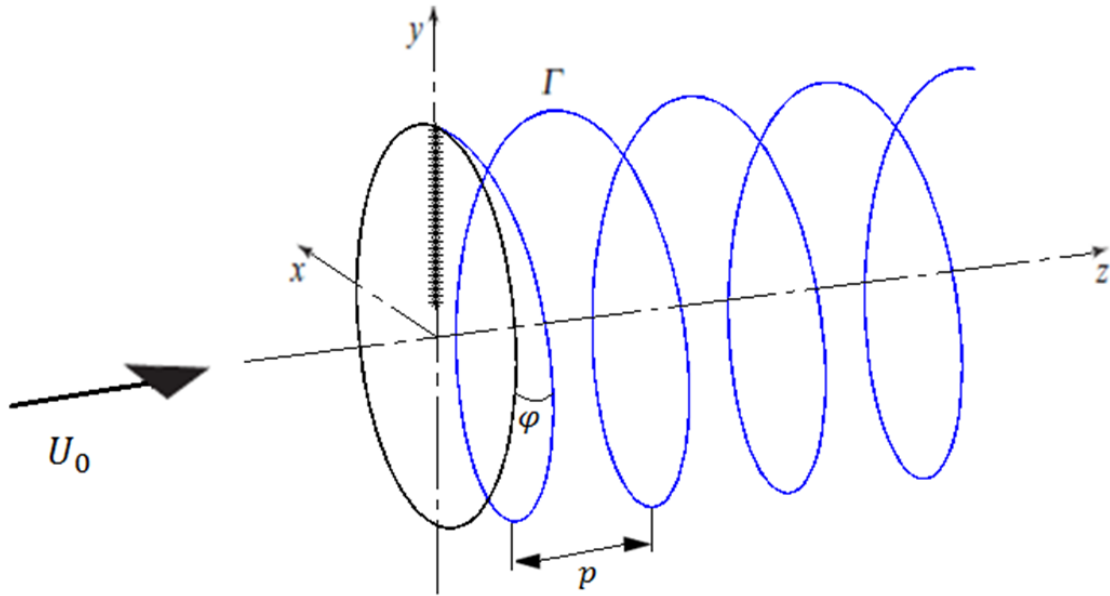


Figure II.11: Représentation du sillage hélicoïdal derrière le plan du rotor

- **Détermination du pas du sillage**

Le pas du sillage est déterminé à partir du triangle des vitesses sur l'extrémité de la pale représenté sur la figure (II.12).

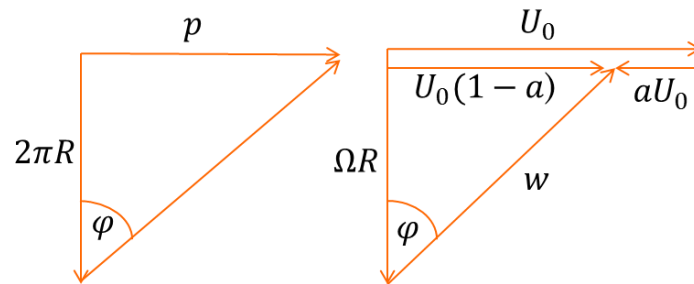


Figure II.12: Triangle des vitesses sur l'extrémité de la pale

D'une part le triangle des vitesses à droite nous donne :

$$\operatorname{tg}(\varphi) = \frac{V_a}{\Omega R} = \frac{U_0(1-a)}{\Omega R} \quad (\text{II.19})$$

D'autre par le triangle de gauche nous donne :

$$\operatorname{tg}(\varphi) = \frac{p}{2\pi R} \quad (\text{II.20})$$

D'où l'égalité suivante :

$$p = \frac{2\pi U_0(1-a)}{\Omega} \quad (\text{II.21})$$

- Détermination de l'intensité tourbillonnaire Γ

D'après **Burton et al.(2011)** [80] l'expression de Γ est donnée par

$$\Gamma = \frac{4\pi U^0{}^2 a(1-a)}{\Omega} \quad (\text{II.22})$$

- Détermination du facteur d'induction axiale a

Vu que l'induction sur le rotor n'est pas la même le long de la pale, on calcul alors un facteur d'induction axiale équivalent, tout en utilisant l'équation (II.16), on connaissant la valeur de C_t , on fait ressortir la valeur de a .

II.4.2.1.2 Calcul de la vitesse induite par discrétisation du sillage par segments

L'application de la loi de Biot-Savart permet de calculer la vitesse induite sur chaque élément de pale comme le montre la figure (II.13) à l'aide de l'équation (II.23)

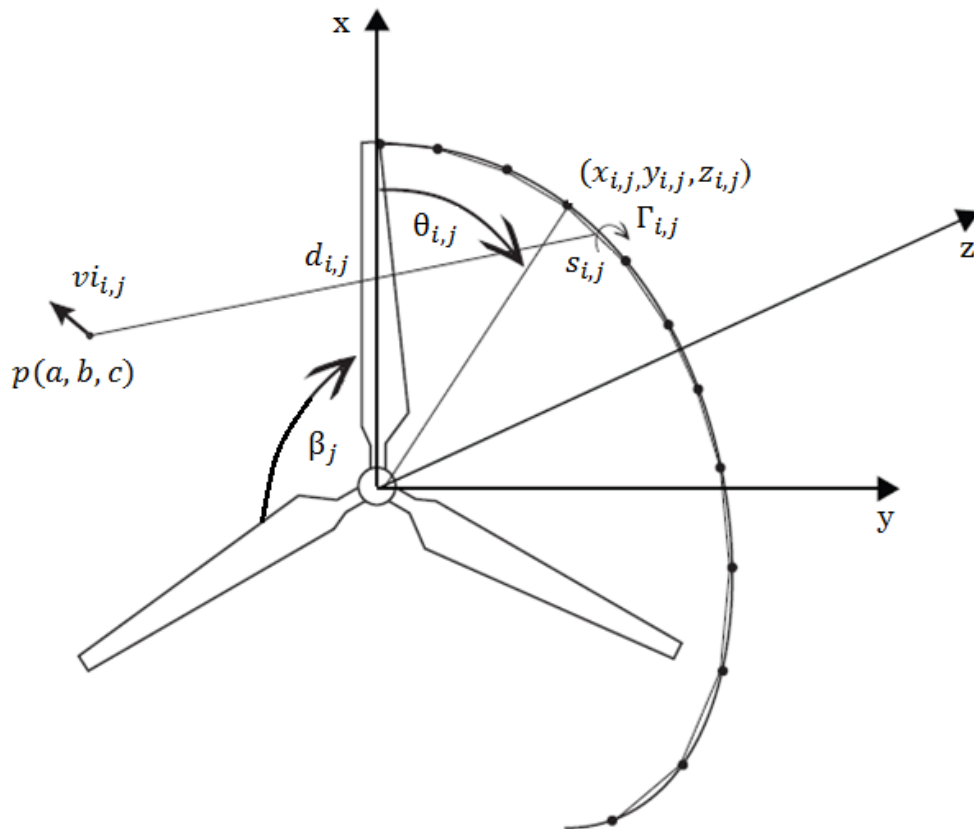


Figure II.13: Discrétisation du sillage hélicoïdal [81]

$$\overrightarrow{dvl}_{i,j} = \frac{\Gamma_{i,j}}{4\pi R} \frac{\overrightarrow{s}_{i,j} \overrightarrow{a}_{i,j}}{d^3_{i,j}} \quad (\text{II .23})$$

L'équation (II .24) représente le vecteur position du segment formant le sillage, tandis que l'équation (II .25) représente le vecteur position qui démarrent du segment formant le sillage allant vers l'élément de pale là où on désire calculer la vitesse induite par ce segment tourbillonnaire,

$$\overrightarrow{s}_{i,j} = \begin{pmatrix} x_{i+1,j} - x_{i,j} \\ y_{i+1,j} - y_{i,j} \\ z_{i+1,j} - z_{i,j} \end{pmatrix} \quad (\text{II .24})$$

$$\overrightarrow{d}_{i,j} = \begin{pmatrix} \frac{x_{i+1,j} - x_{i,j}}{2} - \frac{a}{R} \\ \frac{y_{i+1,j} - y_{i,j}}{2} - \frac{b}{R} \\ \frac{z_{i+1,j} - z_{i,j}}{2} - \frac{c}{R} \end{pmatrix} \quad (\text{II .25})$$

Ainsi, la vitesse induite totale est égale à la somme des vitesses induites par tous les segments tourbillonnaires :

$$\overrightarrow{v}_i = \sum_{j=1}^{N_p} \sum_{i=1}^{N_s N_t} \overrightarrow{dvl}_{i,j} = \frac{1}{4\pi R} \sum_{j=1}^{N_p} \sum_{i=1}^{N_s N_t} \frac{\overrightarrow{s}_{i,j} \overrightarrow{a}_{i,j}}{d^3_{i,j}} \quad (\text{II .26})$$

Où N_s , N_t , N_p sont respectivement, le nombre de segments par tour, le nombre de tours du sillage et le nombre de pales.

II.4.2.2 Cas d'une série d'anneaux tourbillonnaires

Dans le but de diminuer le nombre et le temps de calcul, le sillage hélicoïdal est remplacé par une série d'anneaux tourbillonnaires (**Figure II.14**), l'intensité tourbillonnaire Γ ainsi que la distance qui sépare deux anneaux successifs correspond au pas p du sillage hélicoïdal correspondant, ces derniers sont déterminés de la même manière que pour le sillage hélicoïdal en utilisant l'équation (II.21) pour le pas, et l'équation (II.22) pour l'intensité tourbillonnaire.

Il est à noter que tous les anneaux ont un pas p une intensité tourbillonnaire Γ constante vu que le sillage est prescrit.

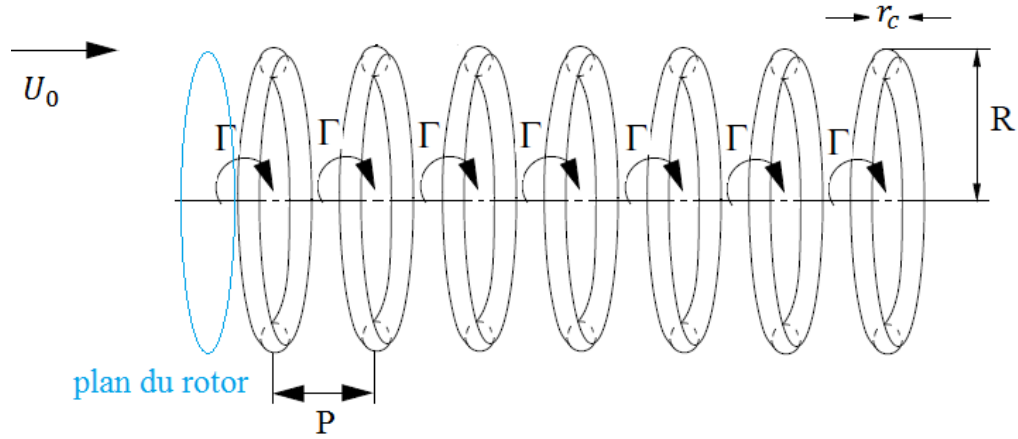


Figure II.14: Série d'anneaux tourbillonnaires remplaçant le sillage hélicoïdal

L'expression de la vitesse axiale induite par un anneau tourbillonnaire s'exprime par les intégrales elliptiques du premier et de deuxième espèce à n'importe quel point de coordonnées (r, z) du champ d'écoulement selon l'équation (II .27)

$$V_z(r, z) = -\frac{\Gamma}{2\pi\sqrt{z^2+(r+R_r)^2}} \left[\mathbf{K}(\mathbf{s}) + \frac{R_r^2-r^2-z^2}{z^2+(R_r-r)^2} \mathbf{E}(\mathbf{s}) \right] \quad (\text{II .27})$$

Où

R_r : est le rayon de l'anneau tourbillonnaire

$\mathbf{K}(\mathbf{s})$ et $\mathbf{E}(\mathbf{s})$: sont respectivement les intégrales elliptiques de première et de deuxième espèce

s : est la variable d'intégration

Il est à noter que le remplacement du sillage hélicoïdal par une série d'anneau tourbillonnaire nécessite le positionnement de ces derniers par rapport au plan du rotor, pour cela des calculs ont été nécessaires, par conséquent les résultats de simulations effectuées montre que la position idéale était de $\frac{1}{4}p$ du pas p par rapport au rotor.

II.4.2.3 Organisation du programme de calcul proposé

Les deux modèles tourbillonnaires du sillage prescrits décrits ci-dessus ont été implantés et couplés au code de calcul BEM décrit dans la section (II.4.1), la modélisation du sillage (hélicoïdal et anneaux) permet le calcul des vitesses induites sur chaque élément de pale, tandis que la méthode et le code de calcul BEM permet de calculer les forces et la puissance sur chaque élément de pale, selon l'organigramme présenté sur la figure (II.15).

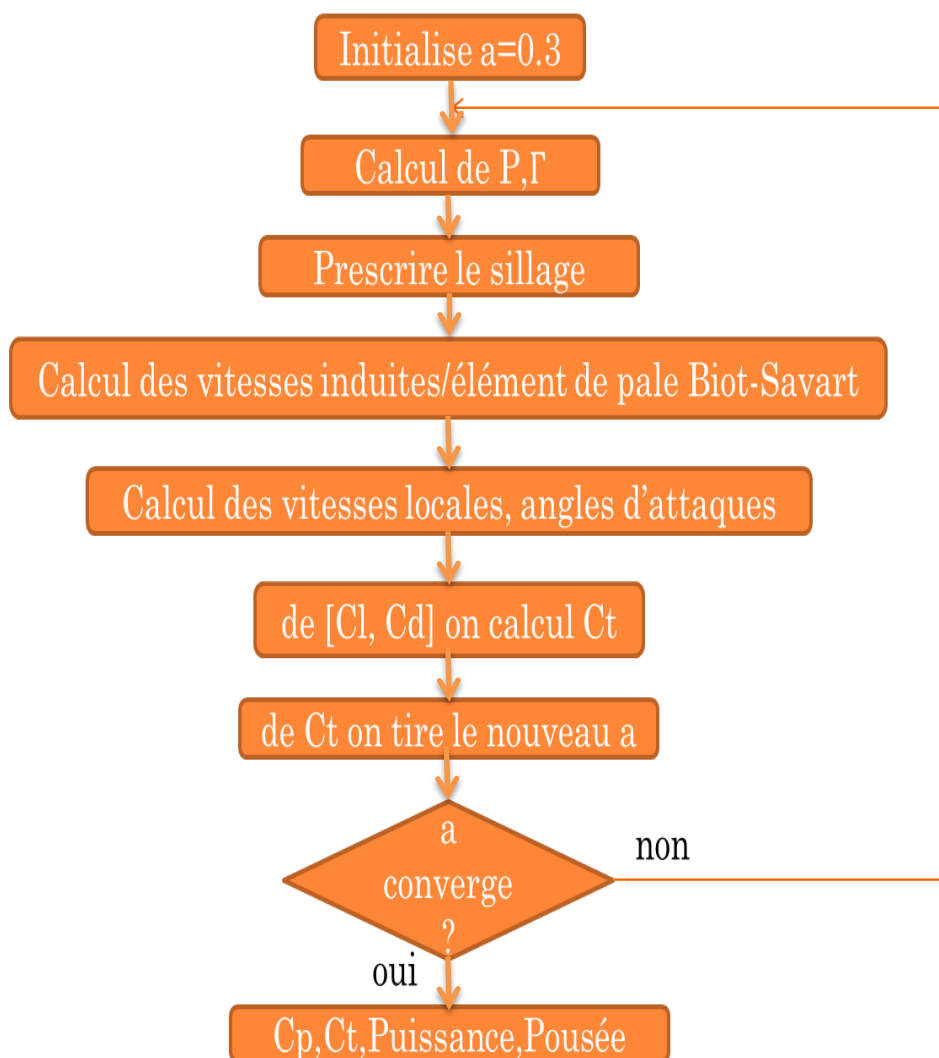


Figure II.15: Organigramme du modèle tourbillonnaire pour l'analyse de fonctionnement de l'éolienne

II.4.2.4 Résultats et analyse

La figure (II.16), présente la prédiction du coefficient de puissance en fonction de la vitesse spécifique comparée aux mesures d'Anderson et al.(1982)[79], on peut juger que le code de calcul prédit avec précision la courbe de puissance issue de l'essai expérimental pour les trois cas de simulation.

Il est à noter que le modèle basé sur des anneaux tourbillonnaires est le plus fiable en terme de vitesse de calcul et précision des résultats, ce qui justifier notre orientation pour la modélisation du sillage libre par des anneaux tourbillonnaires dans le chapitre III.

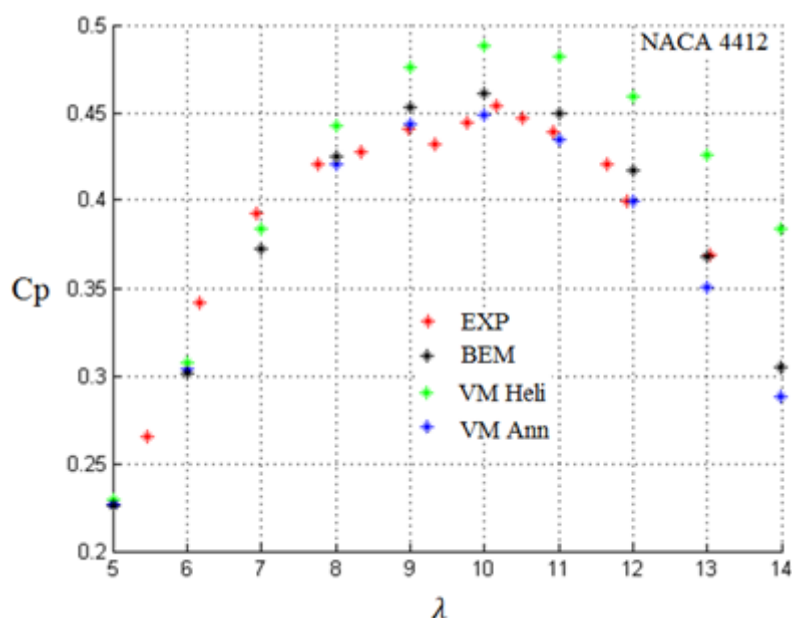


Figure II.16: Comparaison entre les courbes de puissance issue des calculs et le résultat expérimental

II.5 Conclusion

Une brève revue bibliographique de la modélisation aérodynamique des éoliennes a été présentée dans ce chapitre, ainsi que les sources d'instationnarité qui doivent être prises en compte dans le calcul. Les différentes méthodes de modélisation des chargements dynamiques des éoliennes ont de même été exposées ainsi que leurs limites.

Les résultats de simulation obtenus par le code de calcul proposé dans ce chapitre montrent l'efficacité de la méthode BEM en termes d'analyse de fonctionnement dans le cas stationnaire ou pour les rotors peu chargés.

En effet, le modèle tourbillonnaire de sillage prescrit présenté dans ce chapitre a donné un bon résultat dans le cas stationnaire de l'éolienne, par contre quand les vitesses induites dans le plan du rotor sont importantes, la forme des surfaces tourbillonnaires varie au cours du temps et la méthode de sillage prescrit ne peut pas être appliquée.

Un intérêt particulier est porté sur la méthode de sillage libre : cette dernière présente en effet de grands avantages aux niveaux du coût, de la sûreté de fonctionnement et de la fiabilité. La mise en œuvre de cette méthode sera l'objectif principal de cette thèse.

Le chapitre suivant mettra en œuvre la méthode de sillage libre permettant la modélisation aérodynamique stationnaire et instationnaire de l'écoulement tridimensionnel à travers un rotor éolien.

CHAPITRE III

**Proposition d'un modèle de sillage libre pour
déterminer les efforts aérodynamiques
instationnaires sur le rotor éolien**

III.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est de proposer un modèle fiable et rapide, permettant de simuler l'écoulement à travers une éolienne à axe horizontal. Le modèle du sillage libre proposé tient compte de la vorticité longitudinale et tangentielle du système tourbillonnaire qui se forme derrière le rotor. Le système tourbillonnaire proposé remplace le sillage hélicoïdal proche de l'éolienne par une série d'anneaux tourbillonnaires, et le sillage lointain par un tube tourbillonnaire semi-infini, en tenant compte du tourbillon du pied de la pale, un schéma d'intégration temporelle est mis en place pour permettre le bon fonctionnement du modèle.

III.2 Présentation du modèle

Un modèle idéalisé du sillage de l'éolienne est introduit, où les vitesses induites dans le plan du rotor sont déterminées par la modélisation de l'influence du sillage hélicoïdal qui se forme derrière le rotor, en considérant les pales du rotor comme une ligne portante avec une intensité constante Γ qui est seulement traînée du bout et de pied de la pale comme le montre la figure (III.1).

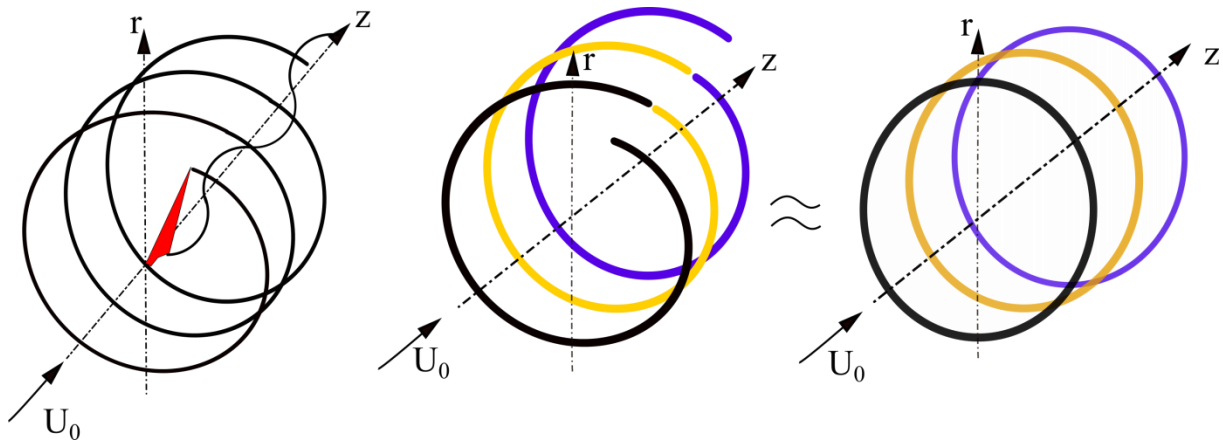


Figure III.1: Représentation du sillage hélicoïdal d'une éolienne par des anneaux tourbillonnaires

Le modèle proposé remplace le sillage proche de l'éolienne par une série d'anneaux tourbillonnaires, et le sillage lointain par un tube tourbillonnaire semi-infini, alors que les tourbillons des pieds des pales, combinent pour former un seul tourbillon le long de l'axe du rotor, qui est remplacé par une ligne tourbillonnaire d'une intensité $N\Gamma$, comme le montre la figure (III.2). Cette dernière est principalement responsable de l'induction de la vitesse tangentielle.

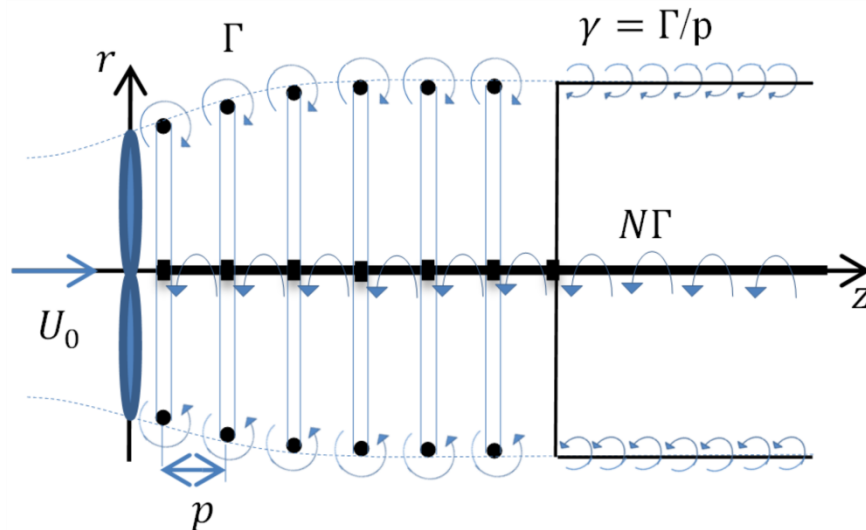


Figure III.2: Système tourbillonnaire remplaçant le sillage hélicoïdal de l'éolienne

III.3 Vitesses induites par les différents composants du système tourbillonnaire

Dans cette section nous allons présenter en détail chaque partie constituant notre système tourbillonnaire ainsi que le champ des vitesses induites par chaque partie.

III.3.1 Vitesses induites par la série d'anneaux tourbillonnaires

Le sillage hélicoïdal proche du rotor, est approximé par une série d'anneaux tourbillonnaires, libres de se déplacer axialement et de se dilater/contracter radialement, et interagir sous l'effet du champ des vitesses induites dans le sillage, Pour chaque pas de temps Δt correspond au détachement d'un anneau tourbillonnaire d'une intensité Γ , qui est proportionnelle à la puissance absorbée par le rotor. Le pas p qui sépare deux anneaux est calculé à partir de la vitesse induite dans le plan du rotor. Pour chaque pas temporel on utilise un schéma prédicteur-correcteur du deuxième ordre pour actualiser la position radiale et axiale des anneaux tourbillonnaires, par le calcul de champ des vitesses dans le sillage.

Cette série d'anneaux tourbillonnaires induit au niveau du rotor, une vitesse résultante axiale de direction opposée à celle du vent amont. Ainsi qu'un champ de vitesse qui véhicule est détermine la position radiale et axiale des anneaux tourbillonnaires dans le sillage de l'éolienne.

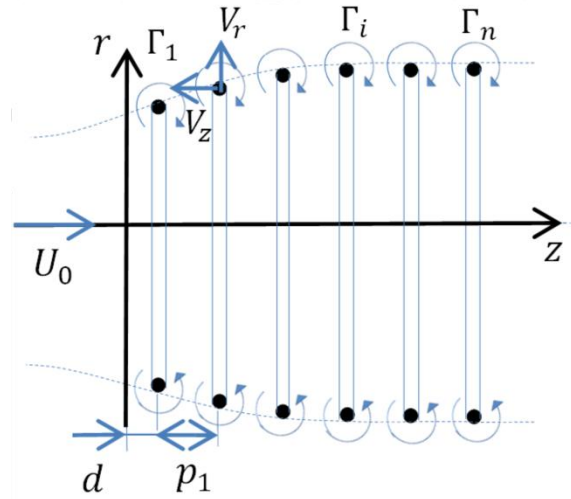


Figure III.3: Série d'anneaux tourbillonnaires modélisant le sillage proche

Les anneaux tourbillonnaires sont placés à une distance d derrière le rotor (**Figure III.3**), cette distance est déterminée à partir d'une comparaison de la vitesse induite dans le plan du rotor, entre un sillage hélicoïdal, est une série d'anneaux tourbillonnaires équivalente. Les anneaux tourbillonnaires sont autorisés à se déplacer librement et de s'éclater sous l'effet du champ des vitesses induites dans le sillage. La section transversale des anneaux est supposée circulaire, à tout moment, le champ des vitesses axiales et radiales induites par les anneaux tourbillonnaires, est calculé selon la loi de Biot - Savart. [1]

$$V_z(r, z) = -\frac{\Gamma}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{R_r (R_r - r \cos(\theta))}{(R_r^2 + r^2 - 2rR_r \cos(\theta) + z^2)^{\frac{3}{2}}} d(\theta) \quad (\text{III.1})$$

Cette solution exacte s'exprime aussi par les intégrales elliptiques de première et de deuxième espèce à n'importe quel point du champ de l'écoulement [5]. Ainsi, pour un anneau tourbillonnaire de rayon R_r , et d'intensité Γ , les composantes, axiale V_z et radiale V_r des vitesses induites s'expriment par les équations (III.2) et (III.3) respectivement.

$$V_z(r, z) = -\frac{\Gamma}{2\pi\sqrt{z^2 + (r + R_r)^2}} \left[K(s(z)) + \frac{R_r^2 - r^2 - z^2}{z^2 + (r - R_r)^2} E(s(z)) \right] \quad (\text{III.2})$$

$$V_r(r, z) = -\frac{z\Gamma}{2\pi\sqrt{z^2 + (r + R_r)^2}} \left[K(s(z)) - \frac{R_r^2 + r^2 + z^2}{z^2 + (r - R_r)^2} E(s(z)) \right] \quad (\text{III.3})$$

Où $K(s)$ et $E(s)$ sont les intégrales elliptiques de première et de deuxième espèce respectivement, exprimés en termes de paramètre $s(z)$

$$s(z) = \frac{4rR_r}{z^2 + (r + R_r)^2} \quad (\text{III.4})$$

On considère que l'induction se produit au point M de coordonnées $M(r_m, z_m)$ par un élément tourbillonnaire, situé au point N de coordonnées $N(r_n, z_n)$. **Lewis.(2005)[82]** a introduit les coordonnées adimensionnelles z et r , du point là où on veut calculer la vitesse induite, elles sont calculées à partir des équations **(III.5)** et **(III.6)**

$$r = \frac{r_m}{r_n} \quad (\text{III.5})$$

$$z = \frac{z_m - z_n}{r_n} \quad (\text{III.6})$$

Il est à noter que r et z sont des nombres adimensionnels uniquement dans le calcul des vitesses induites par les anneaux et le tube tourbillonnaire, dans le reste r et z , se mesurent en [m] et représentent respectivement la direction radiale et axiale.

Le champ des vitesses induites par une série de quatre anneaux tourbillonnaires, de même diamètre, et de même intensité tourbillonnaire $\Gamma = -1[m^2/s]$, placés à une distance fixe les unes par rapport aux autres est représenté sur la figure **(III.4)**.

Contrairement au champ de vitesse induite par un seul anneau tourbillonnaire, qui a une forme circulaire, la figure **(III.4)** montre que les lignes de champ des vitesses induites dans la zone $-1 < r/R < 1$ et $-4 < z/R < 0$ qui sont parallèles à la ligne centrale, forment à la fin un champ de vitesse comparable à un tube tourbillonnaire, il est aussi à noter que la vitesse induite augmente en s'approchant de l'anneau tourbillonnaire, pour cette raison on applique une méthode dite prédicteur-correcteur pour empêcher la collision entre les anneaux tourbillonnaires.

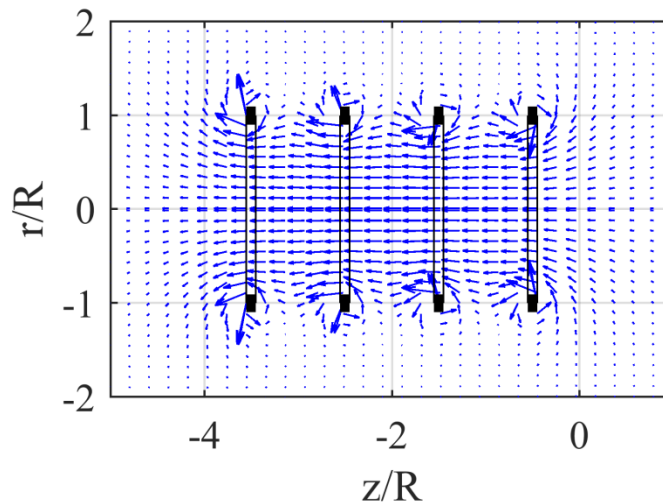


Figure III.4: Champ des vitesses induites par quatre anneaux tourbillonnaires de même diamètre et de même intensité tourbillonnaire, $Rr = R$

III.3.2 Vitesses induites par le tube tourbillonnaire semi-infini

Pour compléter la représentation du modèle proposé, une modélisation du sillage lointain est nécessaire, pour rendre le modèle plus réel en termes de forme de sillage derrière le rotor, comme le montre la figure (III.5), on propose de coupler le système tourbillonnaire qui modélise le sillage proche avec un tube tourbillonnaire semi-infini remplaçant le sillage lointain.

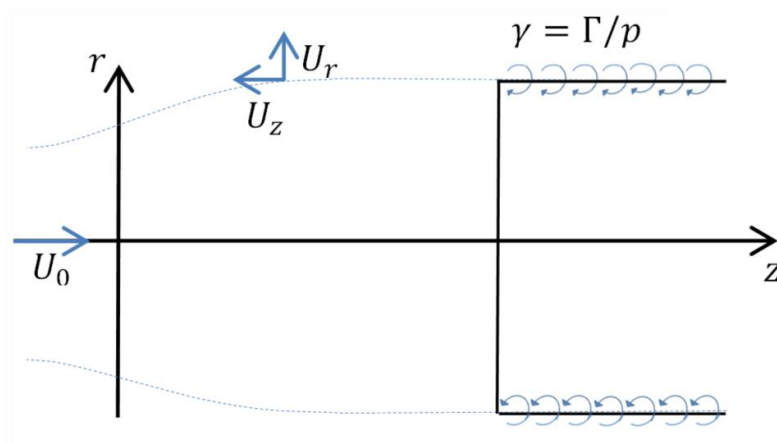


Figure III.5: Tube tourbillonnaire semi-infini modélisant le sillage lointain de l'éolienne

Les composantes axiales et radiales de la vitesse induite par un tube tourbillonnaire semi-infini, de rayon R_c , et de vorticité γ , sont discutées dans le travail de **Lewis.(2005)[82]**, et **Branlard et al.(2015)[8]**, pour notre étude, l'expression des vitesses induites radiales U_r

équation (III.7), et axiales U_z équation (III.8) et (III.9), dans n'importe quel point de coordonnée adimensionnelle (r, z) sont données par :

$$U_r(r, z) = -\frac{\Gamma}{2\pi} \sqrt{\frac{R_c}{r}} \left[\frac{2-s(z)}{\sqrt{s(z)}} \left(K(s(z)) - \frac{2}{\sqrt{s(z)}} E(s(z)) \right) \right] \quad (\text{III.7})$$

Si $r \neq R_c$:

$$U_z(r, z) = \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{R_c - r + |R_c - r|}{2|R_c - r|} \right] + \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{z\sqrt{s(z)}}{2\pi\sqrt{R_c r}} \left(K(s(z)) + \frac{R_c - r}{R_c + r} \Pi(s(0), s(z)) \right) \right] \quad (\text{III.8})$$

Si $r = R_c$:

$$U_z(r, z) = \frac{\Gamma}{4} + \frac{\Gamma}{2} \left[\frac{z\sqrt{s(z)}}{2\pi\sqrt{R_c r}} K(s(z)) \right] \quad (\text{III.9})$$

Où $\Pi(s(0), s(z))$ est l'intégrale elliptique du troisième espèce, $K(s)$, $E(s)$, $s(z)$, r et z sont calculés de la même manière que pour le cas des anneaux tourbillonnaires.

Le champ des vitesses induites par un tube tourbillonnaire semi-infini, de même diamètre, que le dernier anneau tourbillonnaire qui forme le sillage proche, avec une vorticité $\gamma = -1[m/s]$ est représenté sur la figure (III.6).

Le tube tourbillonnaire semi-infini s'étend axialement sur la distance $0 < z < \infty$, le profil de champ des vitesses est directement analogue au flux magnétique induit par un solénoïde semi-infini, bien qu'il y ait une fuite à travers les parois du cylindre proches de l'origine ($z = 0$), le flux devient progressivement plus parallèle à l'intérieur du tube tourbillonnaire ($z \rightarrow \infty$).

La vitesse induite par le tube tourbillonnaire semi-infini diminue rapidement à la sortie du tube tourbillonnaire dans le sens ($z \rightarrow -\infty$), pour cela son influence est négligeable dans le plan du rotor.

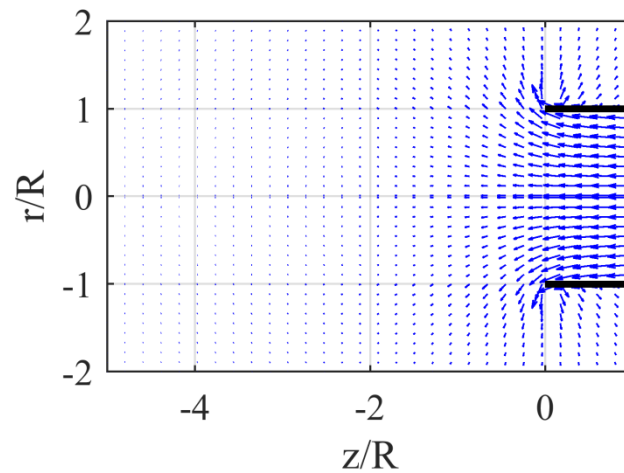


Figure III.6: Champ des vitesses induites par le tube tourbillonnaire semi-infini $R_c=R$

Ce tube tourbillonnaire est placé à une distance fixe derrière le dernier anneau tourbillonnaire, très loin du rotor éolien, son emplacement détermine la forme de sillage.

La figure (III.7) montre le couplage entre le tube tourbillonnaire semi-infini et la série d'anneaux tourbillonnaires ainsi que le champ total de la vitesse induite par le système tourbillonnaire proposé. La distance entre les anneaux tourbillonnaires et le tube tourbillonnaire semi-infini, est choisi de telle sorte qu'on obtient une parfaite continuité dans le champ de vitesse totale. Cependant le tube tourbillonnaire semi-infini agit sur les derniers anneaux tourbillonnaires qui forme le sillage proche pour donner la forme finale et réelle du sillage de l'éolienne.

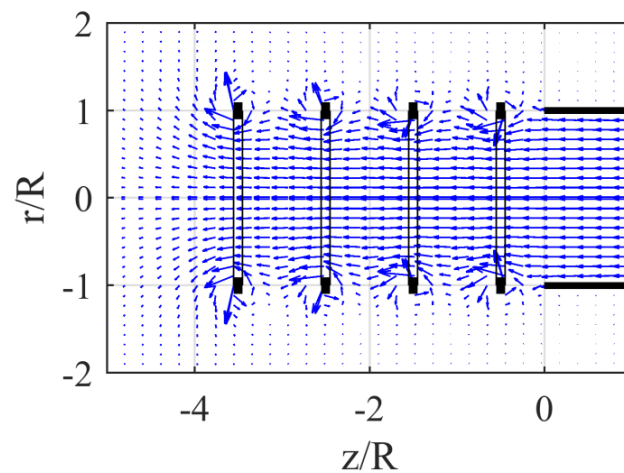


Figure III.7: Champ des vitesses induites par les anneaux et le tube tourbillonnaire semi-infini $R_c=R_r=R$

III.3.3 Vitesses induites par le tourbillon du pied de la pale

Les tourbillons hélicoïdaux issus des pieds des pales sont modélisés par une série de segments tourbillonnaires d'intensité $N\Gamma$, modélisant le sillage proche, la vitesse tangentielle induite V_t sur chaque élément de pale est donnée par la formule de Biot savart, pour un segment fini ab (équation III.10) où \vec{z}_a et \vec{z}_b sont les vecteurs positions, entre le point situé sur la pale, et les deux extrémités du segment tourbillonnaire, désignées par les lettres (a) et (b) sur la figure (III.8).

$$\vec{V}_t = \frac{N\Gamma}{4\pi} \left(\frac{1}{|\vec{z}_a|} + \frac{1}{|\vec{z}_b|} \right) \left[\frac{(\vec{z}_a \wedge \vec{z}_b)}{|\vec{z}_a| |\vec{z}_b| + \vec{z}_a \cdot \vec{z}_b} \right] \quad (\text{III.10})$$

Pour le sillage lointain, le reste du tourbillon du pied de la pale est remplacé par une ligne tourbillonnaire semi-infinie, comme le montre la figure (III.8), l'expression de la vitesse induite tangentielle U_t par une ligne tourbillonnaire semi infini est discuté dans le travail de Branlard et al.(2015)[8], est donnée par l'équation (III.11) , la vitesse est purement tangentielle .

$$U_t(r, z) = -\frac{N\Gamma}{4\pi r} \left[1 + \frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right] \quad (\text{III.11})$$

La vitesse tangentielle totale V_T , est la somme de la vitesse induite par les segments tourbillonnaires qui représentent le sillage proche et la vitesse tangentielle induite par la ligne tourbillonnaire semi-infini qui représente le sillage lointain

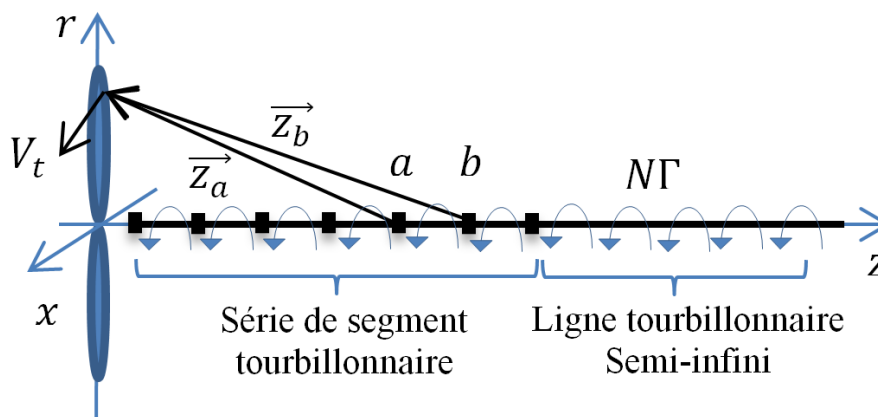


Figure III.8: Système tourbillonnaire remplaçant le tourbillon du pied de la pale

La vitesse induite par le tourbillon du pied de la pale est toujours négative, et opposée à la vitesse de rotation du rotor, on remarque que les vitesses induites tangentielles sont très importantes au pied de la pale, vu la proximité du noyau tourbillonnaire, tandis que vers

l'extrémité de la pale, l'influence du tourbillon du pied de la pale est négligeable, comme le montre la figure (III.9).

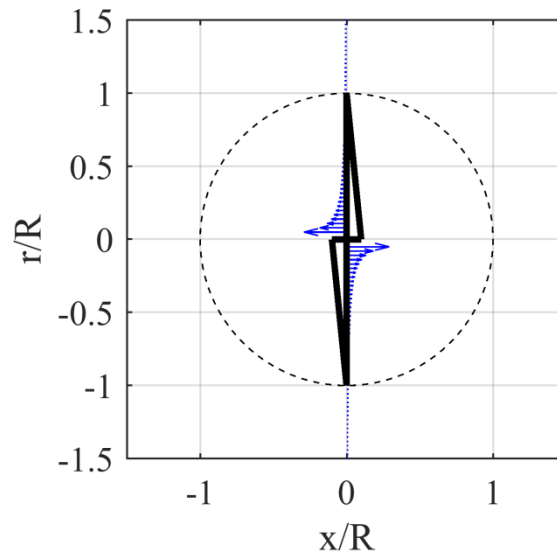


Figure III.9: Profil de la vitesse tangentielle totale induite par le tourbillon du pied de la pale

III.3.4 Modèle de l'élément de pale

La pale du rotor est discrétisée en plusieurs segments d'envergure (K), la vitesse axiale et tangentielle induite par le système tourbillonnaire sont évaluées sur chaque segment, **Karpatne et al.(2014)[1]**. Ceci affecte l'angle d'attaque local α_j de la pale, comme le montre le triangle des vitesses de l'élément de pale d'indice j représenté sur la figure (III.10).

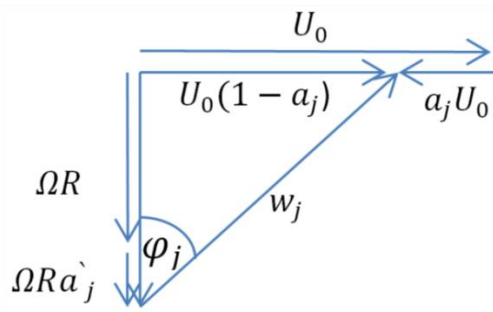


Figure III.10: Triangle des vitesses pour un élément de pale

L'angle d'incidence φ_j est déterminé à partir du triangle des vitesses, il est exprimé par l'équation (III.12).

$$\varphi_j = \tan^{-1} \left(\frac{U_0(1 - a_j)}{\Omega r_j(1 + a'_j)} \right) \quad (\text{III.12})$$

Enfin l'angle d'attaque local est donné par l'équation (III.13).

$$\alpha_j = \varphi_j - \theta_j \quad (\text{III.13})$$

Où θ_j est l'angle de vrillage de l'élément de pale d'indice j .

a_j est le facteur d'induction axiale, calculé à partir de la somme des vitesses axiales induites par les anneaux tourbillonnaires, et le tube tourbillonnaire semi-infini, sur l'élément de pale d'indice j , selon l'équation (III.14).

$$a_j = \frac{V_{z_j} + U_{z_j}}{U_0} \quad (\text{III.14})$$

De même, le facteur d'induction tangentielle est calculé, à partir de la somme des vitesses tangentielles induites par la série de segments tourbillonnaires, ainsi que la ligne tourbillonnaire semi-infini, sur l'élément de pale d'indice j , selon l'équation (III.15).

$$a'_j = \frac{V_{T_j}}{\Omega R} \quad (\text{III.15})$$

Le sillage induit des vitesses sur chaque section transversale de pale, ces dernières sont à l'origine d'une évolution de la charge aérodynamique supportée par les pales, car elles engendrent une modification de la valeur de l'angle d'incidence $\varphi(j)$ sur chaque section transversale de cette dernière. Le coefficient de portance local $Cl(j)$ est calculé pour chaque α_j , à partir d'une table de consultation pour les données de profile. La poussée totale T produite par le rotor est donnée par :

$$T = \frac{1}{2K} \sum_j^K N \rho w_j^2 Cl(j) c(j) \Delta r \quad (\text{III.16})$$

Où j est l'indice de l'élément de pale, w_j est la vitesse résultante locale, la moindre variation dans le temps de la force axiale (poussée) entraîne une variation de l'intensité tourbillonnaire Γ de l'anneau tourbillonnaire qui sera émis après un pas de temps Δt . Le théorème de Kutta–Joukowski est utilisé afin d'évaluer l'intensité tourbillonnaire pour chaque pale. Une intensité tourbillonnaire équivalente peut être calculée à partir de la poussée totale générée par la pale.

$$T = \Gamma \rho \int_0^R \Omega r dr \quad (\text{III.17})$$

En additionnant la poussée sur l'ensemble des pales et en supposant que l'ensemble de la circulation liée est traînée vers l'extrémité de chacune des pales, l'intensité de l'anneau tourbillonnaire émis est donnée par :

$$\Gamma = \frac{2T}{\rho N R^2 \Omega} \quad (\text{III.18})$$

Où Γ est la circulation de l'anneau tourbillonnaire qui sera émis. Ce processus itératif de calcul de Γ , est poursuivi à chaque pas de temps Δt . **Karpatne et al.(2014)[1]**

p est la distance parcourue par l'anneau tourbillon émis, avant le prochain passage de pale, cette distance est obtenue en tenant compte du temps Δt , entre passages des pales. **De Vaal et al.(2014b)[7]**. On suppose que le coefficient d'induction tangentielle est négligeable au voisinage de l'extrémité de la pale $a_j \approx 0$ Où $j = K$ à cause de son éloignement du centre du tourbillon du pied (**Figure III.9**), d'où on peut simplifier la représentation de triangle de vitesse. Le pas temporel Δt est exprimé par l'équation (**III.19**).

$$\Delta t = \frac{2\pi}{\Omega N} \quad (\text{III.19})$$

Ainsi, le pas qui sépare deux anneaux successifs est donné par l'équation (**III.20**).

$$p = \frac{2\pi U_0 (1 - a_k)}{\Omega N} \quad (\text{III.20})$$

III.4 Vitesse de déplacement de sillage-cas instationnaire

Dans le cas stationnaire tous les anneaux ont une intensité tourbillonnaire constante, lors d'un régime instationnaire, l'intensité tourbillonnaire et le pas de l'anneau émis est fonction de la charge instantanée de l'éolienne, la figure (**III.11**), représente le sillage derrière l'éolienne lors d'une transition, les deux tourbillons émis ont une intensité tourbillonnaire et un pas différent de ceux qui correspondait au premier régime stationnaire, dans tous les cas, la position des tourbillons est déterminée par le champ de vitesse total dans le sillage. Ce champ de vitesse total est la somme de champs de vitesse créé par les anneaux tourbillonnaires et par le tube tourbillonnaire semi-infini, reste à préciser que le tube tourbillonnaire semi-infini a la même intensité tourbillonnaire, le même diamètre et se déplace

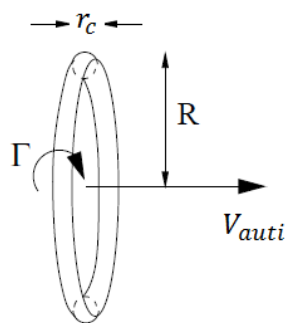


Figure III.12: Vitesse auto-induite par un anneau tourbillonnaire, $Rr = R$

L'expansion ou la dilatation radiale de l'anneau tourbillonnaire est déterminée sur un point de contrôle repéré sur la périphérie de l'anneau par sommation des vitesses radiales mutuellement induites par les anneaux tourbillonnaire et les vitesses radiale induite par le tube tourbillonnaire semi-infini

$$V_{ra_i} = \sum_{i=1}^j V_{ri} + U_{ri} \tag{III.23}$$

D'après la figure (III.13), on voit clairement que les anneaux tourbillonnaires qui sont juste derrière le rotor, sont situés dans une zone de vitesse radiale importante, ce qui permet l'augmentation de leurs diamètres rapidement, tandis qu'on s'éloignant, cette vitesse radiale démunie, jusqu'à ce qu'elle devienne nulle, ce qui signifie que le diamètre des anneaux reste constant, ce qui donne à la fin la forme réelle du sillage d'une éolienne. Ce résultat est obtenu grâce à la modélisation du sillage lointain de l'éolienne par le tube tourbillonnaire semi-infini, qui pousse les derniers anneaux tourbillonnaires à se dilater radialement en augmentant leurs diamètres, ainsi que son bon positionnement derrière le dernier anneau tourbillonnaire.

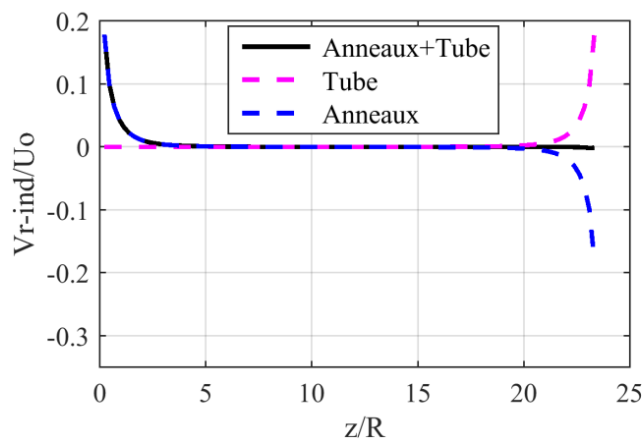


Figure III.13: Vitesse radiale induite par le système tourbillonnaire sur la périphérie des anneaux tourbillonnaires le long du sillage

De même, la figure (III.14) montre la vitesse axiale sur la périphérie des anneaux en fonction de l'éloignement z par rapport au plan du rotor, il est clair que les anneaux derrière le rotor se déplacent moins vite que les autres, tandis que la distance qui sépare les anneaux diminue, et l'espace sera constant en s'éloignant du plan du rotor sous l'effet du tube tourbillonnaire semi-infini qui pousse les anneaux à se serrer, et garder la distance qui sépare les anneaux constante, ce qui donne à la fin, la forme réelle du sillage de l'éolienne.

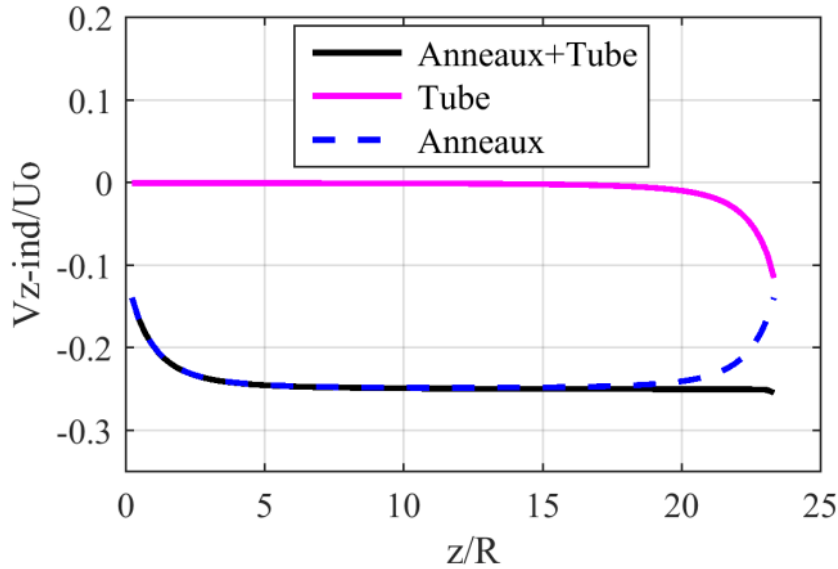


Figure III.14: Vitesse axiale induite par le système tourbillonnaire sur la périphérie des anneaux tourbillonnaires le long du sillage

III.5 Schémas d'intégration temporelle

Afin de déterminer la position axiale et l'expansion ou la dilatation radiale des anneaux tourbillonnaires, le champ de vitesse dans le sillage doit être actualisé à chaque pas de temps Δt , en utilisant un schéma trapézoïdal prédicteur-correcteur.

Pour la première itération les équations (III.24) et (III.25) sont utilisées pour prédire une solution intermédiaire des positions radiales et axiales des anneaux, au moyen d'un schéma d'Euler simplifié :

$$r_i^* = r_i^n + \Delta t V_{ir}(r_i^n, z_i^n) \quad (III.24)$$

$$z_i^* = z_i^n + \Delta t V_{iz}(r_i^n, z_i^n) \quad (III.25)$$

Dans le deuxième pas de temps et pour des raisons de précision et de stabilité, on utilise la méthode d'Adams–Bashforth pour prédire la position des anneaux tourbillonnaires, en utilisant les équations (III.26) et (III.27) :

$$r_i^* = r_i^n + \frac{3}{2} \Delta t V_{ir}(r_i^n, z_i^n) - \frac{1}{2} \Delta t V_{ir}(r_i^{n-1}, z_i^{n-1}) \quad (\text{III.26})$$

$$z_i^* = z_i^n + \frac{3}{2} \Delta t V_{iz}(r_i^n, z_i^n) - \frac{1}{2} \Delta t V_{iz}(r_i^{n-1}, z_i^{n-1}) \quad (\text{III.27})$$

Dans l'étape "correcteur", la moyenne entre la valeur précédente (n) et la valeur prédite est utilisée pour calculer la position radiale et axiale exacte de l'anneau tourbillonnaire, à l'aide des équations (III.28 et III.29), pour augmenter la précision, l'étape « correcteur » est répétée d'une manière itérative plus qu'une fois pour chaque pas de temps.

$$r_i^{n+1} = r_i^n + \frac{\Delta t}{2} [V_{ir}(r_i^*, z_i^*) + V_{ir}(r_i^n, z_i^n)] \quad (\text{III.28})$$

$$z_i^{n+1} = z_i^n + \frac{\Delta t}{2} [V_{iz}(r_i^*, z_i^*) + V_{iz}(r_i^n, z_i^n)] \quad (\text{III.29})$$

III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a proposé un modèle pour une éolienne tripale à axe horizontal. Le but a été de valider l'utilisation de ce modèle pour représenter l'écoulement autour de l'éolienne. Le modèle développé couple la méthode de l'élément de pale pour le calcul des forces aérodynamiques et le modèle tourbillonnaire pour le calcul du champ des vitesses induites sur le plan du rotor et en aval.

Le modèle approxime le sillage hélicoïdal du rotor en une série d'anneaux tourbillonnaires qui sont autorisés à interagir librement les uns avec les autres, le sillage lointain est modélisé par un tube tourbillonnaire semi-infini qui se déplace à la vitesse du dernier anneau tourbillonnaire constituant le sillage proche.

Le choix d'un schéma d'intégration temporelle de second ordre offre une grande précision et stabilité des calculs. L'amélioration proposée du modèle consiste à prendre en considération la modélisation du sillage lointain ainsi que la vitesse tangentielle induite par le tourbillon du pied de la pale.

CHAPITRE IV

**Analyse des résultats numériques et comparaison
avec les résultats d'essais en soufflerie et in situ**

Dans le chapitre précédent, la méthode relative au comportement du sillage a été développée, aboutissant ainsi à l'écriture d'un code de calcul pour déterminer les vitesses induites par les structures tourbillonnaires considérées. Ce code a permis d'évaluer cette vitesse tout au long de chaque pale et en aval. Ce chapitre est consacré pour la validation de ce code de calcul, pour cela deux cas de tests sont considérés :

En premier lieu le modèle proposé est utilisé pour étudier le développement du sillage proche d'une éolienne à axe horizontal pour différentes vitesses de rotation. La forme du sillage proche ainsi que la position des tourbillons marginaux sont comparées aux résultats expérimentaux du PIV, pour une éolienne de faible puissance testée dans la soufflerie d'Arts et Métiers ParisTech.

Le deuxième cas de test correspond aux résultats expérimentaux d'essais dans le champ sur les effets d'afflux dynamiques qui ont été réalisées par la « Fondation de recherche sur l'énergie des Pays-Bas » « Netherland Energy Research Foundation » sur la turbine de Tjaereborg.

Partie A : Cas stationnaire

IV.1 Cas de test en soufflerie de l'ENSAM

IV.1.1 Introduction

Afin de valider le code de calcul aérodynamique en terme de forme de sillage et positions des tourbillons marginaux, des mesures PIV ont été nécessaires, ces mesures ont été effectuées sur le sillage d'un rotor éolien testé dans la soufflerie du Laboratoire de Mécanique des Fluides d'Arts et Métiers ParisTech, dans des conditions de flux contrôlé.

IV.1.2 Éolienne testée

Le rotor éolien tripale à axe horizontal est un modèle spécialement conçu pour les essais à la soufflerie d'Arts et Métiers ParisTech (**Figure IV.1**). La pale de cette éolienne est conçue avec des profils NACA, (NACA 4421) au pied et (NACA 4418) pour le reste de la pale. Le rotor possède un diamètre de 540 mm, le diamètre du moyeu mesure 42 mm. L'angle de calage est de 14° au pied et 2° au bout des pales. La corde au pied des pales est de 39 mm et de 29 mm aux extrémités.



Figure IV.1: Turbine éolienne testée dans la soufflerie

Durant les essais, la vitesse de rotation variée de 1400 [tr/mn] à 2520 [tr/mn] pour une vitesse d'écoulement d'air de 9,6 [m/s]. La vitesse de rotation est contrôlée par un rhéostat connecté à la sortie de la génératrice électrique de l'éolienne.

L'axe de rotation de cette éolienne est placé au milieu de la veine d'essai, à l'aide d'un mât de diamètre 3,7 cm. Pour éviter l'influence du plafond et du plancher sur le comportement du sillage, et pour permettre aux lasers fixés sur le plafond transparent de la veine d'essai, d'éclairer le plan d'exploration avec une intensité suffisante.

IV.1.3 Mesures PIV



Figure IV.2: Mesure PIV dans le tunnel du vent

La forme des tourbillons marginaux issus des extrémités des pales est hélicoïdale. Le plan illuminé par le laser qui passe par l'axe de rotation, coupe ces tourbillons. L'écoulement à l'intérieur de ces tourbillons, tourne avec une vitesse angulaire significative. En raison des forces centrifuges, le noyau du tourbillon au fur et à mesure se vide des particules d'ensemencement et les noyaux des tourbillons apparaissent sur le plan illuminé comme des taches noires (**Figure IV.2**) immédiatement après la pale, on voit le noyau du tourbillon issu de cette dernière. Sur la même figure (**IV.2**), le deuxième tourbillon appartient à la pale précédente, déjà passée à travers le plan illuminé.

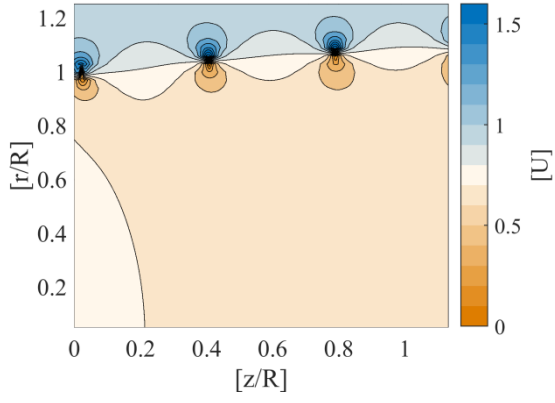
On peut noter, que le diamètre du sillage tourbillonnaire à l'aval du rotor s'agrandit, ce qui montre le ralentissement de l'écoulement en raison d'extraction d'énergie cinétique.

L'acquisition des images est gérée par le logiciel de Dantec DynamicStudio 2.30, ce logiciel permet aussi d'effectuer le traitement des images, le calcul de champ des vitesses moyennes et instantanées. Enfin, ce logiciel peut exporter les résultats dans une forme numérique, afin d'établir une base de données expérimentale pour la validation du modèle.

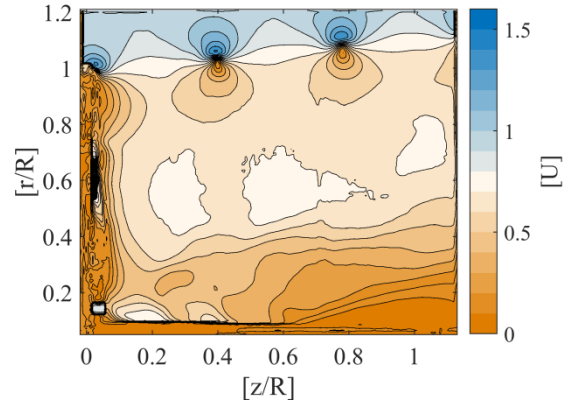
IV.1.4 Comparaison des résultats numériques avec les essais

Afin de montrer la potentialité de la méthode proposée dans le cas tridimensionnel, on présente un cas de simulation beaucoup plus difficile à résoudre. Il s'agit de l'écoulement autour d'une éolienne tripale à axe horizontal. Pour cela, on présente une comparaison entre la simulation de l'éolienne à l'aide du modèle proposé et les résultats d'exploration par PIV en soufflerie.

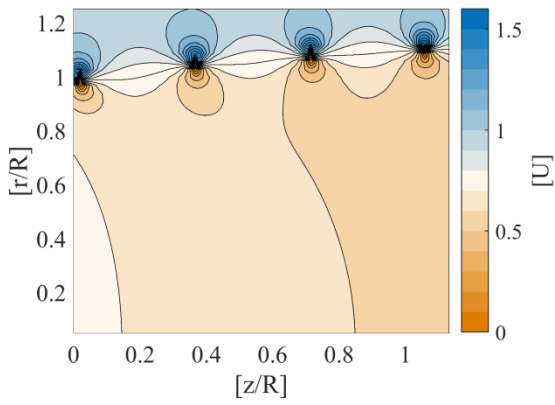
Dans ces travaux expérimentaux, on a utilisé la technique PIV pour analyser l'écoulement en aval d'un rotor éolien pour plusieurs vitesses de rotation. A chaque vitesse, 200 couples d'images sont prise dans la même position azimutale du rotor. Le traitement des images a permis de calculer pour chaque couple d'images un champ de vitesse instantanée et par conséquent de déduire, à partir de toutes les images, le champ de vitesse moyenné. Les champs de vitesse ont permis d'obtenir les positions des tourbillons marginaux issus des extrémités des pales et de déterminer l'évolution du sillage proche. Les résultats de mesure à droite et de calcul à gauche sont présentés sur la figure (**IV.3**).



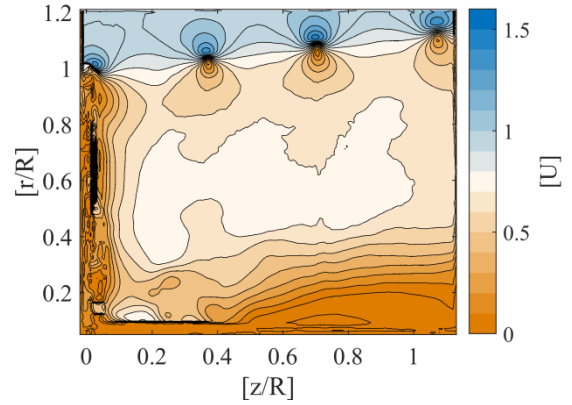
1495[tr/min]



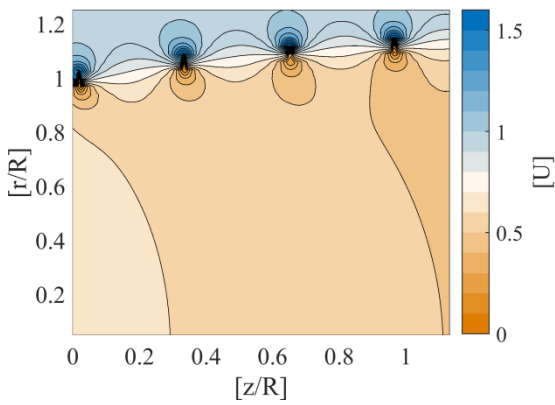
1495[tr/min]



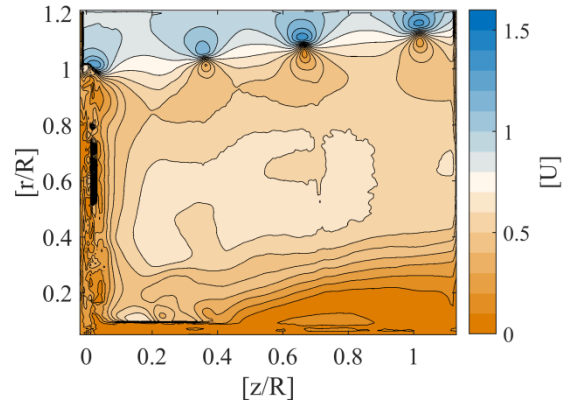
1600[tr/min]



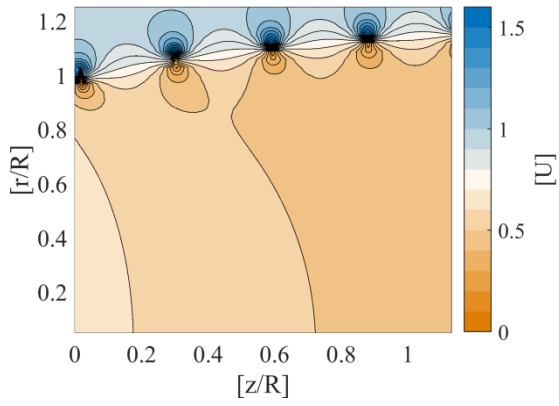
1600[tr/min]



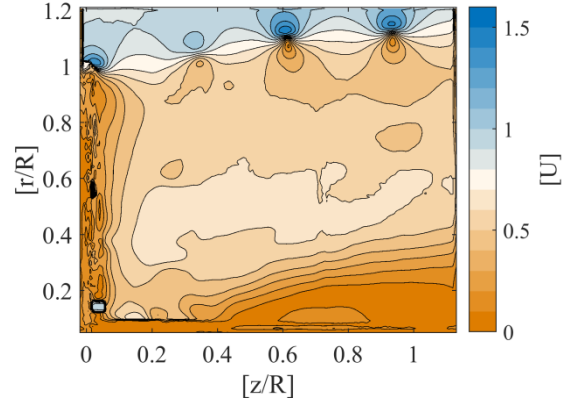
1700[tr/min]



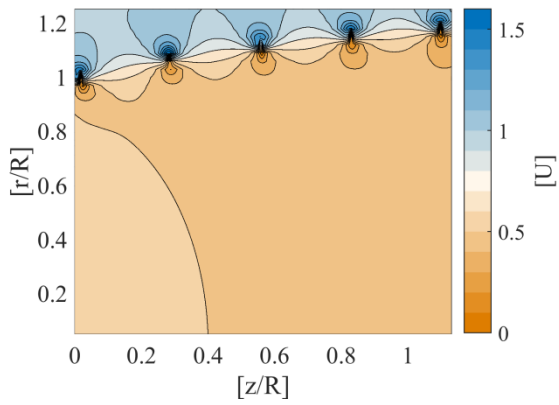
1700[tr/min]



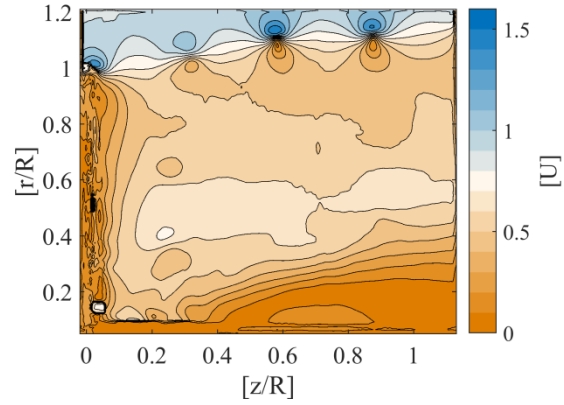
1812[tr/min]



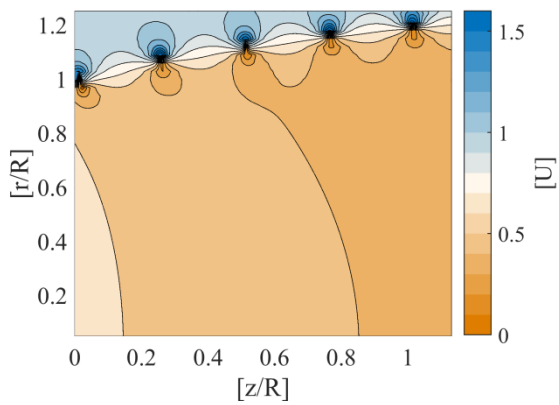
1812[tr/min]



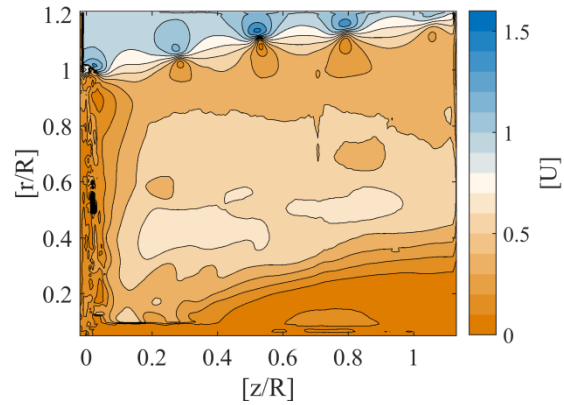
1900[tr/min]



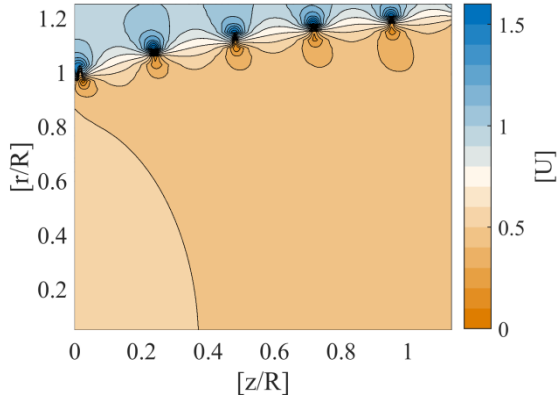
1900[tr/min]



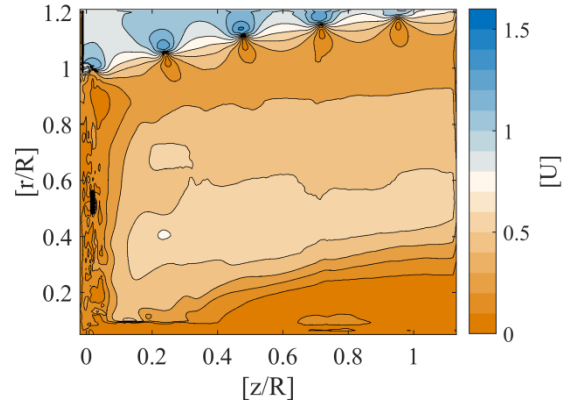
2005[tr/min]



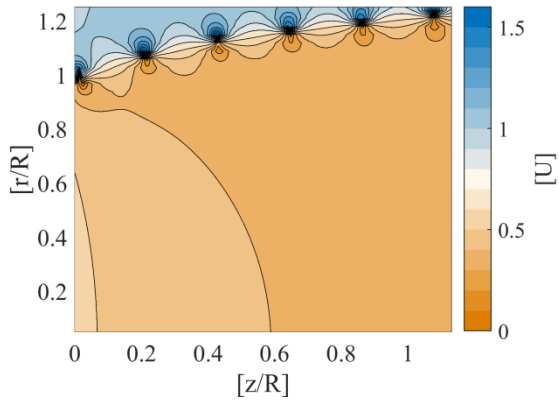
2005[tr/min]



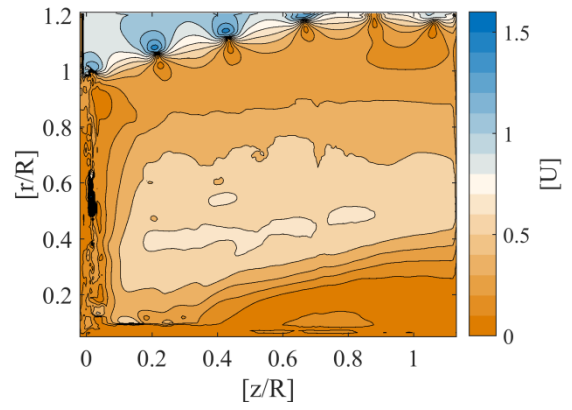
2100[tr/min]



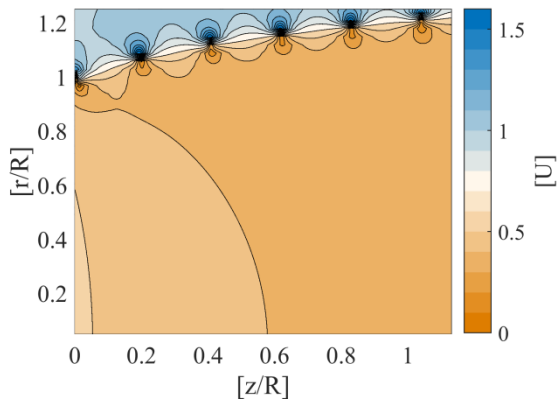
2100[tr/min]



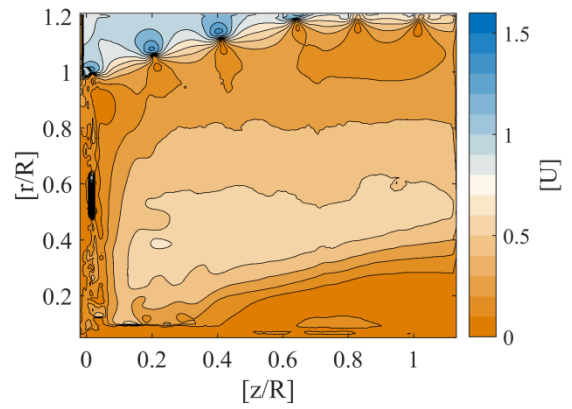
2220[tr/min]



2220[tr/min]



2290[tr/min]



2290[tr/min]

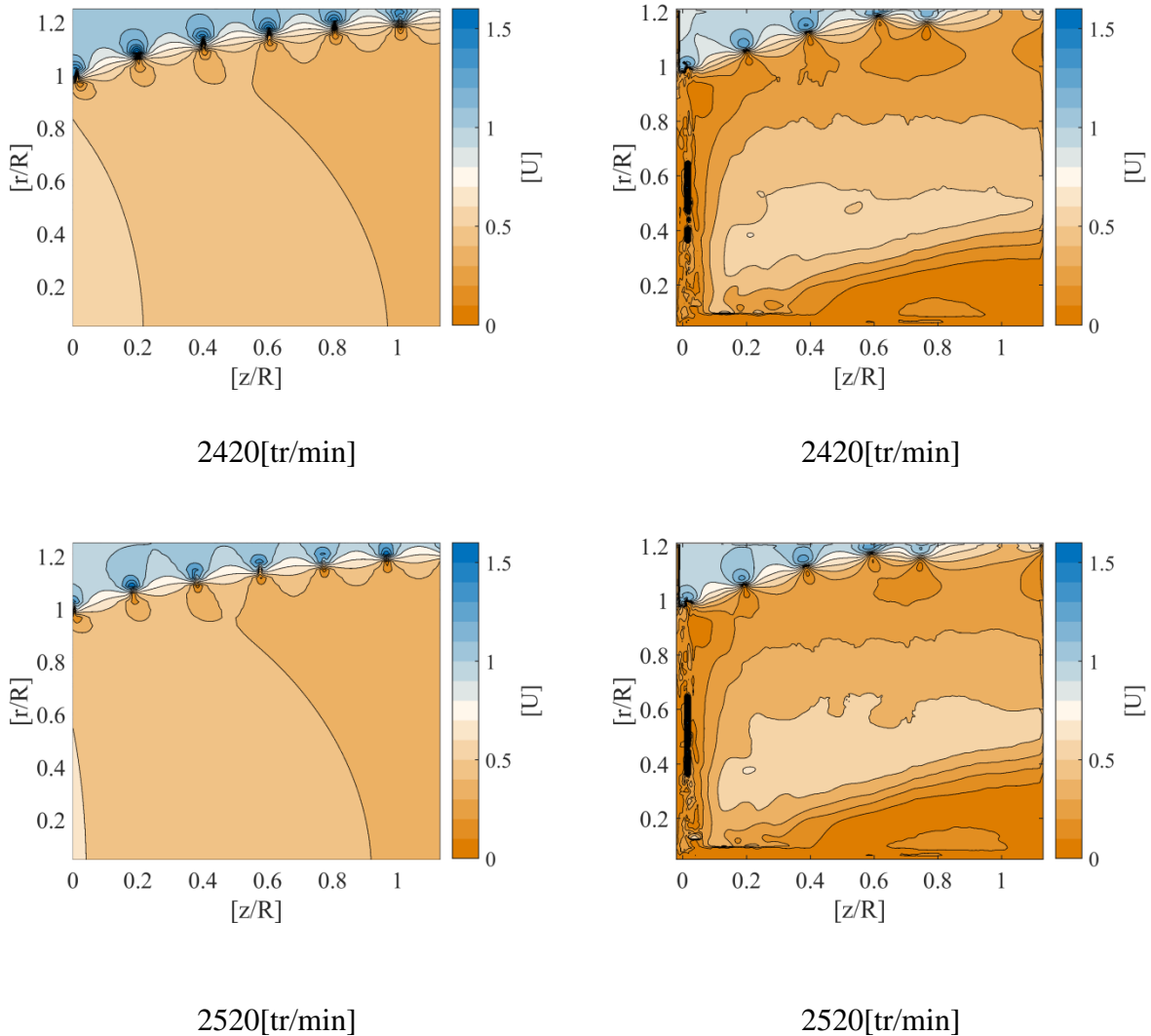


Figure IV.3: Champ de vitesse adimensionnelle U dans le sillage pour différentes vitesses de rotation, issus du calcul (à gauche) et d'essais expérimentaux (à droite)

La figure (IV.3), montre le champ de vitesse sans dimension dans le sillage de l'éolienne pour différentes vitesses de rotation. Notez que la vitesse adimensionnelle U est obtenue en divisant la vitesse du sillage par la vitesse du vent dans le tunnel. Le champ de vitesse moyenné a bien montré que l'écoulement est ralenti par l'extraction d'énergie cinétique du vent, comme le prévoit la théorie de Froude-Rankine. Les résultats montrent aussi l'augmentation du rayon des tubes tourbillonnaires hélicoïdaux avec l'augmentation des vitesses de rotation. Les contours iso-vitesse représentés sur ces champs indiquent les gradients élevés créés par les noyaux des tourbillons. Les positions des foyers des tourbillons sont obtenues avec une précision satisfaisante pour la majorité des cas. Pour certaines vitesses de rotation et plus précisément, de 1700 à 2000 [tr/min], les écarts d'emplacement deviennent relativement importants. Pour les vitesses de rotation, entre 2000 et 2400 [tr/min], la position

calculée des tourbillons marginaux correspond bien aux résultats expérimentaux. Notez que, pour des vitesses de rotation supérieures à 2400 [tr/min], l'éclatement des tourbillons apparaît à environ $z = 0,7 R$.

IV.1.5 Conclusion

La simulation de l'éolienne à l'aide du modèle proposé, montre que les positions des tourbillons marginaux calculées sont comparables à ceux captées dans les expériences menées en soufflerie à l'aide de la technique PIV. Le modèle proposé peut prédire avec exactitude la position des tourbillons ainsi une frontière bien définie du sillage pour la majorité des vitesses de rotation. La rapidité des calculs permet de simuler en temps réelle le comportement de l'éolienne et détermine avec précision les caractéristiques du sillage qui se forme derrière. Le modèle proposé est donc bien opérationnel et pourrait être envisagé pour simuler le cas d'un fonctionnement en régime instationnaire.

Partie B : Cas instationnaire

IV.2 Cas de test de la turbine de Tjaereborg

IV.2.1 Introduction :

Dans cette deuxième partie du chapitre on simule le comportement instationnaire d'une éolienne à axe horizontal. Le fonctionnement instationnaire est supposé être la conséquence d'une variation rapide de l'angle de calage des pales. Les essais ont été menés par la Fondation de recherche sur l'énergie des Pays-Bas « Netherland Energy Research Foundation » sur la turbine de Tjaereborg [83]. La turbine tripale de Tjaereborg (**Figure IV.4**) a un diamètre de $2R = 60$ m, et une puissance nominale de 2 MW.



Figure IV.4: Turbine de Tjaereborg [83]

IV.2.2 Déroulement des expériences

Le cas de test considéré pour la validation de notre programme de calcul est désigné par phase VI, [83]. Dans ce test, la vitesse du rotor est maintenue fixe à $\Omega = 22$ tr/min et la vitesse moyenne du vent est $U=10.5$ m/s.

Le test effectué sur le champ correspond à une séquence répétée de changements rapides de l'angle de calage des pales, de $0,2^\circ$ à $3,9^\circ$ dans un délai de 1 s, puis on maintient ce calage constant pendant 30 s, ensuite le calage des pales est à nouveau ramener de $3,9^\circ$ à $0,2^\circ$ en 1 s et maintenu constant pendant 30 s. L'historique de la puissance est mesuré et moyenné sur plusieurs séquences.

IV.2.3 Comparaison de la puissance

Les mesures de puissance provenant des expériences de la turbine de Tjaereborg représentent la puissance électrique produite par le générateur, alors que la puissance calculée est la puissance absorbée par le rotor **Chattot.(2014)[5]**, sans compter les pertes du train d'entraînement et du générateur. Ces pertes sont généralement faibles de l'ordre de 10% à 20%. Pour faciliter la comparaison, la puissance initiale a été ajustée pour correspondre à la puissance du générateur par l'application d'un facteur d'efficacité, dans la gamme de 80% à 90%, de la puissance calculée, non seulement au début, mais à l'ensemble de la séquence, sans réglage supplémentaire. Ceci explique la comparaison parfaite d'abord et asymptotiquement lorsque les pales sont dressées en arrière **Chattot.(2014)[5]**.

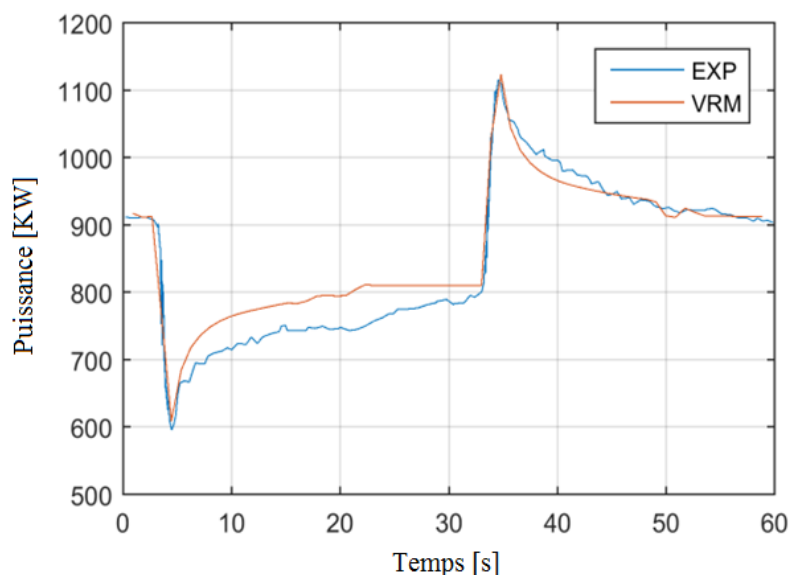


Figure IV.5: Comparaison de la puissance de la turbine éolienne de Tjaereborg phase VI

La comparaison de la puissance pour ce cas de test est représentée sur la figure (IV.5), Comme on peut le voir, la valeur et les pics de puissance et en particulier le temps de réponse de l'éolienne sont très bien prédits. Le temps de réponse est le résultat de la modélisation du sillage libre.

Dans la prédiction de puissance de crête, il y a une différence de puissance d'environ 1% au premier changement de l'angle de calage des pales et inférieure à 1% au second changement de pas, pour une différence de puissance d'environ 5 kW dans les deux cas.

IV.2.4 Influence de la transition sur le facteur d'induction axiale

La transition observée sur la puissance du rotor présentée sur la figure (IV.5), est au départ causée par le changement de la taille et de l'intensité du tourbillon, après un changement de l'angle de calage des pales, la vitesse induite dans le plan du rotor se développe graduellement à un nouveau niveau selon la manière dans laquelle les anneaux tourbillonnaires se déplacent,

La figure (IV.6), montre la variation du facteur d'induction axiale le long de la pale durant cette transition.

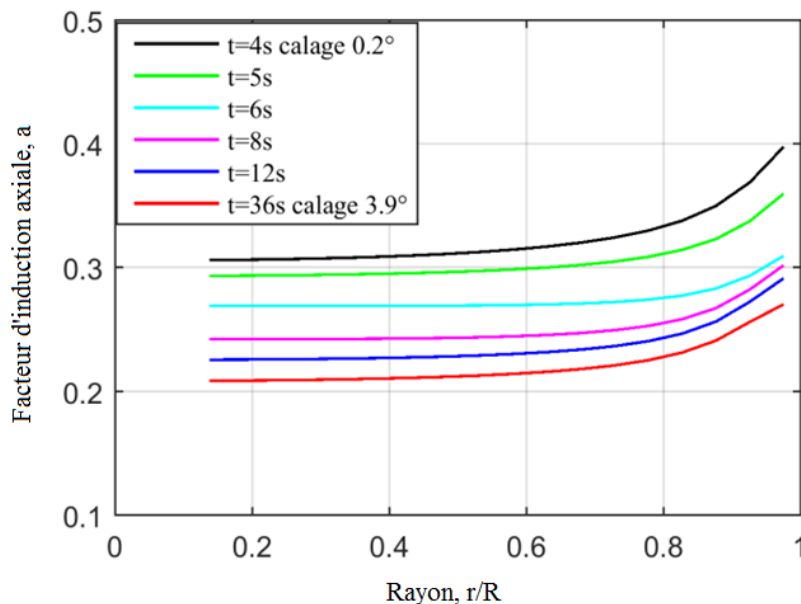


Figure IV.6: Variation du facteur d'induction axiale le long de la pale lors du changement de calage des pales

IV.2.5 Influence de la transition sur le facteur de puissance

De même la trajectoire $C_p = f(a)$, est représentée sur la figure (IV.7), la valeur maximale $C_p = 0.6$, est obtenue au moment $t=34$ s, légèrement au-dessus de la limite de Betz de 0,593. ce résultat est comparable au travaux de **Chattot.(2014)[5]**.

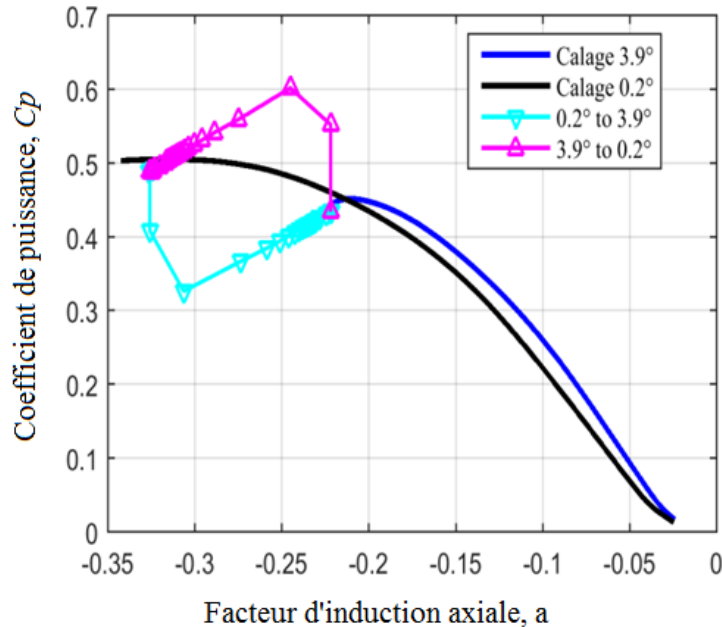


Figure IV.7: Trajectoires de $C_p(a)$ lors d'un changement de calage des pales, $r=0.7R$

L'évolution de $C_p = f(a)$ est en contraste frappant avec la courbe statique issue à partir de la méthode de l'élément de pale.

IV.2.6 Exemple de la géométrie du sillage lors de la transition

Un exemple de la géométrie du sillage derrière le rotor éolien issue de la simulation du comportement de l'éolienne de Tjareborg lors de la variation rapide de l'angle de calage est représenté sur la figure (IV.8), L'effet des oscillations est clairement observé dans le regroupement et la contraction des anneaux tourbillonnaires formant le sillage lointain.

Le premier cas stationnaire correspond à un angle de calage 0.2° (Figure IV.7.A), on voit clairement l'onde qui se propage pendant la phase de transition pour lisser la place au nouveau état stationnaire qui correspond à un angle de calage 3.9° (Figure IV.7.H).

C'est clair que la vitesse dans le sillage lointain est deux fois la vitesse induite dans le plan du rotor. Le changement de pas affecte l'angle d'attaque des éléments de pales, cela veut dire qu'après un changement de pas l'intensité tourbillonnaire, ainsi que le diamètre de l'anneau

tourbillonnaire qui sera émis est différente des anneaux tourbillonnaires libérés bien avant le changement de pas.

Comme le montre l'équation **(III.3)** la vitesse induite par un anneau tourbillonnaire dans le plan du rotor est fonction de son diamètre et de son intensité tourbillonnaire

Notez qu'au-delà d'une certaine distance généralement située entre 12 et 20 D l'influence de sillage au terme de vitesse induite sur le plan du rotor est négligeable, **Chattot.(2014)[5]**.

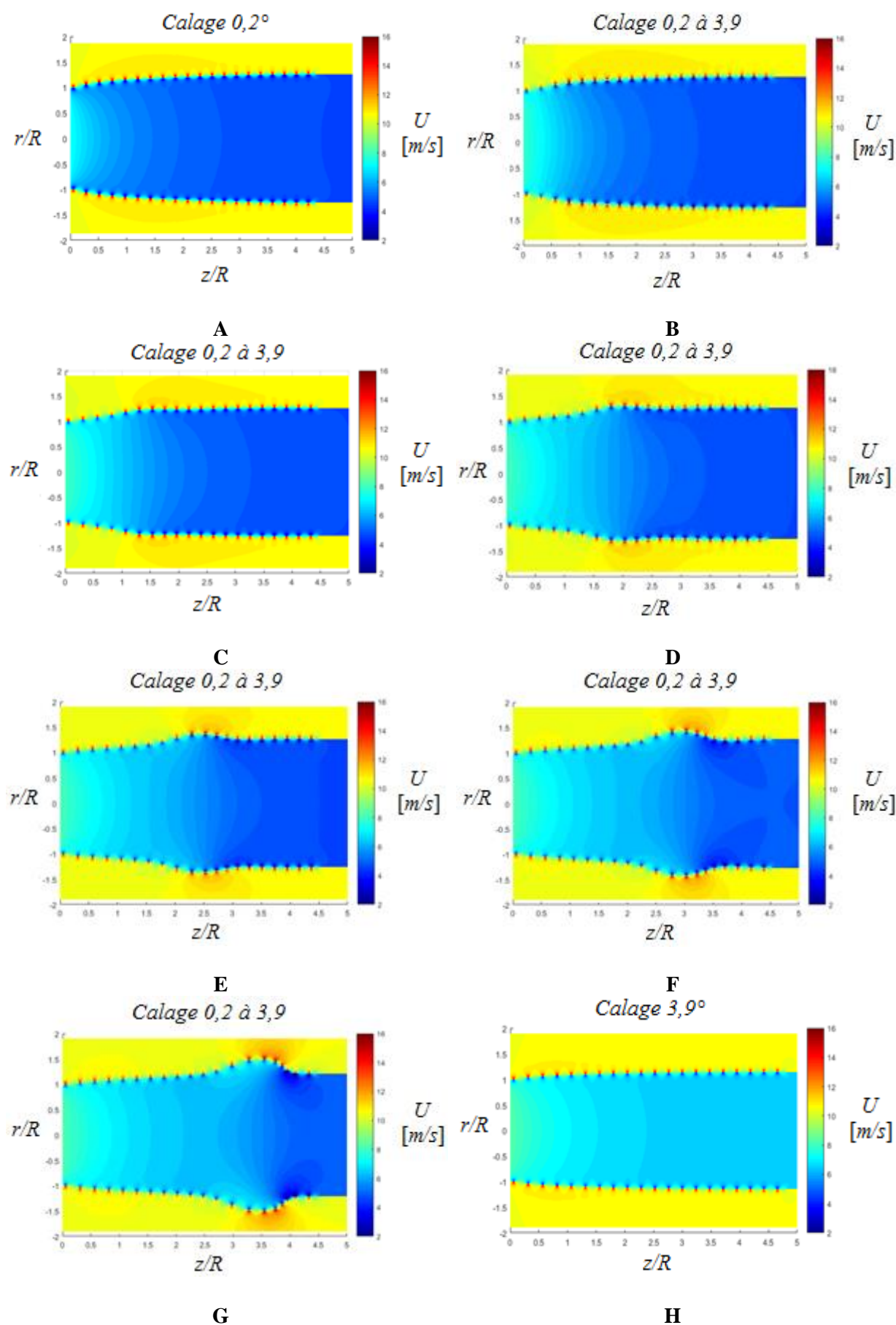


Figure IV.8: Champ de vitesse dans le sillage lors du changement de pas de $0,2^\circ$ à $3,9^\circ$

IV.2.7 Conclusion

Un très bon accord entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux, en terme de pic de puissance et de temps de réponse a été observé lors de d'un changement rapide de l'angle de calage des pales de la turbine de Tjareborg. Un intérêt particulier là où le coefficient de puissance dépasse la limite de Betz, là où aucune théorie stationnaire du disque actif ou de BEM ne peut être trouvée pour prédire l'induction au niveau du rotor en ce cas de transition.

Le modèle simplifié montre clairement la convection de la vorticit   tra  n  e dans le sillage derri  re le rotor de l'  olienne.

L'induction sur le plan du rotor est domin  e par les contributions des anneaux tourbillonnaires les plus proches du rotor, et que leur influence diminue rapidement en s'  loignant du rotor.

Le choix d'un sch  ma d'int  gration temporelle de second ordre offre une pr  cision et une stabilit   des calculs.

Conclusion générale

Dans cette thèse, un modèle aérodynamique pour une éolienne à axe horizontal a été proposé. L'objectif était de valider l'utilisation de ce modèle pour représenter le flux d'air autour de l'éolienne dans les deux cas, stationnaire et instationnaire, ainsi le modèle développé associe la méthode de l'élément pale pour le calcul des forces aérodynamiques et la méthode tourbillonnaire pour le calcul du champ des vitesses induites dans le plan du rotor et en aval. Le sillage hélicoïdal du rotor est représenté par une série d'anneaux tourbillonnaires autorisés à interagir librement les uns avec les autres. Le sillage lointain est modélisé par un tube tourbillonnaire semi-infini qui se déplace à la même vitesse que le dernier anneau tourbillonnaire constituant le sillage proche. L'application d'un schéma d'intégration temporelle « prédicteur-correcteur » offre à chaque itération une précision et stabilité des calculs. L'avantage du modèle proposé est de tenir compte de la modélisation du sillage lointain, ainsi que de la vitesse tangentielle induite par le tourbillon de pied de la pale.

Pour la validation du modèle proposé, deux cas de test ont été considérés. Le premier cas de test était la simulation de l'écoulement à travers une éolienne de faible puissance spécialement conçue pour des essais en soufflerie, l'éolienne testée par le modèle proposé montre que les positions des tourbillons marginaux issus des extrémités des pales sont comparables à celles obtenues expérimentalement dans la soufflerie de L'ENSAM de Paris en utilisant la technique PIV. Ainsi, il est possible de définir la bordure du sillage pour la majorité des vitesses de rotation jusqu'à l'éclatement du tourbillon.

Le deuxième cas de test montre un très bon accord entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux en terme de pic de puissance et de temps de réponse, qui a été observé lors de d'un changement rapide de l'angle de calage des pales de la turbine de Tjareborg, ces essais ont été réalisés par la « Fondation de recherche sur l'énergie des Pays-Bas » sur la turbine de Tjaereborg sur les effets d'afflux dynamiques. Un intérêt particulier est porté, là où le coefficient de puissance dépasse la limite de Betz, où aucune théorie stationnaire du disque actif ou de la méthode de l'élément de pale ne peut être trouvée pour prédire l'induction au niveau du rotor en ce cas de transition.

Le modèle montre clairement la convection de la vorticit   tra  n  e dans le sillage derri  re le rotor de l'  olienne, les r  sultats obtenus ont montr     galement que l'influence du sillage sur le plan du rotor diminue rapidement avec la distance aval du rotor.

La vitesse de calcul du modèle permet une simulation en temps réel du comportement stationnaire et instationnaire de l'éolienne. Cela sera particulièrement utile en cas de couplage du modèle aérodynamique développé avec des modèles mécaniques et électriques lors de l'étude et du contrôle de toute la chaîne de transfert de l'énergie éolienne.

Références bibliographiques

- [1] A. Karpatne, J. Sirohi, S. Mula, and C. Tinney, “Vortex Ring Model of Tip Vortex Aperiodicity in a Hovering Helicopter Rotor,” *J. Fluids Eng.*, vol. 136, no. 7, p. 71104, May 2014.
- [2] C. J. Stewart, “Simulation , a valuable tool in the estimation of helicopter flight dynamic characteristics,” *18th World IMACS/MODSIM Congr. Carins, Aust.*, no. July, pp. 1643–1649, 2009.
- [3] J. B. de Vaal, M. O. L. Hansen, and T. Moan, “Influence of Rigid Body Motions on Rotor Induced Velocities and Aerodynamic Loads of a Floating Horizontal Axis Wind Turbin,” in *ASME 2014 33rd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering. American Society of Mechanical Engineers*, 2014, p. V09BT09A029-V09BT09A029.
- [4] D. Baldacchino, V. Bussel, and J. W. Gerard, “Wind turbine wake stability investigations using a vortex ring modelling approach,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 555, no. 7, p. 12111, Dec. 2014.
- [5] J.-J. Chattot, “Actuator Disk Theory—Steady and Unsteady Models,” *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 136, no. 3, p. 31012, Mar. 2014.
- [6] J. W. van Heemst, D. Baldacchino, D. Mehta, and G. J. W. van Bussel, “Coupling of a free wake vortex ring near-wake model with the Jensen and Larsen far-wake deficit models,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 625, p. 12041, Jun. 2015.
- [7] J. B. de Vaal, M. O. L. Hansen, and T. Moan, “Validation of a vortex ring wake model suited for aeroelastic simulations of floating wind turbines,” *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 555, p. 12025, Dec. 2014.
- [8] E. Branlard and M. Gaunaa, “Cylindrical vortex wake model: right cylinder,” *Wind Energy*, vol. 18, no. 11, pp. 1973–1987, Nov. 2015.
- [9] M. T. Latreche, “Commande Floue de la Machine Synchrone à Aimant Permanent (MSAP) utilisée dans un système éolien,” Mémoire de Magister, Université Ferhat Abbas de Sétif 1, 2012.
- [10] B. Sørensen, *Renewable Energy: Its Physics, Engineering, Environmental Impacts*. Economics & Planning, 2004.
- [11] P. Leconte, M. Rapin, and E. Szechenyi, “Techniques de l’Ingénieur, traité de Génie mécanique. Eoliennes,” vol. 4, p. 640.
- [12] “Energies Renouvelable.” [Online]. Available: <http://sites-final.uclouvain.be/e-lee/FR/realisations/EnergiesRenouvelables/FiliereEolienne/Generalites/Generalites/Generalites Eolien1.htm>.
- [13] V. Rogez, “Modélisation simplifiée de sources de production décentralisée pour des études de dynamique des réseaux. Application à l’intégration d’une production éolienne dans un réseau de distribution insulaire,” Th: Génie Electrique: Université d’Artois, Béthune, 2004.
- [14] J. Martin, “‘Energies éoliennes’,” in *Techniques de l’Ingénieur, traité de Génie énergétique*, p. B 8 585 1-B 8 585 21.
- [15] F. Poitiers, “Etude et commande de génératrices asynchrones pour l’utilisation de L’énergie éolienne-Machine asynchrone à cage autonome-Machine asynchrone à double alimentation reliée au réseau,” Thèse de Doctorat Université de Nantes, 2003.

- [16] E. Muljadi, C. P. Butterfield, and Y. H. Wan, "Axial-flux modular permanent-magnet generator with a toroidal winding for wind-turbine applications," *IEEE Trans. Ind. Appl.*, vol. 35, no. 4, pp. 831–836, 1999.
- [17] "energy-visuel." [Online]. Available: https://www.consoglobe.com/cg_templates/consoglobe/textes_images/Image/energie-visuel.jpg.
- [18] R. Redjem, "Étude d'une chaîne de conversion d'énergie éolienne," mémoire de magistère, Université des Frères Mentouri Constantine 1, 2009.
- [19] "Une éolienne dans mon jardin." [Online]. Available: <http://www.18h39.fr/cache/media/mode-de-vie/eolienne-verticale-getty-pifate/q,80-4a5923.jpg>.
- [20] A. Abdelli, "Optimisation multicritère d'une chaîne éolienne passive," Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie, Unité Mixte CNRS-INPT-UPS N°5213, 2007.
- [21] "Eolienne à axe vertical de type Savonius." [Online]. Available: https://www.ecosources.info/images/energie_maison/eolienne_Savonius.jpg.
- [22] M. Raoin and P. Leconte, "Eoliennes," *Tech. Ingénieur*, 2009.
- [23] E. Hau and H. von Renouard, *Wind Turbines*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [24] "Le rendement des éoliennes." [Online]. Available: https://www.energieplus-lesite.be/fileadmin/_migrated/RTE/RTEmagicC_TP_Tip_speed_ratio_diff_eoliennes.gif.
- [25] S. Heier, *Grid integration of wind energy conversion systems*. John Wiley & Sons Inc, 1998.
- [26] A. Mirecki, "Étude comparative de chaînes de conversion d'énergie dédiées à une éolienne de petite puissance," Thèse de doctorat. Institut National Polytechnique de Toulouse., 2005.
- [27] D. Wood, *Small Wind Turbines*. London: Springer London, 2011.
- [28] L. L. Freris, *Wind energy conversion systems*. Prentice Hall, 1990.
- [29] C. Guy, *Éoliennes et aérogénérateurs : guide de l'énergie éolienne*. Edisud. La Calade, Aix-en-Provence, 1979.
- [30] S. Chkir, I. Dobrev, P. Kuszla, and F. Massouh, "Unsteady Loads Evaluation for a Wind Turbine Rotor," *Diagnostyka*, pp. 17–22, 2009.
- [31] D. Khalfa, "Optimisation Des Perturbations Des Eoliennes Dans la Génération D'électricité Par Des Aérogénérateurs à Vitesse Variable," thèse Université Badji Mokhtar-Annaba, 2017.
- [32] S. Ivanell, "Numerical Computations of Wind Turbine Wakes," Lic. Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, ISRN/KTH/MEK/TR/–05/10–SE, 2005.
- [33] S. Chkir, "Contribution à l'étude aérodynamique d'une éolienne par une méthode de sillage libre," Thèse de doctorat. Arts et Métiers ParisTech., 2010.
- [34] W. Haans, P. D. Student, T. Sant, G. van Kuik, and G. van Bussel, "Stall in yawed flow conditions : A correlation of blade element momentum predictions with experiments," *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 128, no. 4, pp. 472–480, 2006.
- [35] C. Tongchitpakdee, S. Benjanirat, and L. N. Sankar, "Numerical simulation of the aerodynamics of horizontal axis wind turbines under yawed flow conditions," *J. Sol. energy Eng.*, vol. 127, no. 4, pp. 464–474, 2005.

- [36] T. Maeda, Y. Kamada, J. Suzuki, and H. Fujioka, “Rotor blade sectional performance under yawed inflow conditions,” *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 130, no. 3, p. 31018, 2008.
- [37] X. Munduate, F. N. Coton, and R. A. M. D. Galbraith, “An investigation of the aerodynamic response of a wind turbine blade to tower shadow,” *J. Sol. Energy Eng. (Transactions ASME)*, vol. 126, no. 4, pp. 1034–1040, 2004.
- [38] J. J. Chattot, “Tower shadow modelization with helicoidal vortex method,” *Comput. Fluids*, vol. 37, no. 5, pp. 499–504, 2008.
- [39] Y. Kamada, T. Maeda, K. Naito, Y. Ouchi, and et M. Kozawa, “Measurement of Unsteady Aerodynamics Load on the Blade of Field Horizontal Axis Wind Turbine. Journal of Fluid Science and Technology,” vol. 3, no. 3, pp. 335–343, 2008.
- [40] S. Benjanirat, L. N. Sankar, and et G. Xu, “Evaluation of turbulence models for the prediction of wind turbine aerodynamics,” *AIAA*, vol. 517, p. 2003, 2003.
- [41] W. J. M. Rankine, “On The Mechanical Principle Of The Action Of Propellers,” *Trans. Inst. Nav. Archit.*, vol. 6, 1865.
- [42] W. Froude, “On The Elementary Relation Between Pitch, Slip And Propulsive Efficiency.,” *Trans. Inst. Nav. Archit.*, vol. 19, 1978.
- [43] Martin O.L. Hansen., *Aerodynamics Of Wind Turbines. 2nd edition*. EarthScan, 2008.
- [44] A. Van Garrel, *Development of a wind turbine aerodynamics simulation module*. ECN report, ECN-C-03-079, 2003.
- [45] L. J. Vermeer, J. . Sørensen, and A. Crespo, “Wind Turbine Wake Aerodynamics,” *Prog. Aerosp. Sci.*, vol. 39, no. 6, pp. 467–510, 2003.
- [46] H. Glauert, *The Elements Of Airfoil And Airscrew Theory*. University Press, Cambridge, 1948.
- [47] L. Prandtl, *Application Of Modern Hydrodynamics To Aeronautics*. NACA Report 116, 1923.
- [48] S. Goldstein, “On the vortex theory of screw propellers,” in *Character Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical*, 1929, vol. 123, no. 792, pp. 440–465.
- [49] V. M. FALKNER, *The calculation of aerodynamic loading on surfaces of any shape*. Aeronautical Research Council London (United Kingdom), 1943.
- [50] S. Gupta, “Development Of A Time-Accurate Viscous Lagrangian Vortex Wake Model For Wind Turbine Applications,” University of Maryland. Department of Aerospace Engineering, 2006.
- [51] S. D. Pasmajoglou and J. M. R. Graham, “Prediction Of Aerodynamic Forces On Horizontal Axis Wind Turbines In Free Yaw And Turblence,” *J. Wind Eng. Ind.*, vol. 86, no. 1, 2000.
- [52] S. G. Voutsinas, “Vortex Methods In Aeronautics: How To Make Things Work,” *Int. J. Comut. Fluid Dyn.*, vol. 20, no. 1, pp. 3–18, 2006.
- [53] J. J. Chattot, “Helicoidal Vortex Model For Wind Turbine Aeroelastic Simulation. Computers and Structures,” vol. 85, no. 11, pp. 1072–1079, 2007.
- [54] J. J. Chattot, “Optimization Of Wind Turbines Using Helicoidal Vortex Model,” *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 125, no. 4, pp. 418–424, 2003.

- [55] A.J. Landgrebe, "The Wake Geometry Of A Hovering Rotor And Its Influence On Rotor Performance," *J. Am. Helicopter Soc.*, vol. 17, no. 4, pp. 3–15, 1972.
- [56] J. D. Kocurek and J. L. Tangler, "A Prescribed Wake Lifting Surface Hover Performance Analysis," *J. Am. Helicopter Soc.*, vol. 22, no. 1, pp. 24–35, 1977.
- [57] T. A. Egolf and A. J. Landgrebe, *Helicopter rotor wake geometry and its influence in forward flight. Volume 1: Generalized wake geometry and wake effect on rotor airloads and performance*. NASA CR-3726, 1983.
- [58] A. J. Landgrebe, *An analytical and experimental investigation of helicopter rotor hover performance and wake geometry characteristics*. United aircraft research labs east hartford CT, 1971.
- [59] P. Crimi, "Prediction Of Rotor Wake Flows," in *In CAL/USAAVLABS Symposium Proceedings Volume:1*, 1966.
- [60] W. G. Brady and P. Crimi., "Representation Of Propeller Wakes By Systems Of Finite Core Vortices," *Cornell-Aeronautical Lab. Rep.*, no. BB-1655-S-2, 1965.
- [61] A. R. Trenka, "Development Of A Method For Predicting The Performance And Stresses Of VTOL-Type Propellers," *Cornell Aeronaut. Lab Inc Buffalo Ny*, 1966.
- [62] J. G. Leishman and M. J. B. A. Bagai, "Free Vortex Filament Methods For The Analysis Of Helicopter Rotor Wakes," *J. Aircr.*, vol. 39, no. 5, pp. 759–775, 2002.
- [63] S. G. Sadler, "A Method For Predicting Helicopter Wake Geometry, Wake-Induced Flow And Wake Effects On Blade Airloads," in *27th Annual National V/STOL Forum of the American Helicopter Society*, 1972.
- [64] F. N. Coton and T. . Wang, "The Prediction Of Horizontal Axis Wind Turbine Performance In Yawed Flow Using An Unsteady Prescribed Wake Model.," *J. Power Energy*, vol. 213, no. 1, pp. 33–43, 1999.
- [65] H. Dumitrescu and V. Cardos, "Wind Turbine Aerodynamic Performance By Lifting Line Method," *Int. J. Rotating Mach.*, vol. 4, no. 3, pp. 141–149, 1998.
- [66] D. Kocurek, *Lifting surface performance analysis for horizontal axis wind turbines*. Solar Energy Research Inst., Golden, CO (USA), 1987.
- [67] H. D. Curin, F. N. Coton, and B. Wood, "Dynamic Prescribed Vortex Wake Model For AERODYN/FAST," *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 130, no. 3, p. 31007, 2008.
- [68] J. C. Gohard, "Free wake analysis of a wind turbine aerodynamics," Massachusetts Institute of Technology, Department of Aeronautics and Astronautics, Aeroelastic and Structures Research Laboratory, 1978.
- [69] H. A. Madsen, "A CFD analysis of the actuator disc flow compared with momentum theory results," in *10th IEA meeting on aerodynamics. Technical University of Denmark. Department of Fluid Mechanics*, 1997, pp. 109–124.
- [70] W. Z. Shen and J. Sørensen, "Numerical modeling of wind turbine wakes," *J. Fluids Eng*, vol. 124, no. 2, pp. 393–399, 2002.
- [71] M. E. Berkman, L. N. Sankar, C. R. Berezin, and M. S. Torok, "Navier-Stokes/full potential/free-wake method for rotor flows," *J. Aircr.*, vol. 34, no. 5, pp. 635–640, 1997.
- [72] G. Xu and L. N. Sankar, "Computational study of horizontal axis wind turbines," *Trans. Soc.*

- Mech. Eng. J. Sol. Energy Eng.*, vol. 122, no. 1, pp. 35–39, 2000.
- [73] S. Schmitz and J. J. Chattot, “A coupled Navier–Stokes/Vortex–Panel solver for the numerical analysis of wind turbines,” *Comput. Fluids*, vol. 35, no. 7, pp. 742–745, 2006.
- [74] J. G. Leishman, “Challenges in modelling the unsteady aerodynamics of wind turbines,” *Wind energy*, vol. 5, no. 2–3, pp. 85–132, 2002.
- [75] H. D. Currin, F. N. Coton, and B. Wood, “Dynamic prescribed vortex wake model for AERODYN/FAST,” *J. Sol. Energy Eng.*, vol. 130, no. 3, p. 31007, 2008.
- [76] A. J. Landgrebe, “An analytical method for predicting rotor wake geometry,” *J. Am. Helicopter Soc.*, vol. 14, no. 4, pp. 20–32, 1969.
- [77] R. B. Gray and G. W. Brown, “A Vortex-Wake Analysis of a Single-Bladed Hovering Rotor and a Comparison with Experimental Data,” in *AGARD Conference on Aerodynamics of Rotary Wings, AGARD-CPP-111*, 972., 1972.
- [78] A. A. Memon, “Développement d’un modèle de surface active pour améliorer la représentation des charges aérodynamiques sur une pale éolienne,” Thèse de doctorat. Arts et Métiers ParisTech, 2012.
- [79] M. B. Anderson, D. J. Milborrow, and N. J. Ross, “Performance and wake measurements on a 3 m diameter horizontal axis wind turbine,” in *4th International Symposium Wind Energy Systems*, 1982, pp. 113–135.
- [80] T. Burton, N. Jenkins, D. Sharpe, and E. Bossanyi, *Wind energy handbook*. John Wiley & Sons, 2011.
- [81] C. B. Maalouf, “Etude des phénomènes tourbillonnaires dans le sillage éolien,” Thèse de doctorat. Arts et Métiers ParisTech., 2010.
- [82] R. I. Lewis, *Vortex element methods for fluid dynamic analysis of engineering systems*. Cambridge University Press, 2005.
- [83] H. Snel and J. G. Schepers, *Joint investigation of dynamic inflow effects and implementation of an engineering method*. Netherlands Energy Research Foundation ECN, 1995.
- [84] D. Simms, S. Schreck, M. Hand, and L. J. Fingersh, *NREL unsteady aerodynamics experiment in the NASA-Ames wind tunnel: a comparison of predictions to measurements*. . National Renewable Energy Lab., Golden, CO (US), 2001.
- [85] Meghlaoui, I., Dobrev, I., Massouh, F., Benretem, A., & Khalfa, D. "Computationally inexpensive free vortex method to obtain vortex core position in the wake of a horizontal axis wind turbine." *International Journal of Fluid Mechanics Research.*, vol. 44, no. 5, pp. 427–443, (2017).

DOI: 10.1615/InterJFluidMechRes.2017019852

Annexe

Soufflerie d'Arts et Métiers ParisTech

La soufflerie du Laboratoire de Mécanique des Fluides, Arts et Métiers ParisTech centre de Paris, (**figure A.1**) est de type Prandtl avec une veine d'essai semi guidée ouverte à la pression atmosphérique et un canal de retour. La veine d'essai possède une section rectangulaire de 1.35m x 1.65m sur une longueur de 2 m. L'alimentation de la veine d'essai se fait à partir d'une chambre de tranquillisation à travers un convergent d'un rapport de 1 : 12.5, ce qui permet de rendre l'écoulement globalement uniforme. La vitesse maximale dans cette veine est d'environ 40 m/s. La présence d'un explorateur tridimensionnel permet d'effectuer des explorations 3D du champ de vitesses dans la veine.

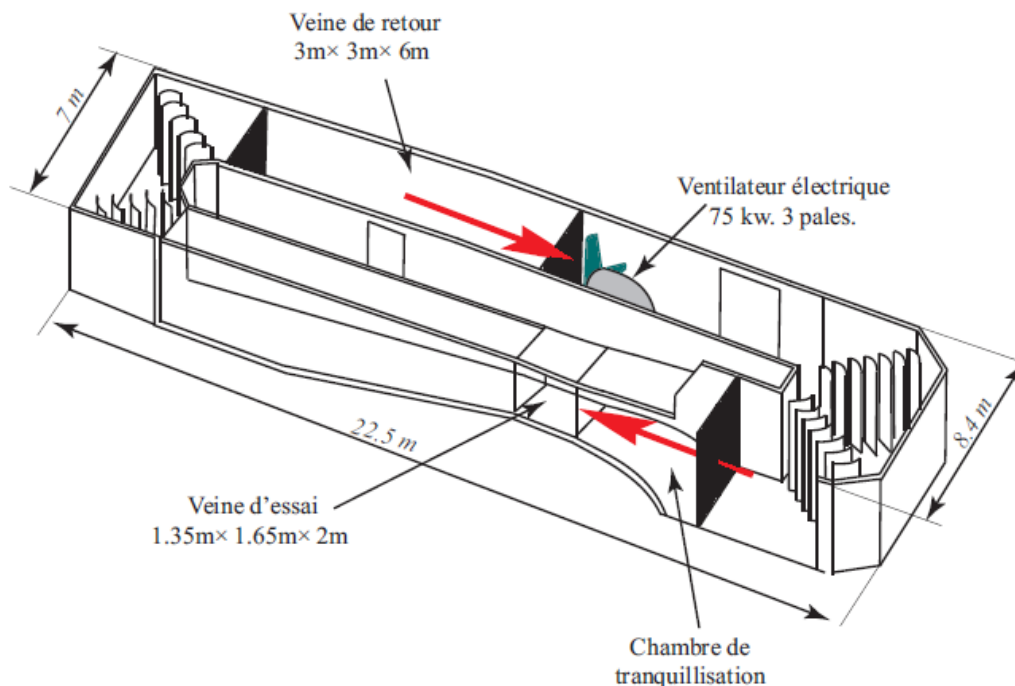


Figure A.1: Soufflerie du Laboratoire de Mécanique des Fluides à Arts et Métiers ParisTech [33]

L'équipement de la veine d'essai comporte un explorateur commandé par ordinateur et capable de se déplacer dans les trois directions de l'espace. La veine est prolongée par un diffuseur avec un angle d'ouverture voisin de 7 degrés afin d'éviter les décollements de l'écoulement sur les parois. La veine de retour possède une section carrée de 3m x 3m sur une longueur de 6 m et la vitesse maximale d'écoulement est d'environ 10 m/s.

Visualisation du sillage d'une éolienne



Figure A. 2: Sillage d'une éolienne testée par le NREL [84]