



**HAL**  
open science

# Étude du fonctionnement de micro-éoliennes à basse vitesse spécifique.

Martin Bourhis

► **To cite this version:**

Martin Bourhis. Étude du fonctionnement de micro-éoliennes à basse vitesse spécifique.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. HESAM Université, 2023. Français. NNT : 2023HESAE064 . tel-04356569

**HAL Id: tel-04356569**

**<https://pastel.hal.science/tel-04356569v1>**

Submitted on 20 Dec 2023

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

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

**ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR**  
**Laboratoire d'Ingénierie des Fluides et des Systèmes Énergétiques**  
**(LIFSE) - Campus de Paris**

# THÈSE

*présentée par :* **Martin BOURHIS**  
*soutenue le :* **1<sup>er</sup> septembre 2023**

*pour obtenir le grade de :* **Docteur d'HESAM Université**

*préparée à :* **École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers**

*Spécialité :* **Mécanique des fluides**

## Étude du fonctionnement de micro-éoliennes à basse vitesse spécifique

**THÈSE dirigée par :**  
**M. Florent RAVELET**

**et co-encadrée par :**  
**M. Michaël PEREIRA**

**Mme. Sandrine AUBRUN**  
**M. Benjamin THIRIA**  
**M. Antonio C. P. BRASIL Jr**  
**Mme. Béatrice PATTE-ROULAND**

Professeure, École Centrale Nantes  
Professeur, Université de Paris-Cité  
Professeur, University of Brasília  
Professeure, Université de Rouen

**M. Marc RAPIN**  
**M. Florent RAVELET**

Ingénieur, Expert industriel  
Professeur, Arts et Métiers

**M. Michaël PEREIRA**

Docteur, Arts et Métiers

**Jury**

Présidente  
Rapporteur  
Rapporteur

Examinatrice

Examinateur  
Directeur de thèse

Co-encadrant

**T**  
**H**  
**È**  
**S**  
**E**



# Remerciements

Je tiens à remercier chaleureusement mon directeur de thèse, Florent Ravelet, et mon co-directeur Michaël Pereira. Tout d'abord, pour m'avoir donné l'opportunité d'effectuer une thèse de doctorat, et ensuite pour votre accompagnement tout au long de ces trois années. Votre mentorat, expertise, rigueur, disponibilité et sympathie m'ont permis de développer mes compétences en recherche et en enseignement dans un environnement stimulant. Je tiens également à vous remercier pour votre soutien lors de ma recherche de post-doctorat. Vos lettres de recommandation ont sans aucun doute contribué au succès de cette recherche. À bientôt !

Mes remerciements s'adressent ensuite aux membres du jury : Mme. Sandrine Aubrun pour avoir accepté de présider mon jury de thèse, M. Benjamin Thiria et M. Antonio Brasil pour vos retours en tant que rapporteurs, ainsi que Mme. Béatrice Patte-Rouland et M. Marc Rapin pour les échanges lors de la soutenance.

J'adresse également mes remerciements à Sofiane Khelladi, directeur du LIFSE, ainsi qu'à l'ensemble des membres du laboratoire pour leur chaleureux accueil, leurs précieux conseils, leur assistance, et la répétition générale avant la soutenance. Je tiens à accorder une mention spéciale à Ivan Dobrev, qui m'a formé à la technique PIV et dont l'expertise s'est avérée plus que précieuse.

Je remercie ma famille, ma sœur, mes frères, ma compagne, mes grand-parents, et surtout mes parents, qui j'espère seront fiers de mon parcours. Vos lectures de ce manuscrit ont contribué à améliorer sa fluidité de lecture et à éviter bon nombre de fautes. Une pensée particulière pour ma compagne, qui m'a soutenu au cours de ces trois dernières années et qui a contribué à mon équilibre de vie.

Je tiens également à remercier mes camarades des Arts et Métiers, des étudiants assidus aux cours de mécanique des fluides, notamment lorsqu'il s'agit de la mécanique du coude et que le fluide n'est pas de l'eau. Leur présence et le partage de moments conviviaux m'ont souvent permis de relâcher la

## REMERCIEMENTS

---

pression.

Une mention très spéciale pour mes deux amis rencontrés pendant cette thèse : Louis (« il fait bon vivre à Boston ») et Victor (à quand notre trail?). La plupart de mes souvenirs avec vous ne peuvent pas être écrits ici, mais ils resteront gravés dans ma mémoire. Merci d'avoir été présents au labo, cela me faisait plaisir de venir juste pour vous voir. J'espère que le temps et la distance n'altéreront pas notre amitié!

Pour finir, je tiens à rendre un dernier hommage à mon GP, qui m'a présenté à son ami, Alain. C'est grâce à cette rencontre, à une époque où je ne savais pas « quoi faire de ma vie », que j'ai été initié à l'univers passionnant de la recherche scientifique.

J'ose espérer que le lecteur ne s'arrêtera pas à ces remerciements et qu'il prendra plaisir à explorer mes travaux de thèse.

## REMERCIEMENTS

---

## REMERCIEMENTS

---

# Résumé

Ces travaux de thèse portent sur l'étude expérimentale du fonctionnement d'éoliennes de petite taille opérant à basse vitesse spécifique  $\lambda = 1$ . Les différents dispositifs et protocoles sont présentés dans le chapitre 2. Le chapitre 3 est consacré à l'étude du fonctionnement de micro-éoliennes conçues selon les méthodes classiques de dimensionnement (*Blade Element - Momentum Theory*). Les chapitres 4 et 5 sont dédiés à l'étude de rotors conçus selon une nouvelle méthode de dimensionnement, inspirée des techniques utilisées pour concevoir des turbomachines à écoulement interne. Les limites des rotors conçus selon la méthode *BEMT* ont été mises en évidence. En effet, à faible vitesse spécifique, les vitesses d'écoulement optimales diffèrent selon le modèle de disque actif (Betz, Glauert, Joukowski), et la méthode *BEMT* conduit à des géométries de pales très serrées. Il est alors montré que les pales de ce type de rotors ne se comportent plus comme des profils isolés, mais interagissent fortement entre eux. Une méthode de conception de type « grille d'aubes » pour les éoliennes à basse vitesse spécifique est alors proposée. Une étude paramétrique sur une douzaine de rotors montre que les rotors serrés ayant un nombre de pales suffisant sont bien adaptés pour des applications de micro-récupération d'énergie. Ces rotors ont un coefficient de puissance maximal élevé, une faible vitesse de démarrage, ainsi qu'une caractéristique de couple affine, de forte pente, et dont l'allure est faiblement sensible au nombre de Reynolds. Par ailleurs, nous avons mis en évidence des différences de fonctionnement importantes entre les rotors faiblement serrés et les rotors fortement serrés. Ces différences se manifestent tant sur les caractéristiques énergétiques (coefficient de puissance, coefficient de couple) que sur les propriétés des écoulements (augmentation de la vitesse tangentielle et de la déflexion de l'écoulement), et témoignent de l'évolution du fonctionnement du rotor, passant d'un comportement semblable à celui d'une somme de profils isolés à celui d'une « grille d'aubes ».

Mots-clés : Mécanique des Fluides, Énergétique, Aérodynamique, Éoliennes, Turbomachines, Micro-



## RESUME

---

récupération d'Énergie, Effets d'Échelle, Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), Coefficients de Puissance et de Couple, Soufflerie.

## RESUME

---

## RESUME

---

# Abstract

The purpose of this PhD thesis is to investigate the operation of micro-scale wind turbines (MSWT) specifically designed to operate at a low tip-speed ratio (TSR) of  $\lambda = 1$ . Chapter 2 provides an overview of the various experimental devices and protocols used in this work. Chapter 3 is dedicated to the analysis of the performance and flow characteristics of MSWT designed using the traditional methodology for horizontal axis wind turbines, known as the Blade Element-Momentum Theory (BEMT). We have emphasized the limitations of the BEMT at low TSR. Specifically, we have highlighted that at  $\lambda = 1$ , the optimal flow velocities vary depending on the actuator disk model employed (Betz, Glauert, Joukowsky). Additionally, the BEMT method leads to the design of rotors with high blade solidity, resulting in strong interactions among the rotor blades instead of behaving as isolated airfoils. To address these limitations, we have developed an innovative design method for low tip-speed ratio wind turbines, inspired by the design techniques used for axial flow turbomachines operating under internal flow conditions. This method is based on flow deflection through a high-solidity blade cascade arrangement. Chapters 4 and 5 are dedicated to characterizing the operation of MSWT designed using this original approach. A parametric study involving multiple rotors reveals that high-solidity rotors with an adequate number of blades are well-suited for wind energy harvesting applications. These rotors exhibit a high maximum power coefficient, low starting speed, and an affine torque characteristic with a steep slope, which is minimally influenced by the Reynolds number. Furthermore, significant operational distinctions between high-solidity and low-solidity rotors are identified, encompassing energy characteristics (power coefficient, torque coefficient) as well as flow properties (axial and tangential velocities, flow deflection). These findings demonstrate the evolution of rotor operation, transitioning from behavior resembling a sum of isolated profiles to that of a blade cascade.

Keywords : Fluid Mechanics, Energetics, Aerodynamics, Wind Turbines, Turbomachinery, Wind

## ABSTRACT

---

Energy Harvesting, Scale Effects, Particle Image Velocimetry (PIV), Power and Torque coefficients, Wind Tunnel.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Résumé</b>	<b>7</b>
<b>Abstract</b>	<b>11</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>17</b>
1.1 Les éoliennes : des grandes puissances à la micro-récupération . . . . .	18
1.2 Aérodynamique des éoliennes à axe horizontal . . . . .	25
1.2.1 Paramètres de fonctionnement et géométriques . . . . .	25
1.2.2 Théorie de la quantité de mouvement . . . . .	29
1.2.3 Effet de la vitesse spécifique selon les différents modèles . . . . .	44
1.3 Etat de l'art sur le dimensionnement et les performances des éoliennes à axe horizontal	50
1.3.1 Revue bibliographique . . . . .	50
1.3.2 Dimensionnement de rotors optimaux à faible vitesse spécifique par la méthode <i>BEMT</i> . . . . .	63
1.4 Objectifs et structure du manuscrit . . . . .	69
<b>2 Dispositif et protocole expérimental de l'étude</b>	<b>71</b>
2.1 Infrastructure et moyens de métrologie . . . . .	72
2.1.1 Présentation de la soufflerie aérodynamique . . . . .	72

TABLE DES MATIÈRES

---

2.1.2	Principe général de la technique de vélocimétrie par images de particules ( <i>PIV</i> )	73
2.2	Banc d'essai : calibration et protocole de mesure . . . . .	93
2.2.1	Contrôle de la vitesse du vent dans la soufflerie . . . . .	93
2.2.2	Mesure des performances globales . . . . .	94
2.2.3	Mesures <i>PIV</i> . . . . .	98
2.3	Dimensionnement, conception et fabrication des rotors . . . . .	105
<b>3</b>	<b>Etude expérimentale de rotors dimensionnés selon les méthodes classiques pour une faible vitesse spécifique <math>\lambda = 1</math></b>	<b>111</b>
3.1	Dimensionnement et géométrie des rotors . . . . .	113
3.2	Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques . . . . .	118
3.2.1	Courbes $C_p - \lambda$ . . . . .	118
3.2.2	Courbes $C_\tau - \lambda$ . . . . .	121
3.2.3	Caractéristique au démarrage . . . . .	124
3.3	Caractérisation des écoulements . . . . .	127
3.3.1	Vitesses et vorticité de l'écoulement . . . . .	127
3.3.2	Grandeurs déduites des mesures de vitesses . . . . .	140
3.4	Conclusion . . . . .	151
<b>4</b>	<b>Proposition d'une nouvelle méthode de dimensionnement basée sur les grilles d'aubes</b>	<b>155</b>
4.1	Introduction aux méthodes « grilles d'aubes » . . . . .	157
4.2	Conception et étude d'un prototype conçu selon une méthode « grille d'aubes » . . . . .	160
4.2.1	Méthode de dimensionnement et conception d'un premier prototype . . . . .	160
4.2.2	Étude expérimentale et numérique . . . . .	164
4.3	Influence du nombre de Reynolds . . . . .	176
4.3.1	Géométrie des rotors et paramètres expérimentaux . . . . .	176
4.3.2	Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques . . . . .	181

## TABLE DES MATIÈRES

---

4.3.3	Caractérisation des écoulements . . . . .	185
4.4	Conclusion . . . . .	199
<b>5</b>	<b>Influence de paramètres géométriques sur le fonctionnement de rotors dimensionnés selon la méthode « grille d’aubes »</b>	<b>203</b>
5.1	Influence des lois de vitesses . . . . .	204
5.1.1	Dimensionnement et géométrie des rotors . . . . .	204
5.1.2	Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques . . . . .	205
5.1.3	Caractérisation des écoulements . . . . .	208
5.1.4	Conclusion sur l’influence des distributions de vitesses . . . . .	213
5.2	Influence du serrage et du nombre de pales . . . . .	215
5.2.1	Dimensionnement et géométrie des rotors . . . . .	216
5.2.2	Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques . . . . .	217
5.2.3	Caractérisation des écoulements . . . . .	226
5.2.4	Conclusion sur l’influence du serrage . . . . .	247
5.3	Conclusion . . . . .	250
<b>6</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>253</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>259</b>
<b>A</b>	<b>Tableau récapitulatif des rotors de 200 mm</b>	<b>273</b>
<b>B</b>	<b>Synthèse des productions scientifiques</b>	<b>277</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>280</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>293</b>



## TABLE DES MATIÈRES

---

# Chapitre 1

## Introduction

### Contenu

---

<b>1.1</b>	<b>Les éoliennes : des grandes puissances à la micro-récupération</b>	<b>18</b>
<b>1.2</b>	<b>Aérodynamique des éoliennes à axe horizontal</b>	<b>25</b>
1.2.1	Paramètres de fonctionnement et géométriques	25
1.2.2	Théorie de la quantité de mouvement	29
1.2.2.1	Théorie de l'écoulement axial	30
1.2.2.2	Théorie de la quantité de mouvement généralisée	35
1.2.2.3	Modèles simplifiés de la théorie de la quantité de mouvement généralisée	40
1.2.3	Effet de la vitesse spécifique selon les différents modèles	44
<b>1.3</b>	<b>Etat de l'art sur le dimensionnement et les performances des éoliennes à axe horizontal</b>	<b>50</b>
1.3.1	Revue bibliographique	50
1.3.2	Dimensionnement de rotors optimaux à faible vitesse spécifique par la méthode <i>BEMT</i>	63
1.3.2.1	Méthode de l'élément de pale	63
1.3.2.2	Rotor optimal selon la théorie de l'écoulement axial	64
1.3.2.3	Rotor optimal selon la théorie de la quantité de mouvement généralisée	66
1.3.2.4	Comparaison de la géométrie des rotors optimaux	67
<b>1.4</b>	<b>Objectifs et structure du manuscrit</b>	<b>69</b>

---

### 1.1 Les éoliennes : des grandes puissances à la micro-récupération

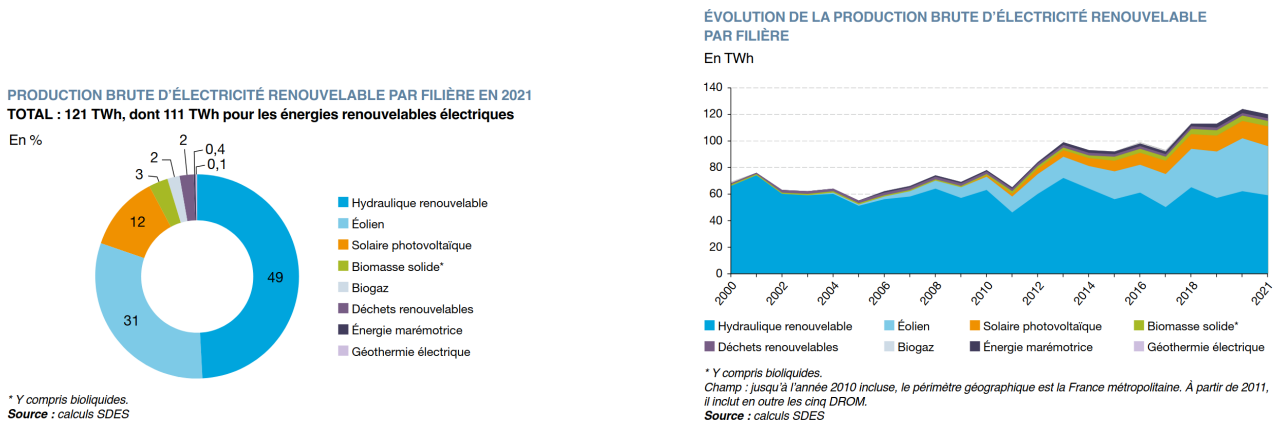
#### ► *Des moulins à vent aux éoliennes*

L'énergie du vent est une des principales ressources énergétiques renouvelables et suscite un intérêt croissant dans le contexte actuel de transition énergétique. En 2021, l'énergie éolienne se classait au second rang des filières de production brute d'électricité renouvelable, juste derrière l'hydraulique renouvelable (Fig. 1.1). De plus, sa part de marché ne cesse de croître depuis les années 2000. Bien que le déploiement rapide des éoliennes sur le territoire français, européen et mondial pourrait laisser penser que cette technologie soit née à l'ère moderne, la paternité de cette invention remonte à de très nombreuses années. Nous savons aujourd'hui avec certitude qu'entre le VII<sup>e</sup> siècle et le IX<sup>e</sup> siècle apr. J-C, des moulins à vent fonctionnels étaient utilisés dans la région du Sistan, réputée pour ses vents forts et réguliers (région historique du sud-est de l'Iran et du sud-ouest de l'Afghanistan) [1]. Certains moulins persans millénaires sont encore opérationnels, en particulier dans la région de Nashtifan dans le nord de l'Iran (Fig. 1.2a) [2].

Les moulins à vent, tout comme les moulins à eau, sont parmi les plus anciens convertisseurs d'énergie ayant la capacité de transformer l'énergie cinétique de sources naturelles, les écoulements d'air et d'eau, en énergie mécanique. On distingue parfois dans le langage courant les éoliennes des moulins à vent, ces derniers étant souvent associés à une technologie révolue. Pourtant, tout comme le moulin à vent, la fonction première de l'éolienne est de récupérer et de convertir l'énergie cinétique du vent en énergie mécanique. Alors que l'énergie mécanique produite par le moulin à vent est directement utilisée pour des tâches telles que pomper de l'eau ou moudre du grain, les éoliennes modernes réalisent une conversion d'énergie supplémentaire, celle de l'énergie mécanique en énergie électrique. La première éolienne produisant de l'électricité à partir du vent fut inventée par l'américain Charles Brush au XIX<sup>e</sup> siècle et on remarque que sa géométrie est largement inspirée des moulins à vent américains de l'époque (Fig. 1.2b). Une dynamo entraînée par l'arbre de l'éolienne permettait de produire une puissance maximale de 12 kW, bien loin des 15 MW de certaines éoliennes modernes [3]. Si l'on suppose que ces puissances sont atteintes pour une vitesse de vent de 10 m.s<sup>-1</sup>, on peut estimer l'efficacité, ou rendement, de l'éolienne de Brush autour de 9%, alors que celui des grandes éoliennes modernes est proche de 45%.

L'intérêt pour l'utilisation de l'énergie éolienne dans la production d'électricité s'est renforcé ces

## 1.1. LES ÉOLIENNES : DES GRANDES PUISSANCES À LA MICRO-RÉCUPÉRATION



(a) Production brute d'électricité renouvelable par filière en 2021.

(b) Évolution de la production brute d'électricité renouvelable par filière.

FIGURE 1.1 – Production d'électricité renouvelable en France.

vingt dernières années dans un contexte de transition énergétique et d'électrification des territoires. De nombreux états se sont tournés vers une utilisation massive d'éoliennes, sur terre ou en mer, afin de répondre aux besoins croissants en énergie électrique. Elles font partie intégrante de la stratégie de l'Union Européenne visant à répondre aux besoins énergétiques décarbonés de ses pays membres, avec l'objectif de passer d'une puissance totale de 16 GW d'éolien en mer à respectivement 60 GW et 300 GW d'ici 2030 et 2050 [4]. C'est dans ce contexte que la recherche académique et industrielle a permis une croissance importante de la taille et de la capacité de production électrique des éoliennes (Fig. 1.3).

### ► *Le petit éolien comme alternative aux batteries*

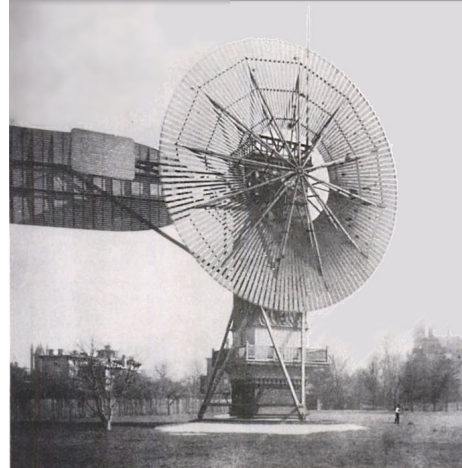
L'utilisation de l'énergie du vent ne se limite pas seulement à la production d'électricité de grande puissance. Un autre champ d'application apparaît depuis une dizaine d'années avec la montée en puissance des technologies liées à l'Internet des Objets (IdO) ou *Internet of Things (IOT)*. Il existe différentes définitions concernant l'Internet des Objets mais nous retiendrons la suivante. **L'internet des objets désigne un ensemble de dispositifs matériels équipés de capteurs, de logiciels et de technologies variées, qui peuvent se connecter à un réseau pour transmettre et recevoir des données en temps réel, sans intervention humaine.**

Ces objets peuvent, par exemple, mesurer une température, une pression, la qualité de l'air et trans-

## 1.1. LES ÉOLIENNES : DES GRANDES PUISSANCES À LA MICRO-RÉCUPÉRATION



(a) Moulin persan [2]



(b) Éolienne de Charles Brush. La présence de l'homme en bas à droite de la photo offre une perspective sur l'imposante taille de cette éolienne.

FIGURE 1.2 – Exemple d'un moulin à vent et d'une éolienne historiques.

## Evolution of wind turbine heights and output

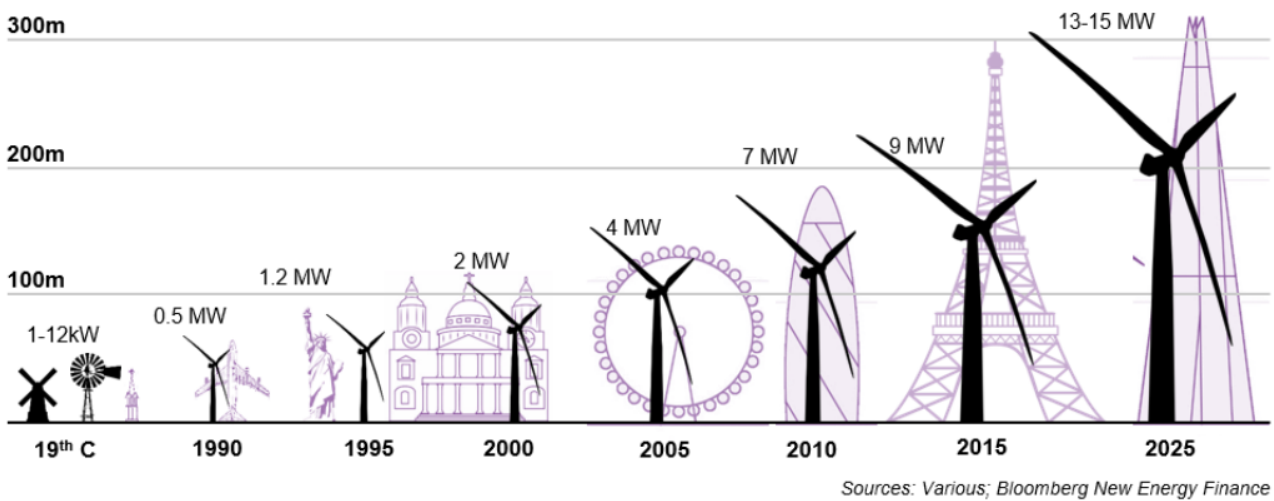


FIGURE 1.3 – Évolution de la taille et de la puissance électrique des éoliennes à axe horizontal [5].

## 1.1. LES ÉOLIENNES : DES GRANDES PUISSANCES À LA MICRO-RÉCUPÉRATION

---

mettre ces données *via* un réseau sans fil. La SNCF utilise notamment un réseau d'objets connectés installés sur les rails et les caténaires, afin d'obtenir des informations en temps réel sur la température des rails, le niveau de tension entre deux fils ou encore la géométrie de la voie. Ces données permettent notamment d'anticiper les travaux de maintenance. Dans une étude de janvier 2022, l'ARCEP et l'ADEME estimaient à 244 millions le nombre d'objets connectés en France, ce qui représente 15% de la consommation électrique des biens et services numériques [6]. À l'échelle mondiale, l'ADEME prévoit que le nombre d'objets connectés dépassera 45 milliards d'ici 2030 alors qu'il n'était « que » de 15 milliards en 2018.

Un enjeu majeur sur le plan énergétique et environnemental concernant l'utilisation des objets autonomes est leur alimentation en énergie électrique. Actuellement, la plupart d'entre eux sont alimentés par des piles ou des batteries à usage unique. Dans un récent rapport commandé par l'Union Européenne, les chercheurs du projet *EnABLES* ont alerté sur la problématique des batteries alimentant les dispositifs de l'IdO. Selon eux, si aucune alternative aux solutions actuelles n'est proposée, environ 78 millions de batteries seront jetées chaque jour dans le monde d'ici 2025 [7]. Par ailleurs, dès 2018, une note scientifique de l'office parlementaire d'évaluation des choix scientifiques et technologiques mentionnait la source importante de déchets électroniques liés à l'utilisation de ces équipements [8]. Toujours selon le rapport d'*EnABLES*, l'une des problématiques concerne la durée de vie des batteries, qui est d'environ 2 ans, alors que celle des appareils est supérieure à 10 ans. Il en résulte de nombreux remplacements de batteries et donc des inconvénients économiques et environnementaux considérables liés à leur fabrication, leur remplacement et leur élimination. L'une des alternatives proposée par les chercheurs de ce projet est d'utiliser les sources d'énergies naturelles ambiantes pour alimenter directement les dispositifs de l'IdO ou bien des batteries rechargeables. Cela permettrait de rendre les capteurs plus autonomes en réduisant la maintenance, mais aussi de limiter les déchets électroniques en diminuant la fréquence de remplacement. Cette alternative est couramment désignée sous le nom de récolte d'énergie, micro-récupération d'énergie ou encore par son équivalent anglais *Energy harvesting*, et traduit le fait de récupérer des quantités infinitésimales d'énergie à partir de sources ambiantes (thermiques, électromagnétiques, mécaniques) afin de faire fonctionner des capteurs autonomes (Fig. 1.4). Bien que l'utilisation des sources d'énergies ambiantes de faible puissance soit de plus en plus plébiscitée comme alternative pour alimenter les capteurs autonomes à faible consommation, cette solution nécessite d'importantes avancées scientifiques et technologiques, notamment en ce qui

## 1.1. LES ÉOLIENNES : DES GRANDES PUISSANCES À LA MICRO-RÉCUPÉRATION

---

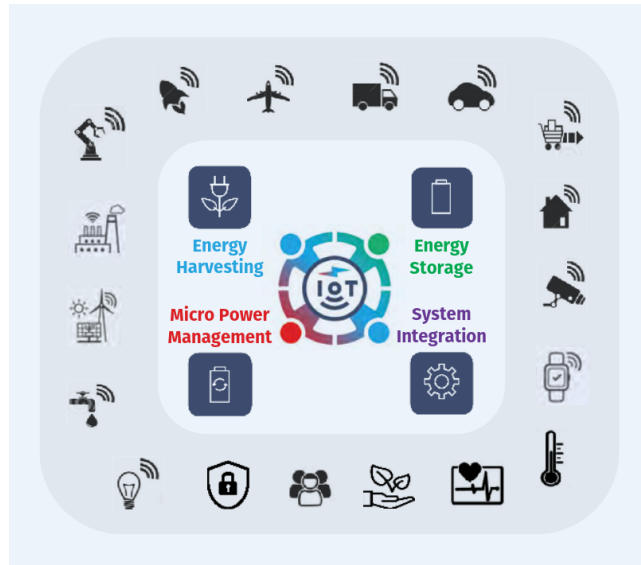


FIGURE 1.4 – Technologies et applications liées à l’Internet des Objets [7].

concerne l’efficacité de la conversion de puissance et le stockage de l’énergie.

Les puissances disponibles ambiantes étant faibles à petit échelle, de l’ordre de la dizaine à quelques dizaines de milliers de  $\mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  [9], les petits dispositifs récupérateurs d’énergie doivent être capable de convertir efficacement cette énergie ambiante en énergie électrique, afin de fournir une puissance suffisante aux objets nomades. D’après *EnABLES*, l’un des principaux obstacles à la diffusion de ces dispositifs réside dans le faible rendement de la conversion d’énergie ambiante en énergie électrique. Les chercheurs considèrent d’ailleurs que l’amélioration des rendements de conversion d’énergie constitue l’un des défis majeurs à relever pour assurer la viabilité de ces dispositifs [7].

Parmi les différentes sources d’énergie ambiante, l’énergie éolienne apparaît comme l’une des sources les plus prometteuses pour alimenter des capteurs autonomes. Une comparaison des densités de puissance des différentes sources d’énergies naturelles (solaire, gradient thermique, humaine, flux d’air, vibrations) est présentée dans la thèse de Florian Huet [10]. Il est mentionné que l’énergie solaire et l’énergie éolienne présentent les densités de puissance les plus élevées, avec environ  $15000 \mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour le solaire et  $7500 \mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour un flux d’air à une vitesse de  $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . En raison de l’intermittence du vent, un couplage avec une batterie rechargeable ou d’autres sources d’énergies naturelles semble nécessaire mais, de par sa grande disponibilité et son abondance, elle reste toutefois une solution envisageable pour limiter l’usage de piles. En effet, même en milieu urbain, il existe un potentiel

## 1.1. LES ÉOLIENNES : DES GRANDES PUISSANCES À LA MICRO-RÉCUPÉRATION

---

éolien important, inexploitable par des éoliennes de grandes dimensions, mais qui constitue un réservoir d'énergie naturelle que des petits récupérateurs d'énergie pourraient exploiter. Dans une étude récente, Wen *et al.* [11] ont montré que la vitesse moyenne du vent dans les 9 plus grandes villes chinoises variait entre  $1 \text{ m.s}^{-1}$  et  $4 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans la thèse d'Aurélien Carré, il est mentionné que la vitesse moyenne du vent à Marseille était comprise en 2017 entre  $3.9 \text{ m.s}^{-1}$  et  $6.1 \text{ m.s}^{-1}$  et entre  $2.5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $3.8 \text{ m.s}^{-1}$  à Paris [9]. Les courants d'air naturels ou artificiels, à l'intérieur ou à l'extérieur des bâtiments sont également des sources d'énergies actuellement inexploitées. En milieu rural, le vent étant moins perturbé qu'en milieu urbain, l'énergie éolienne pourrait également être un acteur énergétique majeur dans l'alimentation des stations connectées dans le cadre de l'Agriculture 4.0. Dans ce contexte, des capteurs autonomes permettraient de mesurer et surveiller en temps réel des données physiques telles que la qualité du sol, l'hygrométrie, la température ou bien encore l'ensoleillement [12].

Après avoir identifié l'important potentiel éolien de faible puissance, il s'agit maintenant d'être en capacité de récupérer cette énergie de manière efficace. Plusieurs techniques existent pour récupérer l'énergie du vent à petite échelle. Certaines reposent sur l'exploitation des vibrations mécaniques ou des déformations d'objets possédant des propriétés piézoélectriques ou triboélectriques. On parle alors de récupérateurs aéroélastiques, dont certains prototypes sont présentés dans la thèse de Matthias Perez [13] ou dans l'article de revue de littérature de Zou *et al.* [14]. D'autres reposent, de manière plus conventionnelle, sur la mise en rotation d'un arbre à l'aide de pales. Ces dispositifs sont communément appelés récupérateurs rotatifs, dont les éoliennes font partie. Parmi les récupérateurs rotatifs, on distingue deux types d'éoliennes selon la direction de l'arbre du rotor. Les éoliennes à axe horizontal ont un axe de rotation parallèle à la direction principale de l'écoulement, comme la grande majorité des très grandes éoliennes, tandis que les éoliennes à axe vertical ont un axe de rotation perpendiculaire à la direction principale du vent (éoliennes Darrieus, Savonius, à voiles tournantes). On classe également les éoliennes à axe horizontal suivant leur taille, ou autrement dit, suivant le rayon du cercle balayé par les pales. Les très grandes éoliennes balaient des cercles dont le rayon peut être supérieur à 100 m et produisent plusieurs dizaines de MW, tandis que certaines micro-éoliennes ne font que quelques centimètres ou millimètres de diamètre et ne produisent que quelques mW ou  $\mu\text{W}$ .

C'est dans ce contexte que s'inscrivent ces travaux de thèse, à savoir l'étude du fonctionnement d'éoliennes à axe horizontal de petites dimensions, dont les applications pour la récolte d'énergie et



## 1.1. LES ÉOLIENNES : DES GRANDES PUISSANCES À LA MICRO-RÉCUPÉRATION

---

l'alimentation des capteurs autonomes sont prometteuses.

## 1.2 Aérodynamique des éoliennes à axe horizontal

Dans ce manuscrit de thèse, notre intérêt se porte sur la conversion de l'énergie cinétique du vent en énergie mécanique au niveau de l'arbre du rotor. Cette conversion est effectuée par la partie tournante de l'éolienne, appelée rotor, constituée des pales et du moyeu, qui entraîne l'arbre lent de l'éolienne. Pour les éoliennes de petites dimensions, l'arbre de la génératrice est souvent entraîné directement par l'arbre du rotor, tandis que de nombreuses pièces mécaniques se trouvent dans la nacelle des grandes éoliennes. L'étude des divers organes mécaniques tels que les roulements, paliers, boîte de vitesse, *etc.*, ainsi que l'étape de conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique par le générateur ou l'alternateur, ne constituent pas l'objet de ce manuscrit. Notre champ d'étude se concentre principalement sur les aspects aérodynamiques et énergétiques des éoliennes.

Dans cette section, nous commençons par présenter les coefficients adimensionnels caractéristiques du fonctionnement global des éoliennes, ainsi que les paramètres géométriques spécifiques aux rotors (§ 1.2.1). Nous exposons ensuite la théorie de la quantité de mouvement <sup>1</sup>, sur laquelle repose l'étude aérodynamique des éoliennes à axe horizontal, ainsi que la plupart des méthodes de dimensionnement (§ 1.2.2).

### 1.2.1 Paramètres de fonctionnement et géométriques

► *Coefficient de puissance, coefficient de couple et vitesse spécifique*

Considérons une éolienne à axe horizontal de rayon extérieur  $R_E$ , exposée à un vent incident de vitesse loin en amont  $V_\infty$ , et où la pression atmosphérique est  $p_{\text{atm}}$  (Fig. 1.5). La puissance disponible  $P_{\text{disp}}$  récupérable par l'éolienne est la puissance du fluide contenu dans un tube de courant de rayon  $R_E$ , soit :

$$P_{\text{disp}} = \frac{1}{2} \rho \pi R_E^2 V_\infty^3 \quad (1.1)$$

avec  $\rho$  la masse volumique du fluide, en l'occurrence la masse volumique de l'air. La puissance du vent étant proportionnelle au cube de la vitesse et au carré du rayon extérieur, on comprend l'intérêt d'implanter des grandes éoliennes dans des endroits fortement ventés pour la production d'électricité à grande échelle. Cela justifie particulièrement l'attrait des parcs éoliens en mer, où les vents sont plus

---

1. *Momentum Theory* en anglais.

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

forts, plus réguliers et où les dimensions gigantesques des éoliennes sont moins contraignantes pour la population. Cependant, dès lors que le rayon du rotor et les vitesses de vent diminuent, les puissances récupérables deviennent rapidement faibles.

La fonction du rotor est de convertir une partie de la puissance du vent  $P_{\text{disp}}$  en puissance mécanique  $P = \tau\omega$ , où  $\tau$  est le couple mécanique développé par le rotor et  $\omega$  sa vitesse angulaire. Trois paramètres adimensionnels permettent de caractériser le fonctionnement global d'un rotor éolien ou, en d'autres termes, d'évaluer ses performances mécaniques et énergétiques. Ces grandeurs étant adimensionnelles, elles permettent de comparer des rotors de tailles et de géométries différentes.

Tout d'abord l'efficacité, ou le rendement, de la conversion aéromécanique de puissance est estimée à l'aide du coefficient de puissance  $C_p$ , défini selon :

$$C_p = \frac{P}{P_{\text{disp}}} = \frac{\tau\omega}{\frac{1}{2}\rho\pi R_E^2 V_\infty^3} \quad (1.2)$$

Ensuite, le coefficient de couple  $C_\tau$  permet d'évaluer de manière adimensionnelle le couple généré par le rotor au niveau de l'arbre lent et s'exprime selon :

$$C_\tau = \frac{\tau}{\frac{1}{2}\rho\pi R_E^3 V_\infty^2} \quad (1.3)$$

Finalement, le troisième paramètre important, relatif au point de fonctionnement du rotor, est la

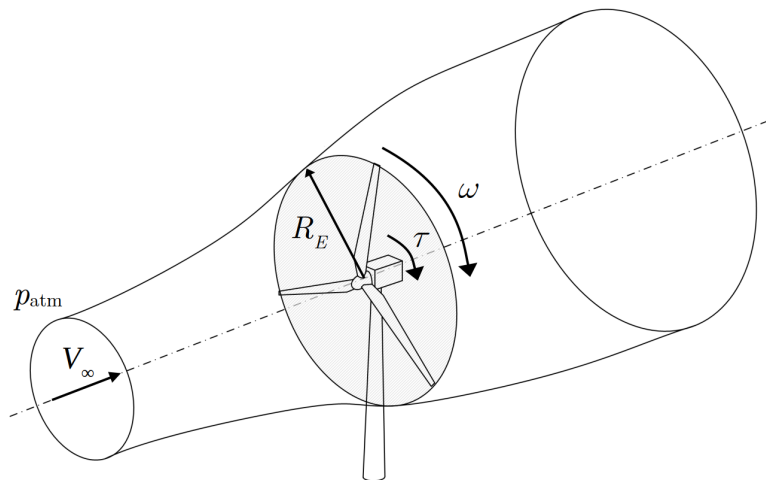


FIGURE 1.5 – Éléments physiques et géométriques de base pour décrire le fonctionnement d'une éolienne à axe horizontal.

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

vitesse spécifique<sup>2</sup>  $\lambda$ , définie comme étant le rapport de la vitesse du rotor en bout de pale sur la vitesse du vent :

$$\lambda = \frac{R_E \omega}{V_\infty} \quad (1.4)$$

On note que ces trois coefficients sont liés par la relation :

$$C_p = C_\tau \lambda. \quad (1.5)$$

Les coefficients de puissance et de couple varient suivant de nombreux paramètres tels que la géométrie du rotor, le nombre et la géométrie des pales, la vitesse spécifique de fonctionnement, le nombre de Reynolds, le taux de turbulence, *etc.* Ils caractérisent les performances du rotor et sont habituellement représentés en fonction de la vitesse spécifique. Un exemple de courbes caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  pour différentes géométries d'éoliennes est présenté à la Fig. 1.6.

Les caractéristiques présentées dans ces deux graphiques, largement reprises dans de nombreux ouvrages sur les éoliennes, proviennent d'un rapport technique de Wilson et Lissaman datant de 1974 [15]. Malheureusement, ce rapport ne mentionne pas l'origine des données utilisées pour tracer ces courbes et des doutes existent concernant leur nature expérimentale ou analytique. La géométrie exacte des rotors, les conditions expérimentales ou bien les méthodes analytiques ne sont pas clairement explicitées, ce qui rend difficile l'interprétation de ces résultats. Bien que présentant certaines limites, ces courbes permettent toutefois d'avoir une idée de l'ordre de grandeur des vitesses spécifiques, des coefficients de puissance et des coefficients de couple pour différents types d'éoliennes.

Nous définirons également  $C_{p,max}$  comme étant le coefficient de puissance maximal atteint par le rotor. La vitesse spécifique lors de ce fonctionnement optimal sera notée  $\lambda_{opt}$ . Les rotors peuvent être classés en deux catégories suivant leur vitesse spécifique optimale. Les éoliennes dites rapides opèrent à des grandes vitesses spécifiques  $\lambda_{opt} \geq 6$ , et les éoliennes dites lentes à des faibles vitesses spécifiques  $\lambda_{opt} \leq 3$ .

### ► Paramètres géométriques

Les pales du rotor jouent un rôle crucial dans les performances des éoliennes, car ce sont elles qui assurent la conversion aéromécanique de puissance en convertissant l'énergie cinétique du vent en

---

2. *Tip-speed ratio* en anglais.

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

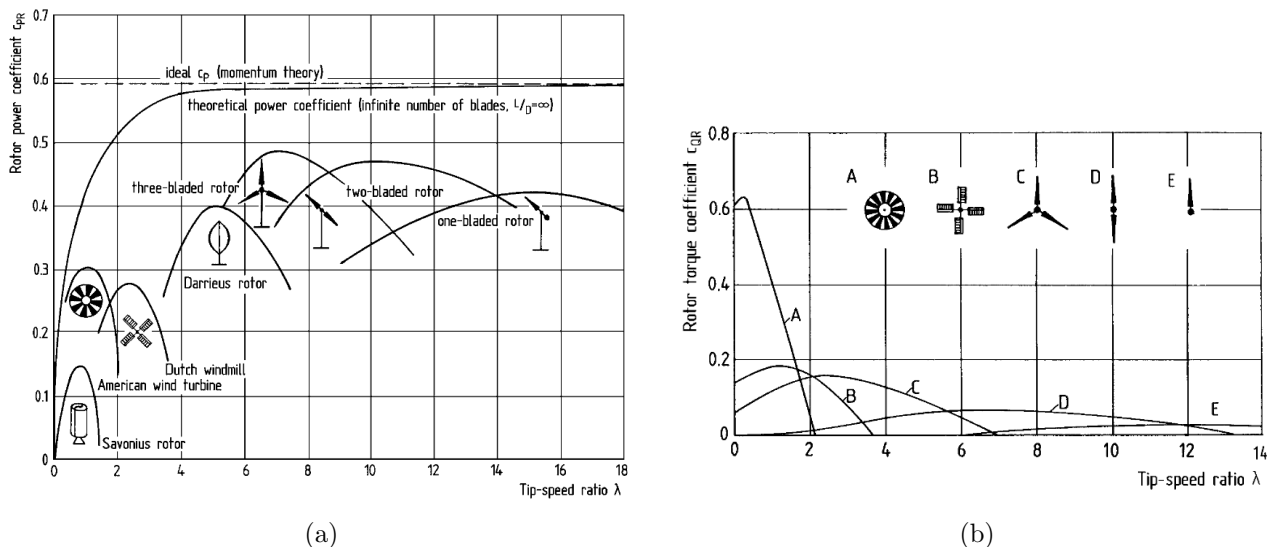


FIGURE 1.6 – Évolution du coefficient de puissance  $C_p$  et du coefficient de couple  $C_\tau$  avec la vitesse spécifique  $\lambda$  pour différentes géométries d'éoliennes. Ces courbes sont issues du livre de Hau [16], elles-mêmes reprisent du rapport technique de Wilson et Lissaman [15].

énergie mécanique de rotation. Elles sont dimensionnées pour un point de fonctionnement particulier, caractérisé par la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda_{design}$ .

Les pales sont supportées par le moyeu et s'étendent du rayon extérieur du moyeu  $R_M$  au rayon extérieur du rotor  $R_E$ . Leur longueur est communément appelée envergure, et on notera  $H$  le rapport du rayon du moyeu sur le rayon extérieur

$$H = \frac{R_M}{R_E} \quad (1.6)$$

Il est généralement inférieur à 0.1 pour les grandes éoliennes, mais augmente lorsque la taille du rayon diminue, afin de cacher la génératrice et les différents dispositifs mécaniques. Le moyeu est souvent profilé afin de limiter la perturbation de l'écoulement.

Une pale d'un rotor peut être découpée radialement en plusieurs éléments, pour lesquels des paramètres géométriques sont définis (Fig. 1.7). Chaque élément de pale est caractérisé par un profil aérodynamique bidimensionnel, qui correspond à la section de l'élément de pale, une corde  $c$  et un angle de calage  $\beta$ . Un profil présente un bord d'attaque faisant face au fluide, et un bord de fuite sur l'arrière. L'intrados et l'extrados sont les deux lignes courbes, respectivement concave et convexe, reliant le bord d'attaque au bord de fuite. La corde  $c$  est la longueur de la ligne droite allant du bord d'attaque au bord de fuite, et l'angle de calage  $\beta$  est l'angle entre la corde et le plan de rotation. On

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

définit également le serrage des profils  $\sigma$  comme étant le rapport de la corde sur le pas tangentiel, ou l'espacement, entre deux profils consécutifs :

$$\sigma = \frac{c}{2\pi r/N} \quad (1.7)$$

avec  $N$  le nombre de pales et  $r$  la coordonnée radiale.

Lors de la phase de conception d'un rotor, la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda_{design}$ , le profil, l'angle de calage et le serrage sont les paramètres sur lesquels le concepteur joue pour optimiser les performances globales du rotor.

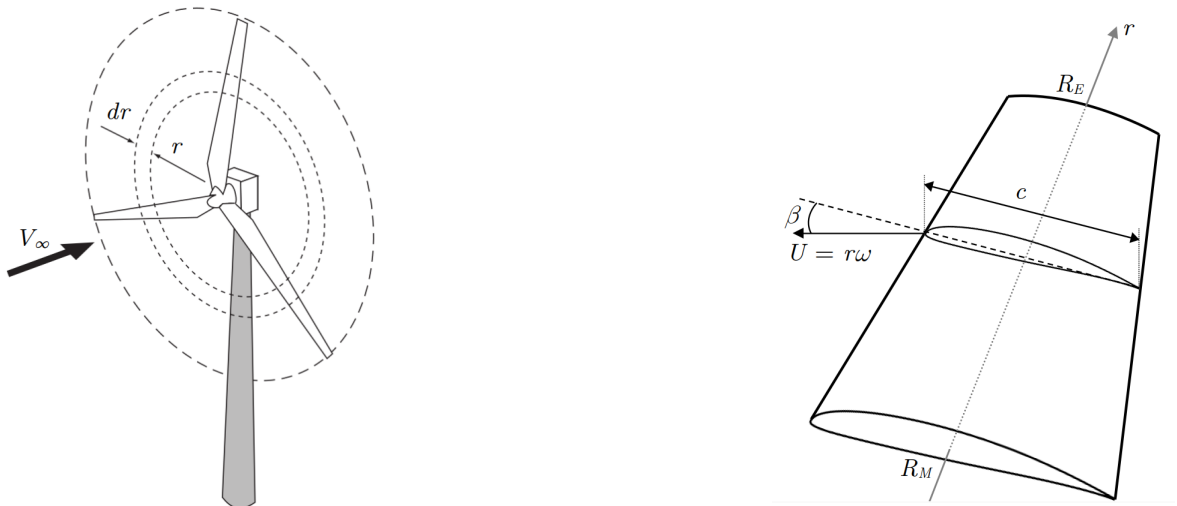


FIGURE 1.7 – Définitions des paramètres géométriques d'un élément de pale.

### 1.2.2 Théorie de la quantité de mouvement

La théorie de la quantité de mouvement est un cadre théorique utilisé pour étudier l'aérodynamique des éoliennes. Elle permet de modéliser les interactions entre l'écoulement d'air et le rotor, ainsi que d'analyser les échanges de puissance qui en résultent. En se basant sur des bilans de masse, de quantité de mouvement, de moment cinétique et d'énergie cinétique, cette théorie établit une relation entre les vitesses d'écoulement et permet de déterminer l'optimum de transfert de puissance entre le fluide et le rotor.

La théorie de la quantité de mouvement repose sur un concept fondamental, celui du disque actif. Dans ce modèle, le rotor est remplacé par un disque circulaire, de même section que celle balayée par le rotor, d'épaisseur nulle et perméable au fluide. La poussée axiale réelle exercée par le rotor sur le fluide

est remplacée par une surface de discontinuité de pression. La différence de pression entre l'amont du disque et l'aval entraîne le ralentissement du fluide et par conséquent, un transfert d'énergie entre le fluide et le rotor. Dans le modèle du disque actif, l'écoulement est également considéré comme étant stationnaire, incompressible, axisymétrique, et l'influence de la pesanteur est négligée. En outre, on considère que l'air est un fluide parfait.

Afin de déterminer la puissance théorique maximale qui peut être transférée du fluide vers le rotor ainsi que les vitesses d'écoulement optimales correspondantes, il est nécessaire de faire des hypothèses supplémentaires à celles du modèle du disque actif. Il existe différents modèles avec diverses hypothèses, et dans la présente thèse, nous en étudierons deux : la théorie de l'écoulement purement axial, qui permet d'aboutir à la célèbre limite de Betz, ainsi que la théorie de la quantité de mouvement généralisée. Plusieurs modèles simplifiés de la théorie de la quantité de mouvement généralisée existent, et deux d'entre eux, le modèle de Glauert et le modèle de Joukowski, seront également étudiés.

### 1.2.2.1 Théorie de l'écoulement axial

La théorie de l'écoulement axial est le modèle le plus élémentaire permettant d'étudier le transfert de puissance entre un rotor et un écoulement. Il a été proposé à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle par Rankine (1865), W. Froude (1878), et R.E. Froude (1889), et permet d'établir une relation entre les vitesses d'écoulement en amont, en aval, et dans le plan du rotor, ainsi qu'une première estimation de la puissance maximale récupérable par un rotor éolien. Elle repose sur la théorie du disque actif à laquelle sont ajoutées les hypothèses suivantes :

- la force exercée par le disque sur le fluide le traversant est supposée uniforme et parallèle à l'écoulement ;
- la pression et la vitesse sont supposées uniformes dans toute section droite du tube de courant ;
- l'écoulement est supposé purement axial.

On peut trouver différentes appellations de cette théorie dans la littérature scientifique internationale, telles que « *the Froude-Rankine theory* » ou encore « *the axial momentum theory* ». En français, elle est également nommée « théorie de Froude-Rankine », « théorie de la quantité de mouvement axiale ou unidimensionnelle (1D) », ou encore « théorie du disque actif ». Pour éviter toute confusion relative à ces différentes traductions, nous utiliserons le terme « théorie de l'écoulement axial ».

### Relations entre les vitesses d'écoulement

Nous nous appuyerons sur la Fig. 1.8 afin d'établir un premier jeu d'équations reliant les vitesses d'écoulement et la puissance récupérée par le rotor, et en tenant compte des hypothèses précédemment énoncées.

Considérons un écoulement d'air, dont la vitesse et la pression loin en amont du rotor sont respectivement  $V_\infty$  et la pression atmosphérique  $p_{\text{atm}}$ , et dans lequel est placé un disque de section  $A = \pi R_E^2$ . Le disque actif agit comme un frein à l'écoulement en exerçant une force axiale uniforme résistante  $\mathbf{F}_{d/f}$  sur le fluide le traversant. La vitesse du fluide traversant le disque actif  $V_R$  est donc purement axiale et uniforme le long du disque. Afin de respecter le principe de conservation de la masse, le ralentissement du fluide va entraîner un élargissement du tube de courant. Dans l'hypothèse d'un fluide parfait, le déficit de vitesse axiale, une fois que le tube de courant est complètement développé, se propage théoriquement à l'infini. Par conséquent, il est possible de définir une vitesse axiale  $V_1$  suffisamment éloignée en aval du rotor où la pression dans l'écoulement est rétablie à la pression atmosphérique.

Nous allons maintenant appliquer les équations de bilan à un volume de contrôle cylindrique (VC) entourant le rotor. En raison de l'élargissement du sillage et afin de satisfaire à l'équation de conservation de la masse, un certain débit massique  $\dot{m}_{\text{sort}}$  doit être évacué du volume de contrôle. En utilisant les notations de la Fig. 1.8, le bilan de masse appliqué au volume de contrôle en régime stationnaire et incompressible s'écrit :

$$\rho V_\infty A_{VC} = \dot{m}_{\text{sort}} + \rho V_1 A_1 + \rho V_\infty (A_{VC} - A_1) \quad (1.8)$$

Le débit massique sortant du volume de contrôle est donc :

$$\dot{m}_{\text{sort}} = \rho A_1 (V_\infty - V_1) \quad (1.9)$$

Les vitesses étant uniformes dans toute section droite du tube de courant, le bilan de quantité de mouvement axial s'écrit :

$$\left( \rho V_1^2 A_1 + \rho V_\infty^2 (A_{VC} - A_1) + \dot{m}_{\text{sort}} V_\infty \right) - \left( \rho V_\infty^2 A_{VC} \right) = -F_{d/f} \quad (1.10)$$

avec  $\mathbf{F}_{d/f} = -F_{d/f} \mathbf{u}_z = -\mathbf{F}_{f/d}$  et  $F_{d/f} \geq 0$ . La conservation de la masse à l'intérieur du tube de courant permet également de déterminer le débit massique traversant le rotor :

$$\dot{m} = \rho V_\infty A_0 = \rho V_R A = \rho V_1 A_1 \quad (1.11)$$



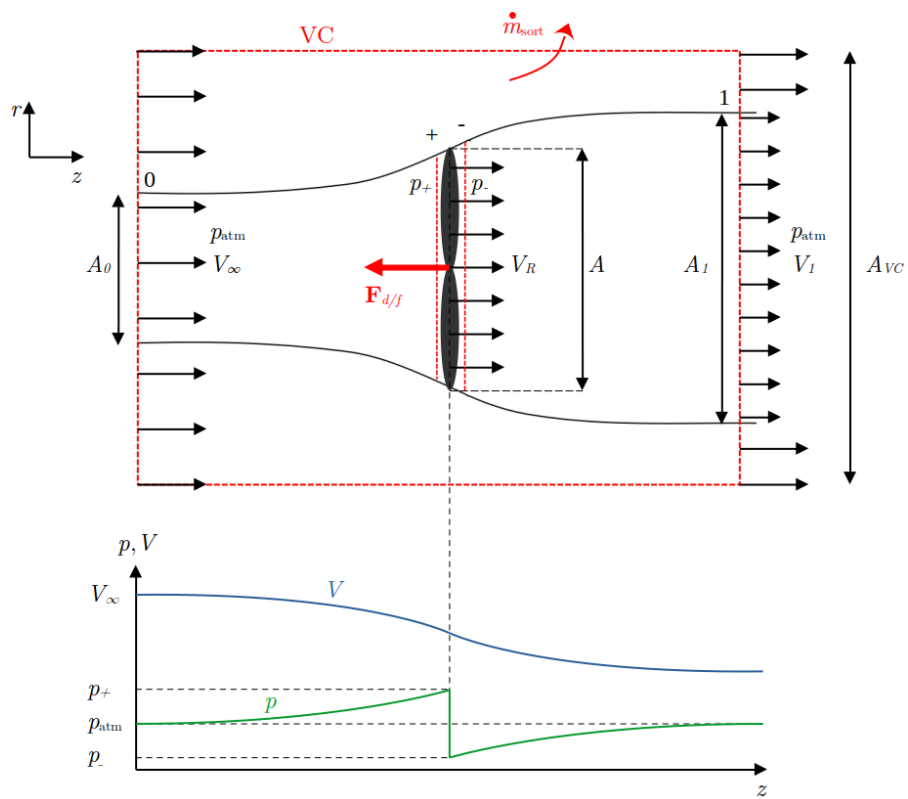


FIGURE 1.8 – Modélisation du rotor éolien par un disque actif dans le cadre de la théorie de l'écoulement axial.

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

La poussée axiale  $F_{d/f}$  exercée par le disque actif sur le fluide se déduit en combinant les Éqs. 1.9, 1.10 et 1.11 :

$$F_{d/f} = \dot{m}(V_\infty - V_1) \quad (1.12)$$

Une seconde expression de  $F_{d/f}$  peut être établie en effectuant un bilan de quantité de mouvement dans un second volume de contrôle, constitué du tube de courant entre les points + et -. Ce volume de contrôle entoure le disque actif d'épaisseur infinitésimale et possède ainsi des surfaces d'entrée et de sortie identiques  $A$ . L'écoulement étant incompressible, la vitesse d'écoulement dans le plan du rotor  $V_R$  est la même aux points + et -. La différence de pression induite par le disque actif et la poussée axiale sont alors liées par l'équation suivante :

$$F_{d/f} = (p_+ - p_-)A \quad (1.13)$$

En combinant les Éqs. 1.12 et 1.13, on établit la relation suivante entre la discontinuité de pression  $\Delta p = p_+ - p_-$  et les vitesses d'écoulement :

$$\Delta p = \rho V_R (V_\infty - V_1) \quad (1.14)$$

Une seconde équation reliant  $\Delta p$  et les vitesses d'écoulement s'obtient en appliquant le théorème de Bernoulli entre les points 0 et + puis entre les points - et 1 :

$$\frac{p_{\text{atm}}}{\rho} + \frac{V_\infty^2}{2} = \frac{p_+}{\rho} + \frac{V_R^2}{2} \quad \frac{p_-}{\rho} + \frac{V_R^2}{2} = \frac{p_{\text{atm}}}{\rho} + \frac{V_1^2}{2} \quad (1.15)$$

Ces deux équations font apparaître la relation suivante entre la discontinuité de pression et le déficit d'énergie cinétique :

$$\Delta p = \rho \left( \frac{V_\infty^2 - V_1^2}{2} \right) \quad (1.16)$$

La combinaison des Éqs. 1.14 et 1.16 permet d'aboutir à la relation suivante entre les vitesses d'écoulement :

$$V_R = \frac{V_\infty + V_1}{2} \quad (1.17)$$

Ainsi, dans le cadre de théorie de l'écoulement axial, la vitesse de l'écoulement dans le plan du rotor est la moyenne arithmétique des vitesses infini amont et infini aval.

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

En introduisant le coefficient d'induction axiale  $a$  selon :

$$a = \frac{V_\infty - V_R}{V_\infty} \quad (1.18)$$

les vitesses d'écoulement s'expriment uniquement en fonction de la vitesse du vent incident  $V_\infty$ , et du coefficient d'induction axiale :

$$V_R = V_\infty(1 - a) \quad V_1 = V_\infty(1 - 2a) \quad (1.19)$$

### Limite de Betz

La puissance transmise au disque actif  $P$  peut être calculée en considérant la différence de puissance cinétique de l'écoulement entre l'infini amont et l'infini aval :

$$P = \dot{m} \frac{V_\infty^2 - V_1^2}{2} = \rho V_R A \left( \frac{V_\infty^2 - V_1^2}{2} \right) = \rho V_\infty (1 - a) A \left( \frac{V_\infty^2 - V_\infty^2 (1 - 2a)^2}{2} \right)$$

Soit finalement :

$$P = 2\rho A V_\infty^3 a(1 - a)^2 \quad (1.20)$$

En divisant la puissance  $P$  par la puissance disponible  $P_{\text{disp}} = 1/2\rho A V_\infty^3$ , on obtient l'expression du coefficient de puissance  $C_p$  suivante, qui dépend exclusivement du coefficient d'induction axiale  $a$  :

$$\boxed{C_p = 4a(1 - a)^2} \quad (1.21)$$

La résolution de l'équation  $dC_p/da = 0$  permet de déterminer le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$ , ainsi que la valeur de  $a$  correspondante :

$$\frac{dC_p}{da} = 4(1 - a)(1 - 3a) = 0$$

Seul le cas  $a = 1/3$  possède un sens physique et permet d'atteindre le coefficient de puissance maximal.

En substituant  $a$  par  $1/3$  dans l'Éq. 1.21, on trouve :

$$\boxed{C_{p,max} = 16/27 \approx 0.59} \quad (1.22)$$

Ce coefficient de puissance maximal est connu sous le nom de limite de Betz, du nom du célèbre physicien allemand qui publia ce résultat dans son livre intitulé *Wind Energie* en 1919 [17]. Cette limite théorique est analogue à un rendement de Carnot en thermodynamique et indique que seulement

16/27<sup>ème</sup> de la puissance du vent incident contenue dans un tube de courant de même section que le disque de turbine peut être convertie en puissance utile.

Cette conversion de puissance optimale implique les relations suivantes entre les vitesses d'écoulement et les sections du tube de courant :

$$\begin{aligned} V_R &= 2V_\infty/3 & V_1 &= V_\infty/3 \\ A_0 &= \frac{2}{3}A & A_1 &= 3A_0 = 2A \end{aligned}$$

Ce modèle simple permet d'obtenir une première estimation de la puissance maximale que le rotor peut extraire du fluide, ainsi que les distributions de vitesses correspondantes à ce fonctionnement optimal.

### 1.2.2.2 Théorie de la quantité de mouvement généralisée

En raison de la rotation des pales du rotor, il semble peu réaliste de supposer que l'écoulement dans le plan et dans le sillage du rotor soit purement axial. En introduisant des vitesses tangentielles dans l'écoulement, il est possible de s'affranchir de cette hypothèse forte. Cette approche est proposée dans la théorie de la quantité de mouvement généralisée, qui s'appuie également sur la notion de disque actif. Dans cette théorie, lorsque le fluide traverse le disque, il est non seulement ralenti, mais également mis en rotation. Ceci est lié à un couple exercé sur le rotor. Nous allons maintenant examiner les effets de l'introduction de vitesses tangentielles dans le plan du rotor  $V_\theta$ , et dans le sillage du rotor  $V_{\theta 1}$ , sur les relations entre les vitesses d'écoulement, ainsi que sur les expressions du coefficient de puissance et du coefficient de puissance maximal.

#### Relations entre les vitesses d'écoulement

Pour cette étude, nous adopterons comme volume de contrôle (VC) un tube de courant annulaire d'épaisseur infinitésimale  $dr$  dans le plan du rotor (Fig. 1.9).

► *Principe fondamental de la dynamique projeté dans la direction axiale*

Comme pour la théorie de l'écoulement axial, en appliquant le principe fondamental de la dynamique dans la direction axiale entre les points 0 et 1, puis entre les points + et -, nous pouvons

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

obtenir les expressions suivantes de la poussée axiale infinitésimale  $dT$  :

$$dT = (p_+ - p_-)dA = \rho V_z(V_\infty - V_{z1})dA + dF_{p,z} \quad (1.23)$$

Les indices 0 et 1 font référence respectivement aux vitesses  $V$ , aux pressions  $p$  et aux sections infinitésimales du tube de courant  $dA = 2\pi r dr$ , loin en amont et loin en aval du rotor.  $dF_{p,z}$  est la résultante axiale des forces de pression s'exerçant sur le volume de contrôle et s'exprime selon :

$$dF_{p,z} = -p_1 dA_1 + p_{\text{atm}} dA_0 + dF_{\text{lat},z} \quad (1.24)$$

où  $dF_{\text{lat},z}$  est la contribution axiale des forces de pression s'exerçant sur la surface latérale  $dA_{\text{lat}}$  du tube de courant. Après quelques manipulations (voir Réf. [18] pour plus de détails), l'Éq. 1.23 peut se réécrire sous la forme :

$$dT = \Delta p dA = \rho V_z(V_\infty - V_{z1})dA - (p_1 - p_{\text{atm}})dA_1 + dX \quad (1.25)$$

avec

$$dX = \iint_{\text{Slat}} (p - p_{\text{atm}}) \overrightarrow{dA}_{\text{lat}} \cdot \vec{u}_z \quad (1.26)$$

► *Théorème de Bernoulli dans le référentiel tournant lié au disque*

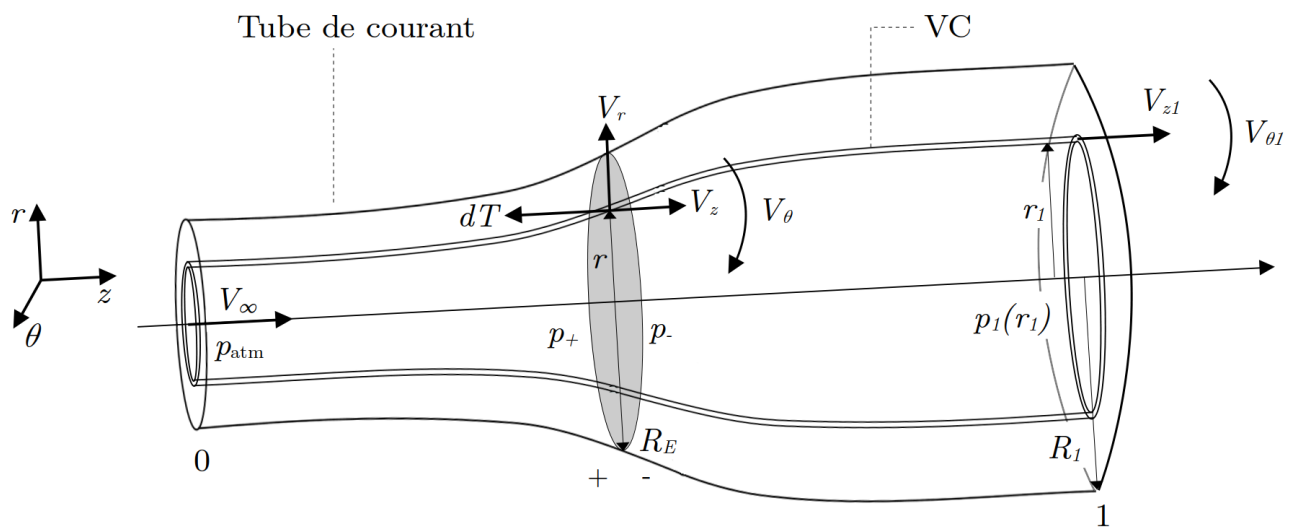


FIGURE 1.9 – Représentation schématique de l'écoulement autour d'un rotor dans le cadre de la théorie de la quantité de mouvement généralisée.

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

Le théorème de Bernoulli dans le référentiel tournant lié au disque s'écrit :

$$\frac{p_+}{\rho} + \frac{W_+^2}{2} = \frac{p_-}{\rho} + \frac{W_-^2}{2} \quad (1.27)$$

où  $W_+$  et  $W_-$  sont respectivement les vitesses relatives en amont et en aval du disque. Cette relation découle du théorème de l'énergie cinétique appliqué entre les points + et - dans le référentiel tournant. Dans ce référentiel, les travaux des forces fluides et des forces de Coriolis sont nuls. De plus, l'Éq. 1.27 est établie en négligeant la dissipation d'énergie mécanique d'origine visqueuse et en supposant que le rayon de la ligne de courant reste constant lors de la traversée du rotor (*cf.* hypothèses fluide parfait et disque infiniment fin).

En l'absence de pré-rotation en amont du rotor, on déduit du théorème de Bernoulli dans le référentiel la relation suivante entre la différence de pression  $\Delta p$  et la vitesse tangentielle  $V_\theta$  :

$$p_+ + \frac{1}{2}\rho(V_r^2 + V_z^2 + (r\omega)^2) = p_- + \frac{1}{2}\rho(V_r^2 + V_z^2 + (V_\theta - r\omega)^2) \quad (1.28)$$

Soit :

$$\Delta p = \frac{1}{2}\rho V_\theta^2 - \rho r\omega V_\theta \quad (1.29)$$

En combinant les Éqs. 1.25 et 1.29, on obtient :

$$\rho V_z(V_\infty - V_{z1})dA - (p_1 - p_{\text{atm}})dA_1 + dX = \left(\frac{1}{2}\rho V_\theta^2 - \rho r\omega V_\theta\right) dA \quad (1.30)$$

Puis, en introduisant les coefficients d'induction axiale  $a$  et  $b$ , ainsi que le coefficient d'induction tangentielle  $a'$ , définis selon :

$$a = \frac{V_\infty - V_z}{V_\infty}, \quad b = \frac{V_\infty - V_{z1}}{V_\infty}, \quad a' = -\frac{V_\theta}{2r\omega} \quad (1.31)$$

et en utilisant l'équation de conservation de la masse sous la forme

$$\rho V_z dA = \rho V_{z1} dA_1 \quad \text{ou bien} \quad \frac{dA_1}{dA} = \frac{V_z}{V_{z1}} = \frac{1-a}{1-b} \quad (1.32)$$

l'Éq. 1.30 devient :

$$\rho V_\infty^2 b(1-a)dA - (p_1 - p_{\text{atm}}) \left(\frac{1-a}{1-b}\right) dA + dX = \frac{1}{2}(a')^2 \left(\frac{r^2\omega^2}{V_\infty^2}\right) dA + \frac{1}{2}\rho(4a'r^2\omega^2)dA \quad (1.33)$$

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

Finalement, en divisant par  $1/2\rho V_\infty^2$  et en introduisant la vitesse spécifique  $\lambda = R_E\omega/V_\infty$  et la coordonnée radiale normalisée  $x = r/R_E$ , l'équation précédente se réécrit suivant :

$$\boxed{2b(1-a)dA = \frac{p_1 - p_{\text{atm}}}{1/2\rho V_\infty^2} \left( \frac{1-a}{1-b} \right) dA - \frac{1}{1/2\rho V_\infty^2} dX + 4a'\lambda^2 x^2 (1+a')dA} \quad (1.34)$$

Cette équation, qui résulte de l'application du principe fondamental de la dynamique dans la direction axiale et du théorème de l'énergie cinétique dans le référentiel tournant, permet d'établir une première relation entre les vitesses d'écoulement. Elle constitue l'équation de base de la plupart des modèles aérodynamiques de rotor et des méthodes de dimensionnement. Toutefois, en raison du grand nombre d'inconnues qu'elle contient, elle ne peut être résolue de manière simple. C'est pourquoi, dans la § 1.2.2.3, nous présenterons des formulations simplifiées de cette équation. Ces modèles simplifiés incluent différentes hypothèses supplémentaires et permettent de dimensionner des rotors.

### ► Théorème de Bernoulli dans le référentiel absolu

Une seconde équation fondamentale de la théorie de la quantité de mouvement généralisée s'obtient en appliquant deux fois le théorème de Bernoulli, entre les points 0 et +, puis entre les points – et 1 :

$$p_{\text{atm}} + \frac{1}{2}\rho V_\infty^2 = p_+ + \frac{1}{2}\rho(V_r + V_z)^2 \quad (1.35)$$

$$p_- + \frac{1}{2}\rho(V_r + V_z + V_\theta)^2 = p_1 + \frac{1}{2}\rho(V_{z1} + V_{\theta1})^2, \quad (1.36)$$

soit, en soustrayant ces deux équations :

$$p_{\text{atm}} - p_1 = \frac{1}{2}\rho(V_{z1}^2 - V_\infty^2) + \frac{1}{2}\rho(V_{\theta1}^2 - V_\theta^2) + \Delta p \quad (1.37)$$

En manipulant les Éqs. 1.25 et 1.37 selon :

$$\text{(Eq. 1.25)} \quad \rightarrow \quad (V_{z1} - V_\infty) = - \left( \frac{dT + (p_1 - p_{\text{atm}})dA_1 - dX}{\rho V_z dA} \right) \quad (1.38)$$

$$\text{(Eq. 1.37)} \quad \rightarrow \quad \frac{V_{z1} + V_\infty}{2} = \frac{p_{\text{atm}} - p_1}{\rho(V_{z1} - V_\infty)} - \frac{\Delta p}{\rho(V_{z1} - V_\infty)} - \frac{1}{2} \frac{V_{\theta1}^2 - V_\theta^2}{(V_{z1} - V_\infty)} \quad (1.39)$$

puis, en remplaçant  $(V_{z1} - V_\infty)$  dans l'Éq 1.39 par l'expression obtenue dans l'Éq. 1.38 et après les opérations suivantes :

$$\frac{V_{z1} + V_\infty}{2V_z} = -dA \frac{(p_{\text{atm}} - p_1) - \Delta p - \frac{1}{2}\rho(V_{\theta1}^2 - V_\theta^2)}{dT + (p_1 - p_{\text{atm}})dA_1 - dX}$$

$$\frac{V_{z1} + V_\infty}{2V_z} = (\Delta p dA)^{-1} \left( 1 - \frac{dY}{dT} \right)^{-1} (dA \Delta p) \left( 1 - \frac{(p_{\text{atm}} - p_1) - 1/2\rho(V_{\theta1}^2 - V_\theta^2)}{\Delta p} \right),$$

on obtient finalement la relation suivante entre les vitesses d'écoulement axiales :

$$\boxed{\frac{V_{z1} + V_\infty}{2V_z} = \left(1 - \frac{dY}{dT}\right)^{-1} \left(1 - \frac{(p_{\text{atm}} - p_1) - 1/2\rho(V_{\theta 1}^2 - V_\theta^2)}{\Delta p}\right)} \quad (1.40)$$

avec  $dY = (p_{\text{atm}} - p_1)dA_1 + dX$ . Il convient de souligner que si  $p_1 = p_{\text{atm}}$ , que l'écoulement est non-rotatif ( $V_{\theta 1} = V_\theta = 0$ ), et que l'on néglige les forces de pression sur le tube de courant ( $dX = 0$ ), on retrouve la relation entre les vitesses axiales dans le modèle de Betz :  $b = 2a$ .

Cette seconde équation, qui relie les vitesses d'écoulement à travers le théorème de Bernoulli, ainsi que l'équation découlant du principe fondamental de la dynamique (Éq. 1.34) constituent ensemble les fondements de la théorie de la quantité de mouvement généralisée et des méthodes classique de dimensionnement de rotors.

### Couple, puissance et coefficient de puissance

Nous allons à présent étudier comment l'ajout de vitesses tangentielles à l'écoulement affecte l'expression du coefficient de puissance. Pour cela, considérons le volume de fluide traversant, entre  $t$  et  $t + dt$ , l'élément de disque actif annulaire situé en  $\mathbf{r}$  dans le plan du rotor et de longueur radiale  $dr$ . L'épaisseur de ce volume de contrôle est  $\mathbf{V}dt$ . Le couple infinitésimal  $d\tau$  exercé sur l'élément de disque de surface  $dA$  est égal à la variation du moment cinétique de l'écoulement entre l'entrée et la sortie du rotor. Il s'obtient par l'application du théorème du moment cinétique au volume de contrôle entre  $t$  et  $t + dt$  :

$$d\tau = \frac{d}{dt} (\rho(\mathbf{r} \wedge \mathbf{V})\mathbf{V}dt \cdot d\mathbf{A} \cdot \mathbf{u}_z) \quad (1.41)$$

soit :

$$d\tau = d(\rho(\mathbf{r} \wedge \mathbf{V})\mathbf{V}2\pi r dr) \quad (1.42)$$

En l'absence de pré-rotation et dans l'hypothèse d'un disque de turbine infiniment fin, l'expression du couple infinitésimal devient :

$$d\tau = \rho r V_\theta V_z (2\pi r dr), \quad (1.43)$$

ou bien :

$$d\tau = 4\pi\rho\omega V_\infty a'(1-a)r^3 dr \quad (1.44)$$



## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

en introduisant les coefficients d'induction axiale  $a$  et tangentielle  $a'$ . La puissance récupérée par l'éolienne  $P$  s'obtient en multipliant l'équation précédente par la vitesse angulaire et en intégrant sur la surface du disque :

$$P = 4\pi\rho\omega^2 V_\infty R_E^4 \int_0^1 a'(1-a)x^3 dx \quad (1.45)$$

En divisant la puissance mécanique  $P$  par la puissance disponible  $P_{\text{disp}}$ , on obtient finalement l'expression du coefficient de puissance :

$$C_p = 8\lambda^2 \int_0^1 a'(1-a)x^3 dx \quad (1.46)$$

Contrairement à la théorie de l'écoulement axial, le coefficient de puissance varie en fonction de la vitesse spécifique de l'éolienne ainsi que des coefficients d'induction axiale et tangentielle. Le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  s'obtient en résolvant l'équation  $dC_p = 0$ . En admettant l'indépendance de chaque tube de courant infinitésimal, résoudre l'équation  $dC_p = 0$ , revient à résoudre l'équation  $dg = 0$  avec  $g(a, a') = a'(1-a)$  :

$$dg = \frac{\partial g}{\partial a} da + \frac{\partial g}{\partial a'} da' = 0 \quad (1.47)$$

soit :

$$(1-a) \frac{da'}{da} - a' = 0 \quad (1.48)$$

Combinée avec les relations sur les vitesses d'écoulement (Éqs. 1.34 et 1.40), l'Éq. 1.48 permet de déterminer le coefficient de puissance maximal ainsi que les distributions optimales de  $a$  et  $a'$  correspondantes. Ces distributions optimales sont directement liées à des distributions de vitesse axiale  $V_z$  et tangentielle  $V_\theta$  optimales dans le plan du rotor. Dans la suite de ce manuscrit, nous désignerons par l'expression « conditions optimales de fonctionnement », les distributions de  $a$  et  $a'$ , *i.e.* de  $V_z$  et  $V_\theta$  permettant d'atteindre le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  à la vitesse spécifique considérée.

### 1.2.2.3 Modèles simplifiés de la théorie de la quantité de mouvement généralisée

Nous allons à présent détailler deux modèles visant à simplifier les équations relatives aux vitesses d'écoulement afin de déterminer, pour chaque vitesse spécifique  $\lambda$ , les distributions optimales de  $a$  et  $a'$  ainsi que les coefficients de puissance maximaux théoriques associés.

### Modèle de Glauert

Le modèle de simplification des équations de la théorie de la quantité de mouvement généralisée proposé par H. Glauert (1892 - 1934) est actuellement le modèle le plus largement utilisé pour le dimensionnement et l'analyse des rotors éoliens, et est couramment intégré dans les logiciels commerciaux, tels que QBlade [19, 20] ou Héliciel [21]. Bien que son utilisation ne soit pas toujours mentionnée de manière explicite dans les articles scientifiques, il est souvent implicite que c'est ce modèle qui est employé lors de la conception d'un rotor.

#### ► Hypothèses et simplification des équations

Glauert a observé que la vitesse angulaire transmise au sillage est très inférieure à la vitesse angulaire du rotor, ce qui lui permet de simplifier les équations en négligeant certains termes impliquant la vitesse tangentielle  $V_{\theta 1}$  loin en aval du rotor, ce qui revient à négliger l'influence du gradient radial de pression dans le sillage. Les forces de pression latérales  $dX$  exercées sur le tube de courant contenant le sillage sont également négligées. Des hypothèses formulées par Glauert, il en résulte les trois approximations suivantes :

$$dX \approx 0 \quad \text{et} \quad p_1 \approx p_{\text{atm}} \quad \text{et} \quad V_{\theta 1} \approx V_{\theta}. \quad (1.49)$$

Ces trois approximations permettent de simplifier considérablement les équations de la théorie de la quantité de mouvement généralisée. Le théorème de Bernoulli (Éq. 1.40) se simplifie suivant :

$$\boxed{\frac{V_{z1} + V_{\infty}}{2V_z} \approx 1 \quad \text{soit} \quad b \approx 2a} \quad (1.50)$$

La relation entre les vitesses axiales est donc la même que dans la théorie de l'écoulement axial. Quant au principe fondamental de la dynamique (Eq. 1.34), il se simplifie suivant :

$$\boxed{a(1 - a) = \lambda^2 x^2 a'(1 + a')} \quad (1.51)$$

#### ► Conditions optimales de fonctionnement

Les distributions de  $a$  et  $a'$  dans des conditions optimales de fonctionnement, *i.e.* permettant d'atteindre le coefficient de puissance maximal, s'obtiennent en différenciant l'Éq. 1.51 par rapport à  $a$  selon :  $da(1 - a) - ada = \lambda^2 x^2 (da' + 2a'da')$ , soit :

$$(1 - 2a) = \lambda^2 x^2 (1 + 2a') \frac{da'}{da} \quad (1.52)$$

Puis, en utilisant à la suite les Éqs. 1.48 et 1.51, l'équation précédente devient :

$$(1 - 2a) = \lambda^2 x^2 (1 + 2a') \frac{a'}{1 - a} = \lambda^2 x^2 (1 + 2a') \frac{a}{(1 + a')(\lambda^2 x^2)} \quad (1.53)$$

soit finalement :

$$\boxed{a' = \frac{1 + 3a}{1 - 4a}} \quad (1.54)$$

En substituant  $a'$  par l'expression ci-dessus dans l'Éq. 1.51, on trouve l'équation polynomiale suivante vérifiée par  $a$  dans des conditions optimales de fonctionnement :

$$\boxed{16a^3 - 24a^2 + 3a(3 - \lambda^2 x^2) - 1 + \lambda^2 x^2 = 0} \quad (1.55)$$

En résolvant cette équation pour une vitesse spécifique  $\lambda$  donnée, il est possible de déterminer la distribution optimale de  $a$  puis celle de  $a'$  à l'aide de l'Éq. 1.54. Le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  à cette vitesse spécifique est calculé en intégrant les distributions optimales de facteur d'induction selon l'Éq 1.46.

### Modèle de Joukowsky

N. Joukowsky (1847 - 1921) élaborera en 1912 un modèle aérodynamique élémentaire pour décrire le sillage d'un rotor. Ce modèle repose sur la théorie de la quantité de mouvement généralisée et sur le concept d'un disque actif à circulation constante [22]. Nous étudions ce modèle en raison des discussions au sein de la communauté internationale sur les performances théoriques pouvant être atteintes par des rotors conçus pour fonctionner à des faibles vitesses spécifiques, qui sont au cœur des études de la présente thèse. En particulier, de manière purement analytique, ce modèle prédit des performances supérieures à la limite de Betz pour des rotors dimensionnés à  $\lambda \leq 1$ .

#### ► *Hypothèses et simplification des équations*

Dans le modèle de Joukowsky, en plus de négliger les forces latérales de pression ( $dX \approx 0$ ), la charge exercée sur le disque actif est supposée avoir une circulation constante, soit :

$$\Gamma = 2\pi r V_\theta = \text{constante} \quad (1.56)$$

Les développements mathématiques permettant de simplifier les Éqs. 1.34 & 1.40 dans le cadre des hypothèses de Joukowsky sont proposés dans les Réfs. [18, 22]. Seuls les résultats finaux sont présentés dans ce manuscrit.

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

Comme dans la théorie de l'écoulement axial, les vitesses axiales sont uniformes dans toute section droite du tube de courant, ce qui se traduit par

$$\boxed{a = \text{constante}} \quad (1.57)$$

En introduisant  $a'_R = x^2 a'$ , l'hypothèse 1.56 implique également

$$\boxed{a'_R = \text{constante}} \quad (1.58)$$

Il n'existe pas de relation aussi simple entre les vitesses axiales que dans le modèle de Glauert (cf Éq. 1.50). En effet, le théorème de Bernoulli (Éq. 1.40) se simplifie suivant :

$$\boxed{b(b-2) + 4\lambda^2 a'_R + 4\lambda^2 a'^2_R \left( \frac{1-b}{1-a} \right) = 0} \quad (1.59)$$

et le principe fondamental de la dynamique projeté suivant la direction axiale (Éq. 1.34) selon :

$$\boxed{b(1-a) = 2\lambda^2 a'_R (1+a'_R)} \quad (1.60)$$

Les Éqs. 1.59 et 1.60 constituent les fondements du modèle de disque actif à circulation constante selon Joukowski.

### ► Conditions optimales de fonctionnement

En utilisant les relations précédentes et l'expression du coefficient de puissance à l'Éq. 1.48, le coefficient de puissance dans le modèle de Joukowski s'exprime selon :

$$C_p = 4\lambda^2 a'_R (1-a) \quad (1.61)$$

De manière analogue au modèle de Glauert, les distributions optimales de  $a$  et  $a'$  s'obtiennent en éliminant  $b$  dans l'Éq. 1.59 à l'aide de l'Éq. 1.60 puis en utilisant la condition de fonctionnement optimale  $dC_p = 0$  (Éq. 1.48) selon :

$$(1-a) \frac{da'_R}{da} - a'_R = 0 \quad (1.62)$$

On trouve alors l'équation polynomiale suivante vérifiée par  $a$  dans des conditions optimales de fonctionnement

$$\boxed{125a^5 - 325a^4 + 290a^3 - 106a^2 + (17 - 12\lambda^4)a + 4\lambda^2 - 1 = 0}, \quad (1.63)$$

ainsi que la relation suivante entre  $a$  et  $a'_R$  :

$$\boxed{a'_R = \frac{3a - 1}{5a - 1}} \quad (1.64)$$

Pour une vitesse spécifique  $\lambda$ , la résolution de l'Éq. 1.63 permet de déterminer la distribution optimale du coefficient d'induction axiale  $a$ . La distribution optimale du coefficient d'induction tangentiel  $a' = x^2 a'_R$  s'obtient ensuite à l'aide de l'Éq. 1.64. Enfin, le coefficient de puissance maximal théorique  $C_{p,max}$  pour la vitesse spécifique considérée est déterminé à l'aide de l'Éq. 1.61.

### 1.2.3 Effet de la vitesse spécifique selon les différents modèles

Dans le modèle de l'écoulement axial, le coefficient de puissance est indépendant de la vitesse spécifique du rotor, et est égal à  $C_{p,max} = 16/27$ . Le coefficient de puissance maximal est atteint lorsque le disque actif induit à l'écoulement un ralentissement axial d'un facteur  $a = 1/3$  tout au long du disque. Il est important de rappeler que ce modèle suppose l'absence de rotation du fluide dans le sillage du rotor. La théorie de la quantité de mouvement généralisée prend en compte la rotation du fluide en incluant des vitesses tangentielles dans l'écoulement. Dorénavant, le coefficient de puissance maximal ainsi que les coefficients d'inductions dépendent de la vitesse spécifique de l'éolienne.

La Fig. 1.10 présente les variations du coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  en fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$ , pour les différents modèles de disque actif, à savoir le modèle de l'écoulement axial, que nous appellerons également modèle de Betz, ainsi que les modèles de Glauert et de Joukowski. Le Tab. 1.1 et la Fig. 1.11 illustrent les distributions radiales optimales de  $a$  et  $a'$ , calculées pour chaque modèle et pour trois vitesses spécifiques différentes  $\lambda = 1, 3$  et  $6$ .

À des vitesses spécifiques élevées, les coefficients de puissance et d'induction obtenus en prenant en compte la rotation du sillage tendent vers les valeurs calculées dans le cadre de l'écoulement axial, à savoir  $C_{p,max} = 16/27$ , ainsi que  $a' = 0$  et  $a = 1/3$  le long de l'envergure. En d'autres termes, ces trois modèles convergent à des vitesses spécifiques élevées, auxquelles les grandes éoliennes sont dimensionnées et fonctionnent. En revanche, à faible vitesse spécifique, les performances maximales et les distributions optimales calculées selon les modèles de Betz, Glauert et Joukowski présentent des différences significatives.

Selon le modèle de Glauert, le coefficient de puissance diminue à mesure que la vitesse spécifique décroît pour finalement atteindre une valeur nulle à  $\lambda = 0$ , ce qui semble cohérent sur le plan physique.

Contrairement aux modèles de Betz et de Joukowsky, le coefficient d'induction axiale n'est pas uniforme dans le plan du disque pour une vitesse spécifique donnée. Il croît le long de l'envergure, ce qui signifie un ralentissement du fluide de moins en moins important. Enfin, comme pour le modèle de Joukowsky, on observe une importante hausse du facteur  $a'$ , c'est-à-dire de la vitesse tangentielle, en particulier au niveau du pied de pale, lorsque la vitesse spécifique diminue.

Le modèle de disque actif proposé par Joukowsky présente également des propriétés particulières à faible vitesse spécifique. En effet, l'Éq. 1.63, qui correspond à la condition optimale de fonctionnement pour un disque soumis à une force de circulation uniforme, ne possède pas de racine réelle lorsque  $\lambda \leq 0.93$ . De plus, ce modèle prédit un coefficient de puissance supérieur à la limite de Betz pour les faibles vitesses spécifiques. Ce résultat suscite de nombreux débats et reste un sujet de recherche tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental. Certains chercheurs avancent que la limite de Betz pourrait être dépassée à faible vitesse spécifique en raison de la forte rotation du sillage, notamment en pied de pale, qui engendrerait une chute de pression supplémentaire, non prise en compte dans la théorie de l'écoulement axial, et une extraction d'énergie plus importante [23, 24, 25, 26]. Ce phénomène est formulé mathématiquement dans l'ouvrage de Sharpe sur la théorie de la quantité de mouvement généralisée, où il avance que : *The rotation of the wake is shown to be accompanied by a fall in static pressure that is additional to that which occurs across the actuator disc and accounts for the energy extraction from the wind.[...] The additional slowing down extracts a little more energy from the flow than that predicted by the simple momentum theory, which does not include wake rotation. The overall effect of wake rotation on energy extraction is very small for wind turbines operating at high tip speed ratios but can significantly increase the predicted power output for turbines operating at low tip speed ratios.* » [23]. En revanche, d'autres chercheurs s'opposent à cette théorie en affirmant que le modèle d'un disque à circulation constante est dépourvu de signification physique car il suppose des vitesses d'écoulement en pied de pale supérieures à la vitesse de rotation du rotor [22, 24]. Néanmoins, cette controverse a principalement fait l'objet d'études théoriques et n'a été que très peu explorée expérimentalement. Il est ainsi tentant de dimensionner un rotor en se basant sur la théorie de Joukowsky étant donné les performances supérieures que ce modèle prédit.

Toutefois, il convient de garder à l'esprit que tous ces modèles comportent de nombreuses hypothèses, rendant difficile la détermination du modèle le plus approprié pour dimensionner un rotor et prédire ses performances ainsi que les caractéristiques de l'écoulement dans son sillage. Cette question

est particulièrement pertinente à faible vitesse spécifique, où les performances et distributions optimales sont très différentes selon le modèle de disque actif adopté. Comme évoqué précédemment, les rotors sont souvent dimensionnés en utilisant la théorie de Glauert, même à faible vitesse spécifique. Cependant, il existe très peu d'études expérimentales comparant les performances de rotors dimensionnés avec une faible vitesse spécifique selon ces trois modèles de rotors optimaux. À notre connaissance, aucune donnée expérimentale ne permet de discriminer l'une de ces théories pour le dimensionnement de micro-éoliennes à faible vitesse spécifique.

## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

$\lambda$	Betz	Glauert	Joukowski
0.25	16/27	0.176	–
0.5	16/27	0.290	–
0.75	16/27	0.366	–
0.93	16/27	0.404	0.645
1	16/27	0.417	0.628
2	16/27	0.512	0.594
3	16/27	0.546	0.593
4	16/27	0.562	0.593
5	16/27	0.571	0.593
6	16/27	0.577	0.593
7	16/27	0.580	0.593
8	16/27	0.583	0.593
9	16/27	0.585	0.593
10	16/27	0.586	0.593
$\infty$	16/27	16/27	16/27

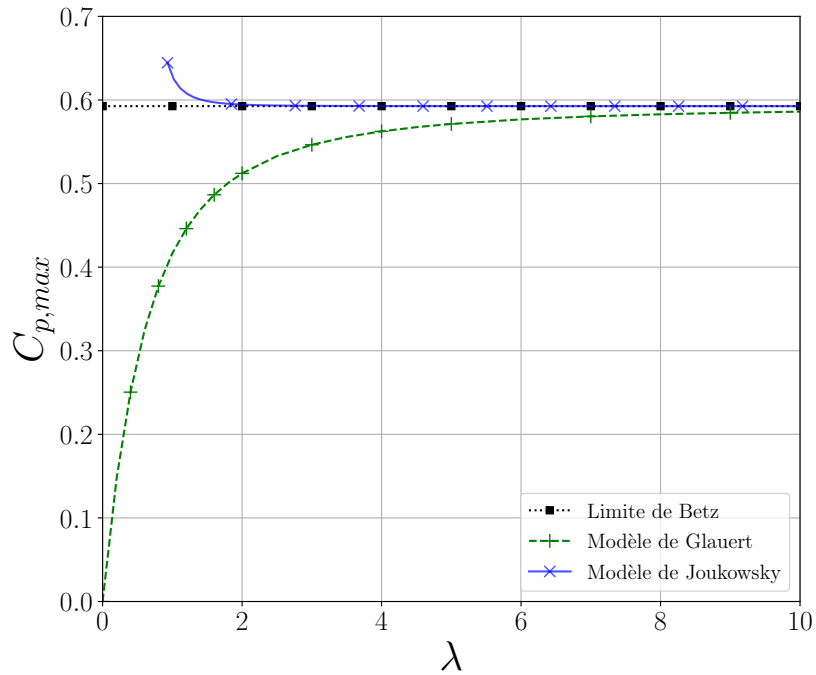


FIGURE 1.10 – Coefficient de puissance maximal théorique  $C_{p,max}$  fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$  selon les modèles de disque actif de Betz, Glauert et Joukowski.



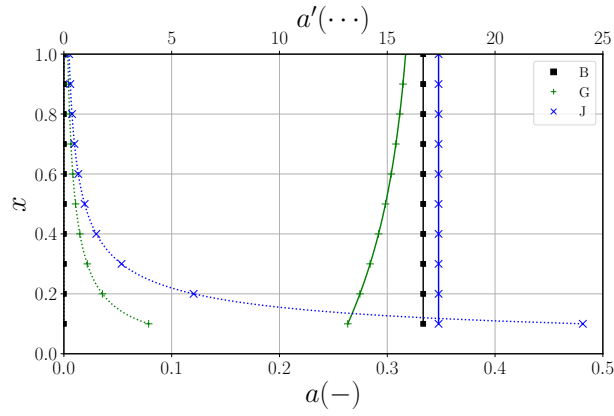
## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

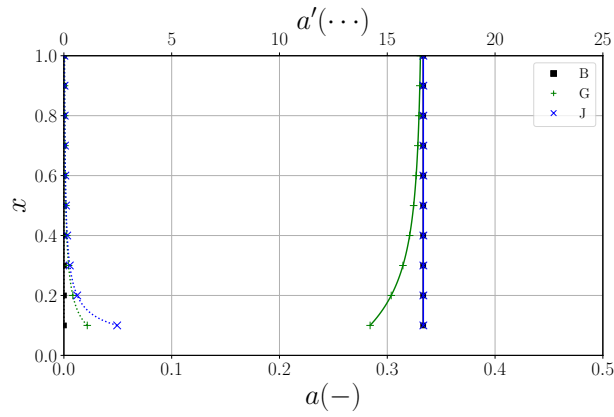
		Betz		Glauert		Joukowsky	
	$x$	$a$	$a'$	$a$	$a'$	$a$	$a'$
$\lambda = 1$	0.1	1/3	0	0.263	3.933	0.348	24.072
	0.2	1/3	0	0.275	1.787	0.348	6.018
	0.3	1/3	0	0.284	1.084	0.348	2.675
	0.4	1/3	0	0.292	0.742	0.348	1.504
	0.5	1/3	0	0.298	0.543	0.348	0.963
	0.6	1/3	0	0.304	0.415	0.348	0.669
	0.7	1/3	0	0.308	0.328	0.348	0.491
	0.8	1/3	0	0.312	0.265	0.348	0.376
	0.9	1/3	0	0.315	0.218	0.348	0.297
	1	1/3	0	0.317	0.183	0.348	0.241
$\lambda = 3$	0.1	1/3	0	0.284	1.084	0.333	2.471
	0.2	1/3	0	0.304	0.415	0.333	0.618
	0.3	1/3	0	0.315	0.218	0.333	0.275
	0.4	1/3	0	0.321	0.133	0.333	0.154
	0.5	1/3	0	0.324	0.089	0.333	0.099
	0.6	1/3	0	0.327	0.064	0.333	0.069
	0.7	1/3	0	0.328	0.048	0.333	0.050
	0.8	1/3	0	0.329	0.037	0.333	0.039
	0.9	1/3	0	0.330	0.029	0.333	0.031
	1	1/3	0	0.331	0.024	0.333	0.025
$\lambda = 6$	0.1	1/3	0	0.304	0.415	0.333	0.617
	0.2	1/3	0	0.321	0.133	0.333	0.154
	0.3	1/3	0	0.327	0.064	0.333	0.069
	0.4	1/3	0	0.329	0.037	0.333	0.039
	0.5	1/3	0	0.331	0.024	0.333	0.025
	0.6	1/3	0	0.332	0.017	0.333	0.017
	0.7	1/3	0	0.332	0.012	0.333	0.013
	0.8	1/3	0	0.332	0.010	0.333	0.010
	0.9	1/3	0	0.333	0.008	0.333	0.008
	1	1/3	0	0.333	0.006	0.333	0.006

TABLE 1.1 – Tableau comparatif des distributions optimales des coefficients d'induction axiale  $a$  et tangentielle  $a'$  dans le plan du rotor à différentes vitesses spécifiques ( $\lambda = 1, 3$  et  $6$ ), selon les modèles de disque actif de Betz, Glauert et Joukowsky.

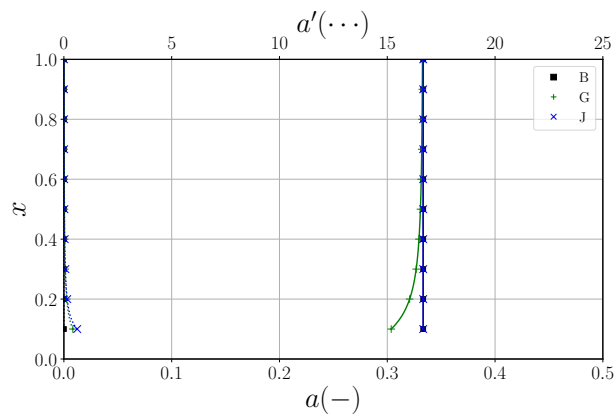
## 1.2. AÉRODYNAMIQUE DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL



(a)  $\lambda = 1$



(b)  $\lambda = 3$



(c)  $\lambda = 6$

FIGURE 1.11 – Visualisation graphique des distributions optimales des coefficients d'induction axiale  $a$  et tangentielle  $a'$  dans le plan du rotor à différentes vitesses spécifiques ( $\lambda = 1, 3$  et  $6$ ), selon les modèles de disque actif de Betz, Glauert et Joukowski.

## 1.3 Etat de l'art sur le dimensionnement et les performances des éoliennes à axe horizontal

### 1.3.1 Revue bibliographique

Nous présentons ici les conclusions d'une étude bibliographique menée sur les performances, les géométries et les méthodes de dimensionnement des éoliennes à axe horizontal. Cette étude s'appuie sur la classification présentée dans le Tab. 1.2, permettant de différencier les éoliennes selon leur taille et leur puissance, ainsi que sur le Tab. 1.3, qui récapitule les caractéristiques de plusieurs prototypes décrits dans la littérature. L'objectif de cette revue de littérature est d'identifier les modifications géométriques et les variations de performances qui surviennent lorsque la taille du rotor diminue, autrement dit, les effets d'échelle. Les serrages renseignés dans le tableau récapitulatif et mentionnés dans la discussion ci-dessous ont été relevés ou calculés pour la coordonnée radiale  $r = R_E/2$ , soit à peu près en milieu de pale. Des illustrations de différents prototypes d'éoliennes, classées selon leur taille, sont également présentées à la Fig. 1.12. Elles permettent d'observer visuellement les modifications géométriques engendrées par le changement d'échelle. Afin de faciliter la lecture du tableau récapitulatif et de visualiser les tendances géométriques et de fonctionnement propres à chaque type de rotor, nous avons tracé trois diagrammes de dispersion à la Fig. 1.13. Ces diagrammes ont été obtenus à partir des données des rotors relevées lors de la revue de littérature et regroupées dans le Tab. 1.3. Les paramètres étudiés sont le serrage  $\sigma$  en milieu de pale, le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$ , et la vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt}$  des rotors.

Nous considérons comme **grandes éoliennes** toutes les éoliennes à axe horizontal ayant un diamètre supérieur à 5.0 m. Une représentation schématique, ainsi que les données techniques de deux grandes éoliennes de référence, sont présentées à la Fig. 1.14. L'éolienne de l'Agence Internationale de l'Énergie (IEA) balaie un cercle de 240 m de diamètre et a une puissance nominale de 15 MW. Cette éolienne sert

	Diamètre du rotor [m]		Puissance disponible [W]	
	0.01	0.2	$10^{-2}$	10
Micro-éoliennes	0.01	0.2	$10^{-2}$	10
Éoliennes centimétriques	0.2	0.5	10	60
Petites éoliennes	0.5	5	60	6000
Grandes éoliennes	5.0	240	6000	$10^7$

TABLE 1.2 – Classification des éoliennes à axe horizontal basée sur le diamètre du rotor [27]. L'ordre de grandeur des puissances disponibles a été calculé pour une vitesse de vent  $V_\infty = 5 \text{ m.s}^{-1}$ .

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

notamment de référence géométrique pour les éoliennes industrielles *offshore*. Elle est dimensionnée pour une vitesse spécifique  $\lambda_{design} = 9.0$ , a un très faible serrage  $\sigma \approx 0.016$ , et ses pales sont habillées de profils différents FFA-W3 le long de l'envergure. Le coefficient de puissance maximal annoncé par l'IEA serait autour de  $C_{p,max} \approx 0.489$  pour une vitesse spécifique optimale égale à la vitesse spécifique de dimensionnement. Une autre grande éolienne de référence est celle de l'Université Technique du Danemark, avec un diamètre de 178 m et une puissance nominale de 10 MW. De même que pour l'éolienne de l'IEA, elle est dimensionnée pour fonctionner à une grande vitesse spécifique  $\lambda_{design} = 7.5$ , possède trois pales et un très faible serrage  $\sigma \approx 0.027$ . L'étude numérique menée par Horcas *et al.* [28] montre que le coefficient de puissance maximal atteint par cette éolienne est  $C_{p,max} = 0.516$ .

Plus généralement, les grandes éoliennes opèrent à des vitesses spécifiques élevées, principalement comprises entre  $\lambda = 6$  et  $\lambda = 9$  (Tab. 1.3, Figs. 1.13b et 1.13c). Ces éoliennes rapides sont majoritairement tripales, même si récemment la question des éoliennes bipales pour les applications *offshore* est évoquée. Elles présentent un faible serrage ( $\sigma \leq 0.1$ ) et atteignent des coefficients de puissance élevés, autour de  $C_{p,max} = 0.5$  (Fig. 1.13a). Il est cependant difficile de trouver dans la littérature les coefficients de puissance expérimentaux du fait de l'absence d'essais en soufflerie à taille réelle, ou bien de l'absence de communication de ces données par les industriels. C'est pourquoi les coefficients de puissance maximaux et les vitesses spécifiques optimales renseignés dans le Tab. 1.3 pour les grandes éoliennes sont issus d'études numériques ou analytiques. La plupart des grandes éoliennes sont conçues en utilisant la théorie de la quantité de mouvement et la méthode de l'élément de pale, connue sous l'appellation anglaise *Blade Element - Momentum Theory* ou *BEMT*. Par ailleurs, le modèle simplifié de la théorie de la quantité de mouvement de Glauert est très généralement celui utilisé. Les tenants et aboutissants de la méthode de l'élément de pale ainsi que de la *BEMT* seront détaillés dans la § 1.3.2.1. Les pales des grandes éoliennes sont généralement vrillées, avec une distribution de corde variable le long de l'envergure, et sont habillées de profils aérodynamiques plutôt fins en bout de pale et épais en pied de pale [29]. Historiquement, les profils des pales d'éoliennes étaient conçus sur le modèle des ailes d'avions, notamment les profils NACA (*National Advisory Committee for Aeronautics*) à 4 ou 5 chiffres. Des profils spécifiques aux grandes éoliennes ont été développés depuis une vingtaine d'années afin de répondre aux charges mécaniques et aux conditions particulières de fonctionnement, tels que les séries DU de l'Université de Delft [30], SERI du *National Renewable Energy Laboratory* [31], ou encore RISO et FFA-W3 de l'Université Technique du Danemark (DTU) [32].

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

La géométrie des **petites éoliennes**, dont le diamètre est compris entre 500 mm et 5000 mm, est fortement inspirée de celle des grandes éoliennes (Fig. 1.12). Ces turbines sont souvent équipées de trois pales, dont les distributions de corde et d'angle de calage sont également calculées au moyen de la *BEMT*, mais avec des profils aérodynamiques adaptés à un fonctionnement à des nombres de Reynolds plus faibles que ceux des grandes éoliennes. Les vitesses spécifiques de dimensionnement sont légèrement plus faibles ( $4 \leq \lambda_{design} \leq 7$ ), et les serrages plus importants ( $0.05 \leq \sigma \leq 0.15$ ) (Fig. 1.13b). Les coefficients de puissance maximaux et vitesses spécifiques optimales sont du même ordre de grandeur que ceux des grandes éoliennes :  $0.3 \leq C_{p,max} \leq 0.5$  et  $4.4 \leq \lambda_{opt} \leq 9$ , mais il existe une plus grande disparité entre les différents modèles de petites éoliennes (Fig. 1.13c).

En ce qui concerne les **éoliennes centimétriques**, dont le diamètre est compris entre 200 mm et 500 mm, la revue de littérature nous a permis de les regrouper en deux catégories suivant la méthode avec laquelle elles sont dimensionnées. Certains prototypes sont conçus selon la méthode habituellement utilisée pour les petites et grandes éoliennes, la *BEMT* [33, 34], tandis que d'autres sont dimensionnés de façon arbitraire [35, 36, 37, 38, 39, 40]. Autrement dit, les distributions de serrage et d'angle de calage ne sont pas déterminées à l'aide de développements théoriques précis, mais plutôt choisies de manière plus ou moins arbitraire.

1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES  
DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

Réfs.	$D_E$ [mm]	H	Dimensionnement	$N$	$\sigma$	$\lambda_{design}$	Profil	$V_\infty$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$C_{p,max}$	$\lambda_{opt}$
[41]	$240 \times 10^3$	0.03	IEA Wind 15-MW Turbine	3	0.016	9	FFA-W3	10.6*	0.489*	9*
[42, 43, 28]	$178 \times 10^3$	0.03	DTU 10-MW Turbine	3	0.027	7.5	FFA-W3	10*	0.516*	-
[44]	7200	0.11	ARE 442 10-kW Turbine	3	0.08	-	-	7	0.35	-
[45]	2900	0.13	Aeroluz Pro 1.4kW	3	0.09	-	-	4-8	0.40-0.45	6-7
[46]	2200	0.1	NS	3	0.04	-	-	-	0.49	9
[47]	1260	0.1	BEMT	2	0.08	6.6	AF300	6	0.29	6-7
[48]	1200	0.14	NS, $c$ et $\beta$ variables	3	0.15	5	-	7.7	0.40	4.8
[49]	1000	0.2	BEMT	3	0.14	5	SD8000	10	0.47	5.6
[50]	1000	0.2	NS, $c = cte, \beta = 0$	3	0.15	-	SD8000	10	0.3	5.1
[51]	1000	0.1	BEMT	3	0.14	5	BW3	Variable	0.38	4.4
[51]	1000	0.1	BEMT	3	0.15	4	E216	10	0.45	4.5
[51]	1000	0.1	NS, $c$ et $\beta$ linéaires	3	0.15	4	E216	10	0.43	5.2
[33]	500	0.3	BEMT	3	0.13	5	MEL031	8	0.24	5
[35]	500	0.3	NS, $c$ linéaire, $\beta$ BEMT	3	0.16	5	MEL031	8	0.34	4.5
[36]	500	0.34	NS, TV, $c$ et $\beta$ variables	4	0.36	3.3	NACA2404	Variable	0.4	2.7
[37, 39]	500	0.12	NS, $c$ et $\beta$ variables	3	0.16	-	SG6043	10	0.18	2.4
[38]	500	0.12	NS, $c$ et $\beta$ variables	5	0.26	-	SG6043	10	0.26	2.2
[40]	400	0.15	NS, $c = cte, \beta$ variable	3	0.3	-	NACA0012	4.0	0.32 - 0.21 <sup>†</sup>	4.1
[34]	394	0.15	NS, $c$ et $\beta$ variables	3	0.26	-	Symétrique	5	0.14-0.09 <sup>†</sup>	2.9
[34]	234	0.43	NS, TV, $c$ et $\beta$ variables	8	0.53	-	Non profilé	7	0.14	0.5
[34]	200	0.1	BEMT	3	0.25	3	BW3	-	0.28	3
[34]	200	0.1	BEMT	3	0.24	3	S1123	-	0.30	3
[34]	200	0.1	BEMT	3	0.21	3	S1123	-	0.27	3.3
[34]	150	0.15	BEMT	3	0.25	3	BW3	-	0.30	2.6
[34]	150	0.15	BEMT	3	0.27	3	S1123	-	0.21	1.8
[34]	150	0.15	BEMT	6	0.42	3	BW3	-	0.26	1.9
[34]	150	0.15	BEMT	6	0.47	3	S1123	-	0.23	1.7

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

Réfs.	$D_E$ [mm]	H	Dimensionnement	$N$	$\sigma$	$\lambda_{design}$	Profil	$V_\infty$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$C_{p,max}$	$\lambda_{opt}$
[52]	150	0.05	<i>BEMT</i> modifiée	3	0.25	4.5	Particulier	8	0.4	4
[53]	120	0.21	Biomimétisme, pales flexibles	3	0.20	-	Non profilé	1.8	0.087 <sup>†</sup>	3.2
[54]	102	0.4	NS, TV, $c$ et $\beta$ variables	5	$\geq 1$	-	-	2.5	0.10 <sup>†</sup>	-
[34]	100	0.2	<i>BEMT</i>	4	0.95	1	E62	-	0.24	1.2
	100	0.2	<i>BEMT</i>	3	0.95	1	E62	-	0.21	1
[55]	76	0.33	NS, TV, $c$ et $\beta$ variables	4	Élevé	-	-	6	0.075 <sup>†</sup>	1.4
[56]	72	-	<i>BEMT</i>	8	0.7	-	-	3	0.16	1
[9]	44	0.22	Biomimétisme	8	1	-	Samare	4	0.29 - 0.175 <sup>†</sup>	1.4
[57]	42	0.25	NS, TV, $c$ et $\beta$ variables	4	$\geq 1$	-	-	11.8	0.25 - 0.095 <sup>†</sup>	0.8 - 1.5
[58]	40	-	NS, $c$ variable, $\beta = cte$	4	$\geq 1$	-	-	1.5	0.058 <sup>†</sup>	0.75
[59]	26	0.33	NS, TV, $c = cte$ , $\beta$ variable	8	0.5	-	-	6.5	0.034 <sup>†</sup>	-
[60]	20	0.35	NS, TV, $c = cte$ , $\beta$ variable	12	0.6	1	-	5-6	0.09 <sup>†</sup>	0.6

TABLE 1.3 – Tableau récapitulatif des éoliennes à axe horizontal classées par diamètre décroissant.

*BEMT* : Dimensionnement selon la théorie de la quantité de mouvement/éléments de pale ;

NS : Méthode de dimensionnement non spécifié, empirique ou ne reposant pas sur des considérations aérodynamiques ;

TV : Pale de type ventilateur ou *Fan-type blade* en Anglais ;

$V_\infty$  : Vitesse du vent lors des essais expérimentaux ;

\* : Donnée analytique ou numérique ;

† : Efficacité ou rendement de l'éolienne  $P_{elec}/P_{disp}$  ;

- : Absence de données.

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

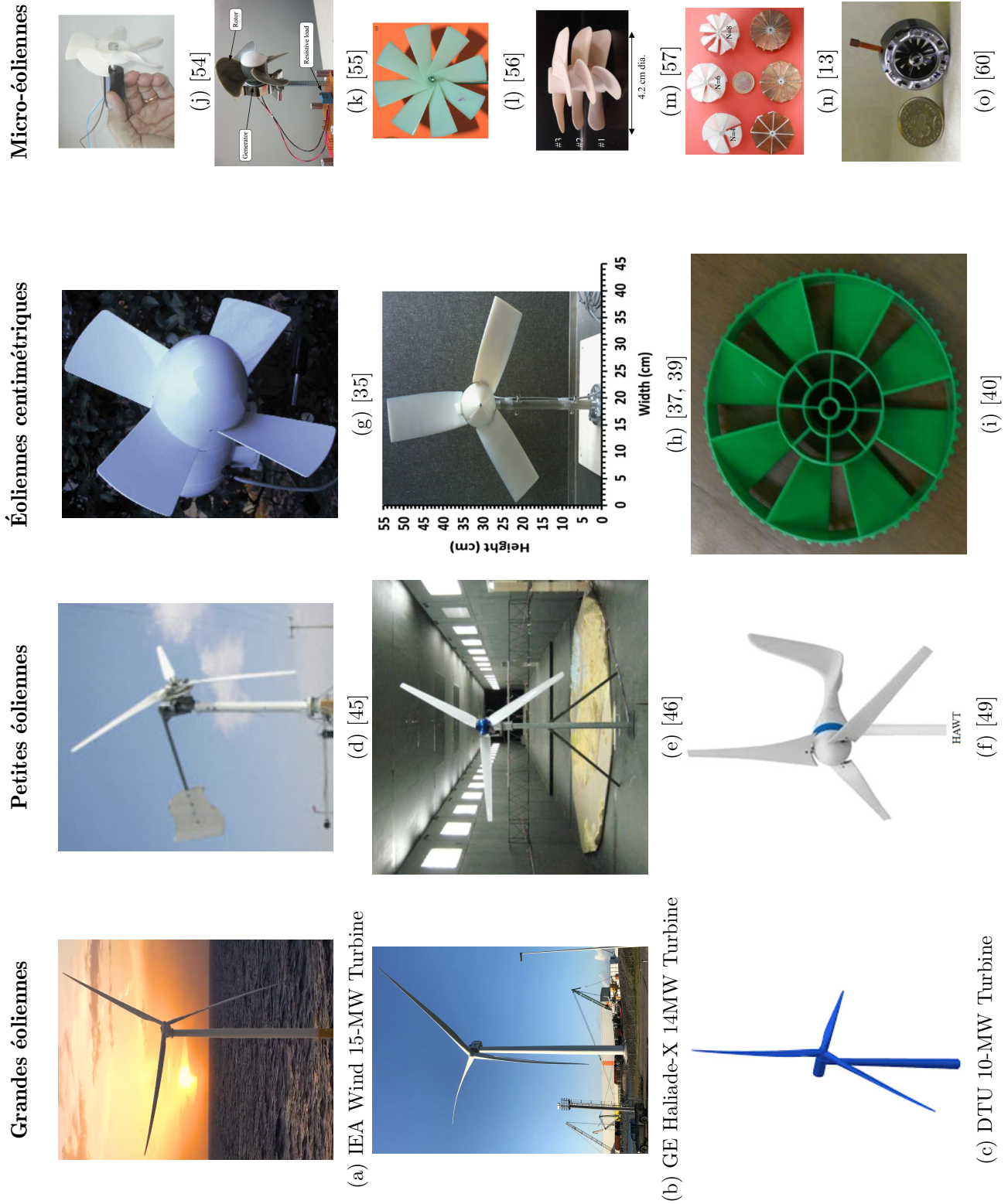


FIGURE 1.12 – Exemples de prototypes d'éoliennes classés par ordre décroissant de taille.



### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

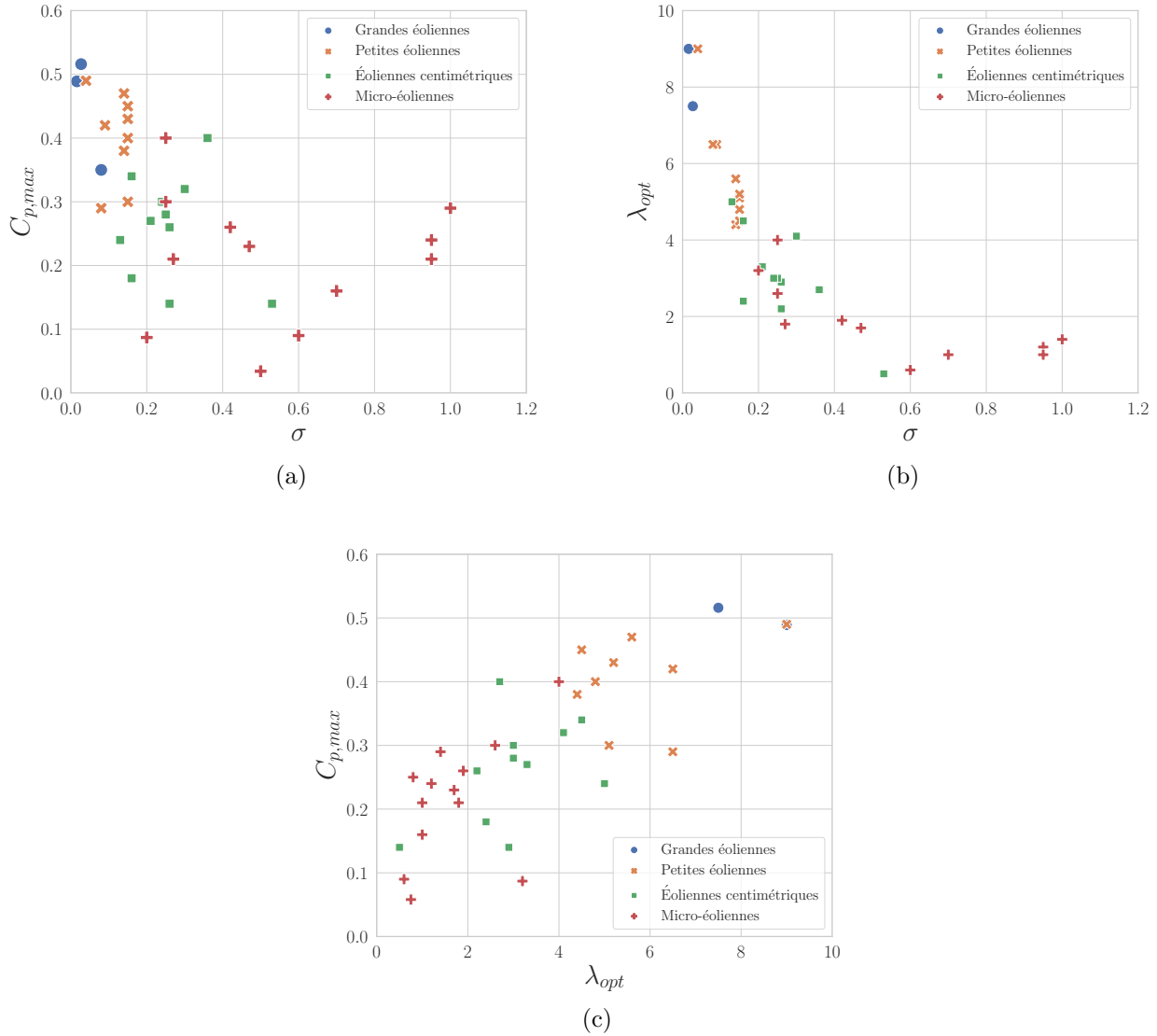


FIGURE 1.13 – Diagrammes de dispersion. À chaque point correspond un rotor répertorié dans le Tab. 1.3. Les rotors sont classés en 4 catégories selon leur diamètre (*cf.* Tab. 1.2).

Parmi les éoliennes dimensionnées selon la méthode *BEMT*, l'éolienne tripale de 500 mm de diamètre, conçue et étudiée par Nishi *et al.* [33], présente de fortes similarités avec les éoliennes de grandes dimensions. Elle a été conçue pour fonctionner à grande vitesse spécifique ( $\lambda_{design} = 5$ ), possède un faible serrage ( $\sigma = 0.13$ ), et une distribution d'angle de calage optimisée. Bien que sa vitesse spécifique optimale soit élevée ( $\lambda_{opt} = 5$ ), le coefficient de puissance maximal atteint par cette éolienne ( $C_{p,max} = 0.24$ ) est bien inférieur à celui des grandes éoliennes ( $C_{p,max} \approx 0.5$ ). Par ailleurs, les auteurs

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

ont comparé cette éolienne classique à une éolienne de géométrie identique, à l'exception de la distribution de corde choisie de manière arbitraire (évolution affine de la corde le long de l'envergure). Ce second rotor atteint un coefficient de puissance maximal plus élevé ( $C_{p,max} = 0.34$ ) que l'éolienne dimensionnée selon la méthode conventionnelle, et ce à une vitesse spécifique plus faible ( $\lambda_{opt} = 4.5$ ). Les éoliennes de 200 mm conçues par Mendonca *et al.* [34], en utilisant la méthode *BEMT* avec une vitesse de dimensionnement plus faible que les éoliennes de grandes dimensions ( $\lambda_{design} = 3$ ), atteignent des coefficients de puissance maximaux proches de 0.3. Ces performances demeurent nettement inférieures à celles des grandes éoliennes.

En se focalisant sur les éoliennes centimétriques qui n'ont pas été conçues selon la méthode *BEMT*, on constate que la plupart ne sont pas dimensionnées pour fonctionner à une vitesse spécifique particulière. De plus, en raison du choix arbitraire des distributions de serrage, de corde, d'angle de calage et du nombre de pales, les géométries et performances des prototypes diffèrent fortement. Certains prototypes ont des géométries inspirées des éoliennes de petite et grande tailles ( $N = 3$ , vitesse de dimensionnement élevée  $\lambda_{design} \geq 5$ , serrage faible  $\sigma \leq 0.16$ ), mais ont également des performances inférieures [33, 36]. D'autres prototypes ont des géométries très différentes des éoliennes conventionnelles, pouvant ressembler à des hélices de bateaux ou des ventilateurs (noté TV dans le Tab. 1.3) [35, 40]. Par exemple, Hirahara *et al.* [35] ont conçu un rotor à 4 pales dont la géométrie est plus proche de celle d'un ventilateur plutôt que d'une éolienne conventionnelle, avec un serrage important ( $\sigma = 0.36$ ), et un angle de calage arbitrairement choisi. Pour autant, les performances atteintes par leur prototype sont supérieures ( $C_{p,max} = 0.4$  à  $\lambda_{opt} = 2.7$ ) à celles du rotor de Nishi *et al.* [33] de même taille et dimensionné selon la méthode conventionnelle *BEMT* ( $C_{p,max} = 0.24$  à  $\lambda_{opt} = 5$ ). Cette observation soulève la question de la pertinence de la géométrie des grandes éoliennes à petite échelle. Il convient de noter que les auteurs qui cherchent à concevoir des éoliennes centimétriques en se détachant de la méthode *BEMT* ont tendance à opter pour une géométrie avec plus de trois pales et un serrage supérieur ( $\sigma \geq 0.25$ ). Bien que les valeurs des coefficients de puissance maximaux atteints par les prototypes soient assez variables ( $0.14 \leq C_{p,max} \leq 0.4$ ), on observe une tendance générale à la diminution de la vitesse spécifique optimale et du coefficient de puissance maximal par rapport à ceux des éoliennes de tailles supérieures (Fig. 1.13c), ainsi qu'une augmentation du serrage (Figs. 1.13a et 1.13b).

On observe une très grande diversité dans la géométrie des **micro-éoliennes**, dont le diamètre est

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

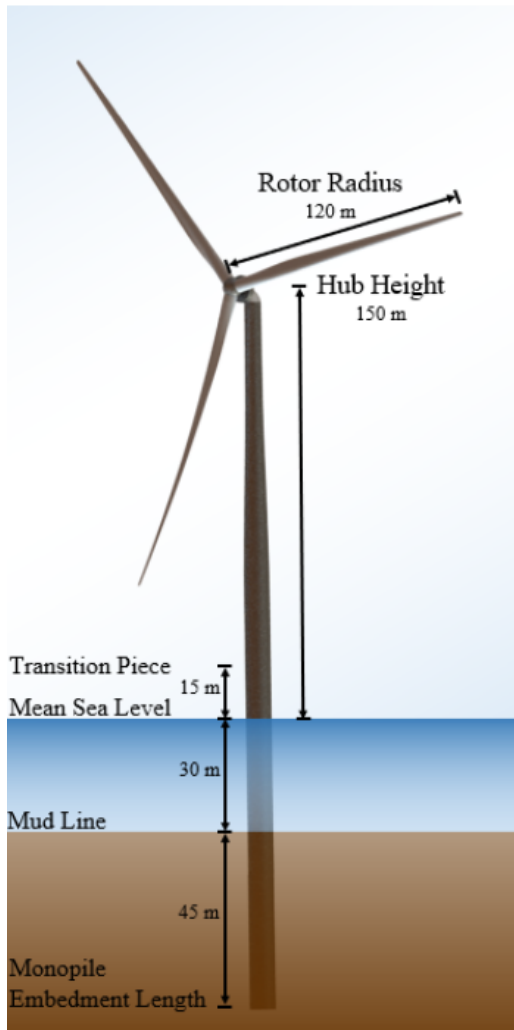
---

compris entre 10 mm et 200 mm (Fig. 1.12). D'abord, il convient de noter que peu de micro-rotors sont dimensionnés selon la théorie conventionnelle *BEMT*, et lorsqu'ils le sont, leur géométrie diffère considérablement de celle des grandes éoliennes. L'étude expérimentale menée par Mendonca *et al.* [34] avec des éoliennes de taille centimétrique et micrométrique, conçues selon la méthode *BEMT*, met en évidence les modifications de conception et de performances liées à la réduction de la taille du rotor (voir Tab. 1.3). En diminuant le diamètre extérieur de  $D_E = 200$  mm à  $D_E = 100$  mm, les auteurs ont également réduit la vitesse spécifique de dimensionnement de  $\lambda_{design} = 3$  à  $\lambda_{design} = 1$ , augmenté le serrage de  $\sigma = 0.25$  à  $\sigma = 0.95$ , ainsi que le rapport  $H = R_M/R_E$  de 0.1 à 0.2. En termes de performances, les rotors de 200 mm de diamètre atteignent des coefficients de puissance maximaux autour de  $C_{p,max} \approx 0.3$  à une vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt} \approx 3$ . En revanche, les rotors de 100 mm atteignent un coefficient de puissance maximal plus faible, de l'ordre de  $C_{p,max} \approx 0.24$ , à une vitesse spécifique inférieure  $\lambda_{opt} \approx 1$ .

La plupart des micro-éoliennes relevées dans la littérature ne sont pas conçues selon une méthode de dimensionnement clairement définie, et notamment pour une vitesse spécifique particulière  $\lambda_{design}$ . Les géométries des rotors à cette échelle sont alors très différentes les unes des autres, comme cela est illustré à la Fig. 1.12, en grande partie en raison du choix arbitraire des distributions de serrage et d'angle de calage. Les pales des micro-rotors conçus par Zakaria *et al.* [59] et Howey *et al.* [60] ont une corde constante le long de l'envergure, tandis celles des rotors de Mendonca *et al.* [34] et Marin *et al.* [56] sont optimisées selon la *BEMT*. Pour de nombreux autres prototypes, la distribution de corde n'est pas spécifiée, et seules les images des prototypes permettent d'appréhender leur évolution ainsi que les serrages correspondants (voir Tab. 1.3). Cependant, on peut noter une tendance certaine à l'augmentation du nombre de pales et du serrage avec la diminution du diamètre extérieur. Par exemple, les prototypes de Marin *et al.* et Howey *et al.* possèdent respectivement 8 et 12 pales avec un serrage élevé  $\sigma = 0.7$  et  $\sigma = 0.6$ . De plus, comme pour certaines éoliennes centimétriques, de nombreux prototypes sont équipés de pales de type ventilateur (voir Fig. 1.12) [54, 55, 59, 60]. Certains chercheurs optent également pour des pales inspirées d'objets du vivant de petites dimensions, comme le rotor de 44 mm d'Aurélien Carré [9] dont les pales sont des graines de samare fabriquées par stéréolithographie, ou bien le rotor à pales flexibles conçus par Cognet *et al.* [61].

En ce qui concerne les performances, on constate clairement une tendance à la diminution de la vitesse optimale de fonctionnement  $\lambda_{opt}$  et du coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  à mesure que

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL



Parameter	Units	DTU 10-MW Turbine	IEA Wind 15-MW Turbine
Power rating	MW	10	15
Turbine class	-	IEC Class 1B	IEC Class 1B
Specific rating	W/m <sup>2</sup>	401	332
Rotor orientation	-	Upwind	Upwind
Number of blades	-	3	3
Control	-	Variable speed	Variable speed
	-	Collective pitch	Collective pitch
Cut-in wind speed	m/s	4	3
Rated wind speed	m/s	11.4	10.59
Cut-out wind speed	m/s	25	25
Rotor diameter	m	178.3	240
Airfoil series	-	FFA-W3	FFA-W3
Hub height	m	119	150
Hub diameter	m	5.6	7.94
Hub overhang	m	7.1	11.35
Drivetrain	-	Medium speed	Low speed
	-	Multiple-stage gearbox	Direct drive
Design tip-speed ratio	-	7.5	9.0
Minimum rotor speed	rpm	6.0	5.0
Maximum rotor speed	rpm	9.6	7.56
Maximum tip speed	m/s	90	95
Gearbox ratio	-	50	—
Shaft tilt angle	deg	5	6
Rotor precone angle	deg	-2.5	-4.0
Blade prebend	m	3.332	4
Blade mass	t	41	65
Rotor nacelle assembly mass	t	674	1,017
Tower mass	t	987	860
Tower base diameter	m	8	10
Transition piece height	m	10	15
Monopile embedment depth	m	42.6	45
Monopile base diameter	m	9	10
Monopile mass	t	2,044	1,318
deg	degrees	rpm	revolutions per minute
m	meters	t	metric tons
m/s	meters per second	W/m <sup>2</sup>	watts per square meter
MW	megawatts		

FIGURE 1.14 – Schéma de l'IEA Wind 15-MW Turbine et spécifications géométriques de deux grandes éoliennes de référence [41].

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

la taille du rotor diminue (Fig. 1.13c). En effet, la plupart des éoliennes ayant un diamètre inférieur à 100 mm ont une vitesse spécifique optimale proche de l'unité, voire inférieure. Les coefficients de puissance maximaux et l'efficacité ( $P_{\text{élec}}/P_{\text{disp}}$ ) sont rarement supérieurs à 0.2 et diminuent fortement à très petite échelle. En raison de la grande diversité de rotors et du manque de données précises concernant leur méthode de conception, il est difficile d'évaluer l'influence des différents paramètres géométriques sur les performances des micro-rotors.

La réduction de la vitesse spécifique de dimensionnement, ou optimale, constatée lors de la réduction de la taille du rotor, peut être comprise en se focalisant sur la chaîne de transmission et les applications envisagées pour les micro-éoliennes. La chaîne de transmission classique d'une grande éolienne comprend généralement un arbre lent avec un système de freinage, une boîte de vitesse, un arbre rapide, un générateur et plusieurs systèmes d'engrenages, paliers et roulements. Afin de commencer à tourner et produire de l'électricité, le rotor de l'éolienne doit fournir un couple supérieur aux divers couples résistifs de la chaîne de transmission. Pour les grandes éoliennes, les pales du rotor étant gigantesques, une vitesse de vent d'environ  $2.8 \text{ m.s}^{-1}$  ( $10 \text{ km.h}^{-1}$ ) à  $4.2 \text{ m.s}^{-1}$  ( $15 \text{ km.h}^{-1}$ ) suffit pour entraîner l'arbre de l'alternateur ou du générateur, et ainsi produire de l'électricité. À petite échelle et à des vitesses de vent faibles, les couples résistifs deviennent un facteur déterminant dans la mise en rotation des dispositifs éoliens, et doivent être pris en compte lors de la conception du rotor. Même dans le cas d'un dispositif simple avec une transmission directe composée d'un arbre, de roulements et d'une génératrice, les moments de frictions dans la génératrice et dans les pièces mécaniques peuvent être proportionnellement importants par rapport au couple produit par le micro-rotor, en particulier lorsque la puissance disponible est faible, ce qui peut empêcher la mise en rotation des pales. Pour une même puissance mécanique  $P = \tau\omega$ , le rotor développant le plus grand couple démarrera à une vitesse de vent inférieure. Ainsi, afin de maximiser le couple devant la vitesse angulaire, il est judicieux d'opter pour une faible vitesse spécifique de dimensionnement. Par ailleurs, un avantage supplémentaire du dimensionnement à vitesse spécifique réduite est la diminution des forces centrifuges, des contraintes aérodynamiques sur les pales, ainsi que du bruit, qui peut constituer une contrainte majeure lorsqu'il s'agit d'installer une micro-éolienne en milieu urbain [29].

Enfin, un autre effet d'échelle est la réduction significative du nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement à mesure que le diamètre des rotors diminue. Les grandes éoliennes opèrent à des nombres de Reynolds élevés ( $\text{Re} \geq 10^6$ ) en raison des longueurs de corde importantes ( $c \geq 1 \text{ m}$ ) et

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

des vitesses de vent potentiellement élevées ( $3 \text{ m.s}^{-1} \leq V_\infty \leq 25 \text{ m.s}^{-1}$ ). Par exemple, le nombre de Reynolds de l'écoulement autour de l'éolienne IEA Wind 15-MW Turbine de 240 m de diamètre (Fig 1.14) peut être estimé à  $\text{Re} = 2.6 \times 10^6$  ( $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$  et  $c(r/R_E = 0.5) = 4 \text{ m}$ ) [41]. En revanche, les micro-éoliennes opèrent à des faibles nombre de Reynolds, pouvant aller de quelques milliers à quelques dizaines de milliers.

Peu d'études ont spécifiquement examiné l'effet du nombre de Reynolds sur les performances des rotors éoliens. En particulier, les études expérimentales sont rares, et nous présentons ici seulement quelques résultats pertinents. McTavish *et al.* [64] ont mené des expériences en tunnel hydrodynamique sur une plage de nombre de Reynolds allant de  $\text{Re} = 0.4 \times 10^4$  à  $\text{Re} \leq 3.0 \times 10^4$  avec deux éoliennes à axe horizontal de 0.25 m de diamètre, possédant 2 et 3 pales. Ils ont montré que le coefficient de poussée ainsi que l'expansion du sillage, augmentent lorsque le nombre de Reynolds croît. Burdett *et al.* [65] ont comparé le coefficient de puissance de trois rotors, de diamètres 0.5 m, 0.4 m et 0.3 m, possédant la même géométrie, relativement à leur diamètre. Les auteurs rapportent que l'augmentation

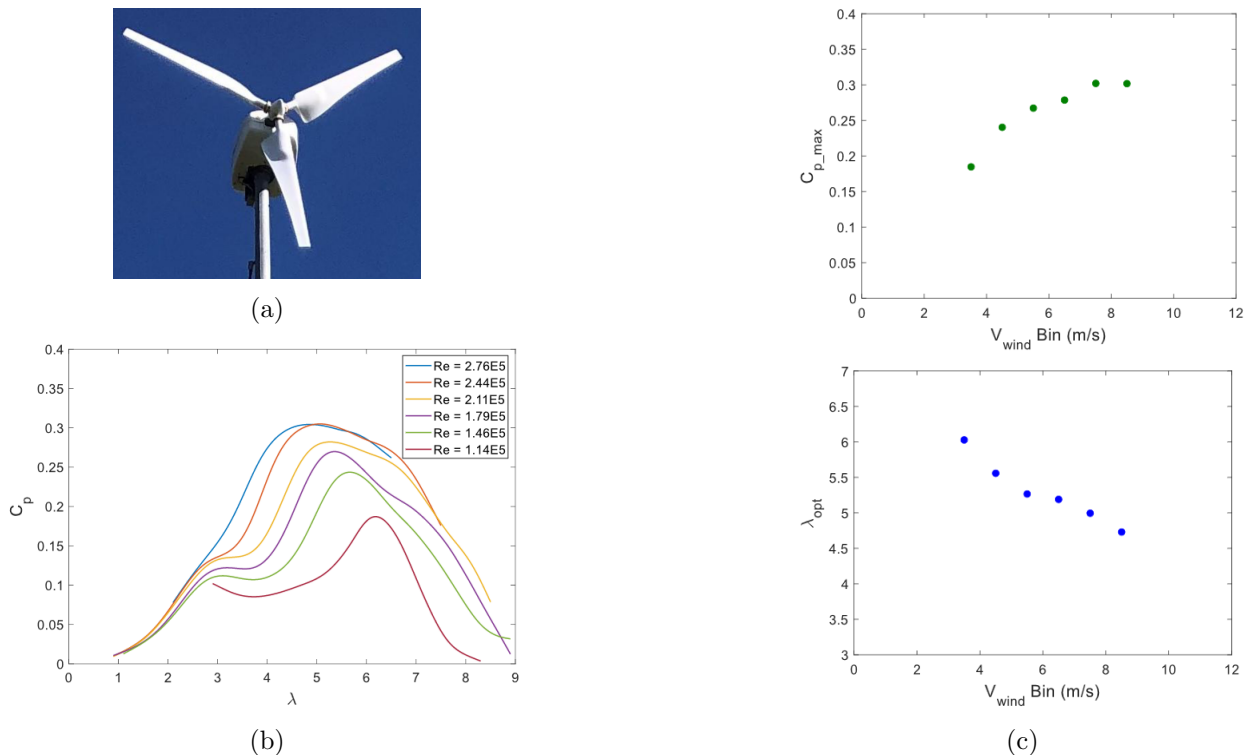


FIGURE 1.15 – (a) Photographie de l'éolienne étudiée dans les travaux de Cunningham *et al.* [62, 63]. (b) Courbes  $C_p - \lambda$  de ce rotor à différents nombres de Reynolds. (c) Coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$ , et vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt}$ , fonctions de la vitesse de vent incidente  $V_{wind}$ .

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

de la vitesse de vent dans la soufflerie conduit à des coefficients de puissance plus élevés, mais que la vitesse spécifique optimale reste pratiquement constante. Ils avancent également l'hypothèse que les variations de performance entre les rotors à basse vitesse du vent sont probablement dues à des différences de rugosité relative qui influencent la séparation des écoulements. Kadrowski *et al.* [66] et Cunningham *et al.* [62, 63] ont également observés une augmentation du coefficient de puissance maximal à mesure que le nombre de Reynolds augmente (Fig. 1.15). Cependant, ils ont remarqué un décalage de la vitesse spécifique optimale vers les plus faibles vitesses spécifiques. De plus, les courbes  $C_p - \lambda$  de l'éolienne de diamètre 3.74 m, et de de faible serrage, étudiée directement sur son site d'implantation par Cunningham *et al.*, révèlent des variations surprenantes à bas nombre de Reynolds (Fig. 1.15b). En effet, elles ne sont pas strictement monotones à faible vitesse spécifique. Ces variations pourraient être liées à des fluctuations importantes des coefficients de portance et de traînée du profil de ce rotor à des nombres de Reynolds bas. Finalement, le nombre de Reynolds a un impact significatif sur les performances et le fonctionnement des éoliennes. Les variations de performances ne sont donc probablement pas seulement liées à la géométrie des rotors, mais pourraient également être attribuées à une modification du régime d'écoulement. L'écoulement autour des grandes éoliennes est généralement turbulent, tandis que pour les micro-éoliennes qui fonctionnent à basse vitesse de vent, l'écoulement est à la transition laminaire/turbulent.

Pour conclure, la revue de littérature permet d'identifier que la diminution de la taille du rotor conduit :

- à une grande diversité de géométries de rotors, dont les distributions de serrage et de calage sont souvent arbitrairement imposées, ou autrement dit, sont déterminées sans recourir à une méthode de dimensionnement claire,
- à une diminution de la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda_{design}$ ,
- à une augmentation du serrage  $\sigma$  et du nombre de pales  $N$ ,
- à une diminution de la vitesse optimale de fonctionnement  $\lambda_{opt}$  et du coefficient de puissance  $C_{p,max}$ ,
- à une diminution du nombre de Reynolds.

### 1.3.2 Dimensionnement de rotors optimaux à faible vitesse spécifique par la méthode *BEMT*

Nous présentons ici la méthode conventionnellement utilisée pour dimensionner les rotors éoliens à axe horizontal. Cette méthode repose sur deux théories fondamentales : la théorie de la quantité de mouvement et la théorie de l'élément de pale<sup>3</sup>. Comme évoqué précédemment, la théorie de la quantité de mouvement permet d'estimer des vitesses d'écoulement optimales dans le plan du rotor, ou en d'autres termes, des vitesses d'écoulement permettant d'atteindre un coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  pour une vitesse spécifique  $\lambda$  donnée. Ensuite, la théorie de l'élément de pale permet de déterminer la géométrie réelle d'une pale, *i.e.* les distributions radiales de corde et d'angle de calage, à partir des polaires de profils aérodynamiques, ainsi que des vitesses d'écoulements optimales. La méthode *Blade Element Momentum Theory* ou *BEMT*, résultant de la combinaison de ces théories, est couramment utilisée pour dimensionner les rotors d'éoliennes (Tab. 1.3), d'hydroliennes [67, 68, 69] ou encore d'hélicoptères [70].

Dans la suite du manuscrit, nous emploierons le terme « rotor optimal » pour désigner un rotor dimensionné avec des distributions optimales de  $a$  et  $a'$ , calculées pour une vitesse spécifique de dimensionnement donnée et selon un modèle de disque actif (Betz, Glauert ou Joukowsky). Sous les hypothèses énoncées précédemment, un rotor optimal est théoriquement capable d'atteindre le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  associé à la vitesse spécifique de dimensionnement et au modèle de disque actif considérés.

#### 1.3.2.1 Méthode de l'élément de pale

Actuellement, la méthode de l'élément de pale est pratiquement la seule méthode utilisée pour déterminer les distributions de serrage  $\sigma$  et d'angle de calage  $\beta$  à partir des résultats de la théorie de la quantité de mouvement. Cette méthode repose sur l'utilisation des polaires de profils aérodynamiques bidimensionnels qui décrivent l'évolution des coefficients de portance  $C_p$  et de traînée  $C_t$  en fonction de l'angle d'attaque  $\alpha$ . Les polaires peuvent être obtenues à l'aide d'essais en soufflerie sous diverses conditions d'écoulement (taux de turbulence, nombre de Reynolds, nombre de Mach). Les coefficients aérodynamiques se calculent en intégrant les forces de portance  $F_p$  et de traînée  $F_t$  sur la surface alaire

---

3. *Blade Element Theory* en anglais.



### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

du profil  $S_a$  (Fig. 1.16a).

$$C_p = \frac{F_p}{0.5\rho\pi S_a V_\infty^2} \qquad C_t = \frac{F_t}{0.5\rho\pi S_a V_\infty^2} \qquad (1.65)$$

La méthode de l'élément de pale permet d'obtenir une seconde expression du couple exercée par le fluide sur les pales, en plus de celle obtenue dans la théorie de la quantité de mouvement (Éq. 1.44). En s'appuyant sur la Fig. 1.10, le couple infinitésimal  $d\tau$  exercé par le fluide sur un élément de pale de longueur radiale  $dr$  situé en  $r$  est :

$$d\tau = NdF_{\theta r} = N\frac{1}{2}\rho cW^2C_{\theta r}dr \qquad (1.66)$$

où  $N$  est le nombre de pales,  $C_{\theta}$  est la projection orthoradiale des coefficients de portance et de traînée, et  $W$  est la vitesse relative. En s'appuyant sur le triangle des vitesses (Fig. 1.16a), la vitesse relative  $W$  s'exprime en fonction des coefficients d'induction selon :

$$W = V_\infty\sqrt{(1-a)^2 + \lambda^2x^2(1+a')^2} \qquad (1.67)$$

La puissance infinitésimale transférée du fluide au rotor est finalement :

$$dP = d\tau\omega = N\frac{1}{2}\rho cW^2C_{\theta r}\omega dr \qquad (1.68)$$

#### 1.3.2.2 Rotor optimal selon la théorie de l'écoulement axial

La théorie de l'écoulement axial ainsi que la méthode de l'élément de pale ont conduit à l'obtention de deux expressions, obtenues indépendamment, de la puissance mécanique transférée par le fluide vers le rotor (Éqs. 1.20 & 1.68) :

$$4\pi\rho a(1-a)^2V_\infty^3rdr = N\frac{1}{2}\rho cW^2C_{\theta r}\omega dr \qquad (1.69)$$

La distribution de serrage  $\sigma = Nc/2\pi r$  s'obtient en utilisant cette égalité et l'expression de la vitesse relative  $W$  avec  $a' = 0$  (Éq. 1.67) :

$$\sigma = \frac{4a(1-a)^2}{\lambda x C_{\theta} ((1-a)^2 + \lambda^2 x^2)} \qquad (1.70)$$

Quand à la distribution d'angle de calage  $\beta$ , elle s'obtient à l'aide du triangle des vitesses (Fig. 1.16a) :

$$\beta = \phi - \alpha = \tan^{-1}\left(\frac{1-a}{\lambda x}\right) - \alpha \qquad (1.71)$$

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

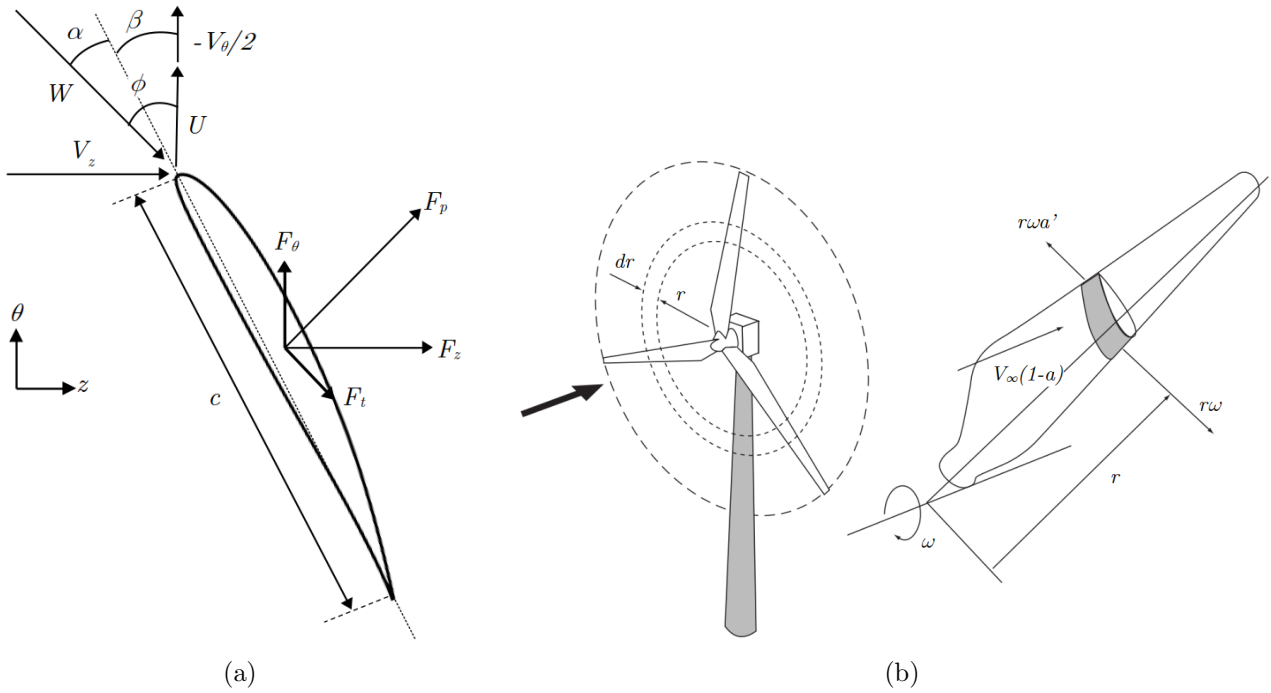


FIGURE 1.16 – (a) Forces exercées sur un élément de pale et triangle des vitesses. (b) représentation schématique d'un élément de pale. Figure adaptée de Burton *et al.* [71].

avec  $\alpha$  l'angle d'attaque.

Pour éviter d'avoir des longueurs de cordes trop importantes et les problèmes d'encombrement et d'inertie au démarrage qui en découlent, il est judicieux, lors du dimensionnement, d'imposer un angle d'attaque égal à l'angle d'attaque optimal  $\alpha_0$  du profil. Cet angle est défini comme étant l'angle d'attaque auquel la finesse  $\mathcal{F} = C_p/C_t$  du profil choisi est maximale. À cet angle, nous pouvons raisonnablement négliger la contribution de la force de traînée dans la résultante des forces ou, en d'autres termes, considérer  $C_{\theta,\alpha_0} \approx C_{p,\alpha_0} \sin(\phi) = C_{p,\alpha_0} (V_\infty(1-a)/W)$  dans l'expression du serrage. L'Éq. 1.70 devient donc :

$$\sigma = \frac{4a(1-a)}{\lambda x C_{p,\alpha_0} \sqrt{(1-a)^2 + \lambda^2 x^2}}. \quad (1.72)$$

En substituant le coefficient d'induction axiale par sa valeur optimale, à savoir  $a = 1/3$ , nous parvenons finalement aux distributions géométriques optimales :

$$\sigma = \frac{8}{9\lambda x C_{p,\alpha_0} \sqrt{(4/9 + \lambda^2 x^2)}} \quad (1.73)$$

$$\beta = \tan^{-1} \left( \frac{2}{3\lambda x} \right) - \alpha_0 \quad (1.74)$$

### 1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

---

Ces distributions géométriques permettent de dimensionner un rotor optimal selon les théories de l'écoulement axial et de l'élément de pale. Les valeurs optimales de serrage et d'angle de calage dépendent de la position radiale, de la vitesse spécifique de dimensionnement ainsi que du profil aérodynamique sélectionné. Nous appellerons « Rotor de Betz » une éolienne dimensionnée de cette manière.

#### 1.3.2.3 Rotor optimal selon la théorie de la quantité de mouvement généralisée

De manière analogue, la distribution de serrage s'obtient en égalisant l'expression de la puissance donnée par la théorie de la quantité de mouvement généralisée (Éq. 1.45) avec celle obtenue par la méthode de l'élément de pale (Éq. 1.68) :

$$4\pi\rho\omega^2V_\infty a'(1-a)r^3 dr = N\frac{1}{2}\rho cW^2C_\theta r\omega dr \quad (1.75)$$

Après quelques manipulations et en négligeant l'influence de la force traînée, nous obtenons l'expression du serrage optimal suivante :

$$\sigma = \frac{4\lambda x a'}{C_{p,\alpha_O} \sqrt{(1-a)^2 + \lambda^2 x^2 (1+a')^2}} \quad (1.76)$$

La distribution optimale d'angle de calage s'obtient de nouveau à l'aide du triangle des vitesses et s'exprime selon :

$$\beta = \tan^{-1} \left( \frac{1-a}{\lambda x (1+a')} \right) - \alpha_O \quad (1.77)$$

Comme introduit précédemment, les distributions optimales de  $a$  et  $a'$  dépendent à la fois de la vitesse spécifique et du modèle de disque actif adopté. Ainsi, la première étape pour dimensionner un rotor selon la théorie de la quantité de mouvement généralisée et la méthode l'élément de pale, *i.e.* selon la méthode *BEMT*, consiste à déterminer les distributions optimales de  $a$  et  $a'$  en utilisant les Éqs. 1.54 et 1.55 pour le modèle de Glauert, ou les Éqs. 1.63 et 1.64 pour le modèle de Joukowsky. Il suffit ensuite de les intégrer dans les deux expressions ci-dessus pour obtenir les distributions optimales de serrage et d'angle de calage. Les éoliennes dimensionnées avec les distributions géométriques optimales correspondant à chacun des modèles seront désignées respectivement sous les noms de « Rotor de Glauert » et « Rotor de Joukowsky ».

#### 1.3.2.4 Comparaison de la géométrie des rotors optimaux

Nous avons tracé à la Fig 1.17 les distributions géométriques optimales sous forme adimensionnelle selon les trois modèles de rotors optimaux pour trois vitesses spécifiques :  $\lambda = 1, 3$  et  $6$ . Afin de représenter les distributions optimales les plus générales possibles, indépendamment des caractéristiques d'un profil aérodynamique, nous avons représenté les distributions de serrage que nous multiplions par le coefficient de portance  $\sigma C_p(x)$ , ainsi que les distributions d'angle relatif  $\phi(x)$ . Les distributions optimales de  $a$  et  $a'$  utilisées pour chaque modèle sont celles présentées au Tab. 1.1 et à la Fig. 1.11a.

Comme nous pouvions l'anticiper en raison des distributions de  $a$  et  $a'$  fortement différentes à faible vitesse spécifique, on remarque que pour  $\lambda = 1$  les distributions optimales de serrage  $\sigma C_p$  et d'angle relatif  $\phi$  sont très différentes entre les trois modèles de rotors. Ces différences géométriques sont particulièrement prononcées en pied de pale, tandis que les distributions convergent vers des valeurs communes en bout de pale. On remarque également qu'à  $\lambda = 1$ , le rotor de Betz présente un serrage  $\sigma C_p$  et un angle relatif nettement supérieurs aux deux autres rotors.

À mesure que la vitesse spécifique augmente, le serrage optimal  $\sigma C_p$  calculé selon les trois modèles diminue fortement. Par ailleurs, à  $\lambda = 6$ , les distributions optimales sont très semblables sur quasiment toute l'envergure des rotors. Ces observations corroborent les effets d'échelles discutés dans la revue bibliographique. En effet, les grandes éoliennes dimensionnées pour opérer à des grandes vitesses spécifiques, ont un faible serrage et des géométries de pales relativement identiques. Quant aux micro-éoliennes, leurs vitesses spécifiques optimales ou de dimensionnement sont nettement inférieures à celle des grandes éoliennes, et la plupart d'entre elles présentent un serrage élevé. Le manque de données expérimentales démontrant la pertinence des rotors optimaux et des modèles de disque actifs à faible vitesse spécifique peut en partie expliquer la grande diversité de géométries de rotors à petite échelle et à faible vitesse spécifique. Enfin, à notre connaissance, aucune donnée expérimentale ne permet de discriminer un des modèles de rotor optimal par rapport aux autres. Par conséquent, en se fondant uniquement sur les résultats théoriques, le rotor optimal de Joukowsky dimensionné selon la méthode *BEMT* est censé atteindre les performances les plus élevées.

1.3. ETAT DE L'ART SUR LE DIMENSIONNEMENT ET LES PERFORMANCES DES ÉOLIENNES À AXE HORIZONTAL

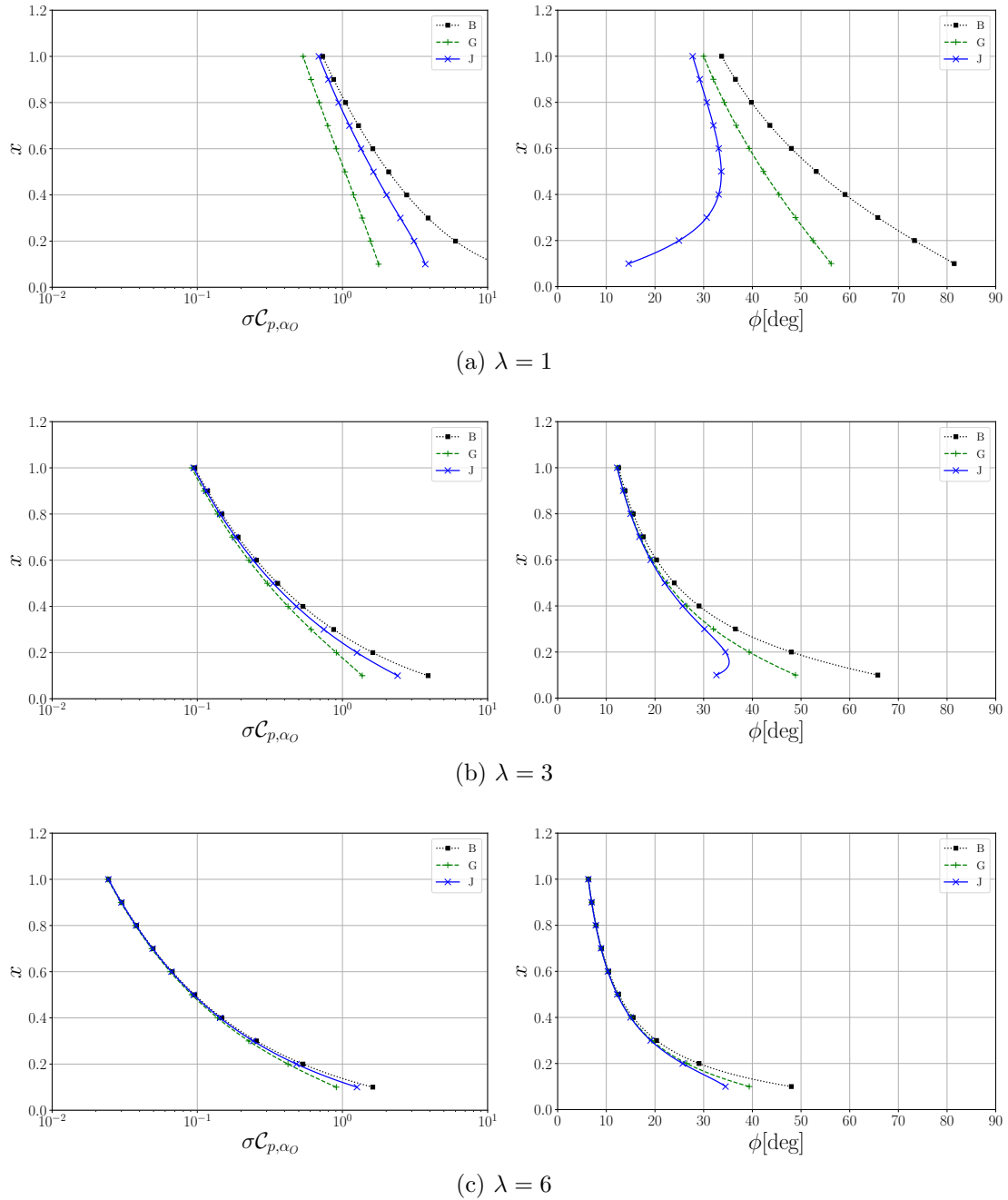


FIGURE 1.17 – Géométries optimales pour trois vitesses spécifiques de dimensionnement. Le serrage  $\sigma C_{p,\alpha_0}$  est tracé en échelle logarithmique.

## 1.4 Objectifs et structure du manuscrit

Au regard du Tab. 1.3 récapitulatif, des images des prototypes à la Fig. 1.12, ainsi que des conclusions tirées de la revue de littérature, il est clair que le dimensionnement de micro-rotors fonctionnant à faible vitesse spécifique ne fait pas consensus. Malgré les similitudes constatées entre les rotors à grande échelle et à haute vitesse spécifique, la géométrie des rotors et leurs performances varient considérablement d'un prototype à l'autre à petite échelle et à faible vitesse spécifique. De plus, c'est seulement à basse vitesse spécifique que les modèles aérodynamiques de Glauert, Betz et Joukowsky conduisent à des différences significatives tant en termes de performances prédites (§ 1.2.3, Figs. 1.10, 1.11) que de géométrie des rotors dessinés par la méthode *BEMT* (§ 1.3.2.4, Fig. 1.17)

La présente thèse se concentre sur l'étude du fonctionnement de rotors éoliens à axe horizontal de petites tailles ( $D_E \leq 300$  mm), dimensionnés pour opérer à une vitesse spécifique faible  $\lambda_{design} = 1$ . L'objectif principal de ce travail est d'évaluer expérimentalement l'influence de plusieurs paramètres géométriques et physiques sur les performances mécaniques et énergétiques d'une micro-éolienne lente, ainsi que sur les caractéristiques de l'écoulement qui l'entoure. Plus généralement, à travers les nombreuses campagnes d'essais réalisées, ces travaux de recherche visent à approfondir la compréhension de l'aérodynamique des rotors éoliens à basse vitesse spécifique.

Une description des dispositifs expérimentaux et protocoles utilisés au cours de cette thèse est proposée dans le chapitre 2. Les chapitres 3 à 5 sont ensuite consacrés aux études expérimentales.

Le chapitre 3 est dédié à l'étude du fonctionnement de rotors de 200 mm de diamètre, dimensionnés selon la méthode *BEMT* avec les distributions optimales à  $\lambda_{design} = 1$  de Betz, Glauert et Joukowsky. À la lumière de ces résultats, une discussion est menée sur les limites des méthodes *BEMT* pour la conception de micro-éoliennes fonctionnant à faible vitesse spécifique.

Dans le chapitre 4, une nouvelle méthode de dimensionnement pour les rotors de petite taille opérant à faible vitesse spécifique est présentée. Cette méthode, basée sur la déflexion géométrique du fluide à travers une grille d'aubes serrées, est utilisée pour concevoir un premier prototype de 300 mm de diamètre fonctionnant à  $\lambda_{design} = 1$ . Les performances et le sillage de ce rotor sont étudiés de manière expérimentale et numérique. Ensuite, l'influence du nombre de Reynolds sur les performances de ce rotor et les caractéristiques de l'écoulement qui l'entoure est évaluée en faisant varier le diamètre extérieur et les vitesses de vent dans la soufflerie.

#### 1.4. OBJECTIFS ET STRUCTURE DU MANUSCRIT

---

Le chapitre 5 est consacré à l'étude de l'influence de plusieurs paramètres géométriques sur le fonctionnement d'éoliennes de 200 mm de diamètre, conçues à  $\lambda_{design} = 1$  selon cette nouvelle méthode de dimensionnement.

Enfin, une synthèse des travaux de thèse ainsi qu'une discussion sur les perspectives de cette méthode de dimensionnement et les effets d'échelle existants dans le fonctionnement des rotors éoliens sont proposées en conclusion (chapitre 6).

Vous trouverez en annexe A, un tableau récapitulant les caractéristiques géométriques de toutes les éoliennes de 200 mm étudiées dans ce manuscrit. Ce tableau fournit une vue d'ensemble des paramètres de dimensionnement des rotors et peut être utile lors de la lecture.

## Chapitre 2

# Dispositif et protocole expérimental de l'étude

### Contenu

---

<b>2.1</b>	<b>Infrastructure et moyens de métrologie . . . . .</b>	<b>72</b>
2.1.1	Présentation de la soufflerie aérodynamique . . . . .	72
2.1.2	Principe général de la technique de vélocimétrie par images de particules ( <i>PIV</i> )	73
2.1.2.1	Éléments d'une chaîne de mesure par <i>PIV</i> . . . . .	75
2.1.2.2	Délai et modes d'acquisition d'images . . . . .	83
2.1.2.3	Traitement numérique des images . . . . .	86
<b>2.2</b>	<b>Banc d'essai : calibration et protocole de mesure . . . . .</b>	<b>93</b>
2.2.1	Contrôle de la vitesse du vent dans la soufflerie . . . . .	93
2.2.2	Mesure des performances globales . . . . .	94
2.2.3	Mesures <i>PIV</i> . . . . .	98
2.2.3.1	Calibration des caméras . . . . .	98
2.2.3.2	Protocole de mesure . . . . .	99
2.2.3.3	Caractérisation de la veine d'essai par <i>SPIV</i> 2D3C . . . . .	101
<b>2.3</b>	<b>Dimensionnement, conception et fabrication des rotors . . . . .</b>	<b>105</b>

---



## 2.1 Infrastructure et moyens de métrologie

### 2.1.1 Présentation de la soufflerie aérodynamique

La soufflerie aérodynamique du Laboratoire d'Ingénierie des Fluides et Systèmes Énergétique est une soufflerie de type Prandtl, en circuit fermé, construite en 1952. Un schéma annoté de la soufflerie est présenté à la Fig. 2.1.

L'air est mis en mouvement grâce à un ventilateur de 3 m de diamètre, situé dans la veine de retour. Ce ventilateur est alimenté par un moteur asynchrone de 120 kW, contrôlé en fréquence à l'aide d'un variateur. Une fois que le régime est stabilisé à l'intérieur de la soufflerie, le moteur n'a besoin que de fournir une puissance suffisante pour compenser les fuites et les pertes par frottements. Dans la veine de retour, de section carrée 3 m × 3 m, l'écoulement peut atteindre une vitesse maximale d'environ 10 m.s<sup>-1</sup>. Les performances de petites éoliennes à axe horizontal (avec un diamètre extérieur inférieur à 1 m pour limiter l'influence des parois) peuvent être étudiées dans cette veine. Cependant, en raison de la proximité avec le ventilateur, la connaissance et la maîtrise des propriétés de l'écoulement incident sont moins précises que dans la veine d'essai.

Après avoir été mis en mouvement par le ventilateur, l'air circule dans la chambre de tranquillisation, de section rectangulaire 5.4 m × 5 m. Cette chambre est composée de structures en forme de nids

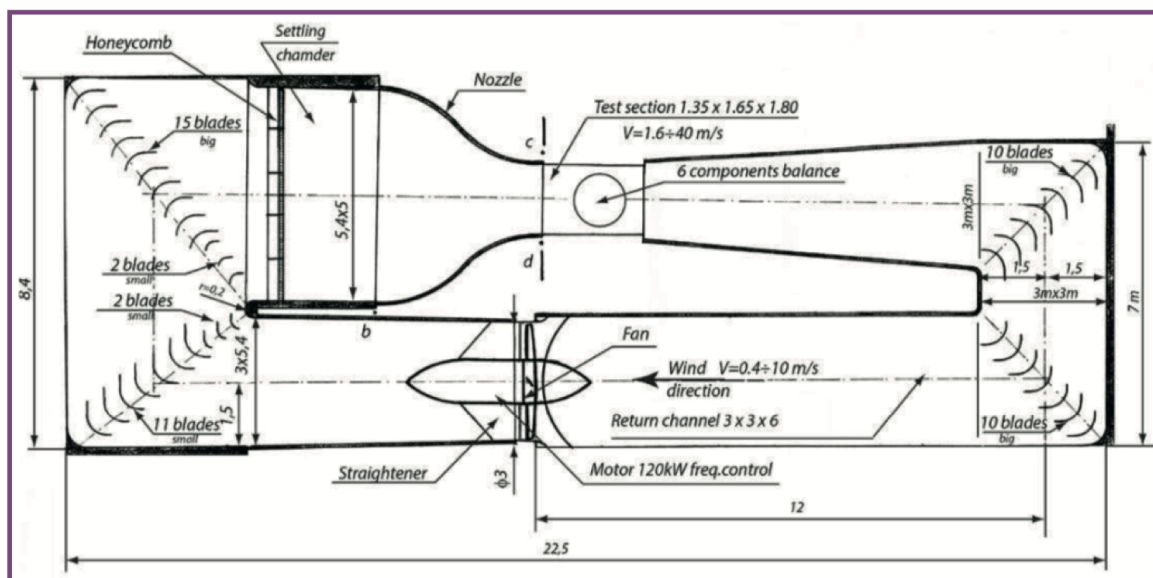


FIGURE 2.1 – Représentation schématique de la soufflerie aérodynamique du LIFSE.

d'abeilles et de grilles métalliques afin de réduire la turbulence et redresser l'écoulement, ou autrement dit, afin d'aligner les lignes de courant tout en cassant les tourbillons. L'air est ensuite guidé par le convergent vers la veine d'essai. Ce convergent, dont le rapport de contraction est égal à 12 (rapport de la section d'entrée sur la section de sortie), a pour fonction d'accélérer et d'uniformiser l'écoulement, en réduisant notamment l'intensité de la turbulence à l'entrée de la veine d'essai. La veine d'essai a une section rectangulaire  $1.35 \text{ m} \times 1.65 \text{ m}$ , et une longueur de 2 m. Elle est semi-ouverte à la pression atmosphérique et permet à l'air de s'écouler jusqu'à une vitesse maximale de  $40 \text{ m.s}^{-1}$ . Cependant, lorsque la vitesse de l'air dépasse  $25 \text{ m.s}^{-1}$ , les vibrations importantes de l'infrastructure réduisent la précision des mesures. En aval de la veine d'essai, un diffuseur de faible angle de conicité (demi-angle égal à  $3^\circ$ ) permet de ralentir progressivement l'air en élargissant la section de passage du fluide. Finalement, 4 coudes comportant chacun des aubages à  $90^\circ$  ferment la soufflerie. Les aubages assurent le guidage de l'écoulement lors des changements brusques de direction tout en limitant la formation de structures tourbillonnaires.

### 2.1.2 Principe général de la technique de vélocimétrie par images de particules (*PIV*)

Le sillage d'une éolienne peut se décomposer en deux domaines : un sillage proche, qui s'étend jusqu'à 1 ou 2 diamètres derrière le rotor, et un sillage lointain qui se prolonge au-delà (Fig. 2.2). C'est dans le sillage proche que les effets de la géométrie de l'éolienne sur l'écoulement sont les plus significatifs. L'étude de cette zone permet notamment de mieux comprendre les mécanismes physiques à l'origine de la conversion aéromécanique de puissance et donc d'améliorer la conception et les performances des rotors. En revanche, l'analyse du sillage lointain est généralement menée pour des applications liées à la conception de parcs éoliens afin d'étudier les interférences entre éoliennes, ainsi que les phénomènes d'entraînement par turbulence et de « ré-énergisation » du sillage. La structure du sillage d'une éolienne est particulièrement difficile à mesurer, caractériser, modéliser et prédire. En effet, la structure tourbillonnaire émanant des pales dépend de très nombreux paramètres géométriques tels que le serrage, l'angle de calage, le profil aérodynamique, mais aussi des caractéristiques de l'écoulement incident telles que le taux de turbulence ou le nombre de Reynolds.

Afin d'analyser quantitativement l'écoulement autour d'un rotor, il est nécessaire de connaître les champs de vitesses ( $V_r, V_\theta, V_z$ ) à l'intérieur de l'écoulement. Pour cela, nous avons utilisé la technique de vélocimétrie par images de particules, ou *PIV* pour *Particle Image Velocimetry*. Dans un premier

temps, nous présentons le principe général de la technique de vélocimétrie par images de particules, puis nous décrivons le dispositif expérimental et le protocole de caractérisation du sillage que nous avons mis en place au cours de la présente thèse.

La paternité de la technique de vélocimétrie par images de particules peut, en partie, être attribuée à Ludwig Prandtl. Précurseur, il conçut dès la fin du XIX<sup>e</sup> siècle un tunnel hydrodynamique permettant la visualisation d'écoulements autour de divers objets (Fig. 2.3a). Son dispositif permettait de faire varier indépendamment certains paramètres tels que le type objet, l'angle d'incidence, la vitesse d'écoulement ou bien le régime d'écoulement. La visualisation de l'écoulement se faisait à l'aide de particules de mica en suspension à la surface de l'eau. Une photographie d'un écoulement autour d'un profil d'aile obtenue avec une réplique du tunnel de Prandtl est présentée à la Fig. 2.3b. À son époque, seules des informations qualitatives sur l'écoulement pouvaient être extraites de la visualisation directe des lignes de courant. Grâce à l'utilisation d'outils techniques actuels, il a été possible de tracer le champ instantané de vitesse correspondant à cet écoulement (Fig. 2.3c).

La Fig. 2.4 décrit schématiquement un dispositif expérimental standard de *PIV*, permettant la mesure d'un champ de vitesse par images de particules, ainsi que le principe général de fonctionnement. Cette technique consiste à prendre, au moyen de caméras, des images de l'écoulement pendant un intervalle de temps très court, afin de mesurer la distance parcourue par des groupes de particules. Un ajout de traceurs, ou autrement dit, de particules réfléchissantes à l'intérieur de l'écoulement est souvent nécessaire à cause de l'indiscernabilité des particules de fluide. Ces traceurs suivent théoriquement les lignes de courant et sont illuminés deux fois lors de leur passage dans le plan d'intérêt

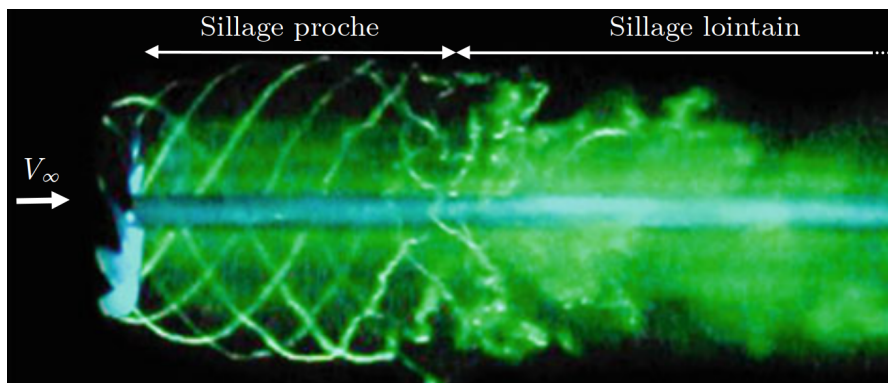


FIGURE 2.2 – Illustration du sillage proche et du sillage lointain d'une éolienne placée dans un tunnel hydrodynamique [72].

(souvent à l'aide d'une lumière laser). La lumière réfléchiée par les particules est captée et enregistrée par des caméras situées en dehors de l'écoulement. Les images enregistrées sont ensuite maillées pour regrouper les traceurs en groupes de particules, et le déplacement moyen de chaque nœud du maillage est calculé à l'aide d'algorithmes de traitement d'images. En connaissant l'intervalle de temps entre deux images successives, la vitesse pour chaque nœud du maillage se déduit de son déplacement.

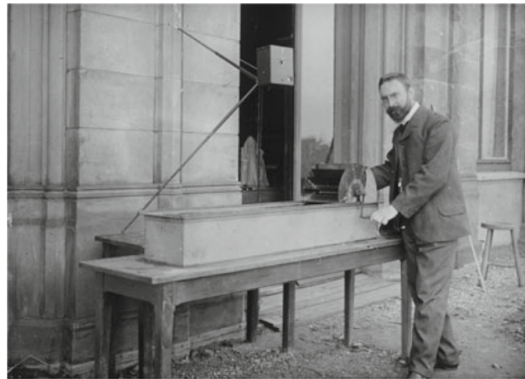
À travers le dispositif utilisé au cours de ma thèse de doctorat, nous détaillons les différents équipements nécessaires et le protocole expérimental permettant de réaliser des mesures de champs de vitesses par *PIV*. Une description plus complète de cette technique expérimentale est proposée dans les ouvrages de Raffel *et al.* [73], d'Adrian *et al.* [74] ou bien de Brossard *et al.* [75]. Ils présentent, de manière exhaustive, les développements historiques ainsi que les outils théoriques, mathématiques et techniques, nécessaires à la réalisation de mesures par *PIV*.

### 2.1.2.1 Éléments d'une chaîne de mesure par *PIV*

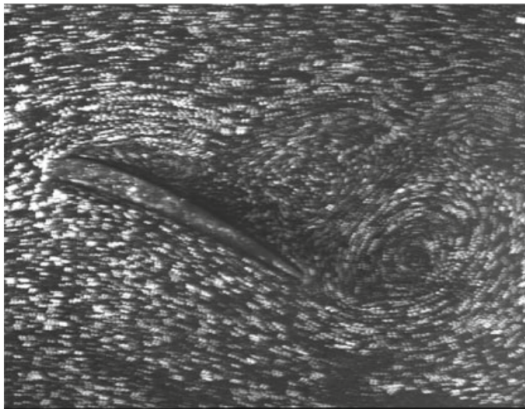
Plusieurs équipements sont nécessaires pour mesurer des champs de vitesses instantanées avec la technique *PIV* : un générateur de particules, une source lumineuse d'éclairage, des caméras, un système de synchronisation, et un système de numérisation et de traitement d'images. Dans ce manuscrit, nous décrirons la fonction de chaque élément à travers le dispositif expérimental mis en place pour étudier les écoulements autour des rotors.

#### **L'ensemencement**

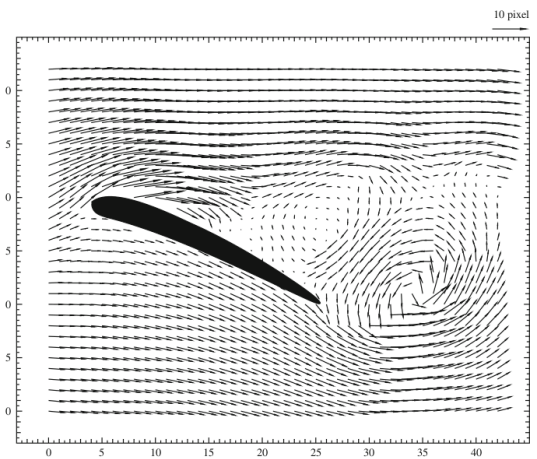
La fidélité d'une mesure des caractéristiques d'un écoulement monophasique par *PIV* dépend fortement de la qualité de l'ensemencement ou, en d'autres termes, de la qualité du nuage de particules créé dans l'écoulement. Générer un bon ensemencement n'a rien de trivial, car cela dépend de très nombreux facteurs, tels que la taille du plan dans lequel on souhaite obtenir les champs de vitesses, la résolution souhaitée, les caractéristiques des appareils optiques, la taille de la soufflerie et de la veine d'essai, *etc.*. De plus, il s'agit de trouver les paramètres d'ensemencement optimaux pour que les traceurs suivent fidèlement le mouvement des particules de fluide composant l'écoulement, tout en restant visibles par les caméras. Seule une combinaison appropriée de tout ces paramètres permet d'obtenir des champs de vitesses de bonne qualité. Comme il n'existe pas de règles quantitatives universelles garantissant l'obtention d'un bon ensemencement, celui-ci se fait de manière progressive



(a) L.Prandtl devant son tunnel hydrodynamique en 1901.



(b) Visualisation du décollement de la couche limite et d'une bulle de recirculation derrière un profil d'aile obtenu dans une réplique du tunnel de Prandtl.



(c) Champ instantané de vecteurs vitesses correspondant à l'écoulement de la figure (b).

FIGURE 2.3 – Quelques aspects historiques de la technique de vélocimétrie par images de particules *PIV* [73].

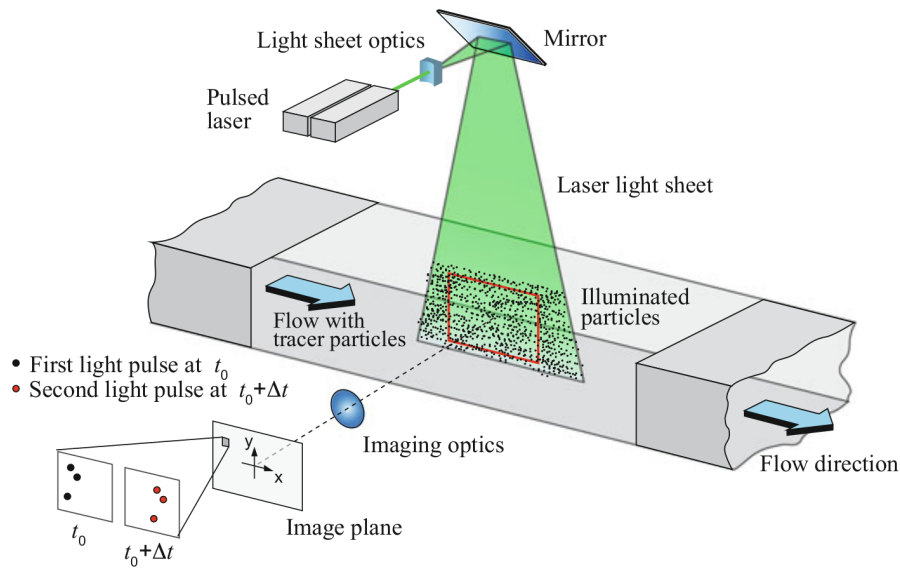


FIGURE 2.4 – Schéma descriptif de la technique de vélocimétrie par images de particules *PIV* [73].

et sa qualité repose souvent sur l'expérience de l'expérimentateur.

Parmi tous ces paramètres, deux influencent fortement la qualité de l'ensemencement : les propriétés physico-chimiques des particules utilisées, et la densité (ou distribution) des traceurs dans le plan de la nappe laser ciblée par les caméras, ou autrement dit, dans le plan d'intérêt.

Premièrement, du point de vue physico-chimique, les particules doivent être suffisamment petites pour suivre fidèlement les lignes de courant sans altérer les caractéristiques de l'écoulement et éviter la sédimentation, mais également suffisamment grandes pour être vues par les caméras. De plus, les traceurs doivent avoir un fort pouvoir de diffusion de la lumière dans la plage de longueurs d'onde du laser utilisé, afin de diffuser suffisamment la lumière et ainsi être visibles par les caméras lors de leur illumination.

Deuxièmement, l'expérimentateur peut agir sur la densité de traceurs au sein de l'écoulement. Qualitativement, on distingue trois modes d'ensemencement différents selon la concentration de particules sur une image de l'écoulement (Fig. 2.5). Lorsque la densité de particules est faible, il est possible de détecter et suivre individuellement chaque particule. Ce mode d'ensemencement est adapté lorsque que l'on réalise des mesures de vitesses par *Particle Tracking Velocimetry* ou *PTV*. Une concentration moyenne de particules est particulièrement adaptée pour les mesures de champs de vitesses par *PIV*. Il est également possible de discerner les traceurs avec ce mode d'ensemencement mais ils sont trop

## 2.1. INFRASTRUCTURE ET MOYENS DE MÉTROLOGIE

---

nombreux pour pouvoir les suivre individuellement entre deux images successives. Des déplacements moyens de groupes de particules sont alors calculés à l'aide de méthodes statistiques. C'est ce mode d'ensemencement que nous adopterons pour acquérir les champs de vitesses autour des rotor. Enfin, dans le cas d'une forte concentration de particules, il devient impossible de déterminer le déplacement moyen d'un ensemble de particules en raison d'une diffusion excessive de la lumière qui altère le contraste et peut saturer les caméras. La vitesse s'obtient alors *via* l'analyse de la figure d'interférence obtenue. Cette technique est appelée *Laser Speckle Velocimetry*.

La résolution des champs de vitesses obtenus par *PIV* dépend également fortement de la densité de particules dans le plan d'intérêt. En effet, l'image captée par les caméras est ensuite numérisée et découpée en plusieurs fenêtres d'interrogation (FI) pour lesquelles sont calculées les déplacements et les vitesses à l'aide de méthodes statistiques. Afin de pouvoir implémenter ces méthodes statistiques, il est conseillé d'avoir au minimum 8 - 10 particules par fenêtre d'interrogation. Ainsi, il s'agit de trouver un juste équilibre entre une densité de particules suffisamment élevée pour avoir une bonne résolution et une densité suffisamment faible pour ne pas diffuser trop la lumière. Cela aurait pour conséquence la diminution du contraste, la saturation en intensité des caméras et la difficulté à discerner les particules. C'est dans cette capacité à trouver le juste équilibre que résident les qualités d'un bon expérimentateur.

L'ensemencement de l'écoulement est réalisé à l'aide d'un générateur de particules 10F03 Dantec, de type *Laskin-Nozzle*, placé dans le divergent de la soufflerie. La veine d'essai étant semi-ouverte, un certain volume de particules sort de la soufflerie ce qui nécessite une alimentation régulière en particules. L'ajustement de la densité de particules se fait de manière qualitative en visualisant directement l'écoulement, et de manière quantitative en prenant quelques images à l'aide des caméras, et en comptant le nombre de particules dans une FI. Le fluide utilisé pour la génération des traceurs est

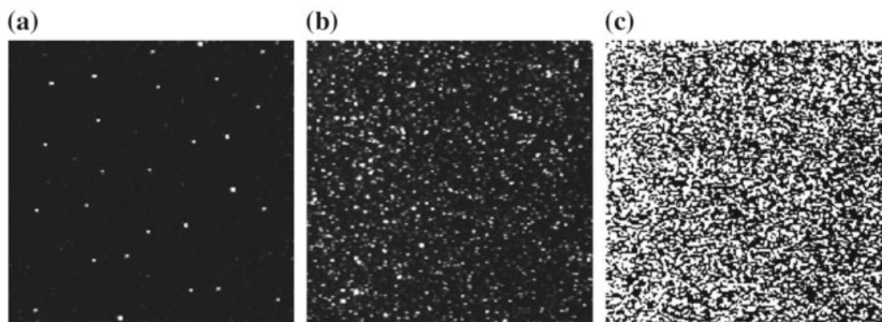


FIGURE 2.5 – Illustration des différents modes d'ensemencement [73].

## 2.1. INFRASTRUCTURE ET MOYENS DE MÉTROLOGIE

---

de l'huile d'olive, qui possède un pic d'absorption dans le domaine du visible entre 650 nm et 700 nm, suffisamment éloigné de la longueur d'onde du laser utilisé ( $\lambda_{\text{Laser}} = 532$  nm). En plus de n'être pas toxique, les gouttelettes d'huile peuvent rester en suspension dans l'air pendant plusieurs heures, et leur taille est faiblement sensible à des variations de conditions extérieures [73]. Le générateur de particules 10F03 Dantec est spécialement conçu pour réaliser un brouillard à l'intérieur d'un grand volume, comme dans une soufflerie fermée, en raison de son débit nominal d'éjection de particules élevé ( $\approx 10^{13}$  particules/seconde), ce qui permet d'ensemencer la veine d'essai de manière homogène en moins de 5 minutes. Le diamètre des particules éjectées est compris entre 1  $\mu\text{m}$  et 3  $\mu\text{m}$ , avec une valeur moyenne autour 2  $\mu\text{m}$ .

Le nombre de Stokes  $St$  est un indicateur permettant d'estimer la fidélité avec laquelle les traceurs suivent le mouvement de l'écoulement, notamment en présence d'un obstacle. Le nombre de Stokes est le rapport du temps de relaxation  $\tau_p$  d'une particule à l'intérieur d'un écoulement sur un temps caractéristique d'écoulement  $T$  :

$$St = \frac{\tau_p}{T}, \quad (2.1)$$

En première approximation, on peut assimiler le temps caractéristique d'écoulement  $T$  autour d'un rotor éolien au temps de passage des particules le long des pales, soit  $T = c/V_\infty$ , où  $c$  est la longueur de corde, et  $V_\infty$  la vitesse infini amont. Dans le cas de particules sphériques à l'intérieur d'un fluide visqueux s'écoulant à faible nombre de Reynolds, le temps de relaxation s'exprime selon :

$$\tau_p = \frac{\rho_h d_h^2}{18\mu_{air}} \quad (2.2)$$

où  $\rho_h$  et  $d_h$  sont respectivement la masse volumique et le diamètre des particules d'huile [73]. Cette expression est valide lorsque la vitesse des traceurs  $V_{tr}$  évolue de manière exponentielle :

$$V_{tr} = V_\infty \left[ 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_p}\right) \right]$$

Il convient de noter qu'à des nombres de Reynolds élevés, la résolution des équations du mouvement devient plus complexe et la vitesse des traceurs ne suit plus une évolution exponentielle. Cependant,  $\tau_p$  reste un indicateur pratique permettant d'évaluer la propension des particules à atteindre un équilibre de vitesse avec le fluide. Un traceur est adapté à l'écoulement si le nombre de Stokes est très inférieur à 1 [73, 76, 77]. L'application numérique avec  $\rho_h = 920 \text{ kg.m}^{-3}$ ,  $d_h = 2 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\mu_{air} = 1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$ ,  $c = 20 \text{ mm}$  et  $V_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$  donne  $St = 1.4 \times 10^{-3}$ , ce qui satisfait la condition  $St \ll 1$ .



### Les instruments optiques

#### ► *La source lumineuse*

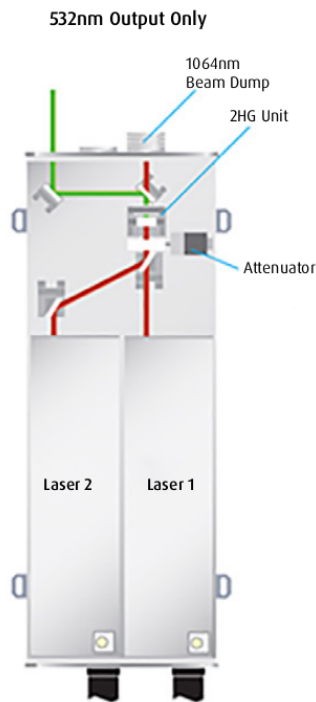
Les sources lumineuses habituellement utilisées pour les mesures par *PIV* sont les sources lasers, en raison de leur capacité à émettre un rayonnement monochromatique extrêmement directionnel et de grande énergie. Le laser utilisé au cours de nos expériences est le modèle Nano-L 200-15 de Litron Lasers Ltd (voir Fig. 2.6 pour les caractéristiques techniques). Il s'agit d'un laser pulsé, à double cavité de type Nd-YAG. Le milieu amplificateur est un cristal de Grenat d'Yttrium et d'Aluminium (YAG), de formule chimique  $Y_3Al_5O_{12}$ , dopé au néodyme triplement ionisé  $Nd^{3+}$ . Les cristaux de Nd-YAG ont une raie d'émission dans l'infrarouge, à 1064 nm, mais l'utilisation de matériaux optiquement non linéaires permet de doubler la fréquence d'émission et d'émettre une lumière verte à 532 nm. Le laser Nano-L 200-15 est équipé d'un générateur d'harmonique de rang 2 (*2HG Unit*) comprenant un cristal de doublement de fréquence et des miroirs de séparation dichroïque (Fig. 2.6). Ce module permet l'émission d'un rayonnement à 532 nm. Chaque cavité résonnante du laser émet un rayonnement de 200 mJ par impulsion avec une fréquence maximale d'émission des pulses de 15 Hz. Le diamètre du faisceau laser est de 4 mm, avec une divergence d'environ 2.5 mrad.

Le laser est positionné au-dessus de la veine d'essai, sur une plaque en plexiglas percée afin de permettre le passage du rayon laser. Une lentille semi-cylindrique est utilisée pour former une nappe laser parallèle à la direction principale de l'écoulement, et passant par l'axe de rotation du rotor. Afin d'éviter les réflexions susceptibles de perturber les mesures, la nacelle métallique du rotor a été recouverte d'une peinture noire mate. De plus, de la peinture noire mate était systématiquement pulvérisée sur les rotors avant chaque essai expérimental. Enfin, pour assurer un contraste maximal, toutes les sources de lumière indésirable dans la soufflerie ont été éliminées afin de réaliser les mesures dans une obscurité complète.

#### ► *Les capteurs optiques*

Nous avons utilisé des capteurs photographique *CCD* (*Charge Coupled Device*) FlowSense 4M MkII de la société Dantec Dynamics pour capter la lumière diffusée par les traceurs. Ces caméras ont une résolution de  $2048 \times 2048$  pixels<sup>2</sup>, une taille de pixel de 7.4  $\mu\text{m}$ , et un nombre de niveau de gris codé sur 12 bits. Les caméras sont équipées d'objectifs Micro-Nikkor AF 60 mm f/2.8D et sont connectées à des cartes d'acquisitions d'images NI PCI-1428 (*frame grabber*) qui permettent de

## 2.1. INFRASTRUCTURE ET MOYENS DE MÉTROLOGIE



Model	Nano L 200-15 PIV
<b>Repetition Rate</b> per Laser Head (Hz)	0-15
<b>Output Energy at 532nm</b> per Laser Head <sup>(1)</sup> (mJ)	<b>200</b>
<b>Parameter</b>	
Pulse - Pulse Stability (±%)	2
Beam Diameter (mm)	6.5
Beam Divergence (mrad)	~3
Pulse Length @ 1064nm (ns)	6-9
Pointing Stability (μrad)	<100
Resonator Type	Stable
Lamp Life (pulses)	>5x10 <sup>7</sup>
Timing Jitter (ns)	<0.5
<b>Services</b>	
Voltage (VAC)	110-250
Frequency (Hz)	47-63
Power	Single Phase
Ambient <sup>(2)</sup> (°C)	5-35
Consumption (W)	<800
Cooling	Air
Power supply	LPU550

(1) At maximum rep. rate.

(2) 0-80% non condensing atmosphere.

FIGURE 2.6 – Caractéristiques techniques du Laser Nano-L 200-15 de Litron Lasers Ltd [78].

commander le déclenchement des caméras, de stocker temporairement les images et de les transférer vers un ordinateur.

Le nombre, la position et l'orientation des caméras dépendent du nombre de composantes du champ de vitesses désiré, ainsi que du nombre et de la dimension des plans d'intérêts. Nous disposons au laboratoire de deux caméras *CCD* équipées des dispositifs adaptés à la technique *PIV*. En fonction du rotor et des objectifs de l'étude, nous avons effectué des mesures des deux composantes ( $V_r, V_z$ ) ou des trois composantes ( $V_r, V_\theta, V_z$ ) du champ de vitesses dans un plan 2D (*PIV* 2D2C et *SPIV* 2D3C). Dans le cas d'une *SPIV* 2D3C, nous sommes limités à l'étude dans un seul plan car deux caméras sont nécessaires pour reconstruire la composante de vitesse hors-plan  $V_\theta$  (voir la Fig. 2.7). En revanche, dans le cas d'une *PIV* 2D2C, nous pouvons mesurer les champs de vitesses dans deux plans car chaque plan ne nécessite qu'une seule caméra. Des schémas de l'installation expérimentale dans la soufflerie pour ces deux configurations sont proposés à la Fig. 2.9. Dans les deux cas, les caméras sont positionnées sur un même profilé en aluminium NORCAN afin de solidariser le dispositif.

La *PIV* stéréoscopique, ou *SPIV*, repose sur le principe de l'imagerie stéréoscopique. Deux caméras

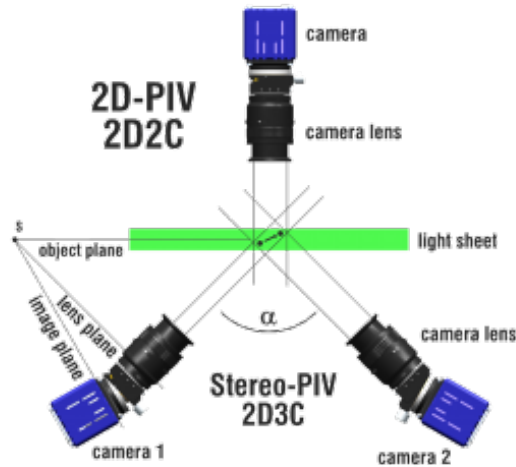


FIGURE 2.7 – Schéma de principe du positionnement des caméras dans le cas d’une mesure par *PIV* 2D2C et par *SPIV* 2D3C proposé par LaVision Inc. [79]. Un dispositif Scheimpflug est intercalé entre l’objectif des caméras 1 et 2 et le capteur *CCD* en bleu dans le cas de la configuration 2D3C.

sont utilisées pour cibler les particules éclairées par la nappe laser avec des angles différents. La projection des déplacements dans le plan de référence, selon chaque point de vue, permet de reconstruire le déplacement réel des particules dans la section de mesure (voir Fig. 2.8). Pendant l’installation du dispositif, nous cherchions à obtenir un angle entre les caméras proche de  $90^\circ$  afin d’augmenter la précision de la mesure de la composante hors plan du champ de vitesses [73, 75]. Une telle visée oblique induit une distance variable entre le plan de référence et l’objectif, ce qui a pour conséquence la réduction de la netteté de l’image captée par les caméras sur les bords du plan de mesure. Afin de focaliser sur l’ensemble du plan de mesure et augmenter la netteté de l’image, un montage optique Scheimpflug est intercalé entre l’objectif et la caméra (voir la configuration 2D3C à la Fig. 2.7). Ce dispositif permet d’incliner les caméras par rapport aux objectifs afin de rendre parallèles le plan de l’image, le plan de l’objectif et le plan du capteur *CCD*, et permet ainsi de s’assurer de la netteté sur toute la surface de l’image (loi de Scheimpflug). Davantage d’informations sur les dispositifs de *SPIV*, les méthodes de reconstruction, les aberrations optiques et les incertitudes associées peuvent être trouvées dans les Réfs. [80, 81, 82, 83].

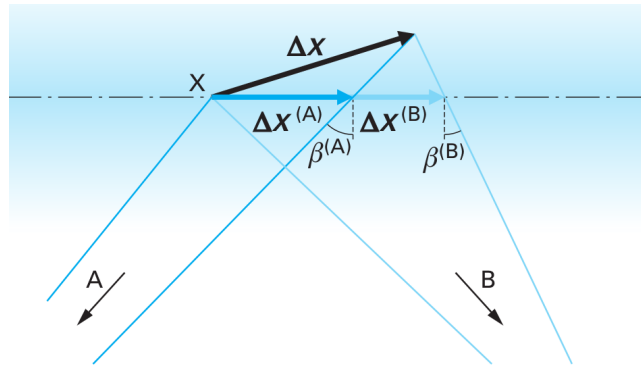


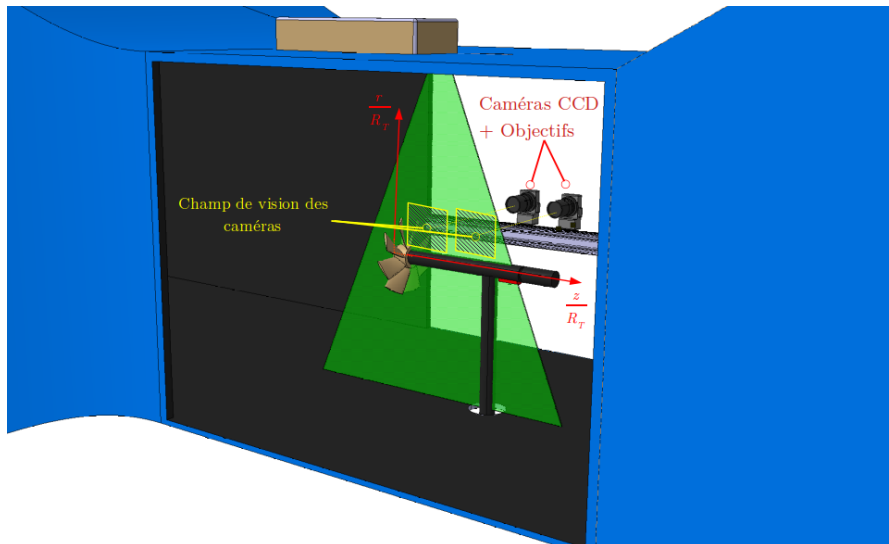
FIGURE 2.8 – Illustration du déplacement d’un traceur selon le point de vue de chaque caméra lors d’une mesure par *SPIV*.  $\Delta X$  est le déplacement réel du traceur et  $\Delta X^{(A,B)}$  sont les déplacements mesurés par les caméras A et B dans le plan d’étude [80].

### 2.1.2.2 Délai et modes d’acquisition d’images

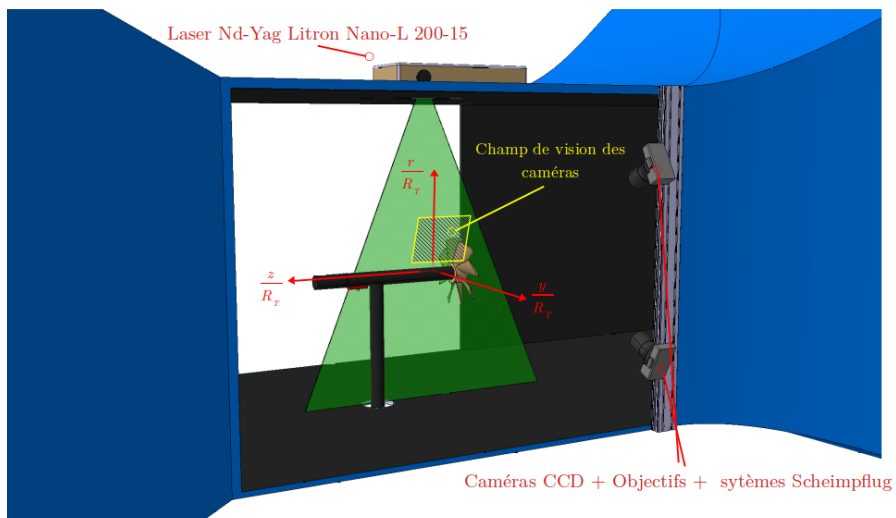
Lors de l’acquisition d’images, il est essentiel d’ajuster deux paramètres temporels : le délai  $\Delta t$  entre les deux images d’une même paire, et le délai entre l’acquisition de deux paires d’images. Nous avons utilisé une carte d’acquisition NI PCI-6601, et le logiciel commercial Dynamic Studio de la société Dantec Dynamics (version 4.15.115), afin de contrôler ces deux paramètres temporels et de synchroniser le déclenchement de la nappe laser avec la prise d’images.

► *Le délai  $\Delta t$*

Le réglage du délai  $\Delta t$  entre deux images successives d’une même paire est une étape importante lors de la réalisation d’une *PIV*. Qualitativement, ce délai doit être suffisamment long pour observer un déplacement significatif des particules entre les deux images de la paire. Cela permet de réduire l’incertitude sur le déplacement lors du calcul du pic de corrélation, comme évoqué dans le sous-chapitre suivant. Cependant, il doit être également suffisamment court pour éviter un déplacement trop important des particules entre les deux images, ce qui peut rendre difficile la corrélation des images (par exemple, si un grand nombre de particules sortent du champ de vision des caméras). Ainsi, le délai entre les deux images successives d’une paire dépend du post-traitement des images, en particulier de la taille des fenêtres d’interrogation utilisées pour mailler les images. Généralement, la valeur de  $\Delta t$  est fixée de manière à ce que le déplacement des particules entre les deux images soit compris entre un quart et un tiers de la taille d’une fenêtre d’interrogation. Cela permet de garantir que la position du pic de corrélation par rapport au centre de l’image représente fidèlement le déplacement moyen du



(a) *PIV* 2D2C



(b) *SPIV* stéréoscopique 2D3C

FIGURE 2.9 – Représentations schématiques des deux configurations expérimentales permettant l'acquisition des champs de vitesses par *PIV*.

## 2.1. INFRASTRUCTURE ET MOYENS DE MÉTROLOGIE

---

$V_\infty$ [m.s <sup>-1</sup> ]	5	10	15	20
$\Delta t$ [μs]	150	120	90	60

TABLE 2.1 – Délais entre l’acquisition des deux images d’une même paire en fonction de la vitesse du vent dans la soufflerie.

groupe de particules.

Connaissant la taille d’une fenêtre d’acquisition et l’ordre de grandeur de la vitesse maximale de l’écoulement, on peut estimer la distance parcourue par les particules pendant la durée  $\Delta t$ , et ainsi déterminer un délai adéquat entre l’acquisition des deux images successives. Au vu des caractéristiques des objectifs, de la distance entre les caméras et le rotor (environ 1 m), et des capacités de l’ensemenceur, nous avons opté pour une taille minimale de fenêtre d’interrogation de  $32 \times 32$  pixels<sup>2</sup>. Grâce aux images acquises lors des premiers essais expérimentaux, nous avons remarqué que cette taille de FI permet d’obtenir une densité moyenne de particules d’au moins 10 traceurs par fenêtre, et ce, de manière relativement stationnaire et sans saturation en lumière des capteurs *CCD*. Nous avons toutefois réalisé des essais avec une taille de fenêtre plus petite, égale à  $16 \times 16$  pixels<sup>2</sup>, dans le but d’augmenter la résolution spatiale. Il convient de souligner qu’une réduction de moitié de la taille d’une FI carrée nécessite une multiplication par 4 du nombre de particules dans le plan d’intérêt pour maintenir une densité de particules similaire, ce qui implique une augmentation au moins équivalente dans la soufflerie. Deux limites se sont manifestées dans ces conditions expérimentales. Tout d’abord, nous arrivions à la limite des capacités de l’ensemenceur, car il était nécessaire de maintenir une alimentation en particules continue dans la soufflerie afin d’obtenir une densité relativement stationnaire dans les FI. Deuxièmement, en raison du grand nombre de particules, la quantité de lumière diffusée et captée par les capteurs *CCD* était trop importante, ce qui entraînait une réduction du contraste et parfois une saturation des caméras.

Ainsi, en prenant en compte les limitations de résolution de notre dispositif ainsi que les vitesses expérimentales auxquelles les rotors seront testés ( $V_\infty = 5 - 10 - 15 - 20$  m.s<sup>-1</sup>), nous avons pu calculer le délai optimal  $\Delta t$  entre deux impulsions lumineuses (voir le Tab. 2.1).

### ► Modes d’acquisition d’images PIV

Deux modes d’acquisitions d’images ont été mis en œuvre lors des campagnes d’essais, à savoir la *PIV* synchronisée (*Phase-locked PIV*) et la *PIV* non synchronisée (*Phase-averaged PIV*). Il est

important de noter que l'acquisition d'images se fait à vitesse spécifique constante.

La *PIV* synchronisée consiste à synchroniser le déclenchement du laser et la prise d'images avec la position angulaire d'une pale du rotor afin d'obtenir des champs de vitesses instantanés pour une même position de pale. Pour ce mode d'acquisition, les appareils optiques sont déclenchés à l'aide d'un capteur optique laser de la société Keyence. Le rayon laser vise l'arbre du rotor sur lequel est collée une surface réfléchissante métallique. À chaque révolution du rotor, le front montant d'intensité résultant de la réflexion du laser est détecté par le capteur optique et entraîne le déclenchement de la nappe laser et la prise d'images. De cette manière, les paires d'images sont obtenues pour une position des pales identique. Pour chaque point de fonctionnement étudié, 200 paires d'images sont enregistrées afin d'obtenir 200 champs de vitesses instantanés. Ces champs de vitesses sont ensuite moyennés arithmétiquement afin d'obtenir un unique champ de vitesse pour une phase angulaire du rotor (*Phase-locked velocity fields*).

Dans le cas d'une *PIV* non synchronisée, également appelée *PIV* moyennée, l'acquisition d'images n'est pas synchronisée avec le passage d'une pale à une position particulière mais contrôlée par une horloge interne. Les paires d'images sont donc obtenues pour des positions aléatoires du rotor. Il est possible d'obtenir les champs de vitesses moyens autour des rotors en effectuant la moyenne arithmétique des champs de vitesses instantanés calculés sur un nombre important de paires d'images. Ce type de champ est désigné en anglais sous le terme *Phase-averaged velocity fields*. L'horloge interne est fixée à 2 Hz lors des *PIV* non synchronisées, ce qui revient à prendre une paire d'images toutes les 0.50 s. La fréquence d'acquisition n'influence pas le calcul des champs de vitesses, à condition qu'elle ne soit pas un multiple entier de la fréquence de passage des pales. De plus, l'étude de l'influence du nombre d'images (NI) sur la forme des profils de vitesse montre que 500 paires d'images suffisent pour que les profils moyens de vitesse convergent (voir Fig. 2.10). Le procédé d'obtention des champs et profils de vitesse est décrit dans le paragraphe suivant. Les champs moyens de vitesse, obtenus par *PIV* non synchronisée, seront ainsi calculés à partir de 500 paires d'images.

### 2.1.2.3 Traitement numérique des images

Nous détaillons ici le processus permettant d'obtenir des champs de vitesses 2D2C à l'aide d'une paire d'images (*PIV* 2D2C).

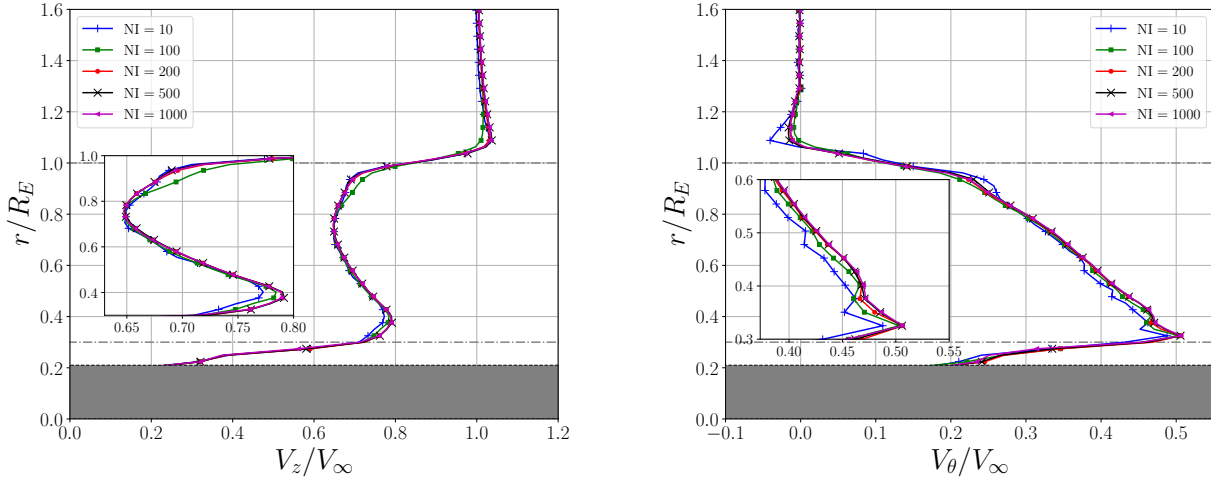


FIGURE 2.10 – Convergence en nombre d’images (NI) des profils moyens de vitesses. Les profils moyens de vitesse axiale  $V_z/V_\infty$  et de vitesse tangentielle  $V_\theta/V_\infty$  ont été obtenus par *SPIV* 2D3C derrière un rotor de diamètre 200 mm opérant à la vitesse spécifique  $\lambda = 1$ , et sous une vitesse d’écoulement de  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . Les profils moyens ont été tracés pour une distance  $z/R_E = 1$  de l’origine du repère, qui se situe à l’intersection du bord d’attaque avec l’axe de rotation.

### Corrélation croisée d’images numériques

Il existe plusieurs méthodes optiques et numériques permettant de calculer un champ de déplacement à partir d’une paire d’images séparées par un intervalle de temps court [73, 74]. Toutefois, les méthodes numériques reposant sur le principe de corrélation croisée d’images numériques sont les plus répandues et sont intégrées dans la plupart des logiciels commerciaux. Un schéma vulgarisé du processus d’obtention des champs de vitesses à partir de la paire d’images est présenté à la Fig. 2.11.

La première étape de cette méthode consiste à découper les images en plusieurs fenêtres d’interrogation en lui appliquant un maillage spécifique. Les déplacements moyens des groupes de particules sont calculés en effectuant la corrélation croisée des deux images successives pour chaque fenêtre d’interrogation [73, 74, 75]. En quelques mots, la corrélation croisée est une mesure de la similitude entre deux signaux en fonction du décalage spatial de l’un par rapport à l’autre. En maximisant la corrélation croisée entre les deux signaux, il est possible de déterminer le décalage spatial qui les sépare. En s’appuyant sur la Fig. 2.12, la corrélation croisée d’une paire d’images se calcule pour chaque FI



selon :

$$\Gamma(i, j) = \frac{1}{n^2} \sum_{m=0}^{n-1} \sum_{l=0}^{n-1} I_t(m-i, l-j) I_{t+\Delta t}(m, l) \quad (2.3)$$

Dans cette formule,  $n$  correspond à la la taille du côté de la FI en pixels.  $I_t(m-i, l-j)$  représente la valeur du pixel de la FI au point de coordonnée  $(m-i, l-j)$  à l'instant  $t$  (première image).  $I_{t+\Delta t}(m, l)$  est la valeur du pixel de la FI au point de coordonnées  $(m, l)$  à l'instant  $t + \Delta t$  (seconde image). La valeur d'un pixel est l'intensité lumineuse du pixel, représentée par une valeur numérique comprise entre 0 et 255.

La position du pic de corrélation par rapport au centre de la fenêtre d'interrogation correspond au déplacement le plus probable du groupe de particules, noté  $d$  sur le schéma de principe. La recherche du pic se fait par transformée de Fourier rapide, moins coûteuse en nombre d'opérations ; le théorème de Wiener-Khintchine permettant de transformer la fonction de corrélation croisée spatiale dans le domaine fréquentiel. Connaissant le champ de déplacement et le délai  $\Delta t$  entre les deux images, le vecteur vitesse s'obtient simplement par la relation  $\mathbf{V} = d/\Delta t$ .

### Adaptation de la taille des FI et détection des traceurs

Afin d'améliorer la précision et la résolution spatiale du champ de déplacement, nous avons utilisé l'algorithme *Adaptive PIV* du logiciel commercial Dynamic Studio. Cet algorithme permet de réaliser des calculs successifs de corrélation croisée en adaptant la taille de la fenêtre d'interrogation à chaque itération, en fonction des caractéristiques locales de l'écoulement [84]. En paramétrant correctement l'algorithme, il est possible de réduire la taille des fenêtres d'interrogation dans les zones présentant

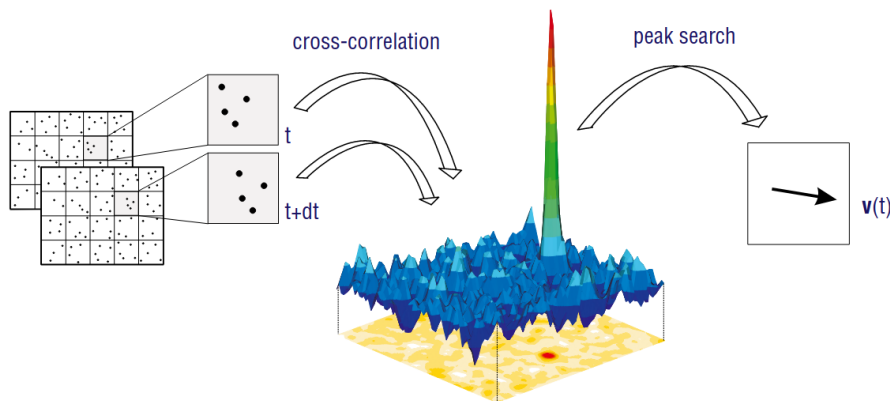


FIGURE 2.11 – Schéma de principe du traitement numérique d'une paire d'images [79].

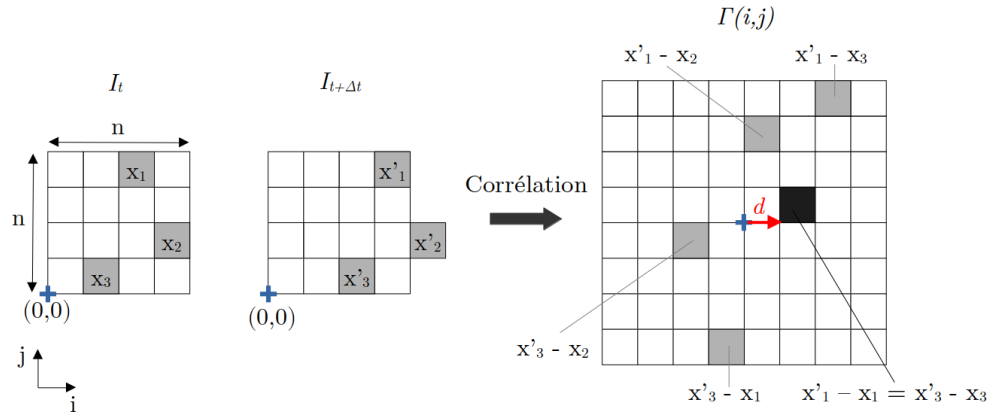


FIGURE 2.12 – Schéma de principe du calcul de la corrélation croisée de deux images pour une FI. Les carrés grisés sont des particules.  $d$  est le déplacement le plus probable du groupe de particules. La corrélation croisée de la particule  $x'_1$  avec la particule  $x_2$  s'obtient en soustrayant les coordonnées de  $x'_1$  (3,3) à celles de  $x_2$  (3,1). Un carré grisé à la coordonnée (0,2) sur la carte de corrélation  $\Gamma(i, j)$  permet d'identifier le résultat du calcul de corrélation entre ces deux particules. L'intensité du carré noir, situé à la coordonnée (1,0), est plus intense car les calculs de corrélations croisées de  $x'_1$  avec  $x_1$  et de  $x'_3$  avec  $x_3$  aboutissent au même résultat (1,0), qui correspond au déplacement le plus probable.

une forte concentration de particules ou des gradients de vitesse élevés. De plus, il est possible de déplacer les FI entre les deux images d'une même paire, selon le déplacement moyen des particules, calculé lors d'une itération précédente. Ce procédé permet d'éviter la perte de particules sortantes de la fenêtre d'interrogation entre deux images successives, comme illustré par la particule  $x'_2$  sur la Fig 2.12, et contribue à diminuer l'incertitude sur le calcul du pic de corrélation.

Nous avons utilisé les paramètres suivants pour le maillage des images et le calcul des champs de vitesses autour des rotors :

- Taille minimale d'une FI :  $32 \times 32$  pixels<sup>2</sup>.
- Taille maximale d'une FI :  $64 \times 64$  pixels<sup>2</sup>.
- Pas entre deux maillages successifs :  $8 \times 8$  pixels<sup>2</sup>.

La taille des FI entre chaque itération s'adapte de manière à respecter les conditions suivantes concernant la densité de particules et les gradients de vitesse :

- Un nombre minimum de 10 particules par FI.
- $\left| \frac{\partial V_z}{\partial z} \right|, \left| \frac{\partial V_z}{\partial r} \right|, \left| \frac{\partial V_r}{\partial z} \right|, \left| \frac{\partial V_r}{\partial r} \right| \leq 0.10 \text{ s}^{-1}$ .
- $\sqrt{\left( \frac{\partial V_z}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_z}{\partial r} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_r}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial V_r}{\partial r} \right)^2} \leq 0.20 \text{ s}^{-1}$ .

En ce qui concerne la détection des traceurs sur les images, elle repose sur la mesure de l'intensité des pixels et la comparaison à une intensité moyenne. Les pixels identifiés comme des particules sont ceux dont le niveau de gris est 5 fois supérieur au bruit optique.

### Validation du pic de corrélation et des vecteurs vitesses

Après calcul des pics de corrélation pour chaque FI par corrélations croisées successives, une phase de validation des résultats est implémentée dans l'algorithme *Adaptive PIV*. Cette phase se déroule en deux étapes : la première consiste à valider les pics de corrélation, et la seconde vise à comparer les vecteurs vitesses avec leurs plus proches voisins.

Tout d'abord, un pic de corrélation est considéré comme valide si les trois conditions suivantes sont satisfaites :

- La hauteur du pic de corrélation normalisé doit être supérieure à une valeur limite (*Peak height*  $\geq 0.10$ ).
- Le pic de corrélation dominant doit être 1.5 fois plus grand que les autres pics existants dans la FI (*Peak height ratio*  $\geq 1.5$ );
- Le rapport entre la hauteur du pic de corrélation dominant et le bruit optique doit être supérieur à une valeur limite (*S/N ratio*  $\geq 10$ )

La fenêtre *Normalized Cross-Correlation Map* à la Fig. 2.13 montre une carte de corrélation croisée normalisée pour une FI. Les trois conditions étant satisfaites, le pic de corrélation est considéré comme étant valide. La position du pic de corrélation par rapport au centre de la FI (*Peak position [pixels]* :  $(-0.89, 4.82)$ ) correspond au déplacement moyen du groupe de particules occupant cette FI pendant le délai  $\Delta t$ . Si un pic de corrélation n'est pas validé, le vecteur déplacement associé à cette FI sera substitué par un vecteur déplacement moyen, calculé à l'aide des vecteurs déplacements voisins.

La deuxième étape de validation consiste à détecter et à substituer les vecteurs vitesses n'ayant pas de sens physique. Ils sont facilement détectables sur les champs de vitesses en raison de leur direction ou de leur norme nettement différente de celle de leurs plus proches voisins. Pour les détecter numériquement, nous avons utilisé le test de validation proposé par Westerweel et Scarano, appelé *Universal Outlier Detection* [85, 86]. Ce test consiste à comparer le vecteur déplacement d'une FI  $d_0$  à un vecteur déplacement médian  $d_m$  calculé sur les  $N \times N$  FI voisines. Si le résidu  $r'_0$  est supérieur à

une valeur limite, le vecteur déplacement  $d_0$  est substitué par le vecteur déplacement médian  $d_m$ . Le résidu  $r'_0$  est calculé selon :

$$r'_0 = \frac{|d_0 - d_m|}{r_m + \epsilon} \quad (2.4)$$

avec  $r_m$  la médiane des résidus  $r_i = |d_i - d_m|$  où  $i \in [1; N^2 - 1]$ .  $\epsilon$  est un coefficient qui traduit les fluctuations existantes sur les résidus lors du calcul de corrélation. Ce coefficient permet d'éviter que  $r'_0$  diverge dans le cas d'un écoulement purement axial pour lequel  $r_m$  tendrait vers 0. Westerweel *et al.* [87] recommandent une valeur  $\epsilon = 0.1$  pixel, qui correspond approximativement à l'incertitude sur le calcul de corrélation due au bruit optique. Pour nos mesures de champs de déplacement, nous avons utilisé  $5 \times 5$  FI pour le calcul du résidu  $r'_0$ . Un vecteur déplacement était considéré comme valide si  $r'_0 \leq 2$ , ce seuil étant également recommandé par Westerweel *et al.* [86].

Un exemple de champ instantané de vecteurs vitesses ( $V_r, V_z$ ) est présenté à la Fig. 2.13. Les vecteurs vitesses valides sont représentés en bleu, tandis que vecteurs vitesses substitués sont en vert. Seuls quelques vecteurs vitesses ont été substitués, principalement localisés sur le bord de l'image.

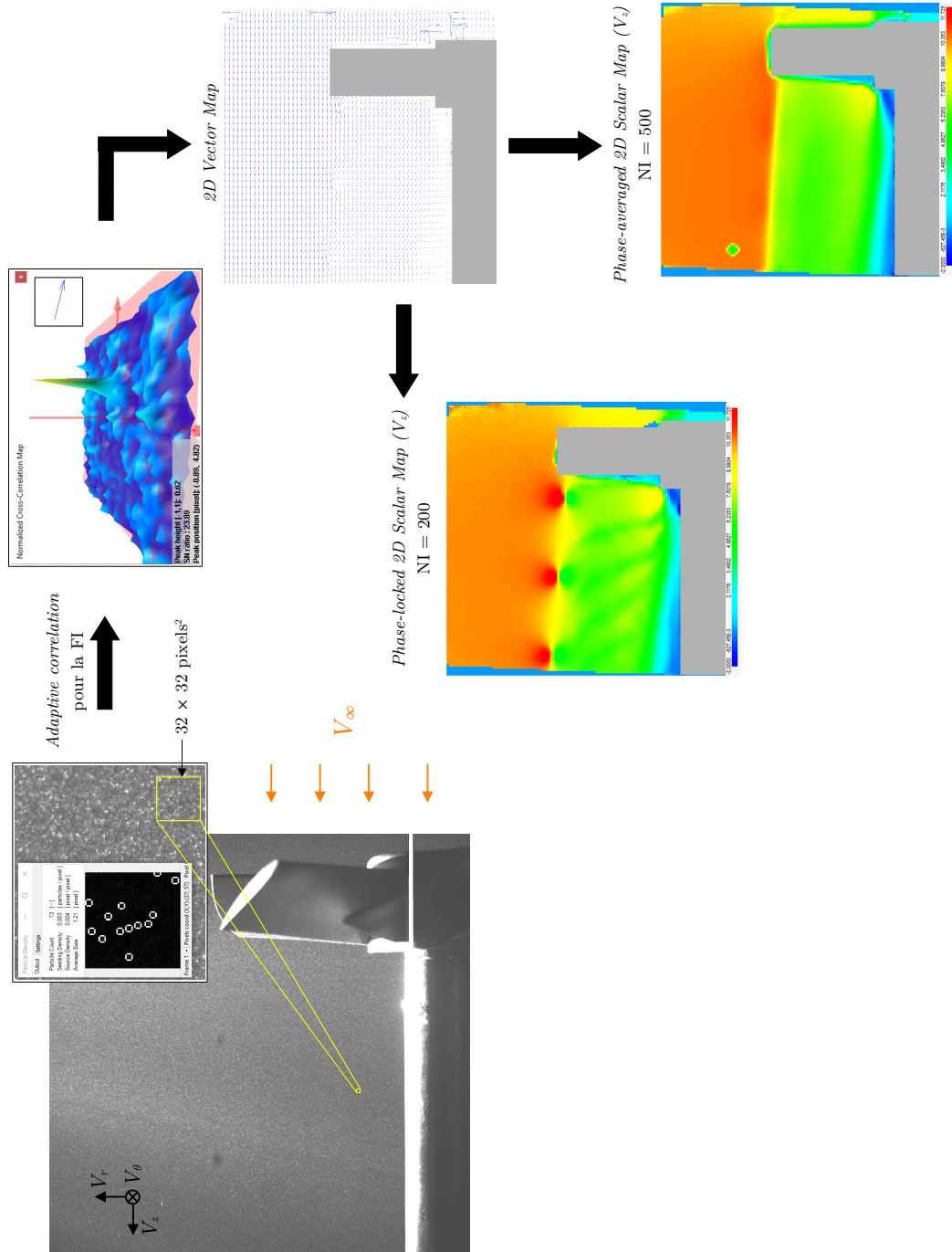


FIGURE 2.13 – Illustration graphique du processus d’obtention des champs de vitesses autour d’un rotor de diamètre 300 mm, étudié au cours de la présente thèse, à l’aide de la technique *SPIV*.

## 2.2 Banc d'essai : calibration et protocole de mesure

### 2.2.1 Contrôle de la vitesse du vent dans la soufflerie

La vitesse d'écoulement à l'intérieur de la veine d'essai, notée  $V_\infty$ , est calculée de manière indirecte en mesurant la différence de pression entre la cabine d'acquisition, où l'air est immobile et à la pression atmosphérique  $p_{\text{atm}}$ , et la veine d'essai. La mesure de pression différentielle est effectuée par un micro-manomètre numérique Furness FC0510. La vitesse dans la veine d'essai s'obtient en appliquant le théorème de Bernoulli entre la prise de pression située dans la cabine d'acquisition (notée A) et celle située dans la veine d'essai (notée B) :

$$p_{\text{atm}} + \rho \frac{V_A^2}{2} = p_B + \rho \frac{V_\infty^2}{2} \quad (2.5)$$

soit finalement avec  $V_A = 0$  :

$$V_\infty = \sqrt{\frac{2(p_B - p_{\text{atm}})}{\rho}} \quad (2.6)$$

La pression atmosphérique est lue sur un baromètre au mercure installé dans la cabine d'acquisition. En admettant que l'air se comporte comme un gaz parfait, la masse volumique de l'air s'obtient à partir de la loi d'état des gaz parfaits :

$$\rho = p_{\text{atm}}/r_{\text{air}}T \quad (2.7)$$

avec  $T$ , la température et  $r_{\text{air}} = 287 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . La température à l'intérieur de la veine d'essai est mesurée par l'intermédiaire d'un thermomètre à résistance de platine avec affichage numérique et transmission analogique (modèle ITI 20 de la société AOIP).

D'un point de vue pratique, le réglage de la vitesse de l'écoulement dans la veine d'essai se fait par lecture visuelle de la différence de pression sur le manomètre numérique, et par variation graduelle de la vitesse de rotation du ventilateur à l'aide du potentiomètre branché sur le variateur. Les essais expérimentaux avec les rotors sont menés une fois que la différence de pression est stabilisée. Les signaux temporels de pression dynamique  $p_d$  et de température  $T$  provenant des capteurs sont systématiquement mesurés et enregistrés lors des essais avec les rotors.

Au regard du diamètre des éoliennes testées, allant de 300 mm à 100 mm, et de la taille de la veine d'essai, nous pourrions raisonnablement négliger l'influence des parois sur les performances des rotors,

## 2.2. BANC D'ESSAI : CALIBRATION ET PROTOCOLE DE MESURE

ou en d'autres termes, les effets de bords. En effet, le taux de blocage calculé avec une éolienne de 300 mm de diamètre dans notre soufflerie est inférieur à 5%, valeur limite à partir de laquelle il est recommandé de corriger les résultats obtenus en soufflerie [88].

### 2.2.2 Mesure des performances globales

Le banc d'essai présenté dans cette section permet d'obtenir expérimentalement l'évolution du coefficient de puissance  $C_p$  et du coefficient de couple  $C_\tau$  en fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$ . En guise de préambule, rappelons les définitions de ces trois grandeurs adimensionnelles :

$$C_p = \frac{\tau\omega}{\frac{1}{2}\rho\pi R_E^2 V_\infty^3} \quad C_\tau = \frac{\tau}{\frac{1}{2}\rho\pi R_E^3 V_\infty^2} \quad \lambda = \frac{R_E\omega}{V_\infty}$$

La stratégie employée pour faire varier la vitesse spécifique entre deux points de mesure consiste à maintenir la vitesse du vent incident  $V_\infty$  constante, et à faire varier la vitesse angulaire du rotor  $\omega$  entre deux acquisitions. Ainsi, le nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement dans la soufflerie est identique entre les différents points de mesure.

Le rotor étudié est monté sur une nacelle de 700 mm de long, attachée à un mât de 530 mm de

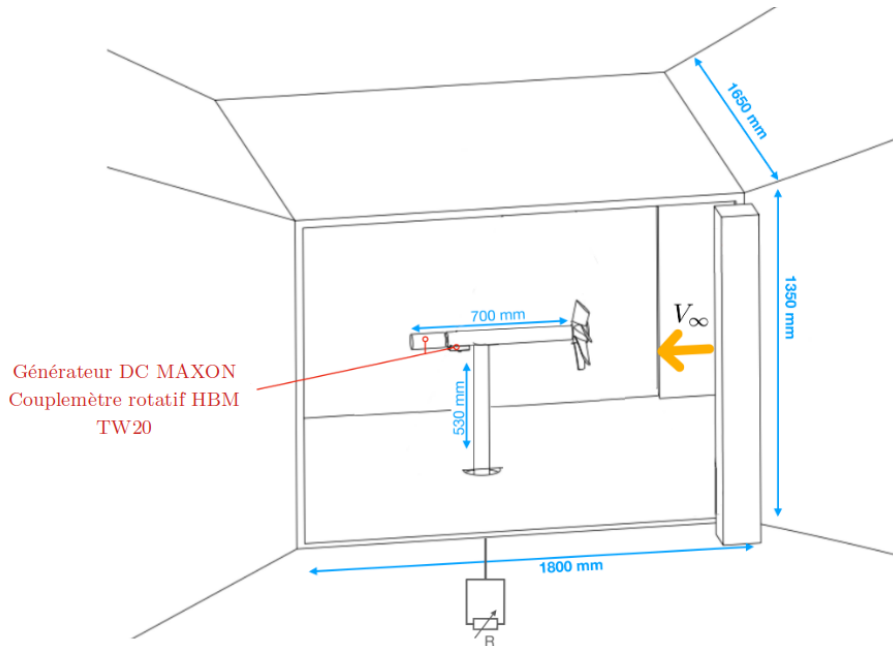


FIGURE 2.14 – Représentation schématique du banc d'essai permettant l'obtention des courbes caractéristiques d'un rotor  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$ .

hauteur, placé au centre de la veine d'essai (voir Fig. 2.14). Le rotor est fixé à un arbre sur lequel est monté un couplemètre rotatif HBM-TW20, ainsi qu'un moteur électrique à courant continu Maxon. Le couplemètre mesure des couples compris entre 0 N.m et 2 N.m, avec une précision de  $\pm 0.004$  N.m. Il est équipé d'un système optique de mesure de la vitesse de rotation qui délivre 360 pulsations par révolution d'arbre. Le moteur à courant continu Maxon est utilisé comme un générateur, son arbre étant entraîné mécaniquement par l'arbre sur lequel l'éolienne est fixée. Plusieurs accouplements et roulements permettent d'assurer les liaisons mécaniques. Une résistance variable, branchée aux bornes du générateur, permet de faire varier le point de fonctionnement du générateur en appliquant un couple résistant.

Les caractéristiques  $\mathcal{U} = f(\mathcal{N})$  et  $\mathcal{I} = g(\tau)$  du moteur électrique, où  $\mathcal{U}$  et  $\mathcal{I}$  sont respectivement la tension et l'intensité aux bornes du moteur, ont été déterminées à l'aide d'un multimètre et du couplemètre (Fig. 2.15).  $\mathcal{N}$  est la vitesse de rotation en  $\text{tr.min}^{-1}$ . Ces mesures ont été réalisées avec l'arbre du moteur accouplé au couplemètre, qui est à son tour accouplé à l'arbre du rotor. Ainsi, le couple mesuré  $\tau$  n'est pas uniquement égal au couple moteur, mais comprend les couples de friction des composants situés entre le moteur et le couplemètre.

La caractéristique de tension du moteur  $\mathcal{U} = 0.0131\mathcal{N}$  a été obtenue en faisant varier la tension aux bornes du moteur, et en mesurant la vitesse de rotation de l'arbre à l'aide du couplemètre (Fig. 2.15a). Nous pouvons remarquer l'existence d'un couple non nul à  $\mathcal{N} = 0 \text{ tr.min}^{-1}$  (proche de 0.035 N.m) qui correspond à un *offset* du couplemètre (Fig. 2.15b). Celui-ci a été systématiquement relevé avant et après chaque série de mesures, puis retranché du couple mesuré lors du fonctionnement des rotors. On peut également visualiser une légère augmentation du couple à charge nulle lorsque la vitesse de rotation augmente. Cela témoigne de l'apparition de frottements visqueux dans la génératrice ainsi que des frottements dynamiques à l'intérieur des roulements. Ces éléments ne seront pas soustraits du couple pour le calcul des coefficients de puissance et de couple des rotors. La caractéristique d'intensité a été obtenue avec une éolienne en fonctionnement afin de générer un couple sur l'arbre du moteur, ce dernier étant alors en mode générateur (Fig. 2.15c). L'*offset* de couple  $\tau_{offset}$  a été soustrait au couple mesuré par le couplemètre  $\tau$ . Ainsi, le couple résiduel à courant nul ( $\tau_0 = 0.16/8.21 = 0.019$  N.m) correspond au couple de frottement statique de l'ensemble de la chaîne de transmission (Fig. 2.15b). C'est également le couple que doit produire une éolienne pour commencer à tourner et entraîner l'arbre de la génératrice.



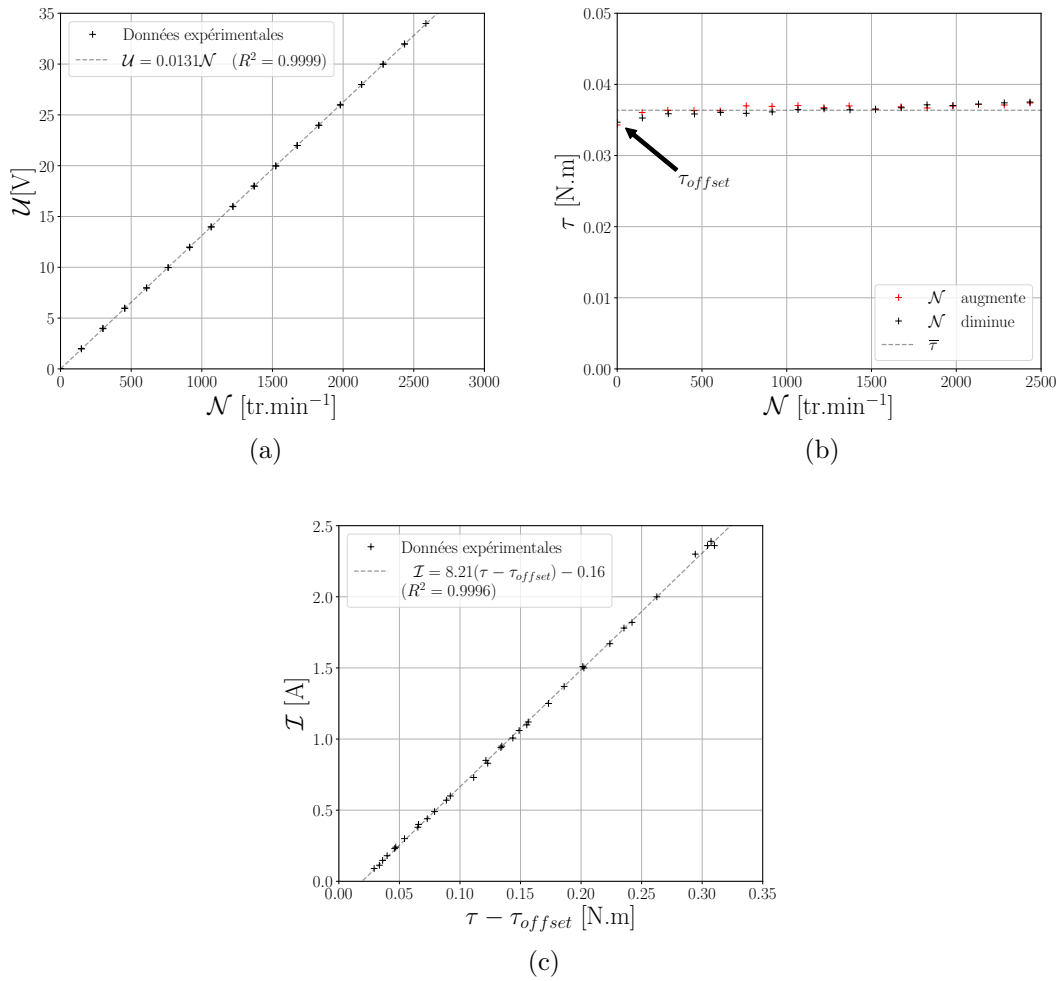


FIGURE 2.15 – Caractéristiques électromécaniques du moteur à courant continu Maxon. Les Figs. (a) et (b) ont été obtenues avec le moteur Maxon en fonctionnement moteur, tandis que la Fig. (c) a été obtenue avec le moteur en fonctionnement générateur. L'offset du couplemètre  $\tau_{offset}$  a été soustrait au couple mesuré  $\tau$  sur la caractéristique d'intensité.

## 2.2. BANC D'ESSAI : CALIBRATION ET PROTOCOLE DE MESURE

---

Le protocole permettant l'obtention des courbes caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  d'un rotor est le suivant :

1. Mesure de la pression atmosphérique et de la température ambiante.
2. Calcul de la masse volumique de l'air et de pression dynamique nécessaire pour atteindre la vitesse de vent cible.
3. Installation d'une éolienne sur la nacelle.
4. Mesure et enregistrement des *offsets* (couple, pression dynamique, température).
5. Augmentation progressive de la pression dynamique dans la veine d'essai pour d'atteindre la vitesse de vent cible en ajustant progressivement la vitesse du ventilateur.
6. Application d'une charge au générateur à l'aide du banc de résistance.
7. Acquisition et enregistrement des signaux temporels de la température, de la pression dynamique, du couple, et de la vitesse angulaire du rotor.
8. Variation de la charge aux bornes du générateur, puis nouvelle acquisition.

Les étapes 6., 7. et 8. sont répétées autant de fois que nécessaire afin d'obtenir le nombre de points expérimentaux souhaité. En appliquant  $n$  charges différentes, on obtient  $n$  vitesses spécifiques et donc  $n$  points expérimentaux. Une trentaine de points, entre  $\lambda = 0$  et la vitesse spécifique maximale atteignable par le rotor, permet de tracer les courbes caractéristiques avec une résolution satisfaisante.

Une carte d'acquisition NI USB6229, de la société National Instruments, commandée par un programme LabVIEW VI, a été utilisée pour contrôler l'acquisition des signaux provenant des différents appareils de mesure. Les grandeurs physiques ( $T$ ,  $p_d$ ,  $\tau$  et  $\omega$ ) ont été mesurées et enregistrées avec une fréquence d'acquisition de 1000 Hz pendant 50 s. Les moyennes arithmétiques de la vitesse spécifique, du coefficient de puissance et du coefficient de couple ont ensuite été calculées pour chaque échantillon, c'est-à-dire pour chaque point de fonctionnement, en effectuant la moyenne arithmétique du couple, de la vitesse angulaire et de la vitesse du vent.

Afin de vérifier la répétabilité de ce protocole, toutes les éoliennes étudiées dans ce manuscrit ont été testées au minimum deux fois et à des jours différents. Les résultats des essais ont ensuite été concaténés et sont présentés sous forme de graphiques donnant l'évolution du coefficient de puissance et du coefficient de couple avec la vitesse spécifique.

### 2.2.3 Mesures *PIV*

#### 2.2.3.1 Calibration des caméras

La calibration des caméras est une étape cruciale pour la mesure des champs de vitesses par *PIV*. Il s'agit de trouver la relation entre les déplacements mesurés dans le plan de l'image et les déplacements réels dans le plan de l'objet, ainsi que de corriger les distorsions optiques de la caméra et les erreurs de parallaxe causées par l'angle entre le plan de l'objet et le plan de l'image.

Les matrices de transformation (rotation et translation) pour chaque caméra sont obtenues à l'aide d'une grille de calibration placée dans le plan de l'objet ou, en d'autres termes, dans le plan parallèle à l'écoulement et passant par l'axe de rotation du rotor (voir Fig. 2.16). La grille de calibration est une mire carré, de 200 mm de côté, sur laquelle des marqueurs noirs sont régulièrement espacés sur un fond plan. Un marqueur de taille plus importante, positionné au centre de la mire, permet de définir l'origine de la mire. Des fils à plomb et niveaux à bulle sont utilisés lors du positionnement de la mire afin d'ajuster son inclinaison par rapport au plan d'étude.

La calibration consiste à traduire la mire perpendiculairement au plan d'étude (entre  $y = -4$  mm et  $y = +4$  mm avec un pas de 0.5 mm) et à acquérir, pour chaque position  $y$ , une image de la mire avec chaque caméra. Pour chaque paire d'images de calibration, la position des marqueurs est déterminée numériquement, puis comparée à la position réelle des marqueurs sur la mire *via* l'algorithme *Pinhole camera model* [84]. Il est alors possible de déterminer la position angulaire et la distance de chaque caméra par rapport au centre de la mire, et ainsi de déterminer les matrices de translation et de rotation permettant la reconstruction de la mire dans le plan d'étude à l'aide des images enregistrées (voir Fig. 2.16).

La qualité de la calibration est évaluée en calculant l'erreur moyenne de reprojection, définie comme étant la moyenne des écarts en pixels entre les positions réelles des marqueurs sur la mire et celles calculées avec les matrices de transformation. La calibration est jugée satisfaisante lorsque l'erreur moyenne de reprojection est inférieure à 0.3 pixels pour chaque caméra.

Une fois la calibration effectuée, on applique les matrices de transformation aux champs de déplacement calculés dans le plan de l'image afin d'obtenir les champs de déplacement réel. Un exemple d'images brutes et d'images « dewarpées » de la mire placée dans le plan d'intérêt est proposé à la Fig. 2.16 dans le cas d'une installation de *SPIV 2D3C*. L'algorithme *Image Dewarping* consiste à

appliquer les matrices de transformation à des images afin de les « dewarper » ou, en d'autres termes afin de corriger les distorsions de perspective.

### 2.2.3.2 Protocole de mesure

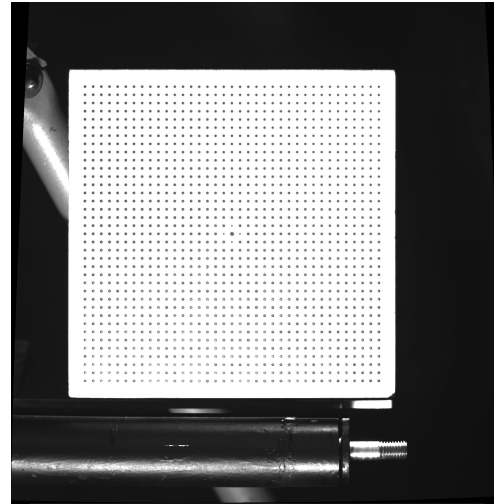
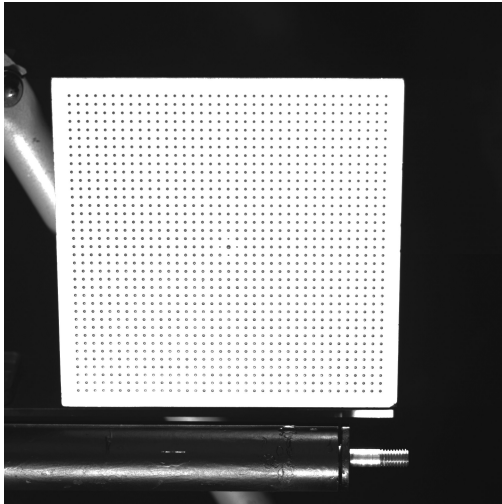
Le protocole d'acquisition des caractéristiques de l'écoulement autour d'un rotor en fonctionnement est le suivant (liste non exhaustive) :

1. Installation du laser et ajustement de la nappe laser pour qu'elle soit parallèle à l'écoulement et passe par l'axe de rotation du rotor.
2. Installation de la mire dans le plan du laser.
3. Installation des caméras sur le profil Norcan, orientation des dispositifs Scheimpflug et calibration des caméras.
4. Réglage de la vitesse du vent dans la soufflerie à la vitesse cible  $V_\infty$  et ensemencement de la soufflerie.
5. Acquisition d'images *PIV* sans rotor pour étudier la distribution et l'uniformité des champs de vitesses dans le plan d'intérêt. En présence d'une composante de vitesse radiale ou tangentielle trop importante ( $V_\theta/V_\infty \geq 0.03$  ou  $V_r/V_\infty \geq 0.02$ ), retour à l'étape 1.
6. Installation du rotor sur la nacelle
7. Réglage de la vitesse du vent  $V_\infty$  et de la vitesse spécifique du rotor  $\lambda$  à l'aide du banc de résistance. Mesure des grandeurs physiques  $T$ ,  $p_d$ ,  $\tau$  et  $\omega$  pendant les acquisitions *PIV*.
8. Ensemencement de la soufflerie
9. Acquisition d'images *PIV* 2D3C ou 2D2C, synchronisées ou non synchronisées.
10. Calcul des champs de vitesses par corrélations croisées successives à l'aide du logiciel Dynamic Studio.
11. Exportation des données numériques et post-traitement sur le logiciel Python.

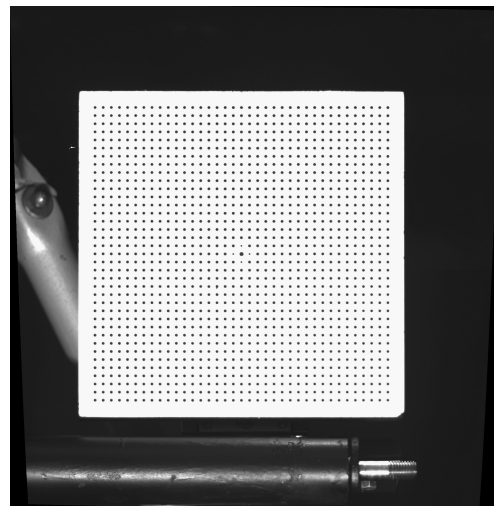
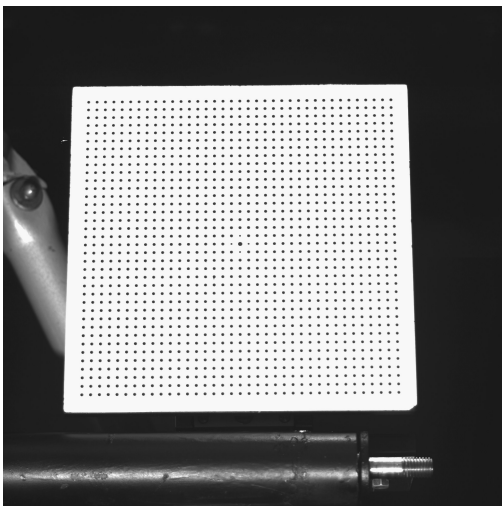
Une fois les champs de vitesses obtenus, il est possible de calculer et de tracer différentes grandeurs caractéristiques du fonctionnement d'un rotor éolien, telles que les coefficients de couple et de puissance, les profils de vitesse, les champs et profils de vortacité, ainsi que d'autres grandeurs pertinentes que nous expliciterons progressivement tout au long de ce manuscrit. Étant donné que les dimensions des

Images brutes

Images « dewarpées »



(a) Caméra 1, en plongée par rapport au rotor (voir Fig. 2.9b)



(b) Caméra 2, en contre-plongée par rapport au rotor (voir Fig. 2.9b)

FIGURE 2.16 – Illustration du processus d'*Image dewarping* lors de la calibration des caméras disposées pour des mesures *SPIV* 2D3C (Fig. 2.9b). Le passage des image brutes aux images « dewarpées » se fait grâce aux matrices de transformation.

rotors peuvent varier en fonction des prototypes étudiés, nous considérerons l'intersection du bord d'attaque des pales avec l'axe de rotation comme point d'origine des champs et profils.

### 2.2.3.3 Caractérisation de la veine d'essai par *SPIV* 2D3C

Des acquisitions *SPIV* 2D3C ont permis de mesurer les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essai en l'absence de rotor installé sur la nacelle. Cette caractérisation est une étape incontournable avant toute campagne d'essais, afin de connaître les conditions expérimentales dans lesquelles les rotors seront testés. De plus, l'analyse des champs et profils de vitesse dans le plan d'intérêt sans éolienne permet de valider les étapes de calibration et d'orientation des caméras et du laser, et de les ajuster si nécessaire.

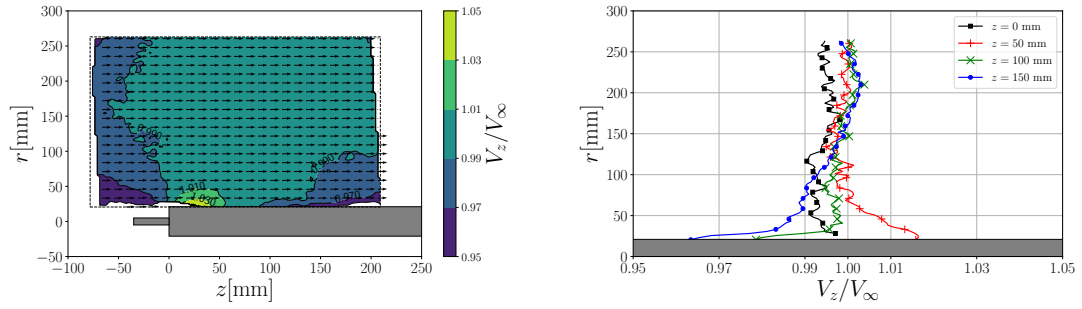
La caractérisation de l'écoulement dans la veine d'essai à l'aide de la méthode *SPIV* 2D3C, exposée dans ce paragraphe, a été entreprise en amont d'une campagne d'essais au cours de laquelle les propriétés des sillages de plusieurs rotors de diamètre 200 mm et 300 mm ont été mesurées. Les champs et profils obtenus avec les rotors seront présentés ultérieurement. Le plan de mesure visé par les caméras placées dans la configuration 2D3C (voir Fig. 2.9b) est le même avec ou sans rotor installé sur la nacelle. La vitesse du vent dans la soufflerie est réglée à  $15 \text{ m.s}^{-1}$  (mesurée avec la sonde Pitot), ce qui correspond à la vitesse de test de la plupart des rotors présentés dans ce manuscrit.

Un total de 500 paires d'images ont été capturées et enregistrées à une fréquence d'acquisition de 2 Hz. Le traitement numérique des paires images a été effectué selon les mêmes paramètres décrits dans le § 2.1.2.3 à savoir une taille de FI minimale de  $32 \times 32$  pixels<sup>2</sup>, et un calcul des champs de déplacement par corrélation croisée itérative. Les vitesses moyennes ont été normalisées par la vitesse moyenne mesurée par la sonde Pitot pendant l'acquisition des images, soit  $V_\infty = 15.0 \pm 0.2 \text{ m.s}^{-1}$ . Les résultats de cette étude sont présentés à la Fig. 2.17. Les profils moyens de vitesse et d'intensité de turbulence IT ont été calculés à différentes distances de l'origine, située à l'intersection de l'axe de rotation du rotor et de la surface extérieure circulaire de la nacelle. L'intensité de turbulence, ou taux de turbulence IT [%], a été calculé selon

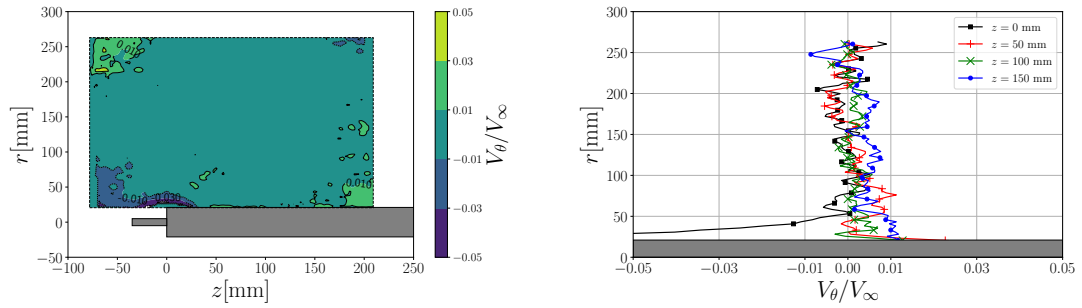
$$\text{IT} = \frac{V'}{\langle V \rangle} \times 100 = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} (V_z'^2 + V_r'^2 + V_\theta'^2)}}{\sqrt{\langle V_z \rangle^2 + \langle V_r \rangle^2 + \langle V_\theta \rangle^2}} \times 100 \quad (2.8)$$

Les quantités  $\langle V_X \rangle$  et  $V_X'$  correspondent respectivement aux moyennes arithmétiques et aux écarts-types de chaque composante de vitesse, calculées à partir des  $\text{NI} = 500$  champs de vecteurs pour

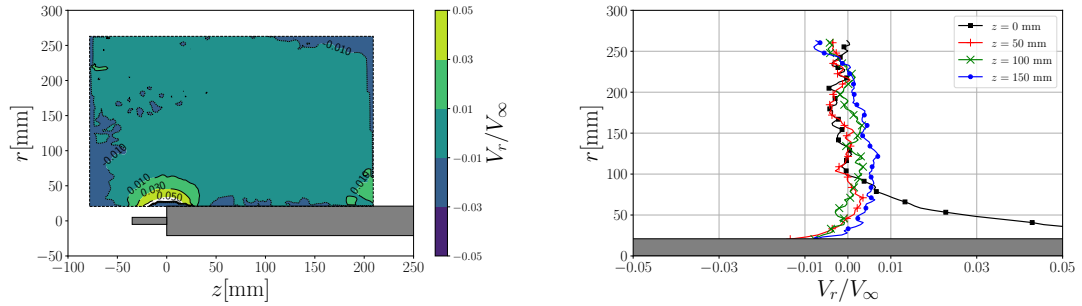
## 2.2. BANC D'ESSAI : CALIBRATION ET PROTOCOLE DE MESURE



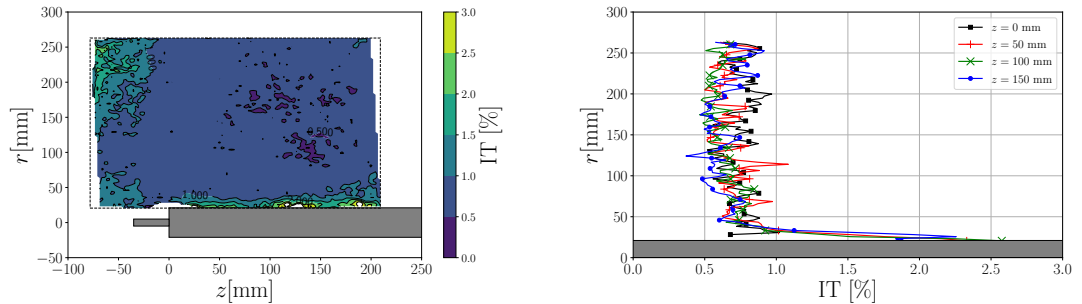
(a) Champs et profils de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$ .



(b) Champs et profils de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$ .



(c) Champs et profils de vitesse radiale normalisée  $V_r/V_\infty$ .



(d) Champs et profils d'intensité de turbulence IT [%].

FIGURE 2.17 – Caractérisation de la veine d'essai par *SPIV* 2D3C pour une vitesse d'écoulement  $V_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$ . L'écoulement d'air se déplace de la gauche vers la droite.

chaque FI. Ces quantités sont définies comme suit :

$$\langle V_X \rangle = \frac{1}{\text{NI}} \sum_{i=1}^{\text{NI}} V_{X,i} \quad (2.9)$$

$$V'_X = \sqrt{\frac{1}{\text{NI}} \sum_{i=1}^{\text{NI}} (V_{X,i} - \langle V_X \rangle)^2} \quad (2.10)$$

Dans un soucis de clarté, nous omettrons volontairement les symboles  $\langle \rangle$  et utiliserons la notation  $(V_r, V_\theta, V_z)$  pour exprimer les vitesses moyennes pour chaque FI.

L'analyse des champs moyens et des profils moyens de vitesses révèle que l'écoulement à l'intérieur de la veine d'essai est axial, uniforme et présente un faible taux de turbulence. Les mesures de vitesse axiale *via* la technique *PIV* sont très similaires à celles de la sonde Pitot ( $0.99 \leq V_z/V_\infty \leq 1.01$ ). Les composantes radiale et tangentielle du champ de vitesse dans le plan d'intérêt sont très faibles ( $|V_\theta/V_\infty| \leq 0.01$  et  $|V_r/V_\infty| \leq 0.01$ ). Cela montre qu'en l'absence de rotor, l'écoulement dans la veine d'essai est purement axial. De plus, l'uniformité de l'écoulement dans le plan étudié est clairement illustrée sur les champs et les profils de vitesse, à l'exception des bords des images et de la zone proche de la nacelle. Les champ et les profils moyens d'intensité de turbulence montrent également que l'écoulement est très faiblement turbulent dans la veine d'essai, avec un taux de turbulence IT [%] inférieur à 1% dans le plan d'intérêt.

Les différences de vitesse observées sur les bords des champs sont dues à une reconstruction moins précise des déplacements des particules dans ces zones, qui peut être attribuée à plusieurs facteurs. Tout d'abord, il convient de noter que la taille de la grille de calibration est plus petite que le champ de vision des caméras (voir Fig. 2.16). Par conséquent, l'incertitude de mesure du déplacement des particules situées dans des FI éloignées de la mire est plus élevée. Cela s'explique par le fait que les matrices de transformation sont calculées en se basant uniquement sur la grille de calibration. De plus, malgré l'utilisation de dispositifs Scheimpflug, il est possible que les images obtenues restent moins nettes aux bords en raison de l'angle formé par les caméras avec le plan d'intérêt. Cela entraîne une incertitude supplémentaire liée à la détection des particules aux bords des images. Enfin, bien que le parallélisme de la nappe laser avec le plan de l'écoulement soit soigneusement vérifié lors de l'installation des dispositifs optiques, il est possible que des particules situées à proximité des bords de l'image ne soient pas rigoureusement dans le même plan que la grille de calibration, ce qui pourrait également altérer la précision des mesures par la technique de *PIV*. Toutefois, il est important de



## 2.2. BANC D'ESSAI : CALIBRATION ET PROTOCOLE DE MESURE

---

souligner que la non-uniformité des champs dans l'ensemble du champ de vision des caméras reste très faible, inférieure à 5% pour les trois composantes du champ de vitesses, ce qui est très convenable pour des mesures de champs de vitesses par *PIV*.

### 2.3 Dimensionnement, conception et fabrication des rotors

Des rotors de 300 mm, 200 mm et 100 mm de diamètre extérieur ont été dimensionnés, conçus et fabriqués au cours de la présente thèse. Toutefois, en raison de contraintes liées à la fabrication des rotors et à des exigences expérimentales, la plupart des essais en soufflerie ont été réalisés avec des rotors de diamètre 200 mm.

Les méthodes de dimensionnement des pales de rotors éoliens seront présentées et discutées dans les chapitres à venir. Pour une compréhension adéquate de ce sous-chapitre, il convient de rappeler que ces méthodes permettent de déterminer la géométrie des pales, c'est-à-dire les distributions radiales de corde et d'angle de calage, ainsi que les équations des lignes courbes supérieures (extrados) et inférieures (intrados) des profils pour différents rayons le long de l'envergure. Pour chaque rotor, ces paramètres ont été calculés pour 11 rayons linéairement répartis du pied à l'extrémité des pales. De plus, les rotors sont conçus avec un rapport de rayons identique  $H = R_M/R_H = 0.3$ . Ce choix de rapport élevé est motivé par la nécessité d'avoir un moyeu plus grand que la nacelle, même lorsque les rayons extérieurs des rotors sont faibles.

Le dimensionnement des rotors a été effectué à l'aide de plusieurs programmes développés au cours de ces travaux en utilisant le langage *open source* Python. Ces programmes permettent d'obtenir 11 nuages de points  $(X_{mm}, Y_{mm}, Z_{mm})$  correspondant aux coordonnées des courbes de l'intrados et de l'extrados des 11 profils de pale, correctement orientées et mises à l'échelle selon les distributions d'angle de calage et de corde. La Fig. 2.18a présente une série de profils calculés pour un rotor dont le rayon intérieur est de 30 mm et le rayon extérieur de 100 mm. Sur ces profils, la direction du vent incident loin en amont du rotor  $V_\infty$  est parallèle à l'axe OZ. Il est à noter que la corde et l'angle de calage évoluent le long de l'envergure.

$R_E$	[mm]	150	100	50
$R_M$	[mm]	45	30	15
$L_M$	[mm]	63.75	42.5	21.25
$r_{\text{congé}}$	[mm]	10	7.5	2.5

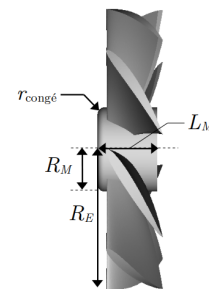


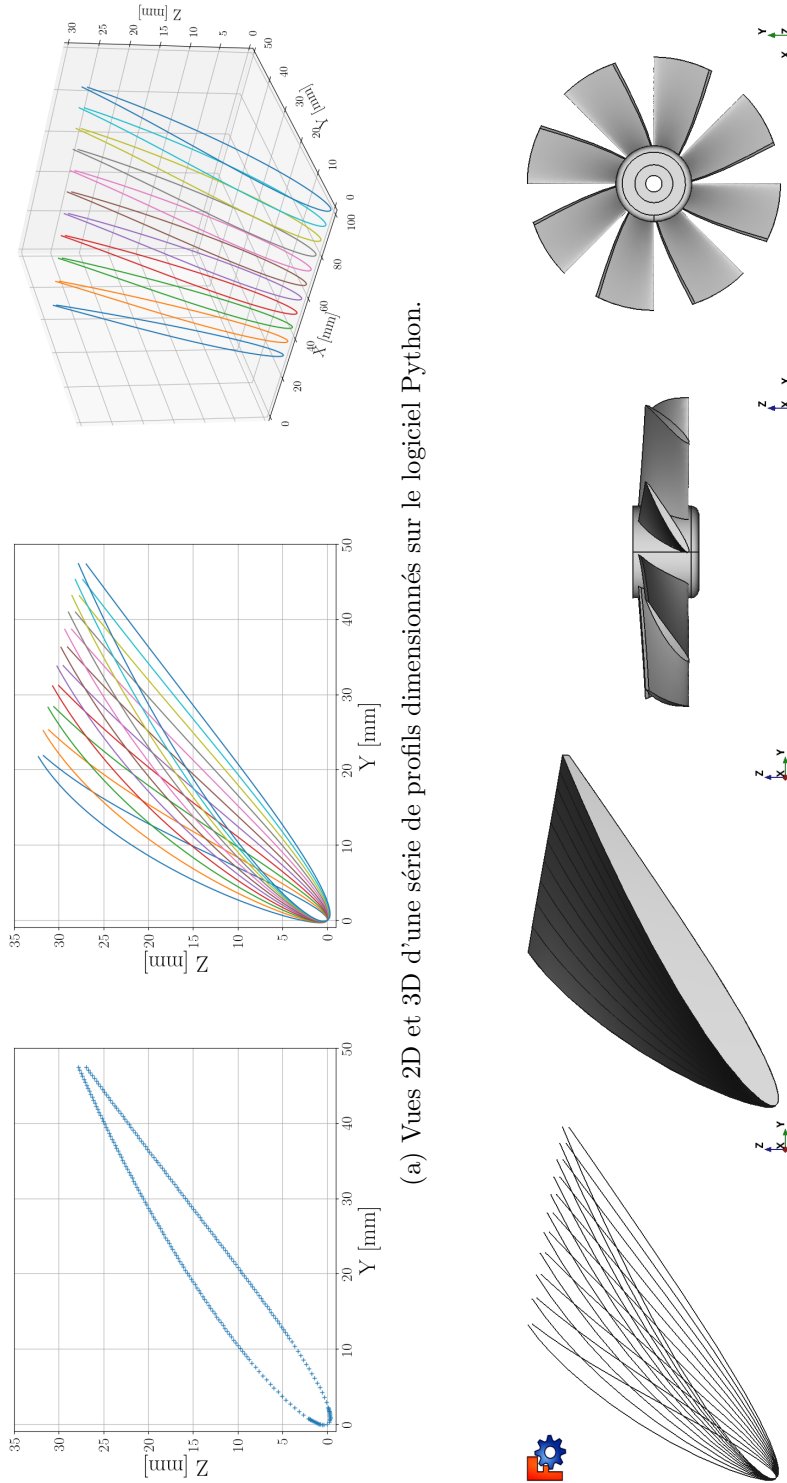
TABLE 2.2 – Géométrie des moyeux en fonction du rayon extérieur du rotor.

### 2.3. DIMENSIONNEMENT, CONCEPTION ET FABRICATION DES ROTORS

---

Les nuages de points, sous la forme d'un fichier *.csv*, sont ensuite importés dans le logiciel de conception assistée par ordinateur (CAO) *open source* FreeCAD à l'aide d'une macro. Cette macro permet de relier les points du nuage pour chaque rayon, afin d'obtenir l'intrados et l'extrados des profils. Ces courbes sont ensuite lissées afin d'obtenir les surfaces supérieures et inférieures des pales (voir Fig. 2.18b). Le moyeu est ensuite dessiné en veillant à obtenir une géométrie relative identique pour tous les rotors, quelle que soit leur taille. La longueur du moyeu  $L_M$  est calculée de manière à obtenir un rapport  $L_M/R_E = 0.425$ , tandis que la surface circulaire extérieure du moyeu, faisant face au vent, présente un rayon de congé tel que  $r_{\text{congé}}/R_E = 0.05$  (voir Tab. 2.2). Il sera précisé, le cas échéant, si l'un des rotors doit avoir un moyeu de dimensions différentes en raison de contraintes spécifiques, telles que des longueurs de corde élevées en pied de pale nécessitant un allongement du moyeu. Le rotor est ensuite maillé à l'aide de l'atelier *Mesh design* avec les options suivantes : une déviation linéaire maximale d'une section de maillage par rapport à la surface de l'objet inférieure à  $1 \mu\text{m}$ , et une déviation angulaire maximale d'une section de maillage à la suivante inférieure à  $30^\circ$ . Le maillage est ensuite exporté sous la forme d'un fichier *.stl*.

Pour la production des rotors, nous avons choisi le procédé de fabrication additive par dépôt de fil fondu, également connu sous le nom de *Fused Deposition Modeling* ou *FDM*. Ce procédé consiste à faire fondre et extruder un filament thermoplastique à travers une buse mobile pour former des couches successives qui se solidifient sur un plateau, mobile ou non, afin de créer le rotor. Nous avons opté pour ce procédé en raison de sa rapidité, de son faible coût tant pour le filament que pour les machines d'impression, ainsi que de sa grande répétabilité [89]. De plus, de très nombreuses micro-éoliennes étudiées dans la revue de littérature sont produites de cette manière. Pour la fabrication de nos rotors, nous avons utilisé deux modèles d'imprimantes de la société Creality : la CR-10 Max et la CR-10S Pro V2 (Fig. 2.19). Ces deux imprimantes ont des caractéristiques similaires (vitesse d'impression, température, plateau chauffant, diamètre de la buse), mais l'imprimante CR-10 Max a un volume d'impression supérieur ( $450 \times 450 \times 470 \text{ mm}^3$ ) à celui de la CR-10S Pro ( $300 \times 300 \times 400 \text{ mm}^3$ ).



(a) Vues 2D et 3D d'une série de profils dimensionnés sur le logiciel Python.

(b) Construction de la pale à partir de la série de profils et vues du rotor final.

FIGURE 2.18 – Illustration graphique des étapes de conception d'un rotor de diamètre 200 mm.

### 2.3. DIMENSIONNEMENT, CONCEPTION ET FABRICATION DES ROTORS

---

Le matériau choisi pour l'impression des rotors est l'acide polylactique, plus communément appelé PLA. Il s'agit d'un polymère thermoplastique d'origine naturelle, obtenu par la polymérisation d'acide lactique, pouvant être produit à partir de la fermentation de sucre de canne ou d'amidon de maïs. Ce matériau peut s'acheter sous la forme de bobines de filaments de diamètre 1.75 mm, adaptées aux machines que nous utilisons. Le PLA est largement utilisé en raison de son faible coût et de ses contraintes d'impression plus faibles par rapport à d'autres matériaux tels que le nylon ou l'ABS. En effet, avec une température de fusion relativement basse, entre 170°C et 180°C, il est compatible avec la plupart des machines d'impression grand public. Un avantage supplémentaire du PLA est qu'il est biodégradable, contrairement à l'ABS, et se recycle par hydrolyse thermique sans perte mécanique.

La qualité et l'état de surface d'une pièce imprimée par dépôt de fil fondu dépendent de nombreux paramètres, tels que :

- La qualité du maillage de la pièce.
- Les caractéristiques de la machine d'impression (taille du plateau, diamètre de la buse, précision du mouvement de la buse et du plateau, *etc.*).
- Les paramètres de tranchage (hauteur de couche, vitesse d'impression, température de la buse, température du plateau, densité de remplissage, motif, supports, *etc.*).
- Les propriétés du filament (température de fusion, viscosité, stabilité thermique, compatibilité avec le type de procédé, *etc.*).

L'évaluation des effets des différents paramètres d'impression sur les propriétés rhéologiques et sur les performances des rotors ne constitue pas l'objet de la présente thèse. Cependant, nous avons effectué plusieurs essais en variant les réglages d'impression afin de trouver des paramètres de fabrication robustes garantissant une bonne résistance mécanique des rotors, ainsi qu'un bon état de surface. Après avoir déterminé ces paramètres, nous avons évalué la répétabilité du processus de fabrication en comparant les performances de deux rotors identiques fabriqués avec les mêmes paramètres d'impression. Nous avons constaté un écart inférieur à 1% pour les coefficients de puissance et de couple entre les deux rotors sur l'ensemble des points de fonctionnement. Enfin, un unique fichier de configuration des paramètres d'impression a été rédigé et utilisé pour la fabrication de tous les rotors.

Le tranchage des fichiers *.stl* issus de FreeCAD, ainsi que la configuration des paramètres d'impression, ont été effectués sur le logiciel d'impression 3D *open source* PrusaSlicer. Les températures

### 2.3. DIMENSIONNEMENT, CONCEPTION ET FABRICATION DES ROTORS

---

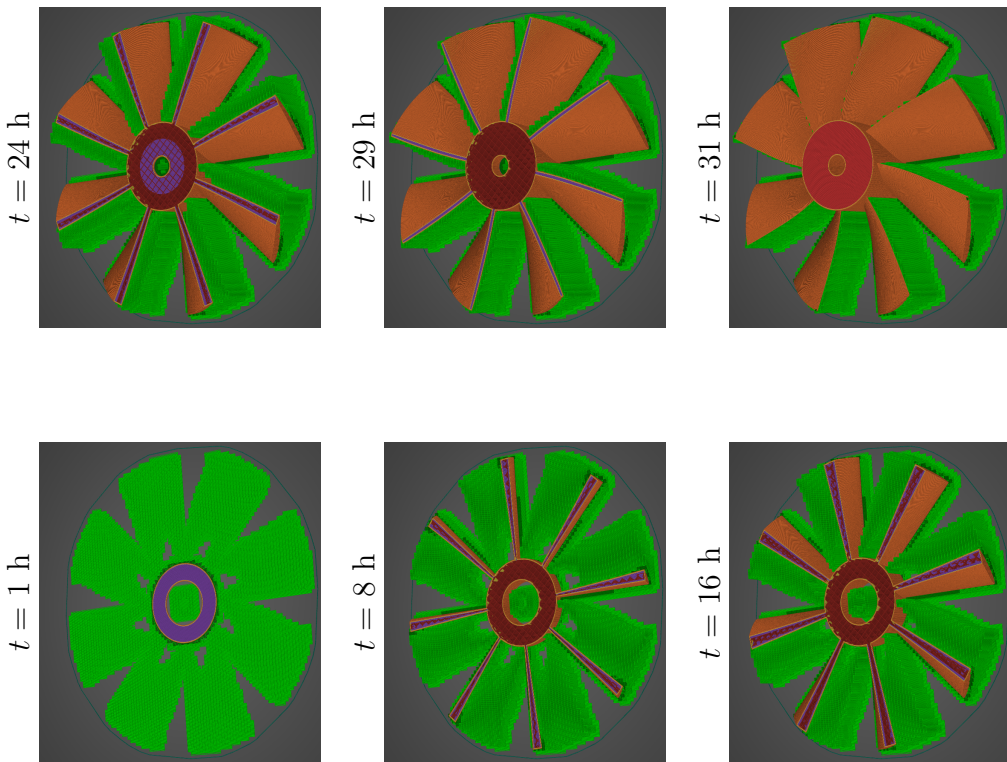


FIGURE 2.19 – Imprimantes utilisées au cours de cette thèse pour fabriquer les rotors.

de la buse et du plateau sont respectivement fixées à 220°C et 60°C. Le motif de remplissage choisi est la grille, avec un taux de remplissage de 20%, ce qui permet d'assurer une rigidité adéquate des pales sans augmenter considérablement les temps d'impression. La hauteur de la première couche a été fixée à 0.2 mm et les suivantes à 0.16 mm. Les supports d'impression ont été générés automatiquement avec un seuil de surplomb fixé à 45°, puis modifiés manuellement. Les vitesses d'impression ont été ajustées en fonction du type de fonctionnalité, avec, par exemple, une vitesse rapide pour le remplissage interne et une vitesse plus lente pour les surfaces extérieures.

La Fig. 2.20 illustre le processus de fabrication d'un rotor de 200 mm de diamètre, et présente les temps d'impression et les quantités de filament nécessaires pour chaque étape de fabrication. Des photos du rotor après fabrication sont également fournies à titre d'illustration.

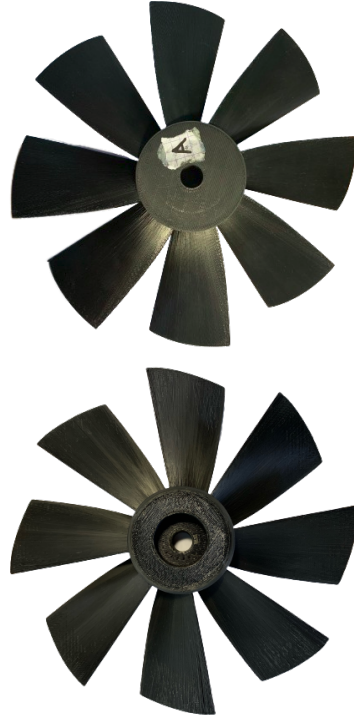
### 2.3. DIMENSIONNEMENT, CONCEPTION ET FABRICATION DES ROTORS



(a) Visualisation de la fabrication du rotor.

Type de fonctionnalité	Durée	Pourcentage	Filament utilisé
Périmètre	2h1m	6,5%	7,64 m 22,79 g
Périmètre externe	3h15m	10,4%	7,75 m 23,12 g
Périmètre en surplomb	2m	0,1%	0,10 m 0,29 g
Remplissage interne	4h37m	14,8%	11,90 m 35,48 g
Remplissage solide	8h5m	25,8%	14,43 m 43,03 g
Remplissage du pont	4m	0,2%	0,17 m 0,50 g
Remplissage des trous	5m	0,3%	0,38 m 1,14 g
Jupe/Bordure	10m	0,5%	0,06 m 0,16 g
Supports	53s	0,0%	0,04 m 0,12 g
Interface des supports	12h14m	39,1%	29,91 m 89,20 g
Personnalisé	45m	2,4%	1,13 m 3,37 g
	1m	0,1%	0,02 m 0,06 g
Temps d'impression estimés:			
Première couche: 1h3m			
Total: 1d7h18m			

(b) Temps d'impression et quantités de filament.



(c) Photos du rotor après fabrication.

FIGURE 2.20 – Illustration graphique des étapes de fabrication d'un rotor de diamètre 200 mm par dépôt de fil fondu. Les Figs. (a) et (b) sont des captures d'écrans du logiciel PrusaSlicer.

## Chapitre 3

# Etude expérimentale de rotors dimensionnés selon les méthodes classiques pour une faible vitesse spécifique $\lambda = 1$

### Contenu

---

<b>3.1</b>	<b>Dimensionnement et géométrie des rotors</b>	<b>113</b>
<b>3.2</b>	<b>Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques</b>	<b>118</b>
3.2.1	Courbes $C_p - \lambda$	118
3.2.2	Courbes $C_\tau - \lambda$	121
3.2.3	Caractéristique au démarrage	124
<b>3.3</b>	<b>Caractérisation des écoulements</b>	<b>127</b>
3.3.1	Vitesses et vorticité de l'écoulement	127
3.3.2	Grandeurs déduites des mesures de vitesses	140
3.3.2.1	Coefficients d'induction axiale $a$ et tangentielle $a'$	140
3.3.2.2	Coefficients de puissance $C_p$ et de couple $C_\tau$	142
3.3.2.3	Angles d'attaque	145
<b>3.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>151</b>

---

Ce chapitre est consacré à l'étude du fonctionnement de micro-éoliennes dimensionnées pour une faible vitesse spécifique  $\lambda_{design} = 1$  selon la méthode classique de dimensionnement, *i.e.* la méthode *BEMT*. Trois rotors sont étudiés : le rotor optimal selon Betz, le rotor optimal selon Glauert et le rotor optimal selon Joukowski. Ces rotors sont conçus avec les trois théories simplifiées de la quantité de mouvement et en utilisant la méthode de l'élément de pale. Les performances mécaniques et énergétiques des trois rotors optimaux, ainsi que les caractéristiques des écoulements, sont analysées dans ce chapitre. Les objectifs de cette étude sont :

1. Confronter les modèles théoriques de disque actif aux résultats expérimentaux.



- 
2. Comparer les performances et les sillages des rotors en vue de leur application pour la micro-récupération d'énergie.
  3. Étudier expérimentalement la controverse autour du modèle de Joukowsky à  $\lambda = 1$ .

Cette étude a fait l'objet d'un article publié dans la revue *Physics of Fluids* en octobre 2022 [90].

### 3.1 Dimensionnement et géométrie des rotors

Les trois rotors optimaux ont un rayon extérieur  $R_E = 100$  mm, un rayon intérieur  $R_H = 30$  mm, un nombre de pales  $N = 8$  et une vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda_{design} = 1$ . Les distributions optimales de  $a$  et  $a'$  pour les trois rotors optimaux sont calculées en utilisant les modèles de disque actif de Betz, Glauert et Joukowski à  $\lambda = 1$  (*cf.* § 1.2.2.3). Les profils radiaux de  $a$  et  $a'$  pour  $\lambda = 1$  sont tracés à la Fig 1.11a. Les coefficients de puissance maximaux théoriques sont calculés en intégrant les distributions optimales entre  $x = 0.3$  et  $x = 1$  selon l'Éq. 1.46. Ainsi, à  $\lambda = 1$ , le rotor de Betz est dimensionné pour atteindre théoriquement un coefficient de puissance maximal  $C_{p,max} = 0.593$ , le rotor de Glauert pour atteindre  $C_{p,max} = 0.397$ , et le rotor de Joukowski pour atteindre  $C_{p,max} = 0.572$ .

Les distributions optimales de serrage  $\sigma$  et d'angle de calage  $\beta$  sont déterminées en utilisant la méthode de l'élément de pale (*cf.* § 1.3.2.1) avec le profil aérodynamique SG6042. Ce profil a été spécifiquement conçu par Selig et Giguère pour les pales d'éoliennes à axe horizontal de faibles puissances (1 kW à 5 kW), qui opèrent à des nombres de Reynolds inférieurs à ceux des grandes éoliennes ( $Re \leq 10^6$ ) [91, 92]. À travers une étude expérimentale, Selig et Giguère ont montré que pour  $Re \leq 10^6$ , le profil SG6042 a une finesse supérieure ( $\mathcal{F} = 90$  à  $Re = 3.0 \times 10^5$ ) à celle des profils plus conventionnels, tels que ceux des séries NACA ( $\mathcal{F} \approx 65$ ), SD ( $\mathcal{F} \approx 75 - 80$ ) ou BW3 ( $\mathcal{F} \approx 70$ ). C'est pourquoi les profils SG60XX sont régulièrement utilisés pour dimensionner les éoliennes centimétriques [36, 93, 94].

Nous avons numérisé la polaire du profil SG6042 pour un nombre de Reynolds  $Re = 10^5$  à partir des données expérimentales de Selig *et al.* présentées à la page 291 de la Réf. [95] (Fig. 3.1). Nous avons relevé la finesse maximale de ce profil  $\mathcal{F} = 53$ , atteinte pour un angle d'attaque optimal  $\alpha_O = 6^\circ$ . En guise de comparaison, la finesse maximale de ce profil calculée à l'aide du code *Xfoil* est également atteinte pour un angle d'attaque de  $6^\circ$ , mais elle est supérieure aux données de Selig et Giguère ( $\mathcal{F} = 63$ ). Ce code, développé par Mark Drela, est fréquemment utilisé pour analyser les performances des éoliennes par la méthode *BEMT*, car il permet de déterminer rapidement les caractéristiques aérodynamiques d'un profil sous différentes conditions d'écoulement à partir de raisonnements analytiques [96]. Plusieurs études montrent que cet outil est plus fiable que des calculs par simulation fluide, notamment lorsque l'écoulement autour d'un profil est à la transition laminaire turbulent [97]. Ainsi, en l'absence de données expérimentales, cet outil peut s'avérer intéressant pour le dimensionnement de micro-éoliennes ou d'éoliennes centimétriques. Pour le dimensionnement des présents rotors, nous

### 3.1. DIMENSIONNEMENT ET GÉOMÉTRIE DES ROTORS

utiliserons la polaire expérimentale, celle-ci étant disponible.

Les distributions de serrage sont obtenues à partir de l'Éq. 1.73 pour le rotor de Betz, et de l'Éq. 1.76 pour les rotors de Glauert et de Joukowsky. Ces équations font appel au coefficient de portance à l'angle d'attaque optimal du profil SG6042, à savoir  $C_{p,\alpha_O} = 0.99$ . Les distributions de serrage sont présentées à la Fig. 3.2a. Par rapport aux grandes éoliennes, ces trois rotors ont un serrage élevé sur toute leur envergure, en raison de leur faible vitesse spécifique de dimensionnement. Le serrage est maximal au niveau du pied de pale pour les trois rotors, et décroît progressivement le long de l'envergure. Le rotor de Betz présente le serrage le plus élevé parmi les trois rotors optimaux, avec notamment un très grand serrage en pied de pale  $\sigma(R_M) = 3.93$ , et des variations plus importantes entre le pied et le bout de pale.

Les distributions de calage sont calculées en utilisant l'Éq. 1.74 pour le rotor de Betz, et l'Éq. 1.77 pour les rotors de Glauert et de Joukowsky avec les distributions de  $a$  et  $a'$  correspondantes et en imposant la condition  $\alpha_O = 6^\circ$  le long de l'envergure. Ainsi, en supposant que les trois modèles fournissent des prévisions de vitesses dans le plan des rotors réalistes et fiables, l'angle d'attaque le long des pales pour les trois rotors est théoriquement égal à  $6^\circ$  lorsqu'ils fonctionnent à  $\lambda = 1$ . En raison des différentes vitesses optimales prédites par ces modèles, les angles de calage diffèrent considérablement entre les trois rotors (Fig. 3.2b). Le rotor de Betz possède des angles de calage plus

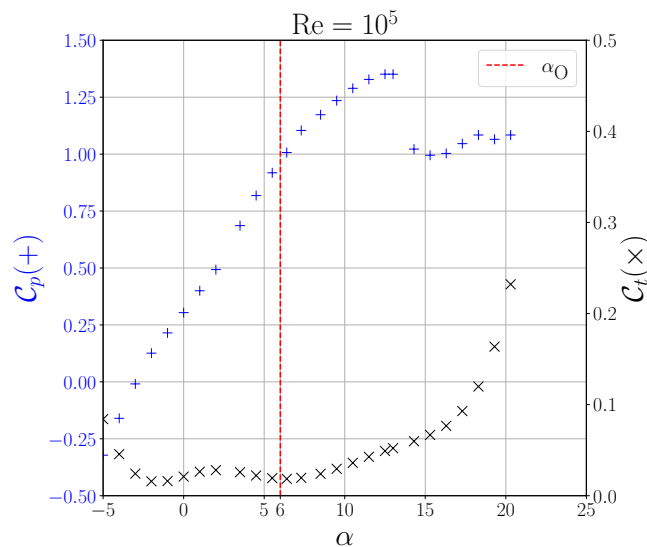


FIGURE 3.1 – Polaire du profil SG6042 à  $Re = 10^5$  obtenue par numérisation des données expérimentales de Selig et Giguère [95].

### 3.1. DIMENSIONNEMENT ET GÉOMÉTRIE DES ROTORS

---

élevés que les deux autres rotors, avec une variation plus prononcée entre  $x = 0.3$  et  $x = 1$ . L'angle de calage des rotors de Betz et de Glauert décroît progressivement le long des pales, tandis que pour le rotor de Joukowski, il augmente initialement dans la plage  $0.3 \leq x \leq 0.5$  avant de diminuer.

Finalement, comme mentionné dans la § 1.3.2.4, les géométries des trois rotors optimaux, dimensionnés pour une faible vitesse spécifique ( $\lambda = 1$ ) selon la méthode *BEMT*, présentent des différences significatives. Les écarts de serrage et d'angle de calage les plus significatifs sont observés près du pied de pale.

Les nombres de Reynolds théoriques, à  $\lambda = 1$ , en pied et en bout de pale, ont été calculés pour chaque rotor selon :

$$\text{Re} = \frac{\rho W c}{\eta} \quad (3.1)$$

et sont indiqués dans le Tab. 3.1. Les vitesses relatives ont été calculées selon l'Éq. 1.67 avec les coefficients d'induction optimaux, et pour une vitesse de vent incident  $V_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$ . Les trois rotors fonctionnent à des nombres de Reynolds inférieurs à  $10^5$ , ce qui est relativement bas par rapport à ceux auxquels fonctionnent les grandes éoliennes .

Les rotors ont ensuite été dessinés sur FreeCAD puis imprimés par *FDM*. En raison du serrage important du rotor de Betz en pied de pale, nous avons dû allonger le moyeu lors de la CAO par rapport aux moyeux des rotors de Joukowski et de Glauert. Les paramètres d'impression sont identiques pour les trois rotors tels que décrit dans le chapitre 2. Des vues de la CAO des trois rotors sont présentées à la Fig. 3.3.

Le Tab. 3.1 récapitule les paramètres de dimensionnement, les caractéristiques géométriques ainsi que les temps et masses de filament nécessaires pour l'impression des rotors. Un symbole distinct est attribué à chacun des trois rotors (*cf.* dernière ligne du tableau). Ces symboles seront utilisés dans les figures présentant les résultats.

### 3.1. DIMENSIONNEMENT ET GÉOMÉTRIE DES ROTORS

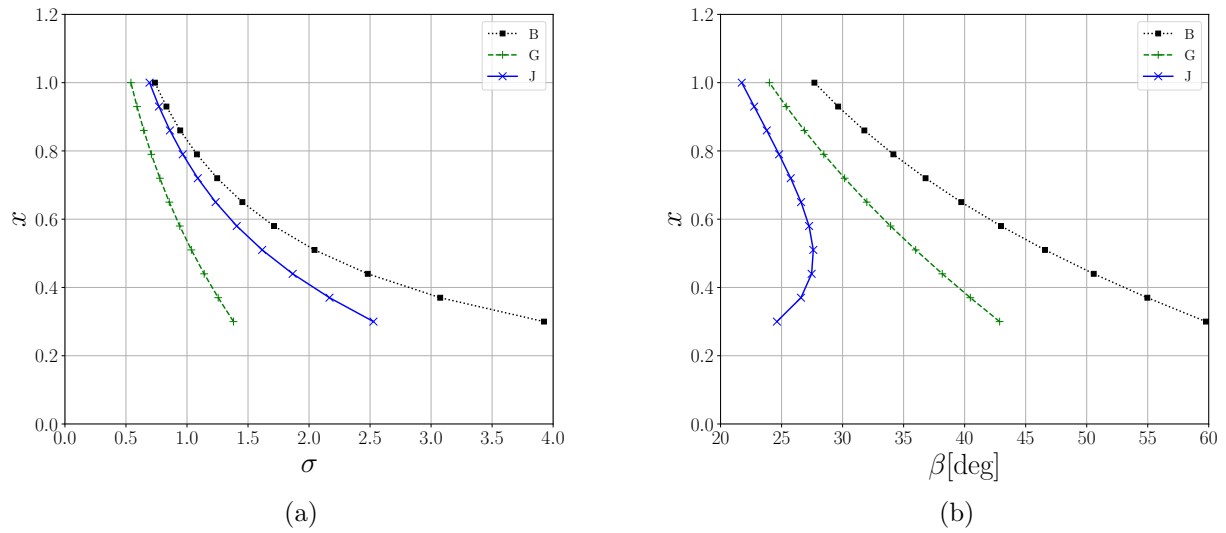


FIGURE 3.2 – Distributions géométriques des rotors. Serrage  $\sigma$  optimal (a) et angle de calage optimal  $\beta$  (b) en fonction de la coordonnée radiale adimensionnelle  $x$ , pour les rotors de Betz, Glauert et Joukowsky.

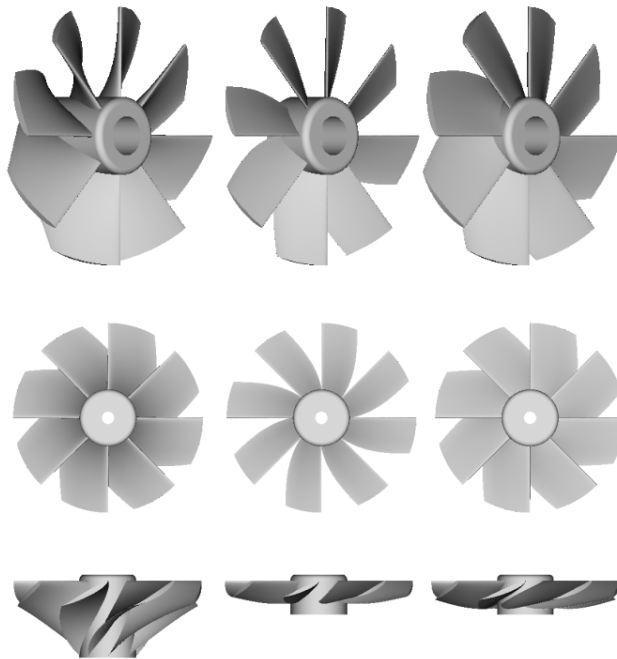


FIGURE 3.3 – Vues 3D de la CAO des rotors de Betz (gauche), Glauert (milieu) et Joukowsky (droite).

### 3.1. DIMENSIONNEMENT ET GÉOMÉTRIE DES ROTORS

---

	Rotor de Betz	Rotor de Glauert	Rotor de Joukowsky
$R_E$ [mm]	100	100	100
$H = R_M/R_E$	0.3	0.3	0.3
$\lambda$	1.0	1.0	1.0
$N$	8	8	8
Profil	SG6042	SG6042	SG6042
$\alpha_O$ [deg]	6	6	6
$a$	1/3	Glauert	Joukowsky
$a'$	0	Glauert	Joukowsky
$C_{p,max}^\dagger$	0.593	0.397	0.572
$\sigma(R_M)$	3.93	1.38	2.53
$\sigma(R_E)$	0.74	0.54	0.69
$\beta(R_M)$ [deg]	60	43	25
$\beta(R_E)$ [deg]	28	24	22
$Re(R_M)$	$6.8 \times 10^4$	$3.1 \times 10^4$	$7.6 \times 10^4$
$Re(R_E)$	$7.0 \times 10^4$	$5.8 \times 10^4$	$7.6 \times 10^4$
Volume [cm <sup>-3</sup> ]	416	161	245
Longueur du moyeu $L_M$ [mm]	88.7	42.5	42.5
Temps d'impression [h]	42	24	36
Masse de filament [g]	304	182	278
Symbole	■	+	×

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques de conception, de géométrie, de performance, et d'impression pour les trois rotors optimaux.

<sup>†</sup> Les coefficients de puissance maximaux  $C_{p,max}$  diffèrent de ceux présentés à la Fig. 1.10 car ils ont été obtenus par intégration de l'Éq. 1.46 du moyeu ( $x = 0.3$ ) à l'extrémité de la pale ( $x = 1$ ), et non de  $x = 0$  à  $x = 1$ .

### 3.2 Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques

Le protocole d'acquisition des caractéristiques mécaniques des trois rotors, ainsi que le dispositif expérimental utilisé, ont été décrits dans le chapitre 2. Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus pour une vitesse de vent incident de  $15 \text{ m.s}^{-1}$ .

Nous avons tracé sur la Fig. 3.4 l'évolution du coefficient de puissance  $C_p$  et du coefficient de couple  $C_\tau$  en fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$  pour les trois rotors. Les caractéristiques  $C_p - \lambda$  traduisent l'évolution de l'efficacité de la conversion de puissance par l'éolienne avec la vitesse spécifique, tandis que les caractéristiques  $C_\tau - \lambda$  fournissent une représentation adimensionnelle du couple et, par conséquent, de la résultante des forces exercée par le fluide sur les pales du rotor sur l'intégralité de sa plage de fonctionnement. Elles sont donc complémentaires et permettent de caractériser les performances mécaniques globales d'un rotor éolien.

Le Tab. 3.2 récapitule plusieurs grandeurs caractéristiques du fonctionnement global des rotors optimaux, relevées à partir des caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$ , telles que :

- le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$
- la vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt}$ , qui correspond à la vitesse spécifique pour laquelle le coefficient de puissance est maximal
- la vitesse de démarrage  $V_0$ , définie comme étant la vitesse de vent minimale permettant à l'éolienne de tourner
- le coefficient de couple au démarrage  $C_{\tau,0}$ , correspondant au coefficient de couple à  $\lambda = 0$ , *i.e.* à rotor bloqué.

Les vitesses de démarrage sont mesurées avec le rhéostat débranché du générateur. Nous avons augmenté progressivement la vitesse du vent dans la soufflerie et relevé la vitesse à laquelle le rotor commence à tourner de manière continue. Ce protocole est répété une dizaine de fois, et la valeur de  $V_0$  est déterminée en calculant la moyenne arithmétique de ces mesures. L'écart-type des mesures est inférieur à  $0.2 \text{ m.s}^{-1}$ .

#### 3.2.1 Courbes $C_p - \lambda$

Nous analysons tout d'abord les variations du coefficient de puissance avec la vitesse spécifique pour les trois rotors optimaux (Fig. 3.4a). Les courbes  $C_p - \lambda$  ont une allure très similaire pour les trois

### 3.2. CARACTÉRISATION DES PERFORMANCES MÉCANIQUES ET ÉNERGÉTIQUES

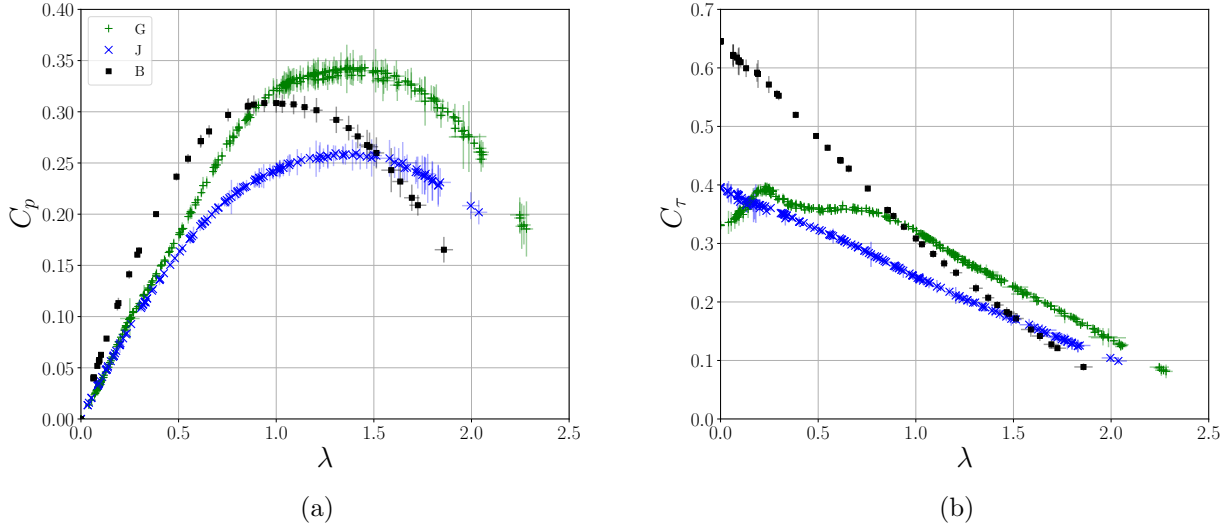


FIGURE 3.4 – Coefficient de puissance  $C_p$  (a) et coefficient de couple  $C_\tau$  (b) en fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$ . La longueur des barres d'incertitude est égale à  $\pm 1.96$  fois l'écart type.

rotors : le coefficient de puissance augmente avec la vitesse spécifique jusqu'à atteindre un coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  pour une vitesse spécifique  $\lambda_{opt}$  donnée, au-delà de laquelle le coefficient de puissance diminue.

Le rotor optimal de Glauert ( $C_{p,max} = 0.34$ ) atteint un coefficient de puissance maximal supérieur à celui du rotor optimal de Betz ( $C_{p,max} = 0.31$ ) et de Joukowsky ( $C_{p,max} = 0.26$ ). Ce rotor présente également des performances sensiblement supérieures à celles des éoliennes de même taille présentées dans la revue de littérature. Par ailleurs, il est important de souligner que le rotor de Betz, conçu selon le modèle le plus simple de l'écoulement purement axial, parvient tout de même à atteindre des performances élevées, supérieures à celles du rotor de Joukowsky, qui prend en compte la rotation du sillage. Pour les trois rotors, le coefficient de puissance maximal expérimental est inférieur à celui prédit par leurs théories respectives. L'écart relatif est le plus faible pour le rotor de Glauert ( $\approx 14\%$ ) et le plus élevé pour le rotor de Joukowsky ( $\approx 55\%$ ).

On observe également que les coefficients de puissance maximaux ne sont pas atteints à la même vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt}$  pour les trois éoliennes. Alors que pour le rotor de Betz, la vitesse spécifique optimale correspond à la vitesse spécifique de dimensionnement ( $\lambda = 1$ ), les rotors de Glauert et de Joukowsky atteignent leur coefficient de puissance maximal à une vitesse spécifique



### 3.2. CARACTÉRISATION DES PERFORMANCES MÉCANIQUES ET ÉNERGÉTIQUES

---

	Rotor de Betz	Rotor de Glauert	Rotor de Joukowsky
$C_{p,max}$	0.31	0.34	0.26
$\lambda_{opt}$	1.0	1.4	1.4
$V_0$ [m.s <sup>-1</sup> ]	3.7	5.1	4.6
$C_{\tau 0}$	0.65	0.33	0.39

TABLE 3.2 – Relevés de quelques grandeurs caractéristiques du fonctionnement global des rotors optimaux.

supérieure ( $\lambda = 1.4$ ).

Une première interprétation de l’allure de l’évolution du coefficient de puissance avec la vitesse spécifique peut se faire en isolant par la pensée un élément de pale et en considérant le triangle des vitesses tracé à la Fig. 1.16a. Les essais étant menés à une vitesse de vent  $V_\infty$  constante, une augmentation de la vitesse spécifique  $\lambda$  implique une augmentation de la vitesse angulaire  $\omega$  du rotor, et donc une diminution de l’angle d’attaque  $\alpha$  dans l’hypothèse où les vitesses d’écoulement ( $V_z, V_\theta$ ), *i.e.* les coefficients d’inductions ( $a, a'$ ), sont indépendants de  $\lambda$ . Pour un profil isolé 2D, la finesse  $\mathcal{F}$  augmente lorsque l’angle d’attaque augmente, tant que celui-ci est inférieur à l’angle d’attaque optimal  $\alpha_O$ . Au delà de  $\alpha_O$  la finesse diminue. Ainsi, en première approximation, les variations du coefficient de puissance avec la vitesse spécifique sont comparables aux variations de la finesse d’un profil avec l’angle d’attaque, et la vitesse spécifique optimale s’apparente à l’angle d’attaque optimal du profil. Toutefois, il est probable que les vitesses d’écoulement en amont soient influencées par le point de fonctionnement du rotor. Par conséquent, le lien direct entre les variations de vitesse spécifique et les variations d’angle d’attaque semble être limité. Les champs de vitesses, mesurés par *SPIV*, permettront de compléter cette première analyse (§ 3.3).

L’analyse des courbes  $C_p - \lambda$  conduit à des premières conclusions intéressantes. Tout d’abord, la distribution de calage calculée selon la théorie de l’écoulement axial permet la bonne adaptation du rotor, tandis que les distributions de calage calculées selon les méthodes de Glauert et de Joukowsky déplacent le point optimal de fonctionnement vers des plus hautes vitesses spécifiques. Deuxièmement, malgré des distributions de calage significativement différentes, les rotors de Glauert et de Joukowsky atteignent des vitesses spécifiques optimales similaires. Enfin, bien que théoriquement le modèle de disque actif à circulation constante semblait permettre d’atteindre des coefficients de puissance élevés à faible vitesse spécifique, les résultats actuels indiquent le contraire.

### 3.2.2 Courbes $C_\tau - \lambda$

La Fig. 3.4b met en évidence des différences importantes tant au niveau de la norme que des variations avec la vitesse spécifique  $\lambda$ , entre les coefficients de couple  $C_\tau$  des trois rotors optimaux étudiés.

$C_\tau$  décroît de manière affine sur l'ensemble de la plage de fonctionnement pour les rotors de Betz et de Joukowski, ce qui se traduit de manière dimensionnelle par une diminution affine du couple avec la vitesse de rotation du rotor. Le rotor de Betz présente la plage de coefficient de couple la plus importante, allant de  $C_{\tau 0} = 0.65$  pour  $\lambda = 0$  à  $C_\tau = 0.09$  pour  $\lambda = 1.8$ . En terme d'alimentation d'une batterie ou d'un objet autonome, le rotor de Betz présente plusieurs avantages en raison de sa caractéristique  $C_\tau - \lambda$  à la fois affine et de pente importante. Cette relation se traduit de manière électrique par une relation similaire entre la tension et le courant en sortie du générateur électrique, en raison de la proportionnalité entre la vitesse de rotation et la tension, ainsi qu'entre le couple et le courant (Fig. 2.15). Ainsi, en utilisant une résistance variable ( $\mathcal{U} = \mathcal{R}\mathcal{I}$ ), il est possible de réguler avec précision, et une bonne sensibilité, la vitesse de rotation de ce rotor afin d'assurer, par exemple, le chargement d'une batterie à tension constante [98].

En revanche, nous observons que le coefficient de couple du rotor optimal de Glauert ne suit pas une progression monotone, mais présente de multiples variations sur l'ensemble de la plage de fonctionnement du rotor. En lisant la caractéristiques  $C_\tau - \lambda$  de droite à gauche, la norme de  $C_\tau$  augmente de manière quasi affine entre  $\lambda = 2.3$  et  $\lambda = 0.75$ , puis se stabilise autour de  $C_\tau = 0.36$  jusqu'à  $\lambda = 0.5$ .  $C_\tau$  augmente ensuite à nouveau jusqu'à atteindre une valeur maximale  $C_\tau = 0.39$  pour  $\lambda = 0.25$ , avant de décroître jusqu'à  $C_{\tau 0} = 0.33$  pour  $\lambda = 0$ .

Il est possible d'apporter une première interprétation physique de ces multiples variations de  $C_\tau$  en isolant de nouveau un élément de pale et en s'appuyant sur le triangle des vitesses tracé à la Fig. 1.16a, ainsi que sur la polaire du profil SG6042 (Fig. 3.1). Pour cette analyse, nous lirons également les courbes  $C_\tau - \lambda$  de droite à gauche, c'est à dire des grandes vitesses spécifiques aux faibles vitesses spécifiques. Les variations du coefficient de couple en fonction de la vitesse spécifique donnent une idée globale des variations de la résultante des forces exercées par le fluide sur les pales et sont étroitement liées à la géométrie des pales, ainsi qu'aux caractéristiques aérodynamiques du profil. On observe sur la polaire du profil SG6042 que le coefficient de portance  $\mathcal{C}_p$  croît avec l'angle d'attaque jusqu'à un angle

### 3.2. CARACTÉRISATION DES PERFORMANCES MÉCANIQUES ET ÉNERGÉTIQUES

---

critique  $\alpha_c = 13^\circ$ , appelé également angle de décrochage. Ainsi, en partant de la vitesse spécifique maximale, à mesure que la vitesse spécifique des rotors diminue et que l'angle d'attaque augmente, le coefficient de portance augmente également, entraînant une augmentation de la résultante des forces et du coefficient de couple. Alors que les rotors de Betz et de Joukowsky ont un coefficient de couple qui augmente sur toute leur plage de fonctionnement (lire la Fig. 3.4b de droite à gauche), ce qui se traduit par une augmentation continue de la résultante des forces exercées sur les pales, le rotor de Glauert ne suit pas cette tendance.

Pour un profil aérodynamique bidimensionnel isolé, le coefficient de portance chute drastiquement à l'angle de décrochage du fait de la différence de pression trop importante entre l'intrados et l'extrados du profil, entraînant le décollement de la couche limite sur la surface supérieure du profil. À faible nombre de Reynolds ( $Re \leq 10^5$ ), le décollement de la couche limite peut se produire de manière progressive le long du profil et peut être accompagné de la formation d'une bulle de séparation laminaire (*Laminar Separation Bubble*). Les bulles de séparation laminaire apparaissent lorsque la couche limite détachée du profil transitionne d'un état laminaire proche du bord d'attaque à turbulent vers le bord de fuite. Cela peut entraîner la formation d'une bulle de fluide attachée au profil, à l'intérieur de laquelle l'écoulement est caractérisé par de fortes recirculations. Une représentation schématisant le processus de formation d'une bulle de séparation laminaire, issue de la thèse de H.P. Norton, est présentée à la Fig. 3.5. La présence d'une bulle de recirculation conduit à une diminution significative de la portance et à une forte augmentation de la traînée [99, 100].

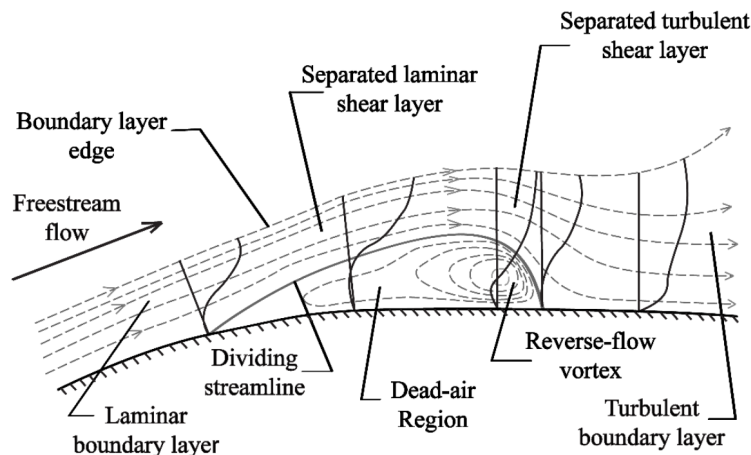


FIGURE 3.5 – Schéma du processus de formation d'une bulle de séparation laminaire. Figure extraite de Horton *et al.* [101]

### 3.2. CARACTÉRISATION DES PERFORMANCES MÉCANIQUES ET ÉNERGÉTIQUES

---

Ce phénomène de décrochage devrait donc se traduire sur les courbes  $C_\tau - \lambda$  par une chute du coefficient de couple pour une vitesse spécifique donnée du fait de la perte de portance. L'absence de chute de  $C_\tau$  pour les rotors de Betz et de Joukowski illustre une des limitations de l'utilisation des polaires aérodynamiques pour interpréter le fonctionnement global d'un rotor. L'absence de décrochage peut avoir plusieurs origines que nous aborderons dans la suite du manuscrit.

Concernant le rotor de Glauert, le changement de pente à  $\lambda = 0.75$  pourrait être significatif du décrochage du profil. En effet, en se basant sur la polaire du profil SG6042, au-delà de l'angle critique et jusqu'à un angle d'attaque d'environ  $20^\circ$ , le coefficient de portance est presque constant, ce qui pourrait expliquer la stabilisation du coefficient de couple entre  $\lambda = 0.5$  et  $\lambda = 0.75$ . L'absence de données pour des grands angles d'attaque ( $\alpha \geq 20^\circ$ ) rend plus complexe l'analyse du fonctionnement de ces rotors pour des vitesses spécifiques inférieures à la vitesse optimale en se basant sur cette polaire. Toutefois, les polaires du NACA0012 obtenues expérimentalement par Sheldahl et Klimas [102] pour des angles d'attaque entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$  permettent d'aborder partiellement le fonctionnement des rotors à de grands angles d'attaque, *i.e.* à faibles vitesses spécifiques (Fig. 3.6). On observe que, après le décrochage, le coefficient de portance du profil NACA0012 croît de nouveau avec l'angle d'attaque jusqu'à  $\alpha = 45^\circ$ , angle au delà duquel la portance décroît. Concernant le coefficient de traînée, il augmente rapidement à partir du décrochage et dépasse le coefficient de portance pour de grands angles d'attaque ( $\alpha \geq 45^\circ$ ). La légère bosse observée sur la courbe  $C_\tau - \lambda$  du rotor de Glauert pourrait ainsi s'expliquer par une augmentation du coefficient de portance après le décrochage jusqu'à l'angle d'incidence associé à la vitesse spécifique  $\lambda = 0.25$ , suivie d'une diminution de  $C_p$  jusqu'à  $\lambda = 0$ .

Finalement, les variations du coefficient de couple du rotor de Glauert avec la vitesse spécifique semblent assez similaires aux variations du coefficient de portance avec l'angle d'attaque du profil SG6042, tandis que les courbes  $C_\tau - \lambda$  des rotors de Betz et de Joukowski ne présentent pas les caractéristiques d'une polaire classique, notamment le phénomène de décrochage. L'absence de décrochage pourrait être expliquée par un changement de comportement du profil lorsqu'il est isolé, par rapport à lorsqu'il se trouve dans une cascade de profils. En effet, le rotor de Glauert a un serrage bien plus faible que les deux autres rotors optimaux, et sa courbe  $C_\tau - \lambda$  est celle qui ressemble le plus à la caractéristique  $C_p - \alpha$  du profil SG6042. Le serrage pourrait être à l'origine des différences entre la caractéristique  $C_p - \alpha$  d'un profil bidimensionnel, isolé, non rotatif et les caractéristiques  $C_\tau - \lambda$  des rotors serrés. Ces écarts peuvent également être amplifiés dans des conditions de faible nombre de Rey-

## 3.2. CARACTÉRISATION DES PERFORMANCES MÉCANIQUES ET ÉNERGÉTIQUES

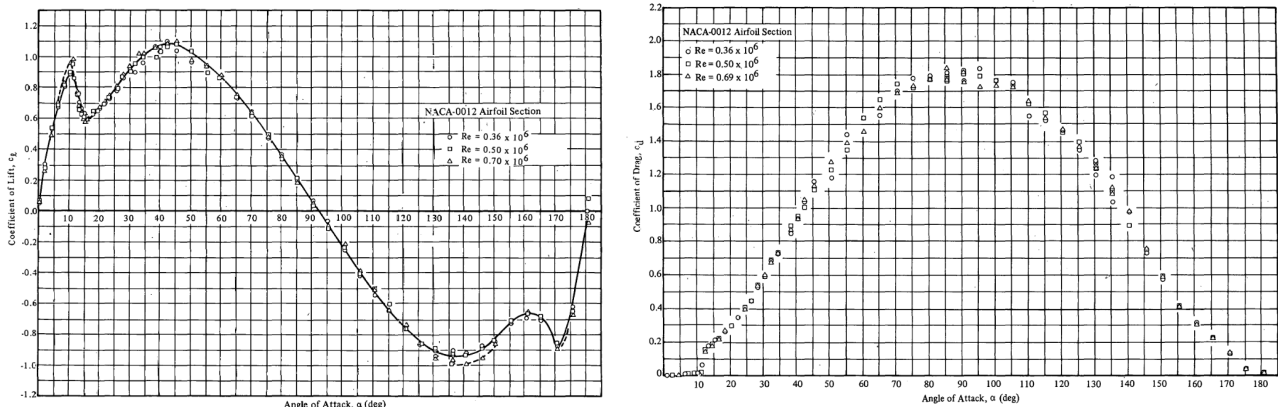


FIGURE 3.6 – Polaire du profil NACA0012 pour une grande gamme d’angles d’attaque. Figure extraite de Sheldahl et Klimas [102].

nolds, où des phénomènes de transition laminaire/turbulent peuvent se produire, mais également pour les angles d’attaque élevés auxquels les éoliennes sont soumises en dehors de leur point de conception. Les influences du serrage et du nombre de Reynolds sur les courbes  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  des rotors seront étudiées indépendamment dans les chapitres 4 et 5.

### 3.2.3 Caractéristique au démarrage

Les micro-éoliennes et éoliennes centimétriques sont principalement destinées à la micro-récupération d’énergie et ont vocation à être placées dans des zones où les vitesses de vent sont faibles. Il est donc primordial que ces rotors soient capables de tourner même à très faible vitesse de vent, afin de produire de l’électricité. À notre connaissance peu d’études ont analysé le comportement au démarrage des micro-éoliennes, ce qui peut expliquer pourquoi peu d’entre elles sont spécifiquement conçues pour atteindre une faible vitesse de démarrage  $V_0$ . Pourtant, une faible vitesse de démarrage est tout aussi importante qu’un coefficient de puissance maximal élevé en ce qui concerne la production globale d’électricité. L’analyse du démarrage des micro-éoliennes est une tâche délicate en raison des nombreux phénomènes aérodynamiques complexes impliqués : instationnarités, angles d’attaque élevés et très faibles nombres de Reynolds [103, 104].

Nous avons mesuré les coefficients de couple au démarrage  $C_{\tau 0}$ , *i.e.* à rotor bloqué ainsi que les vitesses de démarrage  $V_0$  pour chaque rotors. Les résultats sont présentés dans le Tab. 3.2. Tout d’abord, d’un point de vue mécanique, les éoliennes se mettent à tourner lorsque le couple produit est

### 3.2. CARACTÉRISATION DES PERFORMANCES MÉCANIQUES ET ÉNERGÉTIQUES

---

supérieur aux couples de frottement des pièces présentes dans la nacelle. Le couple de friction total ne dépend pas du rotor, mais uniquement des pièces mécaniques dans la nacelle, ce qui explique la relation  $C_{\tau 0} V_0^2 \approx$  constante observée entre les différents rotors. Le coefficient de couple au démarrage ainsi que la vitesse de démarrage dépendent de la chaîne de transmission. Cela rend difficile la comparaison des résultats obtenus avec des éoliennes testées sur des nacelles différentes, et donc la comparaison avec les rotors étudiés dans la revue de littérature.

Parmi les trois rotors étudiés, le rotor de Betz présente le coefficient de couple au démarrage le plus élevé ( $C_{\tau 0} = 0.65$ ) et, par conséquent, la vitesse de démarrage la plus faible ( $V_0 = 3.7 \text{ m.s}^{-1}$ ). Quant au rotor de Glauert, bien qu'il présente le plus haut coefficient de puissance, sa vitesse de démarrage est également la plus élevée ( $V_0 = 5.1 \text{ m.s}^{-1}$ ).

D'après le triangle des vitesses, l'angle relatif  $\phi$  à  $\lambda = 0$  est égal à  $90^\circ$ . Les trois relations suivantes sont donc vérifiées tant que le rotor est immobile ( $U = 0, W = V_\infty(1 - a)$ ) :

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{\pi}{2} - \beta \\ \mathcal{C}_\theta &= \mathcal{C}_p \\ d\tau &= N \frac{1}{2} \rho c V_\infty (1 - a) \mathcal{C}_p r dr\end{aligned}$$

En supposant, en première approximation, que le coefficient d'induction axiale  $a$  est indépendant de la corde  $c$ , on observe que le couple augmente lorsque la corde augmente. Il semble donc plutôt cohérent que le rotor de Glauert, avec une distribution de serrage et de corde inférieure à celles des rotors de Betz et de Joukowsky, présente un coefficient de couple au démarrage  $C_{\tau 0}$  plus faible, et donc une vitesse de démarrage  $V_0$  plus élevée. Il convient de souligner que cette analyse présente des limites dans la mesure où nous verrons dans la § 5.2 que la distribution de serrage a une influence directe sur la distribution de la vitesse dans le plan du rotor, et par conséquent sur le coefficient d'induction axiale.

Une autre observation intéressante est la faible différence de  $C_{\tau 0}$  entre les éoliennes de Glauert et de Joukowsky, malgré le fait que cette dernière ait un serrage bien plus important. Ce faible écart peut s'expliquer en s'appuyant sur la courbe  $\mathcal{C}_p - \alpha$  du profil NACA0012 obtenue pour des grands angles d'attaque (Fig. 3.6) et sur les distributions d'angle de calage  $\beta$  des deux rotors (Fig. 3.2b). Le rotor de Joukowsky présente une distribution de calage  $\beta$  plus faible que le rotor de Glauert, en particulier au niveau du pied de pale, qui joue un rôle essentiel dans la mise en rotation du rotor

### 3.2. CARACTÉRISATION DES PERFORMANCES MÉCANIQUES ET ÉNERGÉTIQUES

---

[104]. En effet, les angles de calage du rotor de Glauert pour  $0.3 \leq x \leq 0.5$  sont autour de  $35^\circ - 40^\circ$ , alors que la distribution de calage du rotor de Joukowsky est plutôt autour de  $25^\circ$  (Fig. 3.2b). En l'absence de rotation, les distributions d'angle d'attaque  $\alpha$  et d'angle de calage  $\beta$  sont liées par la relation  $\alpha = \pi/2 - \beta$ . Ainsi, à  $\lambda = 0$ , les angles d'attaque en pied de pale pour le rotor de Glauert se situent autour de  $50^\circ - 55^\circ$ , tandis que pour le rotor de Joukowsky, ils se situent autour de  $65^\circ$ . En examinant la polaire de profil NACA0012 de Sheldahl et Klimas, on note que le coefficient de portance est plus élevé  $C_p$  pour  $\alpha \approx 50^\circ - 55^\circ$ , que pour  $\alpha = 65^\circ$  (Fig. 3.6). Ainsi, la faible différence de  $C_{\tau 0}$  entre les deux rotors peut s'expliquer par le fait que le coefficient de portance  $C_p$  des pales du rotor de Glauert est plus élevé que celui des pales du rotor de Joukowsky lorsque  $\lambda = 0$ .

Enfin, en se basant uniquement sur la géométrie des rotors, il est possible que le rotor de Joukowsky, ayant un serrage élevé et un faible calage (Figs. 3.2 et 3.3), obstrue davantage le passage de l'écoulement dans l'espace entre les pales. Par conséquent, la vitesse axiale  $V_z$  en amont du rotor pourrait être moins élevée qu'en amont du rotor de Glauert, ce qui entraînerait un coefficient d'induction  $a$  plus élevé et donc un coefficient de couple  $C_{\tau 0}$  moins élevé.

#### Limitations

Les mesures mécaniques des performances des rotors, telles que les courbes  $C_p - \lambda$ ,  $C_\tau - \lambda$  et les vitesses de démarrage, permettent de comparer les rotors de manière macroscopique. Cependant, ces mesures se restreignent aux grandeurs globales et sont en quelque sorte « moyennées sur le rotor ». En outre, les différents modèles de disque actif reposent sur des prévisions de vitesses d'écoulement optimales, et les performances mécaniques globales ne permettent pas de commenter les écarts qui pourraient exister entre les distributions optimales et réelles. L'étude des propriétés des écoulements autour des rotors, menée dans la section suivante, peut ainsi favoriser une analyse plus précise du fonctionnement des rotors en fournissant des informations locales et en permettant de faire le lien entre la géométrie des rotors, leurs courbes caractéristiques globales et les caractéristiques de l'écoulement.

### 3.3 Caractérisation des écoulements

Nous avons mesuré les trois composantes du champ de vitesses de l'écoulement  $(V_r, V_\theta, V_z)$  autour des trois rotors par *PIV* stéréoscopique 2D3C. Les champs de vitesses ont été mesurés pour trois vitesses spécifiques  $\lambda = 0.5, \lambda = 1$  et  $\lambda = 1.4$ , de manière synchronisée et non synchronisée. Le dispositif expérimental ainsi que le protocole d'acquisition sont identiques à ceux présentés dans le chapitre 2. Les mesures ont été effectuées pour une vitesse de vent incident de  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . L'origine des champs et profils est située à l'intersection du bord d'attaque et de l'axe de rotation.

Les champs de vitesse axiale et de vitesse tangentielle non synchronisés, moyennés sur 500 paires d'images, et normalisés par la vitesse du vent infini amont  $V_\infty$  pour les trois rotors et les trois vitesses spécifiques considérées sont présentés aux pages 128 et 129. Les champs de vorticités adimensionnés  $\omega_y R_E / V_\infty$ , synchronisés et non synchronisés, ont été calculés selon

$$\omega_y \frac{R_E}{V_\infty} = \left( \frac{\partial V_r}{\partial z} - \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \frac{R_E}{V_\infty} \quad (3.2)$$

et sont présentés aux pages 130 et 131.

Tout d'abord, nous examinerons dans la § 3.3.1 les vitesses et la vorticités de l'écoulement autour des trois rotors, pour les trois vitesses spécifiques étudiées. Ensuite, nous procéderons au calcul et à l'analyse des distributions de coefficients d'inductions, des caractéristiques mécaniques et des angles d'attaque expérimentaux (§ 3.3.2). Nous évaluerons l'influence de la vitesse spécifique sur les caractéristiques de l'écoulement, les écarts entre les distributions expérimentales et optimales prédites par chaque modèle de disque actif, et identifierons les différences entre les trois rotors optimaux.

#### 3.3.1 Vitesses et vorticités de l'écoulement

Les champs de vitesses et de vorticités autour des trois rotors optimaux et pour les trois vitesses spécifiques étudiées permettent une première visualisation quantitative des différences entre les sillages de ces rotors (pages 128 à 131). Afin de quantifier et d'analyser ces différences plus finement, nous avons extrait des champs moyens de vitesses (Figs. 3.7 et 3.8), les profils radiaux moyens de vitesse axiale  $(V_z/V_\infty)$  et tangentielle  $(V_\theta/V_\infty)$  en aval des rotors, à deux distances de l'origine, à savoir  $z/R_E = 1$  et  $z/R_E = 2$ , ainsi que pour les trois vitesses spécifiques ( $\lambda = 0.5, \lambda = 1$  et  $\lambda = 1.4$ ).

Afin de distinguer l'influence de la distribution géométrique sur les vitesses d'écoulement de l'in-



### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

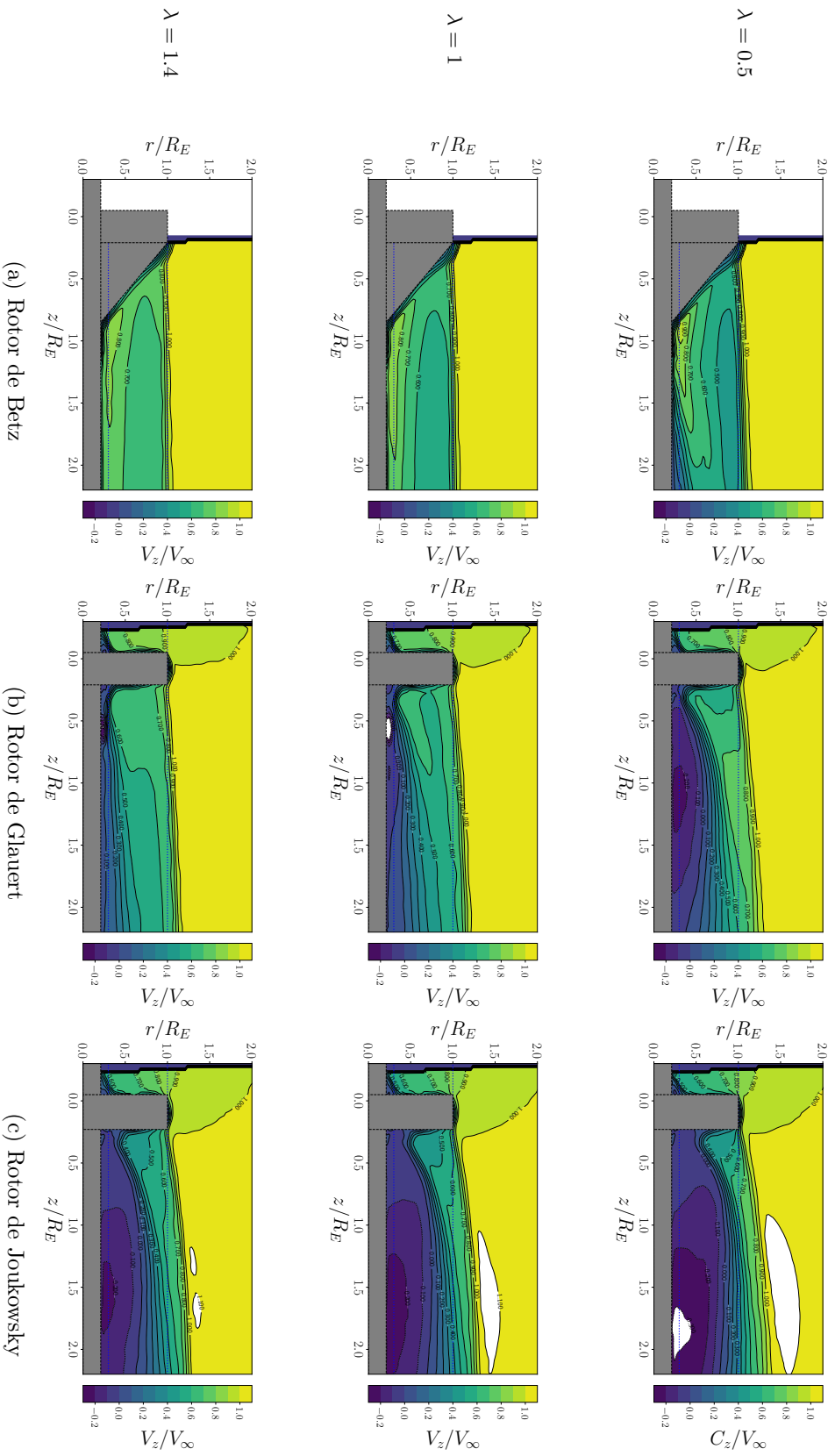


FIGURE 3.7 – Champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  autour des rotor de Betz (a), de Glauert (b) et de Joukowski (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d’une pale.

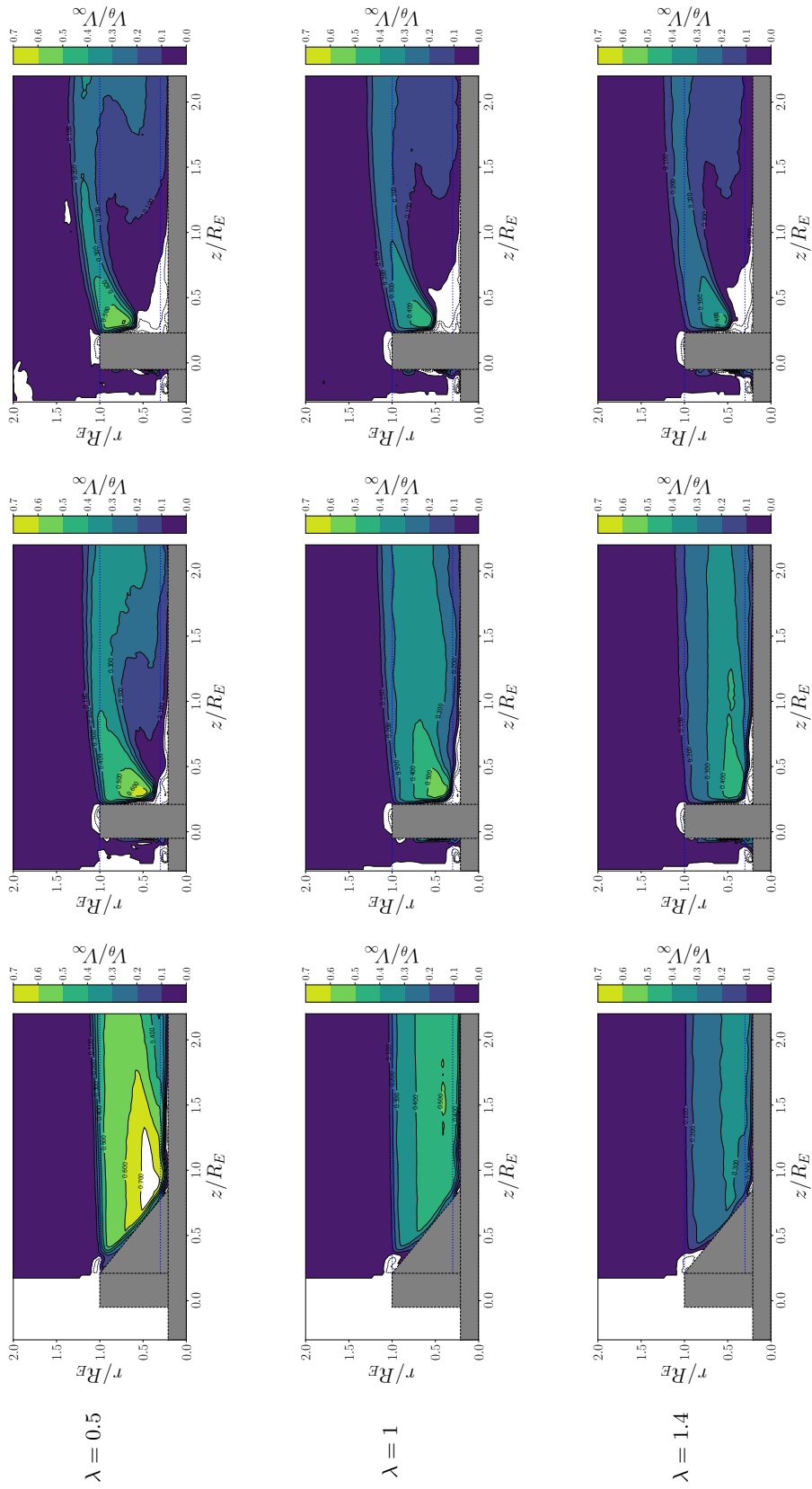


FIGURE 3.8 – Champs moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour des rotors de Betz (a), de Glauert (b) et de Joukowski (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d’une pale.

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

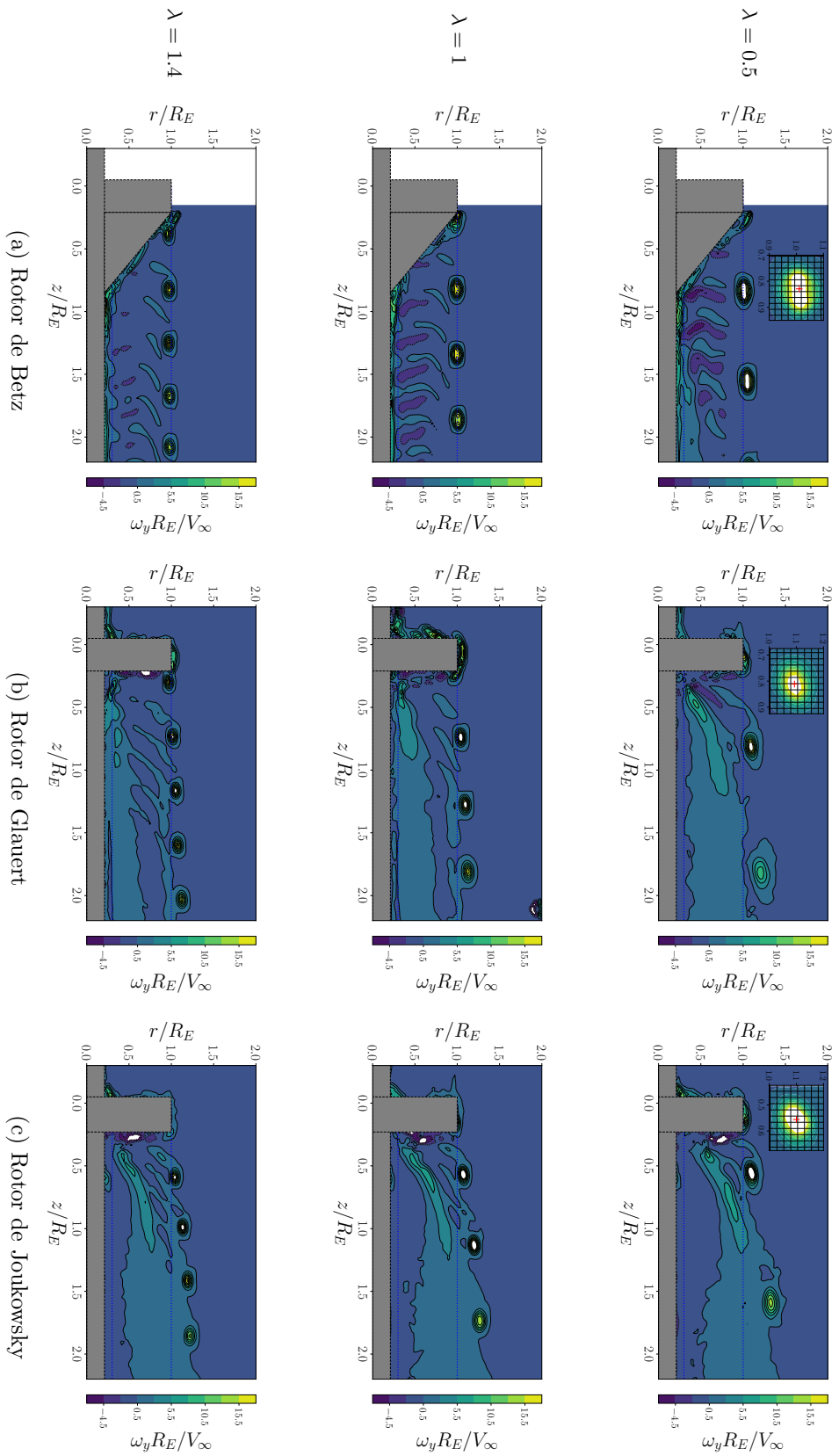


FIGURE 3.9 – Champs de vorticité normalisée  $\omega_y R_E / V_\infty$  pour une phase angulaire autour des rotors de Betz (a), de Glauert (b) et de Joukowski (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Notez les inserts sur les champs à  $\lambda = 0.5$  montrant un zoom sur le premier vortex dont le centre est marqué d'une croix rouge  $+$ . Les champs pour une phase angulaire sont obtenus en moyennant arithmétiquement 200 champs instantanés, synchronisés avec le passage d'une pale.

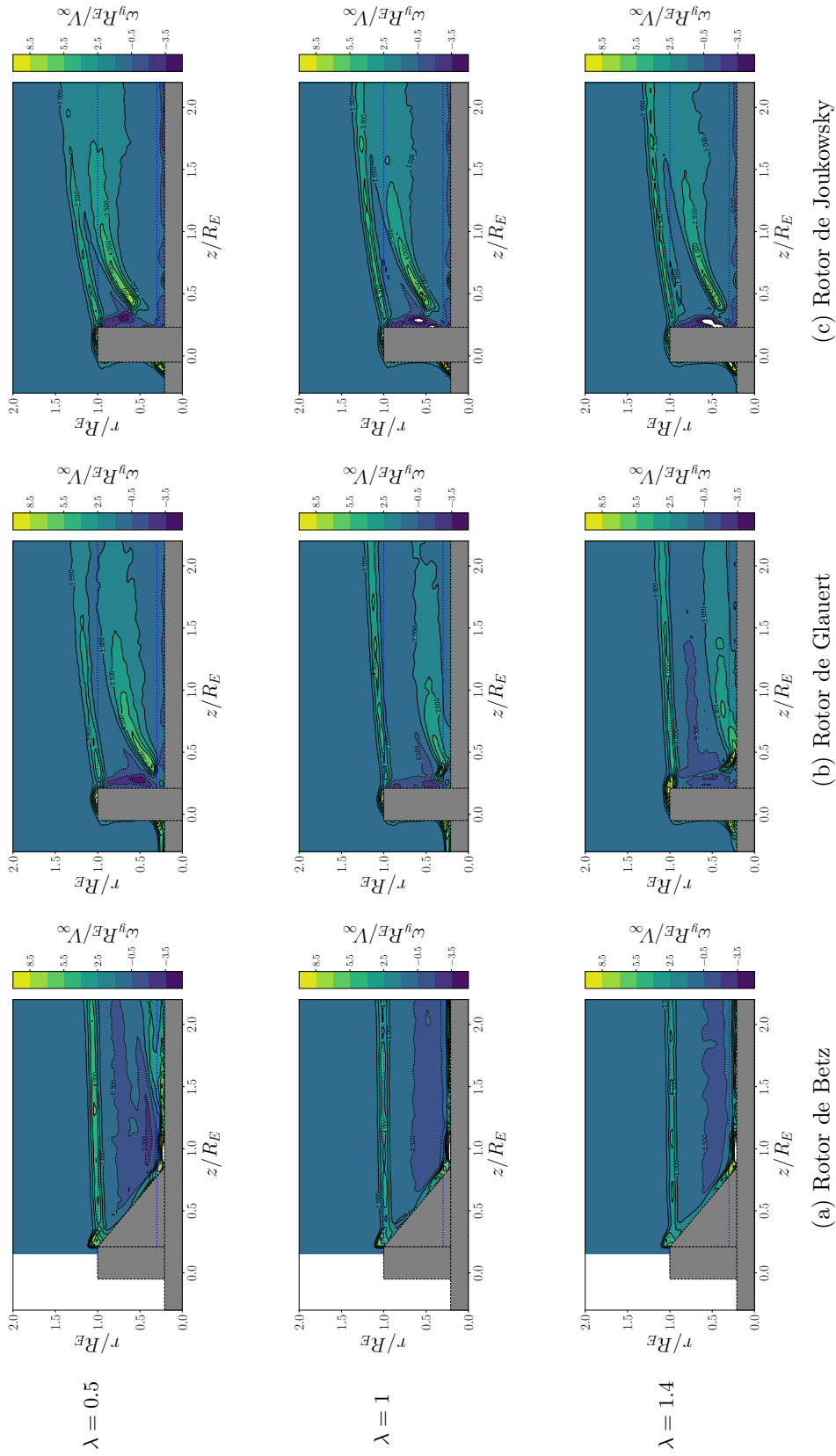


FIGURE 3.10 – Champs moyens de vorticité normalisée  $\omega_y R_E / V_\infty$  pour le rotor de Betz (a), de Glauert (b) et de Joukowski (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale.

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

---

fluence de la vitesse spécifique, nous avons tracé les profils de vitesses dans deux séries de graphiques distinctes (Figs. 3.11 et 3.12). Dans la première série, présentée à la Fig. 3.11, nous avons juxtaposé les profils de vitesses des trois rotors pour chaque vitesse spécifique et position dans le sillage, *i.e.* pour les 6 couples  $\{\lambda, z/R_E\}$ . Ces graphiques permettent d'évaluer l'influence des distributions géométriques sur les vitesses d'écoulement, et ainsi de comparer l'action des rotors optimaux sur celles-ci. Dans la seconde série, visible à la Fig. 3.12, nous avons isolé chaque rotor et superposé les profils de vitesses pour les trois vitesses spécifiques. En d'autres termes, à chaque graphique correspond un couple  $\{\text{Rotor}, z/R_E\}$ . Ces graphiques permettent notamment d'évaluer l'influence de la vitesse spécifique sur les vitesses d'écoulement pour chaque rotor.

#### Vitesses axiales $V_z/V_\infty$

Tout d'abord, nous remarquons d'importantes bulles de recirculation dans le sillage des rotors de Glauert et de Joukowsky. Cette région de l'écoulement, caractérisée par des vitesses négatives, est présente à  $\lambda = 0.5$  pour le rotor de Glauert, et aux trois points de fonctionnement pour le rotor de Joukowsky. Ces bulles de recirculations se forment près du pied de pale des rotors, sont attachées à la nacelle, et s'étendent ensuite radialement dans le sillage. L'intensité du *backflow*, c'est-à-dire l'intensité des vitesses axiales négatives, ainsi que la taille des bulles, varient entre ces deux rotors et selon leur vitesse spécifique de fonctionnement. Cependant, pour les deux rotors optimaux, les vitesses négatives maximales sont localisées à proximité de la nacelle et la bulle de recirculation a tendance à se rapprocher des rotors à mesure que la vitesse spécifique augmente.

La bulle de recirculation dans le sillage du rotor de Joukowsky est la plus importante en termes d'intensité, d'extension spatiale et de persistance avec la vitesse spécifique. À  $\lambda = 0.5$ , elle s'étend radialement sur les trois quarts de l'envergure du rotor et horizontalement sur plusieurs rayons. Elle présente également un *backflow* important, de l'ordre de  $V_z/V_\infty = -0.3$  pour  $0.21 \leq r/R_E \leq 0.5$  en  $z/R_E = 1$  (Fig. 3.11a). La taille de la bulle et l'intensité de la recirculation diminuent avec l'augmentation de la vitesse spécifique, sans toutefois disparaître. La présence de recirculations à la vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt} = 1.4$  pourrait expliquer son coefficient de puissance maximal plus faible par rapport aux deux autres rotors.

Concernant le sillage du rotor de Glauert, la bulle de recirculation présente à  $\lambda = 0.5$  s'estompe à mesure que la vitesse spécifique augmente, et disparaît totalement à la vitesse spécifique optimale

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

---

$\lambda_{opt} = 1.4$ . Pour les trois vitesses spécifiques considérées, la vitesse axiale de l'écoulement est plus faible à la base qu'à l'extrémité du rotor. Toutefois, elle tend à s'homogénéiser sur toute l'envergure au fur et à mesure que le fluide s'écoule dans le sillage (Fig. 3.11a). Par ailleurs, le ralentissement du fluide induit par ce rotor optimal est comparable à celui des éoliennes opérant à des vitesses spécifiques élevées ( $V_z/V_\infty \approx 0.6$ ), mais il est moins uniforme [105].

Le rotor de Betz induit un déficit de vitesse axiale moins important que les deux autres rotors, en particulier au pied de pale, et ne présente pas de bulle de recirculation dans son sillage. Les profils moyens de vitesse axiale sont également plus uniformes le long de l'envergure et varient moins entre les positions  $z/R_E = 1$  et  $z/R_E = 2$  que les distributions en aval des rotors de Glauert et Joukowsky, ce qui traduit la présence d'un sillage plus persistant.

Les profils radiaux de vitesse axiale à la Fig. 3.12 montrent que pour les trois rotors, les vitesses axiales ont tendance à s'homogénéiser et à augmenter à mesure que la vitesse spécifique croît. L'homogénéisation des vitesses se manifeste par un gradient radial de vitesse axiale moins marqué le long de l'envergure. Toutefois, pour le rotor de Betz, une augmentation de la vitesse spécifique se manifeste principalement par une augmentation de la vitesse axiale en bout de pale, tandis que pour le rotor de Glauert, cette augmentation s'observe au pied de pale, avec notamment la disparition des vitesses axiales négatives. Le processus de « ré-énergisation » du fluide semble s'effectuer plus rapidement en aval du rotor de Glauert qu'en aval du rotor de Betz. En effet, on observe une évolution nette des profils de vitesse axiale entre  $z/R_E = 1$  et  $z/R_E = 2$ , et ce pour les trois vitesses spécifiques, alors que pour le rotor de Betz, la forme des profils de vitesse axiale dans le sillage est très similaire entre  $z/R_E = 1$  et  $z/R_E = 2$ . Concernant le sillage du rotor de Joukowsky, l'intensité du *backflow* ainsi que l'extension radiale de la bulle de recirculation en  $z/R_E = 2$  diminuent à mesure que la vitesse spécifique augmente. À proximité du rotor, en  $z/R_E = 1$ , une augmentation de la vitesse spécifique provoque un ralentissement du fluide moins important pour  $r/R_E \geq 0.65$ , mais n'a que très peu d'effet sur les vitesses axiales proches du moyeu. Étant donné que le sillage du rotor de Joukowsky est très perturbé, la « ré-énergisation » du fluide n'est pas facilement observable sur les profils et nécessite probablement plusieurs diamètres en aval du rotor.

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

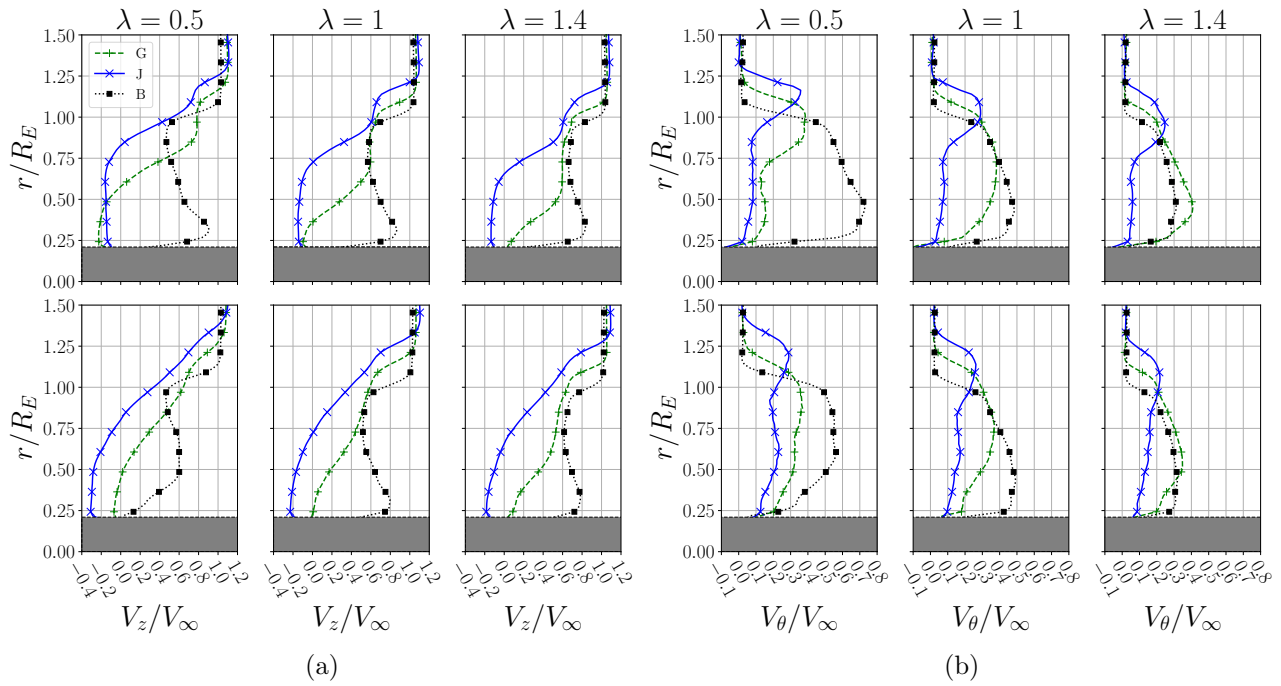


FIGURE 3.11 – Profils radiaux moyens de vitesse axiale normalisée (a) et de vitesse tangentielle normalisée (b) à une distance de l’origine  $z/R_E = 1$  (1<sup>ère</sup> ligne) et  $z/R_E = 2$  (2<sup>ème</sup> ligne) dans le sillage des rotors optimaux, et pour les trois vitesses spécifiques considérées.

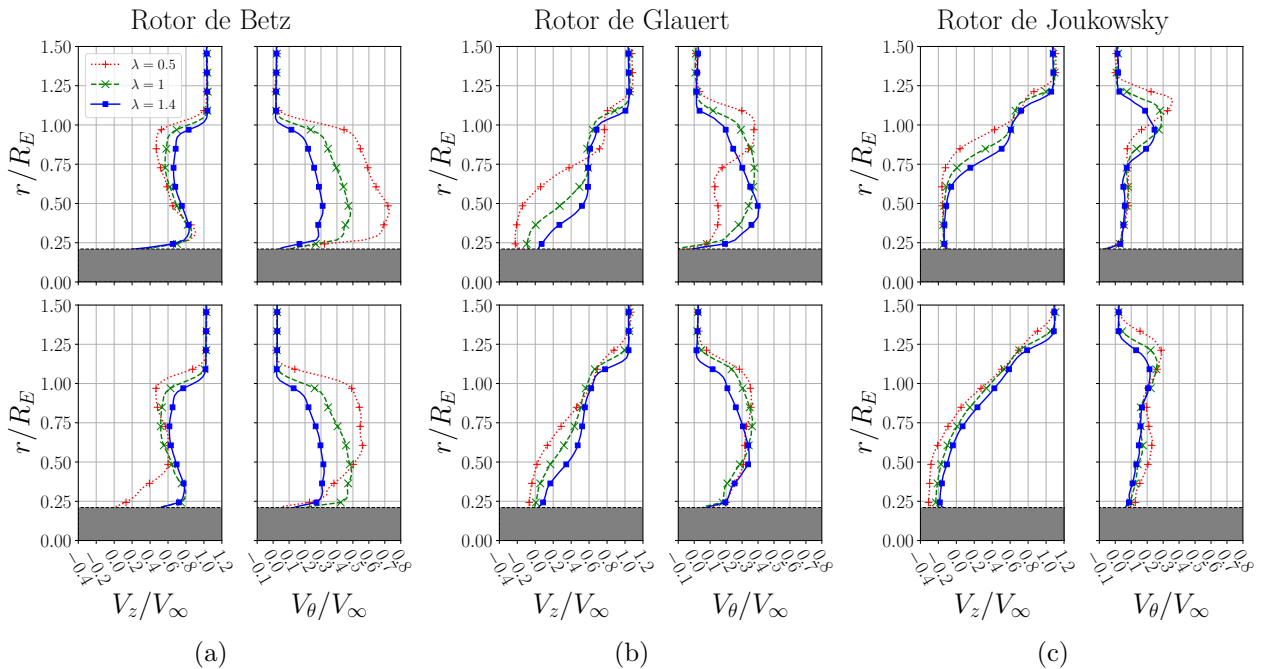


FIGURE 3.12 – Profils radiaux moyens de vitesse axiale et tangentielle normalisée à une distance de l’origine  $z/R_E = 1$  (1<sup>ère</sup> ligne) et  $z/R_E = 2$  (2<sup>ème</sup> ligne) dans le sillage des rotors optimaux de Betz (a), de Glauert (b), et de Joukowsky (c), pour les trois vitesses spécifiques considérées.

#### Vitesses tangentielles $V_\theta/V_\infty$

Les champs et profils radiaux de vitesse tangentielle  $V_\theta/V_\infty$  (Figs. 3.8 et 3.11b) montrent que le sillage du rotor de Betz a une composante tangentielle nettement plus élevée que celle des deux autres rotors, en particulier pour  $\lambda = 0.5$  et  $\lambda = 1$ , avec des vitesses tangentielles dépassant  $0.7V_\infty$  pour  $\{z/R_E, r/R_E\} = \{1, 0.4\}$ . En comparaison avec les deux autres rotors, les isocontours de vitesses tangentielles sont plus rectilignes et les régions d'iso-vitesses sont clairement définies pour les trois vitesses spécifiques, ce qui témoigne d'un sillage plus stable. La rotation du sillage persiste également sur plusieurs diamètres et s'étend sur toute l'envergure du rotor, quelle que soit la vitesse spécifique. On remarque également que la rotation du sillage diminue avec l'augmentation de la vitesse spécifique (Fig. 3.12a). Cependant, la forme des profils demeure très similaire à  $z/R_E = 1$ , avec un maximum de vitesse tangentielle situé proche de  $r/R_E = 0.5$  pour les trois vitesses spécifiques. De plus, l'allure des profils est assez similaire entre  $z/R_E = 1$  et  $z/R_E = 2$ , que ce soit pour  $\lambda = 1$  ou  $\lambda = 1.4$ , ce qui confirme la persistance et la stabilité de la rotation de l'écoulement dans le sillage du rotor de Betz observée sur les champs de vitesses.

À  $\lambda = 0.5$ , la rotation de l'écoulement dans le sillage du rotor de Glauert est principalement localisée pour  $r/R_E \geq 0.5$ , en raison de la présence de la bulle de recirculation occupant une grande partie du sillage. De plus, les isocontours de vitesses tangentielles dans le sillage du rotor de Glauert ne sont pas très rectilignes et les régions d'iso-vitesses tangentielles sont moins localisées et définies que dans le sillage du rotor de Betz, ce qui témoigne d'un sillage moins stable (Fig. 3.8b). À mesure que la vitesse spécifique augmente et que la bulle de recirculation disparaît, la rotation de l'écoulement s'étend sur toute l'envergure du rotor dans son sillage et les isocontours de vitesses deviennent de plus en plus rectilignes. À la position  $z/R_E = 1$ , on remarque que la vitesse tangentielle maximale se rapproche progressivement du pied de pale et que son profil tend à se rapprocher de celui du rotor de Betz lorsque la vitesse spécifique augmente (Fig. 3.12b). Les vitesses tangentielles sont d'ailleurs plus élevées que celles dans le sillage du rotor de Betz à  $\lambda = 1.4$  mais s'atténuent également plus rapidement (Fig. 3.11b). À la différence du rotor de Betz où la vitesse tangentielle diminue sur toute l'envergure lorsque la vitesse spécifique augmente, la Fig 3.12b montre que, pour le rotor de Glauert, l'augmentation de la vitesse spécifique se traduit par une augmentation de la vitesse tangentielle proche du moyeu et une réduction de celle-ci en pied de pale. Cependant, on observe une homogénéisation rapide des profils de vitesse tangentielle en pied de pale, ceux-ci étant pratiquement confondus jusqu'à  $r/R_E = 0.5$  en  $z/R_E = 2$ .



### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

---

À cette distance, les variations de vitesse tangentielle sont les plus significatives à l'extrémité de la pale, et une vitesse spécifique plus faible correspond à une vitesse tangentielle plus élevée.

À  $\lambda = 0.5$ , les champs et profils de vitesse tangentielle dans le sillage du rotor de Joukowsky présentent quelques similitudes avec ceux du rotor de Glauert. En raison de la présence de la bulle de recirculation, la rotation du fluide se produit principalement dans la partie supérieure du sillage, mais à un rayon plus grand ( $r/R_E \geq 0.85$ ) que celui observé avec le rotor Glauert ( $r/R_E \geq 0.5$ ). En  $z/R_E = 1$  et  $z/R_E = 2$ , et pour les trois vitesses spécifiques considérées, on observe une très faible rotation du sillage ( $V_\theta/V_\infty \leq 0.2$ .) pour  $r/R_E \leq 0.75$  (Fig. 3.12c). La rotation de l'écoulement se concentre principalement dans une région comprise entre  $r/R_E = 1$  et  $r/R_E = 1.2$ , qui se trouve au-delà de l'extrémité de la pale du rotor. À mesure que la vitesse spécifique augmente, cette zone se rapproche de la nacelle et l'intensité de la vitesse tangentielle diminue.

#### **Vorticité et tourbillons marginaux**

Les champs synchronisés de vorticité révèlent la présence de tourbillons marginaux qui émanent de l'extrémité des pales et se séparent de celles-ci, avant d'être entraînés dans le sillage des rotors (Fig. 3.9). La rotation des pales entraîne un mouvement hélicoïdal des tourbillons marginaux dans le sillage des rotors, ce qui explique la périodicité des vortex observés sur les champs synchronisés. À mesure que la vitesse spécifique augmente, *i.e.* que la vitesse angulaire augmente, le nombre de vortex visibles par les caméras augmente en raison de la réduction du pas hélicoïdale du sillage tourbillonnaire.

Les tourbillons marginaux ont une incidence négative sur les performances des rotors, car ils entraînent une augmentation de la traînée, des vibrations, des contraintes mécaniques et du bruit au niveau des pales [106, 107]. L'étude des tourbillons est particulièrement importante pour les grandes éoliennes, car une meilleure compréhension de leur dynamique permettrait de trouver des solutions pour réduire les contraintes mécaniques, minimisant ainsi la quantité de matériau nécessaire à la construction des pales et réduisant la fréquence des opérations de maintenance ou de remplacement. Les tourbillons marginaux jouent également un rôle très important dans les phénomènes de mélange, ou *mixing*, au niveau de la frontière entre le sillage et l'écoulement non perturbé. Ils contribuent notamment à la « ré-énergisation » de l'écoulement, dont l'étude présente un intérêt fort pour l'optimisation de fermes éoliennes [108]. Dans la présente thèse, en raison de la résolution temporelle et spatiale limitée du système *PIV*, nous n'avons pas exploré la dynamique des tourbillons marginaux. Cependant,

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

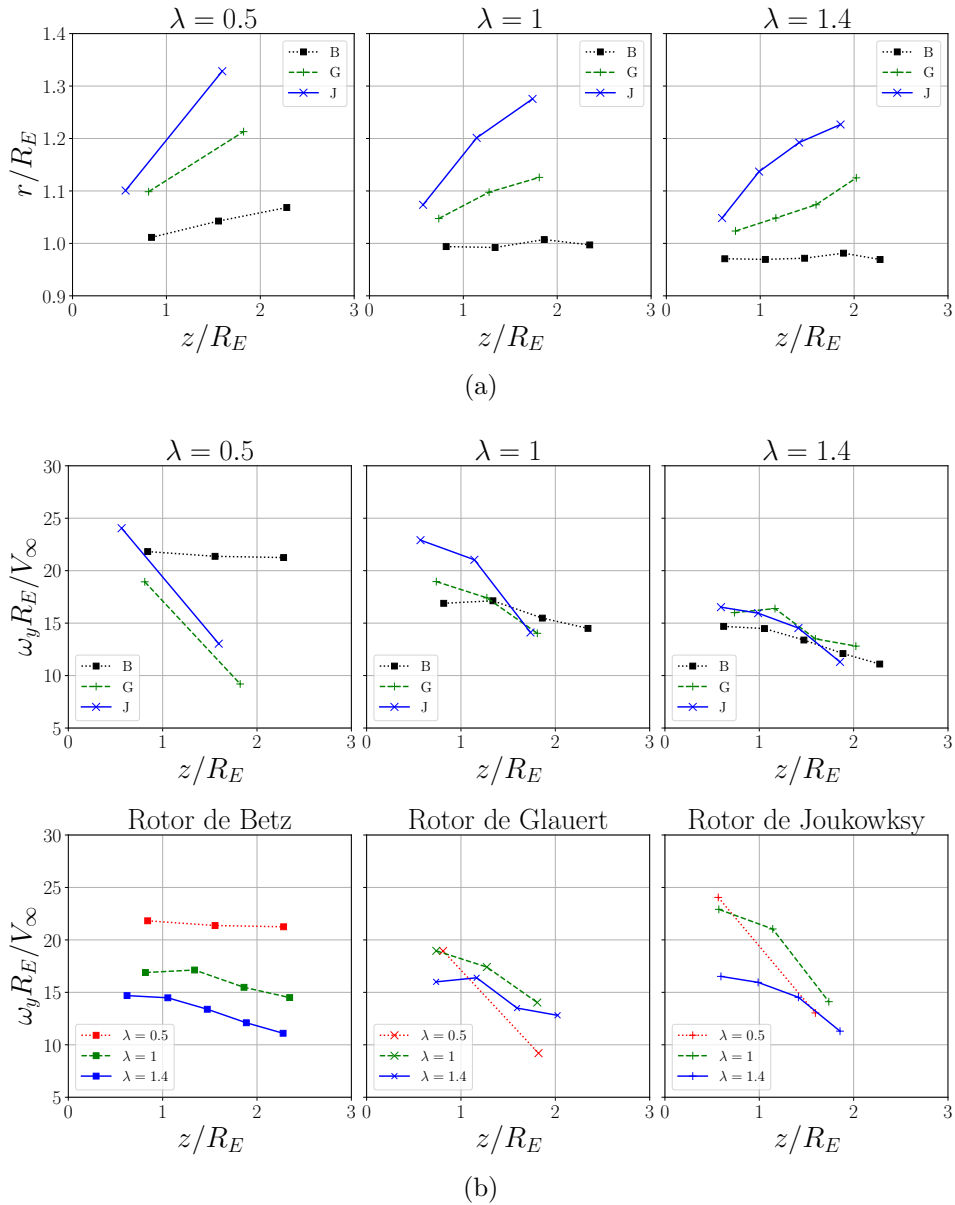


FIGURE 3.13 – (a) Position des centres des tourbillons marginaux. (b) Vorticité adimensionnée au centre des tourbillons en fonction de la position horizontale des vortex

nous avons caractérisé l'expansion du sillage en étudiant l'évolution de la position et l'intensité des vortex marginaux.

Nous avons déterminé les positions  $\{r/R_E, z/R_E\}$ , et l'intensité  $\omega_y R_E / V_\infty$  des tourbillons marginaux à partir des champs de vorticité synchronisés (Fig 3.9). L'intensité des tourbillons est calculée en effectuant la moyenne arithmétique de la vorticité des neuf fenêtres d'interrogation présentant la

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

---

vorticité la plus forte. Les agrandissements autour du premier tourbillon dans le sillage des trois rotors à  $\lambda = 0.5$  (Fig 3.9), et sur lesquels nous avons superposé la grille des fenêtres d'interrogation utilisée lors de la corrélation croisée, permettent d'apprécier les dimensions des tourbillons par rapport à la taille d'une fenêtre d'interrogation. Le centre du tourbillon, marqué par une croix rouge, est la région du tourbillon où la vorticité est maximale [109]. Afin de le localiser, nous avons déterminé les coordonnées du point au centre des neuf fenêtres d'interrogation présentant la vorticité la plus élevée. Cette méthode d'identification, basée sur la vorticité maximale, est notamment utilisée par McTavish *et al.* dans leur étude visant à caractériser l'effet de la vitesse incidente sur l'expansion de l'écoulement en aval d'un rotor [64].

Les coordonnées des tourbillons marginaux dans le sillage des trois rotors et pour les trois vitesses spécifiques étudiées sont tracées à la Fig. 3.13a. Nous pouvons observer que le sillage du rotor de Betz diverge moins que le sillage des rotors de Glauert et de Joukowsky, et ce pour les trois vitesses spécifiques. À  $\lambda = 1$  et  $\lambda = 1.4$ , la ligne rejoignant les centres des tourbillons est quasiment horizontale, ce qui traduit la très faible expansion de l'écoulement. Le sillage généré par le rotor de Joukowsky est le plus divergent, ce qui est plutôt cohérent avec les perturbations significatives observées sur les champs de vitesses. Il est également observé pour les trois rotors que les coordonnées radiales des tourbillons marginaux diminuent à mesure que la vitesse spécifique augmente, ce qui indique une réduction de l'expansion du sillage avec la vitesse spécifique.

La Figure 3.13b illustre l'évolution de l'intensité des tourbillons marginaux dans le sillage des rotors. On observe une diminution de l'intensité des tourbillons marginaux à mesure que la structure tourbillonnaire est convectée dans le sillage des rotors. L'intensité des tourbillons générés par le rotor de Betz est plus faible à  $\lambda = 1$  et  $\lambda = 1.4$  sur l'ensemble du sillage visible par les caméras. De plus, l'atténuation de l'intensité des tourbillons marginaux est moins rapide pour le rotor de Betz que pour les rotors de Glauert et de Joukowsky, ce qui suggère que l'éclatement des tourbillons (*vortex breakdown*) et du sillage, qui caractérisent la transition du sillage proche vers le sillage lointain [110], se produit plus tard pour le rotor de Betz que pour ces deux autres rotors. Une illustration graphique de la transition du sillage proche au sillage lointain et du phénomène de *vortex breakdown* est proposée à la Fig. 3.14.

On observe également une influence importante de la vitesse spécifique sur l'intensité des vortex. Pour le rotor de Betz, l'intensité des vortex diminue à mesure que la vitesse spécifique augmente, ce

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

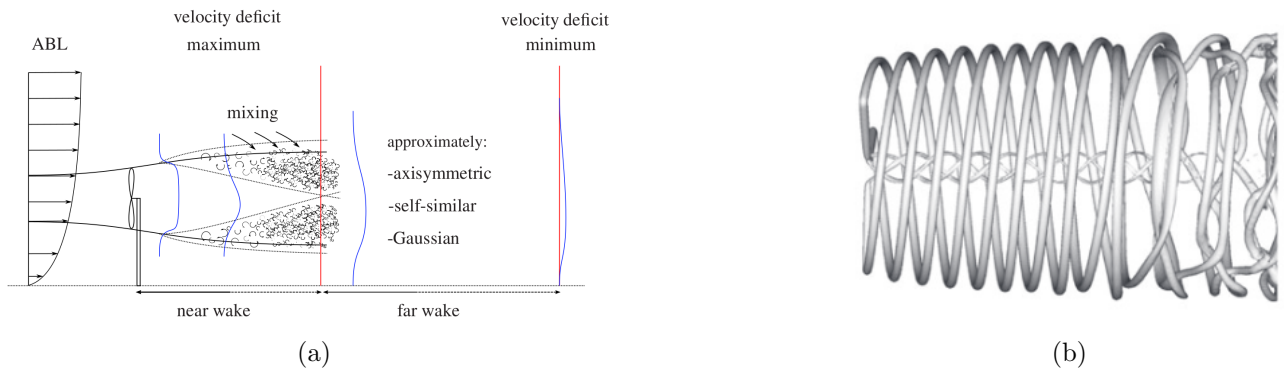


FIGURE 3.14 – Illustration de la transition du sillage proche au sillage lointain (a) et du phénomène de *vortex breakdown* (b). Figures extraites de Sanderse *et al.* [114] et de Kleusberg *et al.* [115].

qui suggère que l'éclatement de la structure tourbillonnaire se produit plus rapidement à haute vitesse spécifique, comme l'ont suggéré Sørensen *et al.* [110]. Pour les rotors de Glauert et Joukowski, excepté à  $\lambda = 0.5$  où la présence d'une bulle de recirculation perturbe fortement l'écoulement sur une grande partie de l'envergure des rotors, on observe également une diminution de l'intensité des tourbillons marginaux lorsque la vitesse spécifique augmente de  $\lambda = 1$  à  $\lambda = 1.4$ . Cependant, il est difficile de formuler une hypothèse sur l'apparition la plus rapide du *vortex breakdown* et de l'éclatement du sillage, car l'atténuation de l'intensité des tourbillons marginaux est plus rapide à  $\lambda = 1$  qu'à  $\lambda = 1.4$ .

En somme, on constate que la vitesse spécifique a un effet significatif sur la position et l'intensité des vortex marginaux dont l'éclatement déclenche l'éclatement du sillage ainsi que les phénomènes de mélange et de « ré-énergisation » de l'écoulement par le fluide non perturbé. La longueur caractéristique du sillage proche est donc fortement corrélée au pas de la structure tourbillonnaire hélicoïdale. Il semblerait donc plus approprié de caractériser la longueur du sillage proche en se basant à fois sur la vitesse spécifique et le diamètre du rotor, plutôt que sur le diamètre seul qui est généralement utilisé [108, 110]. En effet, plusieurs études indiquent que le sillage proche est d'environ 1 à 2 diamètres et que le sillage lointain commence à environ 5 à 6 diamètres en aval des rotors après une période de transition [111, 112, 113].

L'examen des champs de vorticité non synchronisés (Fig. 3.10) nous permet d'identifier deux régions de l'écoulement présentant une vorticité moyenne élevée et persistante dans le sillage des rotors. Une première région, présente sur les champs des trois rotors, qui prend naissance en  $r/R_E = 1$  et qui correspond à la vorticité des structures tourbillonnaires émanant des bouts de pales. Le rotor de

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

---

Betz présente une seconde région de vorticité élevée, située à proximité de la nacelle et plutôt stable ( $r/R_E \leq 0.5$ ). L'intensité de la vorticité dans cette région est inférieure à celle observée dans le sillage des rotors de Glauert et Joukowski, et diminue avec l'augmentation de la vitesse spécifique. Pour les rotors de Glauert et Joukowski, une seconde région de vorticité importante se forme au niveau du pied de pale et se propage dans le sillage. Les isocontours de vorticité de grande intensité entourent la bulle de recirculation en raison du taux de cisaillement élevé à sa frontière avec le fluide environnant, en particulier à proximité du rotor, dans une région située autour de  $r/R_E = 0.5$  et  $z/R_E = 0.5$  (Figs. 3.7a et 3.10). Les isocontours de vorticité diminuent en intensité, deviennent de plus en plus rectilignes et se rapprochent de la nacelle à mesure que la bulle de recirculation diminue en taille avec l'augmentation de la vitesse spécifique.

#### 3.3.2 Grandeurs déduites des mesures de vitesses

Nous allons maintenant approfondir l'analyse des distributions d'induction ainsi que des performances mécaniques des rotors à partir des mesures par *PIV*. Nous allons notamment comparer les distributions optimales théoriques utilisées lors de la phase de conception aux données expérimentales. De plus, nous tenterons d'établir le lien entre les performances mécaniques globales mesurées à l'aide du couplemètre (§ 3.2) et les caractéristiques locales de l'écoulement.

##### 3.3.2.1 Coefficients d'induction axiale $a$ et tangentielle $a'$

Nous avons tracé à la Fig. 3.15 les profils moyens radiaux des facteurs d'inductions  $a$  et  $a'$  juste en amont ( $z/R_E = -0.1$ ) et en aval ( $z/R_E = 1/3$ ) des rotors de Glauert et de Joukowski. La région en amont du rotor de Betz étant hors du champ de vision des caméras en raison de sa longueur supérieure, nous avons pu déterminer les distributions de  $a$  et  $a'$  uniquement en aval de ce rotor, à la distance  $z/R_E = 0.8$ . Les distributions optimales, déterminées à l'aide des différents modèles de disque actif et utilisées pour le dimensionnement des rotors à  $\lambda = 1$ , sont également tracées sur ces graphiques en trait interrompu (- -). En raison des perturbations importantes au niveau du pied de pale, près de la nacelle, nous analyserons uniquement les distributions de  $a$  et  $a'$  entre les positions  $r/R_E = 0.3$  et  $r/R_E = 1$ .

Tout d'abord, l'induction axiale et tangentielle diminue pour les trois rotors à mesure que la vitesse spécifique augmente. Cela est uniquement une manière alternative d'exprimer l'augmentation

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

---

de la vitesse axiale et de la réduction de la vitesse tangentielle dans le sillage à mesure que la vitesse spécifique augmente. L'induction tangentielle, *i.e.* la rotation du fluide, en amont des rotors est nulle, ce qui est cohérent avec les modèles de disque actif. Le fluide commence à décélérer en amont des rotors, et le passage à travers ces derniers s'accompagne d'une variation du coefficient d'induction axiale  $a$  entre l'amont (traits semi-transparents) et l'aval (traits épais). Dans les différentes théories, le rotor est modélisé comme un disque infiniment fin, ce qui suppose que l'induction entre l'amont et l'aval soit identique. Étant donné que les rotors ont une certaine longueur, il est difficile de définir un plan correspondant au plan du disque et nous pouvons constater que la traversée du rotor ne se fait pas à induction constante.

À la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ , la distribution d'induction axiale en aval du rotor de Betz est centrée autour de la distribution imposée lors du dimensionnement, à savoir  $a = 1/3$  le long de l'envergure, mais n'est pas uniforme (Fig. 3.15a). En outre, le modèle d'écoulement purement axial suppose que la vitesse tangentielle soit nulle, c'est-à-dire  $a' = 0$ . Bien sûr, cette hypothèse n'est pas vérifiée dans la pratique mais nous avons également constaté que le rotor de Betz est celui qui entraîne la plus forte rotation du sillage.

Nous pouvons observer que l'allure des profils d'induction autour du rotor de Glauert est assez similaire à la distribution théorique (Fig. 3.15b). Néanmoins, c'est à  $\lambda = 1.4$ , et non à  $\lambda = 1$ , que le profil de  $a$  en aval se rapproche le plus du profil optimal. De plus, mis à part en bout et en pied de pale, on remarque que la distribution d'induction tangentielle  $a'$  est confondue avec la distribution optimale à  $\lambda = 1$ .

Comme attendu étant donnée l'allure des champs de vitesses et la présence d'une bulle de recirculation importante, les profils de  $a$  et  $a'$  autour du rotor de Joukowski diffèrent considérablement des profils optimaux qui supposent une circulation uniforme et une induction constante. C'est finalement pour ce rotor que l'écart entre les distributions théoriques optimales et les résultats expérimentaux est le plus important. Ces résultats semblent confirmer les doutes émis par plusieurs chercheurs, tels que Sørensen *et al.* [22] ou Lam *et al.* [24], quant à la réalité physique d'un disque actif à circulation constante à faible vitesse spécifique. Les présents résultats expérimentaux s'opposent donc aux développements analytiques de Sharpe *et al.* [23], de Wood *et al.* [26, 25] et d'autres, suggérant qu'il est possible, sous certaines hypothèses, d'induire une rotation du fluide en pied de pale supérieure à la rotation du rotor, créant ainsi une différence de pression supplémentaire permettant d'obtenir un

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

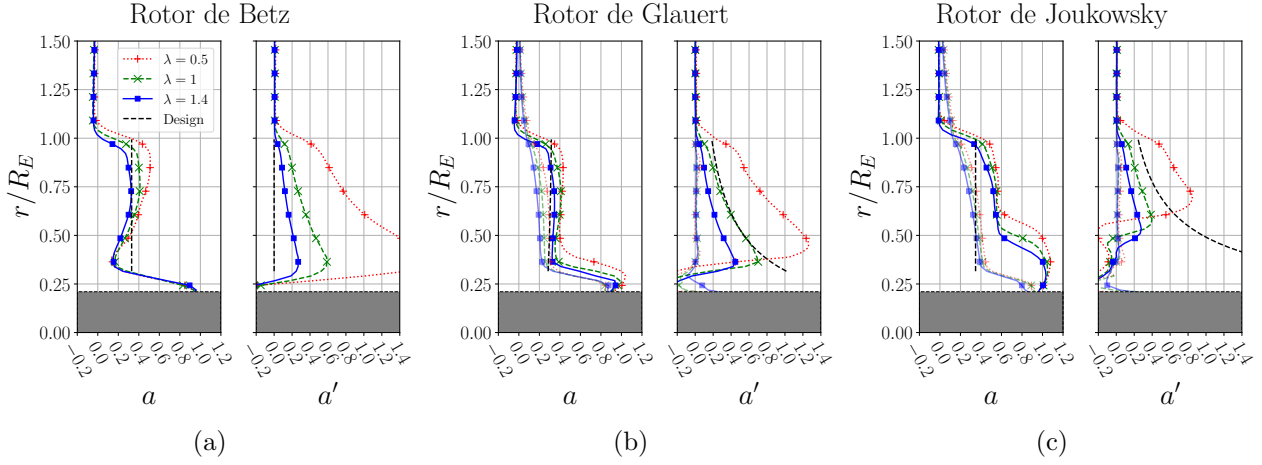


FIGURE 3.15 – Profils radiaux moyens des coefficients d’induction axiale  $a$  et tangentielle  $a'$  en amont (traits semi-transparents) et en aval (traits épais) des rotors optimaux de Betz (a), de Glauert (b), et de Joukowski (c), pour les trois vitesses spécifiques considérées.

coefficient de puissance supérieur à la limite de Betz. Par ailleurs, la géométrie résultant de ce modèle ne permet pas d’induire une composante tangentielle importante, mais semble plutôt obstruer le passage du fluide. Cet écueil à faible vitesse spécifique pourrait être évité en prenant en compte, dans les modèles analytiques, le caractère visqueux du fluide et l’influence des forces de pression latérales sur le volume de contrôle [22].

#### 3.3.2.2 Coefficients de puissance $C_p$ et de couple $C_\tau$

Nous avons tracé à la Fig. 3.16 les distributions radiales des coefficients de couple  $dC_\tau$  et de puissance  $dC_p$  pour chaque rotor et pour les trois points de fonctionnement étudiés. Ces coefficients ont été calculés à partir des distributions de  $a$  et de  $a'$  mesurées juste en aval des rotors, selon les équations suivantes :

$$dC_\tau = 8\lambda^2 a'(1-a)x^3 dx \quad (3.3)$$

$$dC_p = 8\lambda^3 a'(1-a)x^3 dx \quad (3.4)$$

Nous avons également déterminé les coefficients de puissance et de couple en intégrant ces distributions entre  $x = 0.3$  et  $x = 1$  pour chaque rotor et vitesse spécifique (Tab. 3.3).

On observe au Tab. 3.3 que les écarts relatifs entre les coefficients de couple et de puissance mesurés de manière indirecte à l’aide des champs *PIV* et ceux mesurés par le couplemètre sont relativement

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

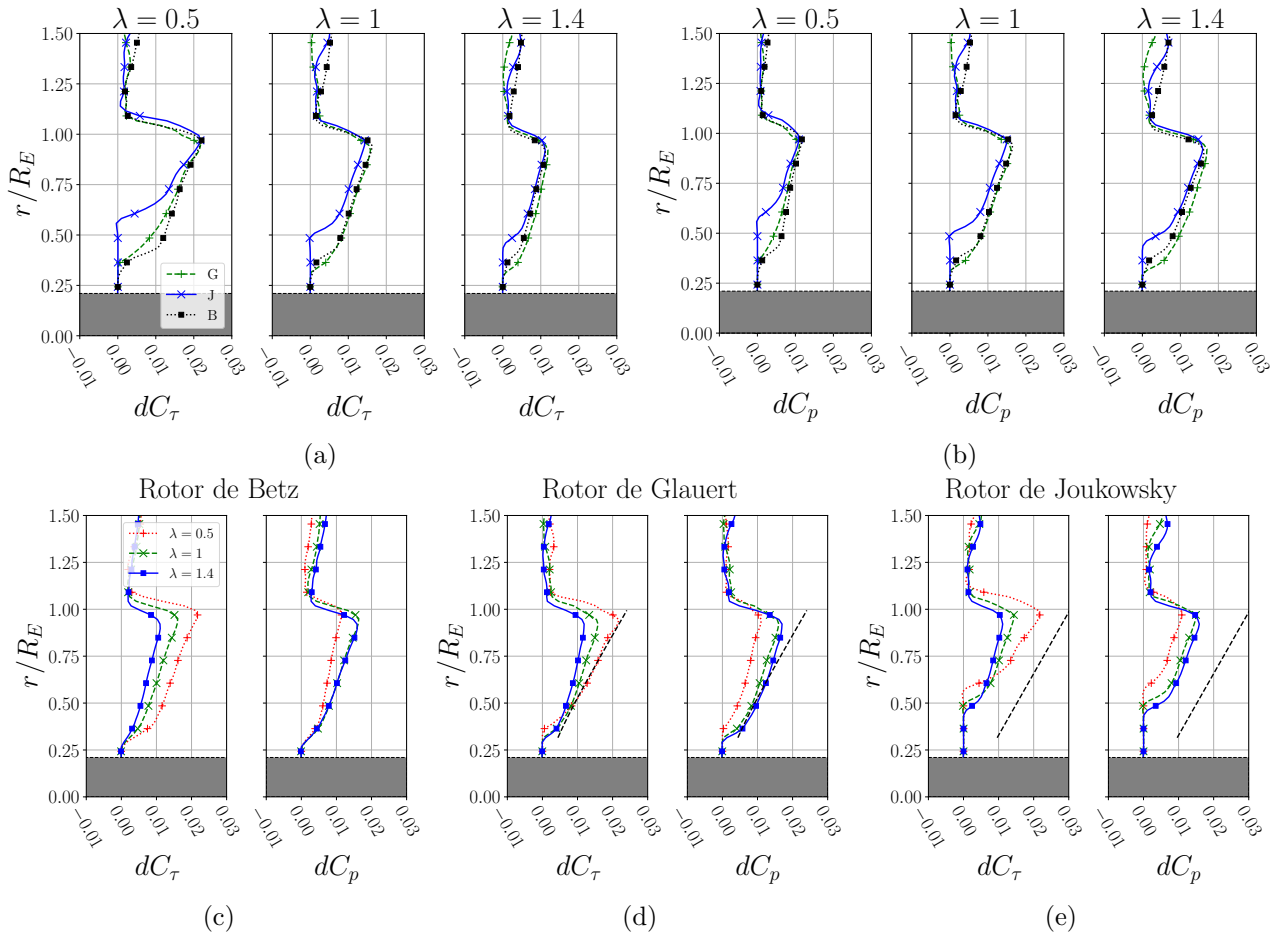


FIGURE 3.16 – Profils radiaux moyens des coefficients de couple  $dC_\tau$  et de puissance  $dC_p$  calculés en aval des rotors optimaux pour les trois vitesses spécifiques étudiées. Les graphiques (a) et (b) permettent de visualiser les différences entre les rotors, tandis que les graphiques (c), (d) et (e) permettent de mettre en évidence l’influence de la vitesse spécifique pour chaque rotor.

faibles. Les écarts les plus importants sont observés lorsque le rotor de Joukowsky opère à la plus faible vitesse spécifique étudiée, à savoir  $\lambda = 0.5$ , pour laquelle son sillage est fortement perturbé. Nous constatons également une bonne corrélation pour le rotor de Betz, malgré le fait que nous avons intégré  $dC_p$  et  $dC_\tau$  à une distance  $z/R_E = 0.8$  en aval du rotor afin de pouvoir intégrer ces quantités sur toute l’envergure du rotor (les pales obstruent une partie du champ de vision pour  $z/R_E \leq 0.8$ ). Finalement, pour le rotor de Glauert, nous avons obtenu des écarts relatifs inférieurs à 1% à  $\lambda = 0.5$  et 1.4, et de l’ordre de 6% à  $\lambda = 1$ . Ces résultats renforcent notre confiance dans la fiabilité des mesures et des résultats obtenus par *PIV*.

Les profils radiaux moyens de coefficients de puissance et de couple infinitésimaux sont présentés



### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

	$C_p$			$C_\tau$		
	<i>PIV</i>	Couplemètre	Err. rel. [%]	<i>PIV</i>	Couplemètre	Err. rel. [%]
$\lambda = 0.5$						
Betz	0.22	0.24	8	0.42	0.48	13
Glauert	0.18	0.18	$\leq 1$	0.36	0.36	$\leq 1$
Joukowski	0.13	0.16	19	0.25	0.32	22
$\lambda = 1$						
Betz	0.30	0.31	3	0.30	0.31	3
Glauert	0.30	0.32	6	0.30	0.32	6
Joukowski	0.21	0.24	13	0.21	0.24	13
$\lambda = 1.4$						
Betz	0.30	0.28	7	0.21	0.20	5
Glauert	0.34	0.34	$\leq 1$	0.24	0.25	$\leq 1$
Joukowski	0.25	0.26	4	0.19	0.18	$\leq 1$

TABLE 3.3 – Tableau comparatif des coefficients de puissance  $C_p$  et de couple  $C_\tau$  obtenus de façon indirecte à partir des mesures *PIV* et de façon directe à l’aide du couplemètre. L’écart relatif est exprimé en pourcentage de la valeur obtenue *via* les mesures du couplemètre.

à la Fig. 3.16. Tout d’abord, pour les trois rotors, la puissance et le couple sont principalement générés par la partie supérieure des pales. Nous observons également que les distributions de  $dC_\tau$  diminuent à mesure que la vitesse spécifique augmente, ce qui corrobore les résultats obtenus avec le couplemètre, ainsi qu’avec la réduction de la vitesse tangentielle à mesure que la vitesse spécifique augmente (Figs. 3.16c, d, et e).

À  $\lambda = 0.5$ , le rotor de Betz produit plus de couple et de puissance que les deux autres rotors, ce qui est cohérent avec les vitesses tangentielles et le débit de fluide plus élevés, en particulier en pied de pale (Fig. 3.11). Cela se traduit sur les graphiques à  $\lambda = 0.5$  ((a) et (b)) par des coefficients de puissance et de couple infinitésimaux sensiblement plus élevés en pied de pale, mais aussi sur toute l’envergure. De plus, on observe au graphique (c) que la distribution de  $dC_p$  est maximale à la vitesse spécifique  $\lambda = 1$ , correspondant au point de dimensionnement.

La distribution de  $dC_p$  pour le rotor de Glauert à  $\lambda = 1.4$  est supérieure à celle au point de conception  $\lambda_{design} = 1$ , ce qui est de nouveau cohérent avec les mesures du couplemètre. De plus, la distribution à  $\lambda = 1.4$  est semblable à la distribution optimale imposée lors du dimensionnement, à l’exception de la région en bout de pale où l’influence du fluide extérieur sur le sillage est importante. Afin de tenir compte des phénomènes de bout de pale, il aurait été possible d’inclure des facteurs de correction lors du dimensionnement, tels que ceux dérivés par Prandtl, qui sont couramment utilisés

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

---

pour les grandes éoliennes [116]. Cependant, ces corrections présentent une limite dans la mesure où elles supposent que le sillage ne s'étend pas radialement, ce qui restreint leur validité aux rotors faiblement chargés. Cette hypothèse ne s'applique pas à nos éoliennes à faibles vitesses spécifiques, qui produisent un couple important.

La distribution de  $dC_p$  est également plus élevée à  $\lambda = 1.4$  qu'à  $\lambda = 1$  pour le rotor de Joukowsky. En raison de la bulle de recirculation, les pales du rotor de Joukowsky ne travaillent pas pour  $0.3 \geq r/R_E \geq 0.6$  à  $\lambda = 0.5$  et  $0.3 \geq r/R_E \geq 0.45$  à  $\lambda = 1.4$ , ce qui explique les performances inférieures sur l'ensemble de la plage de fonctionnement étudiée (Fig. 3.16e).

#### 3.3.2.3 Angles d'attaque

Nous avons calculé et tracé à la Fig. 3.17a les profils radiaux d'angle d'attaque expérimental le long des pales des rotors de Glauert et de Joukowsky en utilisant les distributions de  $a$  et de  $a'$  en amont, ainsi que les distributions de calage, selon :

$$\alpha = \phi - \beta = \tan^{-1} \left( \frac{1 - a}{\lambda x(1 + a')} \right) - \beta \quad (3.5)$$

Bien que nous n'ayons pas pu mesurer les distributions de vitesses en amont du rotor de Betz, nous avons calculé les angles d'attaque expérimentaux à partir des vitesses axiales juste en aval du rotor et en supposant  $a' = 0$  (Fig. 3.17b). Toutefois, il convient d'être prudent dans l'utilisation de ces résultats car nous avons constaté précédemment que l'induction axiale n'est pas uniforme entre l'amont et l'aval des rotors. Néanmoins, cette estimation des angles d'attaque nous permet de comparer et d'interpréter plus complètement les performances des trois rotors. La distribution d'angle d'attaque imposée lors du dimensionnement, à savoir  $\alpha_O = 6^\circ$  le long de l'envergure, est également représentée en trait interrompu (--) sur les graphiques.

De plus, dans le but de relier les caractéristiques géométriques des rotors aux angles d'attaque et aux performances globales ( $C_p - \lambda$ ,  $C_\tau - \lambda$ ), nous avons élaboré un schéma de la cascade de profils de chaque rotor à la coordonnée radiale  $r/R_E = 0.4$ , sur lequel nous avons représenté les vecteurs vitesses relatives  $W$  pour les trois vitesses spécifiques étudiées (Fig 3.14a). Ce schéma a été dessiné de manière à ce que les longueurs des vecteurs vitesses, les angles d'attaque et de calage, ainsi que les serrages des profils respectent les résultats expérimentaux et les distributions géométriques.

Pour les rotors de Glauert et de Joukowsky, on constate que l'angle d'attaque se rapproche de l'angle

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

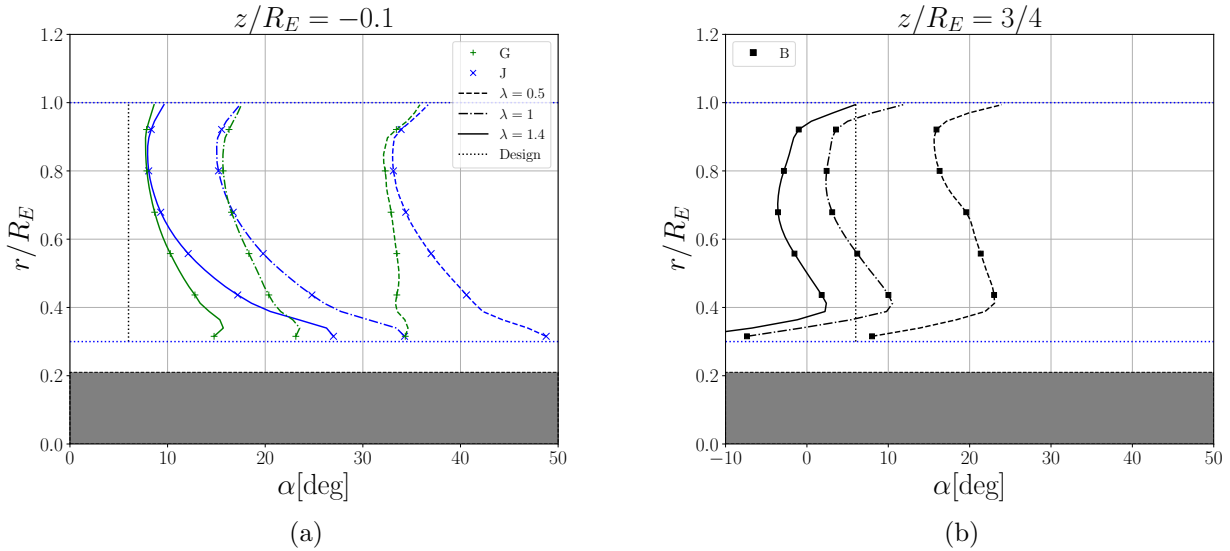


FIGURE 3.17 – Profils radiaux moyens d’angle d’attaque. Les angles ont été calculés pour les rotors de Glauert et Joukowski en  $z/R_E = -0.1$  (a), tandis que pour le rotor de Betz, les angles ont été calculés à partir du profil radial d’induction axiale en  $z/R_E = 0.8$  et en considérant  $a' = 0$  (b).

optimal à mesure que la vitesse spécifique augmente, et c’est à  $\lambda = 1.4$ , et non pour la vitesse spécifique de dimensionnement, que l’angle d’attaque est le plus proche de l’angle optimal du profil SG6042. De manière générale, les mesures des coefficients de puissance sont corrélées à la taille et l’intensité de la bulle de recirculation. À mesure que la bulle disparaît avec l’augmentation de la vitesse spécifique, *i.e.* la diminution de l’angle d’attaque, le coefficient de puissance augmente. Au point de dimensionnement  $\lambda = 1$ , les distributions d’angle d’attaque diffèrent considérablement de  $\alpha = 6^\circ$ , particulièrement en pied de pale, où les angles d’attaque sont très élevés. La plage de rayons pour laquelle l’angle d’attaque local se rapproche le plus de  $6^\circ$  est comprise entre  $0.7 \leq r/R_E \leq 0.9$ , ce qui confirme la prépondérance du bout de pale dans la production du couple et de la puissance. De plus, l’angle d’attaque optimal des rotors semble être plus proche de  $8^\circ$  plutôt que de l’angle optimal du profil SG6042. Cette différence pourrait s’expliquer par plusieurs facteurs, tels que la rotation des profils, l’interaction entre les profils due à un serrage élevé, l’opération à un nombre de Reynolds inférieur à celui auquel la polaire a été obtenue, la rugosité, *etc.* Finalement, il est assez surprenant de constater que pour la partie supérieure des pales ( $r/R_E \geq 0.6$ ), les distributions d’angles d’attaque sont pratiquement identiques entre le rotor de Glauert et de Joukowski pour les trois vitesses spécifiques, malgré des géométries très différentes en bout de pale.

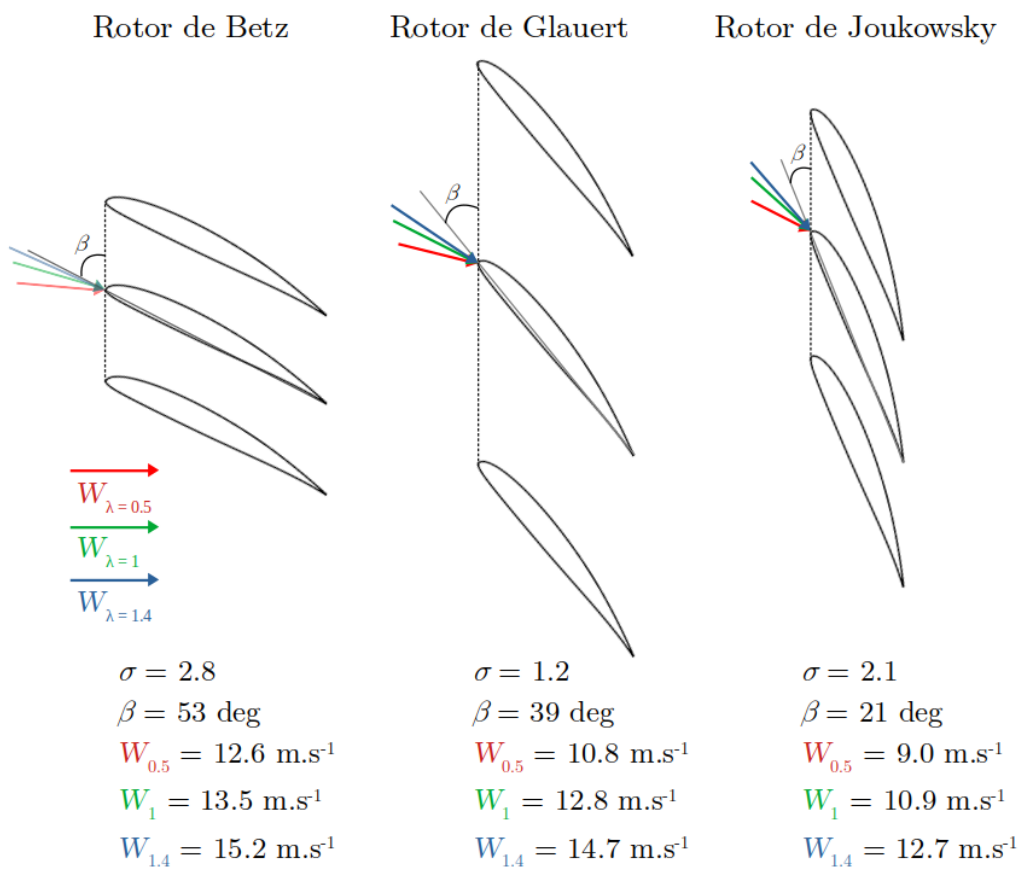


FIGURE 3.18 – Schéma de la cascade de profils à la coordonnée radiale  $r/R_E = 0.4$ . Ce schéma a été conçu de manière à ce que les longueurs des vecteurs vitesses, les angles d'attaque et de calage, ainsi que les serrages des profils correspondent aux résultats expérimentaux et aux distributions géométriques.

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

---

À  $\lambda = 0.5$ , les angles d'attaque en pied de pale du rotor de Glauert sont élevés, autour de  $32^\circ$ . À cet angle, le profil SG6042 a théoriquement décroché, ce qui est en accord avec la présence de la bulle de recirculation dans le sillage de ce rotor. À mesure que l'angle d'attaque se rapproche de l'angle optimal, l'intensité et la taille de la bulle de recirculation diminuent, ce qui entraîne une augmentation du coefficient de puissance de l'éolienne. Ces observations concordent plutôt bien avec les résultats obtenus avec les profils bidimensionnels, qui montrent que la formation de bulles de séparation laminaire, accompagnées de recirculations, entraîne une diminution des performances aérodynamiques globales.

Pour le rotor de Joukowsky, les angles d'attaque en pied de pale sont élevés pour les trois vitesses spécifiques étudiées, ce qui peut expliquer la persistance de la bulle de recirculation. L'augmentation du coefficient de puissance de l'éolienne avec la vitesse spécifique semble principalement due au fait que l'angle d'attaque en bout de pale se rapproche de l'angle optimal, la partie inférieure du rotor ne travaillant quasiment pas. D'un point de vue géométrique, le rotor de Joukowsky présente un fort serrage, en particulier en pied de pale, ainsi que des angles de calage faibles (Fig. 3.2). Cette combinaison de facteurs géométriques tend à obstruer le passage du fluide à travers le rotor et entraîne un ralentissement important du fluide en pied de pale. Les vitesses relatives calculées en  $\{r/R_E, z/R_E\} = \{0.4, 1/3\}$  à la Fig. 3.18 sont inférieures à celles en amont du rotor de Glauert, ce qui suggère un blocage plus important de l'écoulement d'air en pied de pale, et ce pour les trois vitesses spécifiques considérées. Étant donné que le débit d'air entrant dans le rotor est plus faible, la force de portance sur les pales et finalement les performances de l'éolienne sont inévitablement affectées. De plus, en raison des conditions d'écoulement très différentes de celles prédites dans le modèle du disque actif de Joukowsky, les angles d'attaque sont très élevés, ce qui entraîne le décrochage des profils pour les trois points de fonctionnement et la formation de la zone de recirculation.

Pour le rotor de Betz, on remarque que la distribution d'angle d'attaque est la plus proche de l'angle d'attaque optimal pour la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ . De plus, pour  $r/R_E \geq 0.4$ , le profil radial d'angle d'attaque à  $\lambda = 1$  est plutôt centré autour de l'angle d'attaque prévu lors de la conception. Ces résultats peuvent sembler surprenants étant donné que ce rotor a été dimensionné avec le modèle le plus simple, qui ne prend notamment pas en compte la rotation du sillage. Par ailleurs, le rotor de Betz est le rotor optimal présentant le plus grand serrage, notamment en pied de pale ( $\sigma(R_M) = 4$ ), ce qui pourrait laisser penser que le fluide soit fortement ralenti en raison

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

---

des frottements avec les pales, créant ainsi un effet de blocage. Cependant, les champs de vitesses montrent que le débit entrant dans la grille est plus élevé. En outre, il semble que le serrage important du rotor de Betz soit responsable d'une rotation intense du fluide non seulement à l'extrémité des pales, où la vitesse de rotation est la plus élevée, mais également à la base de la pale où la vitesse tangentielle et le serrage atteignent leur maximum. De plus, en raison de sa faible distribution d'angle de calage, les angles d'attaque sont plus faibles qu'avec les deux autres rotors. On peut remarquer qu'à  $\lambda = 0.5$ , les angles d'attaque sont autour de  $20^\circ$ , angles auxquels l'écoulement autour du profil SG6042 est théoriquement décollé. On observe pour autant un sillage très stable, fortement rotatif, et sans bulle de recirculation à cette vitesse spécifique. Le serrage élevé en pied de pale pourrait impliquer un guidage du fluide plus important à travers la grille de profil et pourrait contribuer à l'absence de décollement du fait de la proximité des profils. L'interaction des profils les uns avec les autres pourrait également conduire à un écart entre les résultats obtenus avec des profils bidimensionnels isolés et ceux avec une grille de profils.

Les courbes  $C_\tau - \lambda$  présentées au § 5.2.2 (Fig. 3.4b) peuvent être analysées au regard des caractéristiques de l'écoulement. Tout d'abord, à mesure que la vitesse spécifique augmente, les angles d'attaque des trois rotors diminuent et les vitesses relatives de l'écoulement augmentent (Figs. 3.17 et 3.18). Pour des profils n'ayant pas décroché, une diminution de l'angle d'attaque entraîne une diminution du coefficient de portance (Fig. 3.1). La baisse du coefficient  $C_\tau$  et donc de la résultante totale des forces exercées par le fluide sur les pales avec l'augmentation de la vitesse spécifique, suggère que l'augmentation de la vitesse relative ne compense pas la diminution du coefficient de portance. Étant donné les angles d'attaque élevés à  $\lambda = 0.5$  pour les rotors de Glauert et Joukowski, il est cependant difficile de commenter l'évolution du coefficient de portance de la grille avec une réduction de l'angle d'attaque, en raison du manque de données à grands angles d'attaque et, de surcroît, à faible nombre de Reynolds. De plus, comme mentionné précédemment, il n'est pas certain que les caractéristiques aérodynamiques d'un profil ( $C_p - \alpha$  et  $C_t - \alpha$ ) soient équivalentes lorsqu'il est isolé ou lorsqu'il est intégré dans une grille de profil. L'espacement entre les profils, et donc le serrage, devant probablement influencer les propriétés de portance et de traînée.

Le couple supérieur produit par le rotor de Betz pour les faibles vitesses spécifiques peut également être interprété en comparant les géométries des rotors et en utilisant les résultats obtenus par *PIV*. Tout d'abord, la forme géométrique du rotor induit des angles d'attaque moins élevés, évitant ainsi

### 3.3. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS

---

le décrochage, et permettant de conserver un coefficient de portance élevé. Deuxièmement, en raison du serrage important, la surface alaire est plus importante, ce qui permet d'augmenter également la résultante des forces de portance. Enfin, malgré le serrage élevé, ce rotor ne semble pas obstruer le passage du fluide dans l'espace interpale, comme c'est le cas pour le rotor de Joukowsky, en raison d'un angle de calage plus faible. Cela permet d'avoir des vitesses relatives plus élevées (Fig. 3.18), ce qui contribue également à une résultante des forces et un couple plus élevé. Cependant, à  $\lambda = 1.4$ , malgré des vitesses relatives plus importantes ainsi qu'un serrage plus élevé, le rotor de Betz fournit moins de couple que le rotor de Glauert. Cela est dû aux angles d'attaque très faibles et, par conséquent, à un coefficient de portance moins élevé.

### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le fonctionnement de micro-éoliennes à axe horizontal dimensionnées à faible vitesse spécifique selon la méthode conventionnellement utilisée pour les éoliennes : la *BEMT*. Cette méthode est basée sur la théorie de la quantité de mouvement et sur la méthode de l'élément de pale.

Pour rappel, dans l'introduction, nous avons souligné les écarts entre les différents modèles de disques actifs (Betz, Glauert et Joukowsky) en ce qui concerne la prédiction des vitesses d'écoulement optimales, les coefficients de puissance maximaux, ainsi que les distributions géométriques optimales à faible vitesse spécifique (*e.g.* à  $\lambda = 1$ ). À notre connaissance, aucun travail expérimental n'a permis de discriminer l'un des modèles de disques actifs par rapport aux autres. De plus, le modèle de Joukowsky a suscité des débats au sein de la communauté scientifique en raison de ses performances théoriques élevées qui dépassent la limite de Betz à faible vitesse spécifique.

Afin de répondre aux objectifs exposés à la page 111, nous avons dimensionné trois micro-éoliennes de 200 mm de diamètre et de vitesse spécifique  $\lambda_{design} = 1$  selon la méthode *BEMT*. Les vitesses d'écoulement optimales dans le plan des rotors ont été déterminées en utilisant les différentes déclinaisons de la théorie de la quantité de mouvement, à savoir la théorie de l'écoulement axial (rotor de Betz) ainsi que les théories simplifiées de la quantité de mouvement généralisée de Glauert et de Joukowsky. Les distributions géométriques optimales (angles de calage et serrage) ont été calculées à l'aide de la méthode de l'élément de pale, en utilisant le profil aérodynamique SG6042, spécifiquement adapté aux faibles nombre de Reynolds. Par la suite, les caractéristiques mécaniques et énergétiques des rotors ont été mesurées, de même que les propriétés des écoulements autour de ces trois rotors pour trois points de fonctionnement, à l'aide de la technique *SPIV*.

Le rotor de Betz possède une caractéristique  $C_\tau - \lambda$  rectiligne avec une forte pente, un coefficient de couple au démarrage élevé  $C_{\tau 0} = 0.65$  et un coefficient de puissance maximal important  $C_{p,max} = 0.31$ . Sa vitesse spécifique optimale coïncide avec sa vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ . Le sillage du rotor de Betz est très stable, rotatif, persistant, de faible vorticité, et a une faible extension radiale pour les trois points de fonctionnement étudiés. En outre, en raison du déficit de vitesse axiale moins important et du sillage moins perturbé que pour les deux autres rotors, il pourrait être intéressant de placer un deuxième rotor en aval pour récupérer la puissance cinétique restante. Un doctorant, dont



### 3.4. CONCLUSION

---

les travaux s'inscrivent dans la continuité de la présente thèse, s'intéresse actuellement à la conception d'un rotor contrarotatif pouvant récupérer l'énergie de rotation en redressant l'écoulement. Le rotor de Betz, en raison de son sillage stable et fortement rotatif, pourrait être un bon candidat dans un assemblage de deux rotors.

Le rotor de Glauert atteint le coefficient de puissance le plus élevé  $C_{p,max} = 0.34$ , mais à une vitesse optimale  $\lambda_{opt} = 1.4$  supérieure à celle de dimensionnement. Contrairement au rotor de Betz, sa caractéristique de couple n'est pas monotone mais présente plusieurs changements de pente. Ce rotor a le serrage le plus faible et sa caractéristique de couple ressemble le plus à la courbe  $C_p - \alpha$  d'un profil isolé. À faible vitesse spécifique, le sillage du rotor de Glauert présente une bulle de recirculation en raison des angles d'attaque élevés. À mesure que la vitesse spécifique augmente, les angles d'attaque se rapprochent de l'angle optimal du profil, réduisant la bulle de recirculation et augmentant le coefficient de puissance. À la différence du rotor de Betz, c'est à  $\lambda_{opt} = 1.4$  et non à  $\lambda = 1$  que l'angle d'attaque en bout de pale est le plus proche de l'angle optimal, confirmant les courbes caractéristiques.

Le rotor optimal selon le modèle du disque actif à circulation constante de Joukowsky possède un serrage élevé, notamment en pied de pale, ainsi qu'un faible angle de calage. Ce rotor a le coefficient de puissance maximal le plus faible,  $C_{p,max} = 0.26$ , atteint également à une vitesse spécifique optimale supérieure à la vitesse spécifique de conception ( $\lambda_{opt} = 1.4$ ). En raison de sa géométrie particulière et des écarts notables entre les vitesses expérimentales et les vitesses optimales prédites par le modèle de disque de Joukowsky, il induit une forte perturbation de l'écoulement. Il obstrue fortement le passage du fluide au niveau du pied de pale, ce qui provoque un ralentissement important de l'écoulement et des angles d'attaque élevés. Ceci conduit à la formation d'une bulle de recirculation de taille et d'intensité importantes dans son sillage, qui demeure présente pour les trois points de fonctionnement examinés, même à sa vitesse spécifique optimale. Le modèle de Joukowsky n'est donc pas adapté pour le dimensionnement de rotors à faible vitesse spécifique.

La pertinence de la méthode *BEMT* pour dimensionner des micro-éoliennes à faible vitesse spécifique soulève plusieurs interrogations. Les distributions géométriques dépendent fortement de l'angle d'attaque optimal et du coefficient de portance associé. Comme évoqué précédemment, ces données proviennent de polaires obtenus avec des profils isolés et dans des conditions d'écoulement souvent à plus haut nombre de Reynolds que ceux atteints avec des micro-éoliennes. Or, compte tenu du serrage important des rotors à faible vitesse spécifique, il est probable que les profils interagissent les uns avec

### 3.4. CONCLUSION

---

les autres, ce qui peut entraîner des performances sensiblement différentes lorsqu'ils sont placés dans une grille par rapport à leur comportement lorsqu'ils sont isolés. À l'échelle des rotors, nous avons observé que les courbes  $C_\tau - \lambda$  des deux éoliennes qui ont le plus grand serrage (Betz et Joukowski) sont affines et éloignées de la caractéristique  $C_p - \alpha$  du profil aérodynamique isolé. Cette observation suggère que le serrage a une influence significative sur les caractéristiques des éoliennes et l'hypothèse selon laquelle chaque élément de pale opère de manière indépendante et possède les mêmes caractéristiques aérodynamiques qu'un profil bidimensionnel isolé est a priori peu réaliste. La validité de l'utilisation des polaires pour le dimensionnement de rotor à faible vitesse spécifique présentant un grand serrage est notamment remise en cause par Sharpe *et al.* [23] : « *Such turbines would have to be of very high solidity, with a large number of blades. To complete the design, the blade element theory would need to be employed, but the only available blade element data are for isolated, twodimensional aerofoils. The mutual interactions between the closely spaced, probably overlapping, blades would be large and so the available aerofoil data would be useless for the purpose of designing high-solidity turbines.* ».

De plus, les micro-éoliennes devraient être conçues spécifiquement pour fonctionner dans des conditions d'écoulements à faible nombre de Reynolds. Cependant, étant donné le peu de profils spécifiquement conçus pour des nombres de Reynolds très faibles ( $Re \leq 10^4$ ), les micro-éoliennes sont généralement dimensionnées en utilisant des profils adaptés à des conditions de fonctionnement à des nombres de Reynolds plus élevés. Par conséquent, les coefficients aérodynamiques ( $\alpha_O$ ,  $C_p$ ,  $C_t$ ) utilisés dans la méthode de l'élément de pale ont souvent été obtenus à des nombre de Reynolds plus élevés, et non pas dans des conditions d'écoulement proche de celles dans lesquelles fonctionnent les micro-éoliennes. Ainsi, l'influence des phénomènes tels que la transition de l'écoulement d'un régime laminaire à turbulent au niveau de l'extrados du profil et la formation de bulle de séparation laminaire n'est que rarement prise en compte dans l'obtention des polaires. Par ailleurs, la présence de profils rapprochés, en cascade, dans un rotor serré peut également avoir une influence sur ces phénomènes d'écoulement à faible nombre de Reynolds en raison de la proximité de l'intrados d'un profil avec l'extrados du profil suivant. Pour autant, la précision et la fiabilité de ces polaires sont essentielles au dimensionnement des rotors selon la méthode de l'élément de pale. Ce biais à l'usage des méthodes de dimensionnement à faible nombre de Reynolds est résumé par Van Treuren [117] : *Much of the aerodynamic design of wind turbines is accomplished using computational tools such as XFOIL. These codes are not robust enough for predicting performance under the low Reynolds numbers found with small-scale wind turbines. [...]*

### 3.4. CONCLUSION

---

*Generally speaking, the lack of accuracy of the airfoil data has the potential to be the largest source of error in design, especially for the lower Reynolds number ranges. [...] For small-scale wind turbines, quality experimental airfoil data at the appropriate Reynolds numbers are necessary for accurate design and prediction of power production.*

Finalemment, l'utilisation des polaires et de la méthode de l'élément de pale pour la conception de micro-éoliennes se trouve restreinte par deux limitations liées à leur géométrie et aux conditions de fonctionnement particulières : d'une part, il est nécessaire d'avoir une faible vitesse spécifique de dimensionnement et donc un serrage important pour produire du couple et initier la rotation ; d'autre part, ces éoliennes ont vocation à fonctionner à faible vitesse de vent et donc dans des écoulements caractérisés par de faibles nombres de Reynolds. Étant donné que les polaires sont obtenues avec des profils bidimensionnels isolés et généralement à  $Re > 10^5$ , la méthode de l'élément de pale semble plus adaptée pour dimensionner les éoliennes rapides de grande taille, caractérisées par un faible serrage et fonctionnant principalement à des nombres de Reynolds élevés.

## Chapitre 4

# Proposition d'une nouvelle méthode de dimensionnement basée sur les grilles d'aubes

### Contenu

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction aux méthodes « grilles d'aubes »</b>	<b>157</b>
<b>4.2</b>	<b>Conception et étude d'un prototype conçu selon une méthode « grille d'aubes »</b>	<b>160</b>
4.2.1	Méthode de dimensionnement et conception d'un premier prototype	160
4.2.2	Étude expérimentale et numérique	164
4.2.2.1	Détails sur le modèle numérique	165
4.2.2.2	Résultats	168
<b>4.3</b>	<b>Influence du nombre de Reynolds</b>	<b>176</b>
4.3.1	Géométrie des rotors et paramètres expérimentaux	176
4.3.2	Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques	181
4.3.3	Caractérisation des écoulements	185
<b>4.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>199</b>

---

Dans ce chapitre, nous proposons une approche alternative à la méthode de l'élément de pale pour dimensionner des micro-éoliennes fonctionnant à de faibles vitesses spécifiques. Cette méthode s'inspire de celles utilisées pour dimensionner des turbomachines à écoulement interne et repose sur la déflexion du fluide à travers une grille d'aubes serrées, plutôt que sur le calcul des forces aérodynamiques à partir des polaires de profils isolés. Une introduction générale sur ces méthodes de dimensionnement est proposée dans la § 4.1. La § 4.2 est dédiée à la conception d'un premier prototype 300 mm de diamètre selon une méthode « grille d'aubes » avec une vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda_{design} = 1$ , ainsi qu'à l'étude de son fonctionnement *via* des approches expérimentales et numériques. La méthode de dimensionnement « grille d'aubes » est illustrée par cette première étude, qui constitue

---

en quelque sorte une *proof of concept*. Nous analysons ensuite dans la § 4.3 l'influence du nombre de Reynolds sur les caractéristiques mécaniques et énergétiques de ce premier prototype, ainsi que sur les caractéristiques de l'écoulement d'air autour de lui.

## 4.1 Introduction aux méthodes « grilles d'aubes »

Une grille d'aubes est un ensemble de profils aérodynamiques placés à intervalles réguliers (Fig. 4.1). À la différence d'un profil isolé pour lequel la déflexion du fluide est nulle, sauf au voisinage du profil, l'écoulement traversant une grille d'aubes serrées subit une déviation en bloc déterminée par la géométrie de la grille et son point de fonctionnement. La déflexion de l'écoulement à travers un rotor de serrage important, qui peut être assimilé à une grille en rotation, est à l'origine de l'échange de travail entre l'écoulement et le rotor. Ainsi, à l'inverse du profil isolé, ce ne sont plus les efforts aérodynamiques qui importent, mais plutôt la déflexion [118].

Conformément au théorème d'Euler des turbomachines (Éq. 1.41), le couple est directement lié à la variation du flux de moment cinétique entre l'entrée et la sortie de la grille. Ainsi, l'idée générale de cette méthode est d'imposer une cinématique au fluide en sortie du rotor en contraignant son écoulement à l'intérieur d'une grille d'aubes serrées, dans le but de produire le couple ou la puissance désirée. Il s'agit donc d'un « problème inverse » : tout d'abord, nous calculerons la déflexion souhaitée, c'est à dire les vitesses d'écoulement, en utilisant différentes lois de vitesses, dont certaines proviennent des équations de bilan des différentes théories de la quantité de mouvement (*cf.* § 1.2.2.3). Nous déterminerons ensuite les paramètres géométriques de la grille et des pales permettant d'assurer cette déflexion.

Les grilles d'aubes planes sont couramment utilisées dans la conception de certains types de turbomachines axiales, notamment pour les grilles de compression des compresseurs et des pompes hélices. Il existe des corrélations spécifiques aux grilles de compression qui permettent de quantifier les performances, la déviation de l'écoulement et les pertes dans la grille en fonction de la géométrie (serrage, angles, profil) et des conditions d'écoulement (nombre de Reynolds, niveau de turbulence de l'écoulement incident, nombre de Mach) [118, 119, 120]. Les corrélations et modèles de pertes sont obtenus *via* des essais en soufflerie avec des empilements de profils bidimensionnels placés en cascade dans un écoulement interne. Le débit entrant dans la grille est donc connu avec précision, et le profil de vitesse axiale en entrée  $V_{z1}$  est relativement uniforme le long de la grille. De plus, la traversée de la grille se fait à débit constant, en d'autres termes, la vitesse axiale en entrée de grille  $V_{z1}$  est égale à la vitesse axiale en sortie de grille  $V_{z2}$ .

Par rapport à la conception d'une pompe hélice, le dimensionnement des turbines éoliennes non carénées à partir d'une méthode dite des « grilles d'aubes » présente deux difficultés supplémentaires : le

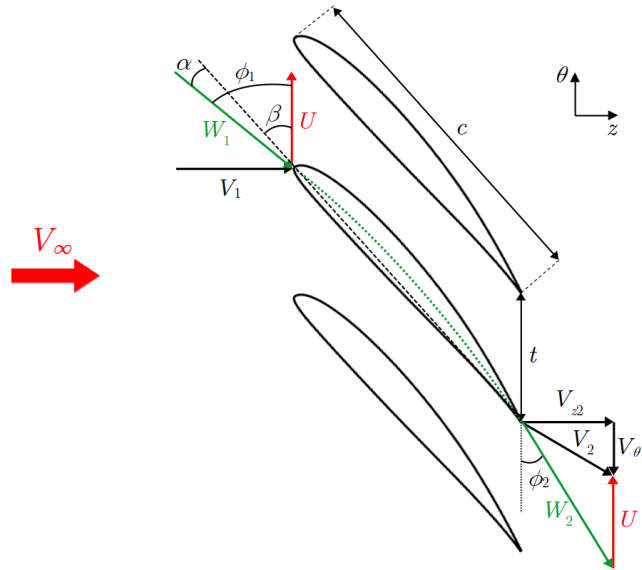


FIGURE 4.1 – Représentation schématique d'une grille d'aubes plane. Les triangles des vitesses en amont (indice 1) et en aval (indice 2) de la grille sont tracés en supposant l'absence de pré-rotation. Le serrage de la grille est le rapport entre la corde  $c$  et l'espacement  $t$  entre les aubages  $\sigma = c/t$ . La ligne de cambrure moyenne du profil est représentée en traits pointillés épais verts et la ligne de corde en traits pointillés fins noirs.

manque de données exhaustives de corrélations pour les grilles de détente, et le caractère non contraint de l'écoulement autour de l'éolienne. Du fait de l'induction axiale engendrée par le rotor, qui dépend de sa géométrie et de son point de fonctionnement, il est impossible de connaître, durant la phase de dimensionnement, le débit entrant dans la grille, ainsi que les vitesses axiales. De plus, la traversée de la grille ne se fait pas à débit constant. Le tube de courant s'étend radialement et les vitesses axiales ne se conservent pas entre l'amont et l'aval de la grille. Enfin, la présence de la nacelle et du mât, la rotation et la dimension finie des pales, ainsi que les phénomènes de mélange à l'interface entre le sillage du rotor et l'écoulement non perturbé sont, entre autres, des phénomènes non pris en compte dans les modèles de pertes et les corrélations de grilles d'aubes. Pour résumer, il existe principalement des modèles de pertes et des cartes de corrélation pour les grilles de compression, et l'utilisation des données provenant des grilles de détente est adaptée aux turbines à écoulement interne.

Malgré l'utilisation répandue et bien documentée des méthodes de dimensionnement des pompes hélices basées sur la déflexion géométrique du fluide à travers une grille serrée, peu d'études ont été consacrées à l'application de ces méthodes pour la conception des éoliennes. Pour autant, ces méthodes pourraient être intéressantes pour la conception des micro-éoliennes fonctionnant à des faibles vitesses

spécifiques, et être une alternative à la méthode de l'élément de pale. Les travaux présentés dans les chapitres 4 et 5 visent à explorer cette nouvelle approche pour la conception de micro-éoliennes fonctionnant à  $\lambda = 1$ . Ce chapitre est dédié à l'étude d'une première géométrie d'éolienne conçue selon une méthode « grille d'aubes ». Le chapitre 5 sera consacré à l'analyse de l'influence de divers paramètres géométriques sur les performances globales des rotors, ainsi que sur les caractéristiques des écoulements qui les entourent. Les résultats de ces différentes études ne visent pas seulement à améliorer le dimensionnement de micro-éoliennes selon les méthodes « grilles d'aubes », mais tentent également de contribuer à une meilleure compréhension des interactions entre une éolienne lente et un écoulement d'air, ainsi qu'aux mécanismes sous-jacents à la conversion de puissance.



## 4.2 Conception et étude d'un prototype conçu selon une méthode « grille d'aubes »

Dans cette section, nous présentons la nouvelle méthode de conception, inspirée des méthodes de dimensionnement des turbomachines à écoulement interne et des grilles d'aubes. Nous l'appliquons ensuite pour la conception d'un rotor de 300 mm de diamètre, avec une vitesse spécifique de dimensionnement faible  $\lambda = 1$ . Dans la suite de ce manuscrit, nous désignerons ce rotor sous le nom de « rotor A3 ».

### 4.2.1 Méthode de dimensionnement et conception d'un premier prototype

Une grille d'aubes est définie par trois paramètres géométriques principaux : le serrage des profils  $\sigma$ , l'angle de calage  $\beta$  et le profil de la pale (Fig. 4.1). Sous l'effet de ces paramètres géométriques, l'écoulement subit en bloc une déviation pouvant être caractérisée par les angles relatifs  $\phi_1$  et  $\phi_2$  entre les vitesses relatives  $W_1$  et  $W_2$  et le plan du rotor. Les indices 1 et 2 correspondent respectivement à l'entrée et à la sortie de la grille. La déflexion de l'écoulement  $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$  est à l'origine du transfert de puissance entre le rotor et le fluide.

#### Détermination des angles

À l'aide des triangles des vitesses à l'entrée et à la sortie du rotor, nous pouvons exprimer les angles relatifs en fonction des vitesses d'écoulement selon :

$$\phi_1 = \arctan\left(\frac{V_{z1}}{U + V_{\theta 1}}\right) \quad (4.1)$$

$$\phi_2 = \arctan\left(\frac{V_{z2}}{U + V_{\theta 2}}\right) \quad (4.2)$$

À ce stade, différentes lois d'évolution de vitesses peuvent être adoptées pour déterminer les distributions d'angles relatifs. Pour les grilles de compression des critères de charges permettent de guider ce choix, tels que le critère de De Haller ( $W_2/W_1 \leq 0.72$ ), le facteur de diffusion de Lieblein ( $D_{\text{Lieblein}} = 16W_2/W_1 + |(W_{\theta 2} - W_{\theta 1})|/2\sigma W_1 \leq 0.6$ ) obtenus pour des grilles d'aubes NACA6510 au point nominal de fonctionnement), ou encore les facteurs de diffusion équivalents pour les fonctionnements hors adaptation. Ces critères permettent de savoir si la couche limite peut, en quelque sorte, supporter le gradient de pression adverse sans se décoller du profil. En d'autres termes, ils permettent

## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

---

d'estimer si le niveau de travail désiré peut être atteint avec des pertes acceptables. Il n'existe pas de critères équivalents pour les turbines éoliennes. En effet, les distributions de vitesses optimales proposées par Betz, Glauert ou Joukowsky sont calculées en substituant le rotor par un disque actif, ignorant ainsi la géométrie réelle des aubages.

Pour le dimensionnement de ce premier prototype, nous avons utilisé certains résultats de la théorie de la quantité de mouvement généralisée, afin de déterminer le travail désiré, ainsi que la déflexion et les angles correspondants. Le rotor A3 a été conçu avec un coefficient de puissance égal à la limite de Betz, à savoir  $C_p = 16/27$ , et une vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ . Dans les trois modèles de disques actifs, les rotors s'approchent de cette limite lorsque le coefficient d'induction axiale atteint  $a = 1/3$  sur toute l'envergure du rotor. Il est important de rappeler que les différents modèles de rotors supposent l'absence de pré-rotation ( $V_{\theta 1} = 0$ ) et une traversée du disque à vitesse axiale constante ( $V_{z1} = V_{z2} = V_{\infty}(1 - a)$ ). Ces résultats seront utilisés pour effectuer le dimensionnement de ce rotor.

La vitesse tangentielle  $V_{\theta 2}$  dans le sillage du rotor A3 s'obtient par l'intermédiaire du théorème d'Euler des turbomachines : le couple exercé par le fluide sur un élément annulaire de disque de turbine compris entre  $r$  et  $r + dr$  est égal à la variation du flux de moment cinétique entre l'entrée et la sortie du rotor. En l'absence de pré-rotation, le couple infinitésimal  $d\tau$  peut être exprimé selon :

$$d\tau = 2\pi\rho r^2 dr V_{z2} V_{\theta 2} \quad (4.3)$$

Dans la conception des machines axiales en écoulement interne, le choix de la loi génératrice, ou loi de vortex, définit comme étant la loi de répartition radiale de  $V_{\theta 2}$ , est à l'initiative du concepteur. Pour ce type de machines, trois lois de vortex  $V_{\theta 2} = f(r)$  sont très généralement utilisées : le vortex libre  $V_{\theta 2} = K/r$  où  $K$  est une constante, le vortex forcé  $V_{\theta 2} = Kr$ , ou bien le vortex constant  $V_{\theta 2} = K$  [121]. D'autres distributions sont évidemment envisageables, notamment celles proposées par Betz, Glauert et Joukowsky reposant sur la théorie de la quantité de mouvement. Pour la conception du rotor A3, nous avons opté pour une loi de vortex  $V_{\theta 2} = K$ . La puissance s'obtient en multipliant la relation précédente par la vitesse angulaire  $\omega$  et en intégrant sur toute l'envergure du rotor :

$$P = 2\pi\rho\omega V_{z2} V_{\theta 2} \int_{R_M}^{R_E} r^2 dr \quad (4.4)$$

$$= 2\pi\rho\omega V_{\infty}(1 - a) V_{\theta 2} \frac{R_E^3}{3} (1 - H^3) \quad (4.5)$$

avec  $H = R_M/R_E$ . En remplaçant finalement la puissance  $P$  par  $16/27P_{\text{disp}}$  et  $a$  par  $1/3$ , l'Éq. 4.5

## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

---

devient :

$$16/27P_{\text{disp}} = 2\pi\rho\omega V_{\infty}(1 - 1/3)V_{\theta 2} \frac{R_E^3}{3} (1 - H^3)$$

soit finalement :

$$\frac{V_{\theta 2}}{V_{\infty}} = \frac{16}{27} \frac{9}{8\lambda(1 - H^3)} \quad (4.6)$$

Les distributions d'angles relatifs peuvent ainsi être calculées selon :

$$\phi_1 = \arctan\left(\frac{V_{\infty}(1 - a)}{r\omega}\right) \quad (4.7)$$

$$\phi_2 = \arctan\left(\frac{V_{\infty}(1 - a)}{r\omega + V_{\theta 2}}\right) \quad (4.8)$$

avec  $a = 1/3$  et où  $V_{\theta 2}$  est calculée à partir de l'Éq. 4.6 et des spécificités du rotor. Une fois déterminée les distributions d'angles relatifs, *i.e.* la déflexion, correspondant au travail désiré, nous devons dessiner les aubages permettant d'assurer cette déflexion avec le minimum de pertes, ainsi que déterminer un nombre d'aubages et un serrage adéquat.

### Dessin des aubages

Pour dessiner les aubages, nous traçons une ligne de cambrure moyenne polynomiale pour 11 éléments de pale, régulièrement espacés le long de l'envergure ( $H \leq x \leq 1$ ). Ces lignes sont tracées de manière à être tangentes aux vitesses relatives  $W_1$  au niveau du bord d'attaque, et  $W_2$  au niveau du bord de fuite des 11 éléments de pale (Fig. 4.2). Elles sont définies par l'équation :

$$Z = \frac{\tan(\phi_2) - \tan(\phi_1)}{2} Y^2 + \tan(\phi_1) Y \quad Y \in [0; 1]$$

afin que les conditions suivantes soient respectées :

$$\begin{aligned} \left(\frac{dZ}{dY}\right)_{Y=0} &= \tan(\phi_1) \\ \left(\frac{dZ}{dY}\right)_{Y=1} &= \tan(\phi_2) \end{aligned}$$

Pour chaque élément de pale, la distribution d'épaisseur au-dessus et en dessous de la ligne de cambrure moyenne est ensuite calculée à l'aide de l'équation d'un profil NACA symétrique modifié au bord de fuite [122] :

$$Z_e = \frac{e}{0.2} \left(0.2980\sqrt{Y} - 0.1273Y - 0.3506Y^2 + 0.2934Y^3 - 0.1005Y^4\right) \quad (4.9)$$

où  $Z_e$  et  $e$  sont respectivement la moitié de l'épaisseur à la coordonnée  $Y$  et l'épaisseur maximale, exprimées en fraction de la corde. Les coordonnées de la ligne supérieure du profil ( $Y_E, Z_E$ ), et de la ligne inférieure du profil ( $Y_I, Z_I$ ), sont obtenues à l'aide des relations suivantes :

$$Y_E = Y - ccZ_e \sin(\zeta) \quad (4.10)$$

$$Z_E = Z + ccZ_e \cos(\zeta) \quad (4.11)$$

$$Y_I = Y + ccZ_e \sin(\zeta) \quad (4.12)$$

$$Z_I = Z - ccZ_e \cos(\zeta) \quad (4.13)$$

avec  $\zeta = \frac{dZ}{dY}$  et  $cc = \sqrt{1^2 + Z(1)^2}$ . Les coordonnées dimensionnelles des points situés sur l'extrados ( $Y_{E[mm]}, Z_{E[mm]}$ ) et l'intrados ( $Y_{I[mm]}, Z_{I[mm]}$ ) sont finalement obtenues en redimensionnant les courbes précédentes à l'aide de la distribution de corde  $c$ , selon :

$$Y_{E[mm]} = Y_E \frac{cc}{c}, \quad Z_{E[mm]} = Z_E \frac{cc}{c}, \quad Y_{I[mm]} = Y_I \frac{cc}{c}, \quad Z_{I[mm]} = Z_I \frac{cc}{c} \quad (4.14)$$

La géométrie finale de la pale est obtenue en lisant les 11 profils calculés à l'aide de cette méthode. La distribution de calage est déterminée par l'intermédiaire des angles relatifs selon :

$$\beta = \arctan\left(\frac{\tan(\phi_1) + \tan(\phi_2)}{2}\right) \quad (4.15)$$

### Choix d'un serrage et géométrie finale du rotor

Afin que le fluide puisse suivre la déviation géométrique imposée par la grille d'aubes, il est nécessaire d'imposer un serrage important. Selon le chapitre 3 du livre de Dixon et Hall, dédié aux grilles d'aubes, un serrage  $\sigma$  d'environ 1 est adéquat pour assurer une bonne déviation de l'écoulement tout en minimisant les pertes par frottement [123]. Toutefois, il est important de noter que ces résultats ont été obtenus avec des grilles placées dans un écoulement interne. Nous avons choisi de dimensionner ce premier prototype en imposant  $N = 8$  pales, un serrage  $\sigma(R_M) = 1.65$  en pied et  $\sigma(R_E) = 0.7$  à l'extrémité de pale, ainsi qu'une évolution linéaire de la corde le long de l'envergure. Cela permet d'obtenir un serrage d'environ 1 à mi-envergure, et une géométrie d'éolienne relativement compacte. Afin d'évaluer la pertinence de ces choix qui peuvent sembler arbitraires, une étude de l'influence du serrage et du nombre de pales sera menée au chapitre 5.

Les paramètres utilisés pour obtenir la géométrie finale du rotor A3 sont les suivants :  $R_E = 150$  mm,  $H = 0.3$ ,  $\lambda = 1$ ,  $V_\infty = 10$  m.s<sup>-1</sup> et  $a = 1/3$ . Avec ces paramètres, la ligne de cambrure

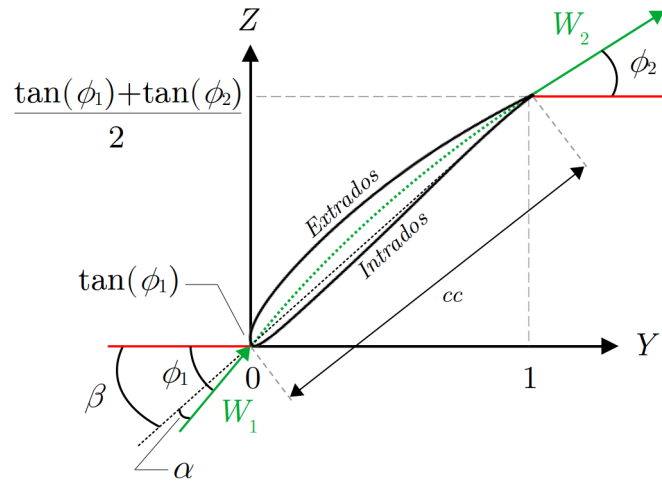


FIGURE 4.2 – Illustration graphique de la méthode de conception d'un profil. La ligne de cambrure moyenne est représentée en traits pointillés épais verts et la ligne de corde en traits pointillés fins noirs.

moyenne est dessinée avec la cinématique suivante :  $V_1 = V_{z1} = V_{z2} = 0.67V_\infty$  et  $V_{\theta2} = 0.68V_\infty$  (cf. Éq. 4.6). L'intrados et l'extrados des profils ont été déterminés avec une épaisseur maximale relative à la corde  $e = 0.1$ . Les distributions radiales de serrage et d'angles, ainsi que des vues de la CAO du rotor A3 sont présentées à la Fig. 4.3.

#### 4.2.2 Étude expérimentale et numérique

Nous avons complété l'étude expérimentale du rotor A3 par une étude numérique, dans le but d'accéder aux champs de vitesses sur une plus grande distance dans le sillage du rotor (le champ de vision des caméras est limité), et afin d'accéder également au champ de pression. Nous commençons par détailler la méthode et le modèle numérique employés dans l'approche par *CFD* (*Computational Fluid Dynamics*) (§ 4.2.2.1). Ensuite, nous analysons les performances de ce rotor et les caractéristiques de son sillage en nous appuyant sur les résultats numériques et expérimentaux (§ 4.2.2.2).

Les dispositifs et protocoles permettant d'obtenir expérimentalement les courbes caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$ , ainsi que les champs de vitesses par *SPIV* 2D3C, sont identiques à ceux présentés dans le chapitre 2 et utilisés dans le chapitre 3 avec les rotors de Glauert, Betz et Joukowski. Dans cette section, seuls les champs et les profils moyens de vitesses obtenus avec le rotor fonctionnant à la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$  et pour une vitesse de vent  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$  sont présentés et discutés. Les résultats de l'étude expérimentale ont été publiés dans un article paru en janvier 2022 dans

## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

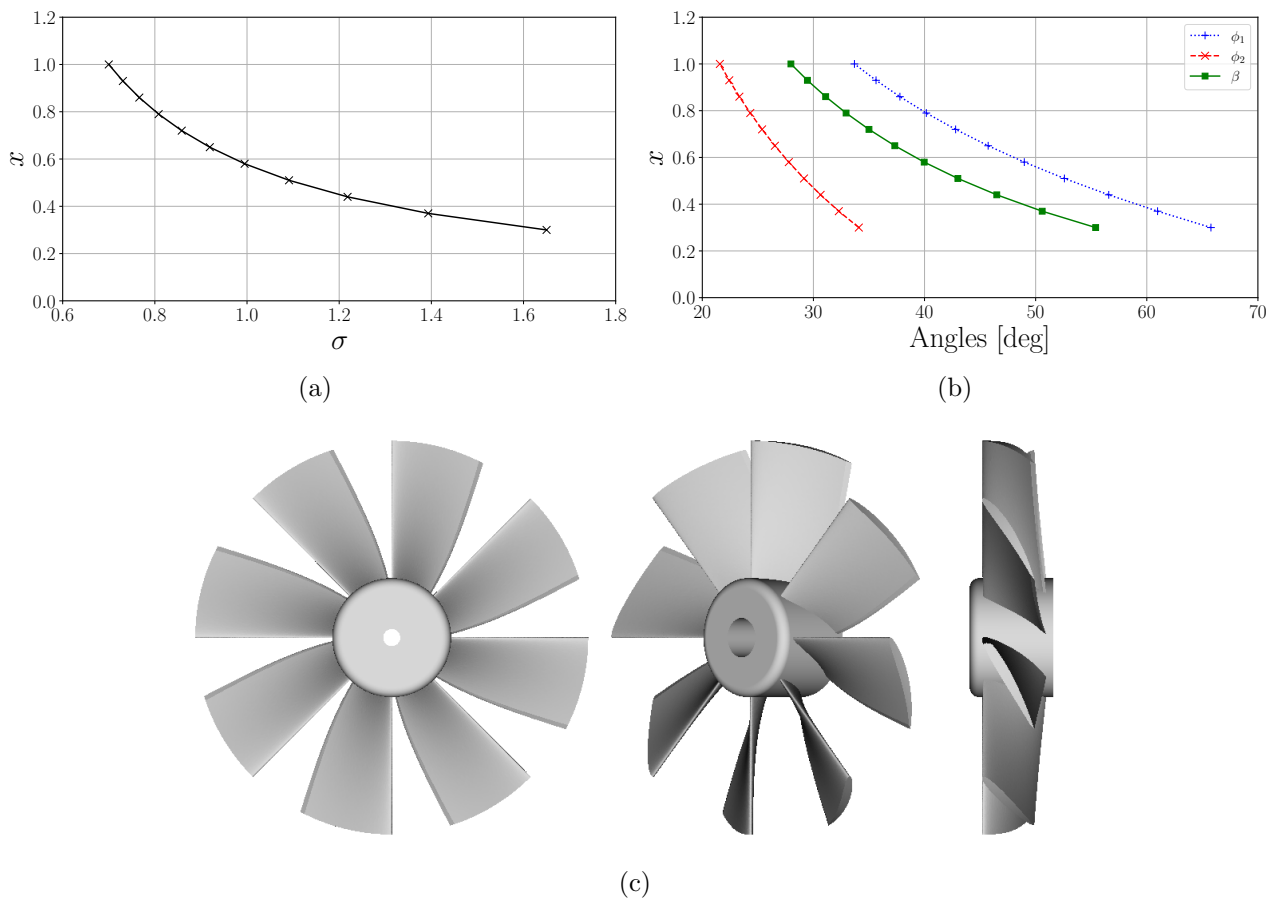


FIGURE 4.3 – Distributions géométriques du rotor A3. Serrage  $\sigma$  (a) et angles relatifs en entrée  $\phi_1$ , en sortie  $\phi_2$ , et de calage  $\beta$  (b) en fonction de la coordonnée radiale adimensionnelle  $x$ . (c) Vues 3D de la CAO du rotor A3.

la revue *Experimental Thermal and Fluid Science* [27]. Dans cet article, nous comparons également les caractéristiques du sillage et les performances de ce rotor à celles d'une éolienne tripale de faible serrage, dimensionnée selon la méthode de Betz pour une vitesse spécifique plus élevée ( $\lambda = 3$ ). L'étude numérique a été présentée lors de la treizième édition de l'*International Conference on Computational Heat Mass and Momentum Transfer* en 2021, et a fait l'objet d'un article de conférence évalué par des pairs [124].

### 4.2.2.1 Détails sur le modèle numérique

Nous avons utilisé le logiciel commercial de simulation numérique *StarCCM+* 15.02 afin d'étudier l'écoulement d'air autour du rotor A3. Seulement un huitième du domaine complet est modélisé

## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

---

( $N = 8$ ) avec des conditions aux limites périodiques sur les bords du domaine. L'écoulement est stationnaire, le fluide est incompressible et l'algorithme *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations (SIMPLE)* a été utilisé pour résoudre les équations de Navier-Stokes dans un repère tournant. La procédure employée dans cet algorithme est détaillée dans la Réf. [125]. Le modèle de turbulence utilisé pour cette étude est le modèle  $k - \omega$  *SST RANS*. Ce modèle a l'avantage de pouvoir passer du modèle de turbulence  $k - \epsilon$ , adapté pour les régions de l'écoulement éloignées des bords du domaine et du rotor, au modèle  $k - \omega$ , plus adapté à la modélisation des couches limites proches des parois. Les équations de transport du modèle permettant de calculer l'énergie cinétique turbulente  $k$  et le taux de dissipation spécifique  $\omega$  sont disponibles dans la Réf. [126].

Le maillage du domaine est composé de cellules polyédriques et de couches prismatiques près des parois. Les paramètres de maillage sont discutés juste ensuite, et ont été sélectionnés de manière à ce que la valeur de  $y^+$  soit d'environ 3, et afin de garantir une résolution suffisamment fine pour capturer les tourbillons marginaux de bout de pale dans le sillage.

L'étude de convergence en maillage est réalisée en examinant l'évolution du coefficient de puissance du rotor  $C_p$  à  $\lambda = 1$ , en fonction des paramètres de maillage. Par ailleurs, nous le comparons au coefficient de puissance expérimental  $C_{p,\text{exp}}(\lambda = 1) = 0.31$  obtenu *via* les essais en soufflerie. La nacelle, le couplemètre et le moteur sont modélisés dans la simulation par un tube cylindrique de

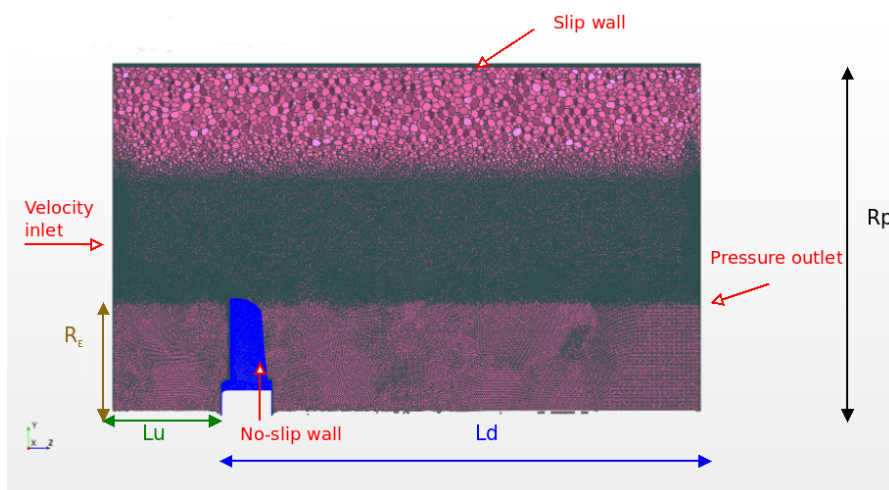


FIGURE 4.4 – Maillage, paramètres géométriques et conditions aux limites.  $R_E$  représente le rayon extérieur du rotor,  $R_p$  le rayon du cylindre entourant l'éolienne,  $L_u$  la longueur en amont, et  $L_d$  la longueur en aval.

## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

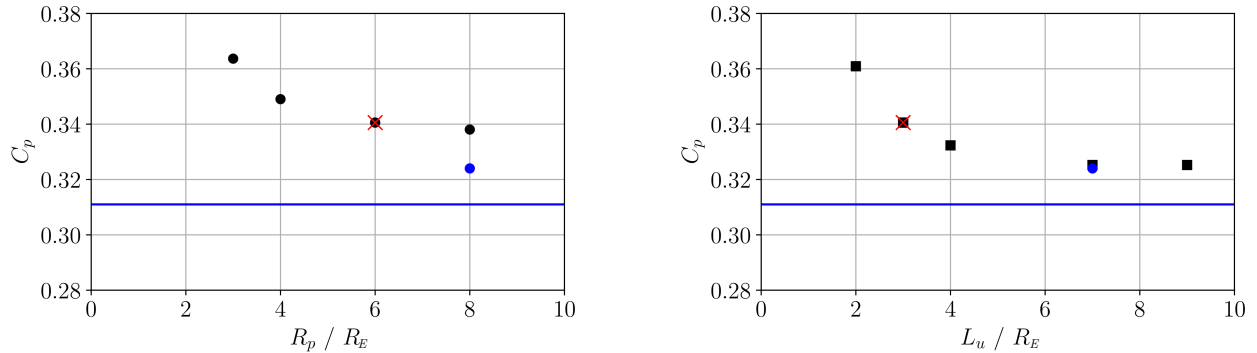


FIGURE 4.5 – Influence des dimensions du domaine sur le coefficient de puissance. À gauche : variation de  $R_p$  à  $L_u = 3R_E$  et  $L_d = 8R_E$  constants, à droite : variation de  $L_u$  à  $R_p = 6R_E$  et  $L_d = 8R_E$  constants. Les carrés noirs (■) représentent les résultats numériques avec des paramètres de maillage constants, le point bleu (●) représente la configuration finale ( $R_p = 8$ ,  $L_u = 7$ ,  $L_d = 8$ ) avec un maillage affiné, la ligne bleue solide correspond à  $C_{p,\text{exp}}(1)$  et la croix rouge (×) correspond à la configuration commune entre les deux graphiques.

diamètre 42 mm et de longueur 600 mm, fixe dans le repère absolu, et avec une condition de non glissement à la surface. Pour l'étude de convergence en maillage, toutes les simulations sont effectuées avec le rotor opérant à  $\lambda = 1$ .

Le choix du domaine autour de l'éolienne et des conditions aux limites est relativement arbitraire en raison du caractère libre de l'écoulement. Des domaines étendus sont souvent utilisés lorsque l'on se réfère à la littérature [33, 49, 127]. Une étude paramétrique a donc été réalisée afin d'évaluer l'influence du domaine et des conditions aux limites sur les résultats (voir Figs. 4.4 et 4.5).

Les conditions aux limites à l'entrée et à la sortie sont, respectivement, un champ de vitesse uniforme et un champ de pression uniforme. La périphérie du domaine cylindrique est considérée comme une paroi rigide sur laquelle une condition de glissement est imposée. Les résultats, dans le cas où une condition de glissement au niveau de la paroi a été appliquée, ont été confrontés aux résultats obtenus pour le cas où une condition de non glissement est choisie. Il s'avère que l'estimation du coefficient de puissance est meilleure de 2% dans le premier cas. La longueur du domaine en aval de l'éolienne,  $L_d$ , varie sur une plage allant de 4 à 8 fois le rayon  $R_E$ . La rayon du cylindre entourant le rotor,  $R_p$ , varie quant à lui de 4 à 8 fois le rayon  $R_E$ , tandis que la longueur en amont du rotor,  $L_u$ , varie de 2 à 9 fois le rayon  $R_E$ .

Les résultats de l'étude de convergence en taille du domaine sont présentés à la Fig. 4.5. Toutes



## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

---

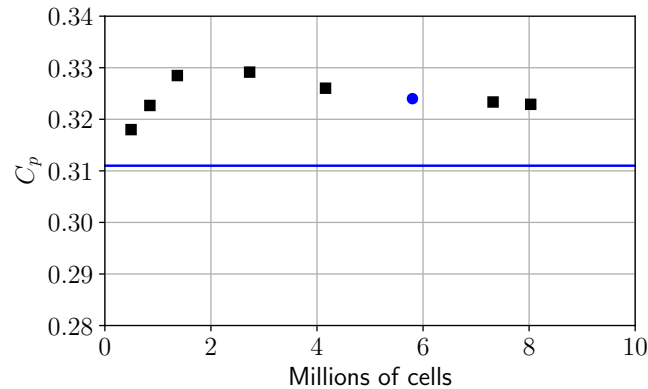


FIGURE 4.6 – Test de convergence du maillage sur la configuration finale du domaine avec  $L_d = 8R_E$ ,  $L_u = 7R_E$  et  $R_p = 8R_E$ . Le point bleu (•) correspond à la configuration finale.

les simulations numériques surestiment légèrement la valeur du coefficient de puissance par rapport aux données expérimentales. L'influence de la longueur du domaine en aval du rotor,  $L_d$ , n'est pas représentée sur cette figure car son effet est négligeable par rapport aux autres variables géométriques pour la plage étudiée. Sa valeur est finalement choisie de telle sorte que  $L_d = 8R_E$ . La convergence est atteinte pour une valeur de  $L_u \geq 5R_E$ . En ce qui concerne le rayon du domaine cylindrique,  $R_p \geq 6R_E$  semble suffisant. Par conséquent, la configuration finale retenue est  $L_d = 8R_E$ ,  $L_u = 7R_E$  et  $R_p = 8R_E$ .

La taille de base des cellules a été modifiée de 40 mm à 25 mm et le maillage a été localement raffiné dans un domaine cylindrique de rayon  $2R_E$  autour du rotor, pour lequel la taille de base des cellules a été variée entre 6 mm et 1.25 mm. 8 couches prismatiques successives, représentant au total 10% de la taille de base des cellules, ont été ajoutées autour de l'éolienne. Les résultats de la convergence en maillage sont tracés à la Fig. 4.6. Le maillage sélectionné est finalement composé de 5.8 millions de cellules, dont la taille de base est égale à 30 mm, et réduite à 2.25 mm dans le volume cylindrique de rayon  $r \leq 2R_E$ , ainsi que de 8 couches prismatiques autour de l'éolienne, d'épaisseur totale 3 mm.

### 4.2.2.2 Résultats

#### Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques

Les courbes caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  sont présentées à la Fig. 4.7. Les coefficients de puissance et de couple ont été déterminés à partir des simulations pour 8 vitesses spécifiques comprises

## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

---

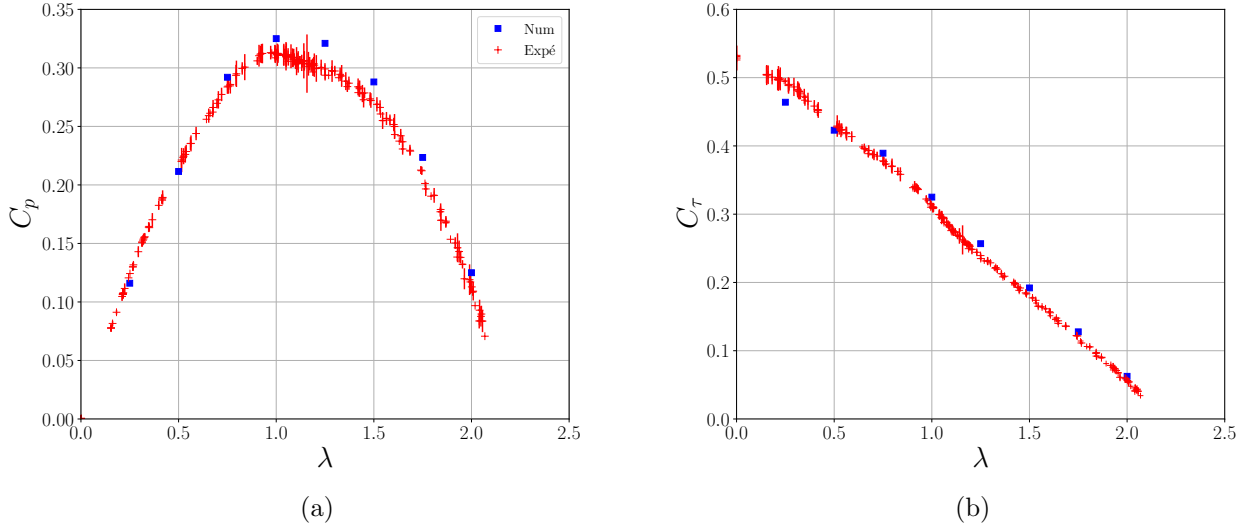


FIGURE 4.7 – Coefficient de puissance  $C_p$  (a) et coefficient de couple  $C_\tau$  (b) en fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$ . La longueur des barres d'incertitude est égale à  $\pm 1.96$  fois l'écart type.

entre  $0.25 \leq \lambda \leq 2$ . On remarque une bonne corrélation entre les coefficients expérimentaux et numériques pour toute la plage de fonctionnement, ce qui permet une première validation des paramètres de calcul.

Le coefficient de puissance maximal du rotor est atteint à la vitesse spécifique  $\lambda_{opt} = 1$ , ce qui renforce notre intérêt pour la méthode de dimensionnement grille d'aubes étant donné que le rotor a été conçu à cette vitesse spécifique. Les coefficients de puissance maximaux obtenus *via* la simulation numérique, le couplemètre et les images *PIV* sont très similaires, à savoir  $C_{p,max,num} = 0.324$ ,  $C_{p,max,exp} = 0.312$  et  $C_{p,max,PIV} = 0.313$ . En comparaison avec des éoliennes de taille similaire dimensionnées pour fonctionner à cette faible vitesse spécifique, ce rotor atteint des performances supérieures (Tab. 1.3). À une vitesse de vent incident de  $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , la puissance électrique mesurée aux bornes du générateur est d'environ  $13 \text{ W}$ , ce qui est suffisant pour alimenter plusieurs capteurs de température et de pression (puissance nécessaire de l'ordre de quelques  $\mu\text{W}$ ) ainsi que d'assurer une transmission des données par un réseau *bluetooth* (puissance d'environ  $0.1 \text{ mW}$  à  $1 \text{ Hz}$ ) [13].

Le coefficient de couple décroît de manière affine avec la vitesse spécifique selon  $C_\tau = -0.226\lambda + 0.523$ , avec un coefficient de détermination  $R^2 = 0.9979$ . Ce rotor fonctionne également dans une plage importante de coefficient de couple, allant de  $C_{\tau 0} = 0.523$  à  $\lambda = 0$ , jusqu'à  $C_\tau = 0.05$  à  $\lambda = 2$ . En

raison du couple élevé produit par ce rotor, sa vitesse de démarrage est très basse ( $V_0 = 2.4 \text{ m.s}^{-1}$ ). Comme discuté dans le chapitre précédent, la monotonie et la pente importante de la caractéristique  $C_\tau - \lambda$  sont des avantages en ce qui concerne la régulation de la vitesse de rotation du rotor lorsqu'il est associé en transmission directe avec une génératrice électrique.

En comparaison avec les éoliennes conçues selon la méthode *BEMT* (*cf.* chapitre 3), ce rotor présente un coefficient de puissance maximal qui est sensiblement égal à celui du rotor de Betz. Cependant, à diamètre égal, il nécessite moins de matériaux pour sa fabrication et occupe moins d'espace. Bien que le rotor de Glauert puisse atteindre des performances légèrement supérieures, celles-ci sont obtenues pour une vitesse spécifique optimale supérieure à la vitesse spécifique de dimensionnement, tandis que le rotor A3 atteint son point de fonctionnement optimal à la vitesse spécifique désirée. De plus, il possède une caractéristique  $C_\tau - \lambda$  rectiligne, ainsi qu'un plus grand coefficient de couple au démarrage que le rotor de Glauert.

### Caractérisation de l'écoulement

Nous avons tracé, à la Fig. 4.8a, les champs *PIV* moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  et de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$ . Les profils radiaux moyens de vitesse ont été extraits à partir des champs expérimentaux et de leurs homologues numériques pour une distance du bord d'attaque  $z/R_E = 2/3$  (Fig. 4.8b). On peut observer une bonne corrélation entre les vitesses expérimentales et numériques, ce qui permet de valider les paramètres de calcul. Les distributions radiales de vitesses utilisées pour le dimensionnement du rotor sont également représentées par des traits pointillés noirs sur les profils de vitesses. Les champs de pression et de vitesse pour une phase angulaire du rotor, obtenus par simulation numérique, sont également illustrés à la Fig. 4.10.

Les champs de vitesses montrent que le sillage de ce rotor est très stable, persistant et peu divergent. L'angle formé par la droite reliant le centre des vortex et l'axe de rotation est d'environ  $3^\circ$ , que ce soit *via* les mesures expérimentales (Réf. [27]) ou numériques (Fig. 4.10). La vitesse axiale dans le sillage est presque uniforme le long de l'envergure et très proche de la distribution de vitesse utilisée pour tracer la ligne de cambrure moyenne de la pale, à savoir  $V_z/V_\infty = 0.67$  (Fig. 4.8b). Le sillage présente également une composante de vitesse tangentielle importante, atteignant presque  $6 \text{ m.s}^{-1}$  en pied de pale. Cependant, la distribution est plutôt affine le long de l'envergure et diffère donc de celle que nous avons tenté d'imposer au fluide, à savoir  $V_{\theta 2} = 0.67V_\infty$  sur toute l'envergure. Dans la § 5.1, nous

## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

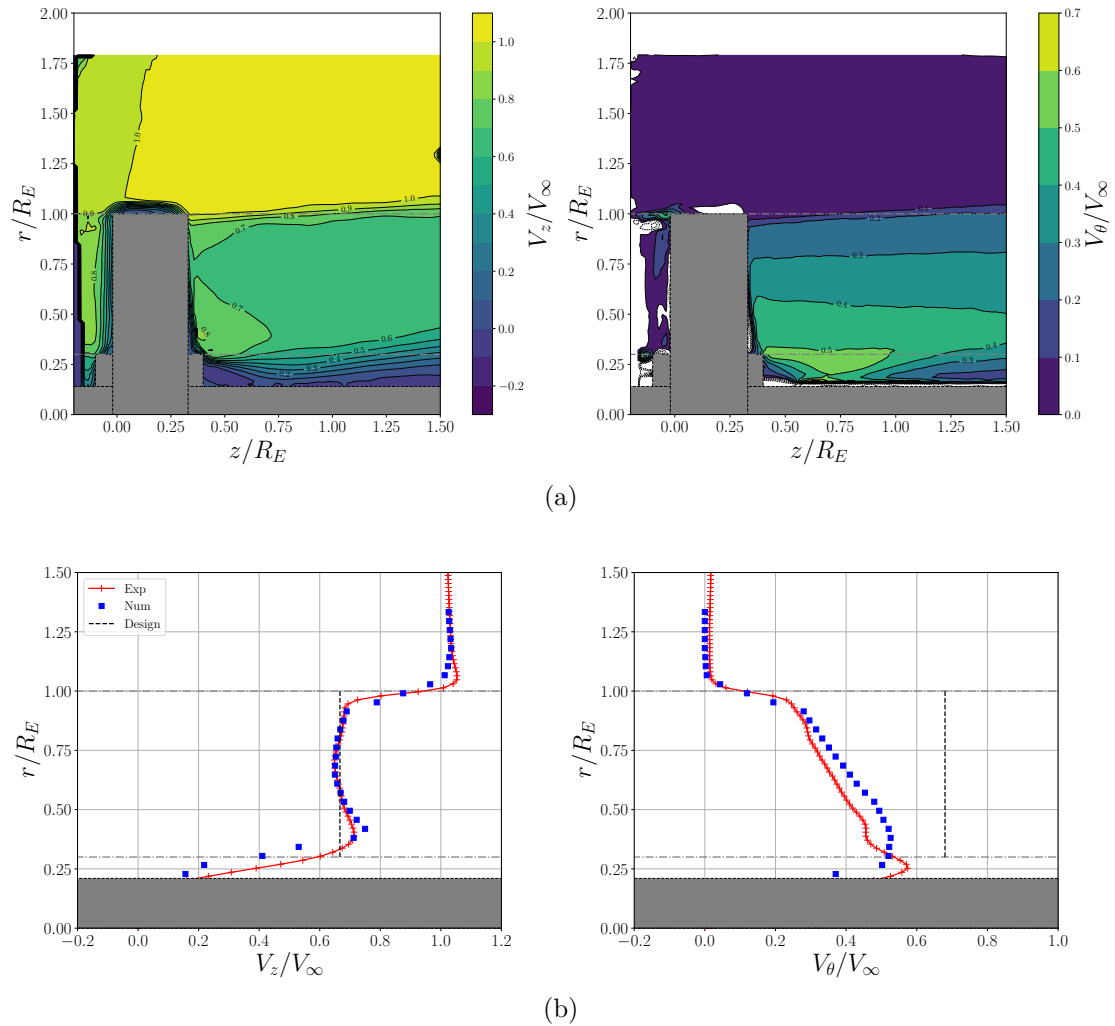


FIGURE 4.8 – (a) Champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  et de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour du rotor A3 obtenus par *SPIV* 2D3C. (b) Profils radiaux moyens de vitesses axiale et tangentielle normalisées à une distance du bord d'attaque  $z/R_E = 2/3 = 0.67$ . Le rotor fonctionne à sa vitesse spécifique optimale  $\lambda = 1$  et sous une vitesse de vent incident  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$ . Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale.

## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

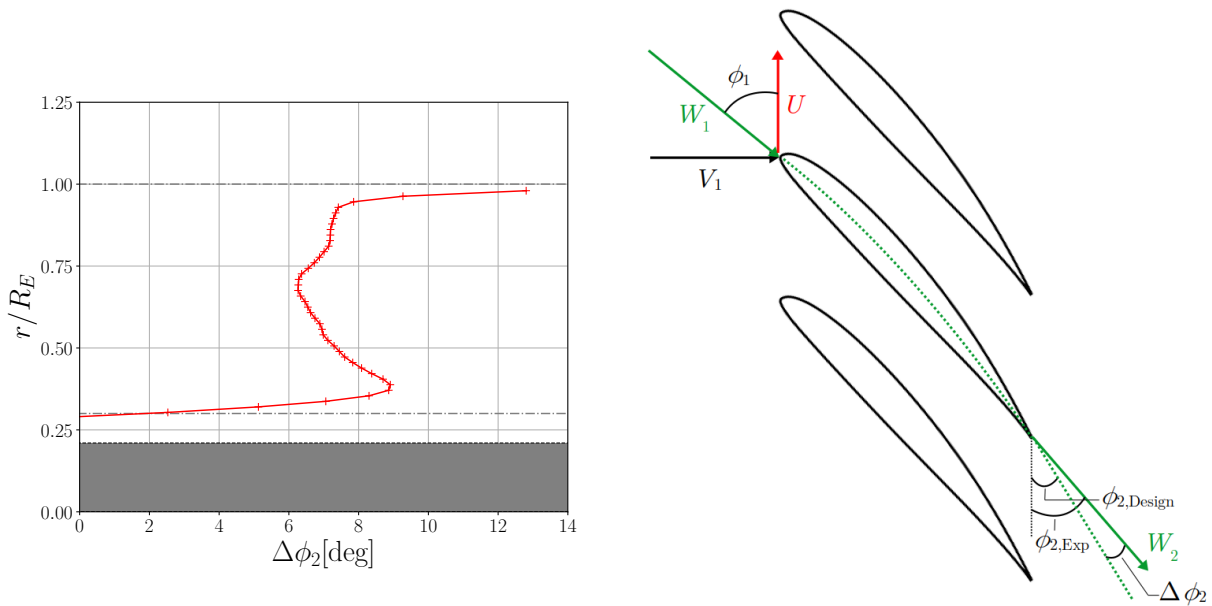
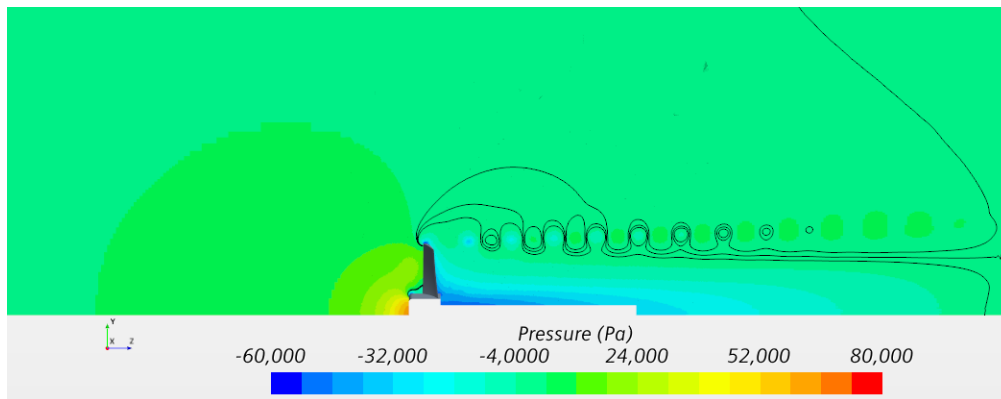


FIGURE 4.9 – Profil radial moyen de l'écart entre l'angle relatif de l'écoulement en sortie du rotor et l'angle relatif géométrique au bord de fuite ( $\Delta\phi_2 = \phi_{2,Exp} - \phi_{2,Design}$ ).

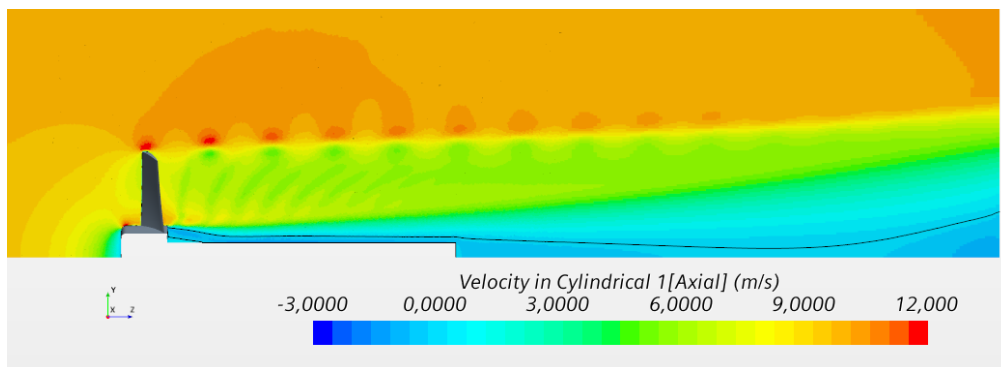
étudierons des rotors dimensionnés avec des lois de vortex différentes, dans le but d'analyser comment une modification de la loi de vortex influence le sillage. Nous constatons également la présence d'une importante bulle de surpression en amont du rotor, qui semble se former au niveau du moyeu du rotor (Fig. 4.10a). Cette bulle de surpression, à l'intérieure de laquelle la pression statique est supérieure ou égale à 4 Pa, s'étend sur une distance de plus de 5 fois le rayon extérieur en amont du rotor. C'est pourquoi une longueur de domaine en amont de plus de 7 fois le rayon extérieur est nécessaire. De plus, bien que le nombre de *swirl*, défini comme étant le rapport entre le flux axial de quantité de mouvement tangentielle et le flux axial de quantité de mouvement axiale, soit proche de l'unité à  $\lambda = 1$ , nous n'observons pas de bulles de recirculations dans le sillage de ce rotor tant expérimentalement que numériquement (Figs. 4.8 et 4.10), contrairement à ce qui se produit dans le sillage des rotors de Glauert ou de Joukowsky. Le gradient de pression axiale important induit par le rotor pourrait prévenir le décollement des couches limites sur les aubages.

Afin de caractériser le guidage de l'écoulement à travers la grille, nous avons comparé l'angle relatif moyen du fluide en sortie du rotor,  $\phi_{2,Exp}$ , à l'angle géométrique de dimensionnement  $\phi_{2,Design}$ , en traçant la différence entre les deux  $\Delta\phi_2 = \phi_{2,Exp} - \phi_{2,Design}$  à la Fig. 4.9. L'angle relatif moyen expérimental  $\phi_{2,Exp}$  est calculé à partir des profils moyens de vitesses juste en sortie du rotor ( $z/R_E =$

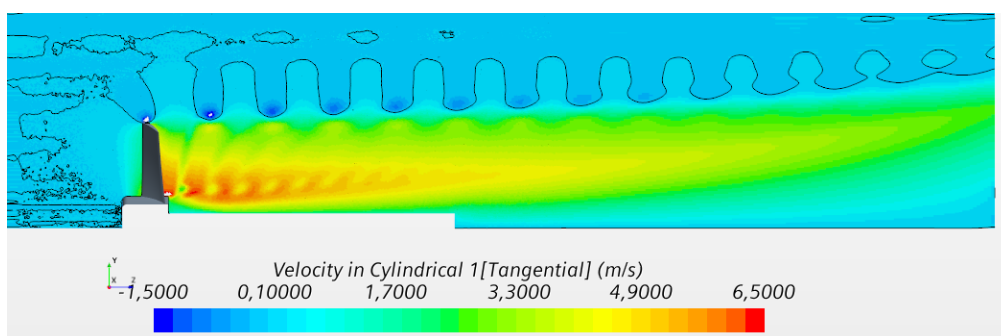
## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »



(a)



(b)



(c)

FIGURE 4.10 – Champs instantanés de pression statique (a), de vitesse axiale (b) et de vitesses tangentielle (c) obtenus par *CFD*. Les isocontours de pressions statiques ( $-2$  Pa,  $0$  Pa et  $+2$  Pa) et de vitesses ( $V_z = V_\theta = 0$ ) ont été tracés en lignes noires. Le rotor fonctionne à sa vitesse spécifique optimale  $\lambda = 1$  et sous une vitesse de vent incident  $V_\infty = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

---

0.4) selon :

$$\phi_{2,\text{Exp}} = \arctan\left(\frac{V_{z2}}{V_{\theta 2} + r\omega}\right)$$

L'angle relatif géométrique  $\phi_{2,\text{Design}}$  est calculé de manière similaire, mais avec les distributions de vitesses utilisées pour dimensionner ce rotor (*cf.* Fig. 4.3). À l'exception des régions de l'écoulement proche du pied et de l'extrémité de la pale, où la présence du moyeu et de l'écoulement non ralenti perturbent fortement l'écoulement, l'angle relatif du fluide est supérieur à l'angle relatif géométrique. L'écart entre ces deux angles est relativement faible, entre  $6^\circ$  et  $9^\circ$  pour  $0.4 \leq r/R_E \leq 0.9$ , et varie peu le long de l'envergure. Le fluide suit donc assez fidèlement la géométrie des aubages en sortie de grille. Bien que la distribution de serrage de ce premier prototype ait été choisie de manière relativement empirique, la grille contraint relativement bien l'écoulement et le dévie fortement. Étant donné que le guidage de l'écoulement dépend du serrage, une étude sera menée dans le chapitre 5 pour évaluer son impact sur  $\Delta\phi_2$ .

L'écart entre l'angle relatif fluide et l'angle géométrique en sortie de rotor est un indicateur des pertes dans la grille d'aubes. Les pertes sont fonction de la géométrie des aubages, des conditions de fonctionnement et des caractéristiques de l'écoulement. Elles ont plusieurs origines, telles que les pertes de profil, les pertes de bord de fuite et de bout de pale ou encore les pertes liées aux écoulements secondaires [123]. Les pertes de profil sont principalement influencées par la géométrie de la grille d'aubes et les conditions de fonctionnement. L'écoulement autour des aubages génère de la turbulence et peut dans certains cas se décoller des profils, résultant en une perte d'énergie. De plus, les frottements visqueux du fluide sur les surfaces des aubes contribuent aux pertes d'énergie, en particulier dans les couches limites. En raison des dimensions finies des pales, la différence de pression entre l'intrados et l'extrados du profil au niveau du bord de fuite et en bout de pale engendre des écoulements secondaires, tels que les vortex marginaux, qui sont responsables de pertes. De plus, la rotation du rotor et la nature tridimensionnelle de l'écoulement peuvent entraîner l'apparition d'autres écoulements secondaires, contribuant ainsi aux pertes d'énergie.

Comme mentionné précédemment, il existe des modèles de pertes permettant de quantifier l'écart entre l'angle géométrique et l'angle fluide dans les grilles de compression et de détente. Des facteurs de correction peuvent être implémentés lors de la conception pour ajuster l'angle géométrique de sortie de la grille et afin d'atteindre le couple souhaité malgré les pertes. Cependant, ces corrections sont

## 4.2. CONCEPTION ET ÉTUDE D'UN PROTOTYPE CONÇU SELON UNE MÉTHODE « GRILLE D'AUBES »

---

surtout adaptées aux turbomachines à écoulement interne pour lesquelles le débit se conserve. Pour les éoliennes, certaines corrections des performances des profils isolés peuvent être utilisées lors de la conception (correction de Glauert pour les rotors fortement chargés [22], correction d'Himmelskamp pour la rotation [128], facteur de Prandtl pour les pertes en bout de pales [22]), mais leur utilisation est plutôt appropriée pour des rotors faiblement serrés.

### Synthèse de la conception et de l'étude du premier prototype

Nous avons conçu et étudié un rotor de 300 mm de diamètre et de vitesse spécifique  $\lambda = 1$ , dimensionné selon une méthode inspirée des grilles d'aube et basée sur la déflexion géométrique du fluide. Pour ce premier prototype, les angles d'entrée et de sortie de la grille ont été calculés en considérant une vitesse axiale en sortie du rotor  $V_{z2} = 2V_\infty/3$  et une loi de vortex  $V_{\theta2} = \text{cte}$ . Les pales ont été dessinées en traçant des lignes de cambrure moyenne polynomiale, tangentes aux vitesses relatives à l'entrée et à la sortie du rotor, pour 11 sections réparties du pied à la périphérie. L'intrados et l'extrados des profils ont ensuite été obtenues en utilisant l'équation d'un profil NACAxx10. Pour essayer d'imposer cette cinématique au fluide, nous avons opté pour un serrage important :  $\sigma(R_M) = 1.65$  en pied de pale et  $\sigma(R_E) = 0.7$  en périphérie, avec une distribution de corde linéaire.

Ce rotor atteint un coefficient de puissance maximal élevé ( $C_{p,max} = 0.31$ ) et à sa vitesse spécifique de dimensionnement ( $\lambda = 1$ ). Sa caractéristique  $C_\tau - \lambda$  est affine et il possède une faible vitesse de démarrage, ce qui le rend particulièrement approprié pour opérer dans des conditions de vent faibles. Son sillage est très stable et fortement rotatif. Son association avec un second rotor contra-rotatif placé dans son sillage pourrait être envisagé en raison de la faible expansion de l'écoulement et de sa persistance sur plusieurs diamètres. La distribution de vitesse axiale en aval du rotor est très proche de la celle utilisée pour le dimensionnement, mais la distribution de vitesse tangentielle diffère. Le faible écart entre l'angle relatif au bord de fuite et l'angle relatif fait par l'écoulement en sortie de grille traduit également le bon guidage de l'écoulement à travers ce rotor.

Nous avons formulé plusieurs hypothèses lors de la conception de ce premier prototype, et nous analyserons dans le chapitre 5 comment certains paramètres géométriques influencent les performances globales d'un rotor dimensionné selon une méthode « grille d'aubes », ainsi que les caractéristiques de l'écoulement qui l'entoure.



### 4.3 Influence du nombre de Reynolds

Comme mentionné en introduction, le nombre de Reynolds semble avoir une influence significative sur les performances des rotors éoliens. Étant donné que les micro-éoliennes sont conçues pour capturer l'énergie d'écoulements d'air à faible nombre de Reynolds, il semble essentiel d'évaluer l'impact de ce paramètre sur le fonctionnement de rotors dimensionnées selon la méthode « grille d'aubes ». Ainsi, les objectifs de cette étude sont :

1. Évaluer l'influence du nombre de Reynolds sur les caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  sur une large plage de nombres de Reynolds (§ 4.3.2).
2. Étudier l'influence du nombre de Reynolds sur les caractéristiques des écoulements telles que les vitesses d'écoulement, les angles fluides, l'expansion du sillage, et les tourbillons marginaux (§ 4.3.3).

Dans cette section le nombre de Reynolds  $Re$  est défini selon

$$Re = \frac{\rho W_1 c}{\eta} \quad (4.16)$$

avec  $W_1$  la vitesse relative en amont du rotor, et  $c$  la longueur de la corde. Afin d'étudier expérimentalement une large plage de nombres de Reynolds, nous avons fait varier à la fois la vitesse d'écoulement dans la soufflerie  $V_\infty$  afin de faire la vitesse relative  $W_1$ , ainsi que la taille du rotor étudié. Cette étude est menée avec des rotors ayant la même géométrie adimensionnée par le diamètre que celle du rotor A3 (une unique distribution de serrage, d'angles et de profil).

Cette étude a fait l'objet d'un article publié dans la revue *Renewable Energy* en juin 2023 [129].

#### 4.3.1 Géométrie des rotors et paramètres expérimentaux

Nous avons fabriqué deux rotors, les rotors A1 et A2, avec des diamètres respectifs de 100 mm et 200 mm, et de géométries relatives identiques à celle du rotor A3. En d'autres termes, nous avons simplement appliqué un facteur d'échelle au rotor A3 pour obtenir les rotors A1 et A2. Les distributions radiales de serrage et d'angles pour les trois rotors sont donc identiques (Fig. 4.3). Les paramètres de dimensionnement et de conception sont récapitulés dans le Tab. 4.1. Une photographie des trois éoliennes aux côtés d'une pièce de 50 centimes, afin d'apprécier les dimensions des rotors, est présentée à la Fig. 4.11a.

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

---

La seule différence entre ces éoliennes réside dans leur rugosité relative différente. Les rotors ont été fabriqués avec des paramètres d'impression identiques, tels que le taux de remplissage, le motif, la température d'impression, *etc.*, ainsi qu'avec une buse de même diamètre. Par conséquent, le diamètre du fil déposé est le même pour les rotors, mais pas la rugosité relative. Il est important de le souligner car la rugosité joue un rôle important dans les phénomènes de décollement de la couche limite. En particulier, à des nombres de Reynolds assez faibles, la rugosité peut induire une transition plus rapide de l'écoulement d'un régime laminaire à turbulent, et retarder le décollement de la couche limite à des angles d'attaques plus élevés [130, 131]. La position du point de décollement sur le profil et la taille de la zone de l'écoulement séparé en dépendent également [131]. Par ailleurs, Chakroun *et al.* [130] ont mené une étude paramétrique expérimentale de l'influence de la rugosité sur les performances d'un profil isolé symétrique NACA0012, à un nombre de Reynolds  $Re = 1.5 \times 10^5$ . Ces essais ont révélé qu'une augmentation de la rugosité entraîne une augmentation du coefficient de traînée et une diminution de la portance avant le décrochage, ce qui se traduit par une diminution de la finesse. Cependant, après le décrochage, le coefficient de portance augmente avec la rugosité. Par conséquent, selon le nombre de Reynolds auquel un rotor fonctionne, la rugosité de ses pales peut affecter sa caractéristique de coefficient de puissance  $C_p - \lambda$  [62, 132], ainsi que sa vitesse de démarrage [133].

Nous avons mesuré les caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  des trois rotors pour différentes vitesses de vent incident dans la soufflerie  $V_\infty$ . Les différentes configurations  $\{R_E[\text{mm}]; V_\infty[\text{m.s}^{-1}]\}$  testées, ainsi que les nombres de Reynolds associés, sont indiqués dans le Tab. 4.1. Les nombres de Reynolds sont estimés en pied et bout de pale à partir des vitesses relatives en amont utilisées pour le dimensionnement, à savoir  $W_1 = \sqrt{(2/3V_\infty)^2 + (r\omega)^2}$ . Dans un souci de clarté, nous noterons simplement  $Re$ , le nombre de Reynolds en bout de pale, calculé à  $\lambda = 1$ . La plage des nombres de Reynolds en bout de pale varie de  $Re = 2.2 \times 10^4$  dans la configuration  $\{50; 10\}$  à  $Re = 16.5 \times 10^4$  dans la configuration  $\{150; 25\}$ . De plus, il existe deux combinaisons  $\{R_E; V_\infty\}$  pour lesquelles les nombres de Reynolds sont égaux : lorsque le rotor A2 ( $R_E = 100$  mm) fonctionne à une vitesse de vent dans la soufflerie  $V_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$ , et lorsque le rotor A3 ( $R_E = 150$  mm) fonctionne à  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$ . Les nombres de Reynolds associés aux configurations  $\{150; 5\}$  et  $\{50; 15\}$  sont également identiques. Cependant, nous n'avons pas été en mesure d'acquérir les caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  du rotor A3 à  $5 \text{ m.s}^{-1}$  en raison des couples très faibles développés, ce qui nous empêche de comparer ces deux configurations.

La limite supérieure de la plage de nombres de Reynolds étudiée est restreinte par les capacités du

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

---

couplemètre HBM-T20WN (entre 0 N.m et 2 N.m avec une précision de  $\pm 0.004$  N.m). En effet, le rotor A3 développe un couple à basse vitesse spécifique proche de la limite du couplemètre pour une vitesse de vent incident  $V_\infty = 25 \text{ m.s}^{-1}$ . De plus, afin de mesurer avec précision les faibles couples développés par le rotor A1, nous avons conçu un second dispositif expérimental, identique à celui présenté dans le chapitre 2, mais avec un couplemètre rotatif permettant de mesurer des couples plus faibles (le modèle DRVL 0.05 N.m avec une précision de  $\pm 0.075$  mN.m). Cette seconde nacelle comprend également un moteur Maxon, utilisé en mode générateur, et un rhéostat permettant de faire varier la vitesse spécifique du rotor (Fig. 4.11b). En raison du couple très faible produit par le rotor A1, ainsi que des frottements des pièces mécaniques contenues dans la nacelle, nous n'avons pas pu mesurer les courbes caractéristiques pour une vitesse de vent inférieure à  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . À plus petite échelle, des mesures électriques aux bornes du générateur pourraient permettre de mesurer indirectement les couples et vitesses de rotation, à condition que les caractéristiques  $\mathcal{U} = f(\omega)$  et  $\mathcal{I} = g(\tau)$  du générateur aient été préalablement déterminées.

Nous avons également mesuré les caractéristiques moyennes des écoulements autour des rotors A2 et A3 par *SPIV* 2D3C, à leur vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ , et pour différentes vitesses de vent incident. Les différentes configurations  $\{R_E; V_\infty\}$  étudiées sont renseignées à la ligne « *SPIV* 2D3C » du Tab. 4.1. 500 paires d'images ont été capturées à des phases du rotor aléatoires (*PIV* non synchronisée). Les champs de vitesses moyennés en phase ont été calculés en effectuant la moyenne arithmétique des 500 champs de vitesses instantanés. En d'autres termes, les vitesses d'écoulement ont été moyennées sur la phase du rotor (*phase-averaged velocity fields*). Par la suite, les différentes caractéristiques du sillage, telles que les angles fluide et les coefficients de puissance, sont déduites des vitesses d'écoulement moyennées en phase.

De plus, nous avons effectué des mesures de champs de vitesses synchronisés sur le passage d'une pale par *PIV* 2D2C, afin d'étudier la position et l'intensité des tourbillons marginaux dans le sillage des rotors A2 et A3. Comme il suffit d'une seule caméra pour obtenir les champs de vorticités 2D2C ( $\omega_y = \partial V_r / \partial z - \partial V_z / \partial r$ ) sur lesquels repose l'étude des vortex marginaux, nous avons pu placer l'une des deux caméras plus loin en profondeur dans le sillage des rotors. Pour ces acquisitions, nous avons capturé 200 paires d'images pour une phase spécifique du rotor, en synchronisant la prise d'images avec le passage d'une pale à une position angulaire particulière (*PIV* synchronisée). Les champs de vorticités ont ensuite été calculés en effectuant la moyenne arithmétique des 200 champs de vorticités

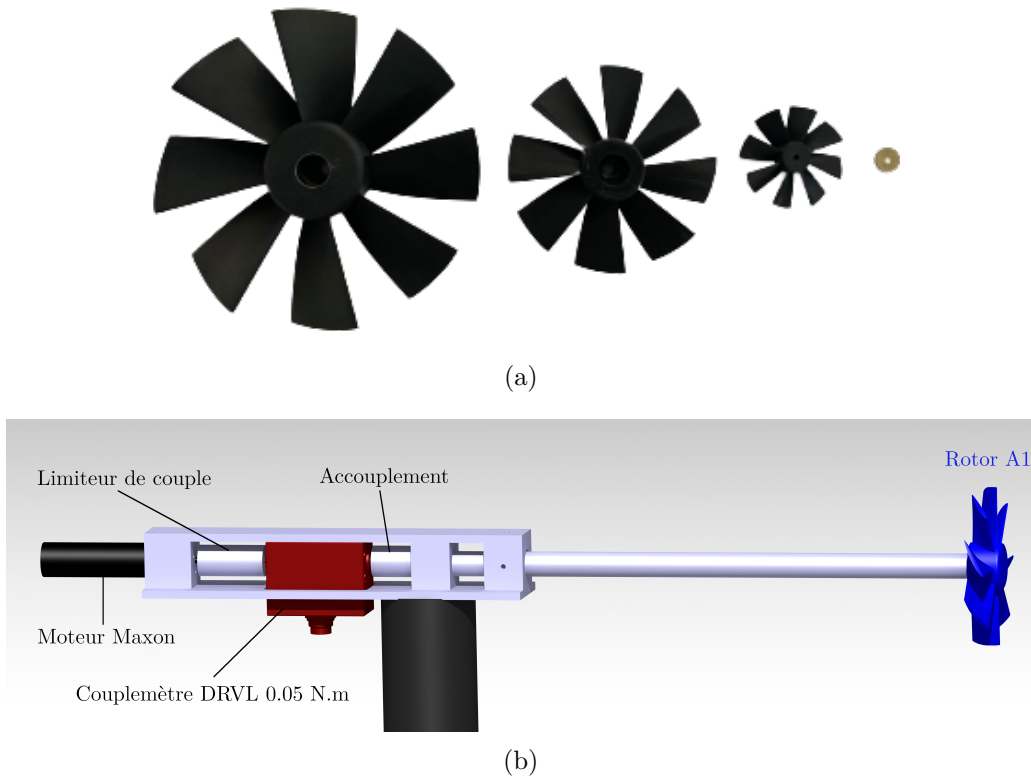


FIGURE 4.11 – (a) Photographies des rotors A3, A2 et A1 aux côtés d’une pièce de 50 centimes. (b) Vue de la CAO du dispositif expérimental permettant l’acquisition des caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  du rotor A1.

instantanés obtenus pour une même position angulaire de pale, *i.e.* pour une même phase du rotor (*phase-locked vorticity fields*). Les différentes configurations  $\{R_E; V_\infty\}$  étudiées sont indiquées à la ligne « *PIV 2D2C* » du Tab. 4.1.

Nous n’avons pas été en mesure d’acquérir des images *PIV* de bonne qualité autour du rotor A1 avec les équipements dont nous disposons, et par conséquent de mesurer les vitesses d’écoulement autour de ce rotor. Les capacités de zoom des objectifs sont insuffisantes pour permettre des mesures fiables avec une bonne résolution spatiale autour de ce rotor (seulement 17 fenêtres d’interrogations pour toute l’envergure). De plus, en raison de la réflexion intense du laser sur la nacelle, le contraste des images sur une partie importante de l’envergure est insuffisant pour distinguer clairement les particules, ce qui entraîne des erreurs importantes lors de la détermination de la position du pic de corrélation croisée.

<b>Rotors Ax</b>											
	A1		A2		A3						
$R_E$ [mm]	50		100		150						
$H = R_M/R_E$	0.3		0.3		1						
$\lambda$	1		1		1						
Dimensionnement	Méthode grille d'aubes et triangles des vitesses (Fig. 4.1)										
$a, V_z$	Ligne de cambrure moyenne polynomiale										
$a', V_{\theta 2}$	$a = 1/3$ $\left( \frac{V_{\theta 2}}{V_\infty} = \frac{16}{27.8\lambda(1-H^3)} \right)$										
Angles	Calculés à partir des triangles des vitesses. Identiques à celles du rotor A3 à la Fig. 4.3 et A2 à la Fig. 5.1c										
$N$	8										
$\sigma$	Distribution de corde linéaire; $\sigma(R_M) = 1.65$ et $\sigma(R_E) = 0.7$										
$c(R_M)/R_E$	0.39										
$c(R_E)/R_E$	0.55										
$V_\infty$ [m.s <sup>-1</sup> ]	10	15	10	15	20	5	10	15	20	25	
$Re(R_M)$ [ $\times 10^4$ ]	0.95	1.4	1.9	2.8	3.8	1.4	2.8	4.3	5.7	7.1	
$Re(R_E)$ [ $\times 10^4$ ]	2.2	3.3	4.4	6.6	8.8	3.3	6.6	9.9	13.2	16.5	
Courbes caractéristiques	✓	✓	✓	✓	✗	✗	✓	✓	✓	✓	✓
<i>SPIV</i> 2D3C	✗	✗	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✗	✗
<i>PIV</i> 2D2C	✗	✗	✓	✓	✓	✗	✓	✓	✓	✗	✗
Symbole	●	●	■	■	■	+	+	+	+	+	+

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des paramètres de dimensionnement et des caractéristiques de fonctionnement des rotors Ax pour chaque configuration  $\{R_E, V_\infty\}$  étudiée en soufflerie. Le symbole ✓ indique que nous possédons les mesures expérimentales associées à la ligne correspondante, tandis que le symbole ✗ indique que nous n'en disposons pas.

#### 4.3.2 Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques

Nous avons tracé à la Fig. 4.12a l'évolution des coefficients de puissance et de couple avec la vitesse spécifique pour les différentes configurations testées en soufflerie. Pour chaque couple  $\{R_E; V_\infty\}$  testé, la plage des vitesses spécifiques de fonctionnement des rotors est limitée par les capacités de freinage de nos dispositifs, et par les couples de frottements. De plus, nous n'avons pas pu effectuer de mesures précises du couple sur la plage de vitesses spécifiques  $0.7 \leq \lambda \leq 1.1$  avec le rotor A1, à une vitesse de vent de  $15 \text{ m.s}^{-1}$ , en raison de résonances et de vibrations importantes de l'arbre de transmission aux vitesses de rotation correspondantes.

Tout d'abord, il est important de remarquer que les caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  dans les configurations  $\{150; 10\}$  et  $\{100; 15\}$ , pour lesquelles les nombres de Reynolds sont identiques, se superposent sur quasiment toute la plage de vitesses spécifiques étudiée (Fig. 4.12b). Les rotors A3 et A2 atteignent notamment le même coefficient de puissance maximal  $C_{p,max} = 0.31$ , à la même vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt} = 0.95$  lorsque Re est identique. Cette observation confirme que nos mesures expérimentales, ainsi que les caractéristiques des rotors, ne sont pas influencées par la taille du rotor, mais dépendent uniquement de la configuration  $\{R_E; V_\infty\}$  étudiée. Les dimensions de la veine d'essai, le processus de fabrication et les transmissions mécaniques dans la nacelle ne produisent pas de différences significatives entre les tests effectués avec des rotors de tailles différentes, en particulier au point nominal de fonctionnement. Par conséquent, nous pouvons comparer les résultats obtenus avec des rotors de tailles différentes. On peut toutefois observer quelques écarts entre les caractéristiques  $C_\tau - \lambda$  des rotors A2 et A3 à des vitesses spécifiques basses, où les nombres de Reynolds sont plus faibles en raison de vitesses de rotation inférieures, et où les angles d'attaque sont élevés. Dans ces conditions de fonctionnement particulières, les différences de rugosité relative et la présence de la nacelle pourraient jouer un rôle plus significatif dans les écarts entre les deux rotors [65]. En effet, la nacelle n'ayant pas été mise à l'échelle, elle est relativement plus présente pour le rotor A2 que pour le rotor A3. En raison des limitations des dispositifs expérimentaux, nous n'avons pas pu vérifier une telle similitude entre les rotors A1 et A2.

Après avoir vérifié que notre protocole expérimental est indépendant de la taille du rotor, nous pouvons maintenant étudier l'impact du nombre de Reynolds sur les caractéristiques d'un rotor. Tout d'abord, nous observons une augmentation significative des coefficients de puissance et de couple

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

---

à mesure que le nombre de Reynolds augmente, et ce, pour toutes les vitesses spécifiques étudiées (Fig. 4.12a). Les courbes  $C_\tau - \lambda$  deviennent de plus en plus affines à mesure que le nombre de Reynolds augmente. À des nombres de Reynolds plus faibles, en particulier pour les faibles vitesses spécifiques, on peut observer des variations plus importantes de  $C_\tau$ , et une diminution de  $C_\tau$  brutale pour les essais avec le rotor A2 proche de  $\lambda = 0.1$ .

La Fig. 4.13 illustre l'évolution de différents paramètres avec le nombre de Reynolds  $Re$ . Tout d'abord, le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  augmente à mesure que le nombre de Reynolds augmente (Fig. 4.13a). Il croît de  $C_{p,max} = 0.26$  pour  $Re(R_E) = 2.2 \times 10^4$  (configuration  $\{50; 10\}$ ) à  $C_{p,max} = 0.33$  pour  $Re(R_E) = 16.5 \times 10^4$  (configuration  $\{150; 25\}$ ). Cependant, on constate que la différence entre les  $C_{p,max}$  diminue à mesure que le nombre de Reynolds augmente. En effet, entre  $Re = 2.2 \times 10^4$  et  $Re = 9.9 \times 10^4$ , le coefficient de puissance augmente de 24% tandis qu'il augmente de moins de 3% pour  $Re \geq 9.9 \times 10^4$ . De plus, l'allure de l'évolution de  $C_{p,max}$  avec  $Re$  laisse à penser que le coefficient de puissance maximal atteint une valeur asymptotique, ou bien qu'il ne va croître que très légèrement pour des nombre de Reynolds plus élevés.

D'autre part, on remarque une augmentation continue de la vitesse spécifique optimale des rotors avec le nombre de Reynolds (Fig. 4.13b). Cela se traduit par une translation des courbes  $C_p - \lambda$  vers des vitesses spécifiques plus élevées à mesure que  $Re$  augmente (Fig. 4.12a). Nous avons également déterminé l'intervalle  $\Delta\lambda_{0.25}$  pour lequel les rotors atteignent des coefficients de puissance supérieurs à 0.25. Cet intervalle croît avec le nombre de Reynolds, et en comparant les deux essais aux nombres de Reynolds les plus élevés, on observe que même si  $C_{p,max}$  reste pratiquement constant,  $\Delta\lambda_{0.25}$  augmente entre ces deux configurations. Enfin, les courbes  $C_p - \lambda$  semble se resserrer autour du coefficient de puissance maximal à mesure que  $Re$  augmente (Fig. 4.12a). Cela signifie que le coefficient de puissance devient plus sensible aux variations de la vitesse spécifique à des nombres de Reynolds élevés.

Il est possible d'établir un parallèle entre l'influence du nombre de Reynolds sur les polaires des profils isolés et sur les courbes caractéristiques d'un rotor. En effet, la finesse  $\mathcal{F}$  et le coefficient de portance  $C_p$  d'un profil isolé augmentent à mesure que le nombre de Reynolds augmente [134, 135], ce qui est cohérent avec l'augmentation des coefficients de couple et de puissance d'un rotor avec  $Re$ . L'angle d'attaque optimal du profil, ainsi que l'angle de décrochage, varient également avec le nombre de Reynolds, mais le sens de variation dépend du profil étudié. À des nombres de Reynolds élevés, les caractéristiques de portance  $C_p - \alpha$  et de traînée  $C_t - \alpha$  deviennent pratiquement indépendantes du  $Re$

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

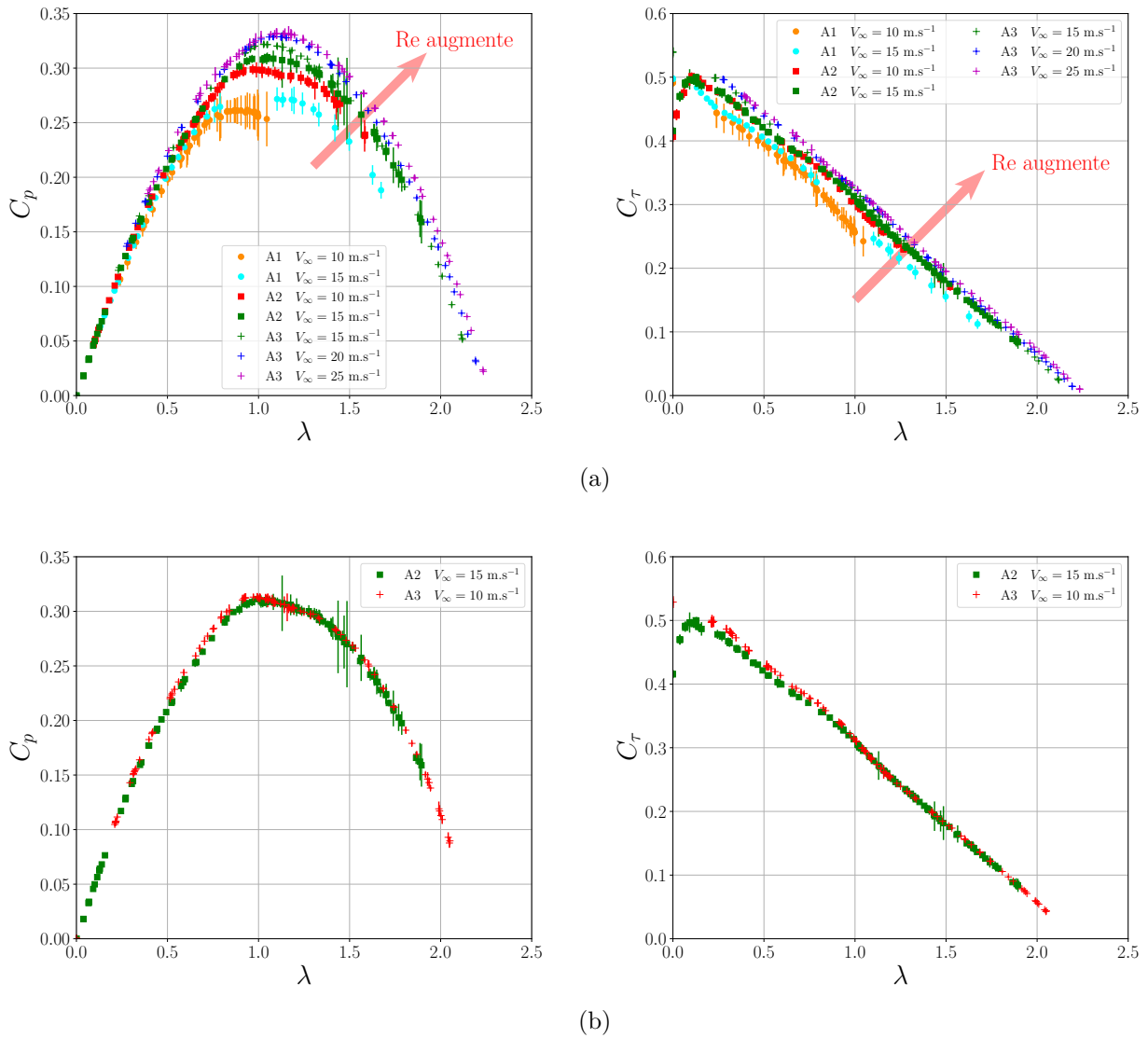


FIGURE 4.12 – (a) Coefficient de puissance  $C_p$  et coefficient de couple  $C_t$  en fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$  à différents nombres de Reynolds. Les nombres de Reynolds associés à chaque paire  $\{Ax; V_\infty\}$  sont indiqués dans le Tab. 4.1. (b) Courbes caractéristiques à nombres de Reynolds identiques ( $Re = 6.6 \times 10^4$ ) pour deux tailles de rotor différentes. La longueur des barres d’incertitude est égale à  $\pm 1$  fois l’écart type.



### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

---

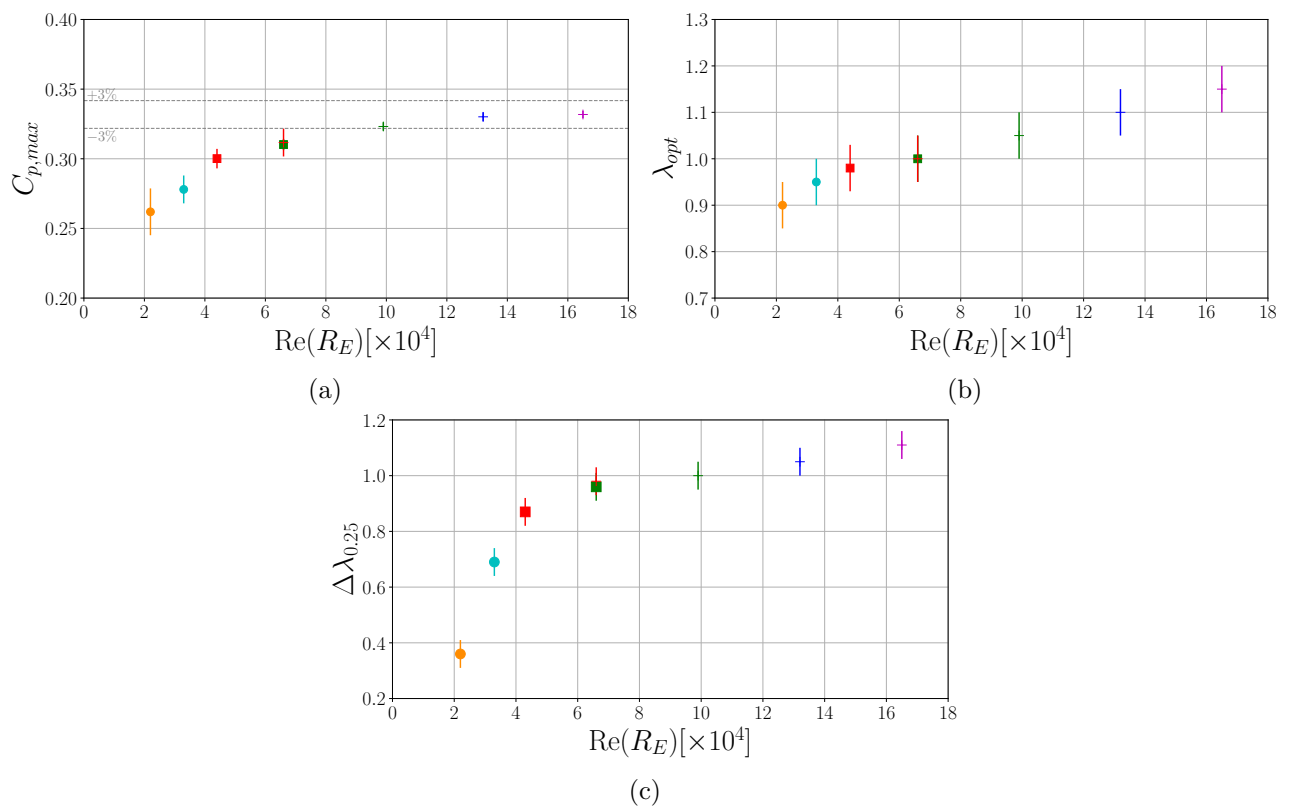


FIGURE 4.13 – Influence du nombre de Reynolds  $Re$  sur le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  (a), sur la vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt}$  (b), et sur l'étalement des courbes  $\Delta\lambda_{0.25}$  (c). L'étalement  $\Delta\lambda_{0.25}$  est la largeur de la plage de vitesses spécifiques pour lesquelles  $C_p \geq 0.25$ .

[136], tout comme le coefficient de puissance maximal des rotors étudiés dans ce chapitre. Cependant, aux faibles nombres de Reynolds ( $Re < 10^5$ ), les coefficients aérodynamiques  $\mathcal{C}_p$  et  $\mathcal{C}_t$  deviennent très sensibles au  $Re$ , et peuvent varier considérablement avec l'angle d'attaque, et de manière non monotone, en particulier aux angles d'attaque élevés [62, 137].

Ces variations à faibles  $Re$ , pour lesquels le régime d'écoulement est à la transition laminaire/turbulent, peuvent en partie être due à l'apparition de bulles de séparation laminaire<sup>1</sup> sur les profils, dont la géométrie (points de séparation et d'attachement, extension radiale sur la pale, épaisseur) et l'intensité des recirculations sont fortement sensibles au nombre de Reynolds [138]. Ces phénomènes pourraient expliquer les performances inférieures des rotors opérant à faible nombre de Reynolds. De plus, ils pourraient être à l'origine des variations non-monotones et plus amples des coefficients de couple dans des conditions de faible  $Re$  et de faibles vitesses spécifiques, *i.e.* de grands angles d'attaque.

#### 4.3.3 Caractérisation des écoulements

Nous commençons par analyser l'influence du nombre de Reynolds sur les caractéristiques des écoulements moyennés en phase obtenues par *SPIV* 2D3C non synchronisée (§ 4.3.3). Nous étudierons ensuite l'effet du nombre de Reynolds sur les tourbillons marginaux à l'aide des champs de vorticité déterminés par *PIV* 2D2C synchronisée (§ 4.3.3). Il est important de rappeler que les acquisitions ont été menées avec les rotors opérant à leur vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ , et non pas à leur vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt}$  (*cf.* Fig. 4.13b).

#### Écoulement moyen proche des rotors

##### ► Vitesses d'écoulement

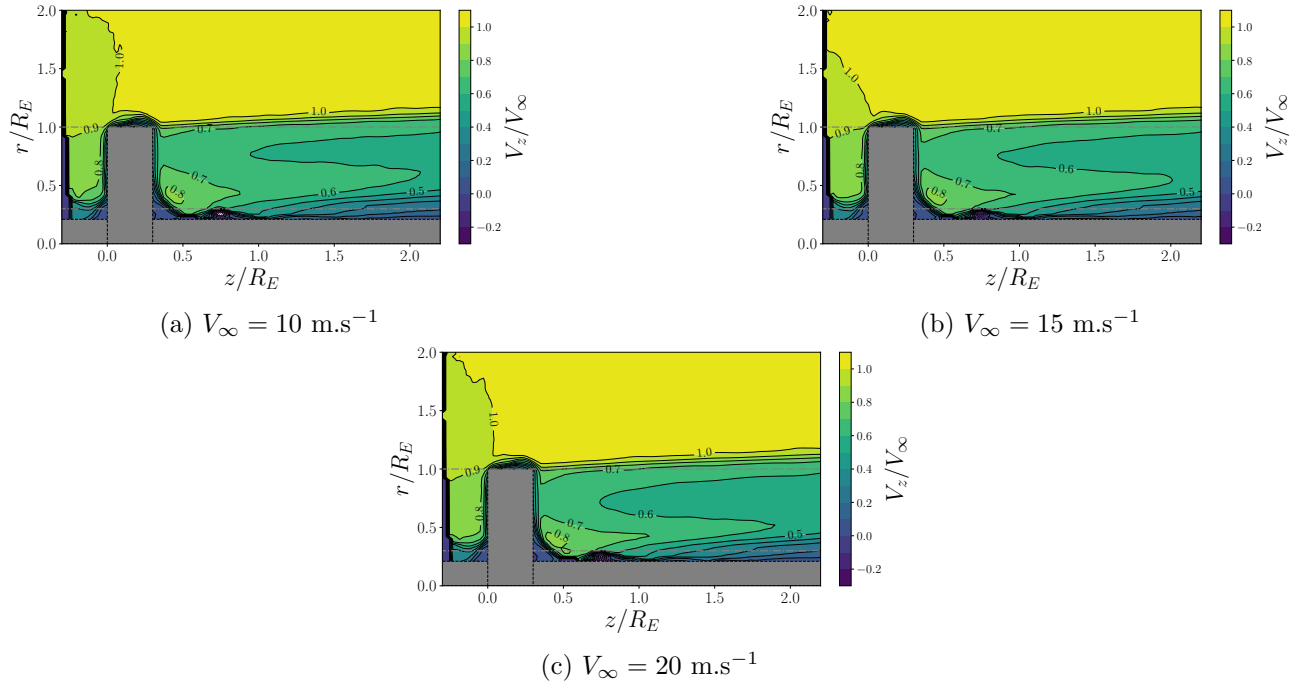
Les champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  et de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour des rotors A2 et A3, et pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ , sont présentés aux Figs. 4.14 et 4.15. À partir de ces champs, nous avons extrait les profils radiaux moyens de vitesse normalisée à la distance  $z/R_E = 3/4$  du bord d'attaque des deux rotors, ainsi qu'à la distance  $z/R_E = -0.2$  en amont du rotor A2 (Figs. 4.16). En raison des dimensions plus importantes du rotor A3, la région de l'écoulement en amont de ce rotor n'est pas visible par les caméras.

---

1. *Laminar Separation Bubble* en anglais.

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

#### Rotor A2



#### Rotor A3

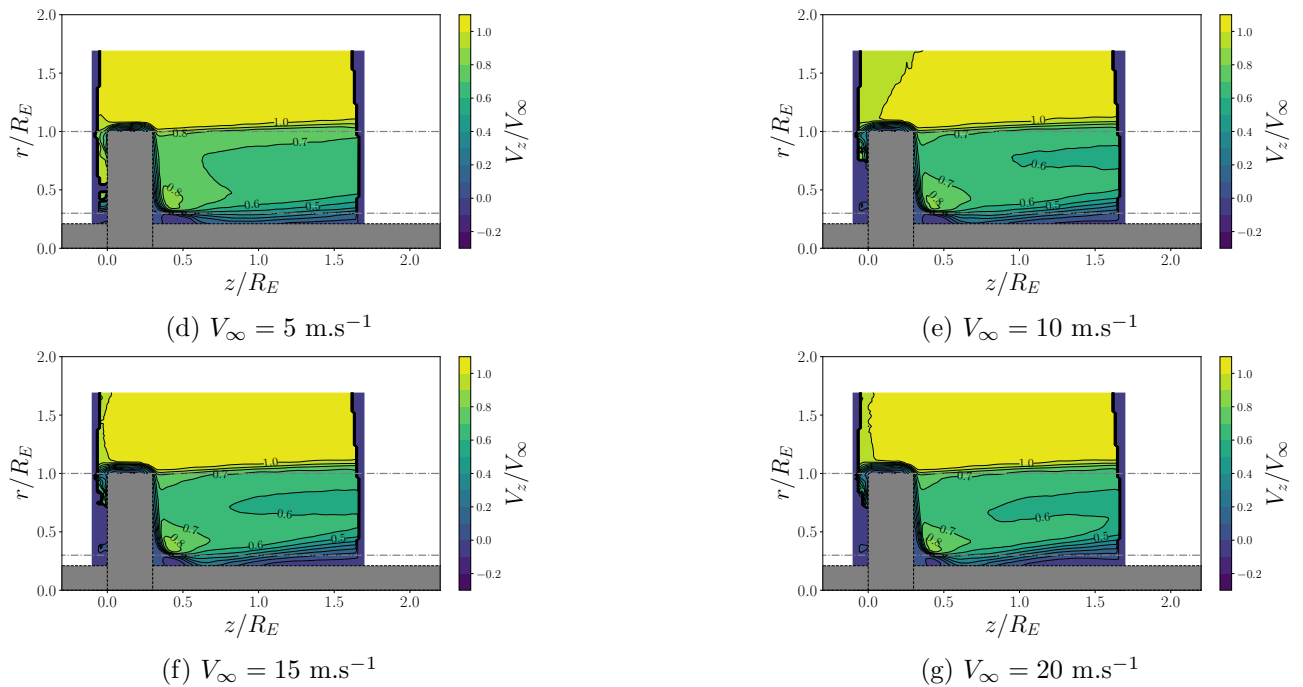
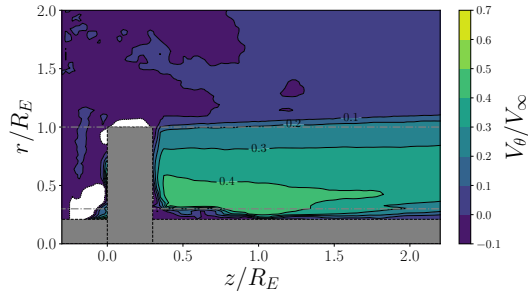


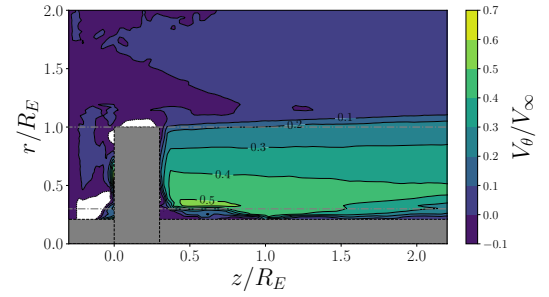
FIGURE 4.14 – Champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  autour des rotors A2 ( $R_E = 100 \text{ mm}$ ) et A3 ( $R_E = 150 \text{ mm}$ ) à  $\lambda = 1$  pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale.

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

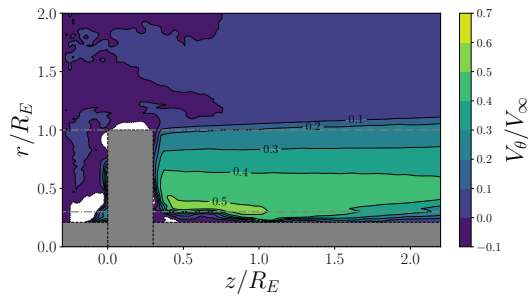
#### Rotor A2



(a)  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$

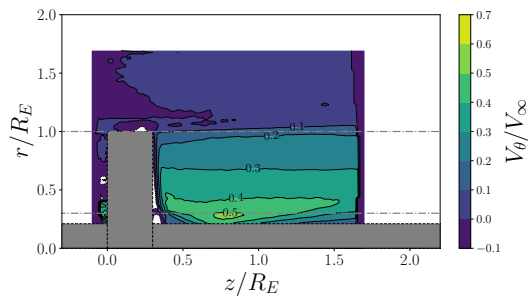


(b)  $V_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$

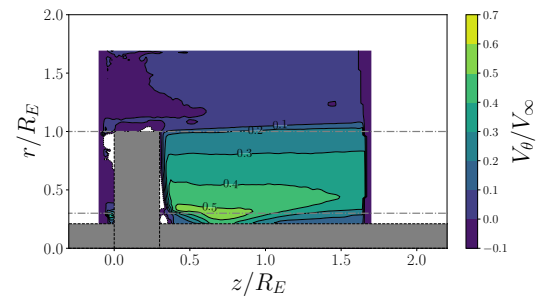


(c)  $V_\infty = 20 \text{ m.s}^{-1}$

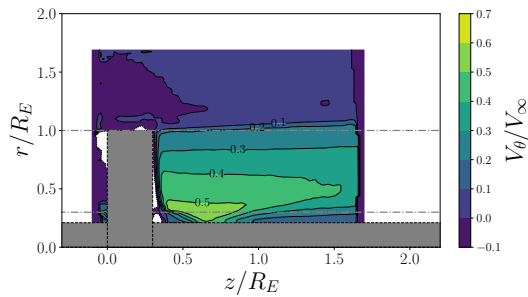
#### Rotor A3



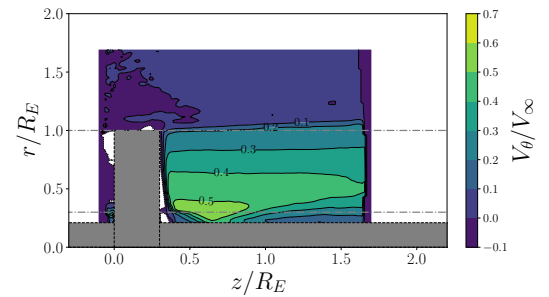
(d)  $V_\infty = 5 \text{ m.s}^{-1}$



(e)  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$



(f)  $V_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$



(g)  $V_\infty = 20 \text{ m.s}^{-1}$

FIGURE 4.15 – Champs moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour des rotors A2 ( $R_E = 100 \text{ mm}$ ) et A3 ( $R_E = 150 \text{ mm}$ ) à  $\lambda = 1$  pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale.

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

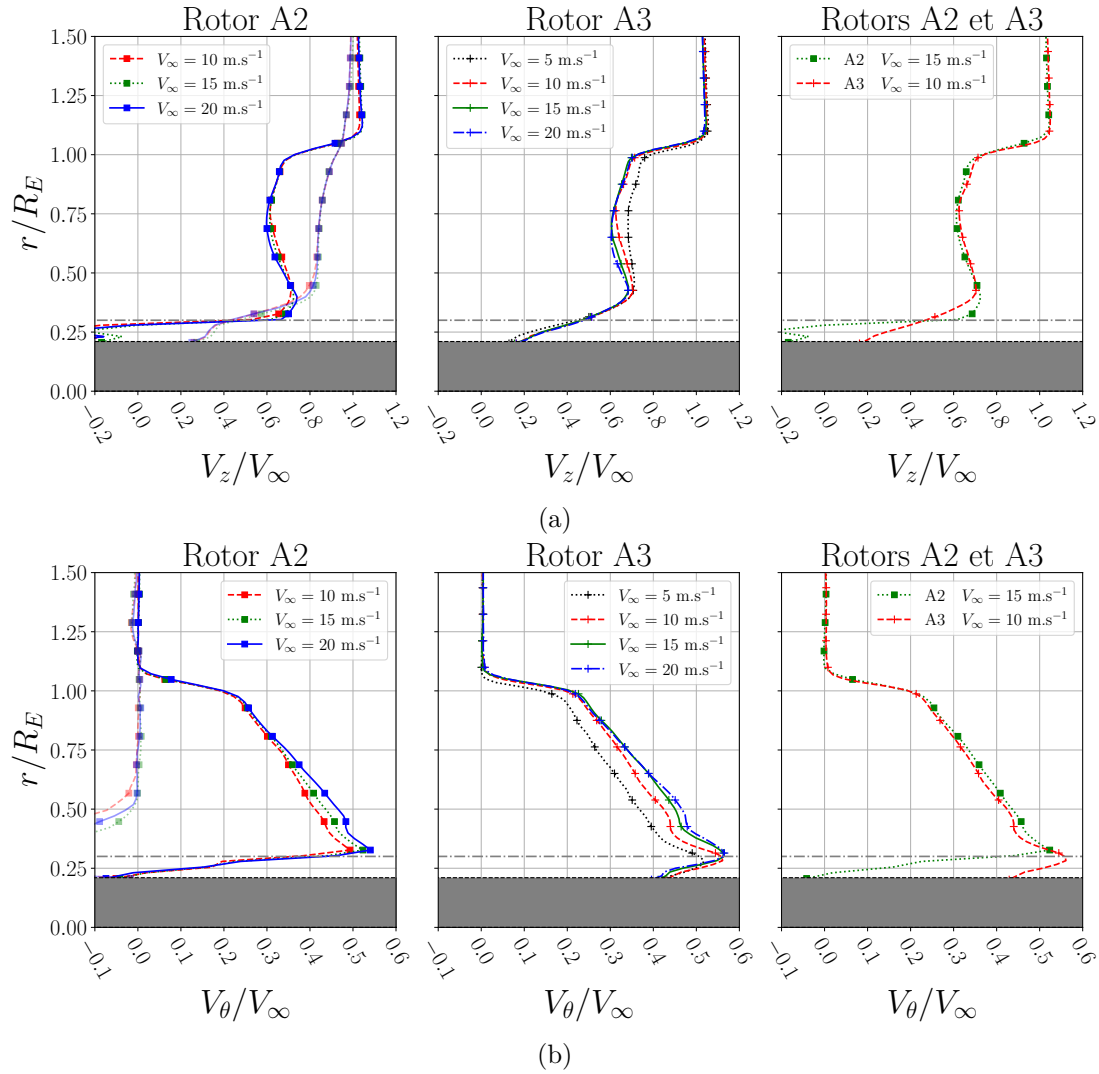


FIGURE 4.16 – Profils radiaux moyens de vitesses axiale et tangentielle normalisées autour des rotors A3 ( $R_E = 150$  mm) et A2 ( $R_E = 100$  mm) à  $\lambda = 1$  pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . Les profils radiaux sont obtenus à une distance  $z/R_E = 3/4$  du bord d'attaque des deux rotors (traits pleins) et à une distance  $z/R_E = -0.1$  en amont du rotor A2 (traits semi-transparentes sur les graphiques de gauche).

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

---

À première vue, nous n'observons pas de modifications significatives de l'allure des champs de vitesse axiale normalisée pour les deux rotors à mesure que la vitesse de vent incident augmente, *i.e.* que le nombre de Reynolds augmente (Fig. 4.14). Pour les six configurations  $\{R_E; V_\infty\}$  étudiées, les champs de vitesses sont stables et dépourvus de tout phénomène de recirculation. En comparant les champs de vitesses autour du rotor A3, on note l'apparition d'une région de l'écoulement délimitée par l'isocontour  $V_z/V_\infty = 0.6$  en  $z/R_E = 1$  lorsque la vitesse du vent augmente de  $V_\infty = 5 \text{ m.s}^{-1}$  à  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$  (Figs. 4.14d et 4.14e). La taille de cette région augmente légèrement à mesure que la vitesse du vent incident augmente. De plus, proche du pied de pale ( $z/R_E = 0.5, r/R_E = 0.3$ ), la région de l'écoulement entourée par l'isocontour  $V_z/V_\infty = 0.8$  diminue en taille et est progressivement remplacée par une région d'isocontour  $V_z/V_\infty = 0.7$ . Pour le rotor A2, les champs de vitesse axiale normalisée sont très ressemblants, et seule une légère augmentation de la taille de la région de l'écoulement délimitée par l'isocontour  $V_z/V_\infty = 0.6$  peut être observée à mesure que le nombre de Reynolds augmente.

Les profils radiaux moyens de vitesse axiale normalisée (Fig. 4.16a) illustrent également la diminution de la vitesse axiale normalisée dans le sillage des rotors à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Pour les deux rotors, l'influence du nombre de Reynolds est principalement notable sur  $0.5 \leq z/R_E \leq 0.75$  lorsque la vitesse du vent incident augmente de  $10 \text{ m.s}^{-1}$  à  $20 \text{ m.s}^{-1}$ . En revanche, on remarque un ralentissement important du fluide sur toute l'envergure du rotor A3 entre  $V_\infty = 5 \text{ m.s}^{-1}$  ( $\text{Re} = 3.3 \times 10^4$ ) et  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$  ( $\text{Re} = 6.6 \times 10^4$ ), donc à des nombres de Reynolds relativement faibles. On peut également souligner qu'à iso-Re ( $\text{Re} = 6.6 \times 10^4$ ), les profils de vitesse axiale normalisée des rotors A2 et A3 se superposent sur toute l'envergure. Enfin, les vitesses axiales en amont du rotor A2, et donc le débit entrant dans la grille, semblent ne pas être affectées par des variations du Re sur la plage étudiée. Les vitesses axiales inférieures dans le sillage du rotor A2 à mesure que Re augmente ne sont donc pas dues à un débit entrant inférieur mais bien à un ralentissement du fluide plus marqué.

Les champs de vitesse tangentielle normalisée (Fig. 4.15) mettent également en évidence la stabilité des sillages pour les différentes configurations étudiées. En effet, les isocontours de vitesse tangentielle sont bien définies et rectilignes. Par ailleurs, la rotation des sillages est élevée et persiste sur plusieurs rayons. Pour les deux rotors, on observe une augmentation de la vitesse tangentielle normalisée lorsque la vitesse du vent incident croît. La taille des régions délimitées par les isocontours  $V_\theta/V_\infty = 0.4$  et  $V_\theta/V_\infty = 0.5$  augmentent à mesure que le nombre de Reynolds augmente, et ce pour les deux rotors.

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

---

L'influence du  $Re$  sur les profils radiaux de  $V_\theta/V_\infty$  est surtout marquée sur l'intervalle  $0.3 \leq z/R_E \leq 0.75$  lorsque la vitesse de vent incident augmente de  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$  à  $V_\infty = 20 \text{ m.s}^{-1}$  (Fig. 4.16b). En revanche, tout comme pour les profils de vitesse axiale, on observe une différence significative entre les profils de  $V_\theta/V_\infty$  sur toute l'envergure du rotor A3, entre les essais à  $V_\infty = 5 \text{ m.s}^{-1}$  et  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$ .

En résumé, l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une réduction de la vitesse axiale normalisée, et une augmentation de la vitesse tangentielle normalisée dans le sillage des rotors. Cependant, son impact semble plus significatif lorsque les rotors fonctionnent à des nombres de Reynolds faibles.

#### ► Coefficient de puissance

Nous avons tracé à la Fig. 4.17a les profils radiaux de  $dC_p$ , calculés à partir des vitesses d'écoulement juste en sortie des rotors. La Fig. 4.17b met en évidence l'évolution du coefficient de puissance  $C_p$  à  $\lambda = 1$  avec le nombre de Reynolds. Ces derniers ont simplement été obtenus en intégrant les distributions de  $dC_p$ . Nous avons également ajouté sur cette figure les  $C_p(\lambda = 1)$  calculés à partir des mesures effectuées avec les couplemètres. Les résultats obtenus à partir des acquisitions *PIV* sont représentés par des symboles vides reliés par des traits pointillés rouges. Les résultats  $C_p(1)$  obtenus avec le couplemètre et *via* les images *PIV* à  $Re = 9.9 \times 10^4$  ( $\{150; 15\}$ ) et à  $Re = 13.2 \times 10^4$  ( $\{150; 20\}$ ) sont égaux, ce qui explique l'indiscernabilité de leur symbole respectifs sur cette figure. De plus, mise à part à  $Re = 3.3 \times 10^4$ , les  $C_p(1)$  obtenus par ces deux manières sont assez similaires. L'écart à  $Re = 3.3 \times 10^4$  peut avoir plusieurs origines. Les rotors A3 et A1 ne sont pas montés sur la même nacelle lors des essais et ces deux rotors ne possèdent pas la même rugosité relative. Enfin, le  $C_p(1)$  est mesuré à l'aide du couplemètre dans la configuration  $\{50; 15\}$ , alors qu'il est obtenu à l'aide des images *PIV* dans la configuration  $\{150; 5\}$ .

On note une tendance similaire d'augmentation du coefficient de puissance avec le nombre de Reynolds, que ce soit à partir des mesures directes avec le couplemètre ou des mesures indirectes avec les images *PIV*. L'allure des profils radiaux de  $dC_p$  ne semble pas sensible aux variations du  $Re$  pour la plage étudiée. Pour le rotor A3,  $dC_p$  augmente principalement en bout de pale lorsque la vitesse du vent augmente de  $5 \text{ m.s}^{-1}$  à  $10 \text{ m.s}^{-1}$ . C'est d'ailleurs le bout de pale qui contribue majoritairement au coefficient de puissance  $C_p$ . En revanche, la différence entre les profils de  $dC_p$  entre  $10 \text{ m.s}^{-1}$  et  $20 \text{ m.s}^{-1}$  est très faible. De même, pour le rotor A2,  $dC_p$  augmente lorsque la vitesse du vent

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

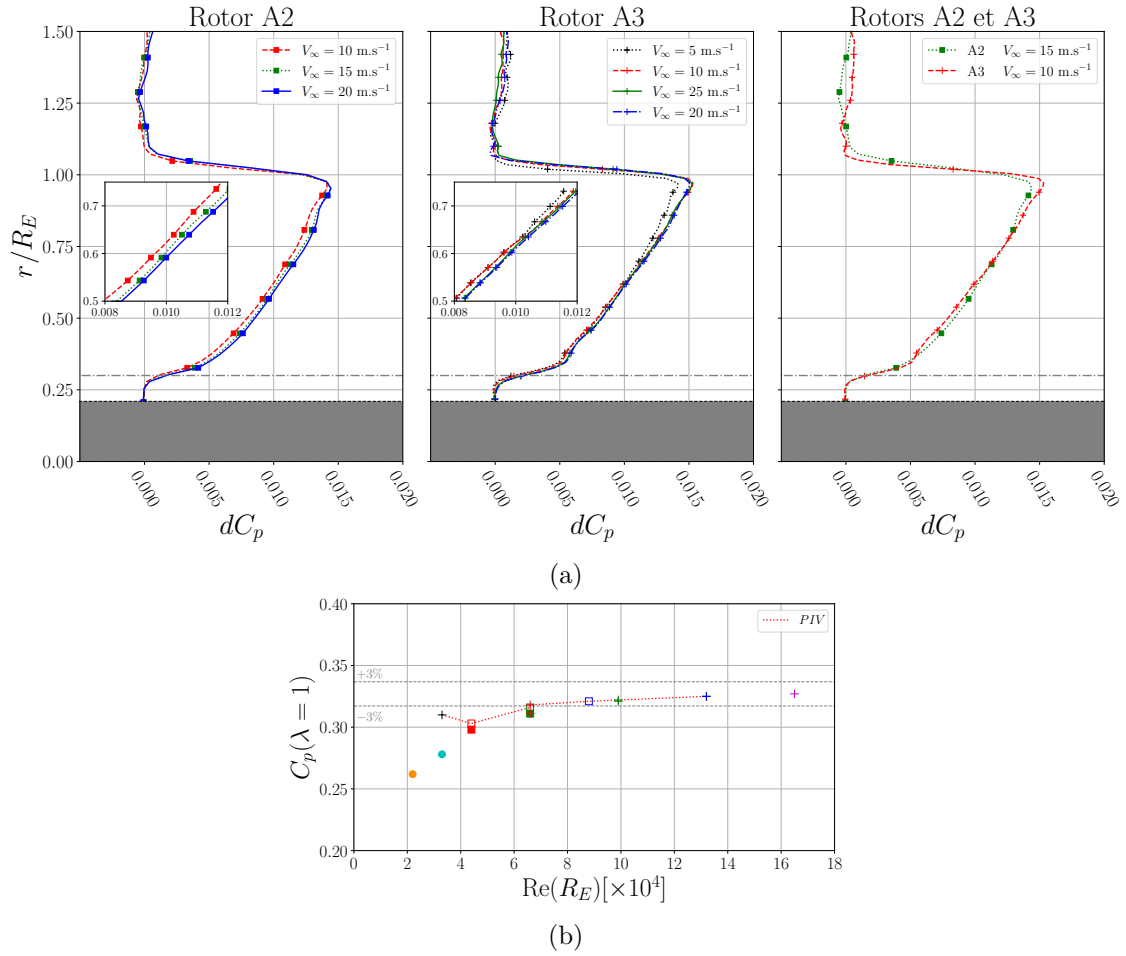


FIGURE 4.17 – (a) Profils radiaux moyens du coefficient de puissance infinitésimal  $dC_p$  des rotors A3 ( $R_E = 150$  mm) et A2 ( $R_E = 100$  mm) à  $\lambda = 1$  et pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . (b) Évolution du coefficient de puissance avec le nombre de Reynolds en bout de pale. Les résultats obtenus à partir des images *PIV* sont représentés en symboles vides, et sont reliés par des traits pointillés rouge. Les  $C_p(\lambda = 1)$  calculés avec les mesures des couplemètres sont représentés en symboles pleins. À  $Re = 9.9 \times 10^4$  et  $Re = 13.2 \times 10^4$ , les coefficients de puissance obtenus par les deux méthodes sont égaux, ce qui explique l’indiscernabilité des deux symboles.



### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

augmente de  $10 \text{ m.s}^{-1}$  à  $15 \text{ m.s}^{-1}$  et varie peu entre  $15 \text{ m.s}^{-1}$  à  $20 \text{ m.s}^{-1}$ . Globalement, même si les écarts demeurent très faibles, on peut noter sur les inserts à la Fig. 4.17a une très légère augmentation de  $dC_p$  sur l'envergure des rotors avec  $Re$ , mais de nouveau, cette augmentation est plus marquée aux faibles nombres de Reynolds.

#### ► Angles fluide

Nous avons calculé les angles relatifs en entrée,  $\phi_{1,\text{Exp}}$ , du rotor A2 et en sortie,  $\phi_{2,\text{Exp}}$ , des rotor

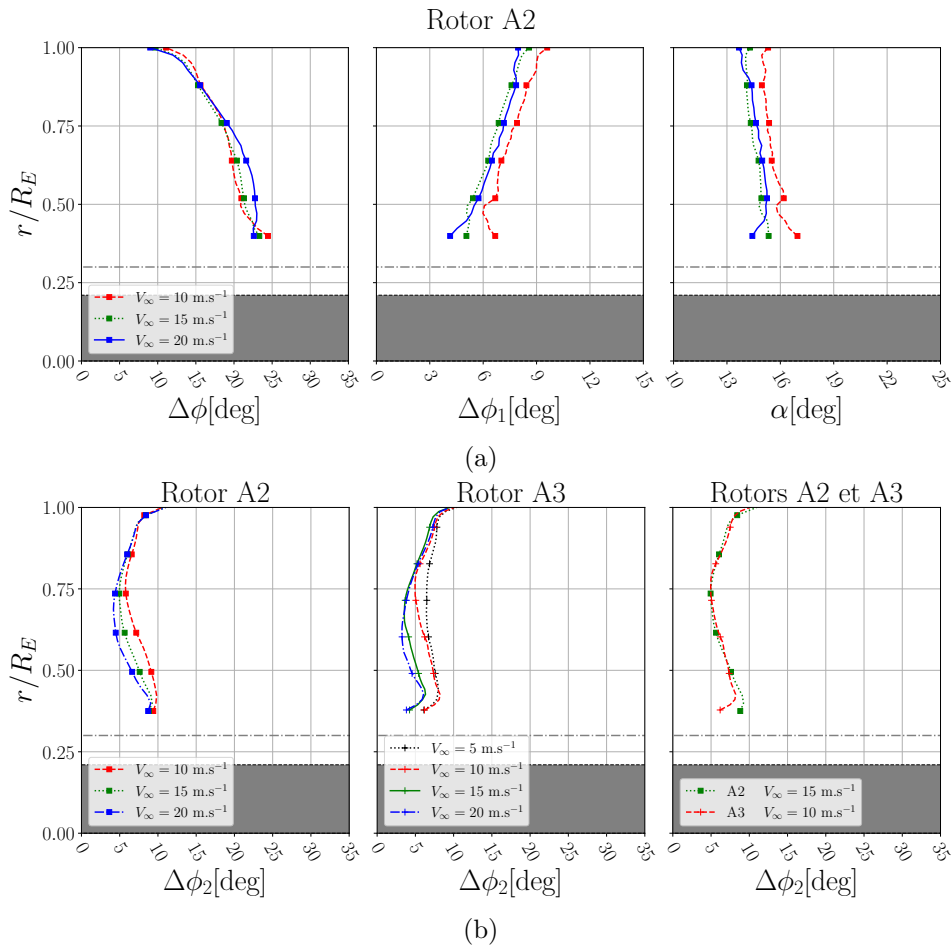


FIGURE 4.18 – (a) Profils radiaux moyens de déflexion géométrique  $\Delta\phi$ , de l'écart entre l'angle relatif de l'écoulement à la entrée des aubages et l'angle relatif géométrique au bord d'attaque  $\Delta\phi_1$ , et d'angle d'attaque  $\alpha$ , pour le rotor A2 ( $R_E = 100 \text{ mm}$ ) opérant à  $\lambda = 1$ , et pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . (b) Profils radiaux moyens de l'écart entre l'angle relatif de l'écoulement à la sortie des aubages et l'angle relatif géométrique au bord de fuite  $\Delta\phi_2$  pour les rotors A2 et A3 à  $\lambda = 1$ , et pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ .

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

---

A2 et A3 à partir des champs moyens de vitesses. En raison de sa longueur supérieure, la région de l'écoulement en amont du rotor A3 était hors du champ de vision des caméras. Les profils radiaux de  $\phi_{1,\text{Exp}}$  ont été calculés à une distance  $z/R_E = -0.1$  du bord d'attaque, tandis que les profils de  $\phi_{2,\text{Exp}}$  ont été obtenus juste en sortie des aubages. Pour rappel, les angles relatifs sont calculés à l'aide des triangles des vitesses (Fig. 4.1 à la page 158) selon :

$$\tan(\phi) = \frac{V_z}{U + V_\theta}$$

Pour le rotor A2, nous avons ensuite déterminé la déviation du fluide  $\Delta\phi = \phi_{1,\text{Exp}} - \phi_{2,\text{Exp}}$  à travers la grille à  $\lambda = 1$  et pour les trois vitesses de vent étudiées. Nous avons également calculé les profils radiaux des écarts entre les angles relatifs géométriques des aubages ( $\phi_{1,\text{Design}}, \phi_{2,\text{Design}}$ ) et les angles relatifs de l'écoulement, à la fois en entrée  $\Delta\phi_1 = \phi_{1,\text{Exp}} - \phi_{1,\text{Design}}$ , et en sortie  $\Delta\phi_2 = \phi_{2,\text{Exp}} - \phi_{2,\text{Design}}$  du rotor A2. Les angles relatifs géométriques des aubages sont obtenus avec les distributions de vitesses utilisées pour le dimensionnement, tandis que les angles relatifs fluides sont calculés à partir des vitesses d'écoulement expérimentales. Enfin, les profils moyens radiaux des angles d'attaque ont été calculés à partir des angles relatifs à l'entrée et des distributions de calage ( $\beta$ ), selon  $\alpha = \phi_{1,\text{Exp}} - \beta$ . Pour le rotor A3, nous avons pu obtenir uniquement les profils de  $\Delta\phi_2$  pour les trois vitesses de vent étudiée.

Les profils radiaux moyens de  $\Delta\phi$ ,  $\Delta\phi_1$  et  $\alpha$  pour le rotor A2, ainsi que les profils de  $\Delta\phi_2$  pour les deux rotors sont tracés à la Fig. 4.18

La déflexion de l'écoulement  $\Delta\phi$  à travers le rotor A2 augmente à mesure que le nombre de Reynolds augmente (Fig. 4.18a), ce qui est cohérent avec l'augmentation des coefficients de couple et de puissance (*cf.* théorème d'Euler des turbomachines). Pour rappel, le débit entrant dans le rotor A2 est indépendant du Re pour la plage étudiée (Fig. 4.16a).

L'écart  $\Delta\phi_1$  entre l'angle relatif fluide à l'entrée du rotor A2 et l'angle relatif géométrique au bord d'attaque ne varie pas de manière monotone avec le nombre de Reynolds. En effet, on observe que  $\Delta\phi_1(V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}) \geq \Delta\phi_1(V_\infty = 20 \text{ m.s}^{-1}) \geq \Delta\phi_1(V_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1})$ . Pour les trois vitesses de vent, l'écoulement entre dans le rotor avec un angle relatif supérieur à l'angle géométrique. Il est intéressant de remarquer que les angles d'attaque sont élevés, entre  $13^\circ$  et  $16^\circ$ , et varient relativement peu le long de l'envergure. À de tels angles d'attaque, il est courant que les profils isolés aient décroché et qu'une bulle de recirculation se soit formée sur l'extrados des profils, en particulier pour des faibles nombres de Reynolds ( $\text{Re} = 4.4 \times 10^4$  à  $\lambda = 1$  pour la configuration  $\{100; 10\}$ ). Pour autant, les champs de

vitesses sont très stables et ne présentent pas de recirculations. Cela suggère un « effet de grille » : le serrage important des rotors sembler limiter à la fois la formation de bulles de séparation laminaire sur les profils et les effets du décrochage. De nouveau, il est possible que le fort gradient de pression axial induit par les rotors serrés contribue à l'absence de décollement.

Enfin, on remarque que l'écart  $\Delta\phi_2$  entre l'angle fluide relatif en sortie des rotors et l'angle géométrique au bord de fuite diminue à mesure que  $Re$  augmente (Fig. 4.16b). Il est probable que la diminution de  $\Delta\phi_2$  soit en partie due à la réduction de l'épaisseur des couches limites sur les profils avec l'augmentation du nombre de Reynolds [134, 135]. À iso- $Re$ , les profils de  $\Delta\phi_2$  sont confondus pour les deux rotors. De plus, il est notable que pour toute la plage de nombre de Reynolds étudiée,  $\Delta\phi_2$  est inférieur à  $10^\circ$  sur toute l'envergure. Cela témoigne d'un bon guidage de l'écoulement à travers les rotors sur une large plage de nombres de Reynolds.

#### **Évolution des tourbillons marginaux dans le sillage**

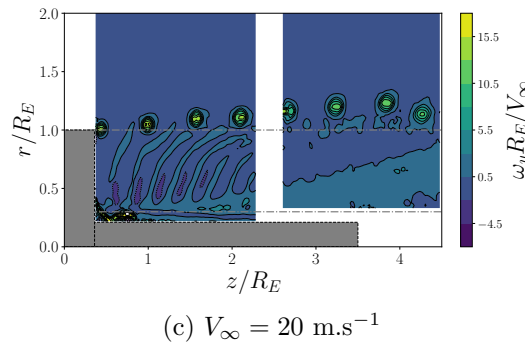
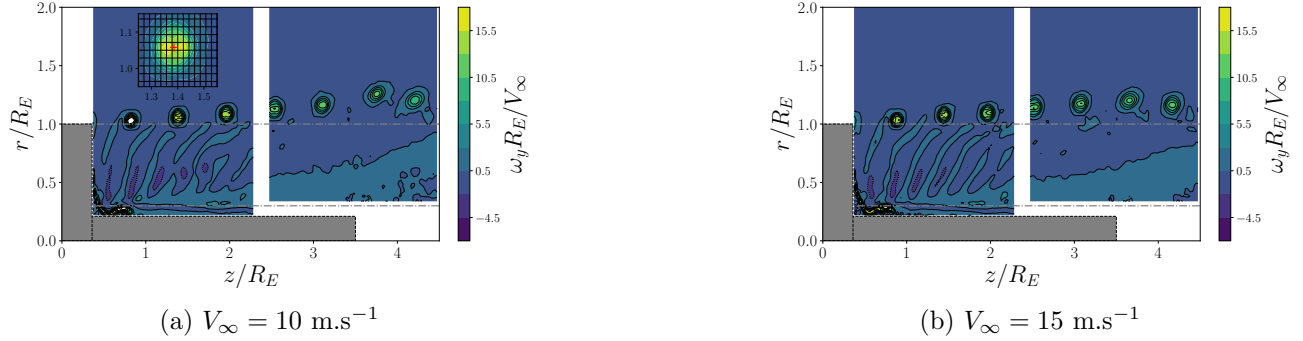
Les champs de vorticité synchronisés autour des rotors A2 et A3 à  $\lambda = 1$ , et pour différentes vitesses de vent incident, sont présentés à la Fig. 4.19. Les champs de vorticité ont été adimensionnés par  $V_\infty/R_E$  afin de comparer les essais réalisés avec des tailles de rotor et des vitesses de vent différentes.

On distingue sur les champs que la vorticité totale advectée dans le sillage résulte de trois sources de vorticité : la vorticité contenue dans les tourbillons marginaux, la vorticité induite par le passage des pales, ainsi que la vorticité due à la présence de la nacelle et du moyeu. Parmi ces trois sources, les tourbillons marginaux sont les régions de l'écoulement concentrant le maximum de vorticité.

On observe également sur les champs de vorticité autour du rotor A2 que le dernier vortex se situe en dessous du vortex précédent. Cet  v nement se manifeste juste avant le phénomène de *leapfrogging*, au cours duquel un tourbillon « saute » au dessus d'un autre tourbillon, ce qui témoigne du début de la transition d'un sillage proche structuré à un sillage lointain déstructuré (Fig. 4.20). Au cours de ce processus, deux vortex marginaux s'enroulent autour l'un de l'autre afin de former une seule structure tourbillonnaire, avec un espacement théoriquement deux fois supérieur à celui des tourbillons précédents [139]. La transition du sillage proche au sillage lointain est déclenchée par les instabilités présentes dans l'écoulement, et a pour conséquence la désintégration de la structure hélicoïdale formée par les tourbillons marginaux. L'appariement des tourbillons et le phénomène de *leapfrogging* (saut de tourbillon par un autre) résultent de ces instabilités et constituent les principales causes du début de la

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

#### Rotor A2



#### Rotor A3

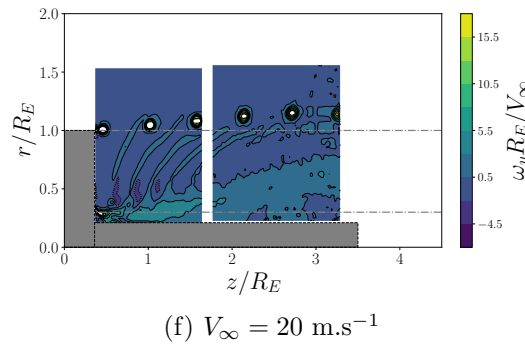
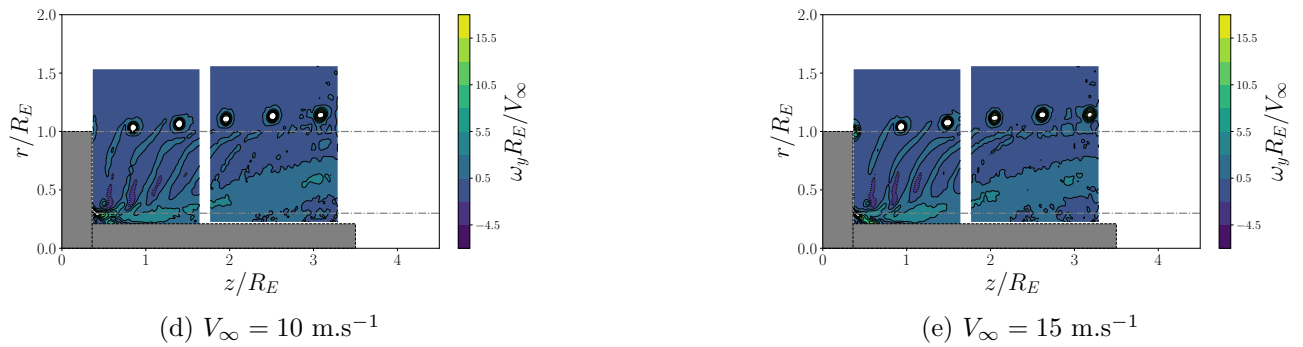


FIGURE 4.19 – Champs de vorticité normalisée  $\omega_y R_E / V_\infty$  pour une phase angulaire autour des rotors A3 ( $R_E = 150 \text{ mm}$ ) et A2 ( $R_E = 100 \text{ mm}$ )    $\lambda = 1$  pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . Notez l'insert en (a) montrant un zoom sur le second vortex dont le centre est marqué d'une croix rouge +. Les champs pour une phase angulaire sont obtenus en moyennant arithmétiquement 200 champs instantanés, synchronisés avec le passage d'une pale.

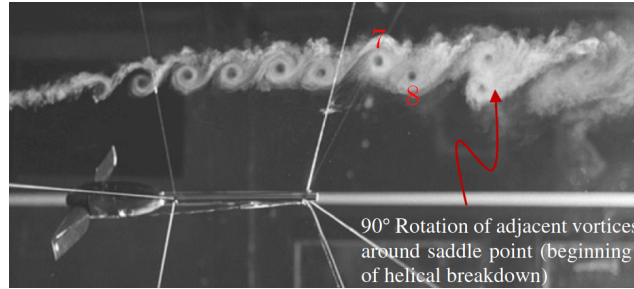


FIGURE 4.20 – Illustration du phénomène de *leapfrogging* ou « saut d’un tourbillon par dessus un autre » [143]. On observe que le 7<sup>ème</sup> tourbillon est situé au dessus du 8<sup>ème</sup> tourbillon, qui précède le phénomène de *leapfrogging*.

désintégration du sillage en aval des éoliennes [140, 141]. Lignarolo *et al.* [142] ont également démontré que, avant l’appariement des vortex, les tourbillons de bout de pale inhibent le mélange du sillage avec l’air extérieur non perturbé pendant son expansion. Cependant, une fois que les phénomènes de *leapfrogging* ou de *vortex pairing* se manifestent, ils ont observé une augmentation significative de l’entraînement net de l’énergie cinétique de l’écoulement moyen, favorisant ainsi un mélange plus efficace entre le flux d’air ambiant et le sillage, notamment grâce aux mouvements aléatoires de l’écoulement dans le sillage. Cela contribue de manière importante au processus de « re-énergisation » du sillage.

Afin d’évaluer l’influence du nombre de Reynolds sur les vortex marginaux, nous avons tracé, aux Figs 4.21 et 4.22, l’évolution de la position du centre des vortex marginaux et d’une norme moyenne de la vortacité adimensionnée des tourbillons  $\omega_y R_E / V_\infty$ . Comme pour l’étude des rotors optimaux dimensionnés selon la *BEMT*, cette moyenne est calculée en effectuant la moyenne arithmétique de la vortacité des neuf fenêtres d’interrogations pour lesquelles la vortacité est la plus élevée. Le zoom autour du second vortex dans le sillage du rotor A2 à  $V_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$  (Fig 4.19a), sur lequel est superposée la grille des fenêtre d’interrogation utilisée lors de la corrélation croisée, permet d’apprécier les dimensions du vortex par rapport à la taille d’une fenêtre d’interrogation. Le centre du tourbillon, marqué par une croix rouge, se trouve au milieu de ces neuf fenêtres d’interrogations de vortacité maximale.

On observe que le sillage diverge davantage à mesure que le nombre de Reynolds augmente (Fig 4.21), ce qui est cohérent avec la réduction de la vitesse axiale dans le sillage (Fig 4.16a). Il est également intéressant de remarquer que pour les trois essais menés avec le rotor A2, le sixième vortex se trouve au-dessus du vortex suivant. La destructuration du sillage semble donc démarrer pour le cinquième vortex marginal visible sur les champs de vortacité. Avec le dispositif actuel, nous n’avons

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

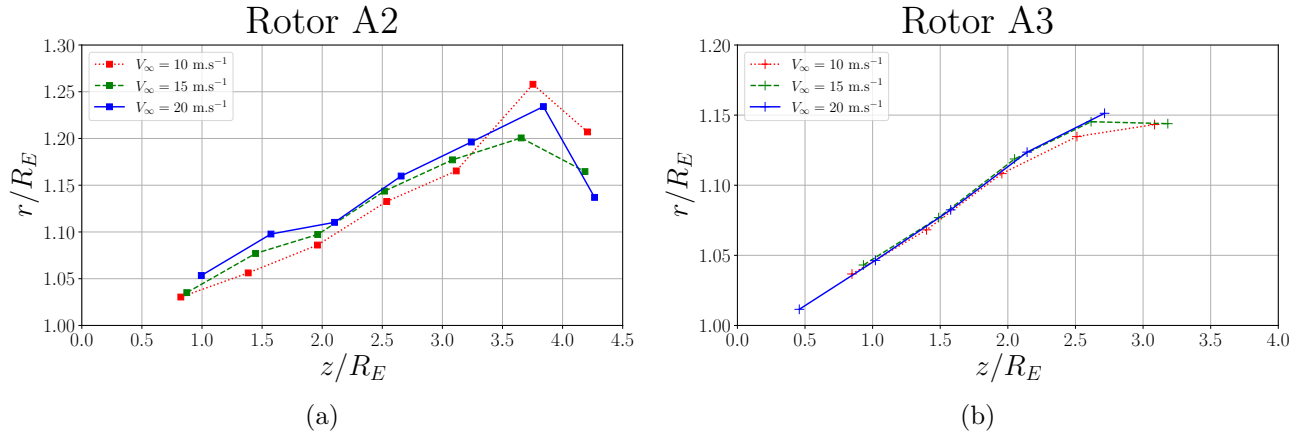


FIGURE 4.21 – Position des vortex marginaux dans le sillage des rotors A2 et A3 pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ .

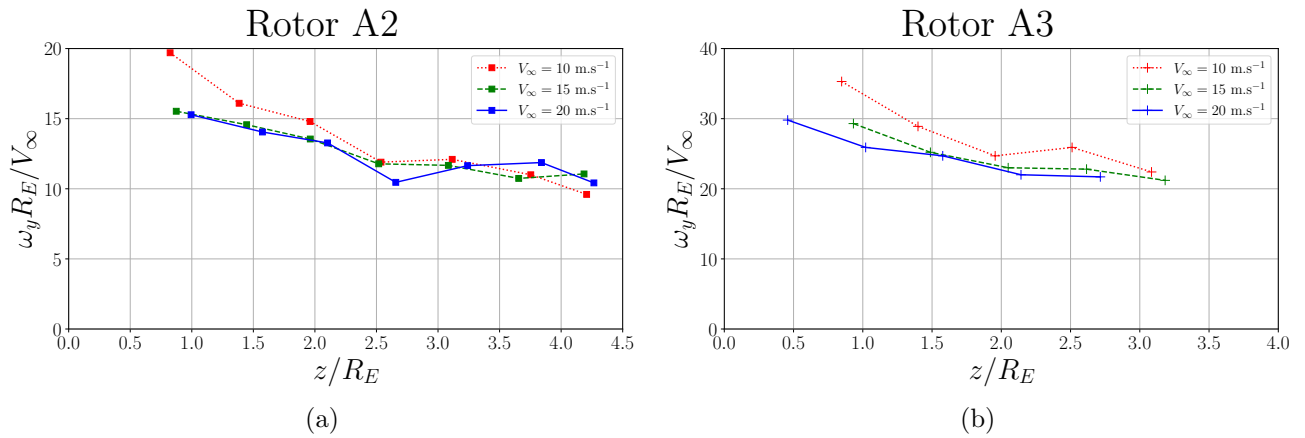


FIGURE 4.22 – Intensité de la vorticité normalisée  $\omega_y R_E / V_\infty$  au centre des tourbillons marginaux dans le sillage des rotors A2 et A3 en fonction de leur position.

### 4.3. INFLUENCE DU NOMBRE DE REYNOLDS

---

pas observé une influence importante du nombre de Reynolds sur ce point de transition entre le sillage proche et le sillage lointain.

De plus, bien que l'influence du nombre de Reynolds sur l'expansion du sillage en aval du rotor A3 ne soit pas très prononcée, on remarque que l'intensité des vortex marginaux varie fortement avec le nombre de Reynolds (Fig 4.22). À mesure que le nombre de Reynolds augmente, l'intensité des vortex diminue. Ceci s'observe également dans le sillage du rotor A2. De plus, il est intéressant de souligner que l'intensité adimensionnée du cinquième vortex en aval du rotor A2, pour lequel le sillage commence à se déstructurer, est sensiblement la même pour les trois vitesses de vent incident. Ce résultat suggère qu'il existe un lien direct entre l'intensité des tourbillons marginaux, la déformation de l'hélice tourbillonnaire et, par conséquent, le point de transition entre le sillage proche structuré et le sillage lointain déstructuré. L'intensité adimensionnée des tourbillons est supérieure dans le sillage du rotor A3, ce qui pourrait être une des raisons pour laquelle le début de la transition n'est pas observable avec la profondeur du sillage accessible par les caméras.

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthode de dimensionnement alternative à la méthode de l'élément de pale pour la conception de micro-éoliennes opérant à faible vitesse spécifique. Nous avons ensuite étudié le fonctionnement de premiers prototypes dimensionnés à  $\lambda = 1$  selon cette nouvelle approche.

La méthode de conception repose sur la déflexion géométrique du fluide à travers une grille d'aubes serrées, plutôt que sur les polaires de profils aérodynamiques et le calcul des forces sur un élément de pale isolé (*cf.* la méthode de l'élément de pale). Elle s'inspire des approches traditionnellement employées pour dimensionner les turbomachines à écoulement interne. La principale difficulté rencontrée lors du dimensionnement d'éoliennes avec cette méthode réside dans la nature libre de l'écoulement.

La méthode « grille d'aubes » consiste à déterminer, dans un premier temps, les vitesses d'écoulement à l'entrée et la sortie du rotor, permettant d'atteindre le couple souhaité à la vitesse spécifique de dimensionnement, puis de dessiner une grille d'aubes, *i.e.* une cascade de profils, qui impose cette cinématique au fluide. Nous avons dimensionné un premier rotor de 300 mm de diamètre, le rotor A3, avec une vitesse spécifique  $\lambda = 1$  et la cinématique suivante, inspirée du modèle de Betz :  $V_{z1} = V_{z2} = 2/3V_\infty$ ,  $V_{\theta1} = 0$  et  $V_{\theta2} = 0.68V_\infty$ . Les pales du rotor ont été divisées en onze éléments, pour lesquels nous avons tracé une ligne de cambrure moyenne polynomiale tangente aux vitesses relatives à l'entrée et à la sortie du rotor. Les angles relatifs et la distribution de calage sont obtenus à partir des triangles des vitesses. Chaque élément de pale est ensuite épaissi en utilisant la distribution d'épaisseur d'un profil NACAxx10. Pour ce premier prototype, nous avons opté pour une distribution de corde linéaire, avec des serrages élevés en pied et bout de pale ( $\sigma(R_M) = 1.65$  et  $\sigma(R_E) = 0.7$ ), afin de contraindre l'écoulement à suivre la déflexion imposée par la grille.

À travers une première étude expérimentale et numérique, nous avons montré que le rotor A3 atteint des performances élevées à sa vitesse spécifique de dimensionnement ( $C_{p,max} = 0.31$  à  $\lambda = 1$ ). Sa caractéristique de couple  $C_\tau - \lambda$  est affine, avec une pente élevée, et il possède un coefficient de couple au démarrage important, et donc une faible vitesse de démarrage. Les champs moyens de vitesses témoignent de la grande stabilité de son sillage, avec une rotation marquée et persistante sur plusieurs rayons. La distribution de vitesse axiale en aval du rotor à  $\lambda = 1$  est similaire à celle utilisée lors de la conception. En revanche, la distribution de vitesse tangentielle diffère, avec une évolution affine



#### 4.4. CONCLUSION

---

au lieu d'une vitesse tangentielle constante telle que nous l'avions imposée lors du dimensionnement. Par ailleurs, à  $\lambda = 1$ , l'écart entre l'angle relatif de l'écoulement en sortie du rotor et l'angle relatif géométrique au bord de fuite est très faible sur toute l'envergure du rotor ( $\Delta\phi_2 \approx 7^\circ$ ), ce qui témoigne du bon guidage de l'écoulement à travers ce rotor et du potentiel de la méthode « grille d'aubes » pour dimensionner des micro-éoliennes serrées opérant à de faibles vitesses spécifiques.

Nous avons ensuite étudié l'influence du nombre de Reynolds  $Re$  sur le fonctionnement de ce premier prototype. Afin d'explorer une large plage de  $Re$ , nous avons conçu deux rotors similaires au rotor A3 mais de diamètres inférieurs : les rotors A1 ( $D_E = 100$  mm) et A2 ( $D_E = 200$  mm). Les rotors ont été testés en soufflerie pour différentes vitesses de vent incident, afin de faire varier le nombre de Reynolds sur environ une décade ( $2.2 \times 10^4 \leq Re \leq 16.5 \times 10^4$ ).

Nous avons identifié que les coefficients de puissance et de couple, ainsi que la vitesse spécifique optimale, augmentent à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Cela témoigne de la sensibilité des caractéristiques aérodynamiques des profils aérodynamiques placés dans une grille au nombre de Reynolds. Cependant, au-delà de  $Re = 10^5$ , le coefficient de puissance maximal, ainsi que l'allure des courbes  $C_T - \lambda$  et  $C_p - \lambda$  varient très peu, ce qui signifie que les caractéristiques globales des grilles d'aubes sont principalement sensibles au nombre de Reynolds pour  $Re < 10^5$ . L'analyse des vitesses d'écoulement à la vitesse spécifique de dimensionnement a révélé que la vitesses axiale normalisée dans le sillage diminue à mesure que le nombre de Reynolds augmente. En revanche, la vitesse tangentielle normalisée dans le sillage et la déviation du fluide à travers les rotors augmentent. De plus, l'angle relatif de l'écoulement en sortie des grilles se rapproche de l'angle relatif géométrique du bord de fuite. Par ailleurs, pour toutes les configurations étudiées, l'écart entre ces deux angles est inférieur à  $10^\circ$ , ce qui témoigne du bon guidage de l'écoulement à travers les rotors dimensionnés selon la méthode « grille d'aubes ». En outre, aucune zone de recirculations n'est visible dans le sillage de ces rotors à  $\lambda = 1$  malgré des angles d'attaque élevés. La forte différence de pression entre l'entrée et la sortie des rotors serrés pourrait contribuer à prévenir le décollement des couches limites sur les aubes. L'analyse des distributions de  $dC_p$  nous a permis de constater qu'une augmentation du nombre de Reynolds entraîne principalement une augmentation de  $dC_p$  à l'extrémité de la pale, qui est la région de la pale qui contribue le plus au coefficient de puissance total. Cependant, les variations de  $dC_p$  sont principalement marquées à faible  $Re$ . Enfin, grâce à l'analyse des champs de vorticités synchronisés, nous avons pu observer que le sillage des rotors diverge de plus en plus à mesure que le nombre de

#### 4.4. CONCLUSION

---

Reynolds augmente et que l'intensité des premiers tourbillons marginaux de bout de pale diminue.

Finalement, la présente étude renforce notre intérêt pour l'utilisation des méthode de type « grille d'aubes » pour la conception de petits rotors éoliens opérant à faible vitesse spécifique. Ces rotors atteignent des performances élevées, ont une courbe  $C_\tau - \lambda$  monotone sur une large plage de  $Re$  et un coefficient de couple au démarrage élevé. De plus leur sillage est très stable, rotatif et sans recirculations. Lors de la conception de ces prototypes, plusieurs choix arbitraires ont été faits. Le prochain chapitre est ainsi consacré à l'étude de l'influence de plusieurs paramètres géométriques (les distributions de vitesses, le serrage et le nombre de pales) sur le fonctionnement des rotors dimensionnés selon la méthode « grille d'aubes ». Cette étude paramétrique sera menée avec des éoliennes de 200 mm de diamètre et pour une vitesse de vent incident de  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . Cela permet d'obtenir, avec les moyens de métrologie à notre disposition, les courbes caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  complètes, ainsi que les champs de vitesses (en particulier en amont des rotors) avec une bonne résolution spatiale.

*Addendum : L'étude sur l'influence du nombre de Reynolds soulève la question de la pertinence des tests en soufflerie réalisés avec des géométries d'éoliennes de grande taille mises à l'échelle d'un laboratoire. En raison de l'incapacité à faire correspondre le nombre de Reynolds et donc le régime d'écoulement, les résultats obtenus à partir de tests en soufflerie à petite échelle ne sont pas représentatifs du fonctionnement à grande échelle. Les caractéristiques aérodynamiques des rotors et les propriétés des écoulements étant fortement sensibles au nombre de Reynolds, en particulier pour  $Re < 10^5$ , il semble préférable de dépasser un nombre de Reynolds minimum lors des expériences à petite échelle, afin de réduire la sensibilité du régime d'écoulement et des caractéristiques aérodynamiques des rotors (comme les courbes  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$ ) au nombre de Reynolds. Effectuer les expériences en soufflerie pressurisée, ou bien avec un autre fluide, par exemple dans un tunnel hydrodynamique, afin d'atteindre des nombres de Reynolds proches de ceux auxquels fonctionnent les grandes éoliennes permettrait de s'approcher davantage des caractéristiques réelles à grande échelle.*

#### 4.4. CONCLUSION

---

## Chapitre 5

# Influence de paramètres géométriques sur le fonctionnement de rotors dimensionnés selon la méthode « grille d’aubes »

### Contenu

---

<b>5.1</b>	<b>Influence des lois de vitesses</b>	<b>204</b>
5.1.1	Dimensionnement et géométrie des rotors	204
5.1.2	Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques	205
5.1.3	Caractérisation des écoulements	208
5.1.4	Conclusion sur l’influence des distributions de vitesses	213
<b>5.2</b>	<b>Influence du serrage et du nombre de pales</b>	<b>215</b>
5.2.1	Dimensionnement et géométrie des rotors	216
5.2.2	Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques	217
5.2.3	Caractérisation des écoulements	226
5.2.4	Conclusion sur l’influence du serrage	247
<b>5.3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>250</b>

---

Ce chapitre est consacré à l’étude de l’influence de différents paramètres géométriques sur les caractéristiques mécaniques et énergétiques de micro-rotors de 200 mm de diamètre dimensionnés à  $\lambda = 1$  selon la méthode « grille d’aubes ». L’influence de ces paramètres sur les caractéristiques des écoulements autour des rotors sera également étudiée.

## 5.1 Influence des lois de vitesses

Cette section est consacrée à l'étude de l'influence du choix des distributions de vitesses  $V_{z1}$ ,  $V_{z2}$  et  $V_{\theta2}$ , utilisées pour tracer la ligne de cambrure moyenne, sur la géométrie et les caractéristiques de trois rotors dimensionnés selon la méthode des grilles d'aubes.

### 5.1.1 Dimensionnement et géométrie des rotors

Nous avons conçu trois rotors de 200 mm de diamètre, à savoir le rotor A2 (étudié dans le chapitre 4), le rotor S et le rotor I, dont toutes les caractéristiques géométriques et de dimensionnement sont identiques, à l'exception des distributions de vitesses utilisées pour calculer les angles relatifs. Les paramètres de dimensionnement communs à chaque rotor, ainsi que leurs spécificités individuelles, sont synthétisés dans le Tab. 5.1. Les trois rotors ont été conçus avec une vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$  et selon la méthode des grilles d'aubes présentée dans le chapitre 4. Leur distribution de serrage est identique, à savoir :  $\sigma(R_M) = 1.65$  en pied de pale et  $\sigma(R_E) = 0.7$  en extrémité. Les rotors possèdent 8 pales et la corde évolue linéairement le long de l'envergure.

Les distributions géométriques d'angles relatifs en entrée ( $\phi_1$ ) et en sortie ( $\phi_2$ ) des trois rotors ont été calculées selon les Éqs. 4.7 et 4.8 mais avec des distributions de vitesses différentes. Pour rappel, le rotor A2 a été dimensionné en considérant  $a = 1/3$  et une loi de vortex en sortie du rotor  $V_{\theta2} = \text{cte}$ ,

	Rotor A2	Rotor S	Rotor I
$R_E$ [mm]	100	100	100
$H = R_M/R_E$	0.3	0.3	0.3
$\lambda$	1.0	1.0	1.0
$N$	8	8	8
Dimensionnement	Méthode grille d'aubes et triangles des vitesses (Fig. 4.1) Ligne de cambrure moyenne polynomiale		
$a, V_z$	$a = 1/3$	$a = 1/3$	Glauert*
$a', V_{\theta2}$	$V_{\theta2} = \text{cte}^\dagger$	Glauert*	Glauert*
$\sigma$	Distribution de corde linéaire ; $\sigma(R_M) = 1.65$ et $\sigma(R_E) = 0.7$		
Angles	Calculés à partir des triangles des vitesses. Voir Fig. 5.1c		
Symbole	+	▼	×

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des caractéristiques de conception et de géométrie pour les trois rotors étudiés.

<sup>†</sup> La vitesse tangentielle en sortie est calculée selon l'Éq. 4.6.

\* Distributions optimales à  $\lambda = 1$  selon le modèle d'écoulement de Glauert.

calculée selon l'Éq. 4.6. Les angles relatifs du rotor S sont déterminées avec  $a = 1/3$  et en utilisant la distribution d'induction tangentielle  $a'$ , *i.e.* de vitesse tangentielle  $V_{\theta 2}$ , optimale à  $\lambda = 1$  selon le modèle d'écoulement de Glauert (*cf.* § 1.2.2). Enfin, le rotor I a été conçu avec les distributions optimales de  $a$  et  $a'$  à  $\lambda = 1$  selon le modèle d'écoulement de Glauert. Ainsi, les rotors A2 et S se démarquent par l'utilisation de lois de vortex distinctes dans leur conception, tandis que les rotors S et I se distinguent par l'utilisation de lois de vitesses axiales différentes.

Le choix d'utiliser les distributions de vitesses optimales selon Glauert est motivé par le fait que le rotor optimal de Glauert atteint les performances les plus élevés parmi les trois rotors conçus selon la méthode *BEMT* (*cf.* chapitre 3). De plus, ce modèle de disque actif est le plus largement utilisé pour dimensionner des rotors éoliens selon la méthode *BEMT*. Par conséquent, il est particulièrement intéressant d'étudier des rotors dimensionnés selon la méthode « grille d'aubes » avec ces lois de vitesses optimales. Les lignes de cambrure moyenne polynomiales pour les 11 sections de pales ont été tracées de manière à être tangentes aux vecteurs vitesses relatives  $W_1$  et  $W_2$ , et les profils ont été obtenus selon la méthode décrite dans le chapitre 4. Les distributions d'angles relatifs et de calage, ainsi que les sections de pales situées à une distance  $r = 0.65R_E$  de l'axe du rotor, ont été tracées aux Figs. 5.1a et 5.1b. Des vues de la CAO des trois rotors superposés sont également présentées à la Fig. 5.1c.

Les angles relatifs et de calage, ainsi que la géométrie des rotors S et I, présentent une grande similitude, notamment en raison de la proximité de la distribution optimale d'induction axiale selon Glauert à  $\lambda = 1$  de  $a = 1/3$  pour  $x \geq 0.3$ . On observe une plus grande différence entre les angles relatifs en sortie de grille  $\phi_2$  et les angles de calage  $\beta$  en bout de pales des rotors A2 et S, en raison de l'utilisation de lois de vortex très différentes entre ces deux rotors. En outre, il est important de noter que le rotor I est conçu en utilisant les mêmes distributions de facteurs d'induction que celles du rotor optimal de Glauert. Cependant, la géométrie des pales du rotor I est déterminée en utilisant la méthode « grille d'aubes », qui repose sur la déflexion géométrique du fluide, tandis que la géométrie des pales du rotor optimal de Glauert est obtenue à l'aide de la méthode de l'élément de pale avec un profil aérodynamique SG6042, en se basant donc sur les forces aérodynamiques.

### 5.1.2 Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques

Les caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  des trois rotors ont été tracées à la Fig. 5.2. Nous avons également superposé les courbes caractéristiques du rotor optimal selon Glauert, examinées dans le

chapitre 3, afin de pouvoir comparer ses performances mécaniques avec celles du rotor I.

Premièrement, les trois rotors atteignent leur coefficient de puissance maximal à la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ . Le rotor A2 atteint des coefficients de puissance supérieurs aux deux autres rotors, en particulier aux vitesses spécifiques élevées. Il atteint notamment un coefficient de puissance maximal à  $\lambda = 1$  plus élevé ( $C_{p,max} = 0.31$ ) que les rotors S et I ( $C_{p,max} = 0.29$ ). De plus, les caractéristiques des coefficients de puissance et de couple des rotors S et I sont pratiquement confondues. Cette similitude peut s'expliquer par les faibles différences géométriques entre les deux rotors.

Mis à part pour les très faibles vitesses spécifiques, le coefficient de couple des trois rotors décroît de manière affine avec la vitesse spécifique selon  $C_\tau = -0.24\lambda + 0.55$  ( $R^2 = 0.998$ ) pour le rotor A2,  $C_\tau = -0.28\lambda + 0.56$  ( $R^2 = 0.998$ ) pour le rotor S et  $C_\tau = -0.29\lambda + 0.55$  ( $R^2 = 0.999$ ) pour le rotor

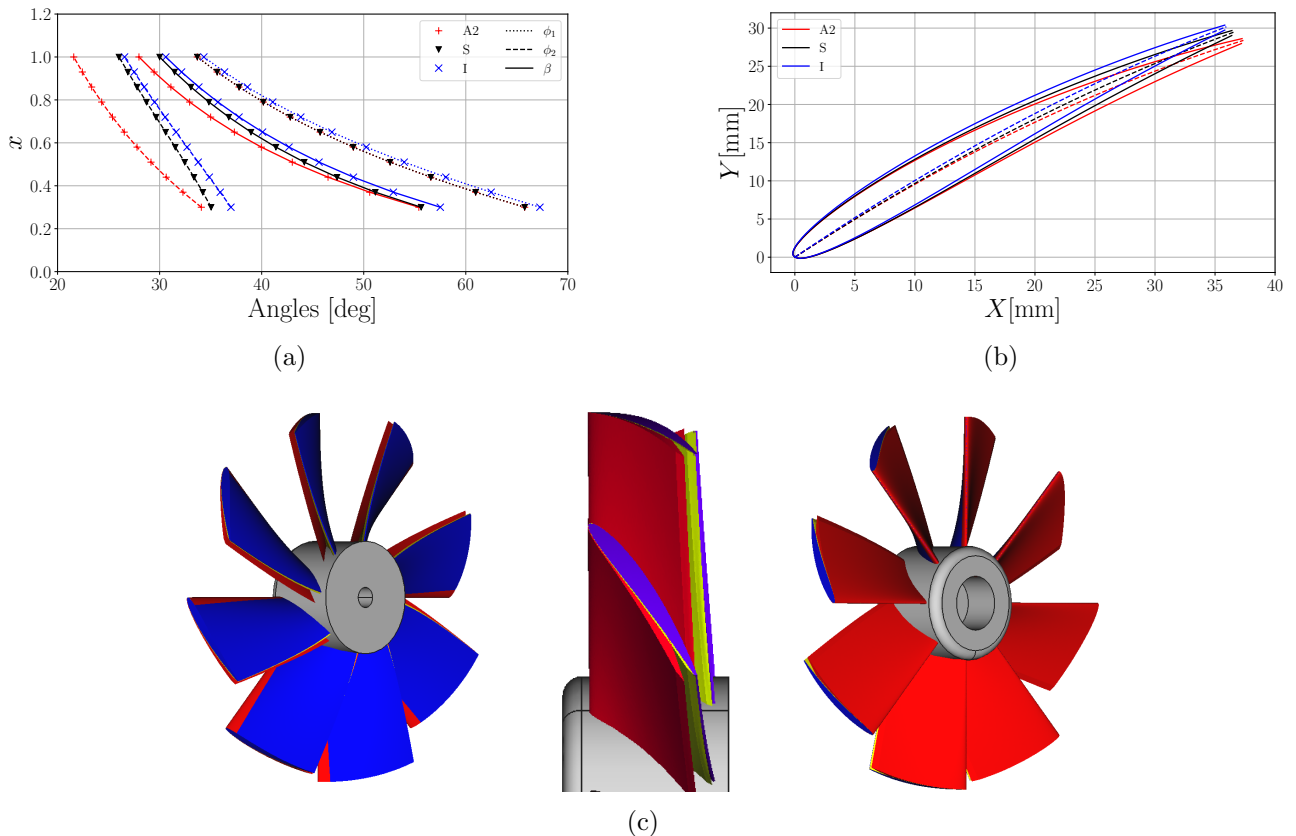


FIGURE 5.1 – Géométrie des rotors. (a) Distributions radiales d'angles relatifs et de calage. (b) Profils des sections de pales situées à la distance  $r/R_E = 0.65$  de l'axe de rotation. (c) Vues superposées de la CAO des rotors A2 (rouge), S (jaune) et I (bleu).

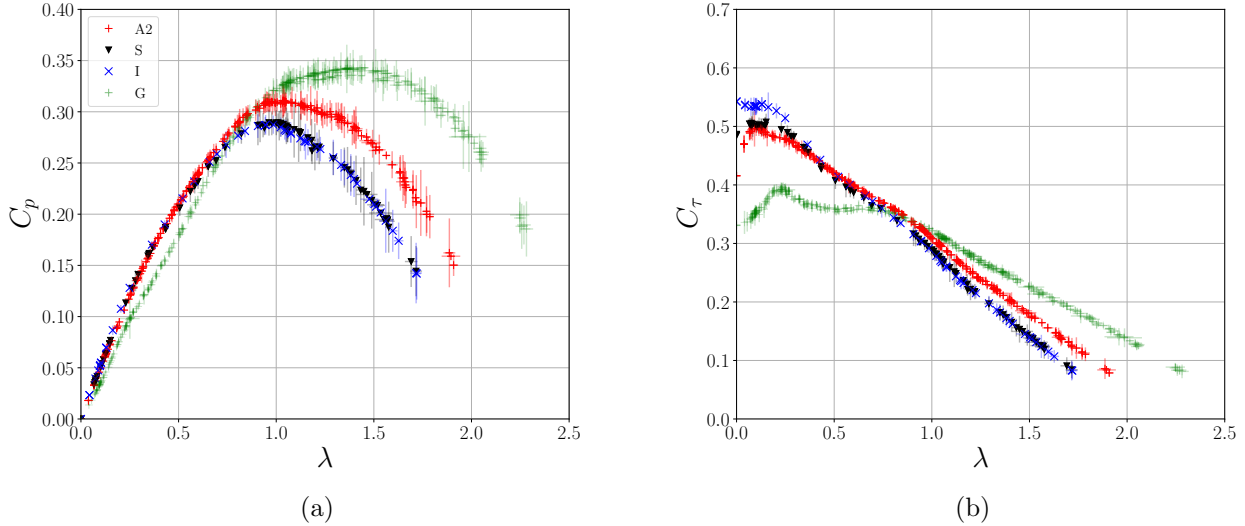


FIGURE 5.2 – Coefficient de puissance  $C_p$  (a) et coefficient de couple  $C_\tau$  (b) en fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$ . Les courbes caractéristiques du rotor de Glauert ont été ajoutées sur ces deux graphiques en semi-transparente (*cf.* chapitre 3). La longueur des barres d'incertitude est égale à  $\pm 1.96$  fois l'écart type.

I. Ces régressions linéaires ont été effectuées pour  $\lambda \geq 0.25$ . À grande vitesse spécifique, le rotor A2 produit également plus de couple que les deux autres rotors, expliquant les coefficients de puissance plus élevés. À faible vitesse spécifique, les coefficients de couple des rotor A2 et S chutent autour de  $\lambda = 0.10$  tandis que la caractéristique du rotor I est monotone. Le rotor I possède également un coefficient de couple au démarrage très élevé ( $C_{\tau 0} = 0.54$ ), supérieur à celui des trois autres rotors, et significatif d'une vitesse de démarrage plus faible ( $V_0 = 4.0 \text{ m.s}^{-1}$  contre  $4.2 \text{ m.s}^{-1}$  pour le rotor S et  $4.5 \text{ m.s}^{-1}$  pour le rotor A2).

Finalement, bien que le coefficient de puissance maximal du rotor I ( $C_{p,max} = 0.29$ ) soit inférieur à celui du rotor de Glauert ( $C_{p,max} = 0.34$ ), il est atteint à la vitesse spécifique de dimensionnement contrairement au rotor de Glauert ( $\lambda_{opt} = 1.4$ ). Dans le cas présent, la méthode inspirée des grilles d'aubes permet une meilleure adaptation du point de fonctionnement optimal avec le point de dimensionnement que la méthode de l'élément de pale. De plus, en raison de la monotonie de sa courbe  $C_\tau - \lambda$  et de la plage importante de variation du coefficient de couple, il pourrait être plus adapté pour des applications de micro-récupération d'énergie que le rotor optimal de Glauert.



### 5.1.3 Caractérisation des écoulements

En raison des fortes similitudes entre les courbes  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  des rotors S et I, seules les caractéristiques des écoulements autour des rotors A2 et S sont comparées. Des mesures de champs de vitesses ont été effectuées par *SPIV* 2D3C avec les deux rotors fonctionnant à trois vitesses spécifiques ( $\lambda = 0.5, 1$  et  $1.4$ ), sous une vitesse de vent incident  $V_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$ . Les champs moyens de vitesse ont été calculés en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés de vitesse obtenus à des phases aléatoires du rotor.

#### Vitesses d'écoulement

Les profils moyens de vitesse axiale normalisée et de vitesse tangentielle normalisée en amont ( $z/R_E = -0.1$ ) et en aval ( $z/R_E = 1$ ) des deux rotors sont présentés à la Fig. 5.3.

Les profils moyens de vitesse axiale en amont des deux rotors sont confondus (traits semi-transparents), ce qui est plutôt cohérent puisqu'ils ont été dimensionnés avec des distributions de vitesses identiques en entrée. La vitesse moyenne axiale en sortie de grille (traits épais) est plus faible dans le sillage du rotor A2 que dans le sillage du rotor S, en particulier à  $\lambda = 1$  et  $\lambda = 1.4$ . Les vitesses en amont étant identiques, le défaut de vitesse axiale induit par le rotor est donc plus important avec le rotor A2. On observe également sur la figure à  $\lambda = 1$ , que les profils de vitesse axiale en sortie des deux rotors sont très proches de la distribution utilisée pour le dimensionnement, à savoir  $V_{z2}/V_\infty = 2/3$ . Toutefois, la traversée de la grille ne se fait pas à induction constante, *i.e.* à débit constant, comme supposé dans la méthode de dimensionnement. En raison du ralentissement de l'écoulement lors de son passage à travers la grille, un certain volume de fluide est éjecté radialement du rotor, ce qui entraîne l'élargissement du tube de courant.

Nous allons maintenant analyser les profils de vitesses tangentielles présentés à la Fig. 5.3b. Tout d'abord, pour les deux rotors, nous pouvons remarquer l'absence de composante tangentielle de vitesse en amont de la grille, justifiant l'hypothèse  $V_{\theta 1} = 0$  utilisée lors du dimensionnement. Malgré les différences notables dans les lois de vortex utilisées pour le dimensionnement, il n'y a pas de différence majeure entre les profils de vitesses tangentielles des rotors A2 et S. À la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ , les profils de vitesse tangentielle en sortie diffèrent fortement des distributions géométriques. La vitesse tangentielle  $V_{\theta 2}$  varie de manière affine pour  $0.3 \leq r/R_E \leq 0.9$  selon

## 5.1. INFLUENCE DES LOIS DE VITESSES

$V_{\theta 2}/V_{\infty} = -0.39x + 0.64$  ( $R^2 = 0.991$ ) pour le rotor A2 et  $V_{\theta 2}/V_{\infty} = -0.48x + 0.69$  ( $R^2 = 0.998$ ) pour le rotor S, avec  $x = r/R_E$ . Toutefois, on peut remarquer un plus faible écart entre la distribution de  $V_{\theta 2}$  utilisée pour dimensionner le rotor S et les résultats expérimentaux. Le modèle de Glauert semble donc mieux prédire les vitesses d'écoulements même si l'écart demeure important.

On observe également que la vitesse axiale en entrée des deux rotors, *i.e.* le débit de fluide entrant dans les grilles, ainsi que la vitesse axiale dans le sillage augmentent à mesure que la vitesse spécifique  $\lambda$

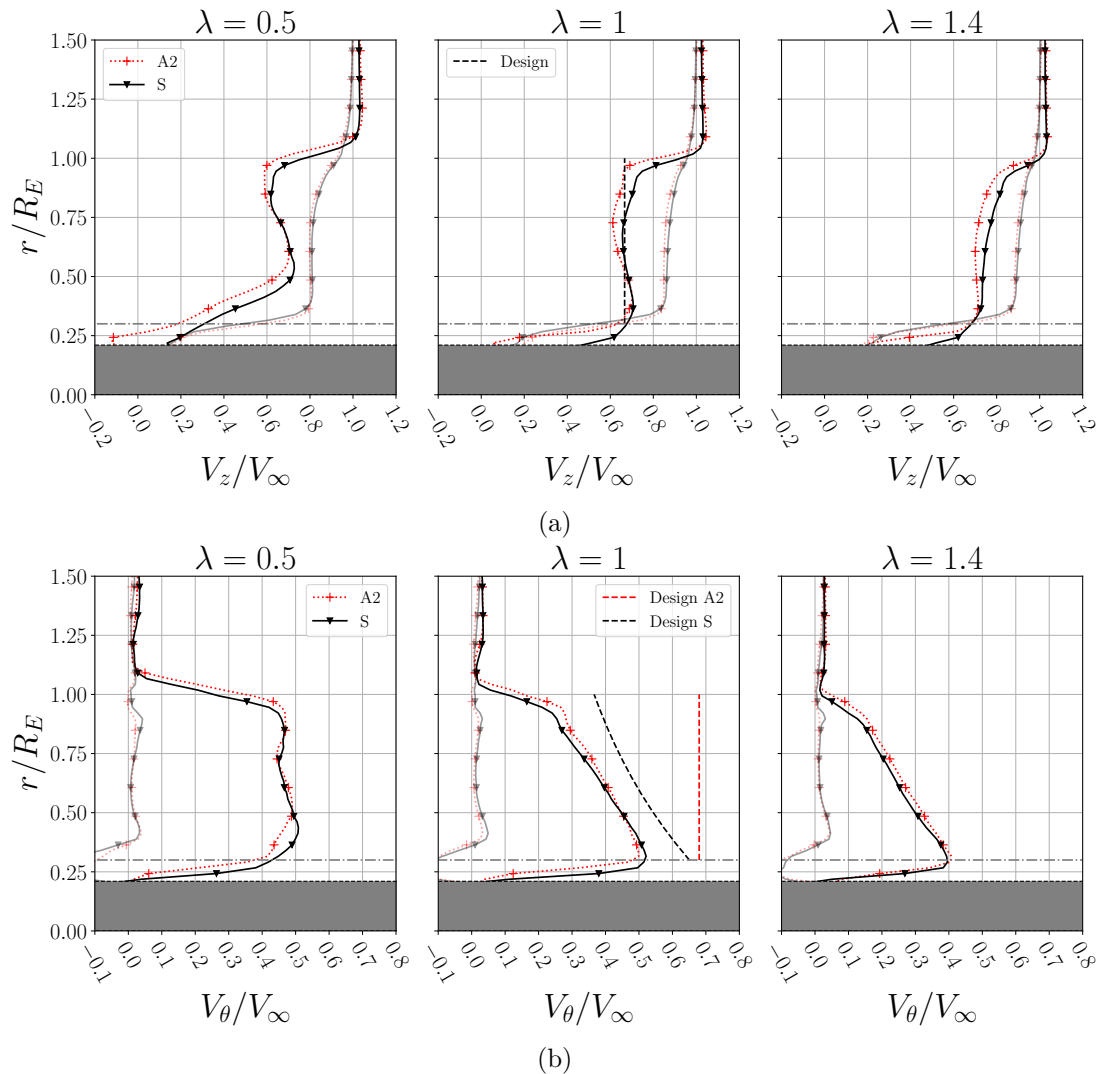


FIGURE 5.3 – Profils radiaux moyens de vitesse axiale normalisée (a) et de vitesse tangentielle normalisée (b) à une distance de l'origine  $z/R_E = 1$  en aval du rotor (traits épais) et  $z/R_E = -0.1$  en amont du rotor (traits semi-transparentes). Les distributions de vitesses utilisées pour le dimensionnement ont été ajoutées sur les figures à  $\lambda = 1$  en traits pointillés.

augmente. Cependant, la différence de vitesse axiale entre l'entrée et la sortie des deux grilles ( $V_{z1} - V_{z2}$ ) diminue à mesure que  $\lambda$  augmente, ce qui indique que les rotors ralentissent moins l'écoulement, et donc que le tube de courant est moins large à  $\lambda = 1.4$  qu'à  $\lambda = 0.5$ . Quant à la vitesse tangentielle dans le sillage, elle diminue à mesure que la vitesse spécifique augmente. En outre, la forme des profils radiaux moyens varie sensiblement entre  $\lambda = 0.5$  et  $\lambda = 1$ . À  $\lambda = 0.5$ , la rotation du sillage est quasiment uniforme tandis qu'on observe un maximum de vitesse tangentielle en pied de pale, là où le serrage est maximum, à  $\lambda = 1$  et  $1.4$ . Par ailleurs, la vitesse tangentielle en sortie du rotor A2 semble très légèrement supérieure pour ces deux derniers points de fonctionnement en bout de pale. Pour résumer, l'augmentation de la vitesse spécifique s'accompagne d'une augmentation de la vitesse axiale et une diminution de la vitesse tangentielle dans le sillage.

### Angles fluides

Nous avons déterminé les angles relatifs expérimentaux  $\phi_{1,Exp}$  et  $\phi_{2,Exp}$  en utilisant les équations 4.7 et 4.8. Ces angles ont été calculés à partir des vitesses moyennes d'écoulement en amont et en aval des deux rotors, pour les trois vitesses spécifiques étudiées. Nous avons ensuite caractérisé la déviation, ou déflexion, subie par l'écoulement en calculant la différence d'angles relatifs entre l'entrée et la sortie de la grille ( $\Delta\phi = \phi_{1,Exp} - \phi_{2,Exp}$ ). Les profils radiaux de  $\Delta\phi$  sont présentés à la Fig. 5.4a. Les différences d'angles relatifs géométriques  $\phi_{1,Design} - \phi_{2,Design}$ , sont également représentées sur les graphiques en traits pointillés (- -). Si le fluide était parfaitement guidé à travers la grille d'aubes, la distribution géométrique serait confondue avec les profils expérimentaux.

La déflexion  $\Delta\phi$  subie par le fluide diminue à mesure que la vitesse spécifique augmente, ce qui confirme la diminution du coefficient de couple avec la vitesse spécifique (la déviation de l'écoulement étant à l'origine du travail échangé conformément au théorème d'Euler des turbomachines). Pour les trois vitesses spécifiques considérées, le rotor A2 dévie davantage l'écoulement que le rotor S, ce qui corrobore également les coefficients de couple plus élevés. Il convient de rappeler que ce rotor a été dimensionné avec une différence plus importante entre l'angle relatif à l'entrée  $\phi_{1,Design}$  et à la sortie  $\phi_{2,Design}$  par rapport au rotor S (Fig. 5.1a). C'est à la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$  que l'écart entre la différence d'angle géométrique et expérimentale est le plus faible. Cela montre que le guidage optimal du fluide est atteint au point de dimensionnement, renforçant ainsi l'intérêt de concevoir les rotors en utilisant des méthodes basées sur les grilles d'aubes et la déviation de

l'écoulement.

Nous avons également comparé les angles relatifs du fluide à l'entrée et à la sortie des grilles, aux angles géométriques de dimensionnement en traçant les profils radiaux de  $\Delta\phi_1 = \phi_{1,\text{Exp}} - \phi_{1,\text{Design}}$  et  $\Delta\phi_2 = \phi_{2,\text{Exp}} - \phi_{2,\text{Design}}$  aux Figs. 5.4b et 5.4c. L'écart entre l'angle géométrique de sortie du rotor et l'angle fait par l'écoulement est autour de  $\Delta\phi_2 = 10^\circ$  à  $\lambda = 0.5$  et de  $\Delta\phi_2 = 5^\circ$  à  $\lambda = 1$  et  $1.4$ . Cela indique un bon guidage de l'écoulement à travers ces grilles, indépendamment de l'angle d'entrée du fluide. Malgré une déflexion plus importante du fluide à travers le rotor A2, l'angle relatif du fluide en sortie de grille se rapproche davantage de l'angle géométrique avec le rotor S pour les trois points de fonctionnement. De plus, on constate peu de variations de l'angle relatif entre  $\lambda = 1$  et  $\lambda = 1.4$ , ce qui suggère que la diminution de la vitesse tangentielle est compensée par une augmentation de la vitesse axiale.

Les profils radiaux de  $\Delta\phi_1$  sont relativement similaires entre les deux rotors, en raison des distributions de vitesses semblables en amont du rotor. À  $\lambda = 0.5$ , le fluide pénètre dans la grille avec un angle très supérieur à l'angle géométrique d'entrée du rotor. Au point de dimensionnement, cet écart est inférieur à  $5^\circ$ . Le fluide entre donc dans la grille avec un angle approximativement conforme à celui désiré. Enfin, à  $\lambda = 1.4$ , la différence d'angles  $\Delta\phi_1$  est négative. Par conséquent, le fluide pénètre dans la grille avec un angle relatif inférieur à l'angle géométrique, et vient, en quelque sorte, impacter l'extrados du profil. L'angle fluide relatif de sortie,  $\phi_{2,\text{Exp}}$ , est pratiquement le même entre  $\lambda = 1$  et  $\lambda = 1.4$ . Par conséquent, la faible déviation du fluide et le faible couple sont principalement dus au fait que le fluide entre dans la grille avec un angle  $\phi_{1,\text{Exp}}$  faible.

Enfin, nous avons tracé les profils radiaux d'angles d'attaque à la Fig. 5.5, calculés à partir des distributions de calage ( $\beta$ ) et des angles relatifs expérimentaux en entrée de grille selon  $\alpha = \phi_{1,\text{Exp}} - \beta$ . Pour les deux rotors, l'angle d'attaque diminue à mesure que la vitesse spécifique augmente. Une observation intéressante est que cet angle reste presque constant le long de l'envergure pour les trois vitesses spécifiques considérées. À la vitesse spécifique optimale, l'angle d'attaque du rotor A2 est d'environ  $13^\circ$ – $14^\circ$ , et entre  $10^\circ$  et  $11^\circ$  pour le rotor S. En faisant une analogie avec les profils isolés, ces angles correspondent aux angles d'attaque optimaux  $\alpha_O$  pour lesquels les performances aérodynamiques, *i.e.* les finesses des profils placés dans les deux grilles d'aubes sont maximales. Le rotor A atteignant un coefficient de puissance maximal plus élevé, cela indique que la finesse de ses profils est supérieure. On peut également souligner que malgré des angles d'attaque élevés, compris entre  $25^\circ$  et  $30^\circ$  à  $\lambda = 0.5$ ,

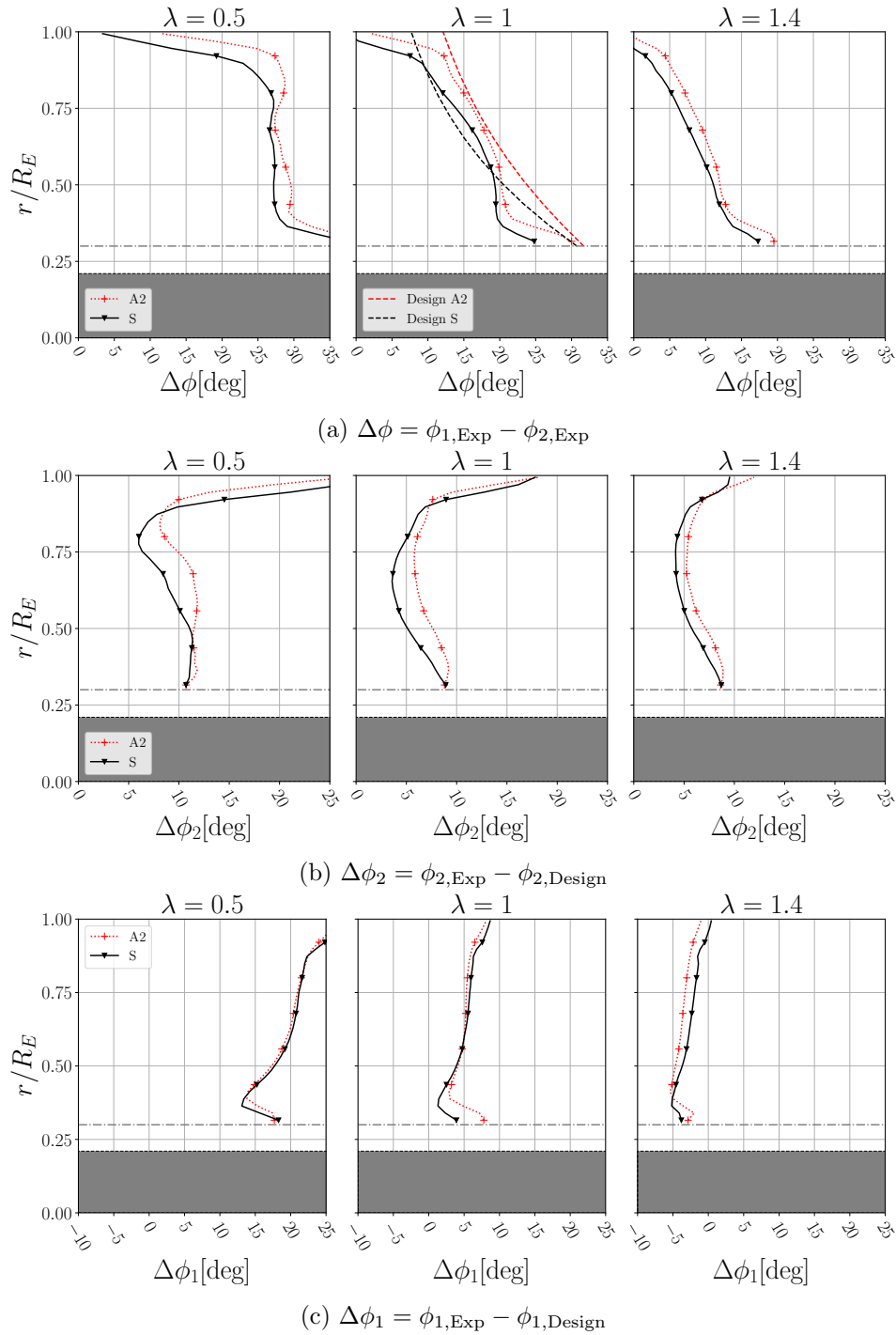


FIGURE 5.4 – Profils radiaux moyens d’angles. (a) Profils radiaux moyens de la déviation du fluide  $\Delta\phi = \phi_{1,\text{Exp}} - \phi_{2,\text{Exp}}$  le long de l’envergure. (b) Profils radiaux moyens de l’écart entre l’angle relatif du fluide en sortie de la grille et l’angle géométrique de sortie du rotor  $\Delta\phi_2 = \phi_{2,\text{Exp}} - \phi_{2,\text{Design}}$ . (c) Profils radiaux moyens de l’écart entre l’angle relatif du fluide en entrée de la grille et l’angle géométrique d’entrée du rotor  $\Delta\phi_1 = \phi_{1,\text{Exp}} - \phi_{1,\text{Design}}$ .

des valeurs théoriquement associées au décollement des profils isolés, aucun décollement ni zone de recirculation ne sont observés dans le sillage de ces rotors. Cette observation suggère à nouveau la présence d'un « effet de grille » généré par les rotors éoliens fortement serrés, qui pourrait avoir des effets bénéfiques sur leurs performances. Dans le cas d'une turbine à écoulement interne, l'accélération de l'écoulement et le gradient de pression longitudinale négatif sont défavorables au décollement des couches limites sur les aubes. Malgré le fait que le sillage des rotors éoliens ne soit pas contraint par des parois et se développe librement, le gradient de pression longitudinal important créé par un rotor de fort serrage (voir Fig. 4.10a) semble prévenir le décollement des couches limites.

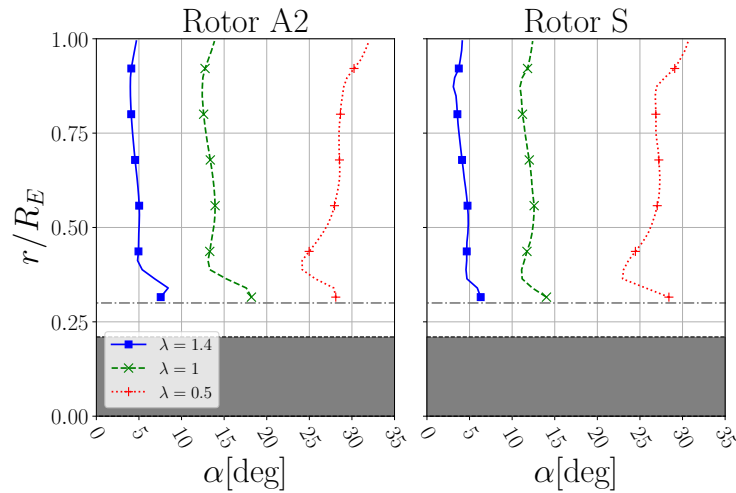


FIGURE 5.5 – Profils radiaux moyens d'angles d'attaque  $\alpha$ , calculés à partir des angles relatifs expérimentaux à l'entrée des rotors et des angles de calage  $\alpha = \phi_{1,Exp} - \beta$ .

#### 5.1.4 Conclusion sur l'influence des distributions de vitesses

Dans cette section, nous avons évalué l'influence des distributions de vitesses sur la géométrie des pales, les performances, et les caractéristiques des écoulements autour des rotors. À cette fin, trois rotors ont été dimensionnés selon la méthode « grille d'aubes » avec des paramètres géométriques identiques (nombre de pales, serrage, profil, épaisseur relative, *etc.*), à l'exception des distributions de vitesses, et donc des angles géométriques  $\phi_1$  et  $\phi_2$ . Les rotors A2 et S ont été conçus avec la même distribution de vitesse axiale :  $V_{z1} = V_{z2} = 2/3V_\infty$ , mais avec des distributions de vitesses tangentielles  $V_{\theta 2}$  différentes. Le rotor S a été dimensionné avec la distribution optimale selon le modèle de Glauert, tandis que le rotor A2 avec une vitesse tangentielle constante<sup>1</sup>. Le rotor I a été dimensionné avec les

1. calculée selon l'Éq 4.6.

distributions optimales de vitesse axiale et de vitesse tangentielle selon Glauert.

D'un point de vue mécanique et énergétique, ces trois rotors atteignent leurs coefficients de puissance maximal à la vitesse spécifique de dimensionnement. Le rotor A2 présente les performances les plus élevées ( $C_{p,max} = 0.31$  pour  $\lambda = 1$ ). Peu de différences sont observées concernant l'allure des courbes  $C_T - \lambda$ , qui sont monotones pour les trois rotors, à l'exception des vitesses spécifiques proches de  $\lambda = 0$ , donc pour des angles d'attaque élevés. Les caractéristiques  $C_T - \lambda$  des rotors I et S se confondent sur presque toute la plage de vitesses spécifiques. Enfin, le rotor A2 a un plus faible coefficient de couple au démarrage, mais produit plus de couple à grande vitesse spécifique.

Les profils moyens de vitesse en amont et en aval des rotors A2 et S ont la même allure. Cependant, le rotor A2 ralentit davantage et entraîne une rotation du sillage légèrement plus élevée. Il dévie également davantage le fluide pour les trois points de fonctionnement étudiés. Pour les deux rotors, mise à part aux extrémités de pale, la déflexion du fluide  $\Delta\phi$  est importante et proche de la déflexion que nous avons souhaité imposer à la vitesse spécifique de dimensionnement. L'écart  $\Delta\phi_2$  entre l'angle relatif fluide en sortie des deux grilles et l'angle relatif géométrique est inférieur à  $10^\circ$  pour  $\lambda = 1$  et pour  $\lambda = 1.4$ , et inférieur à  $15^\circ$  pour  $\lambda = 0.5$ . Cela témoigne du bon guidage de l'écoulement, et ce indépendamment de l'angle d'entrée du fluide. De plus, malgré des angles d'attaques élevés à faible vitesse spécifique ( $\alpha \approx 27^\circ$  pour  $\lambda = 0.5$ ), nous avons remarqué l'absence de recirculations dans le sillage des deux rotors, ce qui suggère de nouveau un « effet de grille » dû à un serrage élevé, limitant le décollement des couches limites et les recirculations dans le sillage.

## 5.2 Influence du serrage et du nombre de pales

Dans cette section, nous étudions l'influence d'un paramètre géométrique essentiel dans le dimensionnement et le fonctionnement des rotors : le serrage, défini selon :

$$\sigma = \frac{Nc}{2\pi r}$$

où  $N$  est le nombre de pales,  $c$  est la longueur de la corde, et  $r$  est la coordonnée radiale dans le plan du rotor. Le serrage étant une fonction du nombre de pales et de la longueur de la corde, nous allons faire varier ces deux paramètres de manière indépendante, afin de comparer l'influence de chacun sur le fonctionnement des éoliennes. Les « rotors  $Sx$  » seront conçus avec un nombre de pales identique mais des longueurs de corde variables, tandis que les « rotors  $Nx$  » seront dimensionnés avec des pales identiques, mais un nombre de pales différent.

D'après la revue de littérature, on observe une tendance à l'augmentation du serrage des rotors, ainsi que du nombre de pales, à mesure que le diamètre diminue (Tab. 1.3). Les grandes éoliennes modernes ont des serrages très faibles, inférieurs à 0.05, et sont généralement équipées de trois pales, tandis que les micro-éoliennes ont des serrages proches de l'unité et sont souvent équipées d'un grand nombre de pales. Étant donné les distributions de serrage très variées observées dans la littérature pour les micro-éoliennes, il est essentiel d'étudier ce paramètre de manière indépendante afin d'analyser et de mieux appréhender son influence sur le fonctionnement des rotors. De plus, dans la méthode de dimensionnement présentée dans le chapitre précédent, nous avons choisi une distribution de serrage arbitraire, en nous basant sur des résultats obtenus avec des turbomachines à écoulement interne. Ainsi, les objectifs de cette étude sont multiples :

1. Étudier l'influence du serrage sur les performances globales des rotors, notamment les courbes  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$ , ainsi que les caractéristiques au démarrage (§ 5.2.2).
2. Étudier l'influence du serrage sur les caractéristiques de l'écoulement autour des rotors, en particulier les vitesses d'écoulements et les angles fluides (§ 5.2.3).
3. Proposer des plages de serrage et nombre de pales optimaux pour les micro-éoliennes opérant à des faibles vitesses spécifiques.
4. Affiner la méthode de dimensionnement grille d'aubes, basée sur la déflexion géométrique de l'écoulement, au regard des résultats de cette étude paramétrique.



Cette étude a fait l'objet d'un article publié dans la revue *Experimental Thermal and Fluid Science* en janvier 2023 [144], ainsi que d'un article de conférence présenté lors de la conférence *Turbo Expo 2023* organisée par l'*American Society of Mechanical Engineers*.

### 5.2.1 Dimensionnement et géométrie des rotors

Nous avons dimensionné 11 rotors selon la méthode « grille d'aubes » présentée dans le chapitre précédent. Ces rotors ont un diamètre de 200 mm, un rapport de rayons  $H = 0.3$ , et ont été conçus avec une vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ . Pour tracer la ligne de cambrure moyenne, nous avons utilisé la distribution optimale de facteur d'induction tangentielle selon Glauert à  $\lambda = 1$ , et un facteur d'induction axial  $a = 1/3$ . Les distributions d'angles relatifs ( $\phi_1, \phi_2$ ), et d'angles de calage ( $\beta$ ) des 11 rotors sont donc similaires à celles du rotor S (Fig. 5.1a). L'épaisseur relative des profils est également identique pour les 11 rotors ( $e = 0.1$ ). Les distributions de corde ont ensuite été calculées pour différentes configurations  $\{\sigma, N\}$ , explicitées dans le Tab. 5.2.

Tout d'abord, les 5 « rotors  $Sx$  » ont le même nombre de pales ( $N = 8$ ), et des serrages respectivement égaux à  $\sigma = 0.5$  (rotor S05),  $\sigma = 0.75$  (rotor S075),  $\sigma = 1$  (rotor S1),  $\sigma = 1.25$  (rotor S125) et  $\sigma = 1.5$  (rotor S15). Les distributions de corde ont été déterminées en imposant un serrage constant le long de l'envergure et différent donc entre les rotors. Par conséquent, les nombre de Reynolds, calculés avec les paramètres de dimensionnement ( $W_1$  est la même pour les 5 rotors) et les distributions de corde respectives selon :

$$\text{Re} = \frac{\rho W_1 c}{\eta} \quad (5.1)$$

varient également entre les rotors.

Ensuite, nous avons dimensionné 6 rotors, les « rotors  $Nx$  », qui possèdent la même distribution de corde, *i.e.* des pales identiques, mais un nombre de pales différents. Le nombre de pales varie de  $N = 4$  à  $N = 16$  avec un pas de deux, afin de faire varier le serrage entre  $\sigma = 0.5$  et  $\sigma = 2$  (rotors N4, N6, N8 = S1, N10, N12, N14 et N16). Nous ne comptons que 6 éoliennes, car les rotors N8 et S1 sont identiques. De même que pour les rotors  $Sx$ , le serrage est constant le long de l'envergure. Les nombres de Reynolds, calculés avec les paramètres de conception, sont donc les mêmes pour les rotor  $Nx$ . De plus, pour chaque serrage compris entre  $\sigma = 0.5$  et  $\sigma = 1.5$ , nous avons conçu deux rotors ayant le même serrage mais des configurations  $\{c, N\}$  différentes. Cela permettra de comparer l'influence du

serrage induite par une augmentation du nombre de pales à celle induite par une augmentation de la longueur des cordes. En raison de difficultés de fabrication, notamment liées aux temps d'impression, nous n'avons pas été en mesure de fabriquer des rotors à 8 pales avec un serrage de 1.75 et de 2.

Les paramètres de dimensionnement, ainsi que les caractéristiques géométriques des différents rotors, sont récapitulés dans le Tab. 5.2. Il est important de souligner que tous les paramètres adimensionnels sont identiques entre les rotors  $Sx$ , à l'exception des nombres de Reynolds, en raison des différentes longueurs de corde. En ce qui concerne les rotors  $Nx$ , les nombres de Reynolds sont identiques, mais en raison du nombre de pales variables, les pertes aux extrémités des pales pourraient différer. Nous avons attribué à chaque rotor un symbole distinct afin de les identifier dans les différentes figures présentant les résultats (dernière ligne du Tab. 5.2). Pour un serrage donné (*e.g.*,  $\sigma = 0.5$ ) les rotors  $Sx$  à  $N = 8$  pales ont un symbole en forme pleine (*e.g.*, le rotor S05 ●) et les rotors à nombre de pales variable  $Nx$  ont un symbole en forme vide (*e.g.*, le rotor N4 ○) afin de faciliter la comparaison entre les rotors de même serrage. Des vues 3D de la CAO de plusieurs rotors sont présentées à la Fig. 5.6.

### 5.2.2 Caractérisation des performances mécaniques et énergétiques

Nous avons mesuré les performances des 11 rotors pour une vitesse de vent incident de  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . Les courbes caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  des rotors  $Sx$  et  $Nx$  sont respectivement tracées aux Figs 5.7a et 5.7b. Nous avons également superposé sur un même graphique les courbes caractéristiques des rotors  $Sx$  et  $Nx$  ayant le même serrage mais un nombre de pales différent (Fig. 5.7c). Enfin, les deux graphiques à la Fig. 5.8 illustrent les variations du coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  et du coefficient de couple au démarrage  $C_{\tau 0}$  en fonction du serrage  $\sigma$ .

#### Courbes $C_p - \lambda$

Tout d'abord, nous observons une croissance importante du coefficient de puissance à mesure que le serrage augmente, que ce soit en augmentant la corde des pales à nombre de pales constant (rotors  $Sx$  à la Fig. 5.7a), ou bien en augmentant le nombre de pales à longueur de corde constante (rotors  $Nx$  à la Fig. 5.7b). Les rotors de faible serrage ( $\sigma \leq 0.75$ ) atteignent des performances inférieures aux rotors de grand serrage ( $\sigma \geq 1$ ) sur toute la plage de fonctionnement étudiée. Toutefois, les coefficients de puissance n'augmentent pas indéfiniment à mesure que le serrage croît. Il existe, pour les rotors  $Sx$

	Rotors $S_x$					Rotors $N_x$						
	$c$ varie entre les rotors, $N$ est constant					$c$ est constant, $N$ varie entre les rotors						
$R_E$ [mm]	S05	S075	S1	S125	S15	N4	N6	N8/S1	N10	N12	N14	N16
$H = R_M/R_E$	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
$\lambda$	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
Méthode grille d'aubes et triangles des vitesses (Fig. 4.1)												
Ligne de cambrure moyenne polynomiale												
$a, V_z$	..... $a = 1/3$ .....											
$d', V_{\theta 2}$	.....Glauret*.....											
Angles												
$N$	Calculés à partir des triangles des vitesses. Identiques à ceux du rotor S à la Fig. 5.1c											
$\sigma^\dagger$	8	8	8	8	8	4	6	8	10	12	14	16
$c(R_M)$ [mm]	0.5	0.75	1	1.25	1.5	0.5	0.75	1	1.25	1.5	1.75	2
$c(R_E)$ [mm]	12	18	24	29	35	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
	39	59	79	98	118	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
$Re(R_M)$ [ $\times 10^4$ ]	0.86	1.3	1.7	2.2	2.6	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
$Re(R_E)$ [ $\times 10^4$ ]	4.7	7.1	9.4	11.8	14.2	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
Volume [cm <sup>-3</sup> ]	128	162	213	281	356	156	184	213	241	269	298	326
Longueur [mm]	27	36	46	56	66	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
Longueur du moyen $L_M$ [mm]	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....	.....
Symbole	●	▶	■	★	●	○	▷	■	☆	◇	+	×

TABLE 5.2 – Tableau récapitulatif des paramètres de dimensionnement, de conception et des caractéristiques de fonctionnement des rotors  $S_x$  et  $N_x$ .

\* Les rotors ont été dimensionnés en utilisant la distribution de facteur d'induction tangentielle  $d'$  optimale à  $\lambda = 1$  selon Glauret.

† Le serrage est constant et la corde évolue linéairement le long de l'envergure des rotors.

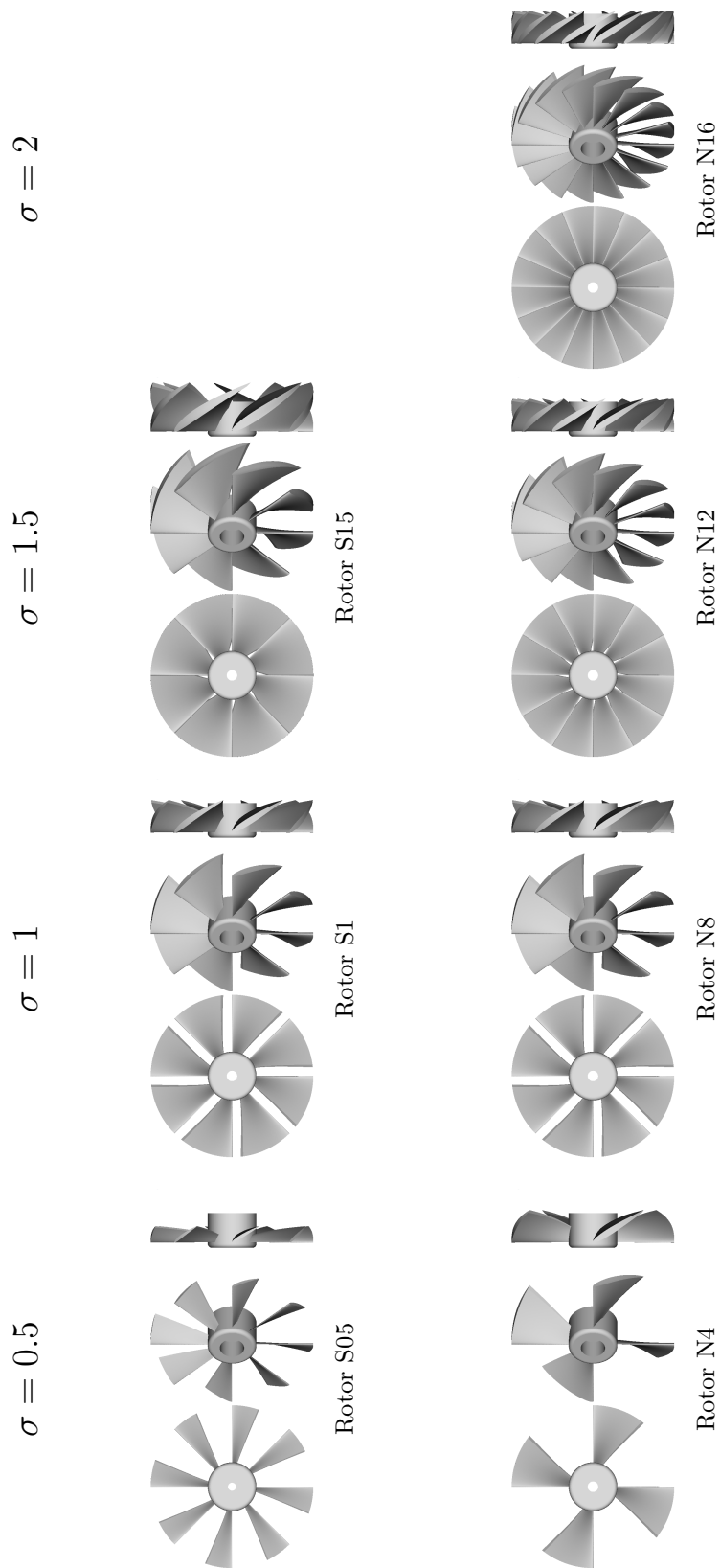


FIGURE 5.6 – Vues 3D de la CAO de quelques rotors.

et  $Nx$ , un point de serrage optimal qui permet de maximiser les performances.

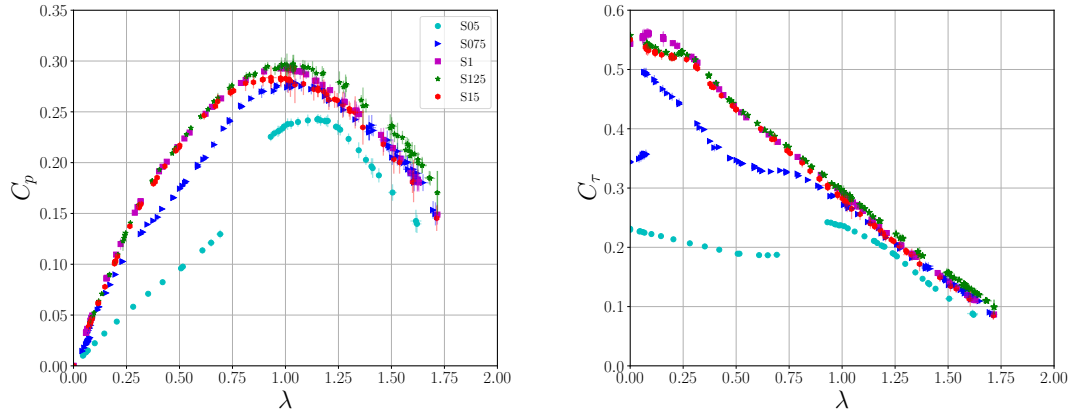
Pour les rotors  $Sx$  à 8 pales, le rotor ayant un serrage  $\sigma = 1.25$  (rotor S125) atteint le coefficient de puissance maximal le plus élevé  $C_{p,max} = 0.297$  (Fig. 5.8a). Le coefficient de puissance maximal croît à mesure que la longueur de la corde augmente jusqu'à atteindre ce maximum. Une augmentation excessive de la longueur des cordes ( $\sigma = 1.5$ ) entraîne ensuite une réduction des performances. Les courbes  $C_p - \lambda$  des rotors avec un serrage supérieur à 1 sont très semblables, et se confondent même à faible vitesse spécifique. En revanche, pour les rotors S05 et S075, on remarque une rupture de pente à respectivement  $\lambda = 0.25$  et  $\lambda = 0.7$ . De plus, le rotor S05 ne possède aucun point de fonctionnement stable pour des vitesses spécifiques comprises entre  $\lambda = 0.7$  et  $\lambda = 0.95$ . Nous aborderons plus en détail ce phénomène lors de la discussion des courbes  $C_\tau - \lambda$  dans la sous-section suivante.

Pour les rotors  $Nx$ , possédant des pales avec des longueurs de corde identiques, le rotor ayant un serrage  $\sigma = 1.5$  (N12) atteint le coefficient de puissance maximal le plus élevé  $C_{p,max} = 0.310$  (Fig. 5.8a). De manière analogue aux rotors  $Sx$ , le coefficient de puissance maximal croît à mesure que le nombre de pales, *i.e.* le serrage, augmente, jusqu'à atteindre ce maximum pour  $N = 12$  pales. L'ajout excessif de pales ( $N = 16$ ) entraîne également une réduction des performances.

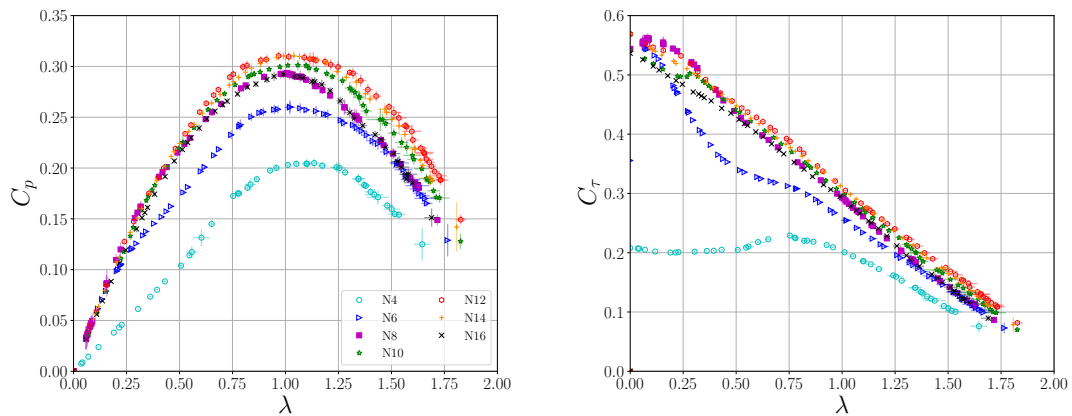
En comparant les rotors  $Nx$  et  $Sx$  de même serrage, on remarque qu'il semble préférable, en termes de coefficients de puissance, d'augmenter le nombre de pales plutôt que la longueur des cordes (Figs. 5.7c et 5.8a). En effet, pour chaque serrage étudié, le rotor ayant le plus grand nombre de pales atteint le coefficient de puissance maximal le plus élevé (les rotors S05 et S075 pour  $\sigma < 1$  et les rotors N10 et N12 pour  $\sigma > 1$ ). Au final, le rotor N12 avec la configuration  $\{\sigma; N\} = \{1.5; 12\}$  est celui qui optimise la conversion de puissance. On note également une tendance à la diminution de la vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt}$  à mesure que le serrage augmente. Les rotors avec  $\sigma \geq 1$  atteignent leur coefficient de puissance maximal pour des valeurs de  $\lambda_{opt}$  comprises entre 0.95 et 1.05, tandis que la vitesse spécifique optimale des rotors avec un serrage de 0.5 est proche de  $\lambda_{opt} = 1.15$  (Figs. 5.7a et 5.7b).

En outre, les courbes  $C_p - \lambda$  des rotors de même serrage ont des caractéristiques relativement similaires (Fig. 5.7c). Celles des rotors ayant un serrage  $\sigma = 0.5$  et  $\sigma = 0.75$  présentent une rupture de pente à faible vitesse spécifique, tandis que les rotors serrés ont une courbe en forme de cloche. Afin de caractériser l'influence du serrage sur la forme des courbes  $C_p - \lambda$ , nous avons effectué des régressions polynomiales de degré 2 des caractéristiques des 11 rotors par la méthode des moindres carrés. Nous

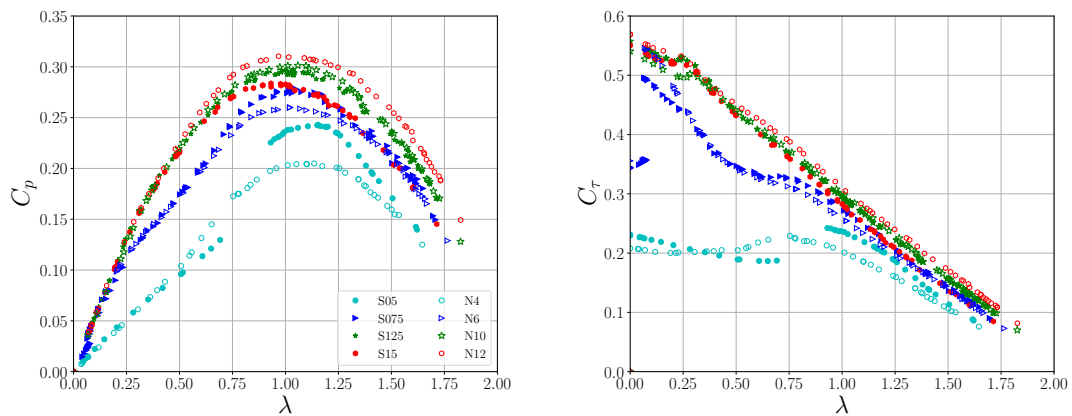
## 5.2. INFLUENCE DU SERRAGE ET DU NOMBRE DE PALES



(a) Courbes caractéristiques des rotors  $Sx$  (nombre de pales constant  $N = 8$ ).



(b) Courbes caractéristiques des rotors  $Nx$  (distributions de corde constante, *i.e.*  $N$  varie).



(c)

FIGURE 5.7 – Coefficient de puissance  $C_p$  et coefficient de couple  $C_\tau$  en fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$ . La longueur des barres d'incertitude est égale à  $\pm 1$  fois l'écart type.

## 5.2. INFLUENCE DU SERRAGE ET DU NOMBRE DE PALES

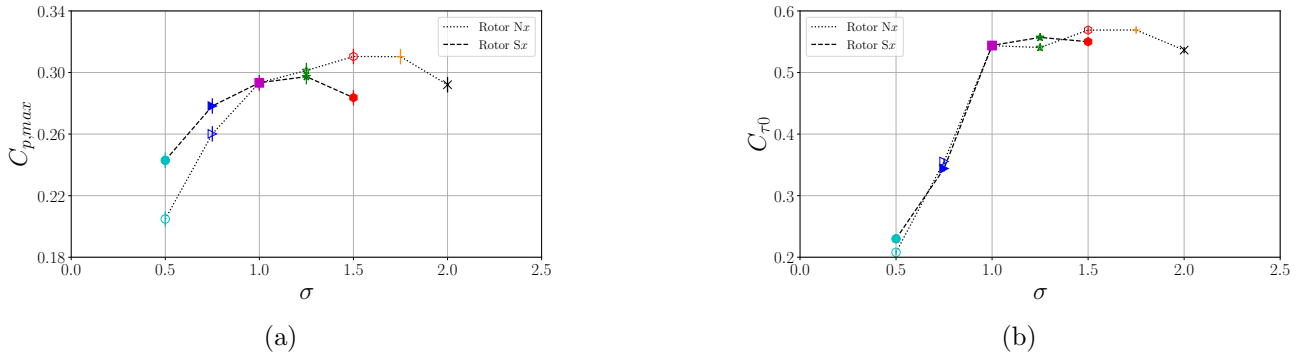


FIGURE 5.8 – Influence du serrage sur le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  (a), et sur le coefficient de couple au démarrage  $C_{\tau 0}$  (b). Les lignes joignant les résultats expérimentaux ont uniquement été ajoutées pour faciliter la visualisation. La longueur des barres d'incertitude correspond à  $\pm 1.96$  fois l'écart type.

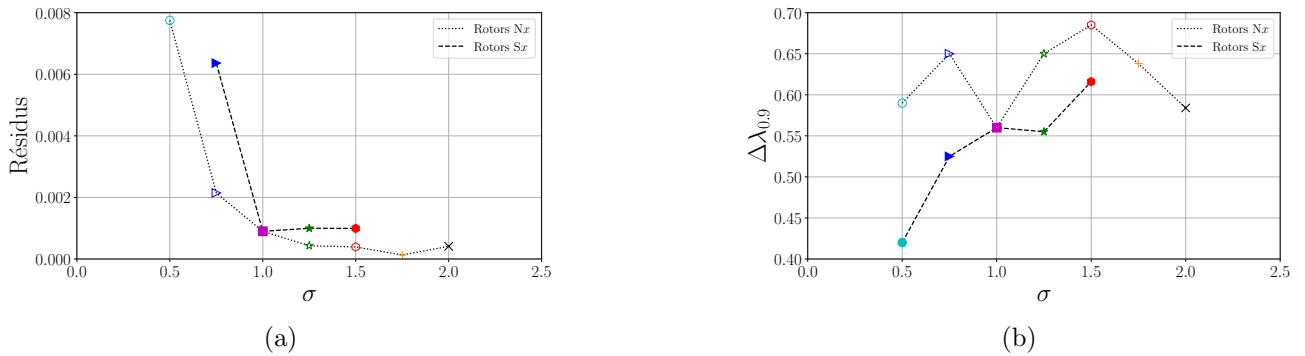


FIGURE 5.9 – Influence du serrage sur les résidus de l'ajustement des courbes  $C_p - \lambda$  avec un polynôme de degré 2 passant par l'origine (a), ainsi que sur l'étalement des courbes  $\Delta\lambda_{0,9}$  (b). L'ajustement est réalisé par la méthode des moindres carrés. L'étalement est défini comme étant la largeur de la plage de vitesses spécifiques pour lesquelles un rotor atteint un coefficient de puissance supérieur ou égal à  $0.9C_{p,max}$ . Les lignes joignant les résultats expérimentaux ont uniquement été ajoutées pour faciliter la visualisation.

avons également imposé que l'ajustement polynomial passe par l'origine, *i.e* que  $C_p(\lambda = 0) = 0$ . Le choix de ce degré de polynôme pour la régression est motivé par le fait que les caractéristiques de coefficient de couple, dont nous discutons ultérieurement, sont proches d'une loi affine de la forme  $C_\tau = -a\lambda + b$ . Les coefficients de puissance et de couple étant liés par  $C_p = C_\tau\lambda$ , dans le cas d'une évolution affine du coefficient de couple,  $C_p$  devrait varier avec la vitesse spécifique selon l'équation  $C_p = -a\lambda^2 + b\lambda$ . Nous avons ensuite évalué l'écart entre les courbes expérimentales  $C_p - \lambda$  et l'ajustement polynomial en traçant, à la Fig. 5.9a, l'évolution de la somme des carrés des résidus de l'ajustement en fonction du serrage. À mesure que le serrage augmente, nous observons une diminution des résidus,

avec une différence significative entre les rotors ayant un faible serrage ( $\sigma \leq 0.75$ ) et ceux ayant un serrage élevé ( $\sigma \geq 1$ ). Ainsi, les courbes  $C_p - \lambda$  tendent à adopter une forme de plus en plus proche d'un polynôme du second degré, *i.e.* en forme de cloche, à mesure que le serrage augmente. Nous avons également étudié l'influence du serrage sur l'étalement des courbes  $\Delta\lambda_{0,9}$ , défini comme étant la largeur de la plage de vitesses spécifiques pour lesquelles le coefficient de puissance est supérieur ou égal à  $0.9C_{p,max}$  (Fig. 5.9b). Pour les rotors  $Sx$ , l'étalement  $\Delta\lambda_{0,9}$  augmente à mesure que le serrage augmente. Les rotors de grand serrage atteignent donc des coefficients de puissance supérieurs à  $0.9C_{p,max}$  pour une plus grande plage de fonctionnement que les rotors faiblement serrés. En d'autres termes, ils présentent des caractéristiques  $C_p - \lambda$  moins étroites. En revanche, il n'y a pas de tendance aussi claire pour les rotors  $Nx$ . Il convient cependant de souligner que le rotor N12 ( $\sigma = 1.5$ ) présente l'intervalle  $\Delta\lambda_{0,9}$  le plus large. De plus, à serrage égal, les rotors  $Nx$  ont des courbes  $C_p - \lambda$  plus étalées autour de leur coefficient de puissance maximal que les rotors  $Sx$ .

Bien que ces résultats soient spécifiques à la géométrie de pale étudiée dans cette section (profil et angles), il est néanmoins intéressant d'avoir identifié une configuration  $\{\sigma; N\} = \{1.5; 12\}$  optimale, qui permet de maximiser le coefficient de puissance et la plage de fonctionnement pour laquelle  $C_p \geq 0.9C_{p,max}$ . De manière plus générale, ces résultats fournissent une indication de l'ordre de grandeur du nombre de pales et du serrage appropriés pour les micro-éoliennes opérant à faible vitesse spécifique.

### Courbes $C_\tau - \lambda$

L'effet du serrage sur les courbes  $C_\tau - \lambda$  est extrêmement marqué et témoigne de la différence de fonctionnement entre les rotors fortement serrés ( $\sigma \geq 1$ ) et les rotors faiblement serrés ( $\sigma \leq 0.75$ ).

Tout d'abord, à l'exception des très basses vitesses spécifiques, les caractéristiques  $C_\tau - \lambda$  des rotors avec un serrage élevé sont affines sur toute leur plage de fonctionnement. Ces rotors couvrent une large plage de coefficients de couple et leur coefficient de couple maximal est atteint à  $\lambda = 0$ . En revanche, les rotors ayant un faible serrage (N4, N6, S05, S075) ont des caractéristiques  $C_\tau - \lambda$  non rectilignes et non monotones. Les variations du coefficient de couple en fonction de la vitesse spécifique présentent des similitudes avec celles du coefficient de portance en fonction de l'angle d'attaque d'un profil isolé (Fig. 5.10b). En examinant les courbes  $C_\tau - \lambda$  de droite à gauche, donc des grandes vitesses spécifiques aux faibles vitesses spécifiques, on remarque que le coefficient de couple augmente à mesure que la vitesse spécifique diminue. De manière analogue, le coefficient de portance d'un profil isolé augmente



lorsque l'angle d'attaque augmente en partant de  $0^\circ$ . À  $\lambda = 0.95$ , le coefficient de couple du rotor S05 chute, ce qui signifie une réduction de la portance et donc un décrochage du rotor. Ce type de décrochage est identique à celui d'un profil isolé, qui se traduit par une chute du coefficient de portance à l'angle de décrochage. Après le décrochage, le coefficient de couple recommence à augmenter, de manière similaire à la croissance du coefficient de portance avec l'angle d'attaque après le décrochage.

Un phénomène intéressant est observée avec les éoliennes les plus faiblement serrées, en particulier avec le rotor S05. Sur toute une plage de vitesses spécifiques, allant de  $\lambda = 0.7$  à  $\lambda = 0.95$ , le rotor S05 ne présente pas de point de fonctionnement stationnaire, mais transitionne d'un point de fonctionnement à l'autre. De manière expérimentale, cela s'est manifesté par une augmentation (ou diminution) soudaine de la vitesse angulaire du rotor autour du point de fonctionnement caractérisé par  $\lambda = 0.7$  (ou  $\lambda = 0.9$ ), alors que la vitesse du vent et la résistance aux bornes du rhéostat étaient maintenues constantes. Suite à cette accélération, la vitesse angulaire du rotor se stabilise pour atteindre le point de fonctionnement stationnaire suivant. Cela explique l'absence des coefficients de puissance et de couple expérimentaux stationnaires sur les graphiques précédents, qui présentent des valeurs moyennées temporellement. Afin d'étudier le chemin emprunté entre les deux points de fonctionnement stationnaires, nous avons tracé à la Fig. 5.10a l'évolution temporelle des coefficients  $C_p$  et  $C_\tau$  du rotor S05 sur cette plage de fonctionnement. Les données ont été enregistrées avec une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz, et seul un point sur cinq est représenté sur ces graphiques, ce qui équivaut à un point toutes les 0.05 s. Selon le sens de variation de la vitesse spécifique, le chemin emprunté par le rotor entre les deux points stables diffère. Ce cycle d'hystérésis est caractéristique du décrochage dynamique des profils isolés à faible nombre de Reynolds (Fig. 5.10b) [145, 146]. L'angle de décrochage et de raccrochage, ainsi que la trajectoire entre deux points stables, varient en fonction du sens de variation de l'angle d'attaque du profil. Il est intéressant également de souligner que le sens de parcours de la boucle d'hystérésis est analogue entre le rotor S05 et le profil isolé utilisé pour illustrer le décrochage dynamique à la Fig. 5.10b. En effet, les coefficients de portance, non stationnaires, sont plus faibles lorsque l'angle d'attaque diminue que lorsqu'il augmente. De plus l'angle de décrochage ( $\alpha = 15^\circ$ ) est plus élevé que l'angle auquel le profil raccroche et retrouve une portance élevée ( $\alpha = 14^\circ$ ). La boucle d'hystérésis du profil isolé est donc parcourue dans le sens horaire. De manière similaire, les coefficients de couple et de puissance sont plus élevés dans le sens d'une diminution de la vitesse spécifique du rotor (ce qui correspond à une augmentation de l'angle d'attaque) par rapport à une augmentation de la vitesse

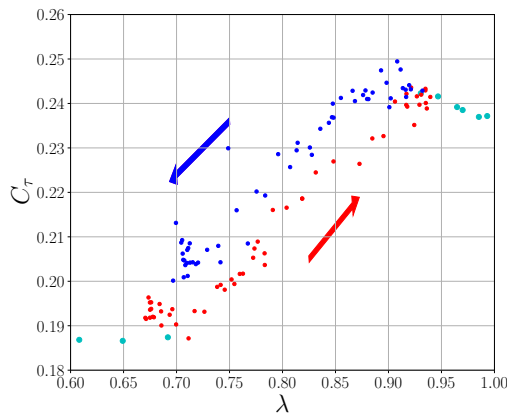
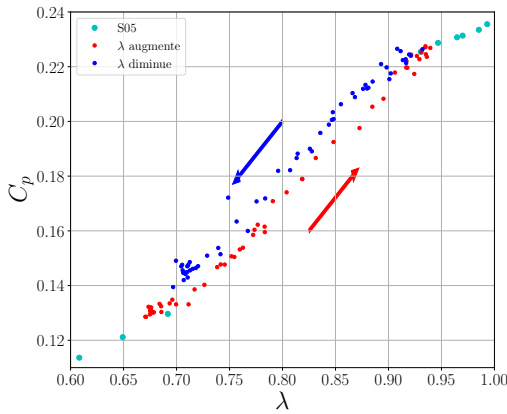
spécifique (ce qui correspond à une diminution de l'angle d'attaque). La boucle d'hystérésis est donc parcourue dans le sens trigonométrique lorsque l'axe des abscisses représente la vitesse spécifique, mais dans le sens horaire lorsque l'axe des abscisses représente l'angle d'attaque.

On constate également une diminution importante de  $C_\tau$  pour les rotors avec un serrage  $\sigma = 0.75$  (N6 et S075), ce qui indique clairement le décrochage des pales, mais il se produit à une vitesse spécifique plus faible ( $\lambda = 0.05$ ). Pour les rotors ayant un grand serrage, on observe quelques fluctuations de  $C_\tau$  pour des vitesses spécifiques proches de  $\lambda = 0.25$ , traduisant peut être un léger décrochage des profils, mais sans chute brutale. Pour le rotor le plus fortement serré (rotor N16), la courbe  $C_\tau - \lambda$  est même parfaitement rectiligne sur toute la plage de vitesses spécifiques.

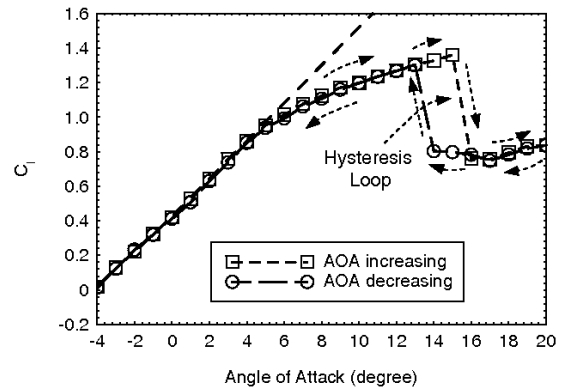
Finalement, ce phénomène de décrochage dynamique semble spécifique aux éoliennes de faible serrage, dont le comportement aérodynamique des pales ressemble à celui d'une somme de profils isolés. À mesure que le serrage augmente, les profils commencent à interagir les uns avec les autres, ce qui entraîne la disparition des phénomènes liés au décrochage. Cette observation traduit le changement de comportement d'un rotor en fonction de son serrage, passant d'une configuration où les profils fonctionnent indépendamment (comme dans le cas des grandes éoliennes) à un fonctionnement en grille où les profils interagissent fortement entre eux. Par ailleurs, ces résultats viennent confirmer les limitations de la théorie de l'élément de pale pour dimensionner des micro-éoliennes opérant à des faibles vitesses spécifiques. L'hypothèse d'un fonctionnement indépendant des profils semble très peu réaliste, ce qui rend donc peu fiable l'utilisation des profils isolés pour calculer les distributions géométriques de serrage et d'angle de calage.

La Fig. 5.8b illustre l'influence du serrage sur les coefficients de couple au démarrage  $C_{\tau 0}$ . Tout d'abord,  $C_{\tau 0}$  augmente globalement à mesure que le serrage augmente, traduisant ainsi une réduction de la vitesse de démarrage des rotors. Les rotors de serrage élevés ( $\sigma \geq 1$ ) sont ainsi plus adaptés pour fonctionner dans des faibles conditions de vent. De manière analogue au graphique  $C_{p,max} - \sigma$  présenté à la Fig. 5.8a, il existe une configuration  $\{\sigma; N\}$  optimale pour laquelle le coefficient de couple au démarrage est maximal. Dans cette étude, le rotor N12 avec la configuration  $\{1.5; 12\}$  atteint le coefficient de couple au démarrage le plus élevé, soit  $C_{\tau 0} = 0.569$ . Il s'agit donc plus généralement du rotor le plus adapté pour des applications de micro-récupération d'énergie en raison de sa faible vitesse de démarrage, de son coefficient de puissance maximal élevé, de la largeur de sa courbe caractéristique  $C_p - \lambda$  proche de  $C_{p,max}$ , et finalement de la monotonie de sa courbe  $C_\tau - \lambda$ .

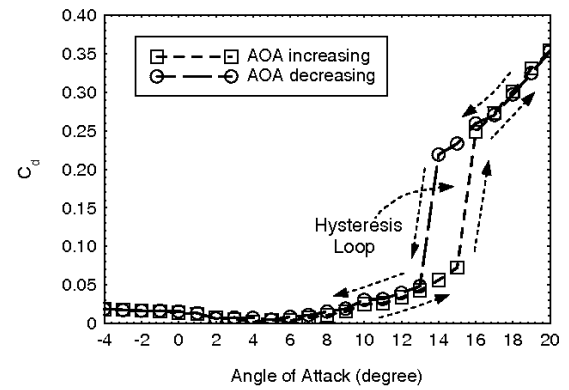
## 5.2. INFLUENCE DU SERRAGE ET DU NOMBRE DE PALES



(a)



a) Lift coefficient



(b)

FIGURE 5.10 – (a) Instabilité et hystérésis des coefficients de puissance et de couple du rotor S05 entre  $\lambda = 0.7$  et  $\lambda = 0.95$ . (b) Évolution du coefficient de portance (haut) et du coefficient de traînée (bas) avec l'angle d'attaque d'un profil NASA LS(1)-0417 pour un nombre de Reynolds  $Re=1.6 \times 10^5$  [145].

### 5.2.3 Caractérisation des écoulements

Nous étudions à présent l'influence du serrage des rotors sur les caractéristiques des écoulements. Pour cela, nous avons mesuré les vitesses d'écoulement autour des cinq rotors  $Sx$  et autour des rotors N4, N12 et N16 (les rotors S1 et N8 sont identiques) par *SPIV* 2D3C. Les champs et profils de vitesses, moyennés sur la phase des rotors, ont été calculés à partir de 500 paires d'images *PIV* non synchronisées. De plus, nous avons capturé 200 images paires d'images synchronisées sur le passage d'une pale, *i.e.* pour une phase spécifique du rotor, afin d'étudier l'influence du nombre de pales sur l'évolution des vortex marginaux dans le sillage.

### Vitesses d'écoulement

Les champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  et de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour des rotors  $Nx$  et  $Sx$ , et pour les trois vitesses spécifiques étudiées ( $\lambda = 0.5, 1$  et  $1.4$ ) sont présentés aux Figs. 5.11, 5.12, 5.13 et 5.14. Les profils radiaux de vitesses en amont ( $z/R_E = -0.1$ ), ainsi qu'en aval des rotors ( $z/R_E = 1$ ), ont été extraits à partir des champs moyens (Figs. 5.15 et 5.16).

► *Vitesses axiales*  $V_z/V_\infty$

Les champs de vitesse axiale des rotors S05, S1 et S15 sont plutôt stables, persistants et peu divergents (Fig. 5.12). En particulier, aucune bulle de recirculation n'est observée dans leur sillage aux trois vitesses spécifiques étudiées. En revanche, on note la présence d'une région de l'écoulement avec des recirculations dans le sillage des rotors N12 et N16 à  $\lambda = 0.5$ . L'intensité des vitesses axiales négatives ( $V_z/V_\infty \leq -0.1$ ) ainsi que la taille de la bulle de recirculation sont plus élevées dans le sillage du rotor N16, qui possède le serrage le plus important ( $\sigma = 2$ ). Ces recirculations disparaissent à mesure que la vitesse spécifique augmente.

L'influence de la vitesse spécifique de fonctionnement sur les champs et profils de vitesse axiale est assez similaire pour tous les rotors  $Nx$  et  $Sx$ . À mesure que la vitesse spécifique augmente, les vitesses axiales en amont (représentées par des traits continus semi-transparentes) et en aval (représentées par des traits pointillés pleins) des rotors augmentent, ce qui indique une augmentation du débit de fluide traversant les grilles (Fig. 5.15). Cependant, la différence de vitesse axiale entre l'entrée et la sortie des grilles diminue lorsque la vitesse spécifique augmente. La quantité de fluide éjectée en bout de pale par les rotors en raison des forces centrifuges est donc moins importante à grande vitesse spécifique. De plus, à mesure que  $\lambda$  augmente, les profils radiaux de vitesses dans le sillage des rotors deviennent de plus en plus uniformes le long de l'envergure. À faible vitesse spécifique, les vitesses axiales varient plus, avec notamment un fort ralentissement du fluide proche du pied de pale des rotors. En amont des rotors, la vitesse axiale est pratiquement constante le long des pales pour les trois vitesses spécifiques et pour les 8 rotors étudiés.

En comparant les profils radiaux de vitesse pour  $r/R_E \geq 0.75$  aux trois vitesses spécifiques étudiées, on remarque que l'influence du fluide extérieur sur l'écoulement se fait ressentir sur une plus grande

distance le long de la pale à grande vitesse spécifique. En effet, à  $\lambda = 1.4$ , les profils de vitesse axiale tendent vers  $V_Z/V_\infty = 1$  à partir de  $z/R_E = 0.75$ , tandis qu'à  $\lambda = 0.5$ , le ralentissement du fluide reste significatif pratiquement jusqu'à  $z/R_E = 1$ . Enfin, à la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ , la vitesse axiale dans le sillage est relativement proche de la distribution utilisée lors du dimensionnement pour les rotors de serrage 1, 1.25 et 1.5 (rotors S1, S125, S15, N8, N12). Pour les rotors faiblement serrés ( $\sigma = 0.5$ ), les vitesses axiales sont plus élevées, tandis que pour le rotor le plus serré N16 ( $\sigma = 2$ ), la vitesse axiale est plus faible. En revanche, les profils en amont des rotors sont assez éloignés de la distribution utilisée pour concevoir les rotors. Le fluide entre dans les grilles avec une vitesse axiale supérieure à la vitesse axiale de dimensionnement ( $V_{z1}/V_\infty > 2/3$ ).

L'influence du serrage sur les vitesses axiales est assez semblable, que ce soit en variant le nombre de pales (rotors Nx) ou la longueur des cordes (rotors Sx) pour modifier le serrage. À mesure que le serrage augmente, la vitesse axiale de l'écoulement en amont des rotors  $V_{z1}$ , donc le débit entrant dans la grille, diminue (Figs. 5.15a et 5.15b). De même, les vitesses axiales dans le sillage des rotors fortement serrés sont inférieures à celles dans le sillage des rotors faiblement serrés. Un rotor avec un serrage très élevé, comme le rotor N16, entraîne un ralentissement tel que l'on observe une bulle de recirculation dans son sillage. De plus, la différence de vitesses entre l'entrée et la sortie de la grille augmente avec le serrage, en particulier lors du passage d'un rotor peu serré ( $\sigma \leq 0.75$ ) à un rotor serré ( $\sigma \geq 1$ ).

Nous avons superposé les profils de vitesses des rotors ayant un même serrage, mais un nombre de pales différents à la Fig. 5.15c (rotors N4, S05, N12 et S15). L'allure générale des profils radiaux est assez semblable entre les rotors de même serrage, mais les normes des vitesses diffèrent en fonction du nombre de pales. À  $\lambda = 0.5$ , le rotor N12 ralentit davantage le fluide que le rotor S15, en particulier au niveau du pied de pale, et son sillage semble plus divergent. La différence entre les rotors de serrage  $\sigma = 0.5$  s'observe principalement en bout de pale, où la vitesse axiale est plus faible dans le sillage du rotor N4 que dans le sillage du rotor S05. À  $\lambda = 1$ , les rotors qui possèdent le plus de pales à même serrage (les rotors N12 et S05) ralentissent davantage le fluide sur toute l'envergure du rotor. Il est important de souligner que ce sont précisément ces rotors, avec le plus grand nombre de pales à serrage égal, qui atteignent les coefficients de puissance les plus élevés à  $\lambda = 1$ . Enfin, à  $\lambda = 1.4$ , les profils radiaux des rotors de serrage  $\sigma = 0.5$  sont confondus, tandis que la vitesse axiale est plus faible dans le sillage du rotor N12 que dans celui du rotor S15. En conclusion, pour un même serrage et à

la vitesse spécifique optimale, une augmentation du nombre de pales entraîne une réduction du débit entrant dans le rotor, une diminution de la vitesse axiale dans le sillage du rotor, et une augmentation de la différence de vitesse entre l'entrée et la sortie de la grille.

► *Vitesses tangentielles*  $V_\theta/V_\infty$

Nous allons maintenant analyser les champs et profils radiaux moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  présentés aux pages 232, 233 et 235.

Tout d'abord, pour tous les rotors et vitesses spécifiques étudiés, nous pouvons noter l'absence de pré-rotation, *i.e.*  $V_{\theta 1}/V_\infty = 0$ , pour  $r/R_E \geq 0.4$  (Fig. 5.16). En raison de la réflexion de la nappe laser sur le nez des rotors, la reconstruction des champs de vitesse tangentielle juste en amont des rotors est moins fiable pour  $r/R_E \leq 0.4$  (Figs. 5.13 et 5.14). Ainsi, les vitesses tangentielles non nulles observées sur les profils pour  $r/R_E \leq 0.4$  n'ont pas nécessairement d'explication physique claire, même si une pré-rotation de l'écoulement très proche des rotors peut exister.

Pour les 8 rotors, la vitesse tangentielle dans le sillage  $V_{\theta 2}$  diminue à mesure que la vitesse spécifique augmente. Par exemple, pour le rotor S1 (N8) et le point de coordonnées  $\{r/R_E; z/R_E\} = \{0.5; 1\}$ , la vitesse tangentielle normalisée diminue selon :  $V_{\theta 2}/V_\infty = 0.52$  à  $\lambda = 0.5$ ,  $V_{\theta 2}/V_\infty = 0.43$  à  $\lambda = 1$ , et enfin  $V_{\theta 2}/V_\infty = 0.27$  à  $\lambda = 1.4$ . Une seconde caractéristique commune aux 8 rotors est le changement d'allure des profils radiaux de vitesse tangentielle avec la vitesse spécifique. À mesure que  $\lambda$  augmente, les profils tendent à devenir de plus en plus droits. À  $\lambda = 1$  et 1.4, les maximums de vitesse tangentielle se situent au niveau du pied de pale ( $r/R_E = 0.3$ ) et juste en sortie des aubages. La vitesse tangentielle décroît ensuite de manière affine selon la coordonnée radiale. On peut également souligner la persistance de la rotation de l'écoulement sur plusieurs rayons dans le sillage des rotors (Figs. 5.13 et 5.14).

L'influence de l'écoulement extérieur sur le sillage des rotors se manifeste également sur les profils de vitesse tangentielle. La rotation du sillage ne s'étend pas sur toute l'envergure des rotors à grande vitesse spécifique, et nous pouvons observer une diminution rapide de  $V_{\theta 2}$  près de l'extrémité des pales. En effet, à mesure que la vitesse spécifique augmente, on constate que la coordonnée radiale à partir de laquelle la vitesse tangentielle  $V_{\theta 2}$  décroît jusqu'à 0 se rapproche de  $r/R_E = 0.85$ , ce qui suggère que les phénomènes de mélange entre le flux d'air non perturbé et le sillage, ainsi que le processus d'homogénéisation des vitesses, démarrent plus tôt dans le sillage. À la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ , les distributions de vitesses tangentielles des rotors serrés ( $\sigma \geq 1$ ) diffèrent

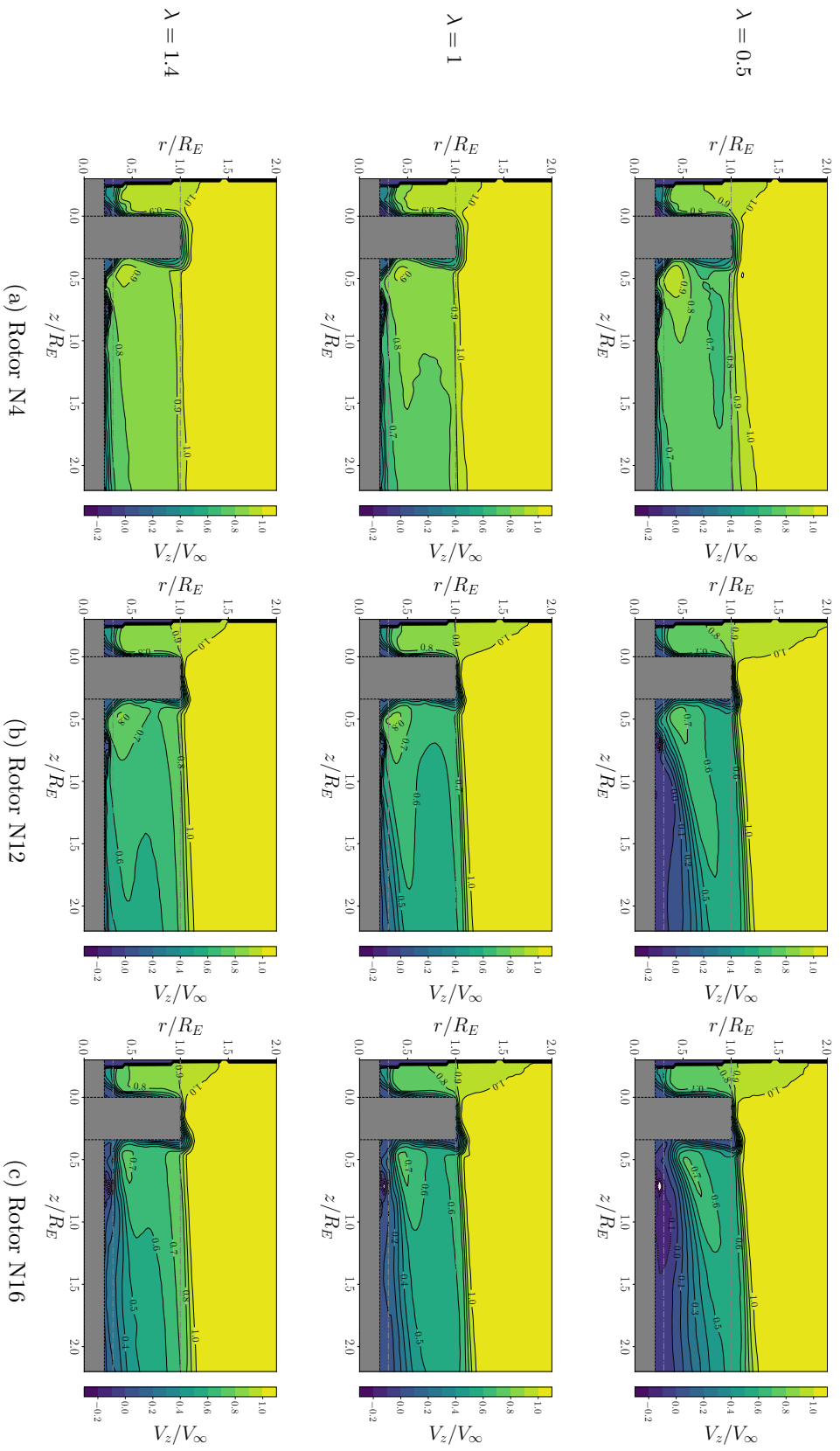


FIGURE 5.11 – Champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  autour des rotors N4 (a), N12 (b) et N16 (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale.

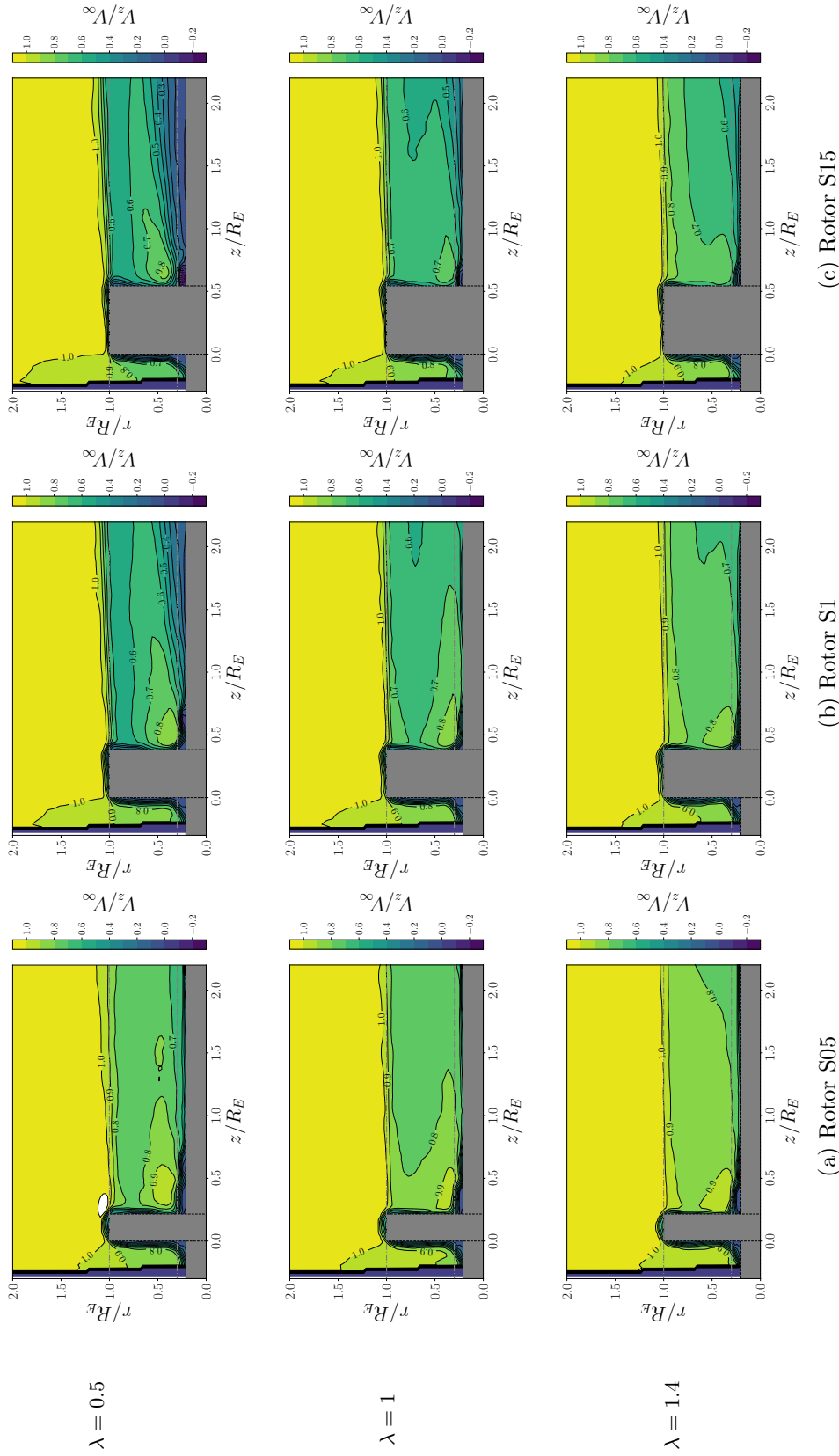


FIGURE 5.12 – Champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  autour des rotors S05 (a), S1 (b) et S15 (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale.



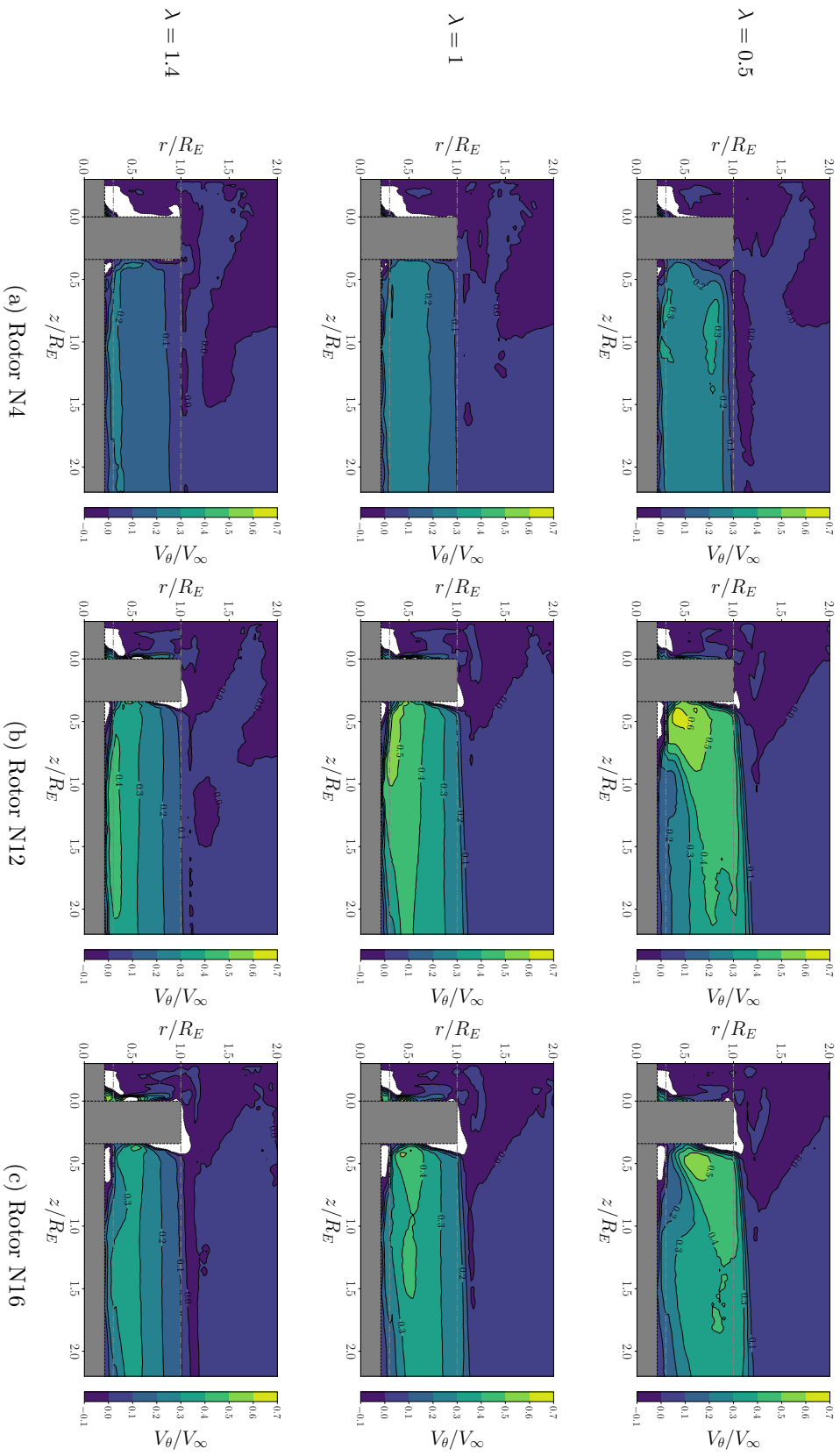


FIGURE 5.13 – Champs moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour des rotors N4 (a), N12 (b) et N16 (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale.

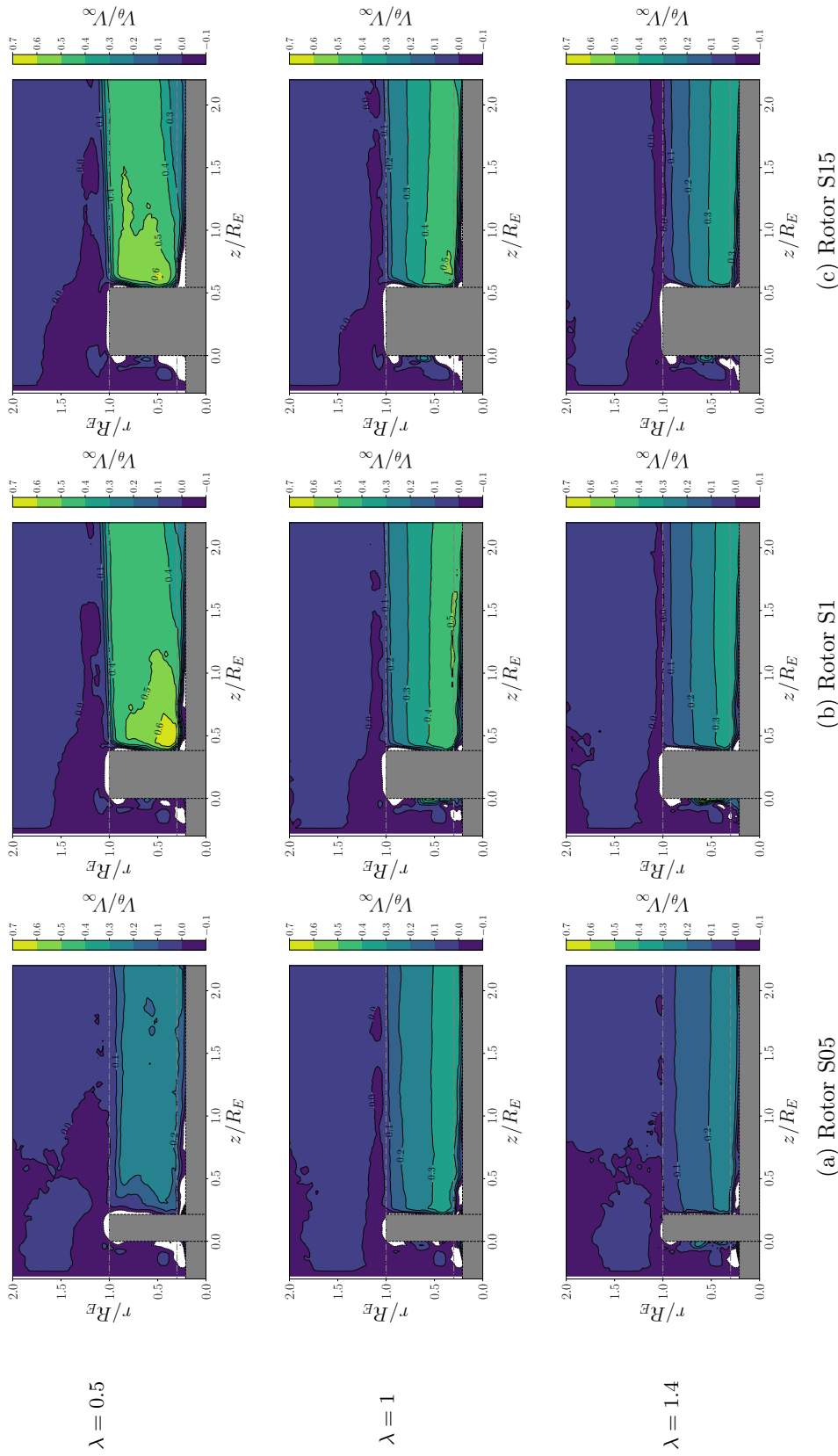


FIGURE 5.14 – Champs moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour des rotors S05 (a), S1 (b) et S15 (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale.

## 5.2. INFLUENCE DU SERRAGE ET DU NOMBRE DE PALES

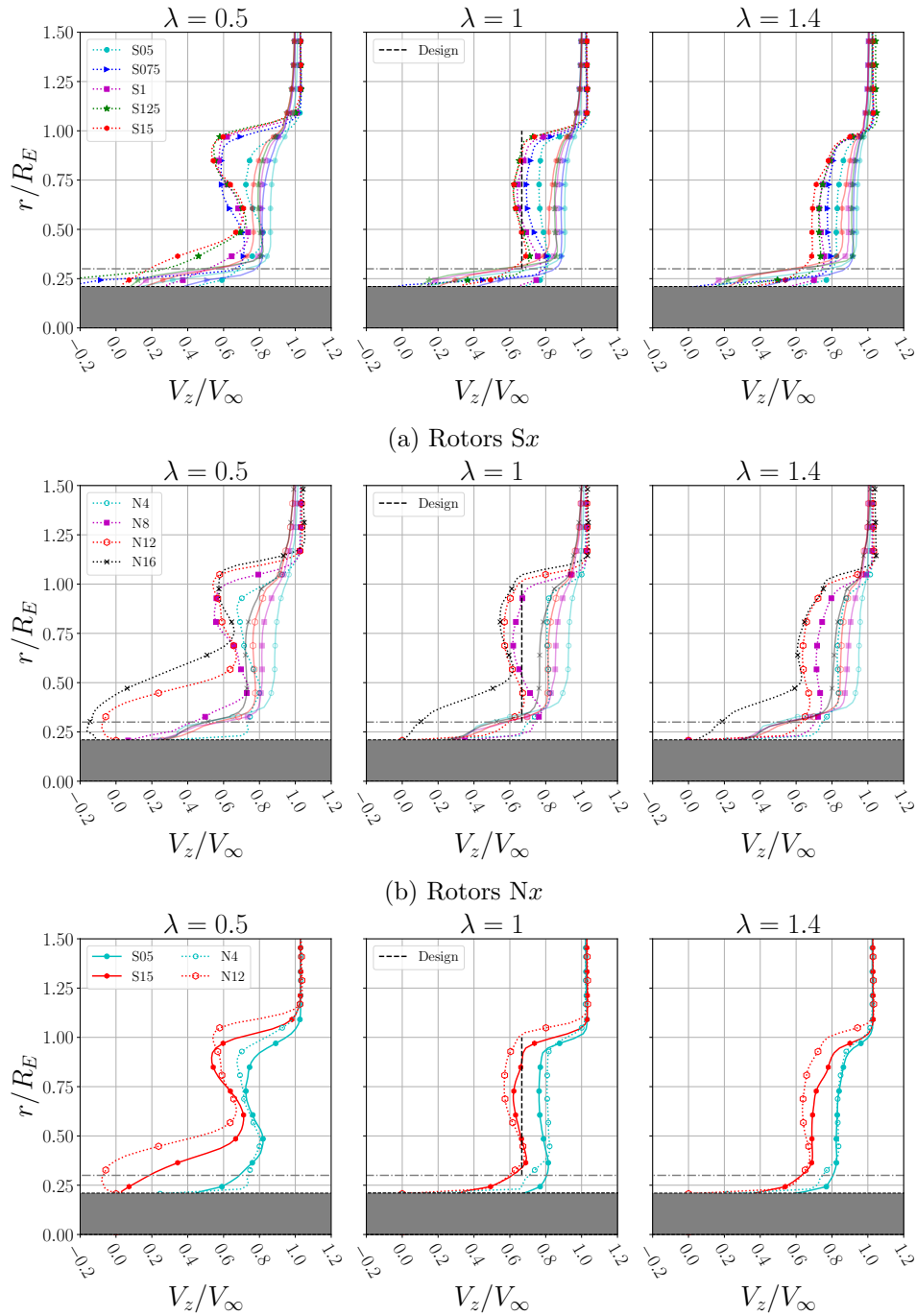


FIGURE 5.15 – Profils radiaux moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  à une distance de l’origine  $z/R_E = 1$  (traits pleins) et  $z/R_E = -0.1$  (traits semi-transparents) des rotors  $Sx$  (a), des rotors  $Nx$  (b), et des rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c), aux trois vitesses spécifiques étudiées  $\lambda = 0.5, 1$  et  $1.4$ .

## 5.2. INFLUENCE DU SERRAGE ET DU NOMBRE DE PALES

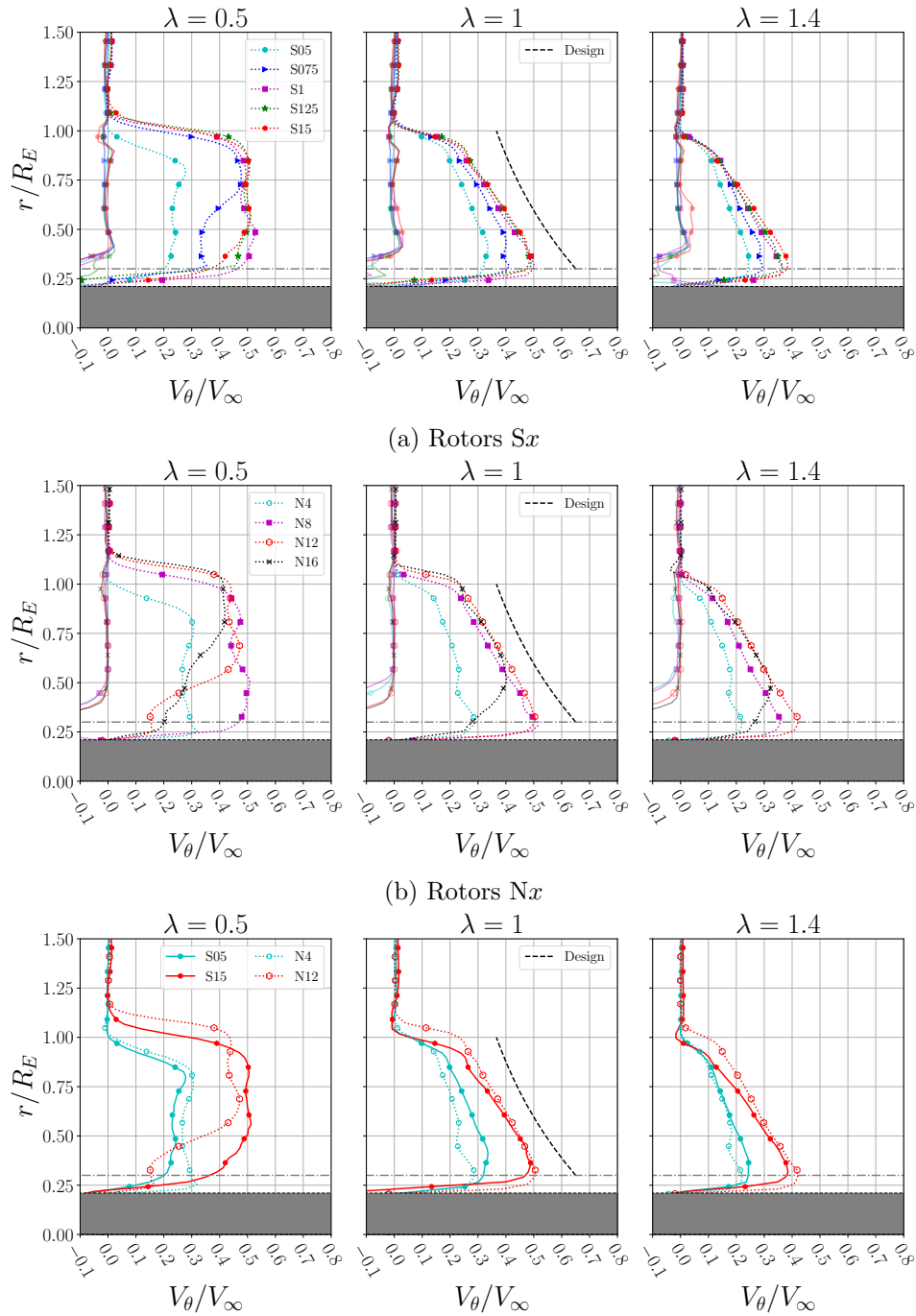


FIGURE 5.16 – Profils radiaux moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  à une distance de l'origine  $z/R_E = 1$  (traits pleins) et  $z/R_E = -0.1$  (traits semi-transparents) des rotors  $Sx$  (a), des rotors  $Nx$  (b), et des rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c), aux trois vitesses spécifiques étudiées  $\lambda = 0.5, 1$  et  $1.4$ .

de la distribution géométrique d'environ  $V_{\theta 2}/V_{\infty} = 0.1$  le long de l'envergure. Cet écart est légèrement plus important en bout de pale, en raison de la présence de l'écoulement d'air non perturbé et non rotatif.

La vitesse tangentielle dans le sillage des rotors  $Sx$  augmente à mesure que le serrage augmente (Figs. 5.14 et 5.16a). L'augmentation de  $V_{\theta 2}$  est très prononcée lorsque le serrage passe de  $\sigma = 0.5$  à  $\sigma = 1$ , mais au-delà, il y a peu de différences à  $\lambda = 1$ , et seulement une légère augmentation de la vitesse tangentielle avec le rotor S15 à  $\lambda = 1.4$ . Pour les rotors  $Nx$ , on observe sur les champs moyens à la Fig. 5.13 que la vitesse tangentielle augmente fortement entre les rotors N4 et N12, mais elle diminue entre les rotors N12 et N16. Cela s'observe également sur les profils de vitesse à  $\lambda = 1$  (Fig. 5.16b), sur lesquels on constate que ce n'est pas le rotor ayant le plus grand serrage (le rotor N16 avec  $\sigma = 2$ ) qui induit la plus forte rotation du sillage, mais c'est le rotor N12 ( $\sigma = 1.5$ ). En raison du serrage important du rotor N16, il est possible que les forces de frottement visqueuses entre le fluide et les pales soient très importantes et obstruent le passage du fluide dans la grille, notamment au niveau du pied de pale. À  $\lambda = 1.4$ , les profils radiaux de  $V_{\theta}/V_{\infty}$  des rotors N12 et N16 sont confondus pour  $r/R_E \geq 0.5$ , et la vitesse tangentielle augmente à mesure que le nombre de pales, *i.e.* le serrage, augmente pour  $N \leq 12$ .

Nous allons maintenant comparer les champs et les profils radiaux des rotors ayant le même serrage mais un nombre de pales différent (Fig. 5.16c). Sur les champs de vitesse tangentielle à  $\lambda = 0.5$ , on peut noter que les rotors N4 et N12 induisent plus de rotation à l'écoulement juste en sortie de grille. Cependant, en  $z/R_E = 1$ , on constate que c'est le rotor S15 à 8 pales qui possède un sillage plus rotatif. En ce qui concerne les rotors de serrage  $\sigma = 0.5$ , c'est le rotor N4 à 4 pales qui induit plus de rotation que le rotor S05 à 8 pales.

À  $\lambda = 1$ , la vitesse tangentielle en aval du rotor N16 est légèrement supérieure à celle du rotor S15, et la vitesse tangentielle en aval du rotor S05 est nettement supérieure à celle du rotor N4. Par ailleurs, les rotors N16 et S05, qui ont plus de pales pour un même serrage que les rotors S15 et N4, atteignent des coefficients de puissance et de couple plus élevés, ce qui peut être corrélé à la plus grande vitesse tangentielle dans leur sillage. On observe la même tendance à  $\lambda = 1.4$ .

En conclusion, les rotors dimensionnés selon la méthode « grille d'aubes » présentent des sillages très stables, avec des iso-contours de vitesses clairement définis et une rotation importante de l'écoulement, qui persiste sur plusieurs rayons. La vitesse tangentielle augmente à mesure que le serrage augmente,

en particulier lorsque le serrage passe de  $\sigma = 0.5$  à  $\sigma = 1$ . Au-delà d'un certain niveau de serrage, les différences de vitesses tangentielle deviennent moins prononcées et la rotation du sillage peut même diminuer.

### Angles fluides

Nous avons calculé les angles relatifs en entrée,  $\phi_{1,\text{Exp}}$ , et en sortie des rotors,  $\phi_{2,\text{Exp}}$ , à partir des champs moyens de vitesses. Les profils radiaux de  $\phi_{1,\text{Exp}}$  ont été calculés à une distance  $z/R_E = -0.1$  du bord d'attaque, tandis que les profils de  $\phi_{2,\text{Exp}}$  ont été obtenus juste en sortie des aubages des différents rotors. Nous avons tracé à la Fig. 5.17, la déviation du fluide  $\Delta\phi = \phi_{1,\text{Exp}} - \phi_{2,\text{Exp}}$  à travers les différents rotors pour les trois vitesses spécifiques considérées. Nous avons également calculé et tracé les profils radiaux des écarts entre les angles relatifs géométriques des aubages ( $\phi_{1,\text{Design}}, \phi_{2,\text{Design}}$ ) et les angles relatifs de l'écoulement, à la fois en entrée  $\Delta\phi_1 = \phi_{1,\text{Exp}} - \phi_{1,\text{Design}}$ , et en sortie  $\Delta\phi_2 = \phi_{2,\text{Exp}} - \phi_{2,\text{Design}}$  des grilles (Figs. 5.18 et 5.19). Enfin, nous présentons à la Fig. 5.20 les profils radiaux des angles d'attaque calculés à partir des angles relatifs à l'entrée et des distributions de calage ( $\beta$ ), selon  $\alpha = \phi_{1,\text{Exp}} - \beta$ . Pour rappel, les angles relatifs sont calculés selon :

$$\tan(\phi) = \frac{V_z}{U + V_\theta}$$

Les angles relatifs géométriques des aubages sont obtenus avec les distributions de vitesses utilisées pour le dimensionnement, tandis que les angles relatifs fluides sont calculés à partir des vitesses d'écoulement expérimentales.

#### ► *Angles relatifs et déflexion*

Tout d'abord, que ce soit pour les rotors Nx ou Sx, on observe que la déviation du fluide  $\Delta\phi$  diminue à mesure que la vitesse spécifique augmente, ce qui est cohérent avec la diminution du coefficient de couple des rotors avec la vitesse spécifique (Fig. 5.17). Il convient de souligner que le lien direct entre l'augmentation de  $\Delta\phi$  et l'augmentation de  $C_\tau$  n'est valable que si les vitesses axiales sont identiques pour les différentes vitesses spécifiques, ce qui n'est pas le cas pour les turbomachines à écoulement externe. Même si vitesse axiale en entrée des rotors  $V_{z1}$  diminue lorsque la vitesse spécifique diminue (Fig. 5.15), la forte déflexion du fluide à travers les rotors serrés à faible vitesse spécifique ( $\lambda = 0.5$ ) entraîne des coefficients de couple élevés.

La déflexion du fluide  $\Delta\phi$  augmente à mesure que le serrage des rotors augmente. Toutefois, l'écart entre les profils radiaux de  $\Delta\phi$  pour les rotors  $Sx$  de serrage supérieur à 1 est plus marqué que celui observé pour les rotors  $Nx$ , où les profils radiaux à  $\lambda = 1$  se superposent quasiment. De nouveau, d'un point de vue conversion de puissance, une déflexion du fluide plus importante entraîne un coefficient de couple plus élevé, conformément au théorème d'Euler des turbomachines, et en supposant que le débit est le même à travers les rotors. Il est donc cohérent que les rotors avec un serrage élevé ( $\sigma \geq 1$ ) atteignent des coefficients de couple plus élevés que les rotors faiblement serrés ( $\sigma \leq 0.75$ ). Il n'est pas aussi simple de comparer les rotors fortement serrés, et de conclure directement qu'une plus grande déviation de l'écoulement entraîne un coefficient de couple plus élevé. En effet, pour  $\sigma \geq 1$  les profils de déflexion  $\Delta\phi$  sont proches, notamment en bout de pale, mais le débit de fluide entrant varie entre les rotors. En d'autres termes, le rotor qui dévie le plus le fluide n'est pas nécessairement celui qui atteint le coefficient de couple le plus élevé, car le débit entrant peut être plus faible. Par exemple, à  $\lambda = 1.4$ , le rotor S15 dévie davantage le fluide que le rotor S125 (Fig. 5.17a), mais ses coefficients de couple et puissance sont inférieurs (Fig. 5.7a) en raison de vitesses axiales plus faibles, *i.e.* un débit de fluide entrant dans la grille inférieur (Fig. 5.15a).

À la vitesse spécifique de dimensionnement  $\lambda = 1$ , on peut noter que la déflexion du fluide au niveau du pied de pale est inférieure à la déflexion géométrique (représentée par des traits pointillés noirs), mais elle est supérieure pour  $r/R_E \geq 0.5$ . Une distribution radiale de serrage variable pourrait éventuellement permettre un meilleur guidage de l'écoulement. On remarque également que  $\Delta\phi(S05) \geq \Delta\phi(N4)$  et que  $\Delta\phi(N12) \geq \Delta\phi(S15)$  à  $\lambda = 1$  sur une grande partie de l'envergure des rotors, ce qui est cohérent avec les coefficients de couple et de puissance plus élevés atteints par les rotors S05 et N12 à  $\lambda = 1$  (Fig. 5.7c). Au point de dimensionnement, il semble préférable, pour un même serrage, d'augmenter le nombre de pales plutôt que la longueur des cordes afin de dévier davantage le fluide et produire plus de couple. Il semble que cette relation s'inverse de part et d'autre de la vitesse spécifique optimale ( $\lambda = 0.5$  et  $\lambda = 1.4$ ). Toutefois, il est important de rappeler qu'une plus grande déflexion de l'écoulement ne garantit pas nécessairement une meilleure performance de la grille, en particulier si cela entraîne une réduction importante du débit de fluide entrant.

Pour les 8 rotors, la différence entre l'angle relatif expérimental à l'entrée des rotors et l'angle relatif géométrique au bord d'attaque,  $\Delta\phi_1$ , diminue à mesure que le serrage et la vitesse spécifique augmente (Fig. 5.18). À la vitesse spécifique optimale  $\lambda = 1$ , cet écart est inférieur à  $8^\circ$  pour les rotors

ayant un serrage  $\sigma \geq 1$ . Par ailleurs, à grande vitesse spécifique ( $\lambda = 1.4$ ),  $\Delta\phi_1$  est négatif, ce qui signifie que le flux d'air pénètre dans la grille en impactant la surface supérieure des pales (l'extrados). Enfin, on observe seulement de légères différences entre les profils radiaux de  $\Delta\phi_1$  des rotors de serrage identiques, mais ayant un nombre de pales différents (Fig. 5.18c). Pour  $r/R_E \geq 0.5$ ,  $\Delta\phi_1$  est supérieur pour les rotors S05 et S15 que pour les rotors N4 et N16 mais cette tendance s'inverse pour  $\lambda = 1$ . À  $\lambda = 1.4$ , les profils de  $\Delta\phi_1$  des rotors N4 et S05 se confondent, tandis que le fluide pénètre dans le rotor N12 avec un angle relatif plus proche de l'angle géométrique relatif du bord d'attaque que pour le rotor S15.

La différence entre les angles relatifs expérimentaux en sortie des aubages et les angles géométriques aux bords de fuite des rotors,  $\Delta\phi_2$ , diminue également à mesure que le serrage augmente (Fig. 5.19). À  $\lambda = 1$ , cette différence est proche de  $0^\circ$  pour les rotors fortement serrés (S125, S15, N12, N16) sur une grande partie de l'envergure. Cela signifie que le fluide sort du rotor avec un angle relatif égal à l'angle relatif géométrique des aubages, ce qui était l'objectif du dimensionnement selon la méthode « grille d'aubes ». Pour tous les rotors et les trois vitesses spécifiques, l'écart entre l'angle relatif de sortie du fluide et l'angle relatif géométrique est le plus important au niveau du pied de pale. Cela peut en partie être dû à la présence de la nacelle et du moyeu, qui perturbent significativement l'écoulement dans cette région. Entre  $\lambda = 0.5$  et  $\lambda = 1$ ,  $\Delta\phi_2$  diminue principalement pour les rotors faiblement serrés (N4 et S05). Pour les rotors serrés, l'allure du profil change, mais les valeurs de  $\Delta\phi_2$  varient essentiellement en pied de pale. L'augmentation de la vitesse spécifique de  $\lambda = 1$  à  $\lambda = 1.4$  a peu d'effet sur l'angle relatif de sortie du fluide, et le profil de  $\Delta\phi_2$  reste pratiquement inchangé. Cela suggère que les variations de  $\Delta\phi$ , *i.e.* de la déviation du fluide, entre ces deux vitesses spécifiques sont principalement dues aux variations, avec la vitesse spécifique, des angles relatifs du fluide à l'entrée des grilles  $\phi_{1,Exp}$ . Enfin, il est important de souligner que malgré les angles d'entrée très différents, l'écart entre l'angle relatif de l'écoulement en sortie des rotors serrés et l'angle géométrique reste inférieur à  $10^\circ$  sur presque toute l'envergure pour les trois vitesses spécifiques étudiées. Cela témoigne du bon guidage de l'écoulement à travers les grilles serrées, indépendamment de la manière dont le fluide pénètre.

Enfin, si l'on compare les profils de  $\Delta\phi_2$  des rotors ayant le même serrage (Fig. 5.19c), il est à noter que la différence d'angles  $\Delta\phi_2$  à  $\lambda = 0.5$  est plus faible pour les rotors N4 et N12 par rapport à celle des rotors S05 et S15. Cependant, à  $\lambda = 1$ , cette tendance s'inverse pour les deux rotors de serrage



## 5.2. INFLUENCE DU SERRAGE ET DU NOMBRE DE PALES

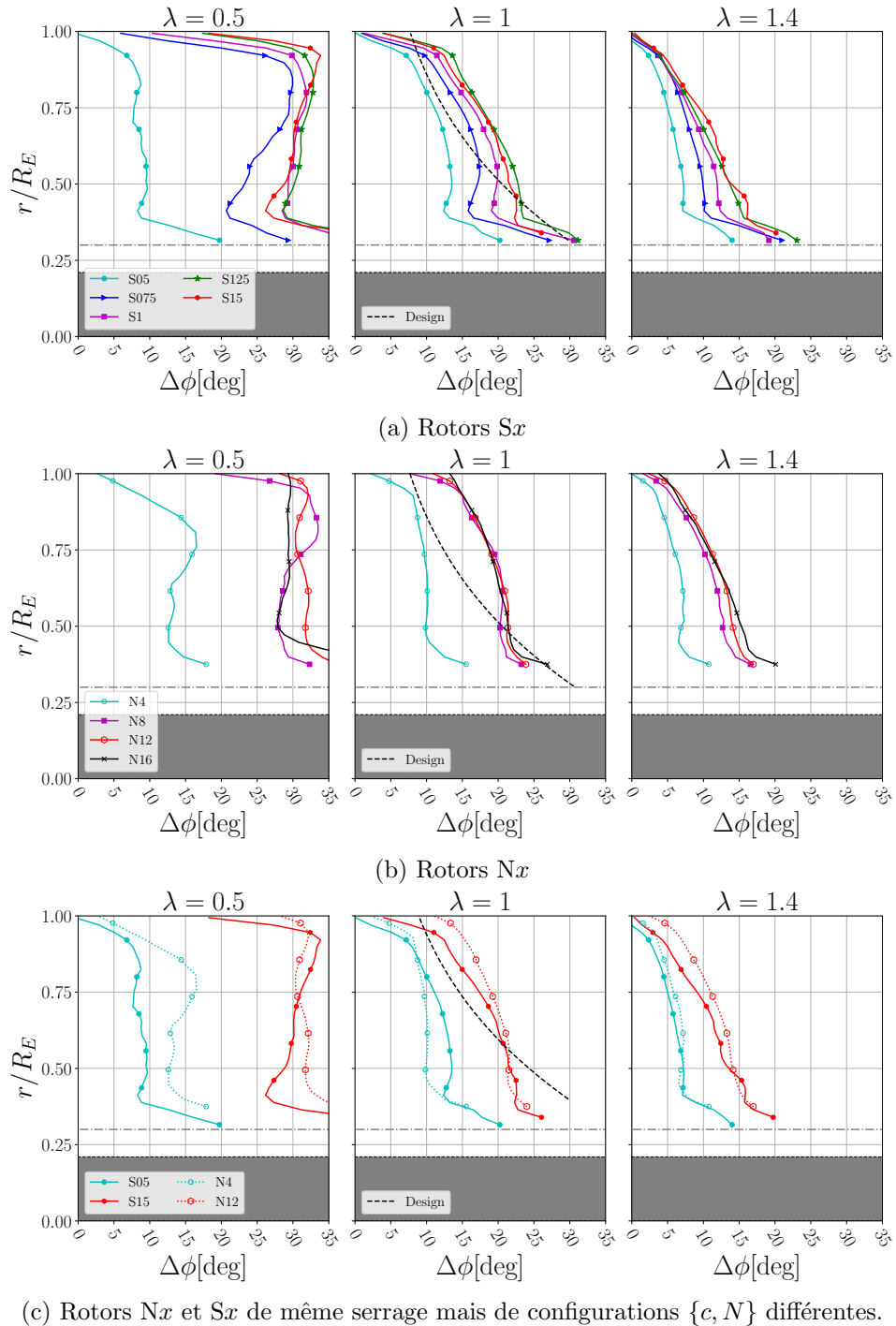


FIGURE 5.17 – Profils radiaux moyens de la déviation de l'écoulement  $\Delta\phi = \phi_{1,Exp} - \phi_{2,Exp}$  à travers les rotors  $Sx$  (a), les rotors  $Nx$  (b), et les rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c).

## 5.2. INFLUENCE DU SERRAGE ET DU NOMBRE DE PALES

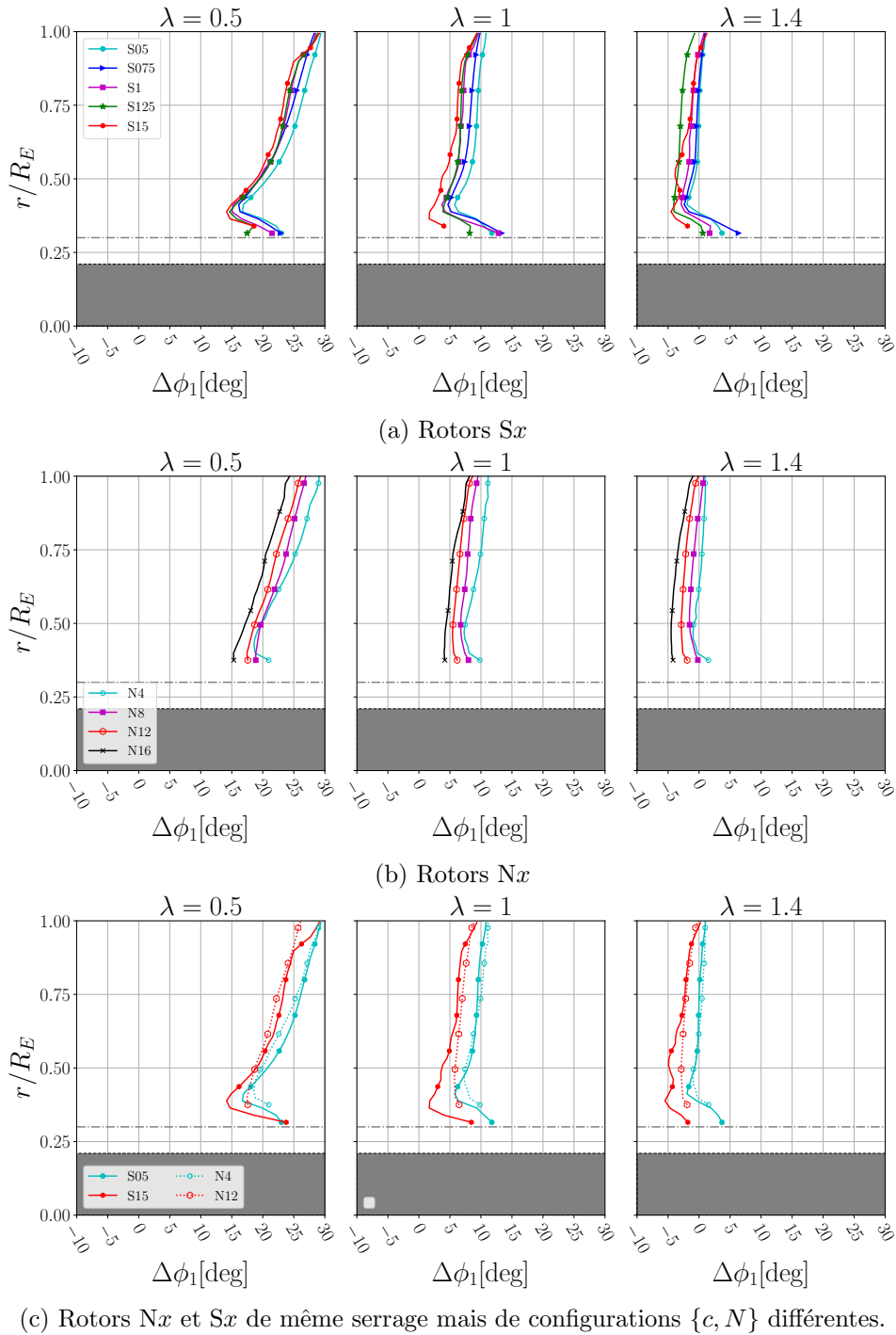


FIGURE 5.18 – Profils radiaux moyens de l'écart entre l'angle relatif de l'écoulement à l'entrée des aubages et l'angle relatif géométrique aux bords d'attaque ( $\Delta\phi_1 = \phi_{1,Exp} - \phi_{1,Design}$ ) pour les rotors  $Sx$  (a), les rotors  $Nx$  (b), et les rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c).

## 5.2. INFLUENCE DU SERRAGE ET DU NOMBRE DE PALES

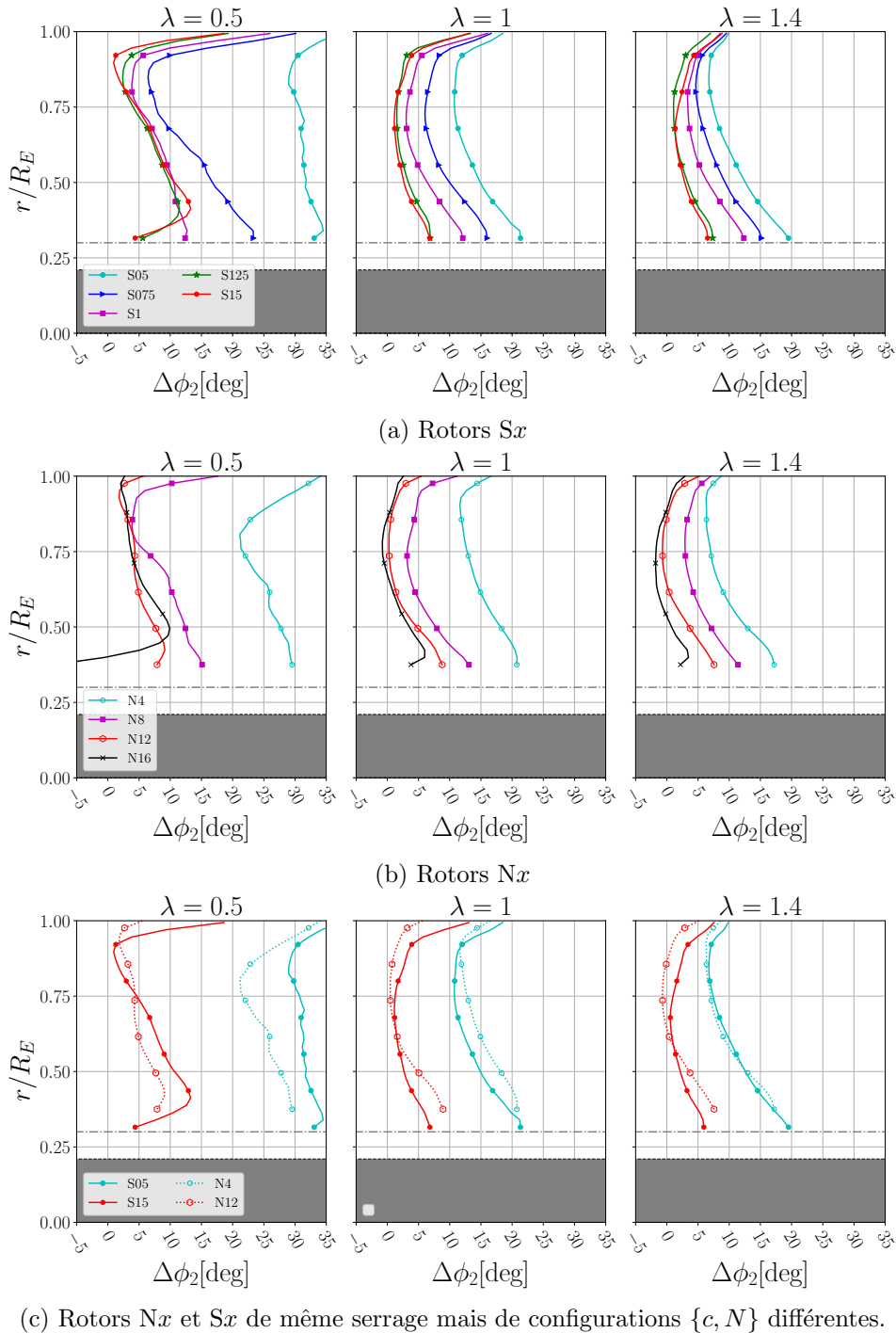


FIGURE 5.19 – Profils radiaux moyens de l'écart entre l'angle relatif de l'écoulement à la sortie des aubages et l'angle relatif géométrique aux bords de fuite ( $\Delta\phi_2 = \phi_{2,Exp} - \phi_{2,Design}$ ) pour les rotors  $Sx$  (a), les rotors  $Nx$  (b), et les rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c).

## 5.2. INFLUENCE DU SERRAGE ET DU NOMBRE DE PALES

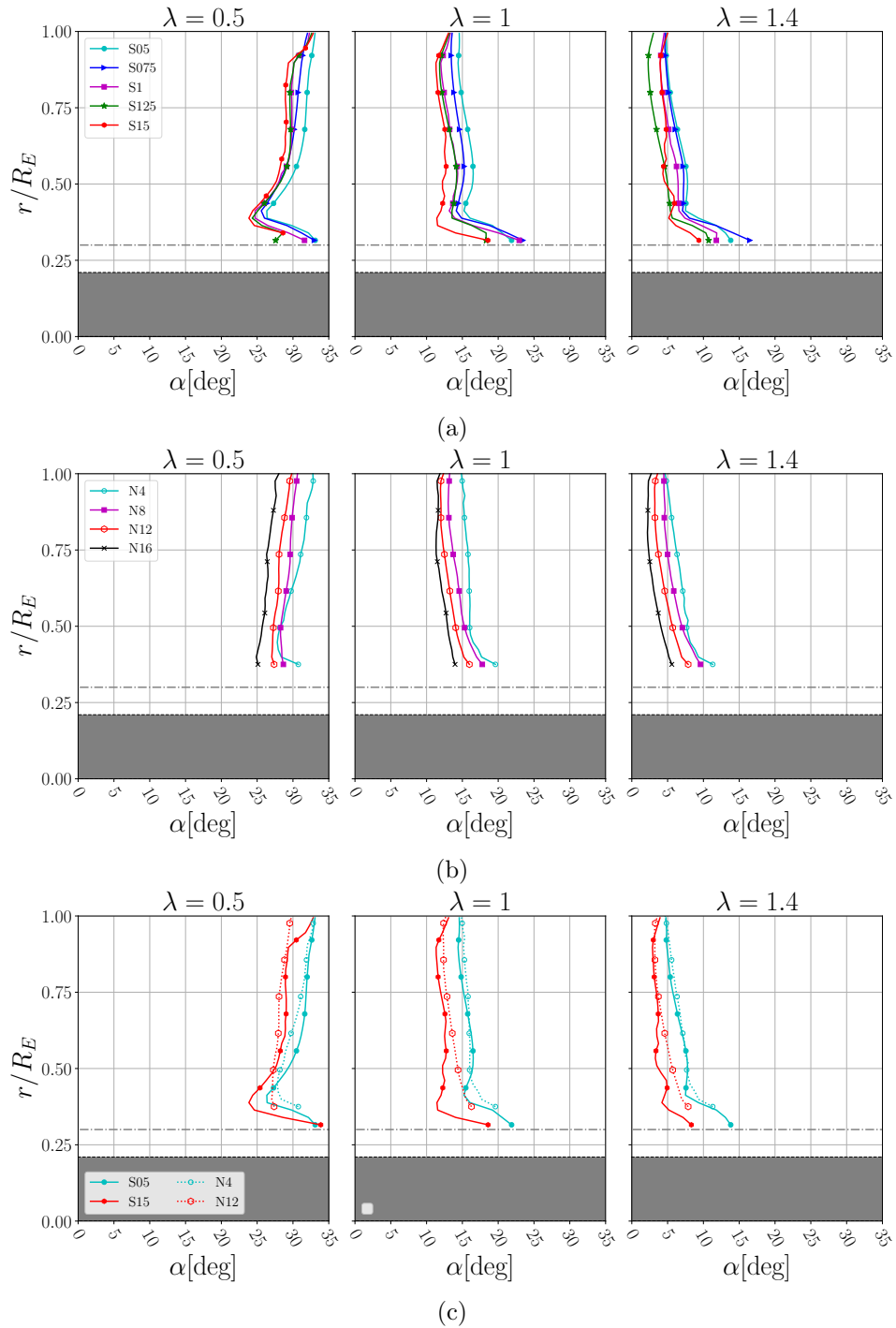


FIGURE 5.20 – Profils radiaux moyens d’angles d’attaque à l’entrée des rotors  $Sx$  (a), des rotors  $Nx$  (b), et des rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c). Les angles d’attaque sont calculés à partir des angles relatifs expérimentaux à l’entrée des grilles et de la distribution de calage ( $\alpha = \phi_{1,Exp} - \beta$ ).

$\sigma = 0.5$ . L'écoulement en sortie du rotor à 8 pales suit donc mieux l'angle géométrique relatif de sortie que pour le rotor à quatre pales. Pour les rotors ayant un serrage  $\sigma = 1.5$ , l'écart  $\Delta\phi_2$  au niveau du pied de pale ( $r/R_E \leq 0.6$ ) est inférieur pour le rotor S15, mais cela s'inverse pour  $r/R_E \geq 0.6$ . En effet, le fluide sort du rotor N12 avec le même angle relatif que la géométrie de la pale au bord de fuite. Ces résultats sont pratiquement similaires à  $\lambda = 1.4$  avec les rotors de serrage 1.5. En revanche, les profils de  $\Delta\phi_2$  se superposent pour les deux rotors ayant un serrage de 0.5 à  $\lambda = 1.4$ .

### ► Angles d'attaque

On observe à la Fig. 5.20 une influence significative du serrage sur l'angle d'attaque avec lequel l'écoulement pénètre dans les grilles. Que ce soit pour les rotors Nx ou Sx, les angles d'attaques diminuent lorsque le serrage augmente. De plus, à la vitesse spécifique optimale  $\lambda = 1$ , on remarque que l'angle d'attaque n'est pas le même suivant le serrage des rotors. Les rotors de serrage  $\sigma = 1.5$  ont un angle d'attaque optimal autour de  $12^\circ$  alors que celui des rotors de serrage  $\sigma = 0.5$  est plutôt de  $15^\circ$ . Le serrage a donc une influence importante sur les caractéristiques aérodynamiques des grilles d'aubes, et en particulier l'angle d'attaque pour lequel les performances, ou bien la finesse pour reprendre le vocabulaire liés aux polaires, sont maximales.

De plus, il est intéressant de noter que les angles d'attaque diminuent à mesure que la vitesse spécifique augmente. Les angles d'attaque sont particulièrement élevés à  $\lambda = 0.5$ , atteignant environ  $25^\circ$  à  $30^\circ$ . Cependant, malgré ces angles élevées, on n'observe pas de large bulle de recirculation dans le sillage des rotors Sx. L'interaction entre l'extrados d'un profil et l'intrados d'un profil supérieur, combinée à la différence de pression significative générée par les rotors serrés entre l'entrée et la sortie de la grille, peut prévenir le décollement des couches limites et la formation de vastes régions de recirculation. Toutefois, un serrage excessif (rotor N16 avec  $\sigma = 2$ ) induit une diminution excessive de la vitesse axiale de l'écoulement, ce qui conduit à la formation d'une bulle de recirculation et des performances inférieures.

### **Influence du nombre de pales sur les tourbillons marginaux**

Les champs de vorticité normalisée  $\omega_y R_E / V_\infty$  révèlent la présence de tourbillons marginaux dans le sillage des rotors (Fig. 5.21). Le nombre de vortex marginaux dans le champ de vision des caméras diminue à mesure que le nombre de pales augmente en raison du serrage plus élevé.   partir des

## 5.2. INFLUENCE DU SERRAGE ET DU NOMBRE DE PALES

champs de vorticité synchronisés, nous avons relevé les positions et les intensités normalisées des vortex marginaux pour les quatre rotors et les trois vitesses spécifiques étudiées.

Tout d’abord, le sillage diverge davantage à mesure que le nombre de pales augmente (Fig. 5.22a). Cette observation est cohérente avec les résultats concernant les vitesses axiales. En effet, les rotors fortement serrés induisent une plus grande décélération du fluide, par conséquent le tube de courant s’élargit davantage afin de respecter le principe de conservation de la masse. Comme pour les rotors optimaux de Glauert, Betz et Joukowsky, l’expansion du sillage diminue à mesure que la vitesse spécifique augmente, ce qui est logique au regard de la réduction de la décélération de l’écoulement induite par les rotors avec la vitesse spécifique.

Il est également remarquable, sur le champ de vorticité du rotor N16 à  $\lambda = 1$ , qu’un tourbillon « saute » au dessus d’un autre tourbillon autour de  $z/R_E = 2.1$  (Fig. 5.21d). Comme introduit dans le chapitre précédent, cet évènement est précurseur aux phénomènes de *leapfrogging* et d’appariement de tourbillons marginaux (*vortex pairing*). Ce « saut » n’est visible que dans le sillage du rotor N16,

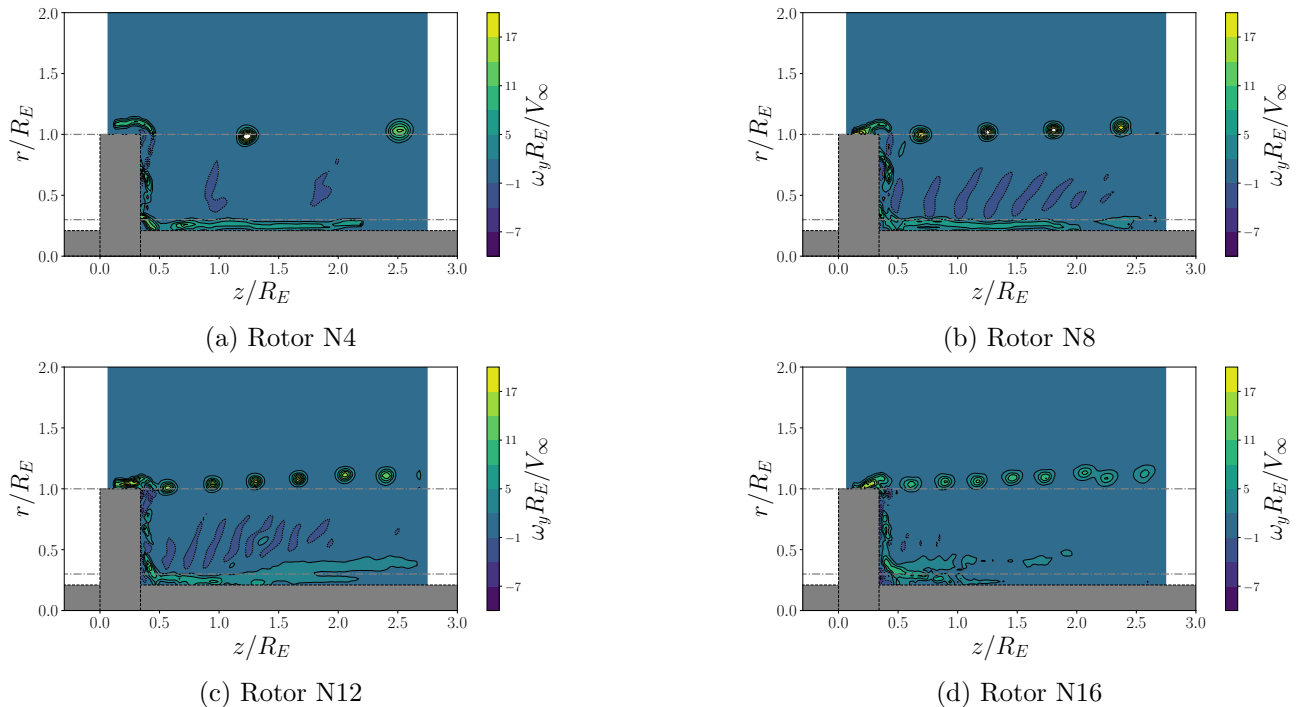


FIGURE 5.21 – Champs de vorticité normalisée  $\omega_y R_E / V_\infty$  pour une phase angulaire autour des rotors N4 (a), N8 (b), N12 (c), et N16 (d) à  $\lambda = 1$ . Les champs pour une phase angulaire sont obtenus en moyennant arithmétiquement 200 champs instantanés, synchronisés avec le passage d’une pale.

à  $\lambda = 1$  et  $\lambda = 1.4$  (en raison du champ de vision des caméras limité). La désintégration de la structure tourbillonnaire hélicoïdale émanant de ce rotor se produit donc plus près dans son sillage que pour les autres rotors. Ce résultat semble d'ailleurs cohérent avec l'évolution de l'intensité des vortex marginaux dans le sillage des rotors (Fig. 5.22b). En effet, l'intensité des tourbillons diminue à mesure que le nombre de pales augmente. On peut ainsi supposer que les tourbillons moins intenses dans le sillage du rotor N16 se désintègrent plus tôt.

De plus, l'intensité des premiers tourbillons marginaux diminue à mesure que la vitesse spécifique augmente pour les quatre rotors (Fig. 5.22b). Cependant, l'intensité des tourbillons décroît plus rapidement à faible vitesse spécifique, probablement en raison du pas plus important de l'hélice à  $\lambda = 0.5$ . En effet, à chaque rotation de l'hélice, le tourbillon parcourt une plus grande distance horizontale, et est donc soumis à des contraintes de cisaillement plus importantes avec l'air non perturbé. Étant donné que ces deux observations sont antagonistes, il est difficile de prédire quel sillage éclatera en premier

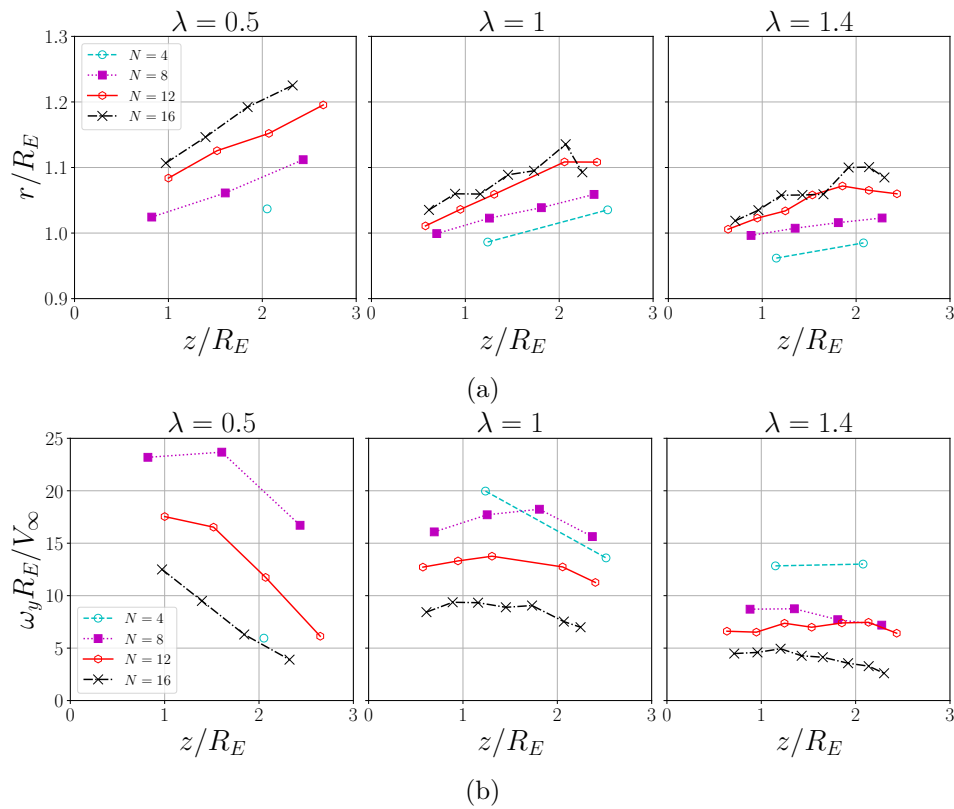


FIGURE 5.22 – (a) Position des centres des tourbillons marginaux. (b) Vorticité adimensionnée au centre des tourbillons en fonction de la position horizontale des vortex.

à partir des résultats actuels. Il aurait été intéressant d'avoir des champs de vorticité sur une plus grande distance en aval des rotors afin de poursuivre l'analyse. Malheureusement, en raison du champ de vision des caméras limité, il n'a pas été possible d'obtenir à la fois les champs de vitesses en amont des rotors et une profondeur suffisante en aval pour étudier de manière plus approfondie l'éclatement des sillages. Cette étude pourrait constituer une perspective intéressante pour des futures recherches, notamment dans le contexte d'optimisation des emplacements d'éoliennes au sein de fermes éoliennes.

En résumé, plus le nombre de pales augmente, plus le sillage s'étend et moins les tourbillons sont intenses, ce qui semble également accélérer la déstructuration du sillage.

### 5.2.4 Conclusion sur l'influence du serrage

Nous avons examiné dans cette section l'impact du serrage sur les performances et les caractéristiques des écoulements autour de micro-éoliennes de 200 mm de diamètre, dimensionnées selon la méthode « grille d'aubes » pour une faible vitesse spécifique  $\lambda = 1$ .

Nous avons identifié que les micro-éoliennes présentant un serrage élevé, mais pas excessif ( $1.25 \leq \sigma \leq 1.75$ ), ainsi qu'un nombre de pales élevé ( $N \geq 8$ ), étaient de bonnes candidates pour des applications de micro-récupération d'énergie. En effet, ces rotors possèdent :

- un coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  élevé
- une courbe  $C_p - \lambda$  étendue autour de  $C_{p,max}$
- une faible vitesse de démarrage
- une caractéristique  $C_\tau - \lambda$  rectiligne et de grande amplitude.

Dans cette étude, le rotor à 12 pales, avec un serrage  $\sigma = 1.5$ , atteint le coefficient de puissance maximal le plus élevé ( $C_{p,max} = 0.310$ ) à la vitesse spécifique de dimensionnement.

En revanche, les rotors faiblement serrés ( $\sigma \leq 0.75$ ) atteignent des coefficients de puissance plus faibles et nécessitent des vitesses de vent plus élevées pour commencer à tourner. Par ailleurs, ces rotors ont des caractéristiques  $C_\tau - \lambda$  non monotones, dont les variations témoignent des phénomènes couramment observés avec les profils aérodynamiques isolés, tels que le décrochage et l'hystérésis des coefficients de couple et de puissance.

L'évolution des caractéristiques du coefficient de couple  $C_\tau - \lambda$ , passant d'une courbe non monotone à faible serrage à une courbe rectiligne et de forte pente à grand serrage, témoigne d'un véritable « effet



de grille » dont les effets s'amplifient avec l'augmentation du serrage. Bien que les pales des rotor à faible serrage puissent être approximativement modélisées comme une somme de profils isolés, cette approche n'est plus pertinente pour les rotors à serrage élevé. Dans ce cas, il est nécessaire de considérer et d'analyser les pales non plus comme une simple somme de profils indépendants, mais plutôt comme assemblage de profils qui interagissent entre eux, et dont les propriétés aérodynamiques dépendent du serrage.

Nous avons également montré que le serrage a un impact significatif sur les caractéristiques des écoulements autour des rotors. Tout d'abord, à mesure que le serrage augmente, les vitesses axiales en amont et en aval des rotors diminuent, tandis que la vitesse tangentielle augmente. De plus, un serrage excessif entraîne un ralentissement très important du fluide pouvant mener à l'apparition d'une bulle de recirculation à faible vitesse spécifique de fonctionnement ( $\lambda = 0.5$ ). À mesure que la vitesse spécifique augmente, la vitesse axiale augmente également, tandis que la rotation du sillage diminue et la zone de recirculation disparaît. De plus, pour tous les rotors, une augmentation de la vitesse spécifique entraîne une diminution de l'angle d'attaque et de la déflexion du fluide à travers les grilles.

L'augmentation du serrage de la grille d'aubes entraîne une augmentation de la déflexion géométrique  $\Delta\phi$  de l'écoulement. Par ailleurs, l'angle relatif de l'écoulement en sortie de grille  $\phi_{2,Exp}$  est très proche de l'angle relatif géométrique au bord de fuite  $\phi_{2,Design}$  pour les rotors serrés ( $\sigma \geq 1.25$ ) aux trois vitesses spécifiques étudiées ( $\Delta\phi_2 \leq 10^\circ$ ). Cet écart est minimal à la vitesse spécifique de dimensionnement ( $\Delta\phi_2 \leq 5^\circ$ ). Ces résultats témoignent d'un guidage de l'écoulement conforme à celui désiré. Cependant, en ce qui concerne la conversion de puissance, un serrage excessivement élevé peut entraîner une déflexion importante, mais peut également réduire considérablement le débit d'entrée, ce qui finalement conduit à une diminution des coefficients de puissance et de couple. En revanche, même si le débit entrant dans les grilles d'aubes peu serrées est plus élevé, les coefficients de couple et de puissance restent faibles en raison de la faible déflexion de l'écoulement. Ainsi, il existe un optimum entre le débit entrant et la déflexion du fluide qui permet de maximiser la conversion de puissance. Dans cette étude, cet optimum est atteint à la vitesse spécifique de dimensionnement avec le rotor N12 ( $\sigma = 1.5$  et  $N=12$ ).

Enfin, le serrage influence fortement les caractéristiques aérodynamiques d'un profil placé dans une grille. À mesure que le serrage augmente, l'angle d'attaque à la vitesse spécifique optimale de fonctionnement diminue et les performances globales de la grille augmentent ( $C_{p,max}$  plus élevé). Plus

généralement, l'angle d'attaque optimal ainsi que la finesse d'un profil placé au sein d'un assemblage de profils sont sensibles au serrage et différent de ceux d'un profil isolé.

En somme, les différences entre les champs de vitesses et l'augmentation de la déflexion de l'écoulement avec le serrage illustrent le changement de comportement des rotors, passant d'un comportement « profils isolés » pour les rotors faiblement serrés à un comportement « grille d'aubes » pour les rotors serrés. En effet, la déflexion de l'écoulement par un profil isolé est nulle, sauf au voisinage du profil, ce qui explique les plus faibles vitesses tangentielles observées dans le sillage des rotors peu serrés et qui persistent peu dans le sillage. En revanche, la forte déflexion ainsi que les vitesses tangentielles élevées et persistantes sur plusieurs diamètres dans le sillage des rotors serrés, illustrent la déviation en bloc de l'écoulement moyen, caractéristique d'une grille d'aubes.

### 5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence des distributions de vitesses, du serrage et du nombre de pales sur le fonctionnement d'éoliennes de 200 mm de diamètre conçues selon la méthode « grille d'aubes » pour  $\lambda = 1$ . Pour rappel, dans le chapitre précédent, les rotors Ax avaient été dimensionnés avec des distributions de vitesses, de serrage, et un nombre de pales choisis de manière relativement arbitraire. Les études paramétriques menées dans ce chapitre fournissent désormais des résultats permettant de guider le choix de distributions appropriées.

Au regard des résultats obtenus dans ce chapitre, il est clair que l'effet du serrage est prédominant devant l'effet des distributions de vitesses. Malgré l'utilisation de lois de vortex très différentes pour dimensionner les rotors A2 ( $V_{\theta 2} = cte$ ) et S ( $V_{\theta 2}$  optimale selon Glauert), nous n'avons pas observé d'écart important entre les vitesses d'écoulement dans le sillage. En revanche, l'analyse de l'influence du serrage a mis en évidence la transition du mode de fonctionnement d'un rotor. À mesure que le serrage augmente, le rotor passe d'un mode de fonctionnement de type « profil isolé » à un mode de fonctionnement de type « grille d'aubes ».

Toutefois, il convient de souligner que l'intervalle de serrage  $\sigma$  étudié est conséquent (11 rotors étudiés avec  $0.5 \leq \sigma \leq 2$ ), alors que seuls trois rotors avec différentes distributions de vitesses ont été testés. En outre, les distributions de vitesse axiale entre les trois rotors A2 ( $a = 1/3$ ), S ( $a = 1/3$ ) et I ( $a$  optimal selon Glauert) ne diffèrent pas notablement. Il s'avère que les trois rotors ont des géométries très peu différentes. Par conséquent, il serait intéressant de poursuivre cette étude en explorant l'utilisation d'autres types de lois de vortex, comme le tourbillon libre ( $V_{\theta 2}/r = cte$ ), le tourbillon forcé ( $V_{\theta 2}r = cte$ ), *etc.*, qui sont des distributions parfois utilisées pour la conception des machines axiales à écoulement interne, ce choix étant à l'initiative du concepteur [121]. Cela permettrait d'analyser si une variation de la loi de vortex a un impact significatif sur les performances des rotors serrés et les caractéristiques des écoulements qui les entourent, ou si, en raison du caractère non contraint de l'écoulement, il est impossible pour les turbines à écoulement externe, *i.e* les rotors éoliens, d'imposer ces variations de vitesses à l'écoulement. Il convient également de souligner que les lignes de cambrure moyenne des aubages des grilles d'aubes ont été tracées avec la condition  $V_{z1} = V_{z2}$  (hypothèse dans le modèle de disque actif infiniment fin utilisé pour dimensionner les éoliennes selon la méthode *BEMT*). Cependant, au vu des résultats, il serait judicieux de dessiner les aubages en

### 5.3. CONCLUSION

---

utilisant des lois de vitesses axiales différentes en entrée et en sortie de grille.

### 5.3. CONCLUSION

---

## Chapitre 6

# Conclusion générale

L'utilisation de micro-éoliennes pour récupérer l'énergie des écoulements d'air à faible vitesse (*energy harvesting*) dans les espaces restreints présente un vif intérêt. En effet, en milieu urbain par exemple, il existe un réservoir d'énergie éolienne inexploitable par des éoliennes de grandes tailles, mais qui pourrait servir à alimenter des objets connectés autonomes, dont le nombre ne cesse de croître. C'est une alternative prometteuse à l'utilisation des batteries à usage unique. Ces rotors nécessitent le plus grand couple au démarrage afin de commencer à tourner à la plus faible vitesse de vent possible. C'est l'une des raisons pour lesquelles ils sont dimensionnés à plus faible vitesse spécifique ( $\lambda \leq 3$ ) que les grandes éoliennes ( $\lambda \geq 6$ ). De plus, les micro-éoliennes fonctionnent à des nombres de Reynolds très inférieurs à ceux des grandes éoliennes. L'écoulement d'air autour des micro-éoliennes est à la transition entre un régime laminaire et turbulent, dont l'influence sur les propriétés des aubages et des rotors n'est actuellement pas entièrement caractérisée.

Lors de la revue bibliographique, nous avons constaté que les géométries des rotors, ainsi que leurs performances, varient considérablement d'un prototype à l'autre à petite échelle et à faible vitesse spécifique. Cette diversité se manifeste par des variations significatives de coefficient puissance maximal  $C_{p,max}$ , de vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt}$ , de serrage  $\sigma$ , de nombre de pales  $N$ , de distribution de calage  $\beta$  et, en fin de compte, dans les approches de dimensionnement. Finalement, cette revue bibliographique souligne que le dimensionnement et l'étude des éoliennes à faible vitesse spécifique nécessitent des recherches plus approfondies.

Ainsi, ces travaux de thèse portent sur l'étude du fonctionnement d'éoliennes de petite tailles ( $100 \text{ mm} \leq D_E \leq 300 \text{ mm}$ ) dimensionnées pour opérer à basse vitesse spécifique  $\lambda = 1$ .

---

Certains rotors ont été dimensionnés selon la méthode classique de dimensionnement : la méthode *BEMT*. Cette méthode repose sur le concept de disque actif (théorie de la quantité de mouvement) et sur la similitude entre un élément de pale et un profil bidimensionnel isolé (méthode de l'élément de pale). D'autres ont été conçus selon une méthode alternative, la méthode dite « grille d'aubes », inspirée des méthodes de dimensionnement des turbomachines axiales. Cette méthode ne repose plus sur les polaires de profils isolés, mais s'appuie sur la déflexion du fluide à travers une cascade de profils serrés. Une étude paramétrique de la méthode de dimensionnement « grille d'aubes » a été menée, au cours de laquelle les effets du nombre de Reynolds, du serrage, du nombre de pales et des distributions de vitesses sur le fonctionnement des rotors (performances et caractéristiques des écoulements) ont été quantifiés. Un protocole complet pour l'étude du fonctionnement des éoliennes a été développé, couvrant toutes les étapes : dimensionnement, conception, fabrication, étude expérimentale en soufflerie, analyse des performances mécaniques et énergétiques, caractérisation des écoulements. Ce protocole a été employé dans les présents travaux pour étudier le fonctionnement de rotors éoliens lents. Cependant, il existe de nombreux axes de recherche autour des éoliennes rapides, et il est tout à fait envisageable de caractériser le fonctionnement de ce type de rotor ainsi que d'étudier leur sillage en utilisant cette démarche.

Toutes les éoliennes de 200 mm étudiées dans ce manuscrit ont été ajoutées sur les deux diagrammes de dispersion présentés en introduction (Fig. 6.1). Nous avons séparé les rotors dimensionnés selon la méthode « grille d'aubes » de ceux dimensionnés selon la méthode *BEMT*. Tout d'abord, nos éoliennes, en particulier celles dimensionnées selon la méthode « grille d'aubes », atteignent des performances supérieures à celles de la plupart des éoliennes lentes et des micro-éoliennes relevées dans la littérature (Fig. 6.1a). Cela renforce notre intérêt pour cette méthode de dimensionnement à faible vitesse spécifique. Il est également évident que pour atteindre un coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  élevé, les micro-éoliennes nécessitent un serrage bien plus élevé que celui des autres types de rotor (Fig. 6.1b). Ces deux figures illustrent ainsi deux effets d'échelle liés à la réduction de la taille des rotors éoliens : l'augmentation du serrage et la diminution de la vitesse spécifique.

Nous avons tracé à la Fig. 6.2 trois graphiques récapitulant les caractéristiques de performance ( $C_{p,max}$ ,  $C_{\tau 0}$ ) de tous les rotors de 200 mm. Sur le graphique présentant l'évolution du coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  en fonction du coefficient de couple au démarrage  $C_{\tau 0}$  (Fig. 6.2a), nous remarquons que les rotors serrés dimensionnés selon la méthode « grille d'aubes » (voir l'insert)

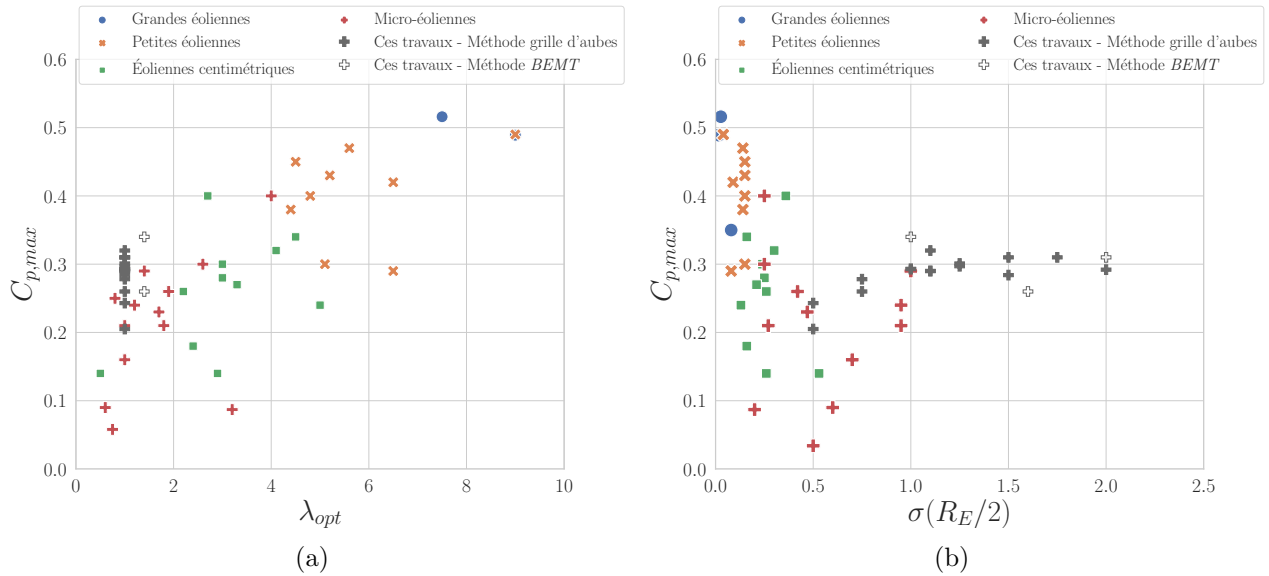
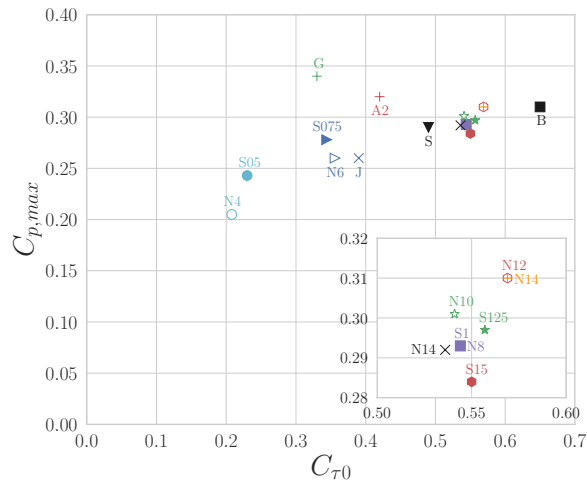


FIGURE 6.1 – Diagrammes de dispersion. À chaque point correspond un rotor présenté dans la revue de littérature (*cf.* Tab. 1.3), ou bien un rotor de 200 mm étudié au cours de ces travaux. Les rotors étudiés au cours de ces travaux sont classés en deux catégories : ceux dimensionnés selon la méthode « grille d’aubes », et ceux dimensionnés selon la méthode *BEMT*.

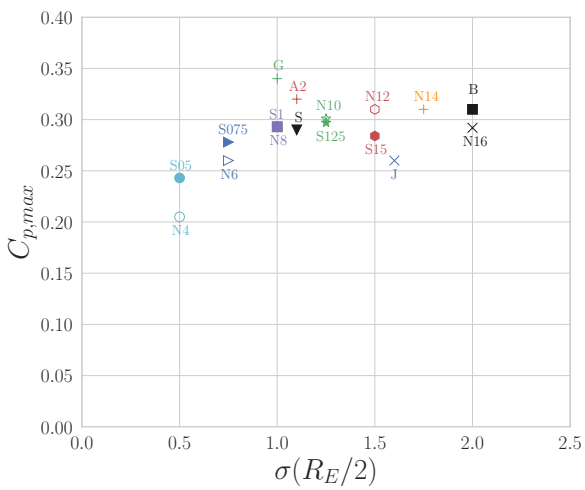
possèdent à la fois un coefficient de puissance maximal élevé et un coefficient de couple au démarrage important. Le rotor de Betz (B ■), dimensionné selon la *BEMT*, possède également ces deux qualités mais il est très volumineux et nécessite par conséquent une quantité de matière importante pour sa fabrication. Le rotor de Glauert (G +) atteint le plus haut  $C_{p,max}$ , mais possède un coefficient de couple au démarrage faible, et commence donc à convertir de la puissance à des plus hautes vitesses de vent. Enfin, les deux graphiques montrant l’évolution de  $C_{p,max}$  et de  $C_{\tau 0}$  en fonction du serrage en milieu de pale  $\sigma(R_E/2)$  illustrent également qu’un serrage élevé ( $\sigma \geq 1$ ) et un nombre de pales important ( $N \geq 8$ ) sont préférables pour dimensionner des micro-éoliennes performantes. Toutefois, un serrage excessif pour un nombre de pales insuffisant peut mener à une réduction des performances (S15 ●, J ×).

Plus généralement, les résultats apportés par les campagnes expérimentales montrent que les rotors serrés ( $1.25 \leq \sigma \leq 1.75$ ), possédant un nombre de pales suffisant, sont adaptés pour des applications de micro-récupération d’énergie, en raison de leur coefficient de puissance maximal élevé, de leur faible vitesse de démarrage, ainsi que de leur caractéristique de couple  $C_{\tau} - \lambda$  affine, de forte pente, et dont l’allure est faiblement sensible au nombre de Reynolds. Par ailleurs, nous avons mis en évidence des

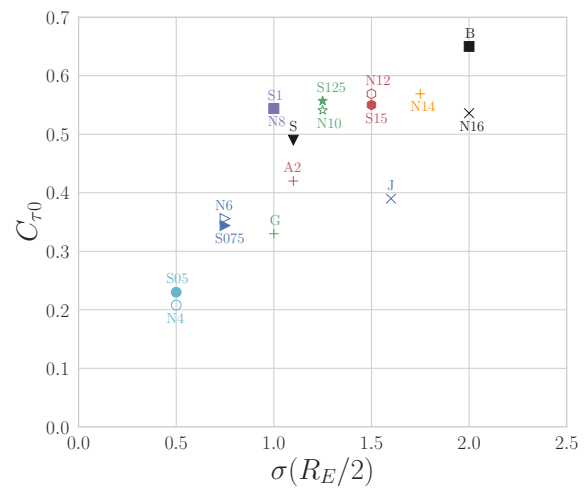




(a)



(b)



(c)

FIGURE 6.2 – Synthèse des caractéristiques ( $C_{p,max}$ ,  $C_{\tau 0}$ ) de tous les rotors de 200 mm de diamètre étudiés dans ce manuscrit de thèse.

---

différences de fonctionnement importantes entre les rotors faiblement serrés ( $\sigma \leq 0.75$ ) et les rotors fortement serrés ( $\sigma \geq 1$ ). Ces différences se manifestent aussi bien sur les caractéristiques énergétiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$ , qu'au niveau des propriétés de l'écoulement (augmentation de la vitesse tangentielle et de la déflexion de l'écoulement), et témoignent de l'évolution du fonctionnement du rotor, passant d'un comportement semblable à celui d'une somme de profil isolés à celui d'une « grille d'aubes ». Ces résultats confirment bien qu'une approche de dimensionnement reposant sur l'indépendance des profils et la similitude entre un élément de pale et un profil bidimensionnel isolé, *i.e.* la méthode de l'élément de pale, n'est plus valide à grand serrage.

La nouvelle approche de dimensionnement « grille d'aubes », qui ne se base pas sur le calcul des forces aérodynamiques mais plutôt sur la déflexion de l'écoulement, semble être une alternative intéressante pour le dimensionnement de micro-éoliennes serrées. Les rotors dimensionnés selon cette méthode avec un serrage élevé possèdent des caractéristiques intéressantes pour des applications de micro-récupération d'énergie (coefficient de puissance élevé, sillage stable, caractéristique de couple affine, faible vitesse de démarrage). De plus, leur vitesse spécifique optimale coïncide avec celle de dimensionnement, contrairement aux rotors de Glauert et de Joukowsky conçus selon la méthode de l'élément de pale avec la polaire d'un profil aérodynamique. L'une des améliorations possibles de cette méthode consisterait à établir des corrélations de grille de détente, comme il en existe pour les grilles de compression. Ces corrélations décrivent l'évolution de la déflexion de l'écoulement en fonction de l'angle d'attaque, du serrage, du profil et des angles de la grille. L'établissement de telles corrélations permettrait de corriger les angles relatifs afin de se rapprocher davantage du couple désiré. Elles pourraient être utilisées pour le dimensionnement de rotors selon la méthode « grille d'aubes », ainsi que dans les méthodes classiques de dimensionnement et d'analyse des rotors par les méthodes *BEMT*.

---

# Bibliographie

- [1] D. G. Shepherd, “Historical development of the windmill,” Cornell Univ., Ithaca, NY (USA). Dept. of Mechanical and Aerospace Engineering, Rapport technique, 1990. [En ligne]. Disponible : <https://www.osti.gov/biblio/6342767>
- [2] National Geographic. See the 1,000-year-old windmills still in use today. Mis en ligne le 22 janvier 2017, consulté le 23 juin 2023. [En ligne]. Disponible : <https://www.youtube.com/watch?v=3qqifEdqf5g>
- [3] M. Rapin et J.-M. Noël, *L'énergie éolienne. Du petit éolien à l'éolien offshore.*, troisième éd. Dunod, 2019.
- [4] European Commission, Directorate-General for Energy, “European Union strategy on offshore renewable energy,” Rapport technique, 2020. [En ligne]. Disponible : <https://eur-lex.europa.eu/legal-content/EN/ALL/?uri=COM:2020:741:FIN>
- [5] R. Landberg. Clean energy is approaching a tipping point. BloombergNEF. Mis en ligne le 19 septembre 2017, consulté le 23 juin 2023. [En ligne]. Disponible : <https://about.bnef.com/blog/tipping-point-coming-for-clean-energy-as-monster-turbines-arrive/>
- [6] Agence de la transition écologique et Autorité de Régulation des Communications électroniques et des Postes, “Évaluation de l'impact environnemental du numérique en France et analyse prospective, 1er volet de l'étude, état des lieux et pistes d'action,” Rapport technique, 2022. [En ligne]. Disponible : <https://www.vie-publique.fr/rapport/283458-impact-environnemental-du-numerique-en-france>
- [7] EnABLES, “Research infrastructure position paper,” Rapport technique, 2021. [En ligne]. Disponible : <https://www.enables-project.eu/outputs/position-paper/>

- [8] Office parlementaire d'évaluation des choix scientifiques et technologiques, "Note scientifique sur les objets connectés," Rapport technique, 2018. [En ligne]. Disponible : <https://www.vie-publique.fr/sites/default/files/rapport/pdf/184000571.pdf>
- [9] A. Carre, "Miniaturisation bioinspirée d'un convertisseur aéromécanique pour l'exploitation des faibles vitesses de vent," Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2019.
- [10] F. Huet, "Développement de structures hybrides électromécaniques pour micro-sources d'énergie : générateurs piézoélectriques linéaires et non linéaires," Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2016.
- [11] Q. Wen, X. He, Z. Lu, R. Streiter et T. Otto, "A comprehensive review of miniaturized wind energy harvesters," *Nano Materials Science*, vol. 3, n<sup>o</sup>. 2, p. 170–185, 2021.
- [12] M. Javaid, A. Haleem, R. P. Singh et R. Suman, "Enhancing smart farming through the applications of agriculture 4.0 technologies," *International Journal of Intelligent Networks*, vol. 3, p. 150–164, 2022.
- [13] M. Perez, "Micro-récupération d'énergie des écoulements d'air par conversion électrostatique," Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2016.
- [14] H. Zou, F. Cai, J. Zhang et Z. Chu, "Overview of environmental airflow energy harvesting technology based on piezoelectric effect," *Journal of Vibroengineering*, vol. 24, n<sup>o</sup>. 1, p. 91–103, 2021.
- [15] R. E. Wilson et P. B. Lissaman, "Applied aerodynamics of wind power machines," Oregon State Univ., Corvallis (USA), Rapport technique, 1974. [En ligne]. Disponible : <https://www.osti.gov/biblio/7291582>
- [16] E. Hau, *Wind Turbines : Fundamentals, Technologies, Application, Economics*, deuxième éd. Springer Berlin, Heidelberg, 2006.
- [17] A. Betz, "The maximum of the theoretically possible exploitation of wind by means of a wind motor," *Wind Engineering*, vol. 37, n<sup>o</sup>. 4, p. 441–446, 2013.
- [18] G.A.M. Van Kuik, J.N. Sørensen et V.L. Okulov, "Rotor theories by professor joukowski : Momentum theories," *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 73, p. 1–18, 2015.

- [19] D. Marten, J. Peukert, G. Pechlivanoglou, C. Nayeri et C. Paschereit, “Qblade : An open source tool for design and simulation of horizontal and vertical axis wind turbines,” *International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering*, vol. 3, p. 264–269, 2013.
- [20] D. Marten, “Qblade software,” consulté le 23 juin 2023. [En ligne]. Disponible : <https://qblade.org/>
- [21] “Mecaflux héliciel,” logiciel de conception de pales et d’ailes en 3D. Consulté le 23 juin 2023. [En ligne]. Disponible : <https://www.heliciel.com/Index.htm>
- [22] J. N. Sørensen, *General Momentum Theory for Horizontal Axis Wind Turbines*. Springer International Publishing, 2016.
- [23] D. J. Sharpe, “A general momentum theory applied to an energy-extracting actuator disc,” *Wind Energy*, vol. 7, n<sup>o</sup>. 3, p. 177–188, 2004.
- [24] G. C. K. Lam, “Wind energy conversion efficiency limit,” *Wind Engineering*, vol. 30, n<sup>o</sup>. 5, p. 431–437, 2006.
- [25] D. Wood, “Including swirl in the actuator disk analysis of wind turbines,” *Wind Engineering*, vol. 31, n<sup>o</sup>. 5, p. 317–323, 2007.
- [26] D. H. Wood, “Maximum wind turbine performance at low tip speed ratio,” *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, vol. 7, n<sup>o</sup>. 5, p. 053126, 2015.
- [27] M. Bourhis, M. Pereira, F. Ravelet et I. Dobrev, “Innovative design method and experimental investigation of a small-scale and very low tip-speed ratio wind turbine,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 130, p. 110504, 2022.
- [28] S. G. Horcas, F. Debrabandere, B. Tartinville, C. Hirsch et G. Coussement, “Cfd study of dtu 10 mw rwt aeroelasticity and rotor-tower interactions,” *MARE-WINT : New Materials and Reliability in Offshore Wind Turbine Technology*, p. 309–334, 2016.
- [29] P. J. Schubel et R. J. Crossley, “Wind turbine blade design,” *Energies*, vol. 5, n<sup>o</sup>. 9, p. 3425–3449, 2012.
- [30] W. Timmer et R. Rooij, “Summary of the delft university wind turbine dedicated airfoils,” *Journal of Solar Energy Engineering-transactions of The Asme - J SOL ENERGY ENG*, vol. 125, 2003.

- [31] J. L. Tangler et D. M. Somers, “Nrel airfoil families for hawts,” National Renewable Energy Lab. (NREL), Golden, CO (United States), Rapport technique, 1995. [En ligne]. Disponible : <https://www.osti.gov/biblio/10106095>
- [32] P. Fuglsang et C. Bak, “Development of the risø wind turbine airfoils,” *Wind Energy*, vol. 7, n<sup>o</sup>. 2, p. 145–162, 2004.
- [33] Y. Nishi, Y. Yamashita et T. Inagaki, “Study on the rotor design method for a small propeller-type wind turbine,” *Journal of Thermal Science*, vol. 25, n<sup>o</sup>. 4, p. 355–362, 2016.
- [34] F. Mendonça et J. Azevedo, “Design and power production of small-scale wind turbines,” dans *2017 International Conference in Energy and Sustainability in Small Developing Economies (ES2DE)*, 2017, p. 1–6.
- [35] H. Hirahara, M. Z. Hossain, M. Kawahashi et Y. Nonomura, “Testing basic performance of a very small wind turbine designed for multi-purposes,” *Renewable Energy*, vol. 30, n<sup>o</sup>. 8, p. 1279–1297, 2005.
- [36] H. Porto, C. Fortulan et A. Porto, “Wind tunnel measurements of a multibladed horizontal-axis small wind turbine,” *Journal of Aerospace Technology and Management*, vol. 13, p. e3921, 2021.
- [37] R. Anant Kishore et S. Priya, “Design and experimental verification of a high efficiency small wind energy portable turbine (SWEPT),” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 118, p. 12–19, 2013.
- [38] R. A. Kishore, T. Coudron et S. Priya, “Small-scale wind energy portable turbine (swept),” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 116, p. 21–31, 2013.
- [39] R. A. Kishore, A. Marin et S. Priya, “Efficient Direct-Drive Small-Scale Low-Speed Wind Turbine,” *Energy Harvesting and Systems*, vol. 1, n<sup>o</sup>. 1-2, p. 27–43, 2014.
- [40] D. Leung, Y. Deng et M. Leung, “Design optimization of a cost-effective micro wind turbine,” dans *WCE 2010 - World Congress on Engineering 2010*, vol. 2, 2010, p. 988–993.
- [41] E. Gaertner, J. Rinker, L. Sethuraman, F. Zahle, B. Anderson, G. E. Barter, N. J. Abbas, F. Meng, P. Bortolotti, W. Skrzypinski, G. N. Scott, R. Feil, H. Bredmose, K. Dykes, M. Shields, C. Allen et A. Viselli, “Iea wind tcp task 37 : Definition of the IEA 15-megawatt offshore reference wind turbine,” National Renewable Energy Lab. (NREL), Golden, CO (United States), Rapport technique, 2020. [En ligne]. Disponible : <https://www.osti.gov/biblio/1603478>

- [42] C. Bak, F. Zahle, R. Bitsche, T. Kim, A. Yde, L. Henriksen, M. Hansen, J. Blasques, M. Gaunaa et A. Natarajan, “The dtu 10-mw reference wind turbine,” Rapport technique, 2013. [En ligne]. Disponible : <https://orbit.dtu.dk/en/publications/the-dtu-10-mw-reference-wind-turbine>
- [43] C. Bak, R. Bitsche, A. Yde, T. Kim, M. Hansen, F. Zahle, M. Gaunaa, J. Blasques, M. Døssing, J.-J. Wedel Heinen et T. Behrens, “Light rotor : The 10-mw reference wind turbine,” dans *Proceedings of EWEA 2012 - European Wind Energy Conference & Exhibition*, 2012.
- [44] J. Dam et D. Jager, “Wind turbine generator system power performance test report for the are442 wind turbine,” National Renewable Energy Lab. (NREL), Golden, CO (United States), Rapport technique, 2010. [En ligne]. Disponible : <https://www.nrel.gov/docs/fy10osti/46191.pdf>
- [45] J. Elizondo, J. Martínez et O. Probst, “Experimental study of a small wind turbine for low- and medium-wind regimes,” *International Journal of Energy Research*, vol. 33, n<sup>o</sup>. 3, p. 309–326, 2009.
- [46] M. Refan et H. Hangan, “Aerodynamic Performance of a Small Horizontal Axis Wind Turbine,” *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 134, n<sup>o</sup>. 021013, 2012.
- [47] R. K. Singh et M. R. Ahmed, “Blade design and performance testing of a small wind turbine rotor for low wind speed applications,” *Renewable Energy*, vol. 50, p. 812–819, 2013.
- [48] J. P. Monteiro, M. R. Silvestre, H. Piggott et J. C. André, “Wind tunnel testing of a horizontal axis wind turbine rotor and comparison with simulations from two Blade Element Momentum codes,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 123, p. 99–106, 2013.
- [49] M.-H. Lee, Y. Shiah et C.-J. Bai, “Experiments and numerical simulations of the rotor-blade performance for a small-scale horizontal axis wind turbine,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 149, p. 17–29, 2016.
- [50] S. N. Akour, M. Al-Heydari, T. Ahmed et K. A. Khalil, “Experimental and theoretical investigation of micro wind turbine for low wind speed regions,” *Renewable Energy*, vol. 116, p. 215–223, 2018.
- [51] A. M. Abdelsalam, W. El-Askary, M. Kotb et I. Sakr, “Experimental study on small scale horizontal axis wind turbine of analytically-optimized blade with linearized chord twist angle profile,” *Energy*, vol. 216, p. 119304, 2021.



- [52] M. Bastankhah et F. Porté-Agel, “A new miniature wind turbine for wind tunnel experiments. part i : Design and performance,” *Energies*, vol. 10, n<sup>o</sup>. 7, 2017.
- [53] Y.-J. Chu et H.-F. Lam, “Comparative study of the performances of a bio-inspired flexible-bladed wind turbine and a rigid-bladed wind turbine in centimeter-scale,” *Energy*, vol. 213, p. 118835, 2020.
- [54] C. Federspiel et J. Chen, “Air-powered sensor,” dans *SENSORS, 2003 IEEE*, vol. 1, 2003, p. 22–25.
- [55] F. Xu, F.-G. Yuan, L. Liu, J. Hu et Y. Qiu, “Performance Prediction and Demonstration of a Miniature Horizontal Axis Wind Turbine,” *Journal of Energy Engineering*, vol. 139, n<sup>o</sup>. 3, p. 143–152, 2013.
- [56] A. Marin, R. Kishore, D. Schaab, D. Vuckovic et S. Priya, “Micro wind turbine for powering wireless sensor nodes,” *Energy Harvesting and Systems*, vol. 3, n<sup>o</sup>. 2, p. 139–152, 2016.
- [57] D. Rancourt, A. Tabesh et L. Fréchette, “Evaluation of centimeter-scale micro wind mills : Aerodynamics and electromagnetic power generation,” dans *Proc. PowerMEMS, 2007*, p. 93–96.
- [58] M. Perez, S. Boisseau, P. Gasnier, J. Willemin, M. Geisler et J. L. Reboud, “A cm scale electret-based electrostatic wind turbine for low-speed energy harvesting applications,” *Smart Materials and Structures*, vol. 25, n<sup>o</sup>. 4, p. 045015, 2016.
- [59] M. Y. Zakaria, D. A. Pereira et M. R. Hajj, “Experimental investigation and performance modeling of centimeter-scale micro-wind turbine energy harvesters,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 147, p. 58–65, 2015.
- [60] D. A. Howey, A. Bansal et A. S. Holmes, “Design and performance of a centimetre-scale shrouded wind turbine for energy harvesting,” *Smart Materials and Structures*, vol. 20, n<sup>o</sup>. 8, p. 085021, 2011.
- [61] V. Cognet, S. Courrech du Pont, I. Dobrev, F. Massouh et B. Thiria, “Bioinspired turbine blades offer new perspectives for wind energy,” *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 473, n<sup>o</sup>. 2198, p. 20160726, 2017.
- [62] J. Cunningham et P. Lemieux, “Study of low reynolds number effects on small wind turbine performance,” dans *AIAA SCITECH 2022 Forum*, 2022.

- [63] J. Cunningham, "Field testing the effects of low reynolds number on the power performance of the cal poly wind power research center small wind turbine," Mémoire de maîtrise, California Polytechnic State University, San Luis Obispo, 2020.
- [64] S. McTavish, D. Feszty et F. Nitzsche, "Evaluating reynolds number effects in small-scale wind turbine experiments," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 120, p. 81–90, 2013.
- [65] T. Burdett et K. Van Treuren, "Scaling small-scale wind turbines for wind tunnel testing," dans *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2012 : Turbine Technical Conference and Exposition. Volume 6 : Oil and Gas Applications ; Concentrating Solar Power Plants ; Steam Turbines ; Wind Energy*, 2012, p. 811–820.
- [66] D. Kadrowski, M. Kulak, M. Lipian, M. Stepień, P. Baszczynski, K. Zawadzki et M. Karczewski, "Challenging low reynolds - swt blade aerodynamics," *MATEC Web of Conferences*, vol. 234, p. 01004, 2018.
- [67] A. Brasil Junior, R. Mendes, J. Lacroix, R. Noguera et T. Oliveira, "Hydrokinetic propeller turbines. how many blades ?" *American Journal of Hydropower, Water and Environment Systems*, vol. 2, p. 16–23, 2017.
- [68] P. A. Silva, D. A. Rio Vaz, V. Britto, T. F. de Oliveira, J. R. Vaz et A. C. Brasil Junior, "A new approach for the design of diffuser-augmented hydro turbines using the blade element momentum," *Energy Conversion and Management*, vol. 165, p. 801–814, 2018.
- [69] A. Brasil Junior, R. Mendes, T. Wirrig, R. Noguera et T. Oliveira, "On the design of propeller hydrokinetic turbines : the effect of the number of blades," *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, vol. 41, n<sup>o</sup>. 6, p. 253, 2019.
- [70] M. Dodic, B. Krstic, B. Rasuo, M. Dinulovic et A. Bengin, "Numerical analysis of glauert in-flow formula for single-rotor helicopter in steady-level flight below stall-flutter limit," *Aerospace*, vol. 10, n<sup>o</sup>. 3, p. 238, 2023.
- [71] T. Burton, N. Jenkins, D. Sharpe et E. Bossanyi, *Wind Energy Handbook*. John Wiley & Sons, Ltd, 2011.
- [72] J. N. Sorensen, R. F. Mikkelsen et T. Leweke, "Vortex dynamics and breakdown in the wake of a wind turbine rotor," dans *IUTAM Symposium on Dynamics and Topology of Vorticity and Vortices*, 2017.

- [73] M. Raffel, C. E. Willert, F. Scarano, C. J. Kähler, S. T. Wereley et J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*, troisième éd. Springer International Publishing, 2018.
- [74] R. J. Adrian et J. Westerweel, *Particle image velocimetry*. Cambridge university press, 2011.
- [75] C. Brossard, J. Monnier, P. Barricau, F. Vandernoot, Y. Le Sant, F. Champagnat et G. Le Besnerais, “Principles and applications of particle image velocimetry,” *Aerospace Lab*, n<sup>o</sup>. 1, p. 1–11, 2009.
- [76] D. Tarlet, C. Bendicks, C. Roloff, R. Bordás, B. Wunderlich, B. Michaelis et D. Thévenin, “Gas flow measurements by 3d particle tracking velocimetry using coloured tracer particles,” *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 88, n<sup>o</sup>. 3, p. 343–365, 2012.
- [77] M. Hamdi, M. Havet, O. Rouaud et D. Tarlet, “Comparison of different tracers for piv measurements in ehd airflow,” *Experiments in Fluids*, vol. 55, n<sup>o</sup>. 4, p. 1702, 2014.
- [78] *Documentation technique sur les lasers Nano L*, Litron Lasers Ltd., mis en ligne en janvier 2023, consulté le 23 juin 2023. [En ligne]. Disponible : <https://litron.co.uk/wp-content/uploads/2023/01/Litron-Nano-Brochure-Jan-23.pdf>
- [79] “Particle image velocimetry,” LaVision Inc, consulté le 23 juin 2023. [En ligne]. Disponible : <https://www.lavision.de/en/techniques/piv-ptv/>
- [80] J.-P. Schon, T. Fournel et C. Fournier, “Mesures de caractéristiques d’écoulement par imagerie numérique,” *Techniques de l’ingénieur*, 2007, référence de l’article : r2162. [En ligne]. Disponible : <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/mesures-analyses-th1/caracterisation-des-fluides-42540210/mesures-de-caracteristiques-d-ecoulement-par-imagerie-numerique-r2162/>
- [81] C. Willert, “Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows,” *Measurement Science and Technology*, vol. 8, n<sup>o</sup>. 12, p. 1465, 1997.
- [82] A. K. Prasad, “Stereoscopic particle image velocimetry,” *Experiments in Fluids*, vol. 29, n<sup>o</sup>. 2, p. 103–116, 2000.
- [83] D. Calluaud et L. David, “Aberrations optiques lors de mesures par stéréo-piv,” dans *Neuvième Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser*, 2004.
- [84] Dantec Dynamics A/S, *DynamicStudio User’s Guide*, 2015, consulté le 23 juin 2023. [En ligne]. Disponible : <https://www.dantecdynamics.com/components/dynamicstudio-2/>

- [85] J. Westerweel, “Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data,” *Experiments in Fluids*, vol. 16, n<sup>o</sup>. 3, p. 236–247, 1994.
- [86] J. Westerweel et F. Scarano, “Universal outlier detection for piv data,” *Experiments in Fluids*, vol. 39, n<sup>o</sup>. 6, p. 1096–1100, 2005.
- [87] J. Westerweel, “Theoretical analysis of the measurement precision in particle image velocimetry,” *Experiments in Fluids*, vol. 29, n<sup>o</sup>. 1, p. S003–S012, 2000.
- [88] T. Chen et L. Liou, “Blockage corrections in wind tunnel tests of small horizontal-axis wind turbines,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 35, n<sup>o</sup>. 3, p. 565–569, 2011.
- [89] K. Bassett, R. Carriveau et D.-K. Ting, “3d printed wind turbines part 1 : Design considerations and rapid manufacture potential,” *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, vol. 11, p. 186–193, 2015.
- [90] M. Bourhis, M. Pereira et F. Ravelet, “Performance and flow characteristics of the optimum rotors of betz, joukowsky, and glauert at low tip-speed ratio,” *Physics of Fluids*, vol. 34, n<sup>o</sup>. 10, p. 105105, 2022.
- [91] P. Giguère et M. S. Selig, “New Airfoils for Small Horizontal Axis Wind Turbines,” *Journal of Solar Energy Engineering*, vol. 120, n<sup>o</sup>. 2, p. 108–114, 1998.
- [92] P. G. et M. S. Selig, “Low Reynolds Number Airfoils for Small Horizontal Axis Wind Turbines,” *Wind Engineering*, vol. 21, n<sup>o</sup>. 6, p. 367–380, 1997.
- [93] P. Shin et K. Kim, “Aerodynamic performance prediction of sg6043 airfoil for a horizontal-axis small wind turbine,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 1452, n<sup>o</sup>. 1, p. 012018, 2020.
- [94] T. A. M. T. Jamil, S. A. H. Roslan, Z. A. Rasid et M. Z. Hassan, “Experimental and simulation of aerodynamic performance of the small-scale wind turbine blades for usage in Malaysia,” dans *Materials Science and Engineering Conference Series*, vol. 1092, 2021, p. 012023.
- [95] C. Lyon, A. Broeren, P. Giguère, A. Gopalarathnam et M. Selig, *Summary of Low Speed Airfoil Data*. SoarTech Publications, 1997, vol. 3.
- [96] M. Drela, “Xfoil : An analysis and design system for low reynolds number airfoils,” dans *Low Reynolds Number Aerodynamics*, T. J. Mueller, édit. Springer Berlin Heidelberg, 1989, p. 1–12.
- [97] J. Morgado, R. Vizinho, M. Silvestre et J. Páscoa, “Xfoil vs cfd performance predictions for high lift low reynolds number airfoils,” *Aerospace Science and Technology*, vol. 52, p. 207–214, 2016.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [98] D. Burnham, S. Santoso et E. Muljadi, “Variable rotor-resistance control of wind turbine generators,” dans *2009 IEEE Power Energy Society General Meeting*, 2009, p. 1–6.
- [99] P. B. S. Lissaman, “Low-reynolds-number airfoils,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 15, n<sup>o</sup>. 1, p. 223–239, 1983.
- [100] J.-O. Mo et B.-s. Rho, “Characteristics and effects of laminar separation bubbles on nrel s809 airfoil using the  $\gamma$ -re $\theta$  transition model,” *Applied Sciences*, vol. 10, n<sup>o</sup>. 17, 2020.
- [101] H. P. Horton, “Laminar separation bubbles in two and three dimensional incompressible flow,” Thèse de doctorat, Queen Mary University of London, 1968.
- [102] R. E. Sheldahl et P. C. Klimas, “Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbines,” Rapport technique, 1981. [En ligne]. Disponible : <https://www.osti.gov/biblio/6548367>
- [103] P. Ebert et D. Wood, “Observations of the starting behaviour of a small horizontal axis wind turbine,” *Renewable Energy*, vol. 12, n<sup>o</sup>. 3, p. 245–257, 1997.
- [104] A. Wright et D. Wood, “The starting and low wind speed behaviour of a small horizontal axis wind turbine,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 92, n<sup>o</sup>. 14, p. 1265–1279, 2004.
- [105] L. Lignarolo, D. Ragni, C. Ferreira et G. van Bussel, “Experimental comparison of a wind-turbine and of an actuator-disc near wake,” *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, vol. 8, p. 023301, 2016.
- [106] A. Ebrahimi et R. Mardani, “Tip-vortex noise reduction of a wind turbine using a winglet,” *Journal of Energy Engineering*, vol. 144, n<sup>o</sup>. 1, p. 04017076, 2018.
- [107] S. G. Horcas, T. Barlas, F. Zahle et N. N. Sørensen, “Vortex induced vibrations of wind turbine blades : Influence of the tip geometry,” *Physics of Fluids*, vol. 32, n<sup>o</sup>. 6, p. 065104, 2020.
- [108] N. Biswas et O. R. H. Buxton, “Effect of tip speed ratio on multiscale coherent dynamics in the near wake of a model wind turbine,” 2023, preprint disponible : <https://arxiv.org/abs/2302.13154>.
- [109] R. Soto-Valle, S. Cioni, S. Bartholomay, M. Manolesos, C. N. Nayeri, A. Bianchini et C. O. Paschereit, “Vortex identification methods applied to wind turbine tip vortices,” *Wind Energy Science*, vol. 7, n<sup>o</sup>. 2, p. 585–602, 2022.

- [110] J. Sørensen, R. Mikkelsen, S. Sarmast, S. Ivanell et D. Henningson, “Determination of wind turbine near-wake length based on stability analysis,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 524, p. 012155, 2014.
- [111] C. Helmis, K. Papadopoulos, D. Asimakopoulos, P. Papageorgas et A. Soilemes, “An experimental study of the near-wake structure of a wind turbine operating over complex terrain,” *Solar Energy*, vol. 54, n<sup>o</sup>. 6, p. 413–428, 1995.
- [112] P. McKay, R. Carriveau, D. S. Ting et T. Newson, “Turbine wake dynamics,” dans *Advances in Wind Power*. IntechOpen, 2012.
- [113] L. Vermeer, J. Sørensen et A. Crespo, “Wind turbine wake aerodynamics,” *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 39, n<sup>o</sup>. 6, p. 467–510, 2003.
- [114] B. Sanderse, *Aerodynamics of wind turbine wakes Literature review*. ECN, 2009.
- [115] E. Kleusberg, S. Benard et D. S. Henningson, “Tip-vortex breakdown of wind turbines subject to shear,” *Wind Energy*, vol. 22, n<sup>o</sup>. 12, p. 1789–1799, 2019.
- [116] Y. El khchine et M. Sriti, “Tip loss factor effects on aerodynamic performances of horizontal axis wind turbine,” *Energy Procedia*, vol. 118, p. 136–140, 2017.
- [117] K. W. Van Treuren, “Small-scale wind turbine testing in wind tunnels under low reynolds number conditions,” *Journal of Energy Resources Technology*, vol. 137, n<sup>o</sup>. 5, 2015.
- [118] R. Rey, R. Noguera et F. Bakir, “Pompes rotodynamiques aérohydrodynamique des profils et aubages de pompes hélices,” *Techniques de l’ingénieur*, 2013, référence de l’article : bm4304. [En ligne]. Disponible : <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/mecanique-th7/machines-hydrauliques-pompes-et-helices-42173210/pompes-rotodynamiques-bm4304/>
- [119] S. Lieblein, “Analysis of experimental low-speed loss and stall characteristics of two-dimensional compressor blade cascades,” Rapport technique, 1957. [En ligne]. Disponible : <https://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc62962/>
- [120] J. Sans, J.-F. Brouckaert et S. Hiernaux, “Experimental and Numerical Investigations of the Solidity Effect on a Linear Compressor Cascade,” 2015, proceedings of the ASME Turbo Expo 2015 : Turbine Technical Conference and Exposition. Volume 2A : Turbomachinery.
- [121] R. Rey, R. Noguera et F. Bakir, “Pompes rotodynamiques dimensionnement et analyse des performances des pompes hélices,” *Techniques de l’ingénieur*, 2013, référence de l’article : bm4305. [En

- ligne]. Disponible : <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/mecanique-th7/machines-hydrauliques-pompes-et-helices-42173210/pompes-rotodynamiques-bm4305/>
- [122] A. Rothrock, E. Jacobs, E. Fiock, H. Gerrish, J. Wheatley, R. Wallace, U. S. N. A. C. for Aeronautics, W. Brombacher, C. Roeder, C. Bioletti *et al.*, *Tests in the Variable-density Wind Tunnel Related Airfoils Having the Maximum Camber Unusually Far Forward*, ser. Altitude-pressure Tables Based on the United States Standard Atmosphere. National Advisory Committee for Aeronautics, 1935, n<sup>o</sup>. nos. 531-539. [En ligne]. Disponible : <https://books.google.fr/books?id=eqTo9n3j-fwC>
- [123] S. Dixon et C. Hall, “Chapter 3 - two-dimensional cascades,” dans *Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery*, sixième éd. Butterworth-Heinemann, 2010, p. 53–96.
- [124] M. Bourhis, M. Pereira, F. Ravelet et I. Dobrev, “Numerical assesment of a small-scale and very low tip speed ratio wind turbine,” *E3S Web Conf.*, vol. 321, p. 01019, 2021.
- [125] J. Ferziger et M. Peric, *Computational Methods for Fluid Dynamics*, troisième éd. Springer Berlin, Heidelberg, 2002.
- [126] F. R. Menter, “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications,” *AIAA Journal*, vol. 32, n<sup>o</sup>. 8, p. 1598–1605, 1994.
- [127] Y. Song et J. B. Perot, “CFD simulation of the NREL phase VI rotor,” *Wind Engineering*, vol. 39, p. 299–309, 2015.
- [128] P. K. Chaviaropoulos et M. O. L. Hansen, “Investigating Three-Dimensional and Rotational Effects on Wind Turbine Blades by Means of a Quasi-3D Navier-Stokes Solver ,” *Journal of Fluids Engineering*, vol. 122, n<sup>o</sup>. 2, p. 330–336, 2000.
- [129] M. Bourhis, M. Pereira et F. Ravelet, “Experimental investigation of the effects of the reynolds number on the performance and near wake of a wind turbine,” *Renewable Energy*, vol. 209, p. 63–70, 2023.
- [130] W. Chakroun, I. Al-Mesri et S. Al-Fahad, “Effect of surface roughness on the aerodynamic characteristics of a symmetrical airfoil,” *Wind Engineering*, vol. 28, n<sup>o</sup>. 5, p. 547–564, 2004.
- [131] W. Wu et U. Piomelli, “Effects of surface roughness on a separating turbulent boundary layer,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 841, p. 552–580, 2018.

- [132] Y. S. Jung et J. Baeder, “Simulations for effect of surface roughness on wind turbine aerodynamic performance,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 1452, n<sup>o</sup>. 1, p. 012055, 2020.
- [133] L. Du, G. Ingram et R. G. Dominy, “Experimental study of the effects of turbine solidity, blade profile, pitch angle, surface roughness, and aspect ratio on the h-darrieus wind turbine self-starting and overall performance,” *Energy Science & Engineering*, vol. 7, n<sup>o</sup>. 6, p. 2421–2436, 2019.
- [134] J. Winslow, H. Otsuka, B. Govindarajan et I. Chopra, “Basic understanding of airfoil characteristics at low reynolds numbers (104–105),” *Journal of Aircraft*, vol. 55, n<sup>o</sup>. 3, p. 1050–1061, 2018.
- [135] C. E. Brunner, J. Kiefer, M. O. L. Hansen et M. Hultmark, “Study of reynolds number effects on the aerodynamics of a moderately thick airfoil using a high-pressure wind tunnel,” *Experiments in Fluids*, vol. 62, n<sup>o</sup>. 8, p. 178, 2021.
- [136] E. Jacobs et A. Sherman, “Airfoil section characteristics as affected by variations of the reynolds number,” National Advisory Committee for Aeronautics, Rapport technique, 1937. [En ligne]. Disponible : <https://ntrs.nasa.gov/citations/19930091662>
- [137] T. Ohtake, Y. Nakae et T. Motohashi, “Nonlinearity of the aerodynamic characteristics of naca0012 aerofoil at low reynolds numbers,” *Japan Society of Aeronautical Space Sciences*, vol. 55, n<sup>o</sup>. 644, p. 439–445, 2007.
- [138] T. Xia, H. Dong, L. Yang, S. Liu et Z. Jin, “Investigation on flow structure and aerodynamic characteristics over an airfoil at low reynolds number—a review,” *AIP Advances*, vol. 11, n<sup>o</sup>. 5, p. 050701, 2021.
- [139] C. D. Winant et F. K. Browand, “Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate reynolds number,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 63, n<sup>o</sup>. 2, p. 237–255, 1974.
- [140] K. Brown, D. Houck, D. Maniaci, C. Westergaard et C. Kelley, “Accelerated wind-turbine wake recovery through actuation of the tip-vortex instability,” *AIAA Journal*, vol. 60, n<sup>o</sup>. 5, p. 3298–3310, 2022.
- [141] A. Abraham, A. Castillo-Castellanos et T. Leweke, “Simplified model for helical vortex dynamics in the wake of an asymmetric rotor,” *Flow*, vol. 3, p. E5, 2023.



- [142] L. Lignarolo, D. Ragni, F. Scarano, C. Ferreira et G. van Bussel, “Tip-vortex instability and turbulent mixing in wind-turbine wakes,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 781, p. 467–493, 2015.
- [143] K. Brown, D. Houck, D. C. Maniaci et C. Westergaard, *Rapidly Recovering Wind Turbine Wakes with Dynamic Pitch and Rotor Speed Control*, 2021. [En ligne]. Disponible : <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2021-1182>
- [144] M. Bourhis, M. Pereira et F. Ravelet, “Experimental investigation of the effect of blade solidity on micro-scale and low tip-speed ratio wind turbines,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 140, p. 110745, 2023.
- [145] H. Hu, Z. Yang et H. Igarashi, “Aerodynamic hysteresis of a low-reynolds-number airfoil,” *Journal of Aircraft*, vol. 44, p. 2083–2086, 2007.
- [146] S. Mittal et P. Saxena, “Hysteresis in flow past a naca 0012 airfoil,” *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 191, n<sup>o</sup>. 19, p. 2207–2217, 2002.

## **Annexe A**

# **Tableau récapitulatif des rotors de 200 mm**

	Rotors <i>BEMT</i>		Rotors « grille d'aubes »			
	Rotor de Betz	Rotor de Glauert	Rotor de Joukowski	Rotor A2	Rotor S	Rotor I
$R_E$ [mm]	.....	.....	.....	.....	.....	.....
$H = R_M/R_E$	.....	.....	.....	.....	.....	.....
$\lambda$	.....	.....	.....	.....	.....	.....
Dimensionnement	..... Méthode <i>BEMT</i> - Profil SG6042			..... Méthode « grille d'aubes »		
$a, V_z$	$a = 1/3$	Glauert*	Joukowski*	$a = 1/3$	Glauert*	Glauert*
$a', V_{\theta 2}$	$a' = 0$	Glauert*	Joukowski*	$V_{\theta 2} = \text{cte}$	$V_{\theta 2} = \text{cte}$	Glauert*
$N$	.....	.....	.....	.....	.....	.....
$\sigma(R_M)$	3.93	1.38	2.53	.....	1.65	.....
$\sigma(R_E)$	0.74	0.54	0.69	.....	0.7	.....
Angles	..... $\alpha = 6^\circ$ le long de l'envergure			..... Triangles des vitesses à la Fig. 5.1c		
Volume [cm <sup>-3</sup> ]	416	161	245	190	186	186

Rotors « grille d'aubes »												
	Rotors $Sx$						Rotors $Nx$					
	$c$ varie entre les rotors, $N$ est constant						$c$ est constant, $N$ varie entre les rotors					
$R_E$ [mm]	S05	S075	S1	S125	S15	N4	N6	N8/S1	N10	N12	N14	N16
$H = R_M/R_E$	.....100						.....					
$\lambda$	.....0.3						.....					
	.....1						.....					
Dimensionnement	Méthode grille d'aubes											
$a, V_z$	..... $a = 1/3$ .....											
$a', V_{\theta 2}$	.....Glauert* .....											
$N$	8	8	8	8	8	4	6	8	10	12	14	16
$\sigma^\dagger$	0.5	0.75	1	1.25	1.5	0.5	0.75	1	1.25	1.5	1.75	2
Angles	..... Triangles des vitesses à la Fig. 5.1c .....											
Volume [ $\text{cm}^{-3}$ ]	128	162	213	281	356	156	184	213	241	269	298	326

TABLE A.1 – Tableau récapitulatif des paramètres de dimensionnement et de conception des rotors de 200 mm étudiés dans ce manuscrit.

\* Les rotors ont été dimensionnés en utilisant les distributions de facteurs d'induction optimaux à  $\lambda = 1$  selon le modèle de disque actif considéré.

)) † Le serrage est constant et la corde évolue linéairement le long de l'envergure des rotors.

---

## **Annexe B**

# **Synthèse des productions scientifiques**

### **Article dans une revue internationale avec comité de lecture**

1. M. Bourhis, M. Pereira et F. Ravelet, “Experimental investigation of the effects of the Reynolds Number on the performance and near wake of a wind turbine,” *Renewable Energy*, vol. 209, p. 63–70, 2023.
2. M. Bourhis, M. Pereira et F. Ravelet, “Experimental investigation of the effect of blade solidity on micro-scale and low tip-speed ratio wind turbines,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 140, p. 110745, 2023.
3. M. Bourhis, M. Pereira et F. Ravelet, “Performance and flow characteristics of the optimum rotors of betz, joukowsky, and glauert at low tip-speed ratio,” *Physics of Fluids*, vol. 34, no. 10, p. 105105, 2022.
4. M. Bourhis, M. Pereira, F. Ravelet et I. Dobrev, “Innovative design method and experimental investigation of a small-scale and very low tip-speed ratio wind turbine,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 130, p. 110504, 2022.

### **Participation à des congrès nationaux et internationaux**

1. M. Bourhis, M. Pereira, and F. Ravelet, “Wind tunnel experimental study of the effects of blade number on the performance and starting behavior of a low tip-speed ratio and micro-scale wind turbine at fixed blade geometry,” *Proceedings of ASME Turbo Expo 2023*, paper number : GT2023-102795. Présenté lors de : *Turbomachinery Technical Conference and Exposition 2023*,

---

Boston, USA.

2. M. Bourhis, M. Pereira, and F. Ravelet, “Experimental investigation of the effects of the Reynolds number on the performance of a micro-scale and low tip-speed ratio wind turbine”. Présenté lors de : *16th International Conference on Heat Transfert, Fluid Mechanics and Thermodynamics (HEFAT-ATE) 2022*.
3. M. Bourhis, M. Pereira, F. Ravelet et I. Dobrev, “Numerical assesment of a small-scale and very low tip speed ratio wind turbine,” *E3S Web Conf.*, vol. 321, 2021, p. 01019. Présenté lors de : *XIII International Conference on Computational Heat, Mass and Momentum Transfer (ICCHMT) 2021*, Paris, France.
4. M. Bourhis, M. Pereira, and F. Ravelet, “New design method for small scale and low tip-speed ratio wind turbines”. Poster présenté lors de : *10th National Days on Energy Harvesting and Storage (JNRSE) 2021*, Grenoble, France.

# Liste des tableaux

1.1	Tableau comparatif des distributions optimales des coefficients d'induction axiale $a$ et tangentielle $a'$ dans le plan du rotor à différentes vitesses spécifiques ( $\lambda = 1, 3$ et $6$ ), selon les modèles de disque actif de Betz, Glauert et Joukowsky. . . . .	48
1.2	Classification des éoliennes à axe horizontal basée sur le diamètre du rotor [27]. L'ordre de grandeur des puissances disponibles a été calculé pour une vitesse de vent $V_\infty = 5 \text{ m.s}^{-1}$ .	50
1.3	Tableau récapitulatif des éoliennes à axe horizontal classées par diamètre décroissant. <i>BEMT</i> : Dimensionnement selon la théorie de la quantité de mouvement/éléments de pale; NS : Méthode de dimensionnement non spécifié, empirique ou ne reposant pas sur des considérations aérodynamiques; TV : Pale de type ventilateur ou <i>Fan-type blade</i> en Anglais; $V_\infty$ : Vitesse du vent lors des essais expérimentaux; * : Donnée analytique ou numérique; † : Efficacité ou rendement de l'éolienne $P_{\text{élec}}/P_{\text{disp}}$ ; - : Absence de données.	54
2.1	Délais entre l'acquisition des deux images d'une même paire en fonction de la vitesse du vent dans la soufflerie. . . . .	85
2.2	Géométrie des moyeux en fonction du rayon extérieur du rotor. . . . .	105
3.1	Tableau récapitulatif des caractéristiques de conception, de géométrie, de performance, et d'impression pour les trois rotors optimaux. † Les coefficients de puissance maximaux $C_{p,max}$ diffèrent de ceux présentés à la Fig. 1.10 car ils ont été obtenus par intégration de l'Éq. 1.46 du moyeu ( $x = 0.3$ ) à l'extrémité de la pale ( $x = 1$ ), et non de $x = 0$ à $x = 1$ . . . . .	117



3.2	Relevés de quelques grandeurs caractéristiques du fonctionnement global des rotors optimaux. . . . .	120
3.3	Tableau comparatif des coefficients de puissance $C_p$ et de couple $C_\tau$ obtenus de façon indirecte à partir des mesures <i>PIV</i> et de façon directe à l'aide du couplemètre. L'écart relatif est exprimé en pourcentage de la valeur obtenue <i>via</i> les mesures du couplemètre. . . . .	144
4.1	Tableau récapitulatif des paramètres de dimensionnement et des caractéristiques de fonctionnement des rotors $Ax$ pour chaque configuration $\{R_E; V_\infty\}$ étudiée en soufflerie. Le symbole ✓ indique que nous possédons les mesures expérimentales associées à la ligne correspondante, tandis que le symbole ✗ indique que nous n'en disposons pas. . . . .	180
5.1	Tableau récapitulatif des caractéristiques de conception et de géométrie pour les trois rotors étudiés. † La vitesse tangentielle en sortie est calculée selon l'Éq. 4.6. * Distributions optimales à $\lambda = 1$ selon le modèle d'écoulement de Glauert. . . . .	204
5.2	Tableau récapitulatif des paramètres de dimensionnement, de conception et des caractéristiques de fonctionnement des rotors $Sx$ et $Nx$ . * Les rotors ont été dimensionnés en utilisant la distribution de facteur d'induction tangentielle $a'$ optimale à $\lambda = 1$ selon Glauert. † Le serrage est constant et la corde évolue linéairement le long de l'envergure des rotors. . . . .	218
A.1	Tableau récapitulatif des paramètres de dimensionnement et de conception des rotors de 200 mm étudiés dans ce manuscrit. * Les rotors ont été dimensionnés en utilisant les distributions de facteurs d'induction optimaux à $\lambda = 1$ selon le modèle de disque actif considéré. )) † Le serrage est constant et la corde évolue linéairement le long de l'envergure des rotors. . . . .	275

# Liste des figures

1.1	Production d'électricité renouvelable en France. . . . .	19
1.2	Exemple d'un moulin à vent et d'une éolienne historiques. . . . .	20
1.3	Évolution de la taille et de la puissance électrique des éoliennes à axe horizontal [5]. . . . .	20
1.4	Technologies et applications liées à l'Internet des Objets [7]. . . . .	22
1.5	Éléments physiques et géométriques de base pour décrire le fonctionnement d'une éolienne à axe horizontal. . . . .	26
1.6	Évolution du coefficient de puissance $C_p$ et du coefficient de couple $C_\tau$ avec la vitesse spécifique $\lambda$ pour différentes géométries d'éoliennes. Ces courbes sont issues du livre de Hau [16], elles-mêmes reprisent du rapport technique de Wilson et Lissaman [15]. . . . .	28
1.7	Définitions des paramètres géométriques d'un élément de pale. . . . .	29
1.8	Modélisation du rotor éolien par un disque actif dans le cadre de la théorie de l'écoulement axial. . . . .	32
1.9	Représentation schématique de l'écoulement autour d'un rotor dans le cadre de la théorie de la quantité de mouvement généralisée. . . . .	36
1.10	Coefficient de puissance maximal théorique $C_{p,max}$ fonction de la vitesse spécifique $\lambda$ selon les modèles de disque actif de Betz, Glauert et Joukowsky. . . . .	47
1.11	Visualisation graphique des distributions optimales des coefficients d'induction axiale $a$ et tangentielle $a'$ dans le plan du rotor à différentes vitesses spécifiques ( $\lambda = 1, 3$ et $6$ ), selon les modèles de disque actif de Betz, Glauert et Joukowsky. . . . .	49
1.12	Exemples de prototypes d'éoliennes classés par ordre décroissant de taille. . . . .	55

LISTE DES FIGURES

---

1.13	Diagrammes de dispersion. À chaque point correspond un rotor répertorié dans le Tab. 1.3. Les rotors sont classés en 4 catégories selon leur diamètre ( <i>cf.</i> Tab. 1.2). . . . .	56
1.14	Schéma de l'IEA Wind 15-MW Turbine et spécifications géométriques de deux grandes éoliennes de référence [41]. . . . .	59
1.15	(a) Photographie de l'éolienne étudiée dans les travaux de Cunningham <i>et al.</i> [62, 63]. (b) Courbes $C_p - \lambda$ de ce rotor à différents nombres de Reynolds. (c) Coefficient de puissance maximal $C_{p,max}$ , et vitesse spécifique optimale $\lambda_{opt}$ , fonctions de la vitesse de vent incident $V_{wind}$ . . . . .	61
1.16	(a) Forces exercées sur un élément de pale et triangle des vitesses. (b) représentation schématique d'un élément de pale. Figure adaptée de Burton <i>et al.</i> [71]. . . . .	65
1.17	Géométries optimales pour trois vitesses spécifiques de dimensionnement. Le serrage $\sigma C_{p,\alpha_O}$ est tracé en échelle logarithmique. . . . .	68
2.1	Représentation schématique de la soufflerie aérodynamique du LIFSE. . . . .	72
2.2	Illustration du sillage proche et du sillage lointain d'une éolienne placée dans un tunnel hydrodynamique [72]. . . . .	74
2.3	Quelques aspects historiques de la technique de vélocimétrie par images de particules <i>PIV</i> [73]. . . . .	76
2.4	Schéma descriptif de la technique de vélocimétrie par images de particules <i>PIV</i> [73]. . . . .	77
2.5	Illustration des différents modes d'ensemencement [73]. . . . .	78
2.6	Caractéristiques techniques du Laser Nano-L 200-15 de Litron Lasers Ltd [78]. . . . .	81
2.7	Schéma de principe du positionnement des caméras dans le cas d'une mesure par <i>PIV</i> 2D2C et par <i>SPIV</i> 2D3C proposé par LaVision Inc. [79]. Un dispositif Scheimpflug est intercalé entre l'objectif des caméras 1 et 2 et le capteur <i>CCD</i> en bleu dans le cas de la configuration 2D3C. . . . .	82
2.8	Illustration du déplacement d'un traceur selon le point de vue de chaque caméra lors d'une mesure par <i>SPIV</i> . $\Delta X$ est le déplacement réel du traceur et $\Delta X^{(A,B)}$ sont les déplacements mesurés par les caméras A et B dans le plan d'étude [80]. . . . .	83

LISTE DES FIGURES

---

2.9 Représentations schématiques des deux configurations expérimentales permettant l'acquisition des champs de vitesses par *PIV*. . . . . 84

2.10 Convergence en nombre d'images (NI) des profils moyens de vitesses. Les profils moyens de vitesse axiale  $V_z/V_\infty$  et de vitesse tangentielle  $V_\theta/V_\infty$  ont été obtenus par *SPIV* 2D3C derrière un rotor de diamètre 200 mm opérant à la vitesse spécifique  $\lambda = 1$ , et sous une vitesse d'écoulement de  $15 \text{ m.s}^{-1}$ . Les profils moyens ont été tracés pour une distance  $z/R_E = 1$  de l'origine du repère, qui se situe à l'intersection du bord d'attaque avec l'axe de rotation. . . . . 87

2.11 Schéma de principe du traitement numérique d'une paire d'images [79]. . . . . 88

2.12 Schéma de principe du calcul de la corrélation croisée de deux images pour une FI. Les carrés grisés sont des particules.  $d$  est le déplacement le plus probable du groupe de particules. La corrélation croisée de la particule  $x'_1$  avec la particule  $x_2$  s'obtient en soustrayant les coordonnées de  $x'_1$  (3,3) à celles de  $x_2$  (3,1). Un carré grisé à la coordonnée (0,2) sur la carte de corrélation  $\Gamma(i, j)$  permet d'identifier le résultat du calcul de corrélation entre ces deux particules. L'intensité du carré noir, situé à la coordonnée (1,0), est plus intense car les calculs de corrélations croisées de  $x'_1$  avec  $x_1$  et de  $x'_3$  avec  $x_3$  aboutissent au même résultat (1,0), qui correspond au déplacement le plus probable. . . . . 89

2.13 Illustration graphique du processus d'obtention des champs de vitesses autour d'un rotor de diamètre 300 mm, étudié au cours de la présente thèse, à l'aide de la technique *SPIV*. . . . . 92

2.14 Représentation schématique du banc d'essai permettant l'obtention des courbes caractéristiques d'un rotor  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$ . . . . . 94

2.15 Caractéristiques électromécaniques du moteur à courant continu Maxon. Les Figs. (a) et (b) ont été obtenues avec le moteur Maxon en fonctionnement moteur, tandis que la Fig. (c) a été obtenue avec le moteur en fonctionnement générateur. L'*offset* du couplemètre  $\tau_{offset}$  a été soustrait au couple mesuré  $\tau$  sur la caractéristique d'intensité. 96

2.16	Illustration du processus d' <i>Image dewarping</i> lors de la calibration des caméras disposées pour des mesures <i>SPIV</i> 2D3C (Fig. 2.9b). Le passage des image brutes aux images « dewarpées » se fait grâce aux matrices de transformation. . . . .	100
2.17	Caractérisation de la veine d'essai par <i>SPIV</i> 2D3C pour une vitesse d'écoulement $V_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$ . L'écoulement d'air se déplace de la gauche vers la droite. . . . .	102
2.18	Illustration graphique des étapes de conception d'un rotor de diamètre 200 mm. . . . .	107
2.19	Imprimantes utilisées au cours de cette thèse pour fabriquer les rotors. . . . .	109
2.20	Illustration graphique des étapes de fabrication d'un rotor de diamètre 200 mm par dépôt de fil fondu. Les Figs. (a) et (b) sont des captures d'écrans du logiciel PrusaSlicer. . . . .	110
3.1	Polaire du profil SG6042 à $Re = 10^5$ obtenue par numérisation des données expérimentales de Selig et Giguère [95]. . . . .	114
3.2	Distributions géométriques des rotors. Serrage $\sigma$ optimal (a) et angle de calage optimal $\beta$ (b) en fonction de la coordonnée radiale adimensionnelle $x$ , pour les rotors de Betz, Glauert et Joukowsky. . . . .	116
3.3	Vues 3D de la CAO des rotors de Betz (gauche), Glauert (milieu) et Joukowsky (droite). . . . .	116
3.4	Coefficient de puissance $C_p$ (a) et coefficient de couple $C_\tau$ (b) en fonction de la vitesse spécifique $\lambda$ . La longueur des barres d'incertitude est égale à $\pm 1.96$ fois l'écart type. . . . .	119
3.5	Schéma du processus de formation d'une bulle de séparation laminaire. Figure extraite de Horton <i>et al.</i> [101] . . . . .	122
3.6	Polaire du profil NACA0012 pour une grande gamme d'angles d'attaque. Figure extraite de Sheldahl et Klimas [102]. . . . .	124
3.7	Champs moyens de vitesse axiale normalisée $V_z/V_\infty$ autour des rotor de Betz (a), de Glauert (b) et de Joukowsky (c) à $\lambda = 0.5$ (1 <sup>ère</sup> ligne), $\lambda = 1$ (2 <sup>ème</sup> ligne) et $\lambda = 1.4$ (3 <sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale. . . . .	128

LISTE DES FIGURES

---

3.8 Champs moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour des rotors de Betz (a), de Glauert (b) et de Joukowsky (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale. . . . . 129

3.9 Champs de vorticité normalisée  $\omega_y R_E/V_\infty$  pour une phase angulaire autour des rotors de Betz (a), de Glauert (b) et de Joukowsky (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Notez les inserts sur les champs à  $\lambda = 0.5$  montrant un zoom sur le premier vortex dont le centre est marqué d'une croix rouge +. Les champs pour une phase angulaire sont obtenus en moyennant arithmétiquement 200 champs instantanés, synchronisés avec le passage d'une pale. . . . . 130

3.10 Champs moyens de vorticité normalisée  $\omega_y R_E/V_\infty$  pour le rotor de Betz (a), de Glauert (b) et de Joukowsky (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale. . . . . 131

3.11 Profils radiaux moyens de vitesse axiale normalisée (a) et de vitesse tangentielle normalisée (b) à une distance de l'origine  $z/R_E = 1$  (1<sup>ère</sup> ligne) et  $z/R_E = 2$  (2<sup>ème</sup> ligne) dans le sillage des rotors optimaux, et pour les trois vitesses spécifiques considérées. . . 134

3.12 Profils radiaux moyens de vitesse axiale et tangentielle normalisée à une distance de l'origine  $z/R_E = 1$  (1<sup>ère</sup> ligne) et  $z/R_E = 2$  (2<sup>ème</sup> ligne) dans le sillage des rotors optimaux de Betz (a), de Glauert (b), et de Joukowsky (c), pour les trois vitesses spécifiques considérées. . . . . 134

3.13 (a) Position des centres des tourbillons marginaux. (b) Vorticité adimensionnée au centre des tourbillons en fonction de la position horizontale des vortex . . . . . 137

3.14 Illustration de la transition du sillage proche au sillage lointain (a) et du phénomène de *vortex breakdown* (b). Figures extraites de Sanderse *et al.* [114] et de Kleusberg *et al.* [115]. . . . . 139

3.15 Profils radiaux moyens des coefficients d'induction axiale  $a$  et tangentielle  $a'$  en amont (traits semi-transparents) et en aval (traits épais) des rotors optimaux de Betz (a), de Glauert (b), et de Joukowsky (c), pour les trois vitesses spécifiques considérées. . . . . 142

LISTE DES FIGURES

---

3.16 Profils radiaux moyens des coefficients de couple  $dC_\tau$  et de puissance  $dC_p$  calculés en aval des rotors optimaux pour les trois vitesses spécifiques étudiées. Les graphiques (a) et (b) permettent de visualiser les différences entre les rotors, tandis que les graphiques (c), (d) et (e) permettent de mettre en évidence l'influence de la vitesse spécifique pour chaque rotor. . . . . 143

3.17 Profils radiaux moyens d'angle d'attaque. Les angles ont été calculés pour les rotors de Glauert et Joukowsky en  $z/R_E = -0.1$  (a), tandis que pour le rotor de Betz, les angles ont été calculés à partir du profil radial d'induction axiale en  $z/R_E = 0.8$  et en considérant  $a' = 0$  (b). . . . . 146

3.18 Schéma de la cascade de profils à la coordonnée radiale  $r/R_E = 0.4$ . Ce schéma a été conçu de manière à ce que les longueurs des vecteurs vitesses, les angles d'attaque et de calage, ainsi que les serrages des profils correspondent aux résultats expérimentaux et aux distributions géométriques. . . . . 147

4.1 Représentation schématique d'une grille d'aubes plane. Les triangles des vitesses en amont (indice 1) et en aval (indice 2) de la grille sont tracés en supposant l'absence de pré-rotation. Le serrage de la grille est le rapport entre la corde  $c$  et l'espacement  $t$  entre les aubages  $\sigma = c/t$ . La ligne de cambrure moyenne du profil est représentée en traits pointillés épais verts et la ligne de corde en traits pointillés fins noirs. . . . . 158

4.2 Illustration graphique de la méthode de conception d'un profil. La ligne de cambrure moyenne est représentée en traits pointillés épais verts et la ligne de corde en traits pointillés fins noirs. . . . . 164

4.3 Distributions géométriques du rotor A3. Serrage  $\sigma$  (a) et angles relatifs en entrée  $\phi_1$ , en sortie  $\phi_2$ , et de calage  $\beta$  (b) en fonction de la coordonnée radiale adimensionnelle  $x$ . (c) Vues 3D de la CAO du rotor A3. . . . . 165

4.4 Maillage, paramètres géométriques et conditions aux limites.  $R_E$  représente le rayon extérieur du rotor,  $R_p$  le rayon du cylindre entourant l'éolienne,  $L_u$  la longueur en amont, et  $L_d$  la longueur en aval. . . . . 166

4.5 Influence des dimensions du domaine sur le coefficient de puissance. À gauche : variation de  $R_p$  à  $L_u = 3R_E$  et  $L_d = 8R_E$  constants, à droite : variation de  $L_u$  à  $R_p = 6R_E$  et  $L_d = 8R_E$  constants. Les carrés noirs (■) représentent les résultats numériques avec des paramètres de maillage constants, le point bleu (●) représente la configuration finale ( $R_p = 8$ ,  $L_u = 7$ ,  $L_d = 8$ ) avec un maillage affiné, la ligne bleue solide correspond à  $C_{p,\text{exp}}(1)$  et la croix rouge (×) correspond à la configuration commune entre les deux graphiques. . . . . 167

4.6 Test de convergence du maillage sur la configuration finale du domaine avec  $L_d = 8R_E$ ,  $L_u = 7R_E$  et  $R_p = 8R_E$ . Le point bleu (●) correspond à la configuration finale. . . . . 168

4.7 Coefficient de puissance  $C_p$  (a) et coefficient de couple  $C_\tau$  (b) en fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$ . La longueur des barres d'incertitude est égale à  $\pm 1.96$  fois l'écart type. . . . . 169

4.8 (a) Champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  et de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour du rotor A3 obtenus par *SPIV* 2D3C. (b) Profils radiaux moyens de vitesses axiale et tangentielle normalisées à une distance du bord d'attaque  $z/R_E = 2/3 = 0.67$ . Le rotor fonctionne à sa vitesse spécifique optimale  $\lambda = 1$  et sous une vitesse de vent incident  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$ . Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale. 171

4.9 Profil radial moyen de l'écart entre l'angle relatif de l'écoulement en sortie du rotor et l'angle relatif géométrique au bord de fuite ( $\Delta\phi_2 = \phi_{2,\text{Exp}} - \phi_{2,\text{Design}}$ ). . . . . 172

4.10 Champs instantanés de pression statique (a), de vitesse axiale (b) et de vitesses tangentielle (c) obtenus par *CFD*. Les isocontours de pressions statique ( $-2 \text{ Pa}$ ,  $0 \text{ Pa}$  et  $+2 \text{ Pa}$ ) et de vitesses ( $V_z = V_\theta = 0$ ) ont été tracées en lignes noires. Le rotor fonctionne à sa vitesse spécifique optimale  $\lambda = 1$  et sous une vitesse de vent incident  $V_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$ . 173

4.11 (a) Photographies des rotors A3, A2 et A1 aux cotés d'une pièce de 50 centimes. (b) Vue de la CAO du dispositif expérimental permettant l'acquisition des caractéristiques  $C_p - \lambda$  et  $C_\tau - \lambda$  du rotor A1. . . . . 179



LISTE DES FIGURES

---

4.12 (a) Coefficient de puissance  $C_p$  et coefficient de couple  $C_\tau$  en fonction de la vitesse spécifique  $\lambda$  à différents nombres de Reynolds. Les nombres de Reynolds associés à chaque paire  $\{Ax; V_\infty\}$  sont indiqués dans le Tab. 4.1. (b) Courbes caractéristiques à nombres de Reynolds identiques ( $Re = 6.6 \times 10^4$ ) pour deux tailles de rotor différentes. La longueur des barres d'incertitude est égale à  $\pm 1$  fois l'écart type. . . . . 183

4.13 Influence du nombre de Reynolds  $Re$  sur le coefficient de puissance maximal  $C_{p,max}$  (a), sur la vitesse spécifique optimale  $\lambda_{opt}$  (b), et sur l'étalement des courbes  $\Delta\lambda_{0,25}$  (c). L'étalement  $\Delta\lambda_{0,25}$  est la largeur de la plage de vitesses spécifiques pour lesquelles  $C_p \geq 0.25$ . . . . . 184

4.14 Champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  autour des rotors A2 ( $R_E = 100$  mm) et A3 ( $R_E = 150$  mm) à  $\lambda = 1$  pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale. . . . . 186

4.15 Champs moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour des rotors A2 ( $R_E = 100$  mm) et A3 ( $R_E = 150$  mm) à  $\lambda = 1$  pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d'une pale. . . . . 187

4.16 Profils radiaux moyens de vitesses axiale et tangentielle normalisées autour des rotors A3 ( $R_E = 150$  mm) et A2 ( $R_E = 100$  mm) à  $\lambda = 1$  pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . Les profils radiaux sont obtenus à une distance  $z/R_E = 3/4$  du bord d'attaque des deux rotors (traits pleins) et à une distance  $z/R_E = -0.1$  en amont du rotor A2 (traits semi-transparents sur les graphiques de gauche). . . . . 188

4.17 (a) Profils radiaux moyens du coefficient de puissance infinitésimal  $dC_p$  des rotors A3 ( $R_E = 150$  mm) et A2 ( $R_E = 100$  mm) à  $\lambda = 1$  et pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . (b) Évolution du coefficient de puissance avec le nombre de Reynolds en bout de pale. Les résultats obtenus à partir des images *PIV* sont représentés en symboles vides, et sont reliés par des traits pointillés rouge. Les  $C_p(\lambda = 1)$  calculés avec les mesures des couplemètres sont représentés en symboles pleins. À  $Re = 9.9 \times 10^4$  et  $Re = 13.2 \times 10^4$ , les coefficients de puissance obtenus par les deux méthodes sont égaux, ce qui explique l’indiscernabilité des deux symboles. . . . . 191

4.18 (a) Profils radiaux moyens de déflexion géométrique  $\Delta\phi$ , de l’écart entre l’angle relatif de l’écoulement à la entrée des aubages et l’angle relatif géométrique au bord d’attaque  $\Delta\phi_1$ , et d’angle d’attaque  $\alpha$ , pour le rotor A2 ( $R_E = 100$  mm) opérant à  $\lambda = 1$ , et pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . (b) Profils radiaux moyens de l’écart entre l’angle relatif de l’écoulement à la sortie des aubages et l’angle relatif géométrique au bord de fuite  $\Delta\phi_2$  pour les rotors A2 et A3 à  $\lambda = 1$ , et pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . . . . . 192

4.19 Champs de vorticité normalisée  $\omega_y R_E / V_\infty$  pour une phase angulaire autour des rotors A3 ( $R_E = 150$  mm) et A2 ( $R_E = 100$  mm) à  $\lambda = 1$  pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . Notez l’insert en (a) montrant un zoom sur le second vortex dont le centre est marqué d’une croix rouge  $+$ . Les champs pour une phase angulaire sont obtenus en moyennant arithmétiquement 200 champs instantanés, synchronisés avec le passage d’une pale. . . . . 195

4.20 Illustration du phénomène de *leapfrogging* ou « saut d’un tourbillon par dessus un autre » [143]. On observe que le 7<sup>ème</sup> tourbillon est situé au dessus du 8<sup>ème</sup> tourbillon, qui précède le phénomène de *leapfrogging*. . . . . 196

4.21 Position des vortex marginaux dans le sillage des rotors A2 et A3 pour différentes vitesses de vent incident  $V_\infty$ . . . . . 197

4.22 Intensité de la vorticité normalisée  $\omega_y R_E / V_\infty$  au centre des tourbillons marginaux dans le sillage des rotors A2 et A3 en fonction de leur position. . . . . 197

5.1	Géométrie des rotors. (a) Distributions radiales d'angles relatifs et de calage. (b) Profils des sections de pales situées à la distance $r/R_E = 0.65$ de l'axe de rotation. (c) Vues superposées de la CAO des rotors A2 (rouge), S (jaune) et I (bleu). . . . .	206
5.2	Coefficient de puissance $C_p$ (a) et coefficient de couple $C_\tau$ (b) en fonction de la vitesse spécifique $\lambda$ . Les courbes caractéristiques du rotor de Glauert ont été ajoutées sur ces deux graphiques en semi-transparence ( <i>cf.</i> chapitre 3). La longueur des barres d'incertitude est égale à $\pm 1.96$ fois l'écart type. . . . .	207
5.3	Profils radiaux moyens de vitesse axiale normalisée (a) et de vitesse tangentielle normalisée (b) à une distance de l'origine $z/R_E = 1$ en aval du rotor (traits épais) et $z/R_E = -0.1$ en amont du rotor (traits semi-transparents). Les distributions de vitesses utilisées pour le dimensionnement ont été ajoutées sur les figures à $\lambda = 1$ en traits pointillés. . . . .	209
5.4	Profils radiaux moyens d'angles. (a) Profils radiaux moyens de la déviation du fluide $\Delta\phi = \phi_{1,Exp} - \phi_{2,Exp}$ le long de l'envergure. (b) Profils radiaux moyens de l'écart entre l'angle relatif du fluide en sortie de la grille et l'angle géométrique de sortie du rotor $\Delta\phi_2 = \phi_{2,Exp} - \phi_{2,Design}$ . (c) Profils radiaux moyens de l'écart entre l'angle relatif du fluide en entrée de la grille et l'angle géométrique d'entrée du rotor $\Delta\phi_1 = \phi_{1,Exp} - \phi_{1,Design}$ . . . . .	212
5.5	Profils radiaux moyens d'angles d'attaque $\alpha$ , calculés à partir des angles relatifs expérimentaux à l'entrée des rotors et des angles de calage $\alpha = \phi_{1,Exp} - \beta$ . . . . .	213
5.6	Vues 3D de la CAO de quelques rotors. . . . .	219
5.7	Coefficient de puissance $C_p$ et coefficient de couple $C_\tau$ en fonction de la vitesse spécifique $\lambda$ . La longueur des barres d'incertitude est égale à $\pm 1$ fois l'écart type. . . . .	221
5.8	Influence du serrage sur le coefficient de puissance maximal $C_{p,max}$ (a), et sur le coefficient de couple au démarrage $C_{\tau 0}$ (b). Les lignes joignant les résultats expérimentaux ont uniquement été ajoutées pour faciliter la visualisation. La longueur des barres d'incertitude correspond à $\pm 1.96$ fois l'écart type. . . . .	222

LISTE DES FIGURES

---

5.9 Influence du serrage sur les résidus de l’ajustement des courbes  $C_p - \lambda$  avec un polynôme de degré 2 passant par l’origine (a), ainsi que sur l’étalement des courbes  $\Delta\lambda_{0,9}$  (b). L’ajustement est réalisé par la méthode des moindres carrés. L’étalement est défini comme étant la largeur de la plage de vitesses spécifiques pour lesquelles un rotor atteint un coefficient de puissance supérieur ou égal à  $0.9C_{p,max}$ . Les lignes joignant les résultats expérimentaux ont uniquement été ajoutées pour faciliter la visualisation. . . . . 222

5.10 (a) Instabilité et hystérésis des coefficients de puissance et de couple du rotor S05 entre  $\lambda = 0.7$  et  $\lambda = 0.95$ . (b) Évolution du coefficient de portance (haut) et du coefficient de traînée (bas) avec l’angle d’attaque d’un profil NASA LS(1)-0417 pour un nombre de Reynolds  $Re=1.6 \times 10^5$  [145]. . . . . 226

5.11 Champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  autour des rotors N4 (a), N12 (b) et N16 (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d’une pale. . . . . 230

5.12 Champs moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  autour des rotors S05 (a), S1 (b) et S15 (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d’une pale. . . . . 231

5.13 Champs moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour des rotors N4 (a), N12 (b) et N16 (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d’une pale. . . . . 232

5.14 Champs moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  autour des rotors S05 (a), S1 (b) et S15 (c) à  $\lambda = 0.5$  (1<sup>ère</sup> ligne),  $\lambda = 1$  (2<sup>ème</sup> ligne) et  $\lambda = 1.4$  (3<sup>ème</sup> ligne). Les champs moyens sont obtenus en moyennant arithmétiquement 500 champs instantanés, non synchronisés avec le passage d’une pale. . . . . 233

LISTE DES FIGURES

---

5.15 Profils radiaux moyens de vitesse axiale normalisée  $V_z/V_\infty$  à une distance de l'origine  $z/R_E = 1$  (traits pleins) et  $z/R_E = -0.1$  (traits semi-transparents) des rotors  $Sx$  (a), des rotors  $Nx$  (b), et des rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c), aux trois vitesses spécifiques étudiées  $\lambda = 0.5, 1$  et  $1.4$ . . . . . 234

5.16 Profils radiaux moyens de vitesse tangentielle normalisée  $V_\theta/V_\infty$  à une distance de l'origine  $z/R_E = 1$  (traits pleins) et  $z/R_E = -0.1$  (traits semi-transparents) des rotors  $Sx$  (a), des rotors  $Nx$  (b), et des rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c), aux trois vitesses spécifiques étudiées  $\lambda = 0.5, 1$  et  $1.4$ . . . . . 235

5.17 Profils radiaux moyens de la déviation de l'écoulement  $\Delta\phi = \phi_{1,Exp} - \phi_{2,Exp}$  à travers les rotors  $Sx$  (a), les rotors  $Nx$  (b), et les rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c). . . . . 240

5.18 Profils radiaux moyens de l'écart entre l'angle relatif de l'écoulement à l'entrée des aubages et l'angle relatif géométrique aux bords d'attaque ( $\Delta\phi_1 = \phi_{1,Exp} - \phi_{1,Design}$ ) pour les rotors  $Sx$  (a), les rotors  $Nx$  (b), et les rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c). . . . . 241

5.19 Profils radiaux moyens de l'écart entre l'angle relatif de l'écoulement à la sortie des aubages et l'angle relatif géométrique aux bords de fuite ( $\Delta\phi_2 = \phi_{2,Exp} - \phi_{2,Design}$ ) pour les rotors  $Sx$  (a), les rotors  $Nx$  (b), et les rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c). . . . . 242

5.20 Profils radiaux moyens d'angles d'attaque à l'entrée des rotors  $Sx$  (a), des rotors  $Nx$  (b), et des rotors de même serrage mais de configurations  $\{c, N\}$  différentes (c). Les angles d'attaque sont calculés à partir des angles relatifs expérimentaux à l'entrée des grilles et de la distribution de calage ( $\alpha = \phi_{1,Exp} - \beta$ ). . . . . 243

5.21 Champs de vorticité normalisée  $\omega_y R_E/V_\infty$  pour une phase angulaire autour des rotors N4 (a), N8 (b), N12 (c), et N16 (d)    $\lambda = 1$ . Les champs pour une phase angulaire sont obtenus en moyennant arithmétiquement 200 champs instantanés, synchronisés avec le passage d'une pale. . . . . 245

5.22 (a) Position des centres des tourbillons marginaux. (b) Vorticité adimensionnée au centre des tourbillons en fonction de la position horizontale des vortex. . . . . 246

## LISTE DES FIGURES

---

- 6.1 Diagrammes de dispersion. À chaque point correspond un rotor présenté dans la revue de littérature (*cf.* Tab. 1.3), ou bien un rotor de 200 mm étudié au cours de ces travaux. Les rotors étudiés au cours de ces travaux sont classés en deux catégories : ceux dimensionnés selon la méthode « grille d’aubes », et ceux dimensionnés selon la méthode *BEMT*. . . 255
- 6.2 Synthèse des caractéristiques ( $C_{p,max}$ ,  $C_{\tau 0}$ ) de tous les rotors de 200 mm de diamètre étudiés dans ce manuscrit de thèse. . . . . 256

LISTE DES FIGURES

---





**Résumé :** Ces travaux de thèse portent sur l'étude expérimentale du fonctionnement d'éoliennes de petite taille opérant à basse vitesse spécifique  $\lambda = 1$ . Les différents dispositifs et protocoles sont présentés dans le chapitre 2. Le chapitre 3 est consacré à l'étude du fonctionnement de micro-éoliennes conçues selon les méthodes classiques de dimensionnement (*Blade Element - Momentum Theory*). Les chapitres 4 et 5 sont dédiés à l'étude de rotors conçus selon une nouvelle méthode de dimensionnement, inspirée des techniques utilisées pour concevoir des turbomachines à écoulement interne. Les limites des rotors conçus selon la méthode *BEMT* ont été mises en évidence. En effet, à faible vitesse spécifique, les vitesses d'écoulement optimales diffèrent selon le modèle de disque actif (Betz, Glauert, Joukowsky), et la méthode *BEMT* conduit à des géométries de pales très serrées. Il est alors montré que les pales de ce type de rotors ne se comportent plus comme des profils isolés, mais interagissent fortement entre eux. Une méthode de conception de type « grille d'aubes » pour les éoliennes à basse vitesse spécifique est alors proposée. Une étude paramétrique sur une douzaine de rotors montre que les rotors serrés ayant un nombre de pales suffisant sont bien adaptés pour des applications de micro-récupération d'énergie. Ces rotors ont un coefficient de puissance maximal élevé, une faible vitesse de démarrage, ainsi qu'une caractéristique de couple affine, de forte pente, et dont l'allure est faiblement sensible au nombre de Reynolds. Par ailleurs, nous avons mis en évidence des différences de fonctionnement importantes entre les rotors faiblement serrés et les rotors fortement serrés. Ces différences se manifestent tant sur les caractéristiques énergétiques (coefficient de puissance, coefficient de couple) que sur les propriétés des écoulements (augmentation de la vitesse tangentielle et de la déflexion de l'écoulement), et témoignent de l'évolution du fonctionnement du rotor, passant d'un comportement semblable à celui d'une somme de profils isolés à celui d'une « grille d'aubes ».

**Mots clés :** Mécanique des Fluides, Énergétique, Aérodynamique, Éoliennes, Turbomachines, Micro-récupération d'Énergie, Effets d'Échelle, Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), Coefficients de Puissance et de Couple, Soufflerie

**Abstract :** The purpose of this PhD thesis is to investigate the operation of micro-scale wind turbines (MSWT) specifically designed to operate at a low tip-speed ratio (TSR) of  $\lambda = 1$ . Chapter 2 provides an overview of the various experimental devices and protocols used in this work. Chapter 3 is dedicated to the analysis of the performance and flow characteristics of MSWT designed using the traditional methodology for horizontal axis wind turbines, known as the Blade Element-Momentum Theory (BEMT). We have emphasized the limitations of the BEMT at low TSR. Specifically, we have highlighted that at  $\lambda = 1$ , the optimal flow velocities vary depending on the actuator disk model employed (Betz, Glauert, Joukowsky). Additionally, the BEMT method leads to the design of rotors with high blade solidity, resulting in strong interactions among the rotor blades instead of behaving as isolated airfoils. To address these limitations, we have developed an innovative design method for low tip-speed ratio wind turbines, inspired by the design techniques used for axial flow turbomachines operating under internal flow conditions. This method is based on flow deflection through a high-solidity blade cascade arrangement. Chapters 4 and 5 are dedicated to characterizing the operation of MSWT designed using this original approach. A parametric study involving multiple rotors reveals that high-solidity rotors with an adequate number of blades are well-suited for wind energy harvesting applications. These rotors exhibit a high maximum power coefficient, low starting speed, and an affine torque characteristic with a steep slope, which is minimally influenced by the Reynolds number. Furthermore, significant operational distinctions between high-solidity and low-solidity rotors are identified, encompassing energy characteristics (power coefficient, torque coefficient) as well as flow properties (axial and tangential velocities, flow deflection). These findings demonstrate the evolution of rotor operation, transitioning from behavior resembling a sum of isolated profiles to that of a blade cascade.

**Keywords :** Fluid Mechanics, Energetics, Aerodynamics, Wind Turbines, Turbomachinery, Wind Energy Harvesting, Scale Effects, Particle Image Velocimetry (PIV), Power and Torque coefficients, Wind Tunnel.