



HAL
open science

Modifications des tourbillons d'extrémité d'hélices contra-rotatives en vue d'une réduction des nuisances sonores

Laurence Vion

► **To cite this version:**

Laurence Vion. Modifications des tourbillons d'extrémité d'hélices contra-rotatives en vue d'une réduction des nuisances sonores. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole Polytechnique X, 2013. Français. NNT: . pastel-00843556

HAL Id: pastel-00843556

<https://pastel.hal.science/pastel-00843556>

Submitted on 11 Jul 2013

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.

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

présentée par

Laurence Vion

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Ecole Polytechnique

Spécialité : Mécanique

**Modification des tourbillons d'extrémité d'hélices
contra-rotatives en vue d'une réduction des
nuisances sonores**

soutenue le 10 avril 2013

Jury composé de :

M. G. Delattre	Onera, DAAP, Meudon	<i>Co-directeur de thèse</i>
M. F. Falissard	Onera, DSNA, Châtillon	<i>Invité</i>
M. R. Fernando	Snecma, Département d'Acoustique, Villaroche	<i>Encadrant</i>
M. G. Gerolymos	Professeur, UPMC, Paris	<i>Examineur</i>
M. Y. Gervais	Professeur, Université de Poitiers	<i>Examineur</i>
M. L. Jacquin	Directeur de recherche, Onera, DAFE, Meudon	<i>Directeur de thèse</i>
M. T. Leweke	Directeur de recherche, IRPHE, Marseille	<i>Rapporteur</i>
M. M. Roger	Professeur, Ecole Centrale de Lyon	<i>Rapporteur</i>

A ma grand-mère

Résumé

Cette thèse est une contribution à la réduction du bruit des CROR (Counter-Rotating Open Rotor). On s'intéresse plus particulièrement aux structures tourbillonnaires émises par l'hélice amont venant impacter les pales de l'hélice aval. L'objectif prévu de la thèse est d'explorer la possibilité de modification de ces structures en vue de réduire le bruit résultant de cette interaction au décollage.

La première partie de la thèse est dédiée à leur caractérisation dans un cas particulier d'hélices (HTC5). La physique de formation de la nappe est d'abord décrite avec des outils numériques. Puis, l'essentiel de l'étude est mené sur une pale fixe reproduisant la loi de circulation d'une pale de l'hélice HTC5. Une étude expérimentale de cette pale fixe permet de déterminer les propriétés du tourbillon émis et d'éprouver la méthodologie numérique. Cette étape aboutit à la définition d'un modèle analytique permettant de décrire ce tourbillon.

La seconde partie de cette thèse porte sur la modification de ces structures tourbillonnaires. Dans un premier temps, une application de concepts existant dans la littérature est réalisée sur la pale fixe de façon à observer leur impact sur les tourbillons. La réflexion menée sur ces résultats nous a amené à définir un nouveau concept de modification des structures tourbillonnaires : l'excroissance de bord d'attaque. Ce concept permet la génération de deux tourbillons co-rotatifs séparés par une zone de vorticité de signe opposé. La physique d'interaction entre ces deux tourbillons est  tudi e. L'application de ce concept au CROR HTC5 permet de valider les gains acoustiques.

Mots clés : hélices contra-rotatives, Open Rotor, tourbillon, modèle analytique, Particle Image Velocimetry, fil chaud, calculs chorochroniques, méthode Chimère, soufflerie, acoustique

Abstract

This thesis is concerned with noise reduction of Counter-Rotating Open Rotor (CROR). We are particularly interested in vortical structures shed by the front propeller blades which impact the rear blades. The goal of the thesis is to investigate the possibility to modify these structures in order to reduce the noise produced by this interaction during take-off.

The first part is devoted to their characterization, using the HTC5 baseline CROR geometry designed by Onera. First, the physics of wake formation is described using numerical tools. Then the main part of the study is carried out on a non-rotating blade that reproduces the radial circulation distribution of a front rotating HTC5 propeller blade. Thanks to an experimental investigation of this fixed blade, the vortex properties are determined and the numerical methodology is assessed. This step finally leads to the definition of an analytical model describing this vortex.

The second part of the thesis is dedicated to the modification of these vortical structures. First, an application of concepts existing in the literature is realized on the fixed blade in order to estimate their impact on vortices. Using these results, a new concept to modify vortical structures is defined : a blade leading-edge protuberance. This aim of this concept is to generate a system of two co-rotating vortices separated by counter-rotating vorticity. The physics of the interaction between the two vortices is studied in this thesis. Finally, the acoustic benefits of this concept is assessed on the HTC5 CROR configuration.

Keywords : counter-rotating propeller, Open Rotor, vortex, analytical model, Particle Image Velocimetry, Hot wire, chorochronic computation, chimera methods , wind tunnel, acoustics

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à la personne qui aura le plus influencé ces 3 années de thèse. Merci à Laurent Jacquin d'avoir été mon directeur de thèse et d'avoir accepté d'encadrer une thèse Cifre. Quand l'inspiration venait à manquer, il suffisait de discuter avec lui pour repartir avec des idées plein la tête et des étoiles plein les yeux.

Je remercie Grégory Delattre d'avoir encadré cette thèse côté Onera et Rasika Fernando côté Snecma. Un grand merci également à Fabrice Falissard pour avoir participé au projet HeCToR et pour m'avoir donné des bases en acoustique. Merci à l'équipe H2T du DAAP pour leurs conseils numériques.

Cette thèse n'aurait pas pu être ce qu'elle est sans tous les membres du DAFE, qui par leur bonne humeur et leur soutien, ont fait que, chaque jour, c'était un véritable bonheur de venir travailler.

Je vais commencer par remercier toutes les personnes qui ont interagit avec moi en soufflerie. Merci à Michel Alaphilippe de m'avoir appris tant de choses sur le fonctionnement d'une soufflerie et sur les moyens expérimentaux. Merci à toute l'équipe PIV pour son soutien logistique et moral : à Yves Le Sant pour avoir toujours une solution avec Folki, à Gilles Losfeld pour son aide, ... Mes plus vifs remerciements vont à Didier Soulevant. Je ne compte pas le nombre d'heures supplémentaires qu'il a fait pour que les mesures PIV puissent avoir lieu. Je le remercie de ne jamais avoir abandonné en présence de problèmes parfois très longs à résoudre et pour avoir sacrifié un grand nombre de ses soirées. Sa présence, sa détermination et son soutien ont été capitales et ont largement contribué au bon déroulement de cette thèse. Un grand merci à Jean-François Pulizzi, Serge Ost, Philippe Huet et Thierry Merrer, l'équipe de l'atelier, d'avoir toujours été présents et réactifs dans la bonne humeur en cas de besoins. Merci à tous ceux avec qui j'ai interagit : Jean-Pierre Tobeli, Nicolas Severac, Pascal Audo, Philippe Geffroy, Pascal Molton, François Lambert, Didier Coponet, ... J'en oublie sûrement. Les moments passés à S2L resteront pour moi inoubliables.

Le DAFE ne serait pas ce qu'il est sans son équipe administrative qui contribue à la bonne humeur qui règne chaque jour. Merci à Dominique, Claire, Florence et Serge.

Merci à tous les coureurs pour les sorties hebdomadaires dans la forêt de Meudon. Merci à Gaëlle Servera, Marie-Claire Merienne, Itham Salah-el-Din, Thierry Pot et tous les autres.

Milles mercis aux doctorants du DAFE pour les moments passés à l'Onera et en dehors, en espérant qu'ils seront encore nombreux. Tout d'abord, je tiens à remercier mes compagnons de bureau qui ont été formidables : Clément Mettot et Juan Ignacio-Gonzales. Ensuite, merci à mes compagnons de promo qui ont partagé mes galères : Sami Yamouni et Aurélien Hervé. Merci également à Claudio Ottonelli et Fulvio Sartor pour leur bonne humeur et leur café! Merci aux anciens doctorants pour leurs conseils au cours de ces trois années : Vincent Brion, Benjamin Leclaire, Olivier Marquet et Samuel Davoust.

Merci à mes amis qui ont fait le déplacement le jour de ma soutenance.

Enfin, je remercie mes parents, mon frère et ma grand-mère pour m'avoir toujours épaulé.

Mes derniers remerciements vont à Adrien qui m'a toujours soutenu et qui a su me rappeler, au moment où le moral était au plus bas, que j'avais de la chance de faire cette thèse.

Merci à tous.

Table des matières

Notations	ix
1 Introduction	1
1.1 Contexte de l'étude	1
1.2 Le bruit des CROR	3
1.3 Objectifs et démarche de la thèse	8
1.4 Organisation du manuscrit	9
2 Eléments de la dynamique tourbillonnaire	11
2.1 Modèles de tourbillon	11
2.2 Critère de détection de structures tourbillonnaires	13
2.3 Vortex Meandering	15
2.3.1 Origine	15
2.3.2 Correction des effets dus au flottement du tourbillon	15
2.4 Lien entre circulation sur la pale et circulation dans le sillage	16
2.5 Structures tourbillonnaires d'une aile à forte flèche : exemple de l'aile delta	18
2.6 Concepts existants de modifications de structures tourbillonnaires	19
2.6.1 Bord d'attaque ondulant	21
2.6.2 Echancrure de bord de fuite	22
3 Méthodes numériques et expérimentales	25
3.1 Méthodes numériques	25
3.1.1 Les équations de Navier-Stokes pour un fluide compressible	25
3.1.2 Résolution des équations de Navier-Stokes : le modèle Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations	26
3.1.3 Fermeture des équations RANS/URANS	27
3.1.4 Simulation numérique	28
3.1.5 Adimensionnement des variables	29
3.2 Etude numérique d'un doublet d'hélices	29
3.2.1 Calcul chorochronique et conditions aux limites	29
3.2.2 Maillage	29
3.2.3 Résultats aérodynamiques	31
3.3 Post-traitement acoustique	32
3.4 Stratégie numérique pour l'étude d'une pale fixe dans la veine d'essai	34
3.4.1 Géométrie et maillage	34
3.4.2 Stratégie de calcul	35
3.5 Dispositif expérimental pour l'étude de la pale fixe	36
3.5.1 La soufflerie S2L	36
3.5.2 La Maquette de la pale fixe	37
3.5.3 Mesure de déformée maquette	37
3.5.4 Visualisation pariétale par enduit visqueux	38
3.5.5 Tomoscopie laser	38
3.5.6 Sonde de pression anémoclinométrique	39
3.5.7 Sonde anémométrique à fil chaud	39
3.5.8 Plateau dynamométrique	40
3.5.9 Vélocimétrie par image de particules	41

I	Caractérisation des tourbillons d'extrémité de l'hélice amont d'un CROR en configuration de décollage	45
4	Mise en place d'un modèle « simple » pour l'étude des structures tourbillonnaires	49
4.1	Reproduction de la répartition de circulation le long de l'envergure d'une pale tournante amont du CROR HTC5 en configuration de décollage ($M=0.2$) sur une pale fixe dans les conditions nominales de la soufflerie S2L ($M=0.11$)	49
4.1.1	Détermination de la répartition de circulation le long de l'envergure d'une pale amont du CROR HTC5	49
4.1.2	Reproduction de la répartition de circulation d'une pale amont du CROR HTC5 en configuration de décollage ($M=0.2$) sur une pale fixe dans les conditions nominales de la soufflerie S2L ($M=0.11$)	57
4.2	Validation du modèle de pale fixe	62
4.2.1	Comparaison numérique des structures tourbillonnaires en aval des pales fixe et tournante	62
4.2.2	Erreur commise lors de la génération du modèle et minimisation de cette erreur	72
4.2.3	Calcul numérique avec prise en compte des parois	75
4.3	Conclusions	79
5	Caractérisation des structures tourbillonnaires en aval de la pale fixe	81
5.1	Caractérisation expérimentale des structures tourbillonnaires en aval de la pale fixe	81
5.1.1	Caractérisation du flottement du tourbillon	82
5.1.2	Impact du flottement du tourbillon sur le champ de vitesse	91
5.1.3	Stabilité du tourbillon	96
5.1.4	Influence de la présence de la vorticité de signe opposé	97
5.1.5	Un nouveau modèle de tourbillon	100
5.2	Comparaison des résultats numériques et expérimentaux	101
5.3	Comparaison des résultats PIV avec les structures tourbillonnaires calculées pour un CROR106	101
5.4	Conclusions	107
II	Modification des structures tourbillonnaires en vue d'une réduction des nuisances sonores	109
6	Estimation de l'impact de différents concepts de modification de structures tourbillonnaires proposés dans la littérature	113
6.1	Le bord d'attaque ondulant	113
6.1.1	La géométrie du bord d'attaque ondulant	113
6.1.2	Application du bord d'attaque ondulant à la pale fixe périodique : étude numérique	113
6.1.3	Application du bord d'attaque ondulant au CROR HTC5	118
6.2	L'échancrure de bord de fuite	126
6.3	Conclusions	127
7	Excroissance de bord d'attaque (INPI 1158770)	129
7.1	Définition numérique de la géométrie de l'excroissance	129
7.2	Validation expérimentale du choix de la géométrie de l'excroissance	137
7.3	Caractérisation expérimentale des structures tourbillonnaires de la pale fixe avec excroissance de bord d'attaque	141
7.4	Caractérisation numérique des structures tourbillonnaires d'une pale munie d'une excroissance de bord d'attaque	164
7.4.1	Comparaison des résultats numériques et expérimentaux dans le cas de la pale fixe avec excroissance	164
7.4.2	Application de l'excroissance de bord d'attaque au CROR HTC5	166
	Conclusions et perspectives	169
A	Choix de la taille de la fenêtre dans le calcul du critère Γ_2 de détection de centres tourbillonnaires	173

B	<i>Counter-Rotating Open Rotor (CROR) : flow physics and simulation</i> L. Vion, G. Delattre, F. Falissard and L. Jacquin Congrès Français de Mécanique, Besançon, 2011	177
C	Descriptif technique du brevet	185
D	Application de l'excroissance de bord d'attaque au CROR HTC5	195
	Bibliographie	201

Notations

a	rayon du tourbillon
a_0	rayon de la région interne du tourbillon sans vorticité de signe opposé à celui du tourbillon
a_1	position du maximum de la vitesse tangentielle
a_2	limite de la zone externe du tourbillon contenant la vorticité
a_{ax}	rayon du déficit de vitesse axiale pour lequel 99% de U_∞ ont été retrouvés
b	distance entre les centres de deux tourbillons
b_1 (b_2)	distance de l'axe de rotation d'une paire de tourbillons au centre du tourbillon 1 (tourbillon 2) selon une droite passant par les 2 centres tourbillonnaires
BPF1	Blade Passing Frequency - Fréquence de passage des pales de l'hélice amont
BPF2	Blade Passing Frequency - Fréquence de passage des pales de l'hélice aval
c	corde
c_{tip}	corde en tête
$e_{X,Y}$	coefficient de corrélation des variables X et Y
M	nombre de Mach
h_{pale}	hauteur visible de la pale
N_{FP}	nombre de pales de l'hélice amont ; $N_{FP} = 10$ pour le CROR HTC5
N_{RP}	nombre de pales de l'hélice aval ; $N_{RP} = 8$ pour le CROR HTC5
q	nombre de swirl
Q	second invariant du tenseur gradient de vitesse
$Q_0 = \left(\frac{W_{tip}}{c_{tip}} \right)$	facteur d'adimensionnement de Q
r	distance au coeur du tourbillon
R	distance à l'axe de rotation des hélices
r_0	rayon de dispersion de la vorticité
R_{tip}	rayon du saumon
s	distance parcourue le long de la ligne d'émission du tourbillon $s = 0$ correspond au bord de fuite du saumon
U_∞	vitesse à l'infini amont
V_{ax}	vitesse axiale dans le tourbillon
v_θ	vitesse tangentielle du tourbillon
W_{tip}	Vitesse relative d'attaque du profil du saumon de la pale. $W_{tip} = U_\infty$ pour la pale fixe ; $W_{tip} = \sqrt{U_\infty^2 + (R_{tip}\Omega)^2}$ pour la pale tournante
W_R	Vitesse relative d'attaque du profil à la distance R de l'axe de rotation des hélices
x_0, y_0	position du centre tourbillonnaire
ΔV_{ax}	$= U_\infty - V_{ax}(r = 0)$ déficit de vitesse axiale dans le cœur du tourbillon

Γ	circulation du tourbillon
Γ^-	circulation due à la contribution de la vorticité negative
$\Gamma_0 = W_{tip} \times c_{tip}$	facteur d'adimensionnement de la circulation
Γ_2	critère de détection du centre tourbillonnaire pour les données expérimentales
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
ρ	masse volumique de l'air
σ	amplitude rms du flottement
ω	vorticité axiale
Ω	vitesse de rotation des hélices
Ω_t	vitesse de rotation d'une paire de tourbillons déséquilibrés
$\omega_0 = \frac{W_{tip}}{c_{tip}}$	facteur d'adimensionnement de la vorticité
Ω_0	taux de rotation du cœur du tourbillon
BAO	Bord d'Attaque Ondulant

CAA	Computational Aero-Acoustics
CFD	Computational Fluid Dynamics
CROR	Counter-Rotating Open Rotor
FP	Front Propeller
FW-H	Ffowcs-Williams et Hawkings
HTC5	hélices HTC5 pour Open Rotor dessin�es par l'Onera dans les années 90 [13]
LE-vortex	Leading-Edge vortex
PIV	Particule Image Velocimetry
RP	Rear Propeller

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte de l'étude

En 2001, l'ACARE (Advisory Council for Aeronautics Research in Europe), regroupant l'ensemble des acteurs de la recherche aéronautique européenne, a défini un agenda de recherche pour atteindre, à l'horizon 2020, des objectifs précis et ambitieux en matière d'environnement, assez semblables aux objectifs américains (Environmentally Responsible Aviation) : réduction de moitié du bruit perçu et des émissions de dioxyde de carbone (CO₂) par passager et par kilomètre parcouru, et réduction de 80% des émissions d'oxyde d'azote (NO_x) par rapport à 2000. Dans le domaine aéronautique, ces questions environnementales sont devenues un enjeu politique, économique et commercial et poussent les avionneurs et les motoristes à développer des nouveaux concepts économiques et respectueux de l'environnement pour les futurs avions de transport.

Les hélices transsoniques contrarotatives, également connues sous le nom d'« Open Rotor », se présentent aujourd'hui comme une alternative prometteuse à la propulsion par turbo-réacteur pour les avions de ligne court- et moyen-courriers qui entreront en service dans une quinzaine d'années¹. De par son grand taux de dilution (25-30 contre 5-6 pour le CFM56 et 10 pour le moteur LEAP, deux moteurs développés par CFM, alliance de Snecma et General Electric), l'open rotor ou CROR (Contra Rotating Open Rotor) permet de réduire de 25 à 30% la consommation de carburant par rapport aux moteurs actuels, tout en restant dans les mêmes gammes de poussée.



FIGURE 1.1: Vue 3D de l'open rotor
© Snecma

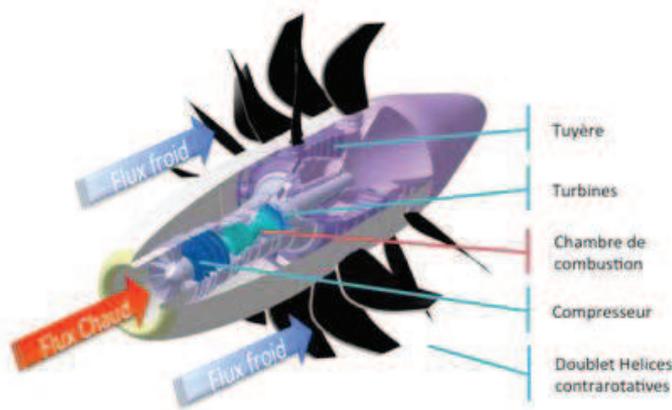


FIGURE 1.2: Coupe d'un open rotor

1. Une autre option, également à l'étude, est le « Geared Turbofan », c'est-à-dire un turbofan classique dont la soufflante est reliée au système basse pression par l'intermédiaire d'une boîte de vitesses. Cette option a l'avantage d'être plus silencieuse que l'Open Rotor, mais ne permet pas une réduction aussi significative de la consommation de carburant

Un CROR est un moteur hybride entre un turbopropulseur² et un turboréacteur³, constitué de deux hélices en rotation dans des sens différents autour du même axe (figures 1.1 et 1.2). Concernant l'architecture proprement dite de ce type de moteur, elle est composée d'un générateur de gaz intégrant à l'arrière un système propulsif innovant où les étages redresseurs de la turbine ne sont pas fixes, mais mobiles et reliés soit directement (DirectDrive), soit par l'intermédiaire d'un réducteur de puissance (Geared) aux rangées d'hélices.

Ce réducteur permet de diminuer la vitesse de rotation des pales. Il présente certains inconvénients à prendre en compte : fiabilité, durabilité, sécurité, augmentation des coûts de maintenance, perte d'efficacité et échange thermique.

Il existe deux configurations : une conception assurant une propulsion, dite « pusher » (figures 1.3 et 1.4), dans laquelle le système d'hélices est disposé en aval du générateur de gaz de la turbomachine et le moteur est installé à l'arrière du fuselage. Dans le cas où les hélices sont en amont des turbines et où le moteur est monté sur les ailes, on parle de configuration « puller », qui assure une traction (figure 1.5). Pour la configuration pusher, la présence de la voilure en amont permet d'uniformiser l'écoulement. Ainsi, les effets d'incidence sont moindres sur les hélices par rapport à l'autre configuration. Par ailleurs, dans le cas de vol civil, le choix d'une configuration pusher est motivée par l'impact réduit sur le bruit cabine par rapport à une configuration puller.



FIGURE 1.3: Moteur UnDucted Fan développé par GE sur un MD-80 (1987)



FIGURE 1.4: Un Boeing 727 motorisé par des moteurs PW/Allison 578-DX



FIGURE 1.5: Antonov An-70 propulsé par des moteurs Progress D-27s

Le concept de soufflante non carénée n'est pas tout à fait nouveau puisque les premiers CROR ont fait leur apparition dans les années 50 avec le Kouznetsov NK-12, un turbopropulseur entraînant deux hélices contrarotatives quadripales de 5.6 m de diamètre. Il motorise, entre autres, le bombardier Tupolev Tu-95 / Tu-142 (version maritime du Tu-95) et l'avion de ligne Tupolev Tu-114, qui demeure le plus rapide des avions de passagers turbopropulsés jamais construit. Mais, devant le faible coût du carburant à cette époque, la plupart des industriels néglige la faible consommation des turboprops face aux avantages des turbofans plus silencieux et permettant de parcourir de plus grande distance, plus rapidement et à plus haute altitude [45]. Les recherches sur les turboprop sont ainsi délaissées. Il faut attendre la crise pétrolière de 1973 et la très forte augmentation des prix du carburant pour voir la tendance s'inverser. Les études concernant l'évaluation et l'optimisation de turbopropulseurs dotés d'une hélice simple et fonctionnant à grande vitesse ont abouti à un changement radical du design des pales : elles sont fines, en flèche et vrillées de façon à améliorer l'efficacité en minimisant les pertes dues aux effets de compressibilité à grande vitesse (pertes dues au choc en régime transsonique) et à réduire le bruit [45],[83]. Une façon d'augmenter encore plus l'efficacité propulsive est d'ajouter une deuxième hélice contra-rotative de façon à récupérer une partie de l'énergie de rotation apportée au fluide par la première hélice [45],[112]. Les études des années 70-80 ont mené à des tests en vol de démonstrateurs d'hélices contra-rotatives : le 578-DX Ultra-High-Bypass (UHB) propfan de Pratt & Whitney-Allison (figure 1.4), testé en 1988 sur un MD-81 en configuration Geared, et le GE36 UnDucted Fan (UDF) de General Electric et Snecma (figure 1.3), testé en 1986 sur un B-727 et en 1988 sur un MD-81 [45] en configuration DirectDrive.

2. Un turbopropulseur, dont le terme est dérivé de l'anglais turboprop (turbo + propeller-hélice), est un système de propulsion dont l'énergie est fournie par une turbine à gaz et dont la poussée principale est obtenue par la rotation d'une hélice multi-pales.

3. Le turboréacteur est le système de propulsion principalement utilisé par les avions aujourd'hui. Cette turbomachine produit une poussée par réaction : l'air entrant dans le réacteur est comprimé puis mélangé à du carburant et brûlé. Une turbine récupère une partie de l'énergie issue de la combustion des gaz pour le fonctionnement de la soufflante, du compresseur et du relais d'accessoires destiné aux énergies de servitude. La poussée résulte de la différence de vitesse de l'air entre l'entrée et la sortie de la turbomachine.

Cependant, l'effondrement du prix du pétrole à la fin des années 80 remet en question la rentabilité du développement de ce type de moteur et les recherches sur l'Open Rotor furent abandonnées, devant les difficultés technologiques longues à résoudre. Ce n'est qu'avec la nouvelle hausse du cours du pétrole en 2007 et la prise de conscience écologique (Environmentally Responsible Aviation, ACARE) que cette configuration est de nouveau étudiée par les principaux motoristes pour la future génération des mono-couloirs A320 et B737, à l'horizon 2025-2030. Actuellement, motoristes (Snecma, GE, Rolls-Royce, Pratt & Whitney...) et avionneurs (Airbus, Boeing), en collaboration avec des laboratoires de recherche (Onera, DLR, NASA, ...), travaillent au développement de ce type de moteurs, pour lesquels les résultats obtenus dans les années 70-80 sont à reprendre avec de nouveaux outils plus prédictifs aussi bien numériques que expérimentaux et en intégrant les évolutions technologiques et les changements de règles environnementales des 30 dernières années. Les défis à relever sont nombreux et des campagnes d'essais avec des maquettes d'hélices rapides ont déjà commencé : au TsAGI en Russie (projet européen DREAM)[11],[12], aux Etats-Unis au centre Glenn de la NASA (figure 1.6)[44], en France dans la soufflerie S1 de l'ONERA à Modane (figure 1.8), aux Pays-bas dans les soufflerie du DNW (figure 1.7) [21],[22],[23], au Royaume-Uni dans les souffleries de l'Aircraft Research Association[89],[103],...



FIGURE 1.6: Montage d'essai de la NASA avec pales GE testé au Glenn Research Center. Source : nasa.gov



FIGURE 1.7: Banc d'essai Hera testé au DNW © Snecma



FIGURE 1.8: Banc d'essai Hera testé à S1 modane avec instrumentation pour les mesures acoustiques © Snecma

Les hélices contrarotatives permettent certes une meilleure efficacité propulsive, mais présentent deux inconvénients : d'une part, le nombre de Mach de croisière reste un peu plus faible que pour un turboréacteur ($M=0.76$ contre $M=0.845$) et d'autre part, des pénalités acoustiques liées à l'absence de carénage sont encore un frein à sa commercialisation. Le bruit généré par les CROR représente un véritable challenge, à la fois en terme de bruit cabine pendant le vol (haute vitesse) et en terme d'impact sur la communauté pendant le décollage et l'atterrissage (basse vitesse). Pour permettre à ces moteurs d'être commercialement viables, les motoristes doivent s'attaquer à ce problème afin de respecter les règles internationales en termes de nuisances sonores, énoncées actuellement dans le chapitre 4 de l'annexe 16 de la convention relative à l'OACI (Organisation de l'Aviation Civile Internationale) et sévériées dans un chapitre 5 en cours de définition.

1.2 Le bruit des CROR

Origine

Le bruit des CROR étant un facteur clé pour leur commercialisation, il convient de comprendre son origine et de proposer des solutions pour le réduire.

Le spectre acoustique d'un open rotor est formé de deux composantes : une partie large bande, recouvrant l'ensemble du spectre, et une partie tonale dont les fréquences correspondent d'une part aux fréquences de passage de pales (BPF pour Blade Passing Frequency) de chacune des deux hélices (notées BPF1 pour l'hélice amont et BPF2 pour l'hélice aval) et à leurs harmoniques et, d'autre part, aux fréquences d'interaction résultant de l'interaction aérodynamique entre les deux hélices ($n \times BPF1 + m \times BPF2$, avec n et m entiers naturels).

Ce spectre est alimenté par différentes sources, comme le montre la figure 1.9 : le bruit d'épaisseur et de charge stationnaire de chaque hélice, l'interaction avec la turbulence, la distortion de l'écoulement due aux effets d'installation (notamment l'interaction du sillage du pylône amont et des pales de

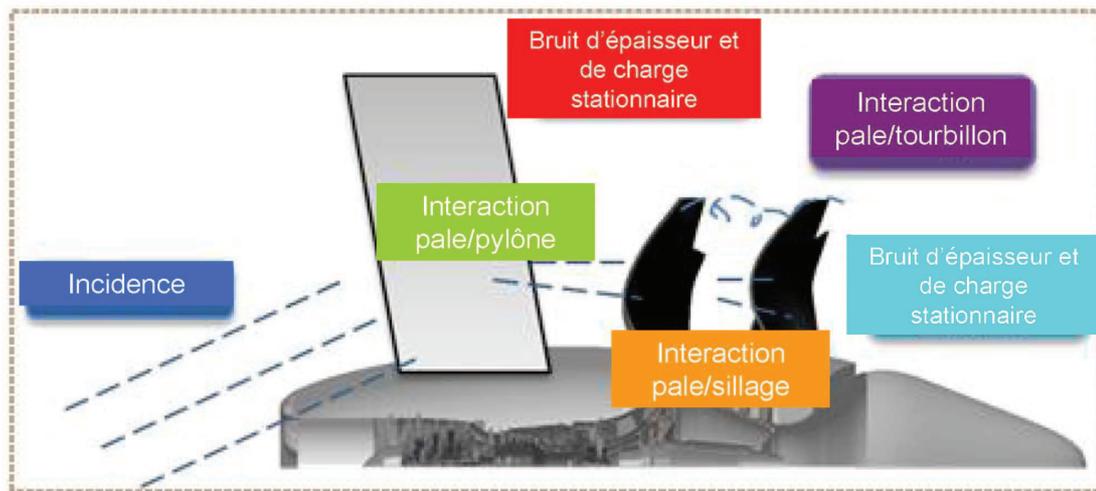


FIGURE 1.9: Les différentes origines du bruit d'un open rotor

Mécanisme générateur de bruit	hélice étudiée	zone en envergure
Influence amont	amont	0 - 100 %
Tourbillon d'extrémité	aval	75 - 100 %
Sillage visqueux	aval	12.5 - 75 %
Couche limite	aval	0- 12.5 %

TABLE 1.1: Répartition des différents mécanismes du bruit selon Peters & Spakovszky [93]

l'hélice amont dans une configuration pusher), la distortion de l'écoulement en incidence, les variations de charges dues aux interactions aérodynamiques entre les deux hélices. Ce dernier point comprend les interactions potentielles, c'est-à-dire à la fois l'influence du champ potentiel de l'hélice amont sur l'hélice aval et celle du champ potentiel de l'hélice aval sur l'hélice amont, et l'impact du sillage et des tourbillons de l'hélice amont sur les pales de l'hélice aval. Cet impact se traduit par des fluctuations des forces sur les pales aval. Ce phénomène est particulièrement critique en phase de décollage et d'approche car les conditions de basse vitesse imposent plus de charges sur les pales pour atteindre la traction souhaitée. Par conséquent, le sillage et les tourbillons sont plus intenses qu'en condition de vol.

Dans la littérature, il a été prouvé que les interactions rotor-rotor sont la source principale du bruit [46],[75],[87].

Peters & Spakovszky [93] ont indentifié les différents mécanismes de l'interaction rotor-rotor et quantifié leur contribution individuelle au bruit d'interaction, qui est découpé en 4 mécanismes : l'influence de l'hélice aval sur l'hélice amont, les tourbillons d'extrémité de l'hélice amont impactant l'hélice aval, le sillage de l'hélice amont impactant l'hélice aval et la couche limite le long de la nacelle affectant la charge de l'hélice aval. Les pales sont également découpées en envergure selon différentes zones et chaque zone est associée à un mécanisme générateur de bruit. Par exemple, les auteurs supposent que l'interaction du tourbillon d'extrémité est la majeure contribution au mécanisme d'interaction entre 75 et 100% de la pale aval seulement. L'étude des variations de pression dans cette zone de la pale aval donne la contribution au bruit du tourbillon d'extrémité. Le tableau 1.1 résume l'approche utilisée par les auteurs. L'analyse de la dissection des sources de bruit pour les six premières fréquences d'interaction, à $M=0.25$, est présentée sur la figure 1.10 : l'influence potentielle de l'hélice aval sur l'hélice amont domine les fréquences d'interaction aux multiples de la fréquence de l'hélice amont ($n \times BPF1 + BPF2$, n entier naturel non nul). L'interaction des tourbillons de l'hélice amont sur les pales aval domine les raies aux multiples de la fréquence de l'hélice aval ($BPF1 + n \times BPF2$). Les raies d'interaction dont les fréquences correspondent à $n \times (BPF1 + BPF2)$ trouvent leur origine dans tous les mécanismes de génération de bruit. Cette étude permet de conclure que, bien que certaines fréquences soient dominées par tel ou tel mécanisme, tous doivent être pris en compte.

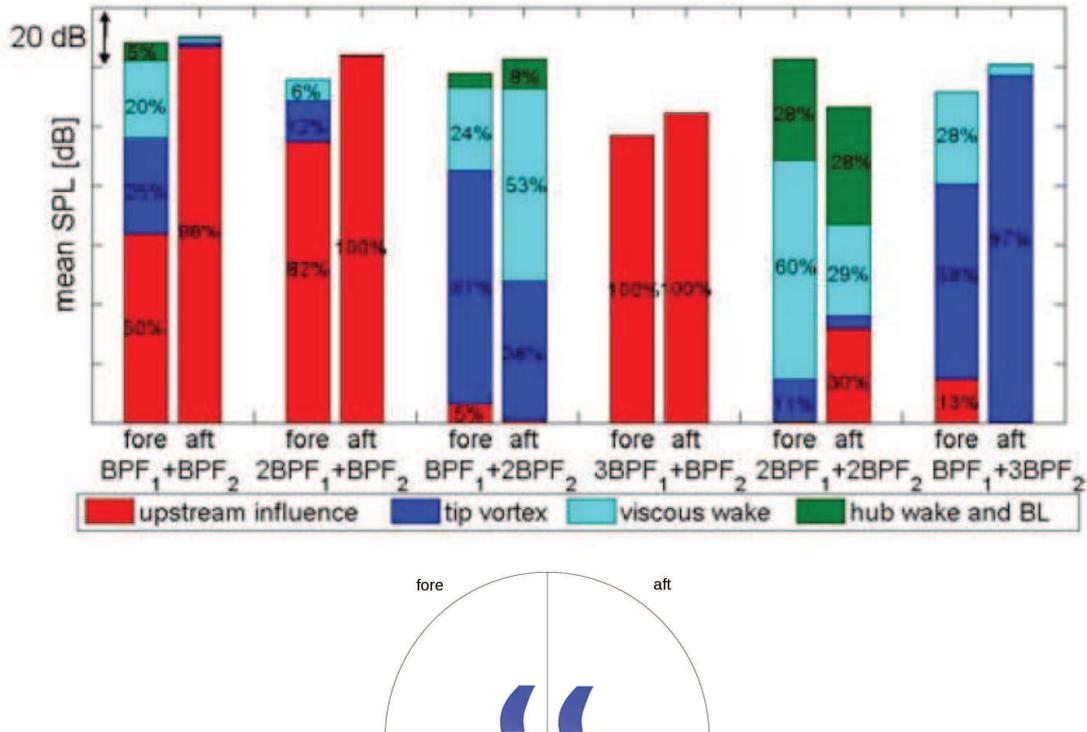


FIGURE 1.10: Haut : contribution aux 6 premières raies d'interaction des mécanismes générateurs de bruit d'un CROR, $M=0.25$ [93] . Bas : définition des domaines « fore » et « aft ».

De plus, la présence d'un pylône amont se traduit par l'augmentation du bruit dans la direction de celui-ci [113]. Le sillage du pylône engendre des fluctuations de charges supplémentaires sur la première hélice principalement. Le niveau sonore des directivités des raies propres augmente ainsi en amont et en aval. Les raies d'interactions sont moins affectées par les phénomènes d'installation.

Parry & al.[89] ont étudié l'importance relative du bruit tonal par rapport au bruit large bande. Alors que les moteurs développés dans les années 80 ont un spectre largement dominé par des composantes tonales, celui des moteurs plus récents voit la balance entre les deux sources de bruit se déplacer et le bruit large bande contribue de façon plus importante que par le passé au bruit total. C'est pourquoi des études récentes s'y intéressent[9],[8],[89]. Ses mécanismes générateurs ont été étudiés par Blandeau[8].

Réduction du bruit des Open Rotor

La réduction du bruit des Open Rotor est extrêmement compliquée : les performances aérodynamiques et aéroacoustiques sont étroitement liées et il est difficile de séparer l'optimisation de l'un par rapport à l'autre. Il y a donc un compromis à trouver entre performances acoustiques et aérodynamiques.

De nombreuses études aussi bien récentes que développées dans les années 80, notamment lors des études sur le démonstrateur UDF (figure 1.3), ont permis non seulement d'établir des principes de fonctionnement et des recommandations sur la configuration du CROR permettant de réduire le bruit, mais encore de développer des technologies contribuant à cette diminution des nuisances sonores.

Concernant la configuration du CROR, l'espacement axial rotor-rotor est un élément clé de l'équilibre à trouver entre performances aérodynamique et aéroacoustique. Il a deux effets [31],[120] : diminuer l'influence du champ potentiel de l'hélice aval sur l'hélice amont et atténuer l'intensité du sillage visqueux [58] et des tourbillons d'extrémité de l'hélice amont, ce qui conduit à une réduction du bruit. Cependant, si cet espacement devient trop grand, l'influence bénéfique de l'hélice amont sur l'hélice aval est diminuée et les performances aérodynamiques ne sont pas maintenues. De plus, l'augmentation de l'espacement axial entraîne une augmentation du poids du moteur. Le nombre de

pales est également un facteur important. En effet, à traction donnée, l'augmentation du nombre de pales peut permettre une réduction de la charge par pale et de la vitesse de rotation à son extrémité. Ceci engendre, d'une part, une réduction du bruit de charge stationnaire et, d'autre part, une réduction du bruit d'interaction due à l'affaiblissement de l'intensité du sillage et des tourbillons d'extrémité de l'hélice amont [58]. Une étude fine réalisée par Parry & Vianello [91] montre, qu'à vitesse de rotation constante, il existe une combinaison optimale du nombre de pales amont et aval permettant un gain maximum en terme de bruit. Cependant, leur étude met également en évidence le fort couplage existant entre le nombre de pales et la vitesse à leur extrémité. De plus, un des moyens les plus communément utilisés pour réduire le bruit est celui du « clipping », qui consiste à réduire le diamètre de l'hélice aval. Ainsi, l'impact des tourbillons d'extrémité de l'hélice amont sur les pales aval est réduit voire évité, éliminant ainsi une importante source de bruit instationnaire. Le sillage de l'hélice amont devient alors la principale contribution à l'interaction avec la pale aval. Par conséquent, le design des pales du rotor aval diffère généralement de celui des pales du rotor amont. Cette technique a été développée pour un Open Rotor en phase de décollage, mais s'avère être aussi efficace pour la réduction du bruit en cabine en configuration de vol [32].

Concernant les recommandations sur le fonctionnement du CROR, Zachariadis & al. [123] ont montré sur un cas particulier comment une attention particulière portée aux conditions d'opérations en condition de décollage, notamment avec une modification de la vitesse de rotation et un changement du pas des pales, peut conduire à une diminution sensible du bruit global selon toutes les directivités. Par ailleurs, Parry & al. [89] ont montré que les caractéristiques spectrales changent de façon significative avec la vitesse de rotation à traction constante (la traction est conservée lors du changement de vitesse par changement du calage des pales) : le niveau tonal augmente avec la vitesse de rotation alors qu'une diminution conséquente du bruit large bande à moyennes et hautes fréquences est observée.

A partir des différents résultats concernant la réduction du bruit, Peters et Spakovszky [93] ont redessiné le CROR qu'ils étudiaient : diminution du diamètre de l'hélice arrière et augmentation de l'espace inter-rotor. Les performances aérodynamiques sont maintenues, ce qui se traduit par une augmentation du nombre de pales aval et des vitesses de rotation différentes entre les hélices. Il en résulte une diminution du niveau de bruit selon toutes les directivités. Les mécanismes générateurs de bruit pour les 6 premières raies d'interaction sont principalement l'influence potentielle de l'hélice aval sur l'hélice amont et l'impact du sillage visqueux de l'hélice amont sur l'hélice aval. La quantification des gains acoustiques de cette version optimisée suggère que les CROR peuvent satisfaire les exigences du chapitre 4 de l'OACI. On fait également référence au brevet de Parry & al. [88] permettant une réduction du bruit des Open Rotor dont le design combine à la fois un nombre spécifique de pales et un principe de fonctionnement particulier. Ce dernier consiste à faire fonctionner le moteur de telle façon que la vitesse en bout de pale d'une ou des deux hélices durant le décollage, la montée ou l'approche soit supérieure à la vitesse en bout de pale lors de la phase de croisière.

Les pales étant à l'origine de l'interaction aérodynamique entre les hélices, leur design peut conduire à une réduction significative du bruit émis, à la fois au décollage [34],[89],[109] et en vol [90]. La flèche a d'abord été introduite pour réduire le nombre de Mach relatif en vol de croisière (régime transsonique) et ainsi réduire les pertes associées aux ondes de choc [80]. Elle s'avère également utile en phase de décollage car elle permet de modifier la formation et la trajectoire des tourbillons. Elle permet également de déphaser les sources acoustiques et peut ainsi conduire à des interactions destructives [31]. De même, réduire le coefficient de traînée des pales amont ou réduire la valeur de la circulation initiale du tourbillon permet de réduire le bruit [31]. Une optimisation aéro-mécanique et acoustique du design de pales a été réalisée dans le cadre du projet européen DREAM (validation of Radical Engine Architecture systems) [73] et montre la difficulté du choix de la géométrie de la pale pour assurer les performances et réduire le bruit.

En présence d'un pylône amont, Ricouard & al. [103] ont étudié expérimentalement les interactions pylône-rotor et ont essayé de réduire le déficit du sillage du pylône avec un soufflage actif au niveau du bord de fuite. Quand celui-ci est efficace, le niveau de bruit est réduit de façon significative. Les changements de géométrie du pylône ont un effet moins important.

La prédiction du bruit des CROR

Comme il vient d'être montré, la réduction du bruit des Open Rotor fait intervenir un grand nombre de paramètres et ne doit pas se faire au détriment des performances aérodynamiques. Un des défis

actuels est de pouvoir calculer correctement le rayonnement acoustique d'un CROR. Le design de pales optimisées aérodynamiquement et acoustiquement ne peut se faire qu'avec des outils numériques fiables. L'essentiel de la difficulté réside ainsi dans l'assurance de résoudre correctement l'ensemble des phénomènes physiques, quelque soient leurs échelles. Cependant, dans le cadre qui nous intéresse, le niveau des fluctuations de pression acoustique est bien inférieur à celui des fluctuations aérodynamiques. La simulation numérique directe restera longtemps hors de portée. Il faut donc renoncer à résoudre toutes les échelles de la turbulence. Les approches statistiques basées sur les moyennes d'ensemble sont donc le plus largement utilisées. Toutes les méthodes numériques actuelles de prédiction du bruit des CROR reposent sur le même schéma : un calcul URANS permet d'obtenir des pressions instationnaires sur une surface solide ou perméable, correspondant à une distribution de sources acoustiques, puis une méthode analytique basée sur l'équation de Ffowcs-Williams et Hawkings (FW-H) [37] permet de calculer le rayonnement acoustique en champ lointain à partir de cette distribution de sources. La performance réside dans la précision des algorithmes de calcul, leur vitesse et dans la qualité du maillage[21], qui nécessite de convecter correctement le sillage du pylône vers l'hélice amont et celui de l'hélice amont vers l'hélice aval [22]. Parmi les combinaisons de codes CFD/CAA Computational Fluid Dynamics/Computational Aero-Acoustic), les codes *elsA*/KIM pour l'Onera ou encore TRACE/APSIM pour le DLR, ont été évalués et validés l'un par rapport l'autre [28],[73]. Si une attention particulière est portée aux paramètres numériques et aux maillages, les résultats acoustiques obtenus avec ces deux codes sont en bon accord avec les données expérimentales[11],[22],[109].

L'interaction pale-tourbillon

Le mécanisme source de bruit qui va nous intéresser au cours de cette thèse est celui dû à l'impact des tourbillons issus de l'hélice amont sur les pales de l'hélice aval. Une des solutions actuelles pour réduire ce bruit est le clipping, c'est-à-dire la réduction du diamètre des pales de l'hélice aval de façon à ce que les tourbillons de l'hélice amont passent au-dessus sans impacter les pales aval. Cette technique permet certes une réduction du bruit d'interaction pale/tourbillon, mais présente aussi quelques désavantages. La réduction de diamètre est compensée par un changement du calage des pales aval ou une augmentation de leur corde de façon à assurer l'objectif de traction, ce qui augmente l'influence potentielle de l'hélice aval sur l'hélice amont. Cependant, les tourbillons marginaux issus de l'hélice amont sont susceptibles de produire un impact sur les extrémités de pales de l'hélice aval, même lorsque cette dernière a un diamètre réduit, par exemple à cause de l'effet de vena contracta consécutif à certains régimes de vol. Le clipping perd également son efficacité quand le moteur est en incidence, une partie des structures tourbillonnaires de l'hélice amont venant impacter l'hélice aval.

Des études récentes se sont intéressées à la modélisation analytique de cette source de bruit, de façon à pouvoir être utilisée en avant-projet pour évaluer les tendances globales du bruit généré en champ lointain par une géométrie donnée. Deux problématiques se présentent : il s'agit d'une part de modéliser correctement les tourbillons émis par l'hélice amont[63],[104]. D'autre part, il faut correctement prendre en compte les effets 3D de la géométrie des pales aval avec notamment les effets de flèche, du vrillage, de la variation de corde en envergure et de l'extrémité des pales[17],[104].

L'interaction pale-tourbillon, ou BVI (Blade Vortex Interaction) est un sujet largement étudié pour les hélicoptères depuis une trentaine d'années. Le BVI observé sur les hélices contra-rotatives se rapproche d'une interaction orthogonale qui se produit sur les hélicoptères lorsque le rotor de queue interagit avec le sillage du rotor principal[27]. Les études conduites à l'université d'Iowa [24] ont montré que le régime de l'interaction dépend de 4 paramètres adimensionnés qui sont :

- le paramètre d'épaisseur $T = \frac{D}{a}$
- le paramètre d'impact $I = \frac{2\pi a U}{\Gamma}$ qui correspond au ratio de la vitesse d'impact sur le maximum de vitesse azimutale dans le tourbillon
- le paramètre de vitesse axiale $A = \frac{2\pi a \Delta V_{ax}}{\Gamma}$ qui correspond au ratio du déficit de vitesse axiale dans le cœur du tourbillon sur son maximum de vitesse azimutale
- le nombre de Reynolds $Re = \frac{\Gamma}{\nu}$

où a est le rayon visqueux du tourbillon, D l'épaisseur de la pale, U la vitesse d'impact, Γ la circulation du tourbillon, ΔV_{ax} le déficit de vitesse dans le cœur du tourbillon, ν la viscosité cinématique du fluide. Ces paramètres dépendent principalement des caractéristiques du tourbillon. Dans le cas d'un paramètre d'impact faible, c'est-à-dire une vitesse azimutale du tourbillon grande devant la vitesse d'impact, le

tourbillon provoque le décollement de la couche limite à la surface du profil et le champ de vorticité éjectée peut s'enrouler autour du tourbillon[67]. Quand le paramètre d'impact augmente, le paramètre d'épaisseur entre en jeu. Si la pale est relativement épaisse, le tourbillon est étiré-comprimé autour du profil de sorte que le cœur du tourbillon devient suffisamment fin pour se retrouver dans le cas précédent où la vorticité de la couche limite est éjectée et s'enroule autour du tourbillon. Si la pale est fine, le tourbillon est découpé sans déformation et sans décollement de la couche limite [77].

Ces différents modes d'interaction ne sont pas sans impact sur l'acoustique. En effet, Schlinker & al. [108] ont montré dans ce troisième régime d'interaction qu'un doublement de la valeur de Γ sans modification de a a conduit à un accroissement des niveaux des raies de l'ordre de 6 dB. Les auteurs conseillent de modifier les propriétés ou la trajectoire des tourbillons de façon à réduire le bruit du BVI.

1.3 Objectifs et démarche de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la réduction de bruit des Open Rotor. Elle contribue à l'étude Onera/Snecma HeCToR (**H**élices **C**ontra-rotatives à **T**ourbillons **R**éduits) ayant pour finalité la réduction du bruit généré par l'interaction entre les tourbillons émis par l'hélice amont et les pales de l'hélice aval, en configuration de décollage.

La première partie de cette étude (hors du cadre de la thèse) recense les concepts de modification des structures tourbillonnaires en aval de voilures fixe ou tournante existant dans la littérature. De cette étude ont été dégagés 2 concepts semblant prometteurs pour la réduction du bruit des Open Rotor. La seconde partie de cette étude repose sur la thèse : l'objectif ici est de comprendre la physique de formation des structures tourbillonnaires du CROR décrit par la suite. Il convient ensuite de proposer un modèle simple et représentatif d'une pale amont de CROR pour une étude expérimentale et numérique de la géométrie et d'appliquer les concepts sélectionnés dans la première partie afin d'identifier la façon dont ils viennent modifier ces structures et, à partir de ces résultats, de proposer un concept innovant de modification des structures tourbillonnaires de l'hélice amont d'un CROR. Enfin, la troisième partie de l'étude HeCToR (hors thèse) se propose d'appliquer le concept innovant sur des configurations CROR.

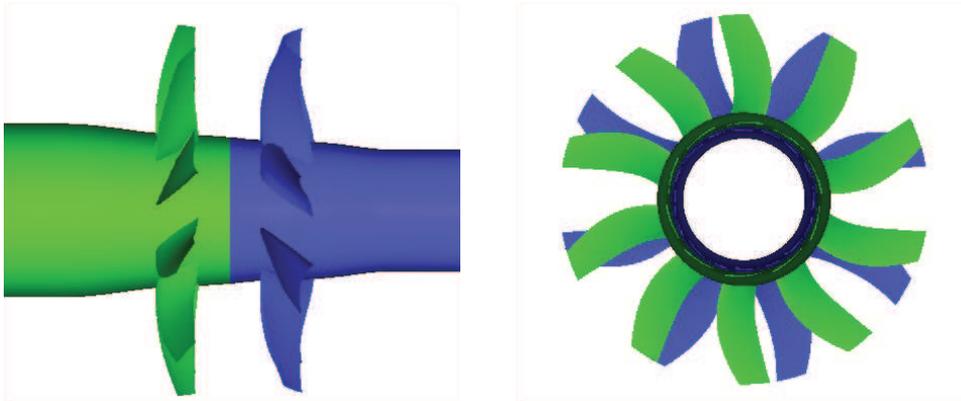


FIGURE 1.11: Counter Rotating Open Rotor HTC5 - vert : hélice amont - bleu : hélice aval. gauche : vue de côté - l'écoulement arrive de la gauche ; droite : vue de l'amont

La configuration étudiée est un CROR muni des hélices HTC5, développé dans les années 90 par l'Onera. Il est défini dans [13] et montré figure 1.11. Dans cette étude, le CROR a été redimensionné à une échelle 3/5 pour que la dimension visible des pales soient en accord avec les dimensions de la soufflerie S2L de l'Onera Meudon, dans laquelle des essais seront menés. La similitude considérée conserve le nombre de Mach en bout de pale ($M = 0.68$) et le paramètre d'avancement $\gamma = \frac{U_\infty}{2R_{tip}n}$ (avec n la fréquence de rotation). Le nombre de Reynolds basé sur la corde du saumon et la vitesse relative d'attaque du profil du saumon vaut $Re_{c_{tip}} = \frac{W_{tip}c_{tip}}{\nu} = 2.2 \times 10^6$. Les caractéristiques du moteur sont les suivantes :

- Nombre de pales : Amont : $N_{FP} = 10$ – Aval : $N_{RP} = 8$
- Pas de clipping ; Rayon des pales : 0.85 m
- Configuration de décollage : $M = 0.2$
- Vitesse de rotation amont et aval : 2535 tr/min

- Coefficient de traction $\tau = 1.24$ (Poussée : 25 000 N)
- Configuration isolée (pas de pylône,...)
- Moyeu circulaire infini en amont et aval des hélices, dont le rayon varie au niveau des hélices :
 $R = 0.3995$ m à l'infini amont et $R = 0.2805$ m à l'infini aval.

On insistera sur le fait qu'il n'y a pas de clipping : l'hélice aval a le même diamètre que l'hélice amont. On se place ainsi dans une configuration défavorable où les tourbillons des pales amont se font obligatoirement couper par les pales aval. On notera également que l'étude concerne le décollage, pendant lequel les structures tourbillonnaires sont les plus fortes de par l'augmentation de la charge par pale pour assurer l'objectif de traction, plus grande au décollage qu'en vol de croisière.

Comme il a été décrit brièvement ci-dessus, l'objectif de cette thèse est double.

Le premier a pour vocation la caractérisation des structures tourbillonnaires de l'hélice amont d'un CROR muni des pales HTC5 en configuration de décollage avant qu'ils n'interagissent avec les pales de l'hélice aval : physique de formation de la nappe et propriétés des tourbillons d'extrémité (circulation, rayon, lois de répartition de vitesse, de circulation dans le coeur du tourbillon, physique d'enroulement de la nappe, ...). A cette fin, un volet numérique et un volet expérimental ont été mis en place. En particulier, au début de cette thèse, nous disposions d'un ensemble de méthodologies numériques mises en place pour l'étude des CROR à l'Onera et qui permettent une bonne reproduction des performances globales d'une machine telle qu'un CROR[11],[12]. Cependant, la fiabilité de la solution numérique, notamment la reproduction des profils de vitesses et de vorticité dans un tourbillon, n'a pas pu être éprouvée faute de données expérimentales. En effet, une telle étude sur un CROR en soufflerie est très coûteuse. Afin de pouvoir comparer les solutions numériques à des données expérimentales, un modèle de pale fixe reproduisant les structures tourbillonnaires d'une pale amont du CROR HTC5 en configuration de décollage est développé. Ces dernières sont étudiées numériquement et expérimentalement.

Le second objectif de la thèse concerne la modification des structures tourbillonnaires en vue d'une réduction des nuisances sonores. Différents « concepts » ont été testés, à la fois numériquement et expérimentalement. La pale fixe développée précédemment permet une évaluation rapide et peu coûteuse de l'impact des différents « concepts » testés au niveau des structures tourbillonnaires. Ces recherches ont été menées dans l'ordre suivant : si les modifications observées numériquement sont significatives, une validation expérimentale de l'impact du concept sur les structures tourbillonnaires est réalisée. Le concept est alors appliqué au CROR afin de quantifier les gains acoustiques.

1.4 Organisation du manuscrit

Le premier chapitre suivant l'introduction rassemble des éléments de la dynamique tourbillonnaire nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques présentés par la suite. Puis les méthodes numériques et expérimentales mises en œuvre au cours de la thèse sont décrites.

La première partie est consacrée à la caractérisation des tourbillons de l'hélice amont du CROR muni des pales HTC5 en configuration de décollage. La chapitre 4 présente la méthodologie mise en place afin de reproduire les structures tourbillonnaires d'une pale amont du CROR sur une pale fixe. Cette technique est validée par la comparaison des sillages des pales fixe et tournante obtenus numériquement. Le chapitre 5 est consacré à la caractérisation expérimentale des tourbillons (circulation, rayon, lois de vitesses axiales et azimutales,...) et à la comparaison avec le numérique.

La deuxième partie repose sur la modification des structures tourbillonnaires, en vue de modifier leur interaction avec la pale aval et réduire les nuisances sonores. Dans le chapitre 6, deux concepts de modification des structures tourbillonnaires existant dans la littérature sont appliqués à la pale fixe. L'impact de ces deux technologies est évalué numériquement. Le chapitre 7 permet le développement et l'étude d'un troisième concept de modification des structures tourbillonnaires. Son impact est étudié numériquement et expérimentalement. Une validation a posteriori des gains acoustiques de ce concept sera réalisée en annexe à partir de travaux réalisés par les départements d'aérodynamique appliquée (DAAP) et de simulations numériques en aéroacoustique (DSNA) de l'Onera.

Enfin, une conclusion présente la synthèse des travaux présentés, reprend les points clés développés dans cette thèse et présente des perspectives pour de futures études.

Chapitre 2

Eléments de la dynamique tourbillonnaire

Comme il a été vu en introduction, le bruit généré par l'impact d'un tourbillon avec une surface dépend en premier lieu des paramètres du tourbillon. Ce chapitre rassemble donc des éléments de la dynamique tourbillonnaire nécessaires dans la suite de l'étude : modèles analytiques de tourbillons, critères de détection de structures tourbillonnaires à partir de données numériques et expérimentales, identification des propriétés instationnaires d'un tourbillon (« vortex meandering »), lien entre la répartition de charge sur une pale et la circulation dans son sillage, structures tourbillonnaires d'une aile à forte flèche. Le chapitre se termine par la présentation de concepts dont l'impact sur les structures tourbillonnaires s'est avéré particulièrement intéressant.

2.1 Modèles de tourbillon

Ce paragraphe présente quelques modèles analytiques de tourbillons existants dans la littérature[42]. Un tourbillon axisymétrique se caractérise par une loi de vitesse azimutale $v_\theta(r)$ et par une loi de vitesse axiale $V_{ax}(r)$. La vorticité étant définie comme le rotationnel de la vitesse, sa composante axiale en coordonnées polaires est donnée par la formule $\omega(r) = \frac{1}{r} \frac{\partial(rv_\theta)}{\partial r}$. La circulation est définie par $\Gamma = \lim_{r \rightarrow \infty} (2\pi r v_\theta(r))$. La distribution de vitesse tangentielle des modèles présentés ci-dessous est représentée figure 2.1.

Tourbillon de Rankine

Le tourbillon de Rankine constitue un modèle simple de tourbillon axisymétrique bidimensionnel. Il est constitué d'un cœur en rotation solide, entouré d'un écoulement irrotationnel. En notant a le rayon du cœur rotationnel, la vitesse azimutale v_θ et la vorticité axiale ω sont données par les formules suivantes :

$$v_\theta(r) = \begin{cases} \frac{\Gamma}{2\pi a^2} r & , r < a \\ \frac{\Gamma}{2\pi r} & , r > a \end{cases} \quad (2.1)$$

$$\omega(r) = \begin{cases} \frac{\Gamma}{\pi a^2} & , r < a \\ 0 & , r > a \end{cases} \quad (2.2)$$

Ce modèle, largement utilisé pour des études analytiques, ne peut pas représenter un tourbillon réel de par la discontinuité de son profil de vorticité en $r = a$.

Tourbillon de Lamb-Oseen

Le tourbillon de Lamb-Oseen compense ce défaut. Il est caractérisé par un profil de vorticité gaussien :

$$v_{\theta}(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - e^{-r^2/a^2}\right) \quad (2.3)$$

$$\omega(r) = \frac{\Gamma}{\pi a^2} e^{-r^2/a^2} \quad (2.4)$$

Lorsque a est constant, le modèle est solution des équations d'Euler. Lorsque a évolue au cours du temps selon la loi $a^2 = 4\nu t$ (diffusion visqueuse), le modèle est une solution auto-similaire des équations de Navier-Stokes bidimensionnelles. Cette propriété justifie l'utilisation de ce modèle dans de très nombreuses études.

Q-vortex

Ce modèle est l'extension tridimensionnelle du tourbillon bidimensionnel de Lamb-Oseen. Les profils de vorticité et de vitesse axiale sont caractérisés par des distributions gaussiennes selon les formules :

$$v_{\theta}(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - e^{-r^2/a^2}\right) \quad (2.5)$$

$$\omega(r) = \frac{\Gamma}{\pi a^2} e^{-r^2/a^2} \quad (2.6)$$

$$V_{ax}(r) = U_{\infty} + (V_{ax}(r=0) - U_{\infty})e^{-r^2/a^2} \quad (2.7)$$

Il peut être caractérisé soit par un déficit de vitesse dans le cœur du tourbillon, soit par une configuration de type jet.

Ce modèle est une version simplifiée du modèle de Batchelor, qui est une solution auto-similaire des équations de Navier-Stokes axisymétriques dans l'approximation quasi-parallèle.

Le nom de « q-vortex » fait référence au nombre de swirl défini par :

$$q = \frac{\Gamma}{2\pi a(U_{\infty} - V_{ax}(r=0))} \quad (2.8)$$

Ce nombre caractérise l'intensité de la vitesse azimutale par rapport au déficit de vitesse axiale. Même si le tourbillon ne suit pas le modèle de q-vortex, on utilise cette formule pour calculer un nombre de swirl équivalent. Ce nombre est, avec le nombre de Reynolds $Re = \frac{\Gamma}{\mu}$, l'un des paramètres qui fixent la dynamique du tourbillon. En effet, il montre qu'un tourbillon de type q-vortex est stable pour q supérieur à 1.5 et instable pour q inférieur à cette valeur [56], même si des exceptions existent à cette règle [35].

Le q-vortex est l'un des modèles réalistes les plus simples pour représenter un tourbillon avec écoulement axial et est très utilisé pour l'étude de la physique tridimensionnelle des tourbillons. Il a été utilisé avec succès pour décrire des tourbillons dans des écoulements dans des conduits et des sillages d'avion à nombre de Reynolds modéré. Cependant, comme les tourbillons de Rankine et de Lamb-Oseen, le q-vortex est piloté par la viscosité alors qu'il résulte de l'enroulement d'une nappe de vorticité, phénomène essentiellement non visqueux. De plus, les tourbillons de bout d'aile résultent souvent de la fusion de plusieurs tourbillons. C'est pourquoi le q-vortex s'est montré insuffisant pour modéliser des tourbillons de sillage émis par des ailes à grands allongements et à grands nombres de Reynolds[36].

Modèle de tourbillon à 2 échelles

Fabre & al. [35],[36] propose un modèle de tourbillons à deux échelles plus proches des tourbillons réels que les modèles de Rankine, Lamb-Oseen ou Batchelor. La vitesse azimutale de ce modèle est donnée

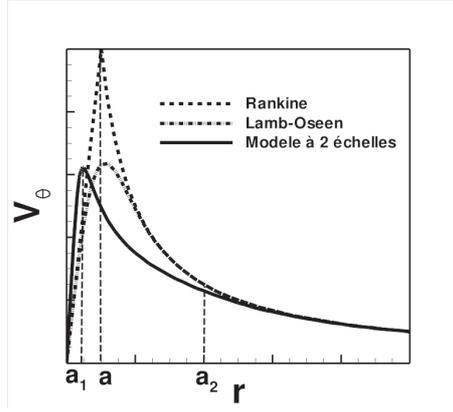


FIGURE 2.1: Distribution de vitesse tangentielle des modèles de tourbillons de Rankine, Lamb-Oseen et modèle à 2 échelles avec les paramètres suivants : $\Gamma = 2\pi$, $a=1$, $a_2/a_1 = 10$, $a/a_1 = 40$

par :

$$v_\theta(r) = \begin{cases} \Omega_0 r & , 0 < r < a_1 \\ \Omega_0 a_1 \left(\frac{r}{a_1}\right)^{-\alpha} & , a_1 < r < a_2 \\ \frac{\Gamma}{2\pi r} & , r > a_2 \end{cases} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} & \text{avec } \Gamma = 2\pi\Omega_0 a_1^2 \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^{1-\alpha} \\ & \text{et } 0 \leq \alpha < 1 \end{aligned} \quad (2.10)$$

avec a_1 le rayon interne qui correspond au maximum de vitesse azimutale et a_2 le rayon externe qui est la limite de la région contenant la vorticité.

Un second modèle de ce tourbillon à deux échelles a  ete propos e afin de « régulariser » les transitions entre les trois zones[35],[36] :

$$v_\theta(r) = \frac{\Omega_0 r}{(1 + (r/a_1)^4)^{(1+\alpha)/4} (1 + (r/a_2)^4)^{(1-\alpha)/4}} \quad (2.11)$$

Ce modèle r egularis e est compar e aux modèles de Rankine et de Lamb-Oseen sur la figure 2.1.

2.2 Critère de détection de structures tourbillonnaires

« Comment détecter un tourbillon ? » est une question d'autant plus difficile qu'aucune définition objective d'un tourbillon n'a fait l'unanimité au sein de la communauté scientifique. Jeong & Hussain [59] font une analyse critique des différents critères de détection de structures tourbillonnaires, dont les plus intéressants sont pr esent es ci-dessous.

Les critères les plus courants se basent sur une analyse locale du champ de vitesse et plus précisément du tenseur du gradient de vitesse $\nabla \mathbf{u}$ et ses invariants. On peut décomposer le tenseur gradient de vitesse de la façon suivante : une partie symétrique - $\underline{\underline{\mathbf{S}}}$ ou tenseur du taux de déformation - et une partie antisymétrique - $\underline{\underline{\mathbf{\Omega}}}$ ou tenseur du taux de rotation.

$$\underline{\underline{\mathbf{S}}} = \frac{1}{2} (\nabla u + (\nabla u)^T) \quad (2.12)$$

$$\underline{\underline{\mathbf{\Omega}}} = \frac{1}{2} (\nabla u - (\nabla u)^T) \quad (2.13)$$

avec $\|\underline{\underline{\mathbf{S}}}\| = \left(\text{tr}(\underline{\underline{\mathbf{S}}}\underline{\underline{\mathbf{S}}}^T)\right)^{\frac{1}{2}}$ et $\|\underline{\underline{\mathbf{\Omega}}}\| = \left(\text{tr}(\underline{\underline{\mathbf{\Omega}}}\underline{\underline{\mathbf{\Omega}}}^T)\right)^{\frac{1}{2}}$.

Les trois critères de détection de structures tourbillonnaires les plus communément utilisés dans la littérature sont les critères Q , Δ et λ_2 expliqués ci-dessous.

Un système 3D d'équations différentielles du premier ordre peut se mettre sous la forme $\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x}$ avec $\dot{\mathbf{x}} = (\dot{x}_1, \dot{x}_2, \dot{x}_3)^T$, $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)^T$ où $\mathbf{A} = (a_{i,j})_{3,3} = \left(\frac{\partial x_i}{\partial x_j}\right)$ le tenseur du gradient de vitesse évalué au point $(0,0,0)$. $\dot{\mathbf{x}}$ correspond à la dérivée temporelle de la variable \mathbf{x} .

Les valeurs propres (λ_i) de \mathbf{A} peuvent être déterminées en résolvant l'équation

$$\det[\mathbf{A} - \lambda\mathbf{I}] = 0 \quad (2.14)$$

soit

$$\lambda^3 + P\lambda^2 + Q\lambda + R = 0 \quad (2.15)$$

avec

$$P = -tr(\mathbf{A}) \quad (2.16)$$

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (2.17)$$

$$R = -det(\nabla u) \quad (2.18)$$

P , Q et R sont les trois invariants du tenseur gradient de vitesse.

Dans le cas d'un fluide incompressible, $P = 0$ et le discriminant de cette équation caractéristique est donné par

$$\Delta = \left(\frac{Q}{3}\right)^3 + \left(\frac{R}{2}\right)^2 \quad (2.19)$$

Quand le discriminant est positif, l'équation caractéristique a une racine réelle et deux racines complexes conjuguées.

Chong & al. [20] définissent un centre tourbillonnaire comme une zone pour laquelle les valeurs propres sont complexes, ce qui correspond à des lignes de courant fermées ou formant une spirale dans le référentiel en mouvement avec le point.

Hunt & al. [51] définissent un centre tourbillonnaire comme une zone dans laquelle l'amplitude de la vorticité dépasse le taux de déformation dû au cisaillement, c'est-à-dire que le second invariant du tenseur du gradient de vitesse Q est positif avec la condition supplémentaire que la pression locale est inférieure à la pression ambiante. Ce critère est plus restrictif que le critère Δ comme le montre l'équation 2.19.

Jeong & Hussain [59] proposent un autre critère de détection tourbillonnaire : le critère λ_2 . Un tourbillon dans un écoulement incompressible est défini comme une région contenant deux valeurs propres négatives du tenseur $\Omega^2 + S^2$. Si on appelle λ_1 , λ_2 , et λ_3 les trois valeurs propres de $\Omega^2 + S^2$ (elles sont réelles car $\Omega^2 + S^2$ est sym etricque) telles que $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$, alors le c oeur du tourbillon est défini par $\lambda_2 \leq 0$.

Alors que le critère Q analyse l'équilibre entre le taux de rotation et le taux de déformation selon toutes les directions de l'espace, le critère λ_2 ne le mesure que dans un plan particulier [25][59]. De plus, le critère λ_2 n'est pas applicable dans le cas compressible [25]. Dans cette thèse, on utilisera le critère Q pour visualiser numériquement les structures tourbillonnaires.

La qualité de la détection des structures tourbillonnaires à l'aide des méthodes présentées ci-dessus repose sur la précision du calcul du gradient de vitesse, ce qui n'est pas ais e lors du traitement de données expérimentales dont le rapport signal/bruit peut être localement  lev e. Par ailleurs, le champ de vitesse est form e de la superposition d'une turbulence petite échelle à un mouvement de structures grandes échelles (tourbillons), ce qui engendre une forte intermittence du gradient de vitesse. Dans le cas de posttraitement de mesures PIV, l'interpolation des grandeurs ou le calcul de dérivées augmentent l'influence d'eventuels vecteurs faux. On pr ef erera donc des méthodes de détections de tourbillons qui ne s'appuient pas sur l'évaluation de gradients. On notera en particulier que ces méthodes sont locales

alors que les tourbillons sont par nature des phénomènes non locaux.

Graftieaux & al. [39] proposent un algorithme de détection de centre tourbillonnaire, basé sur la topologie du champ de vitesse et non pas sur son amplitude. Ce critère est un moment cinétique normalisé qui considère le mouvement relatif autour d'un point donné. Il est donné par la formule suivante :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \iint_{M \in S} \frac{\mathbf{PM} \wedge (\mathbf{U}_M - \bar{\mathbf{U}}_P) \cdot \mathbf{z}}{\|\mathbf{PM}\| \cdot \|\mathbf{U}_M - \bar{\mathbf{U}}_P\|} dS \quad (2.20)$$

avec $\bar{\mathbf{U}}_P = \frac{1}{S} \iint_{M \in S} \mathbf{U} dS$.

P est un point fixe du domaine, S un domaine 2D entourant le point P, \mathbf{z} le vecteur unitaire normal à S, M un point de S.

Il a été montré que, dans le cas d'un tourbillon de Lamb-Oseen axisymétrique dont la vitesse azimutale est donnée par la formule $v_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} (1 - e^{-r^2/a^2})$, tant que la taille de la fenêtre est de l'ordre du rayon du tourbillon ou inférieure, elle ne joue pas un grand rôle dans la détermination du centre tourbillonnaire [39].

Ce critère présente l'avantage d'être un invariant galiléen et sera utilisé pour la détection des centres tourbillonnaires. Une étude de l'influence de la taille de la fenêtre S sur les structures tourbillonnaires rencontrées dans la thèse est donnée en annexe A.

2.3 Vortex Meandering

2.3.1 Origine

Le phénomène de « vortex meandering », connu également sous le nom de « vortex wandering » et que l'on peut traduire par « flottement des tourbillons », correspond à un déplacement erratique des tourbillons autour de leur position moyenne. C'est un phénomène basse fréquence, large bande, sans pic de fréquence distinctif, universellement observé dans les tourbillons.

De nombreuses études ont porté sur ce phénomène, mais son origine physique est encore mal connue. L'analyse de la position instantanée du centre tourbillonnaire [5],[29],[49] a révélé que l'amplitude du flottement augmente avec la distance aval et diminue avec l'intensité du tourbillon. La turbulence de la soufflerie, proposée par Devenport & al. [29] comme source du flottement, a été écartée des mécanismes à l'origine de ce phénomène par Jacquin & al. [54]. Ces auteurs proposent d'autres effets générateurs sans pour autant pouvoir en privilégier un : turbulence du sillage, instabilités coopératives, fluctuations turbulentes présentes dans la couche limite de la surface portante. Dans le cas de surfaces portantes à faible rapport d'aspect proche d'une paroi, telles que des ailettes de missiles, Beresh & al. [5] montrent l'influence certaine de la turbulence de la couche limite de la paroi, sans exclure les autres sources possibles.

2.3.2 Correction des effets dus au flottement du tourbillon

Bien que cette étude n'ait pas pour objectif de faire une analyse approfondie de ce phénomène de flottement, il faut en tenir compte pour l'étude du tourbillon. En effet, le mouvement de translation qu'il impose à l'ensemble du tourbillon a un impact important sur la précision et l'interprétation des résultats, car il rend la séparation entre champ de base (le tourbillon), champ moyen et champ fluctuant délicate. Devenport & al. [29] et Heyes & al. [49] montrent que le flottement est responsable d'une sur-estimation de la valeur du rayon du tourbillon et d'une sous-estimation des valeurs du maximum de vitesse azimutale et du déficit de vitesse axiale.

Ces deux mêmes études proposent des méthodes pour s'en affranchir. D'une part, Devenport & al. [29] supposent que la position du tourbillon suit une densité de probabilité gaussienne et corrige l'impact du flottement par une méthode purement statistique. D'autre part, Heyes & al. [49] proposent une méthode plus simple pour corriger l'effet du flottement sur des données PIV acquises en aval d'un NACA 0012. Dans un premier temps, un algorithme permet de détecter la position instantanée du centre tourbillonnaire sur les champs PIV instantanés. On calcule la position moyenne du centre

tourbillonnaire sur tous les champs, ce qui permet de définir un vecteur de déplacement du centre tourbillonnaire pour chaque image PIV. Chacune de ces images est ensuite déplacée du vecteur déplacement de façon à centrer toutes les images sur la position moyenne du centre. Enfin, les vitesses et tensions de Reynolds sont calculées à partir des données re-centrées. On ne fait ainsi aucune supposition quant à la nature du flottement, comme c'est le cas dans la théorie de Devenport & al. [29]. Les auteurs peuvent ainsi confirmer que la distribution des centres tourbillonnaires autour de la position moyenne est gaussienne. Cette méthode sera utilisée dans cette thèse lors de l'analyse des données expérimentales.

2.4 Lien entre circulation sur la pale et circulation dans le sillage

Les tourbillons sont une conséquence directe et inévitable de la portance générée par une aile : ils résultent de l'écoulement de contournement en bout d'aile engendré par la différence de pression entre l'intrados et l'extrados. Les caractéristiques d'un tourbillon sont fortement liées à la répartition de circulation le long de l'envergure de la pale. En effet, toute variation locale de la charge, induite par la surface d'un corps ou par un décollement sur cette surface, mène à la formation d'un tourbillon.

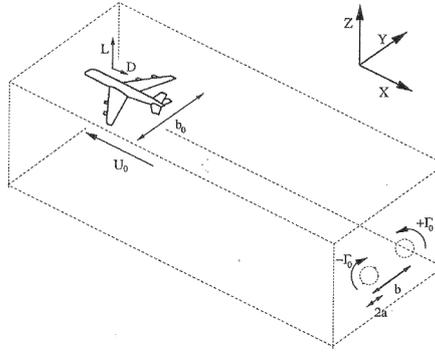


FIGURE 2.2: Modèles de sillage d'avion et volume de contrôle utilisé dans le calcul des bilans. Caractéristiques de l'avion : envergure b_0 , vitesse U_0 , portance L et traînée D . Caractéristiques du sillage dans le plan de sortie : circulation Γ_0 , envergure b , rayon a . Repère (X, Y, Z) utilisé. [35]

Cette interdépendance peut être modélisée au moyen de la théorie de la ligne portante de Prandtl, reprise par Donaldson & Bilanin [33]. Le raisonnement repose sur les équations de la conservation de quantité de mouvement appliquées à un volume fini entourant l'avion et se déplaçant à la même vitesse que celui-ci (figure 2.2). En considérant l'écoulement 2D stationnaire se déplaçant selon l'axe x à une vitesse constante uniforme U_0 et en notant $U_y(y, z)$ et $U_z(y, z)$ les vitesses selon respectivement les axes y et z , le bilan de quantité de mouvement selon l'axe z s'écrit :

$$\rho U_0 \iint U_z(y, z) dy dz = -L \quad (2.21)$$

Cette équation traduit l'égalité entre la portance de l'avion et le flux de quantité de mouvement verticale dans un plan de sortie en aval de l'avion. En notant $\omega(y, z) = \partial U_z / \partial y - \partial U_y / \partial z$ la vorticité selon l'axe x , on peut montrer par intégration par parties que :

$$\rho U_0 \iint y \omega(y, z) dy dz = L \quad (2.22)$$

La vorticité étant concentrée dans les tourbillons de circulation $\pm \Gamma_0$ situés en $\pm b/2$, on a :

$$L = \rho U_0 \Gamma_0 b \quad (2.23)$$

De plus, dans le cadre de cette théorie, la force de portance L engendrée par une aile d'envergure b_0 s'exprime en fonction de sa loi de chargement $\gamma(y)$ selon la formule :

$$L = \rho U_0 \int_{-b_0/2}^{b_0/2} \gamma(y) dy \quad (2.24)$$

avec $\gamma(y) = \Gamma(y)/\Gamma_0$. $\Gamma(y)$ est la circulation par section de la pale le long de son envergure et Γ_0 la circulation en $y=0$. Les équations 2.22 à 2.24 montrent le lien qui existe entre la répartition de circulation sur la pale et les caractéristiques du tourbillon. Immédiatement derrière l'aile, le sillage est constitué par une nappe de cisaillement caractérisée par une densité linéique de vorticité $-\frac{d\gamma}{dy}$. D'après la théorie de Prandtl, le champ de vorticité est par la suite représenté par une série de plusieurs tourbillons individuels se formant aux endroits où l'amplitude de $-\left|\frac{d\gamma}{dy}\right|$ sur l'aile présente un extremum.

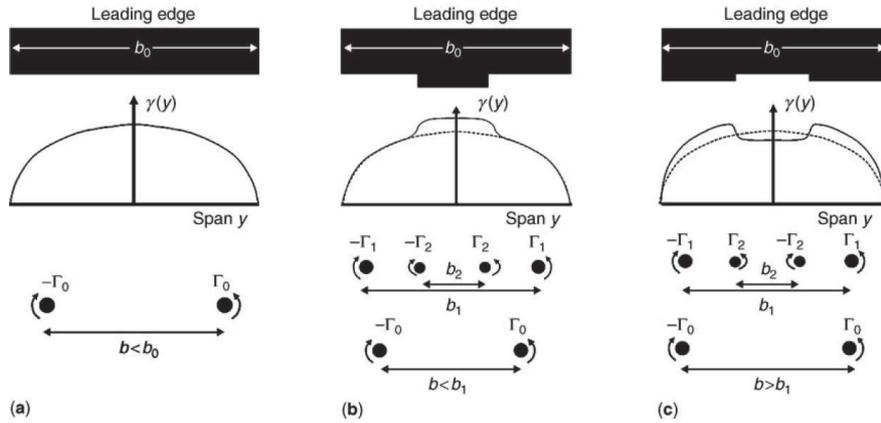


FIGURE 2.3: Systèmes tourbillonnaires en aval d'ailes de répartitions de chargement différentes : (a) aile rectangulaire sans volet (b) aile rectangulaire avec volet interne (c) aile rectangulaire avec volets externes [53]

On peut ainsi prédire le système tourbillonnaire en aval d'une aile en fonction de sa répartition de charge en envergure comme le montre la figure 2.3 [53]. L'image (a) correspond à une aile rectangulaire de chargement elliptique avec deux tourbillons contra-rotatifs en aval. L'image (b) montre les tourbillons d'une aile rectangulaire munie d'un volet interne hyper-sustentateur qui accroît la portance. L'image (c) montre ceux d'une aile munie de volets externes induisant une diminution de la portance. Ces deux dernières configurations conduisent, dans le sillage proche de l'aile, à des systèmes de 4 tourbillons, où les tourbillons sont co-rotatifs (b) ou contra-rotatifs (c) dans chaque demi-plan. Les tourbillons de chaque demi-plan interagissent en champ lointain pour donner deux tourbillons contra-rotatifs.

De nombreuses études ont été menées pour établir un lien entre la répartition de circulation sur la pale et dans le cœur du tourbillon dans des cas plus réalistes, sur des ailes fixes [6],[105],[106], mais aussi sur des pales tournantes d'hélicoptère [10]. Ces études trouvent leur origine dans les travaux de Betz [6].

Son modèle analytique d'enroulement pour un fluide parfait incompressible 2D permet de prédire la distribution radiale de circulation et de vitesse dans le tourbillon formé à partir de la répartition de charge sur la pale.

Le modèle bidimensionnel non visqueux de la théorie de Betz [6] a été étendu pour prendre en compte les effets tri-dimensionnels [33], les tourbillons multiples [105] et inclure les cœurs visqueux [107].

Rosow [106] développe également une méthode inverse qui permet à partir de mesures faites dans le sillage de remonter à la répartition de charge sur la pale.

La figure 2.4 montre la répartition de charge sur une aile fixe et sur une aile tournante non vrillées. Dans le cas d'une aile fixe d'envergure finie, la nappe de vorticité interne a le même signe que le tourbillon d'extrémité et par conséquent s'enroule autour de celui-ci. En théorie, le tourbillon final en champ lointain contient toute la vorticité lâchée dans le sillage. Le cas d'une pale tournante est assez différent. La répartition de circulation liée de la pale présente un pic de circulation près de l'extrémité de la pale (figure 2.4). Donc, d'après la formulation de la ligne portante, la circulation du tourbillon doit être égale à la valeur du pic sur la pale tandis que la nappe interne, de vorticité de signe opposée, reste séparée et ne fusionne pas avec le tourbillon. L'intensité de la nappe interne est contrôlée par le vrillage de la pale.

Tous les modèles d'enroulement de type Betz donnent des résultats proches des mesures expérimentales dans le cas d'une aile fixe. Les résultats de cette théorie sont moins bons dans le cas

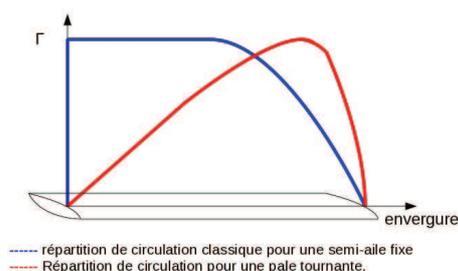


FIGURE 2.4: Différence de répartition de circulation le long de l'envergure d'une demi-aile entre une aile fixe et une pale tournante

de pales d'hélicoptère de par la proximité entre les tourbillons d'extrémité et les pales. Les tourbillons sont, en effet, à l'origine de vitesses induites qui modifient le chargement de la pale, ce qui en retour, modifie les caractéristiques du tourbillon. Dans le cas de pales d'hélicoptère, la circulation du tourbillon d'extrémité équivaut à une fraction de la valeur du pic de circulation liée sur la pale, mais les études ne s'accordent pas sur la valeur de cette fraction (85% [7], 40% [65]). Les effets non linéaires présents dans le cas de géométries tournantes doivent être pris en compte par l'intermédiaire de modèles semi-empiriques pour obtenir des résultats acceptables [10].

2.5 Structures tourbillonnaires d'une aile à forte flèche : exemple de l'aile delta

Les pales d'hélices contra-rotatives que nous étudions présentent une flèche. Il est alors intéressant d'analyser la formation des structures tourbillonnaires sur de telles ailes, comme c'est le cas pour une voilure en forme de delta (avions de chasse, Concorde).

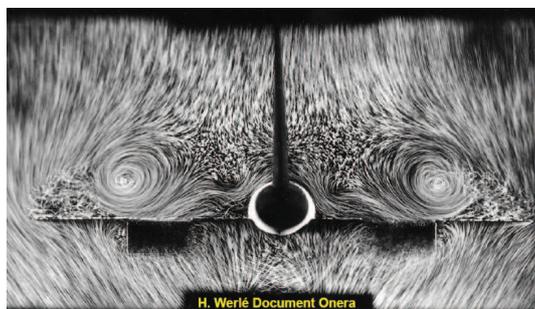


FIGURE 2.5: Tourbillons sur les ailes du Concorde : visualisation par bulles dans un canal hydrodynamique (Onera). Coupe par un plan vertical. Vue de l'arrière

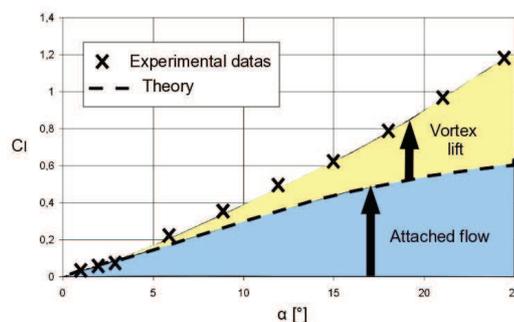


FIGURE 2.6: Gain de portance dû à la présence des tourbillons sur une aile delta d'allongement 1.5 [94]

Outre une structure plus rigide et une traînée d'onde réduite par rapport à des ailes de grand allongement, les ailes delta possèdent un troisième avantage aérodynamique : deux structures tourbillonnaires cohérentes et symétriques par rapport au plan de corde de l'aile dominant l'écoulement d'extrados (figure 2.5) et sont à l'origine d'un gain significatif de portance qui favorise l'extension du domaine de vol aux hautes incidences (figure 2.6). Ces tourbillons résultent du décollement au bord d'attaque de la couche limite d'intrados et de son enroulement en une structure conique et hélicoïdale.

La géométrie du bord d'attaque joue un rôle important au niveau de la physique du tourbillon qu'il engendre [74]. En effet, dans le cas d'un bord d'attaque à arête vive, l'origine du tourbillon se situe à l'apex de l'aile et le décollement est fixé sur le bord d'attaque (figure 2.7). Tandis que pour un bord émoussé, l'origine du tourbillon est déplacé en aval de l'aile et le décollement a lieu à proximité du bord d'attaque

et non plus dessus. Ces deux paramètres de la physique tourbillonnaire sont désormais contrôlés par le rayon du bord d'attaque, le nombre de Reynolds, le nombre de Mach, l'angle d'attaque,...

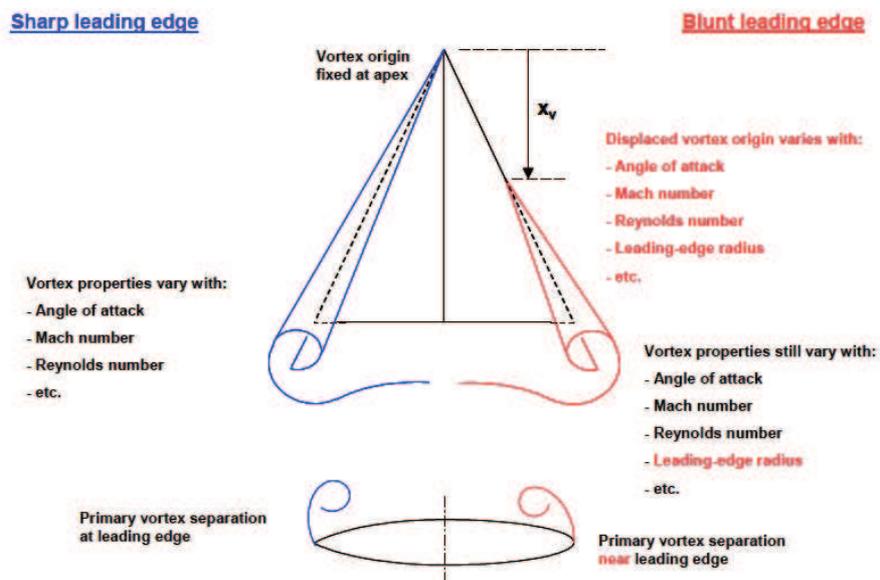


FIGURE 2.7: Influence de la géométrie du bord d'attaque sur la physique tourbillonnaire d'une aile delta [74]

Au cours d'une étude expérimentale de l'écoulement autour d'une aile delta d'allongement égal à 1 et à un angle d'attaque de 20.5° , Hummel [50] met en évidence dans le sillage proche de l'aile la présence du tourbillon de bord d'attaque, d'un tourbillon secondaire et d'un tourbillon de bord de fuite. Le tourbillon secondaire naît sur la surface de l'aile et résulte d'un décollement de la couche limite. Il est rapidement dissipé en aval de l'aile et s'enroule dans le tourbillon. La nappe de vorticité originaires du bord de fuite de l'aile s'enroule en un tourbillon de bord de fuite concentré, dont le sens de rotation est opposé à celui du tourbillon de bord d'attaque (figure 2.8).

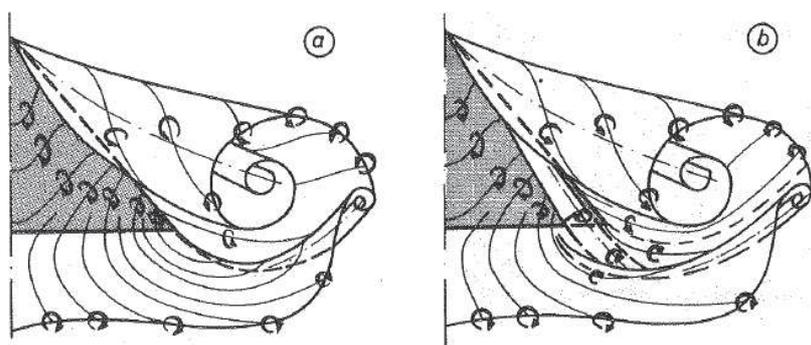


FIGURE 2.8: Formation d'un tourbillon de bord de fuite derrière une aile delta [50]

2.6 Concepts existants de modifications de structures tourbillonnaires

Un des objectifs de la thèse étant de modifier les structures tourbillonnaires des pales de l'hélice amont d'un CROR en vue de réduire le bruit d'interaction avec les pales aval, on s'intéresse aux concepts



FIGURE 2.9: Sharklets de l'A320 (www.airbus.com)



FIGURE 2.10: Protubérances sur une nageoire de baleine à bosses

existants dans la littérature permettant de modifier ces structures. De nombreuses études sont basées sur le contrôle de ces dernières à des fins différentes : réduire la traînée et donc la consommation de carburant, diminuer le danger dû au moment de roulis pour les avions suiveurs, réduire le bruit d'interaction pale/tourbillon pour les hélicoptères et les hélices contra-rotatives, réduire les vibrations des pales d'hélicoptères...

Les tourbillons sont à l'origine d'une partie de la traînée des avions. En effet, les deux tourbillons contra-rotatifs en aval d'un avion sont à l'origine de vitesses induites (downwash) qui modifient localement l'incidence de l'aile. La force aérodynamique s'exerçant sur chaque tranche d'aile aura donc une composante parallèle à la trajectoire et dirigée vers l'arrière : c'est la traînée induite. Le coefficient de traînée induite s'exprime à l'aide de la théorie de la ligne portante sous la forme :

$$C_D = \frac{C_L^2}{\pi e AR} \quad (2.25)$$

avec C_L le coefficient de portance de l'aile, $AR = \frac{b^2}{S}$ l'allongement de l'aile égal au carré de l'envergure divisé par la surface de l'aile et e le coefficient d'Oswald, un facteur de correction qui représente le changement en terme de traînée d'une aile tri-dimensionnelle en comparaison avec une aile de même allongement et de distribution de charge elliptique.

La traînée d'une aile sera donc d'autant plus faible que son allongement est grand (planeur : $AR=20-30$, A380 - B777 : $AR=7-9$, avions supersoniques : $2-3$). Cependant, le choix de l'envergure de l'aile est un compromis entre aérodynamique et structure à cause de l'augmentation du moment d'encastrement à l'emplanture de l'aile.

Une façon d'augmenter l'allongement effectif de l'aile ($e \times AR$), pour réduire la traînée induite, sans augmenter son envergure, est l'introduction des winglets en bout d'aile (figure 2.9) qui ont été introduits par l'aérodynamicien américain Richard Whitcomb[119] à la suite d'une étude effectuée par la NASA en 1976. Ce sont des petites ailettes ajoutées à l'extrémité des ailes des avions dans le but de réduire la traînée en minimisant les efforts sur la structure (notamment le moment d'encastrement). Correctement positionné, le winglet peut récupérer une partie de l'énergie du tourbillon et l'amoinrir. Il confère également une meilleure stabilité à l'appareil.

En ce qui concerne les hélicoptères, deux géométries visant à modifier les tourbillons d'extrémité sont présentées ici : la pale issue du programme BERP (figure 2.11) et la pale Blue EdgeTM utilisée par Eurocopter pour équiper ses nouveaux hélicoptères (figure 2.12). Alors que la première utilise l'effet de flèche pour étendre le domaine de vol des hélicoptères en réduisant les effets de compressibilité[66], la seconde présente, en plus de gains de performance, des avantages acoustiques et permet une réduction sonore du rotor de 4 à 7 dB [52].

La répartition de la circulation dans le sillage étant étroitement liée à la répartition de circulation sur la pale, il convient de modifier la géométrie de la pale pour modifier les structures tourbillonnaires dans le sillage. Deux concepts de modifications tourbillonnaires existant dans la littérature[27] ont été retenus pour cette thèse pour une application à un CROR. Le premier est basé sur un bord d'attaque ondulant reproduisant les protubérances présentes sur une nageoire de baleine à bosses. Le second s'inspire de travaux effectués sur la problématique de la minimisation des tourbillons de sillage d'avion.



FIGURE 2.11: Pale issue de British Experimental Rotor Program



FIGURE 2.12: Pale Blue EdgeTM utilisée par Eurocopter pour équiper ses nouveaux hélicoptères

2.6.1 Bord d'attaque ondulant

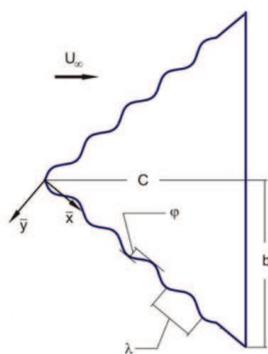


FIGURE 2.13: Ondulation de bord d'attaque sur une aile delta [38]

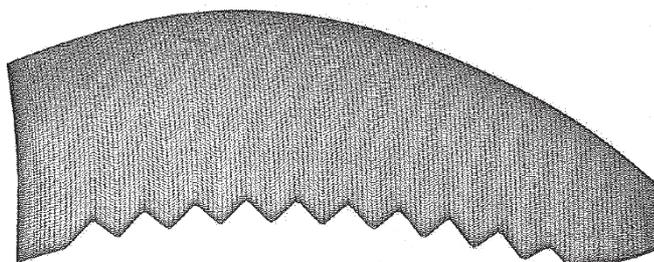


FIGURE 2.14: Chevrons sur le bord de fuite d'une pale amont de CROR [118]

La nageoire de la baleine à bosses (fig. 2.10) est unique de par la présence de larges protubérances localisées sur le bord d'attaque. Celle-ci est naturellement optimisée pour retarder le décrochage et améliorer les performances hydrodynamiques, ce qui permet à l'animal d'être extrêmement mobile avec une grande habileté à tourner, capacité nécessaire pour capturer des proies.

Des études numériques [92],[122] et expérimentales [60],[82],[81] ont été menées sur l'impact de l'ondulation de bord d'attaque.

Sur un profil 3D, l'étude expérimentale de Miklosovic & al. [82] dans le cas incompressible et stationnaire révèle une augmentation significative des performances aérodynamiques pour un nombre de Reynolds compris entre 5.05×10^5 et 5.2×10^5 : l'angle de décrochage est repoussé de 40% environ par rapport à la maquette sans ondulation (NACA 0020 symétrique), la portance est augmentée et la traînée réduite. Cela s'explique par l'émission de tourbillons le long de l'envergure au niveau des protubérances [92]. Ces structures ont un intérêt double : ils apportent de l'énergie à la couche limite retardant ainsi l'apparition d'une zone de décrochage au niveau du bord de fuite et ils confinent la séparation de bord d'attaque au bout de la nageoire.

L'effet 2D produit par l'ondulation de bord d'attaque [81] est inverse au cas 3D : la portance est réduite et la traînée augmente pour des profils proches du décrochage. L'ondulation de bord d'attaque doit donc être couplée avec la forme en plan de la nageoire. L'ondulation engendre une modification locale de l'angle de flèche, ce qui permet de créer une composante transverse dans l'écoulement entre chaque ondulation. Cela a pour effet d'empêcher la contamination en envergure qui aboutit au décrochage en géométrie 3D. L'écoulement décolle au niveau des creux de l'ondulation (zones de basses pressions) et réattache au niveau des bosses pour des angles d'attaque supérieurs à l'angle de décrochage [60],[122].

La longueur d'onde des ondulations et le rayon de bord d'attaque ont une faible influence sur les coefficients de force et de moment alors que l'amplitude joue un rôle majeur : de petites amplitudes permettent d'obtenir un angle de décrochage et un coefficient de portance maximaux plus grands [60]. Les auteurs concluent que les profils avec protubérances sont utiles pour les surfaces portantes pouvant être amenées à opérer temporairement au-delà du point de décrochage, comme c'est le cas pour les éoliennes, pour lesquelles les performances des pales ont besoin d'être améliorées quand le vent souffle à une vitesse faible. La principale solution est d'augmenter l'angle d'attaque, ce qui peut conduire au décrochage de la pale. L'utilisation de pales à bord d'attaque ondulant est un moyen de remédier à ce problème et cette technologie est développée par la WhalePower Corp [30],[117].

Outre les pales d'éoliennes, cette ondulation a été appliquée à plusieurs autres cas pratiques : aile battante [86], aile delta [38] (figure 2.13), bord de fuite de CROR [118].

La forme du bord d'attaque ne modifie pas la structure du tourbillon d'extrémité d'une aile battante à $Re = 1300$, même si les structures tourbillonnaires internes à la nappe sont considérablement altérées [86].

Pour une aile delta à grand angle d'incidence, il est possible de complètement éliminer le foyer de séparation en faveur d'un foyer d'attachement [38] en choisissant correctement l'amplitude et la période des ondulations. L'étude de Goruney & Rockwell [38] montre que les changements de la topologie de la surface sont plus significatifs quand le rapport longueur d'onde sur amplitude diminue.

Enfin, différentes géométries de chevrons ont été appliquées au bord de fuite d'un CROR [118] dans le but de voir leur impact sur le bruit d'interaction en champ lointain. L'objectif d'un tel dispositif est d'augmenter le mélange du sillage sans altérer les performances aérodynamiques du moteur. Les chevrons créent un déphasage radial du sillage quand il impacte les pales aval, agissant ainsi comme un mécanisme d'annulation du bruit. Cependant, le tourbillon d'extrémité reste inchangé. Le gain obtenu sur le bruit global est de 0.2 dB, ce qui n'est pas significatif.

2.6.2 Echancrure de bord de fuite

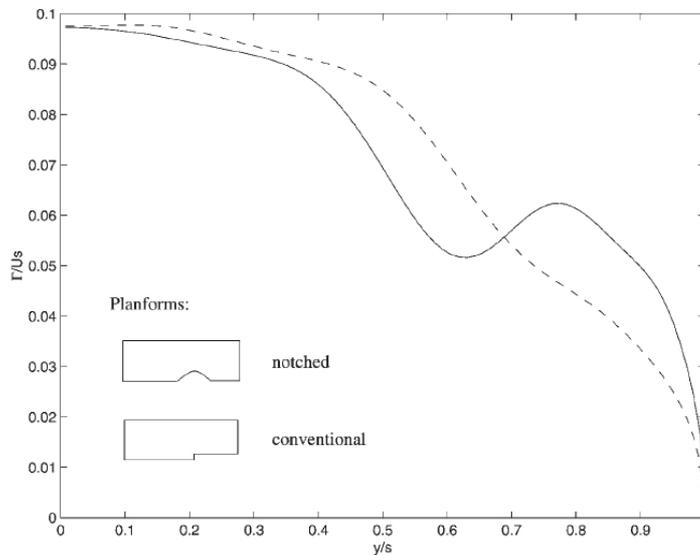


FIGURE 2.15: Répartition de circulation pour une aile conventionnelle et pour une aile avec une échancrure [41] : — aile avec échancrure, - - - aile conventionnelle

L'étude que nous décrivons maintenant a joué un rôle important dans la phase initiale de cette thèse. Elle décrit l'un des premiers concepts que nous avons identifiés pour réduire l'interaction tourbillonnaire. Cette étude a été menée dans le contexte du problème de la réduction du danger associé aux sillages tourbillonnaires d'avions (Aircraft Wake Vortex). Ce problème, qui fixe les distances minimales de séparation entre avions, est devenu sensible suite à l'entrée en service de l'A380.

C'est dans ce contexte que Graham [40] a cherché à optimiser la distribution de portance d'une aile d'avion afin de minimiser les risques dus aux tourbillons de sillage en l'absence de dissipation

ou d'instabilités dans les tourbillons. Cette optimisation repose sur la minimisation du moment de roulis subi par un avion suiveur. Graham utilise pour cela un algorithme d'optimisation de descente du gradient couplé à une méthode potentielle pour trouver la répartition de circulation présentée figure 2.15.

La distribution de circulation obtenue génère deux tourbillons associés aux deux maxima de la courbe $-\frac{d\Gamma}{dy}$. Entre les deux, on observe une région où $\frac{d\Gamma}{dy}$ est positif. Une telle distribution de circulation est réalisée par une aile échancrée [41], comme le montre la figure 2.15. Par visualisation du champ de vorticité, on observe numériquement un anneau de vorticité négative autour du tourbillon d'extrémité (vorticité positive) qui empêche les deux tourbillons de fusionner. Expérimentalement [41], on ne voit pas la zone de vorticité négative s'enrouler autour du tourbillon d'extrémité (voir figure 2.16). Celui-ci disparaît probablement via des effets diffusifs par la vorticité positive. Cette zone se serait enroul e autour des 2 tourbillons et non pas uniquement autour du tourbillon d'extrémité. Les mécanismes responsables de cette inhibition de la fusion des tourbillons ne sont pas encore  ucid s. Comme évalué par Graham pour un avion suiveur dont l'envergure vaut la moitié de celle de l'avion qui génère les tourbillons, le moment de roulis prédit est réduit de 20-25% pour une aile  chancr e par rapport à une aile conventionnelle. La génération de deux tourbillons corotatifs sans zone de vorticité de signe opposé entre les deux (cas d'une aile avec volet) ne suffit pas à minimiser le moment de roulis car les deux tourbillons finissent par fusionner (figure 2.16).

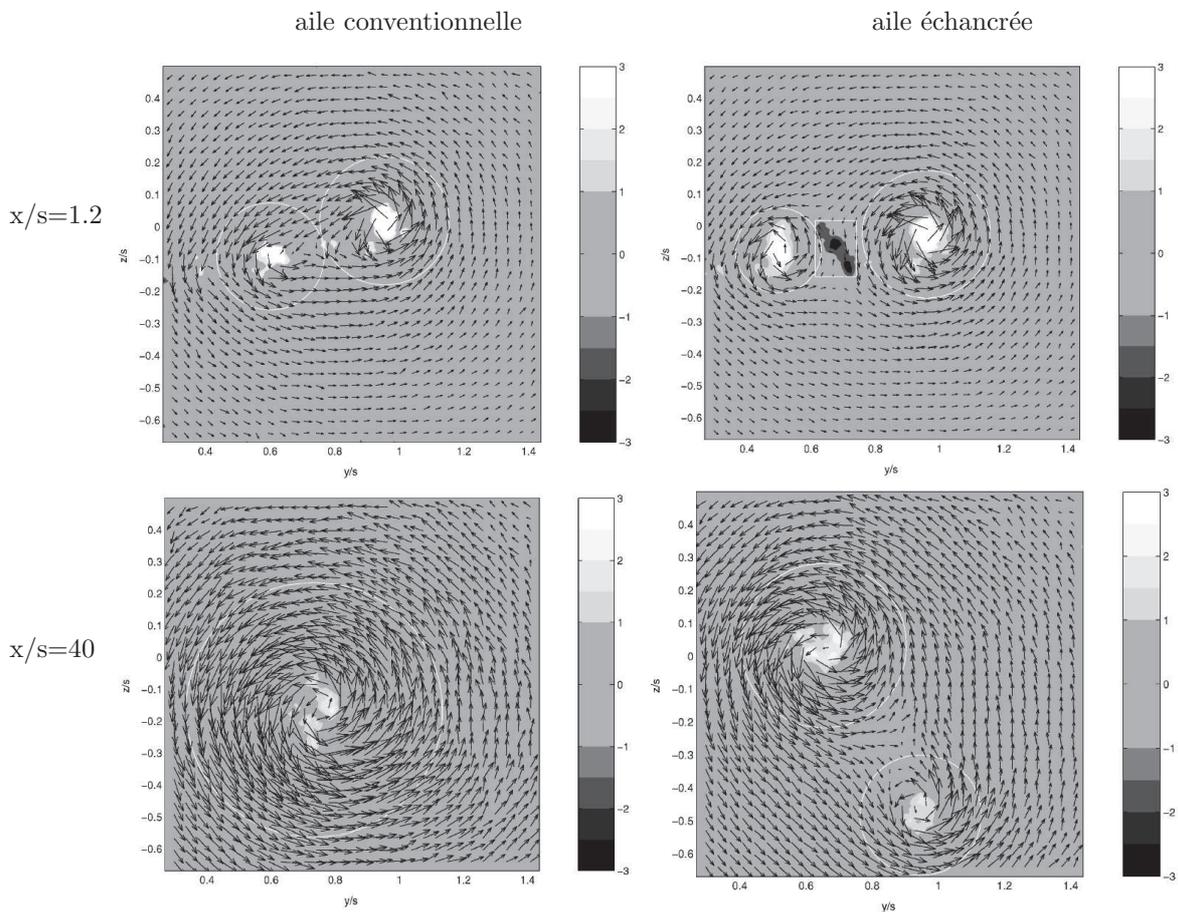


FIGURE 2.16: Expériences en bassin de traction hydraulique sur les systèmes tourbillonnaires produits par une aile conventionnelle et une aile  chancr e, à iso-portance [41]. Visualisation des vecteurs vitesses et iso-contours de vorticité longitudinale $\frac{\omega_z}{U}$ avec s la demi-envergure mesurés par PIV en $x/s=1,2$ (haut) et $x/s=40$ (bas) pour une aile conventionnelle (gauche) et une aile  chancr e (droite).

Conclusions

Ce paragraphe a permis de présenter un certain nombre d'éléments concernant la dynamique tourbillonnaire. Les tourbillons peuvent être décrits de plusieurs façons. Dans la suite de cette étude, on va donc analyser les propriétés des tourbillons du CROR pour identifier le modèle permettant de le caractériser au mieux, en prenant en compte les phénomènes auxquels il peut être soumis, notamment le phénomène de flottement. Une fois ces structures identifiées, l'étape suivante consistera à appliquer les deux concepts de modification de structures tourbillonnaires qui ont été identifiés dans la littérature. Le premier concerne l'ajout d'une ondulation sur le bord d'attaque d'une aile, ce qui permet de générer des tourbillons sur toute l'envergure de l'aile. Le deuxième, réalisé à l'aide d'une échancrure sur le bord de fuite, permet de séparer le tourbillon d'extrémité en deux tourbillons corotatifs séparés par une zone de vorticité de signe opposée, permettant de retarder la fusion des deux tourbillons. Les systèmes tourbillonnaires en aval de pales munies d'un de ces concepts sont différents de ceux en aval d'une pale conventionnelle. On peut donc envisager qu'une fois appliqués aux pales amont d'une hélice d'Open Rotor, l'interaction tourbillon/pale aval soit modifiée et par conséquent que cela puisse avoir un impact sur la signature acoustique du CROR.

Chapitre 3

Méthodes numériques et expérimentales

Ce chapitre présente les approches numérique et expérimentale mises en œuvre au cours de cette étude. Comme il a été dit en introduction, deux configurations différentes vont être étudiées : d'une part, un doublet d'hélices HTC5, d'autre part, une pale fixe dans la soufflerie S2L de l'Onera Meudon. Les deux méthodologies mises en place pour l'étude de ces cas sont abordées ici.

3.1 Méthodes numériques

3.1.1 Les équations de Navier-Stokes pour un fluide compressible

Les équations de Navier-Stokes décrivent le mouvement des fluides dans l'approximation des milieux continus et se déclinent sous la forme de trois lois de conservation : celle de la masse, celle de la quantité de mouvement et celle de l'énergie. En coordonnées cartésiennes, elles peuvent s'écrire respectivement sous forme locale de la façon suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j}[(\rho E + p)u_j] = \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij}u_i) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \end{cases} \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.1)$$

Cette notation utilise la convention d'Einstein de sommation sur les indices répétés. t représente le temps, x_i la i -ème coordonnée spatiale, ρ la masse volumique, p la pression statique, τ_{ij} les composantes du tenseur des contraintes visqueuses, q_i la i -ème composante du flux de chaleur et $E = e + \frac{1}{2}u_i u_i$ l'énergie totale, somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique par unité de masse. La deuxième équation correspond à l'équation de conservation de la quantité de mouvement projetée sur les 3 axes du repère (x_1, x_2, x_3) .

Ce système est complété par plusieurs équations. Tout d'abord, la loi des gaz parfaits permet de relier la pression p , la densité ρ , la température T et l'énergie interne e selon les formules :

$$p = \rho r T \quad (3.2)$$

$$p = \rho(\gamma - 1)e \quad (3.3)$$

où r représente le rapport de la constante universelle des gaz parfaits $\mathcal{R} = 8.3145 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à la masse moléculaire \mathcal{M} du gaz considéré ($r = \mathcal{R}/\mathcal{M}$) et $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ est le rapport des capacités calorifiques à pression et volume constants ($\gamma = 1.4$ pour un gaz diatomique).

Ensuite, les composantes du tenseur des contraintes visqueuses pour un fluide newtonien sont données par :

$$\tau_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.4)$$

où λ et μ sont deux coefficients de viscosité du fluide.

Dans le cadre de l'hypothèse de Stokes, $3\lambda + 2\mu = 0$. On obtient ainsi pour les composantes du tenseur des contraintes visqueuses l'équation :

$$\tau_{ij} = -\frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.5)$$

μ est la viscosité dynamique du fluide, reliée à la température par la loi de Sutherland :

$$\mu(T) = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T + 110.4}{T_0 + 110.4} \quad (3.6)$$

avec $T_0 = 273.16 \text{ K}$ et $\mu_0 = 1.711 \times 10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$.

Enfin, le flux de chaleur est relié à la température par la loi de Fourier :

$$q_i = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (3.7)$$

κ est le coefficient de conductivité thermique. Il est relié à la viscosité dynamique μ et à la capacité calorifique à pression constante C_p par l'intermédiaire du nombre de Prandtl ($Pr = 0.72$ pour l'air) :

$$\kappa = \frac{\mu C_p}{Pr} \quad (3.8)$$

Ces équations constituent un système fermé.

3.1.2 Résolution des équations de Navier-Stokes : le modèle Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations

La simulation numérique directe des équations de Navier-Stokes, permettant de résoudre la totalité des phénomènes physiques, quelque soient leurs échelles, est, à ce jour, réservée à des cas d'études fondamentales dans des configurations simples, à bas nombre de Reynolds, de par des contraintes de stockage et de temps de calcul. Pour des applications dans le domaine aéronautique, il faut renoncer à vouloir résoudre toutes les échelles de la turbulence. Une des approches les plus couramment utilisées consiste à ne s'intéresser qu'aux grandeurs moyennées et repose sur la modélisation de toutes les échelles de la turbulence : le modèle Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations. Initialement développées pour la simulation d'écoulements stationnaires (RANS), ces méthodes ont, par la suite, été étendues au cas instationnaire (URANS). Chaque grandeur $v(x, t)$ est décomposée en une partie moyenne \bar{v} et une partie fluctuante $v'(x, t)$.

$$v(x, t) = \bar{v} + v'(x, t) \quad (3.9)$$

Pour un écoulement statistiquement stationnaire (RANS), la partie moyenne est donnée par la formule :

$$\bar{v} = \bar{v}(x) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} v(x, \tau) d\tau \quad (3.10)$$

Dans le cas instationnaire (URANS), elle est donnée par la formule :

$$\bar{v} = \bar{v}(x, t) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} v(x, \tau) d\tau \quad (3.11)$$

où T est pris suffisamment grand devant le temps caractéristique de la turbulence mais suffisamment petit devant le temps caractéristique des variations de l'écoulement.

Pour écrire le système final d'équations, on utilise la décomposition de Favre, basée sur des moyennes pondérées par rapport à la masse volumique :

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' \quad (3.12)$$

$$\tilde{v} = \frac{\bar{\rho v}}{\bar{\rho}} \quad (3.13)$$

La partie fluctuante est donnée par :

$$v'' = v - \tilde{v} \quad (3.14)$$

La moyenne de cette fluctuation n'est pas identiquement nulle $\overline{v''} \neq 0$.

L'application de cette décomposition à toutes les variables donnent les équations de Navier-Stokes compressibles moyennées instationnaires :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}) \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\bar{\rho} \left(\tilde{e} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \right) + \frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{2} \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\bar{\rho} \tilde{u}_j \left(\tilde{h} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \right) + \frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{2}) \right] \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\bar{q}_j - \overline{\rho u_j'' h''} + \bar{\tau}_{ji} u_i'' - \overline{\rho u_j'' \frac{1}{2} u_i'' u_i''} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\tilde{u}_i (\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_j'' u_i''}) \right] \end{array} \right. \quad (3.15)$$

avec $h = C_p T$.

Les termes de dérivées temporelles disparaissent dans le cas du modèle RANS. Ce système d'équations est identique à celui de Navier-Stokes mais constitue un système ouvert, un certain nombre de nouveaux termes ayant été générés.

3.1.3 Fermeture des équations RANS/URANS

Parmi les inconnues supplémentaires du système statistique 3.15, les tensions de Reynolds $\overline{\rho u_i'' u_j''}$ constituent la corrélation principale car elles déterminent en grande partie le comportement du champ moyen de vitesse.

Le niveau optimal de fermeture est actuellement basé sur la résolution des équations de transport exactes des composantes du tenseur de Reynolds (ex : Reynolds-Stress Model). Celles-ci font apparaître de nouvelles corrélations de fluctuations inconnues d'ordre plus élevé, qui nécessitent, quant à elles, une modélisation. Ces modèles sont appelés modèles du second ordre.

Cependant, dans la perspective de réaliser des calculs instationnaires dans un cadre industriel, avec un coût de calcul raisonnable, le choix se porte sur les modèles de fermeture du premier ordre : les tensions de Reynolds et les flux de chaleur turbulents sont directement modélisés par les hypothèses les reliant aux grandeurs moyennes de l'écoulement. Afin d'estimer les corrélations doubles des fluctuations de vitesse apparaissant dans les équations de Navier-Stokes moyennées, les approches « au premier ordre » se fondent sur l'introduction d'une loi constitutive reliant les contraintes turbulentes aux grandeurs physiques moyennes. La viscosité turbulente μ_t introduite par Boussinesq[14] constitue la base de ces modèles et s'exprime sous la forme :

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (3.16)$$

où k représente l'énergie cinétique de la turbulence. Cette loi relie linéairement les contraintes turbulentes au tenseur des taux de déformations moyens, mais μ_t reste à estimer. Différents modèles existent dans la littérature : Spalart-Allmaras, $k - \epsilon$, $k - \omega$, $k - \omega^2$, $k - l$... Malheureusement, il n'existe pas d'universalité en terme de modélisation de la turbulence : aucun des modèles proposés ne peut être considéré comme meilleur quelque soit l'application.

Le but de cette étude n'étant pas la comparaison des différents modèles de turbulence, seul celui utilisé par la suite, le modèle $k - \omega$, est présenté. Le lecteur intéressé pourra trouver une description des différentes approches pour prévoir l'évolution d'écoulements turbulents dans la thèse de Richez[102]. Le modèle $k - \omega$ est aujourd'hui l'un des plus utilisés dans le secteur aéronautique pour la prévision des écoulements turbulents de par sa facilité de mise en œuvre : il est robuste et ne nécessite ni termes spécifiques bas Reynolds, ni fonction d'amortissement de la viscosité de turbulence près de la paroi, contrairement au modèle $k - \epsilon$. Il est basé sur deux équations de transport : celle de l'énergie cinétique de la turbulence k et celle de la dissipation par unité d'énergie cinétique ω . Différentes versions de ce modèle existent. Celle utilisée dans cette étude a été proposée par Kok[64] et s'écrit sous la forme :

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.17)$$

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \rho P_k - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma^* \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.18)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\alpha \rho}{\mu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\rho \sigma_d}{\omega} \max \left(\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}, 0 \right) \quad (3.19)$$

avec les constantes numériques suivantes : $\sigma^* = 2/3$, $\sigma = 1/2$, $\beta^* = 0.09$, $\beta = 3/40$, $\sigma_d = 1/2$ et $\alpha = \beta/\beta^* - \sigma\kappa^2\sqrt{\beta^*}$.

P_k représente le terme de production de l'énergie cinétique et s'exprime comme le produit entre les tensions de Reynolds et le gradient du champ moyen :

$$P_k = -\overline{u'_i u'_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \quad (3.20)$$

D'une part, le modèle de cette thèse utilise la correction Shear-Stress Transport (SST) proposée par Menter[79] qui permet de limiter le coefficient de viscosité de la turbulence (une sur-estimation de la viscosité ayant été observée en proche paroi) selon la formule :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\max(\omega; F_2 \Omega / a_1)} \quad (3.21)$$

où $a_1 \simeq 0.31$, Ω la norme de Frobenius du tenseur des taux de rotation moyens et

$$F_2 = \tanh \left(\left(\max \left(\frac{2\sqrt{k}}{C_\mu \omega y}, \frac{500\mu}{\rho \omega y^2} \right) \right)^2 \right) \text{ avec } y \text{ la distance normale à la paroi et } C_\mu = 0.09. \text{ Cette}$$

fonction est construite de façon à valoir 0 près de la paroi et 1 dans la zone externe de la couche limite et dans les sillages.

D'autre part, le limiteur de Zheng[125] permet de limiter la sensibilité du modèle aux conditions aux limites qui provient du fait que la valeur de ω à l'infini peut conduire à surestimer les tensions de Reynolds dans la zone externe de la couche limite. Ce limiteur consiste à imposer une valeur minimale de ω selon la formule :

$$\omega \geq \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \quad (3.22)$$

Les modèles de fermeture de la turbulence à deux équations de transport sont largement utilisés de par leur facilité d'implantation, leur coût numérique raisonnable par rapport au modèle du second ordre et surtout leur grande robustesse. Cependant, ces approches souffrent de limitations dans certaines situations, par exemple, dans la prédiction des écoulements présentant une forte rotation, des écoulements présentant de très rapides variations du champ moyen, des écoulements secondaires, de ceux dont les lignes de courant sont courbées de façon significative, ... [95]. « Ces modèles conduisent à des résultats qui, sans être toujours quantitativement corrects, restent le plus souvent qualitativement représentatifs »[19].

3.1.4 Simulation numérique

Tous les calculs CFD présentés dans ce manuscrit ont été réalisés avec *elsA*[16], code de calculs pour la CFD développé à l'Onera. De récentes études à l'Onera, qui est actuellement impliqué dans des projets concernant l'optimisation et l'évaluation des champs aérodynamiques et aéro-acoustiques de configurations de CROR [11][12][28][73], ont permis de développer des outils numériques dédiés à ce type de moteurs, qui ont été validés avec succès pour la détermination de grandeurs stationnaires (performances globales du moteur, niveau de pression acoustique, vitesse et pression en aval du moteur,...) lors de comparaisons avec des données expérimentales[11][12]. Les stratégies de calcul, de maillage et le choix des paramètres numériques reposent sur l'expérience acquise à l'Onera.

Le schéma de résolution spatiale pour les flux convectifs est le schéma centré de Jameson avec dissipation artificielle (coefficient du second ordre 0.5 et du quatrième ordre 0.016) [57] et correction de Martinelli (coefficient de correction égal à 0.33). Les flux visqueux sont discrétisés selon un schéma « upwind » de relaxation. Pour les calculs RANS stationnaires, la discrétisation du temps est réalisée selon un schéma explicite, le schéma d'Euler d'ordre un en temps. Le pas de temps est local, c'est-à-dire que sa valeur peut varier d'une cellule à l'autre, mais ne peut pas être plus grand que le temps nécessaire au transport de l'information entre les cellules. En pratique, cette condition de stabilité se traduit par :

$$\Delta t_c \leq CFL \frac{\Delta h}{\|U\| + a} \quad (3.23)$$

où Δt_c est le pas de temps local, Δh est une dimension caractéristique du volume de contrôle au point considéré, a la vitesse du son, $\|U\|$ la norme du vecteur vitesse et CFL est le nombre de

Courant-Friedrichs-Lewy, introduit pour assurer la stabilité du schéma numérique et qui dépend de la discrétisation spatiale et la technique d'intégration en temps. Dans le cas instationnaire, un pas de temps global est nécessaire afin de rester consistant en temps. Afin de réduire le coût du calcul, un schéma implicite est utilisé : le schéma de Gear. Le nombre de sous-itérations à convergence est égal à 10. Il a dû être porté à 20 pour le calcul du chapitre 6.

L'écoulement est pleinement turbulent et la turbulence est modélisée par le modèle $k - \omega$ de Kok avec correction SST et limiteur de Zheng, décrit précédemment.

3.1.5 Adimensionnement des variables

Tous les résultats présentés dans cette étude seront adimensionnés par rapport aux grandeurs de référence suivantes : la corde en bout de pale c_{tip} et la vitesse relative d'attaque du profil du saumon W_{tip} .

$W_{tip} = \sqrt{U_\infty^2 + (R_{tip}\Omega)^2}$ pour la pale tournante et $W_{tip} = U_\infty$ pour la pale fixe.

3.2 Etude numérique d'un doublet d'hélices

Cette section décrit les moyens numériques mis en œuvre pour l'étude d'un CROR et montre les premiers résultats de la simulation numérique.

3.2.1 Calcul chorochronique et conditions aux limites

Un calcul complet d'un doublet d'hélices contra-rotatives est coûteux en termes de temps de calcul et de stockage des données. Un moyen de diminuer ces coûts dans le cas d'un CROR isolé sans incidence est d'utiliser une modélisation mono-canal (une pale amont et une pale aval) avec les hypothèses de chorochronicité.

Dans un premier temps, un calcul RANS stationnaire est réalisé avec *elsA*. Un plan de mélange réalise l'interface entre la pale amont et la pale aval, au niveau duquel les données du champ aérodynamique sont moyennées spatialement dans la direction azimuthale et transmises à la zone adjacente. Les parois latérales du canal sont, dans cette configuration, périodiques. Un recalage des pales de façon à atteindre la traction souhaitée est réalisé au cours de cette étape. La solution de ce calcul sert à initialiser le calcul instationnaire.

Pour le cas instationnaire, l'écoulement présente une double périodicité, à la fois spatiale et temporelle : chaque canal observe le même phénomène que son voisin mais avec un décalage temporel égal à la période de la roue opposée. Sur les frontières du canal, la solution est stockée via une décomposition de Fourier sur une période glissante afin de pouvoir reconstruire les conditions aux limites en appliquant le déphasage temporel approprié.

La figure 3.1 montre le domaine de calcul et les conditions aux limites utilisées. Le taux de turbulence est pris à 0.05% (taux de turbulence de l'atmosphère).

Le temps nécessaire pour obtenir un décalage entre les deux rangées de pales est égal à la différence de pas entre celles-ci et vaut : $\delta t = \text{pgcd}(N_1, N_2) \frac{2\pi}{|\Omega_1 - \Omega_2|N_1N_2}$ avec N_1 le nombre de pales amont et N_2

le nombre de pales aval. Le pas de temps du calcul est donné par la formule : $\Delta t = \frac{\delta t}{nquo}$, avec $nquo$ un paramètre chorochronique.

Tous les résultats présentés par la suite ont été reconstruits pour un même pas de temps correspondant à une même valeur de $nquo$.

3.2.2 Maillage

Les maillages de doublets d'hélices sont réalisés à l'aide du logiciel AutoGrid5 8.6-2, développé par la société Numeca. Le maillage du CROR HTC5 comprend 5.7 millions de cellules (FP : 2.6 millions ; RP : 3.1 millions). Une topologie avec un maillage en O4H autour des pales et un maillage en H pour l'intérieur du domaine a été utilisée (figures 3.2 et 3.3). Le domaine des hélices, du moyeu à $R=0.91$ m (113 points dans la direction radiale), comprend 3.8 millions de cellules (FP : 1.7 millions ; RP : 2.1 millions). La taille de maille à la paroi vaut 10^{-6} m partout sauf sur le saumon où elle vaut 10^{-4} m. Ce choix se justifie par le fait que cette taille de maille se propage en amont et aval du saumon. Si cette

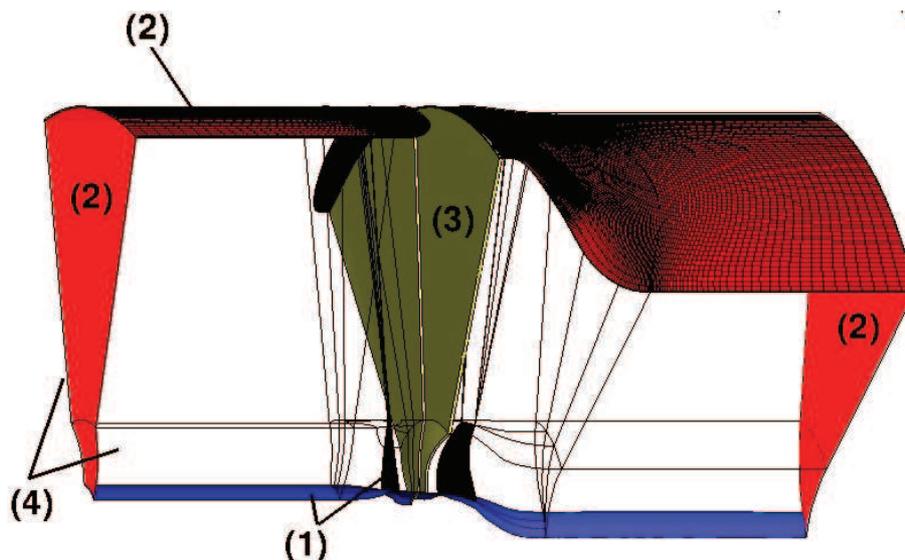


FIGURE 3.1: (1) Surface solide avec condition de non-glissement (2) Conditions d'entrée/sortie en champ lointain (3) Plan de mélange entre les hélices amont et aval (calcul stationnaire) ou plan chorochronique (calcul instationnaire) (4) Condition aux limites de périodicité (calcul stationnaire) ou de chorochronicité (calcul instationnaire)

valeur devient très petite devant les deux autres directions de l'espace, les mailles sont très étirées et des erreurs apparaissent quant à la propagation des structures tourbillonnaires. La surface du saumon étant très petite, ce choix n'influe pas sur la qualité de la solution.

Un tel maillage permet d'obtenir un critère y^+ sur les pales inférieur à 1 partout sauf sur le saumon (figure 3.4). Ce critère, quand il est inférieur à 5 avec nos hypothèses de calcul, permet une modélisation correcte de la couche limite.

Le bloc « champ lointain » situé au dessus du domaine des hélices a une frontière supérieure placée à 3 rayons de pale du bout des hélices et présente une extension de mailles à proximité de la frontière du domaine. Cette zone comprend 1.9 millions de cellules (49 points dans la direction radiale).

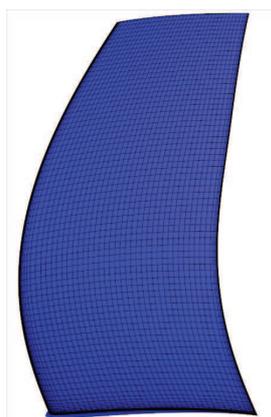


FIGURE 3.2: Maillage de peau pour une pale de l'hélice amont

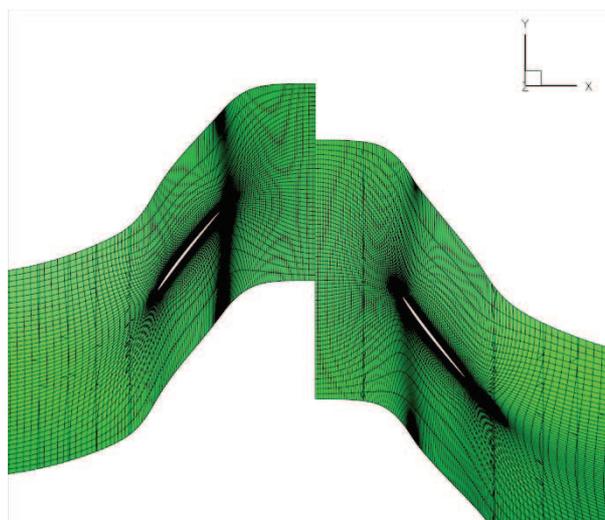
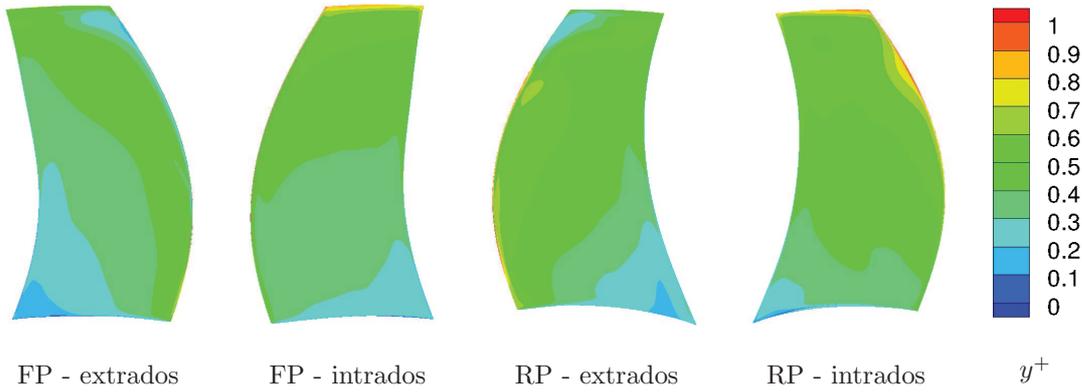
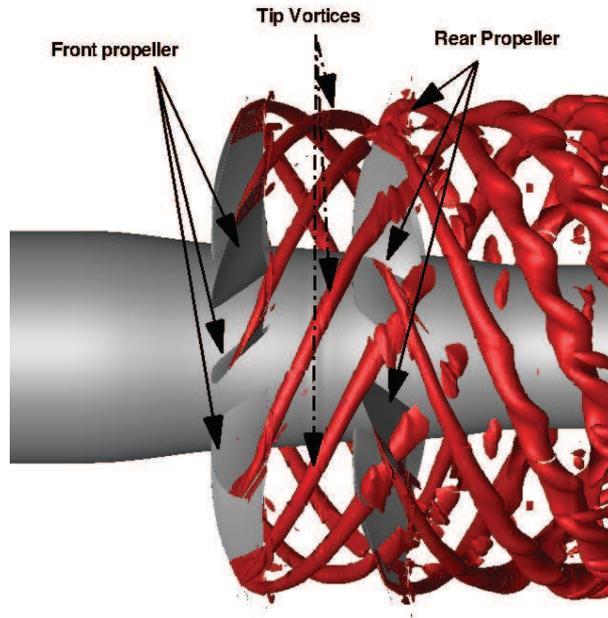


FIGURE 3.3: Vue radiale du maillage à 80% de la hauteur de pale

FIGURE 3.4: Critère y^+ sur les pales amont et aval du CROR HTC5FIGURE 3.5: Visualisation de la ligne d'émission du tourbillon à l'aide des iso-surfaces de critère Q : $\frac{Q}{Q_0} = 0.024$ avec $Q_0 = \left(\frac{W_{tip}}{c_{tip}}\right)^2$. Les iso-surfaces situées à un rayon inférieur à 90% de la hauteur de pale ont été masquées pour une meilleure visualisation du tourbillon d'extrémité.

3.2.3 Résultats aérodynamiques

La reconstruction d'un calcul chorochronique se fait à l'aide du logiciel Zeppelin[78], module externe d'*elsA* pour le post-traitement de calculs instationnaires.

La visualisation de la trajectoire du tourbillon se fait sur la figure 3.5 à l'aide des iso-surfaces de critère Q , second invariant du tenseur gradient de vitesse, adimensionné par $Q_0 = \left(\frac{W_{tip}}{c_{tip}}\right)^2$. Sur cette figure, les iso-surfaces situées à un rayon inférieur à 0.75 ont été masquées pour une meilleure visualisation du tourbillon d'extrémité. Les tourbillons ont un mouvement hélicoïdal de descente et ceux de la pale amont viennent impacter l'hélice aval.

Ce calcul 3D RANS instationnaire a été utilisé pour déterminer les variations de pression instationnaires sur les pales et les caractéristiques instationnaires de l'écoulement nécessaires à la définition de la signature acoustique.

3.3 Post-traitement acoustique

Les calculs de rayonnement acoustique de doublets d'hélices qui seront présentés dans ce manuscrit ont été réalisés par F. Falissard (ONERA/DSNA) à l'aide du code KIM, développé à l'Onera [100]. La méthodologie de KIM est basée au choix sur la formulation de Ffowcs-Williams et Hawkins (FW-H) pour des surfaces perméables ou imperméables ou sur les formulations de Kirchhoff [37][97].

Dans cette étude, les rayonnements acoustiques ont été calculés à partir de la résolution de l'équation de FW-H formulée pour les surfaces solides dans le domaine temporel. Les données d'entrée sont les pressions instationnaires sur pales, véritables empreintes du bruit rayonné en champs lointain. Cette approche ne tient compte des réflexions sur le carter qui peuvent s'avérer importantes [62]. Les sources quadripolaires ne sont pas considérées, mais pour des pales minces, le rayonnement de ce type de source ne devient significatif que pour des phénomènes transsoniques [47], ce qui ne rentre pas dans le cadre de cette étude.

Ni l'absorption atmosphérique, ni les effets de propagation non linéaire en dehors de la surface d'intégration ne sont pris en compte. On effectue un calcul séparément pour chaque hélice puis on somme les signatures acoustiques pour obtenir les directivités acoustiques du CROR.

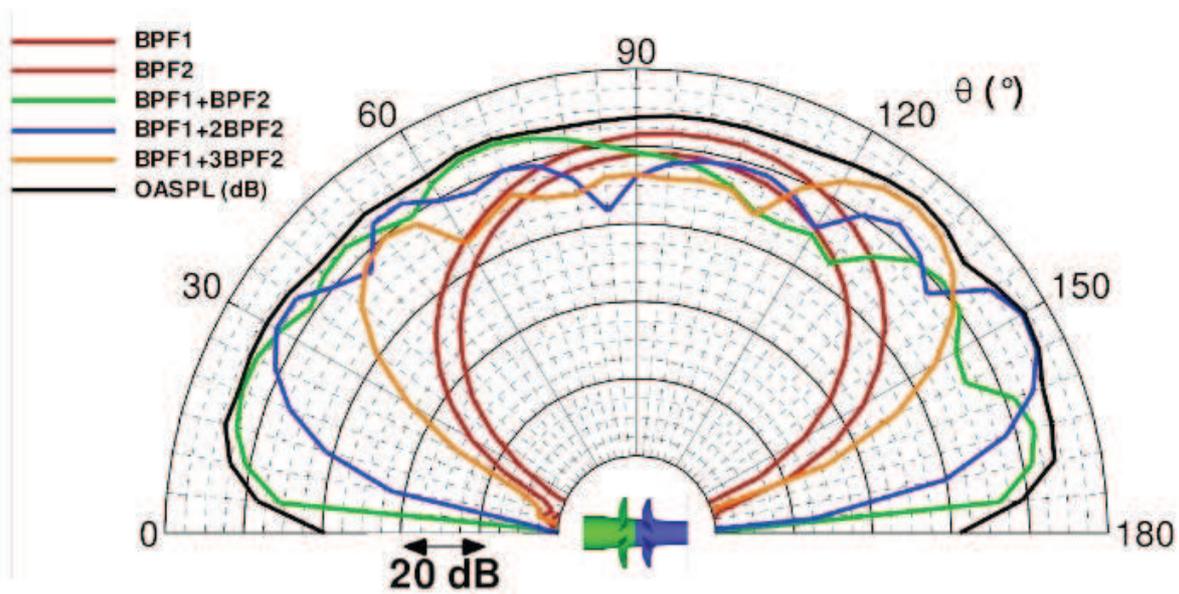


FIGURE 3.6: Directivités des raies acoustiques des hélices HTC5

Les directivités acoustiques des hélices HTC5 sont données sur la figure 3.6 pour des microphones situés sur un arc de cercle dont le rayon est égal à 10 diamètres de CROR, ce qui correspond au champ lointain. Les microphones sont espacés de 5°. Le plan $\theta = 90^\circ$ correspond au plan de rotation de l'hélice amont. Le niveau de pression acoustique global (OASPL - Overall Sound Pressure Level) permet de caractériser le bruit total généré par un CROR en rapportant la valeur efficace P_{eff} de la pression acoustique à une valeur de référence P_{ref} selon la formule $OASPL(dB) = 20 \log_{10} \left(\frac{P_{eff}}{P_{ref}} \right)$. La pression de référence est prise à $20 \mu Pa$ dans l'air, considérée comme le seuil absolu d'audition, c'est-à-dire le niveau minimal de pression acoustique qu'il faut imposer à un signal sinusoïdal pour qu'il soit perçu par l'oreille humaine dans une ambiance silencieuse. Le niveau de pression acoustique global résulte de l'interaction, constructive ou destructrice, des différentes raies d'interaction dont les fréquences correspondent aux fréquences de passage des pales des hélices BPF1 et BPF2 et à leurs harmoniques, ainsi qu'aux fréquences d'interaction $n \times BPF1 + m \times BPF2$, avec n et m entiers. Sur la figure 3.6, seules les raies les plus significatives ont été représentées. Entre 90 et 110°, les courbes BPF1 et BPF2 dominent le spectre acoustique, mais en dehors de ce domaine, les raies contribuant majoritairement au bruit rayonné sont BPF1+BPF2, BPF1+2xBPF2 et BPF1+3xBPF2. Par ailleurs, l'hélice aval présente des niveaux supérieurs à ceux de l'hélice amont, pour toutes les directivités (figure 3.7). Ce constat est à mettre en relation avec la figure 3.8. Cette figure présente les fluctuations de charges intégrées en corde vues par une pale lors d'une période de la pale opposée. La largeur des canaux observés est égale à la

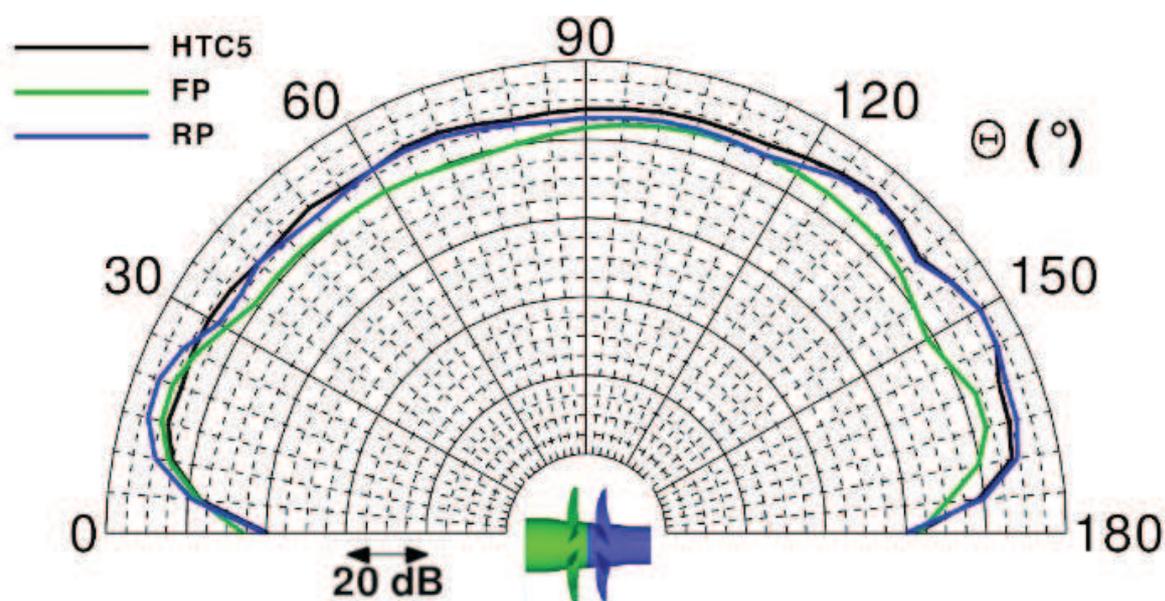


FIGURE 3.7: Directivités des raies acoustiques des hélices HTC5 : contribution de l'hélice amont (FP) et de l'hélice aval (RP)

distance entre deux pales de l'hélice opposée. La hauteur correspond à la hauteur de la pale (celui de RP est plus grand car le rayon du moyeu est plus petit au niveau de l'hélice aval par rapport à l'hélice amont). Les niveaux de fluctuations observés sur les pales de l'hélice aval sont 10 fois plus élevés que sur les pales de l'hélice amont. Par ailleurs, on peut observer les fluctuations dues à l'impact des tourbillons de l'hélice amont sur le haut des pales aval (figure 3.8 à droite).

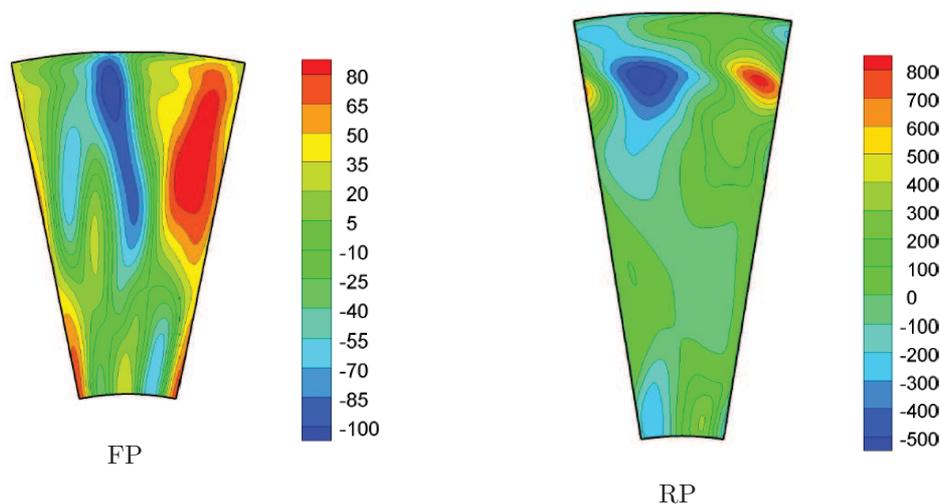


FIGURE 3.8: Fluctuations de charges sur les disques de l'hélice amont (FP) et de l'hélice aval (RP).

Hors du plan de rotation des hélices, le spectre acoustique est dominé par les raies d'interaction résultant de l'interaction aérodynamique entre les deux hélices (impact du sillage et des tourbillons de l'hélice amont sur les pales de l'hélice aval, effets potentiels des hélices l'une sur l'autre).

3.4 Stratégie numérique pour l'étude d'une pale fixe dans la veine d'essai

Ce paragraphe concerne la description de la stratégie de calcul et de maillage pour la simulation numérique de la configuration expérimentale mise en place lors de cette thèse.

3.4.1 Géométrie et maillage

L'objectif de ce calcul est de reproduire numériquement les caractéristiques des structures tourbillonnaires obtenues expérimentalement. Une attention toute particulière est donc portée au maillage qui est un élément déterminant dans la propagation des tourbillons. La stratégie retenue repose sur la technique Chimère[4], qui est une méthode de maillages recouvrants : le maillage de la soufflerie et celui de la pale et de son sillage sont réalisés séparément.

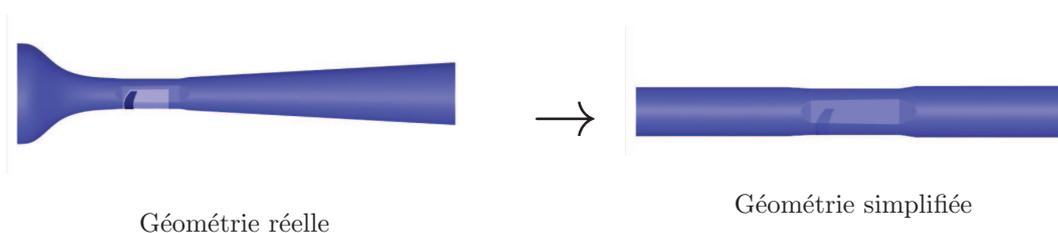


FIGURE 3.9: Simplification de la géométrie de la soufflerie pour la simulation numérique : collecteur et diffuseur sont remplacés par des cylindres très longs

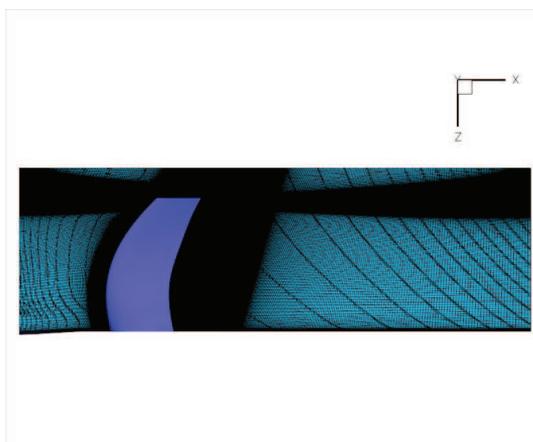


FIGURE 3.10: Maillage du bloc pale.

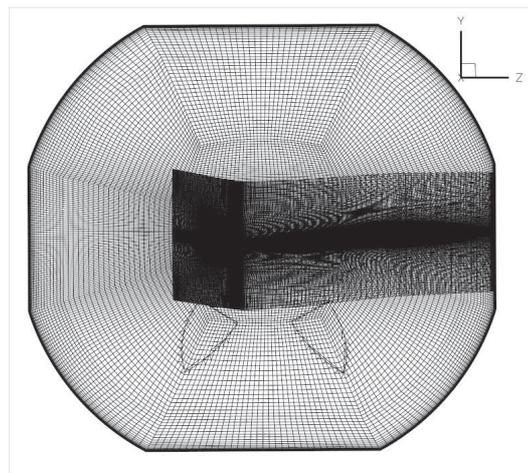


FIGURE 3.11: Coupe de la grille de fond avec maillage de la pale

D'une part, la géométrie de la soufflerie a été simplifiée. Comme on a cherché à initialiser le champ par une vitesse uniforme, le rapide changement de section dans le collecteur engendre des difficultés de convergence au démarrage du calcul. Par conséquent, collecteur et diffuseur ont été remplacés par des cylindres très longs. Ne disposant pas de données expérimentales concernant l'état de la couche limite à l'entrée de la section d'essai, il a été vérifié que la couche limite à l'entrée de la section d'essai dans le calcul numérique ne présentait pas d'aberration, notamment au niveau de son épaisseur. La géométrie de la section d'essai n'a pas été modifiée.

Le maillage de la soufflerie est réalisée avec le logiciel ANSYS ICEM CFD. Il est formé de deux maillages en O, comme le montre la coupe transversale de la figure 3.11 : un pour la couche limite, l'autre pour le centre de la veine. Ainsi le maillage est quasiment cartésien au centre de la veine d'essai. D'autre part, le maillage de la pale et son sillage est réalisé avec AutoGrid5 8.8. Ainsi, la topologie du maillage autour de la pale est identique à celle du doublet d'hélices, à savoir un maillage en O4H

autour de la pale et un maillage en H dans le sillage. La taille de maille à la paroi est de 10^{-6} m, sauf sur le saumon où elle vaut 10^{-4} m. Dès la sortie du O entourant la pale, la taille de maille est étirée selon l'envergure de la pale au niveau du saumon, de façon à ne pas propager la taille de 10^{-4} m en amont et aval du saumon. Cette option est permise avec l'introduction de la fonction « wizard » dans AutoGrid5 8.8, non présente dans les versions d'AutoGrid5 8.6-2 qui ont permis de générer les maillages de doublets d'hélices. Le bloc situé au dessus du domaine de l'hélice a été supprimé. Le maillage de la pale et de son sillage est présenté sur la figure 3.10.

Le maillage de la pale et de son sillage comporte environ 15 millions de cellules, celui de la grille de fond 16 millions. La superposition des deux maillages est montrée sur la figure 3.11. Les frontières extérieures du maillage de la pale sont déclarées en overlap. Une partie de la grille de fond, contenue dans le maillage de la pale, est masquée. Les grandeurs aérodynamiques ne sont pas calculées dans cette zone pour la veine. Il existe une zone de recouvrement dans laquelle les grandeurs aérodynamiques sont calculées dans les deux maillages et transmises de l'un à l'autre. Le schéma d'interpolation est d'ordre 2. Afin de minimiser la perte d'informations avec l'interpolation Chimère, la procédure assure des tailles de mailles similaires dans les deux maillages et des mailles de forme parallélépipédique dans la zone de recouvrement.

Un tel maillage permet d'obtenir un critère y^+ à la surface de la pale partout inférieur à 0.3 sauf sur le saumon (figure 3.12).

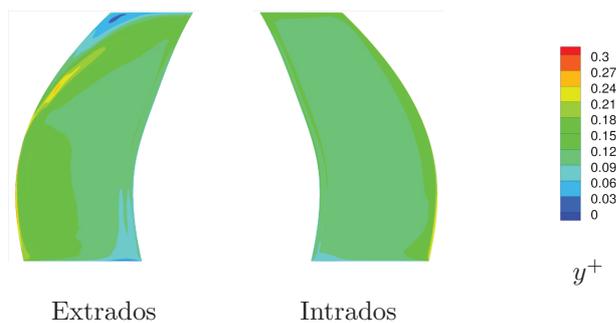


FIGURE 3.12: Critère y^+ à la surface de la pale

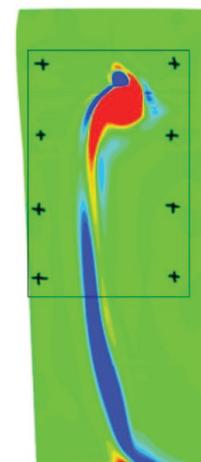


FIGURE 3.13: Position des 8 points de contrôle sur une coupe du calcul numérique. La fenêtre noire représente la fenêtre PIV.

L'intérêt de la technique Chimère est ici de pouvoir modifier la géométrie et le maillage de la pale sans avoir à modifier celui de la grille de fond, et également d'avoir un maillage relativement régulier dans lequel sont convectés les tourbillons.

Il aurait également été possible de ne considérer que le maillage de peau de la pale sans le sillage pour le bloc pale. Cela aurait permis de propager les structures tourbillonnaires dans la grille de fond, dont le maillage est encore plus régulier. Cependant, la technique Chimère préconise d'éviter que de forts gradients ne traversent l'interface de recouvrement et la conservation de l'information au niveau du raccord traversé par des nappes tourbillonnaires est encore mal maîtrisée. Le maillage de la pale est donc étendu à son sillage, de façon à ce que les structures tourbillonnaires ne traversent pas la région de recouvrement.

3.4.2 Stratégie de calcul

Un calcul RANS avec *elsA* permet d'initialiser le calcul instationnaire URANS. Sur les parois est imposée une condition de non-glissement. En entrée sont imposées la direction de l'écoulement, la pression d'arrêt, l'enthalpie d'arrêt et les valeurs des quantités turbulentes. En sortie est imposée la pression statique, qui permet de contrôler la vitesse dans la veine. Le taux de turbulence est celui de la

soufflerie (0.2%).

Le but de ce calcul est de reproduire au mieux la configuration expérimentale. Or, de part les difficultés à maîtriser très précisément la vitesse de la soufflerie, tous les essais n'ont pas rigoureusement la même vitesse (on obtient la vitesse objectif de 38 m/s à +/- 1.5% près).

Afin de choisir les paramètres d'entrée permettant de recoller au mieux aux données expérimentales, on se sert des résultats obtenus à l'aide de la PIV (présentée au paragraphe 3.5.9). On définit, sur les trois plans PIV les plus proches de la pale (0.10, 0.25 et 0.5 c_{tip}), 8 points de contrôle, soit 24 points au total. Ces points sont pris sur les plans PIV le plus loin possible des structures tourbillonnaires (figure 3.13). Dans le calcul numérique, on fixe la pression en entrée de veine (pression atmosphérique moyenne mesurée pour l'ensemble des essais PIV) et on fait varier la pression statique en sortie, de façon à minimiser la somme du carré des erreurs de vitesse axiale entre la PIV et le calcul numérique au niveau des 24 points de contrôle.

Les résultats aérodynamiques de ce calcul sont décrits et comparés aux résultats expérimentaux au chapitre 5.

3.5 Dispositif expérimental pour l'étude de la pale fixe

Ce paragraphe décrit les moyens expérimentaux mis en oeuvre pour l'étude de la pale fixe. On commence par décrire la soufflerie et la maquette, puis on s'intéresse aux différentes techniques de mesure.

3.5.1 La soufflerie S2L

La soufflerie S2L de l'Onera Meudon est une soufflerie ouverte en bois, permettant d'atteindre des vitesses entre 20 et 43 $\frac{m}{s}$ à l'entrée de la veine d'essai, de section circulaire. Le taux de turbulence de la veine est de 0.2%. Une vue schématique de la soufflerie est présentée figure 3.14.

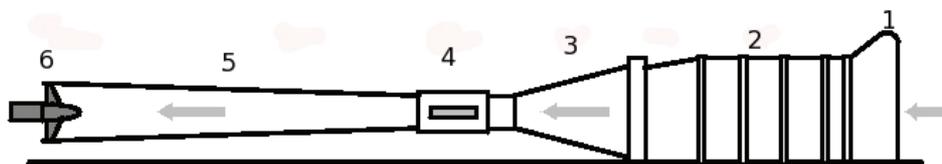


FIGURE 3.14: Schéma de la soufflerie S2L

De la droite vers la gauche, on a :

1. l'entrée du tunnel : on peut y placer un filtre de particules, mais cela augmente le taux de turbulence dans la veine et diminue de manière significative la vitesse dans la section d'essai. C'est pourquoi il n'est pas utilisé dans la présente expérience.
2. la chambre de tranquillisation : elle réduit les turbulences et régularise le débit. A son entrée est placé un nid d'abeille dont les cellules carrées ont une surface de 10 cm^2 .
3. le collecteur : ce convergent permet d'accélérer le fluide à la vitesse souhaitée.
4. la section d'essai : elle mesure environ 1 m de diamètre et 2 m de long. Elle est munie de deux hublots latéraux en verre sur la quasi totalité de sa longueur.
5. le diffuseur : ce divergent permet au fluide de ralentir et à la pression d'augmenter. L'angle avec lequel le diffuseur grandit doit rester inférieur à 7° afin d'empêcher le décollement de la couche limite.
6. le ventilateur axial d'une puissance de 15.5 kW et d'une vitesse de rotation maximale de 950 RPM.

La soufflerie est équipée d'un mesureur de pression DPI145 permettant de relever la pression de référence avec une incertitude de +/- 10 Pa.

Un tube de pitot est placé en aval du collecteur pour mesurer la pression d'arrêt. La pression statique est mesurée à l'aide d'une prise statique située à l'entrée de la veine d'essai. Ces deux pressions permettent de remonter à la vitesse de la soufflerie à l'aide de capteurs différentiels de pression dont l'incertitude est de ± 19 Pa.

Un thermocouple est placé à l'entrée du collecteur pour mesurer la température d'arrêt.

3.5.2 La Maquette de la pale fixe



FIGURE 3.15: Pale fixe de référence



FIGURE 3.16: Pale fixe de référence dans la soufflerie S2L

La maquette (photo 3.15) est une pale pleine en résine époxy et tissus de carbone, fabriquée par la société Electravia. Elle mesure 527 mm de hauteur, avec une corde en pied de 245.65 mm et une corde en tête de 174.25 mm. La définition de la géométrie est expliquée au paragraphe 4.1.2.

La pale est équipée de 10 prises de pression pour la mesure de la pression pariétale, placées à 50% (4 sur l'extrados et 3 sur l'intrados) et 80% (3 sur l'extrados) de l'envergure de la pale. Leur position a été déterminée en fonction des résultats de calculs *elsA* de la pale fixe périodique, dont les caractéristiques sont décrites au chapitre 4. Ces dix positions vont permettre de comparer le résultat expérimental au résultat numérique. Une évaluation de la sensibilité des contours de coefficients de pression C_p a été testée numériquement en faisant varier le calage de la pale de plus ou moins $0,5^\circ$, comme le montre la figure 3.17. La première ligne de C_p (50% de la hauteur de pale) n'est que très peu altérée par ces modifications. Pour celle située à 80% de la hauteur de pale, on observe un déplacement en corde de la zone de déficit de pression sur l'extrados.

Un fil de transition de 0.2 mm a été positionné à 2% de la corde en aval du bord d'attaque sur l'extrados et à 5% sur l'intrados, afin d'assurer une couche limite pleinement turbulente en aval. La pale est placée à l'horizontale dans la veine (photo 3.16), en amont du hublot gauche sens pilote, de façon à faciliter les visualisations pariétales par enduit visqueux sur l'extrados.

3.5.3 Mesure de déformée maquette

La mesure des déformations de la maquette en soufflerie est réalisée à l'aide du logiciel OD2M (Onera Deformation Measurement Method), développé à l'Onera [70]. La mesure s'effectue à l'aide de deux caméras en mode stéréoscopique (photo 3.19) et de marqueurs disposés sur la maquette, qui constituent les points de mesure (photo 3.18). Pour les marqueurs, on dispose de pastilles blanches de diamètres 5 mm. L'incertitude est inférieure au dixième de millimètre. La mesure de la déformée de la maquette indique une flexion maximale en bout de pale de 5 mm et un dévissage maximum en bout de pale de 0.3° . Les déformations de la pale sont donc jugées négligeables.

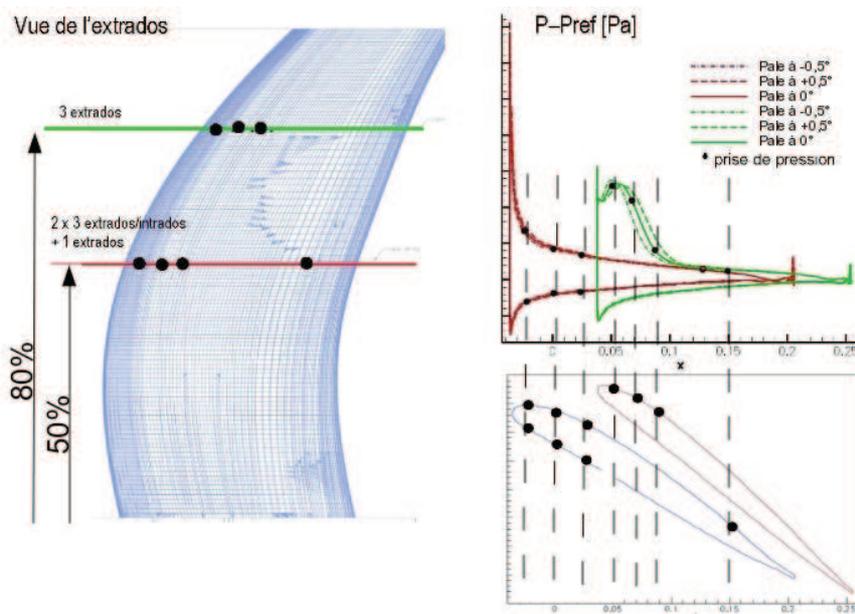


FIGURE 3.17: Positionnement des prises de pression en fonction des résultats du calcul fixe périodique

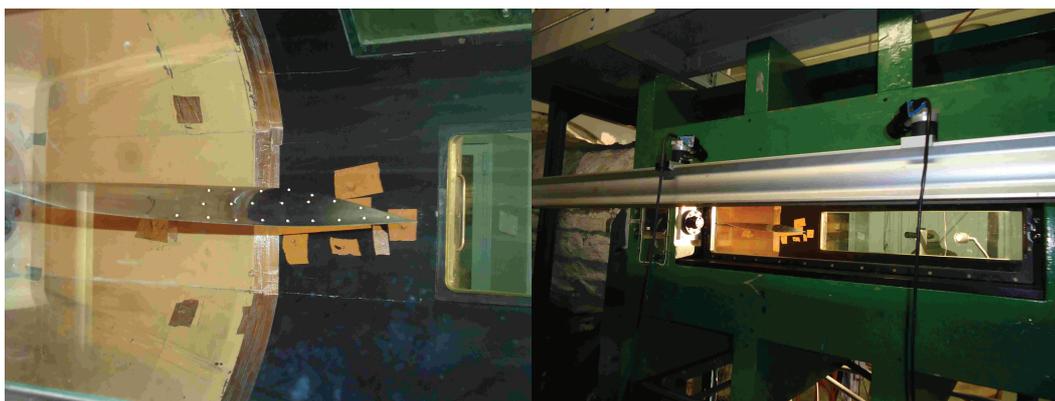


FIGURE 3.18: Position des marqueurs sur la maquette

FIGURE 3.19: Position des caméras pour la mesure de déformée maquette

3.5.4 Visualisation pariétale par enduit visqueux

Des visualisations pariétales par enduit visqueux ont été réalisées et ont permis de définir le spectre de frottement pariétal en identifiant les lignes de séparation ou d'attachement de l'écoulement. On obtient sur la maquette les traces des décollements et réattachements des couches limites ainsi que des enroulements des tourbillons. Bien que de telles visualisations fournissent en général une image fidèle du réseau des lignes de frottement pariétal, elles ne sont pas toujours insensibles à l'effet de la pesanteur, c'est pourquoi il est choisi de placer la pale à l'horizontale dans la soufflerie (photo 3.16).

3.5.5 Tomoscopie laser

Cette méthode permet une analyse qualitative de l'écoulement et la mise en évidence des décollements, tourbillons, zones turbulentes... Un plan de lumière intense (nappe laser) vient éclairer des particules injectées dans l'écoulement (fumée de spectacle), comme illustré sur la figure 3.20. La lumière réfléchiée par les particules est ensuite enregistrée par une caméra rapide.

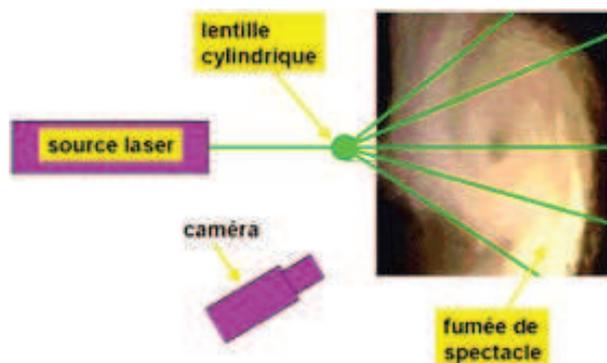


FIGURE 3.20: Principe de fonctionnement de la tomographie laser

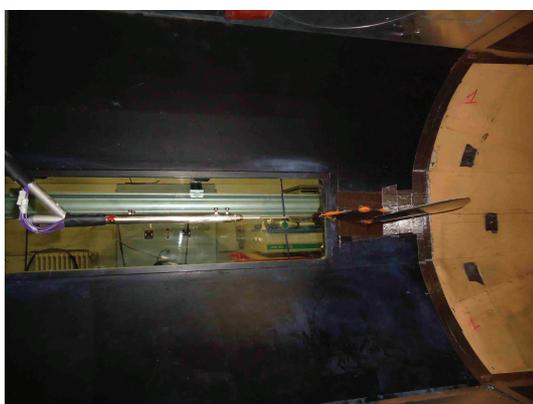


FIGURE 3.21: Positionnement de la sonde dans la veine

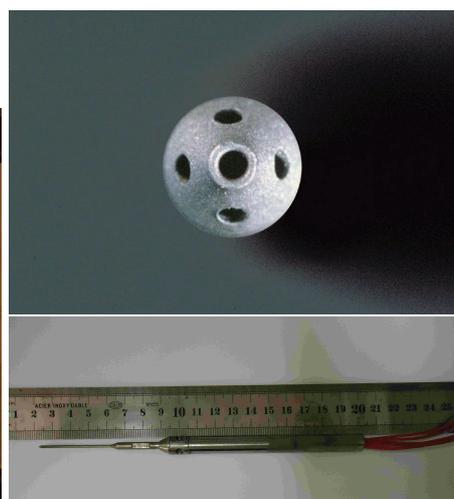


FIGURE 3.22: Vues de la sonde - diamètre 1.5 mm

3.5.6 Sonde de pression anémoclinométrique

La sonde de pression anémoclinométrique (figures 3.21 et 3.22) mesure les propriétés moyennes de l'écoulement dans des plans perpendiculaires à la direction de l'écoulement. Chacun de ces plans est composé de points en lesquels on détermine le vecteur vitesse moyenne (module et angles directeurs), le nombre de Mach, la pression au sein d'un écoulement. Une fois une zone « intéressante » identifiée, on raffine le nombre de points dans cette zone. La mesure de la pression se fait à l'aide de 5 orifices situés sur un embout de sonde (figures 3.21 et figures 3.22). Les écarts de pression permettent de déterminer la direction de la vitesse par rapport à l'axe de la sonde. La sonde fait 1.5 mm de diamètre.

Cependant, les sondes (de pression anémoclinométrique ou anémométrique par fil chaud) sont une technique de mesure intrusive, il est donc légitime de se poser la question de leur éventuelle influence sur un écoulement. Dans le cas des tourbillons, il a été montré [29] que les sondes n'interfèrent pas tant qu'elles sont petites et orientées parallèlement à l'écoulement amont (angles d'attaque et de lacet nuls), ce qui est le cas dans cette étude pour toutes les sondes utilisées.

L'étalonnage de cette sonde donne une erreur angulaire de l'orientation du vecteur vitesse au maximum égal à 0.75° . A cela doit s'ajouter une erreur d'alignement de la sonde avec l'écoulement amont, au maximum égal à 0.5° . On a donc une incertitude sur le nombre de Mach mesuré de 0.02%.

Le traitement des données a été réalisé à l'aide du logiciel ODP (OneraDafeProbe) développé à l'Onera.

3.5.7 Sonde anémométrique à fil chaud

L'anémomètre à fil chaud (figure 3.23) permet de déterminer les caractéristiques instantanées de vitesses locales d'un fluide et peut donc être utilisé pour la mesure de caractéristiques turbulentes. Il



FIGURE 3.23: Sonde à fil chaud

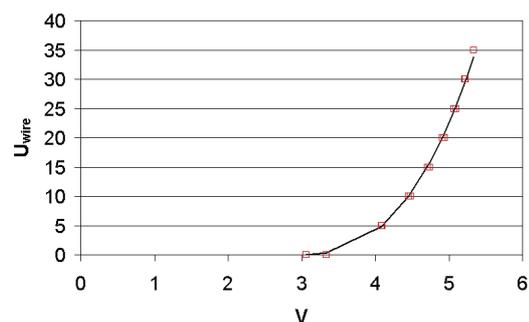


FIGURE 3.24: Courbe de calibration du fil chaud

est formé d'un fil de tungstène de diamètre $5 \mu\text{m}$, longueur 1.25 mm (au maximum 0.6% du rayon du tourbillon dans nos essais) et fonctionne de façon à maintenir la température du fil constante selon la méthode suivante : le fil, dont la résistance dépend de la température, est chauffé par effet Joule. Placé dans l'écoulement, il est refroidi par convection : plus le vent souffle fort, plus le fil est refroidi et plus la résistance électrique diminue. L'élément résistif étant placé dans un pont de Wheatstone, la variation de résistance due à la convection déséquilibre le pont. Un voltmètre placé au milieu de ce dernier permet de lire la tension nécessaire pour maintenir l'équilibre du pont et par suite, si l'anémomètre est calibré, déterminer la vitesse de l'air.

La relation reliant la vitesse de l'air, notée U_{wire} , et les volts mesurés est la suivante : $U_{wire} = k(V^2 - V_0^2)$. La courbe de calibration du fil chaud utilisé pour cette campagne d'essai est donnée par la figure 3.24 avec $k=0.092$ et $V_0=3.06$.

Les acquisitions sont réalisées à une fréquence de 10000 Hz pendant 30s. Un filtre passe-bas réglé à 3000 Hz est utilisé. Le fil chaud est monté sur un système motorisé permettant de déplacer le fil chaud dans le sillage, système qui limite le déplacement en aval à $4.5 c_{tip}$. De par la fréquence et le temps d'acquisition, le nombre de points d'acquisition est limité. Le fil chaud est déplacé dans le sillage dans une zone entourant le cœur du tourbillon (position définie au préalable lors de la campagne PIV) et on recherche le point pour lequel le niveau global du spectre d'acquisition est le plus fort. La résolution fréquentielle est de 9.77 Hz.

3.5.8 Plateau dynamométrique



FIGURE 3.25: Balance Kistler de type 9254

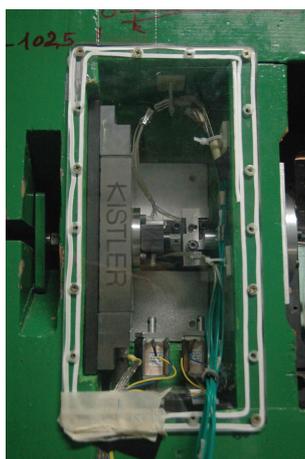


FIGURE 3.26: Balance Kistler montée à la soufflerie S2L

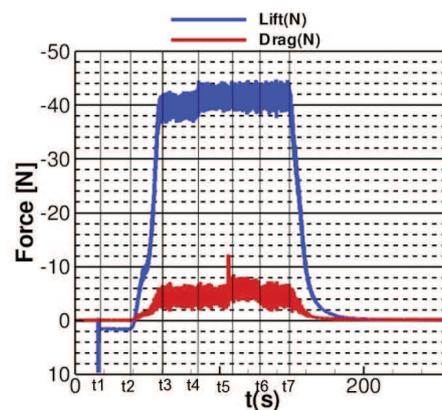


FIGURE 3.27: Protocole de mesure des efforts

La mesure de la portance et de la traînée sur la maquette s'effectue à l'aide d'un dynamomètre à quartz à 3 composantes de la marque Kistler (type 9254) (figure 3.26). Il se compose de quatre capteurs

de force à 3 composantes. Ce plateau dynamométrique est monté à la verticale à l'extérieur de la soufflerie, en amont du hublot gauche (sens pilote) et est relié au pied de la pale (figure 3.26).

Le calcul de l'erreur dans la gamme d'efforts mesurés doit prendre en compte plusieurs facteurs : défaut de verticalité de la balance ($\leq 0.2^\circ$), couplage entre les efforts, dérive en temps et dérive en température ($-0.02\%/^\circ\text{C}$, négligeable étant données les durées d'acquisition). Afin de corriger les erreurs dues à la dérive en temps de la balance, un système d'électro-aimants est installé sur la balance. Ils permettent d'appliquer un effort connu à un instant connu selon les deux axes de mesure. Le protocole expérimental est donc le suivant (figure 3.27) : allumage de la balance ($t=0$), application de l'électroaimant sur la portance ($t1$), allumage de la soufflerie ($t2$), soufflerie à vitesse voulue ($t3$), désactivation de l'électroaimant sur la portance ($t4$), application de l'électroaimant sur la traînée ($t5$), désactivation de cet électroaimant ($t6$), arrêt de la soufflerie ($t7$). La mesure des efforts se fait entre les instants « avant $t2$ » et « après $t3$ », en faisant la différence des valeurs mesurées à ces deux instants, moyennées sur 10s. La mesure de la masse appliquée par les électroaimants se fait avec la différence de valeurs d'efforts autour des instants $t1$, $t4$, $t5$ et $t6$. Si la mesure de ces masses est fautive, alors l'essai n'est pas pris en compte.

Une fois tous ces paramètres d'erreurs pris en compte, l'erreur commise dans la gamme d'efforts mesurés est inférieure à 0.5%.

3.5.9 Vélocimétrie par image de particules

Le système PIV utilisé lors de cette campagne est de type PIV stéréoscopique classique (SPIV). Cette technique permet de mesurer les trois composantes de la vitesse instantanée dans un plan préalablement défini. Elle a l'avantage d'être non intrusive et ne perturbe donc pas l'écoulement.

Principe

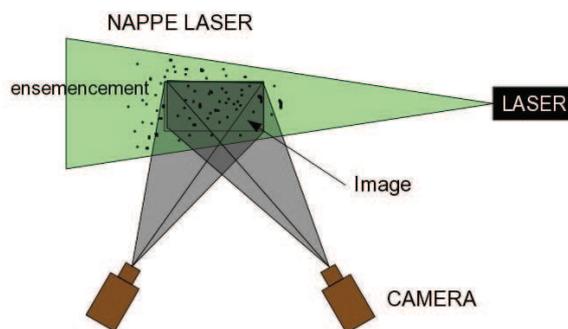


FIGURE 3.28: Schéma de fonctionnement de la PIV stéréo

Le principe est le suivant (figure 3.28) : l'écoulement est ensemené par des particules submicroniques. Le plan de mesure est défini par une nappe laser générée par une source laser et un montage optique. Ce plan est observé par deux caméras CCD, qui enregistrent successivement deux images générées par deux flash laser séparés par un temps très court (quelques μs). Cette paire d'images permet de remonter au déplacement des particules dans le plan de mesure par une reconstruction stéréoscopique. L'acquisition de plusieurs paires d'images permet d'obtenir un champ de vitesse moyenne et les moyennes quadratiques (RMS).

Caractéristiques des bancs PIV utilisés à S2L

La campagne d'essais de cette thèse s'est déroulée sur deux périodes de 6 mois qui ont eu lieu au premier semestre 2011 et au premier semestre 2012. De par la disponibilité du matériel, deux systèmes d'acquisition différents ont été utilisés qui diffèrent par les caractéristiques du laser et des caméras, mais n'influent pas sur la qualité des résultats. On les notera banc A et banc B. Les caractéristiques des deux bancs sont données dans le tableau 3.5.9.

Les photos 3.29 et 3.30 montrent les deux bancs PIV installés à la soufflerie S2L. La photo 3.29 montre le banc PIV A installé autour de la soufflerie S2L. En arrière plan se trouve la veine d'essai. Le cheminement du faisceau laser se fait de gauche à droite. Celui-ci est généré par un laser, puis est

	banc PIV A	banc PIV B
Laser	milieu actif : Nd-YAG longueur d'onde : 532nm énergie 2x350mJ	milieu actif : Nd-YAG longueur d'onde : 532 nm énergie : 2x 200 mJ
Caméras	type proX 4M (LaVision) : 14 bits avec matrice CCD 2048x2048 pixels	type HiSense 11M (Dantec) : 12 bits avec matrice CCD 4000x2672 pixels
Fréquence d'acquisition	4 Hz	2Hz
Logiciel d'acquisition	DaVis 7.2.1	DynamicStudio Stereo PIV v3.20.89 de DantecPIV

TABLE 3.1: Caractéristiques des bancs PIV



FIGURE 3.29: Montage du banc PIV A à la soufflerie S2L

FIGURE 3.30: Montage du banc PIV B à la soufflerie S2L

guidé à travers un bras optique articulé. La formation de la nappe laser peut se faire soit au moyen de plusieurs lentilles optiques traitées haute puissance, disposées en sortie du bras et alignées suivant un axe optique, soit à l'aide d'un générateur de nappe (LaVision) comme c'est le cas ici, ce qui permet un montage plus compact, plus maniable et une installation plus rapide. Cette optique permet de régler l'épaisseur et la verticalité de la nappe. Un miroir de renvoi permet de positionner la nappe laser perpendiculairement à la direction de l'écoulement. Sur la droite de l'image 3.29, on peut voir une des caméras CCD, l'autre se trouvant de l'autre côté de la veine.

La photo 3.30 montre le banc PIV B installé autour de la soufflerie S2L. Un générateur de nappe est monté directement en sortie du laser. La nappe laser est envoyée directement à travers le hublot. Il n'y a pas de système de miroir comme c'était le cas précédemment. Pour des contraintes de stockage de données, les matrices CCD ont été réduites à 3000x2672.

En ce qui concerne la position des caméras, celles-ci ont été positionnées à 45° de part et d'autre de la normale au plan, c'est-à-dire de part et d'autre de la soufflerie, la dimension des hublots ne nous permettant pas de placer les deux caméras d'un même côté du hublot. Il a été montré, dans la littérature [99], que, quand l'axe d'observation des caméras est orienté à 45° par rapport à la normale au plan, alors les incertitudes de reconstruction sont équivalentes pour les 3 directions. L'inconvénient d'une telle configuration est qu'une des caméras voit la nappe laser en diffusion avant, et l'autre en diffusion arrière, ce qui est moins optimal.

Les caméras sont également équipées d'un adaptateur Scheimpflug, qui assure la netteté sur toute la surface de l'image. D'après la loi de Scheimpflug¹, cet adaptateur est nécessaire quand les caméras ne sont pas en face du plan laser.

Les accès optiques à travers les hublots ont contraint à mettre en place deux configurations différentes : une pour laquelle les caméras sont en aval du plan laser (schéma 3.31) et une autre pour laquelle elles sont en amont (schéma 3.32).

1. La loi de Scheimpflug est la suivante : on considère le plan du sujet (surface hypothétique passant par tous les points du sujet que l'on veut photographier, sans déformation), le plan de l'optique (perpendiculaire à l'axe optique) et le plan de la surface sensible (sur lequel vient s'imprimer l'image). Lorsque l'un des trois plans est incliné, la netteté est assurée sur toute la surface de l'image si et seulement si les plans se coupent sur une même droite

La fréquence d'acquisition des images n'est pas assez élevée pour permettre une résolution en temps des phénomènes mais est suffisante pour obtenir des grandeurs moyennées du champ de vitesse. Pour obtenir un champ moyen, on fait l'acquisition de 1000 images PIV.

L'ensemencement de l'écoulement a été réalisé à partir d'un générateur de fumée de spectacle, composée d'alcools glycolés, d'eau distillée et de paraffine. On considère une particule de l'écoulement principal traversant la nappe laser perpendiculairement. Cette particule doit rester présente à l'intérieur de la nappe laser lors des 2 flash et ne pas parcourir plus d'un certain nombre de pixels au niveau du CCD.

On choisit un nombre de pixels maximum N_p parcouru par cette particule égal à 6. On cherche à atteindre une vitesse de $V = 38 \text{ m/s}$ dans la soufflerie. Le grandissement en hauteur de nos caméras est de $G = 0.11 \text{ mm/pixel}$ (pour un objectif de 105 mm et une distance caméra-plan laser d'environ 1600 mm).

Pour un angle entre l'axe de visée caméra et l'axe de l'écoulement principal de $\alpha = 45^\circ$, on trouve

$$Dt = \frac{N_p \times G}{V \times \sin(\alpha)} = 24.56 \mu\text{s}$$

Pendant Dt , la particule parcourt $V \times Dt = 0.93 \text{ mm}$.

On prend une nappe laser dont l'épaisseur équivaut à 3 fois la distance parcourue par la particule soit 2.80 mm. Une nappe laser plus épaisse augmenterait le bruit.

Les paramètres de l'acquisition sont donc les suivants :

- épaisseur de la nappe laser : 3 mm
- temps inter-images : 25 μs

Ces calculs permettent de donner une idée de la valeur à prendre pour les paramètres d'acquisition, seule une vérification expérimentale permet de les valider. Dans nos essais, les paramètres calculés ont été validés comme grandeurs de l'essai.

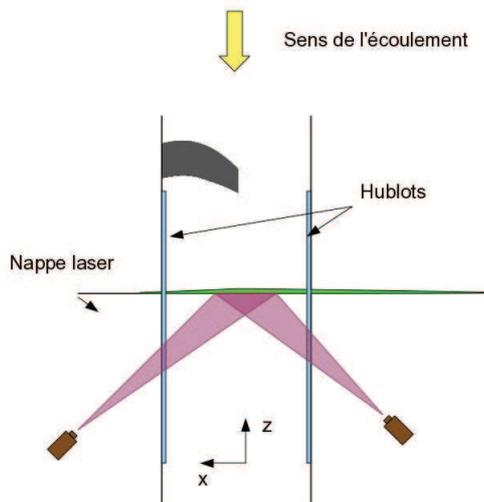


FIGURE 3.31: Configuration avec caméras en aval de la nappe laser pour les plans à 0.10, 0.25, 0.50, 1 et 2 c_{tip} .

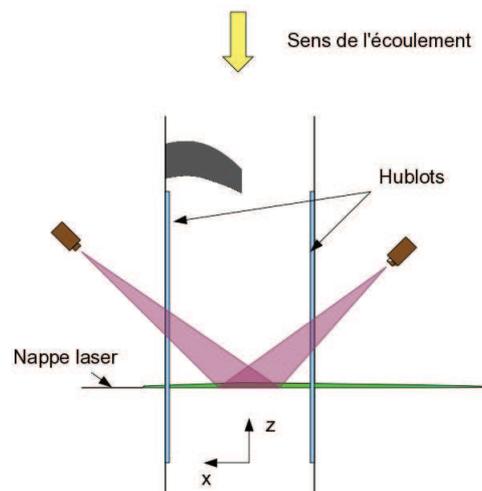


FIGURE 3.32: Configuration avec caméras en amont de la nappe laser pour les plans à 3 et 5 c_{tip} .

Logiciel de post-traitement : FOLKI-SPIV

Le post-traitement des données a été réalisé avec le logiciel FOLKI-SPIV (Flot Optique Lucas Kanade Itératif Stereo Particle Image Velocimetry) développé à l'Onera [18],[71],[72]. L'algorithme de FOLKI permet une détermination directe des trois composantes du vecteur vitesse, en utilisant les 2 doubles-images en une seule étape (voir [18] pour plus de détails concernant l'algorithme). Il est aussi précis que les meilleurs codes PIV [68], qui déterminent dans un premier temps un vecteur à 2 composantes pour chaque caméra, puis qui utilisent une méthode d'inversion des moindres carrés pour résoudre

ce système sur-déterminé. La validation se fait lors d'une troisième étape à l'aide du calcul de l'erreur de reconstruction stéréoscopique (résidu de l'inversion aux moindres carrés).

FOLKI-SPIV donne des résultats denses (1 vecteur/pixel), ce qui est particulièrement adapté pour les architectures GPU. Il ne faut cependant pas confondre cette résolution dense avec la résolution spatiale de la méthode qui est étroitement liée à la taille de la fenêtre, comme c'est le cas pour n'importe quelle technique PIV basée sur l'utilisation de fenêtre de résolution [18]. Le rayon de cette fenêtre est choisi égal à 15 pixels, ce qui est un compromis entre résolution et bruit [18]. Comme il est inutile d'échantillonner le champs PIV avec une résolution plus grande que la résolution spatiale, les résultats sont sous-échantillonnés tous les 5×5 pixels pour faciliter le stockage et le post-traitement d'un grand volume de données.

La résolution spatiale est de 3 mm (1.7% de c_{tip}) dans les résultats qui seront présentés dans la suite. L'erreur totale qui affecte chaque vecteur vitesse d'une image instantanée est composée en premier lieu d'une erreur aléatoire de mesure qui affecte l'estimation du déplacement par algorithme de dépouillement. Cette incertitude dépend de la taille de la fenêtre d'interrogation et de la qualité des images (qualité de l'ensemencement, présence de hublots,...). Dans les conditions expérimentales, on admet qu'une incertitude de 0.1 pixel affecte l'estimation du déplacement [18]. Dans notre cas, cela équivaut à une incertitude relative de 1.7% sur la vitesse car notre dynamique moyenne représente environ 6 pixels de déplacement. Cependant, lors de la détermination du champ moyen avec un grand nombre d'images, l'erreur aléatoire tend vers 0. Une autre source d'erreur provient du positionnement de la nappe par rapport à la mire et de la mire par rapport au repère soufflerie. Par ailleurs, la nappe laser fait 3 mm, ce qui constitue une première incertitude quant à la position réelle du plan de mesure. On estime que l'erreur de positionnement est de 0.5° autour de l'axe x défini sur la figure 3.31 et de 1° autour de l'axe z. On obtient ainsi une incertitude de l'ordre de 2% sur les composantes moyennes de la vitesse.

Première partie

Caractérisation des tourbillons d'extrémité de l'hélice amont d'un CROU en configuration de décollage

Deuxième partie

Modification des structures tourbillonnaires en vue d'une réduction des nuisances sonores

Bibliographie

- [1] A. ANTKOWIAC and P. BRANCHER. Transient energy growth for the Lamb-Oseen vortex. *Physics of Fluids*, 16(1), 2004.
- [2] A. ANTKOWIAC and P. BRANCHER. On vortex rings around vortices : an optimal mechanism. *Journal of Fluid Mechanics*, 578 :295–304, 2007.
- [3] C.N. BAROUD, B.B. PLAPP, Z.-S. SHE, and SWINNEY H.L. Anomalous self-similarity in a turbulent rapidly rotating fluid. *Physical Review Letters*, 88(11), 18 march 2002.
- [4] C. BENOIT, G. JEANFAIVRE, and E. CANONNE. Synthesis of ONERA chimera method developed in the frame of CHANCE program. *31st European Rotorcraft Forum, Florence, Italy, September 2005*.
- [5] S.J. BERESH, J.F. HENFLING, and R.W. SPILLERS. Meander of a fin trailing vortex and the origin of its turbulence. *Exp Fluids*, 49 :599–611, 2010.
- [6] A. BETZ. Verhalten von Wirbelsystemen. Technical Report pp 164-174, ZAMM, Vol. XII, Nr. 3, 1932. (see also NACA TM 713).
- [7] M.J. BHAGWAT and J.G. LEISHMAN. On the relationship between blade circulation and tip vortex characteristics. *54th Annual Forum of the American Helicopter Society, Washington DC*, pages 557–575, May 20-22 1998.
- [8] V. BLANDEAU. *Aerodynamic broadband noise from contra-rotating open rotors*. PhD thesis, university of Southampton, 2011.
- [9] V.P. BLANDEAU and P.F. JOSEPH. Broadband noise due to rotor-wake/rotor interaction in contra-rotating open rotors. *AIAA Journal*, 48(11) :2674–2686, 2010.
- [10] D.B. BLISS. Prediction of tip vortex self-induced parameters in terms of rotor blade loading. *Proceedings of the American Helicopter Society Technical Specialists' Meeting on Aerodynamics and Aeroacoustics, Arlington, TX*, 1987.
- [11] R. BOISARD, G. DELATTRE, and F. FALISSARD. Assessment of aerodynamics and aeroacoustics tools for open rotors. *European Turbomachinery Conference, March 21-25, Istanbul, Turkey*, 2011.
- [12] R. BOISARD, G. DELATTRE, and F. FALISSARD. HPC capabilities of the *elsA* CFD software applied to a counter rotating open rotor test rig. *30th AIAA Applied Aerodynamics Conference, New Orleans, Louisiana*, 25-28 june 2012.
- [13] J.M. BOUSQUET, GARDAREIN P., GOUYON B., and TICHTINSKY J.C. Définition aérodynamique de l'hélice contrarotative HTC5. Etude et réalisation d'une balance de paroi pour essais d'hélices dans la soufflerie S3Ch. Technical report, Onera, 1991.
- [14] J. BOUSSINESQ. Théorie de l'écoulement tourbillonnant. *Mémoires présentées par divers savants à l'Académie des sciences de Paris, France*, 23 :46–50, 1877.
- [15] V. Brion. *Stabilité des paires de tourbillons contra-rotatifs : application au tourbillon de jeu dans les turbomachines*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2009.
- [16] L. CAMBIER and J.-P. VEUILLOT. Status of the *elsA* CFD software for flow simulation and multidisciplinary applications. *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada*, January 7-10 2008.
- [17] A. CARAZO and M. ROGER. Modélisation analytique du bruit de raies des hélices contra-rotatives. *10e Congrès Français d'Acoustique, Lyon*, 12-16 Avril 2010.
- [18] F. CHAMPAGNAT, A. PLYER, G. LE BESNERAIS, B. LECLAIRE, S. DAVOUST, and Y. LE SANT. Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization. *Experiments in Fluids*, 50 :1169-1182, 2011.

- [19] P. CHASSAING. *Turbulence en mécanique des fluides. Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Cépaduès Edition, 2000.
- [20] M.S. CHONG, A.E. PERRY, and B.J. CANTWELL. A general classification of three-dimensional flow fields. *Phys. Fluids A*, 2(5) :765–777, 1990.
- [21] Y. COLIN, F. BLANC, B. CARUELLE, F. BARROIS, and N. DJORDJEVIC. Computational strategy for predicting CROR noise at low-speed. Part II : investigation of the noise sources computation with the chorochronic approach. *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, CO*, AIAA-2012-2222, 4-6 June 2012.
- [22] Y. COLIN, A. CARAZO, B. CARUELLE, T. NODE-LANGLOIS, and A.B. PARRY. Computational strategy for predicting CROR noise at low-speed. Part I : review of the numerical methods. *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, CO*, AIAA-2012-2221, 4-6 June 2012.
- [23] Y. COLIN, B. CARUELLE, and A.B. PARRY. Computational strategy for predicting CROR noise at low-speed. Part III : investigation of noise radiation with the Ffowcs-Williams-Hawkings analogy. *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, CO*, AIAA-2012-2223, 4-6 June 2012.
- [24] F.N. COTON, J.S. MARSHALL, A.McD. GALBRAITH, and R.B. GREEN. Helicopter tail rotor orthogonal blade vortex interaction. *Progress in Aerospace Sciences*, 4 :453–489, 2004.
- [25] R. CUCITORE, M. QUADRIO, and A. BARON. On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 18(2) :261–282, 1999.
- [26] G. DELATTRE and F. FALISSARD. Aerodynamic and acoustic impact of a single protuberance placed on the leading edge of the front blades of an open rotor. *3AF 48th International Symposium of Applied Aerodynamic*, 2013.
- [27] G. DELATTRE, L. JACQUIN, and F. FALISSARD. HeCToR-WP1 : Recensement de concepts de réduction du tourbillon marginal. *Confidentiel Onera-Snecma*, RF 2/16371 DAAP, 2010.
- [28] G. DELATTRE and R. SCHNELL. Cross-comparison of aerodynamic and acoustic predictions for open rotors with Onera (*elsA-KIM*) and DLR (*TRACE-APSIM*) codes. *Onera-DLR Aerospace Symposium, February 9-11, Toulouse, France*, 2011.
- [29] W.J. DEVENPORT, M.C. RIFE, S.I. LIAPIS, and G. FOLLIN. The structure and development of a wing-tip vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 312 :67–106, 1996.
- [30] S.W. DEWAR, P. WATTS, and F. FISH. Turbine and compressor employing tubercle leading edge rotor design. *International Patent Number*, WO/2006/042401, assigned to WhalePower Corporation. International Filing Date : 18/10/05 ; International Publication Date : 27/04/06.
- [31] J.H. DITTMAR. Some design philosophy for reducing the community noise of advanced counter-rotation propellers. Technical report, NASA TM-87099, 1985.
- [32] J.H. DITTMAR and D.B. STANG. Noise reduction for model counterrotation propeller at cruise by reducing aft-propeller diameter. Technical report, NASA TM-88936, 1987.
- [33] C.duP. DONALDSON and A.J. BILANIN. Vortex wakes of conventional aircraft. *Technical Report AG-204, AGARD*, 1975.
- [34] T.D. ECONOMON, F. PALACIOS, and J.J. ALONSO. Optimal shape design for open rotor blades. *30th AIAA Applied Aerodynamic Conference, New Orleans, Louisiana*, AIAA-2012-3018, 25-28 June 2012.
- [35] D. FABRE. *Instabilités et instationarités dans les tourbillons : application aux sillages d'avions*. PhD thesis, Université Paris VI, 2002.
- [36] D. FABRE and L. JACQUIN. Short-wave cooperative instabilities in representative aircraft vortices. *Physics of Fluids*, 16(5) :1366–1378, 2004.
- [37] J. FFOVCS WILLIAMS and D. HAWKINGS. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical transactions of the Royal Society*, A264 :321–342, 1969.
- [38] T. GORUNEY and D. ROCKWELL. Flow past a delta wing with a sinusoidal leading edge : near-surface topology and flow structure. *Exp Fluids*, 47 :321–331, 2009.
- [39] L. GRAFTIEAUX, M. MICHARD, and N. GROSJEAN. Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Meas. Sci. Technol.*, 12 :1422-1429, 2001.

- [40] W.R. GRAHAM. Optimising wing lift distribution to minimise wake vortex hazard. *The Aeronautical Journal*, pages 413–426, August 2002.
- [41] W.R. GRAHAM, S.-W. PARK, and T.B. NICKELS. Trailing vortices from a wing with a notched lift distribution. *AIAA Journal*, 41(9) :1835–1838, 2003.
- [42] S.I. GREEN. *Fluid vortices*. Kluwer Academic Publisher, 1995.
- [43] E.M. GREITZER, C.S. TAN, and M.B. GRAF. *Internal flow : Concepts and Applications*. Cambridge University Press, 2007.
- [44] M.D. GUYNN, J.J. BERTON, E.S. HENDRICKS, M.T. TONG, W.J. HALLER, and D.R. THURMAN. Initial assessment of open rotor propulsion applied to an advanced single-aisle aircraft. *11th AIAA Aviation Technology, Integration and Operations, AIAA 2001-7058*, 20-22 septembre 2011, Virginia Beach.
- [45] R.D. HAGER and D. VRABEL. Advanced turboprop project. *NASA SP-495*, 1988.
- [46] D. HANSON. Noise of counter-rotation propeller. *Journal of Aircraft*, 22(7) :609–617, 1985.
- [47] D. HANSON and M. FINK. The importance of quadrupoles sources in prediction of transonic tip speed propeller noise. *Journal of Sound and Vibration*, 62(1) :19–38, 1979.
- [48] Y. HATTORI, R. RUBINSTEIN, and A. ISHIWA. Shell model for rotating turbulence. *Physical review E* 70, 046311, 2004.
- [49] A.L. HEYES, R.F. JONES, and D.A.R. SMITH. Wandering of wing-tip vortices. *Proceedings of the 12th international symposium on applications of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon, Paper 35-3*, 2004.
- [50] D. HUMMEL. On the vortex formation over a slender wing at large angles of incidence. *AGARD CP-247, paper No. 15*, January 1979.
- [51] J.C.R. HUNT, A.A. WRAY, and P. MOIN. Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows. *Center for Turbulence Research Report, CTR-S88* :193–208, 1988.
- [52] PRIEUR J. and W.R. SPLETTSTOESSER. ERATO : an ONERA-DLR cooperative programme on aeroacoustic rotor optimisation. *25th European Rotorcraft Forum, Roma (Italy)*, 14-16 September 1999.
- [53] L. JACQUIN. Aircraft wake vortices. *Encyclopedia of Aerospace Engineering, John Wiley & Sons, Ltd.*, 2010.
- [54] L. JACQUIN, D. FABRE, P. GEFFROY, and E. COUSTOLS. The properties of a transport aircraft wake in the extended near field : an experimental study. *AIAA 2001-1038*, 2001.
- [55] L. JACQUIN, O. LEUCHTER, C. CAMBON, and J. MATHIEU. Homogeneous turbulence in the presence of rotation. *Journal of Fluid Mechanics*, 220 :1–52, November 1990.
- [56] L. JACQUIN and C. PANTANO. On the persistence of trailing vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 471 :159–168, 2002.
- [57] A. JAMESON. Time dependant calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings. *AIAA Paper 91-1596*, 1991.
- [58] B.A. JANARDAN and P.R. GLIEBE. Acoustic characteristics of counterrotating unducted fans from model scale tests. *Journal of aircraft*, 27(3), March 1990.
- [59] J. JEONG and F. HUSSAIN. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285 :69–94, 1995.
- [60] H. JOHARI, C. HENOCH, D. CUSTODIO, and A. LEVSHIN. Effects of leading-edge protuberances on airfoil performance. *AIAA Journal*, 45(11), November 2007.
- [61] T. KAIRA and T. COLONIUS. Three-dimensional flows around low-aspect-ratio flat-plate wings at low reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 623 :187–207, March 2009.
- [62] M.J. KINGAN, C. POWLES, and SELF R.H. Effect of centerbody scattering on advanced open-rotor noise. *AIAA Journal*, 48 :No. 5, 2010, May.
- [63] M.J. KINGAN and R.H. SELF. Counter-rotation propeller tip vortex interaction noise. *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics conference, Miami, Florida, AIAA 2009-3135*, 11-13 May 2009.
- [64] J.C. KOK. Resolving the dependence on freestream values for the $k - \omega$ turbulence model. *AIAA Journal*, 38 :1292–1295, 2000.
- [65] N. KOMERATH, O. WONG, and B. GANESH. On the formation and decay of rotor blade tip vortices. *AIAA Paper 2004-2431 Fluid Mechanics Meeting, Portland OR*, June 2004.

- [66] N.M. KOMERATH, S.G. LIOU, and J.S. HYUN. Flowfield of a swept blade tip at high pitch angles. *29th Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada, AIAA 91-0704*, 7-10 January 1991.
- [67] S. KRISHNAMOORTHY and J.S. MARSHALL. Three dimensional blade-vortex interaction in the strong vortex regime. *Physics of fluids*, 10 :2828–2845, 1998.
- [68] G. LE BESNERAIS and F. CHAMPAGNAT. Dense optical flow estimation by iterative local window registration. in *Proceedings of IEEE ICIP'05, Genova, Italy*, 1 :I–137–40, Sept. 2005.
- [69] S. LE DIZES and F. LAPORTE. Theoretical predictions for the elliptical instability in a two-vortex flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 471 :169–201, 2002.
- [70] Y. LE SANT. Mesure des déformations des maquettes : Mode d'emploi de OD2M. Technical Report RT 1/12275 DAFE, Onera, 2008.
- [71] Y. LE SANT, B. LECLAIRE, S. DAVOUST, F. CHAMPAGNAT, A. PLYER, and G. LE BESNERAIS. FOLKI-PIV : une nouvelle approche ultra-rapide pour le calcul de champs PIV stéréo. In *Congrès francophone de Techniques Laser*, 2010, 14-17 septembre, Vandoeuvre-lès-Nancy.
- [72] B. LECLAIRE, Y. LE SANT, G. LE BESNERAIS, and F. CHAMPAGNAT. A propos de l'instabilité des algorithmes de PIV itératifs. In *20ème Congrès français de Mécanique*, 2011, 29 août au 2 septembre, Besançon.
- [73] I. LEPOT, M. LEBORGNE, R. SCHNELL, J. YIN, G. DELATTRE, F. FALISSARD, and J. TALBOTEC. Aero-mechanical optimization of a contra-rotating open rotor and assessment of its aerodynamic and acoustic characteristics. *European Turbomachinery Conference, March 21-25, Istanbul, Turkey*, 2011.
- [74] J.M. LUCKRING. Reynolds number, compressibility, and leading-edge bluntness effects on delta-wing aerodynamics. *ICAS Paper ICAS04-414*, September 2004.
- [75] B. MAGLIOZZI, D. HANSON, and R. AMIET. Propeller and propfan noise. *NASA, Langley Research Center, Aeroacoustics of Flight Vehicles : Theory and Practice*, 1 : Noise sources :1–64, 1991.
- [76] O. MARQUET and D. SIPP. Private communication. 2012.
- [77] J.S. MARSHALL and R. YALAMANCHILI. Vortex cutting by a blade. Part 2 : computation of vortex response. *AIAA Journal*, 32 :1428–1436, 1994.
- [78] J. MARTY, P. KULISA, and R. BARRIER. Influence of periodic unsteady effects on flow and performance prediction on an axial high pressure compressor. *submitted to Journal of Turbomachinery*.
- [79] F.R. MENTER. Two-equation eddy-viscosity transport turbulence model for engineering applications. *AIAA Journal*, 32 :1598–1605, 1994.
- [80] F.B. METZGER and C. ROHRBACH. Benefits of blade sweep for advanced turboprops. *Journal of propulsion*, 2(6) :534–540, 1986.
- [81] D.S. MIKLOSOVIC, M.M. MURRAY, and L.E. HOWLE. Experimental evaluation of sinusoidal leading edges. *Journal of Aircraft*, 44(4), July-August 2007.
- [82] D.S. MIKLOSOVIC, M.M. MURRAY, L.E. HOWLE, and F.E. FISH. Leading-edge tubercles delay stall on humpback whale (*Megaptera novaeangliae*) flippers. *Physics of fluids*, 16(5), May 2004.
- [83] G.A. MITCHELL and D.C. MIKKELSON. Summary and recent results from the NASA advanced high-speed propeller research program. *NASA Technical Memorandum 82891*, 1982.
- [84] T. MIYAZAKI and J.C.R HUNT. Linear and nonlinear interactions between a columnar vortex and external turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 402 :349–378, 2000.
- [85] C. MORIZE, F. MOISY, and M. RABAUD. Decaying grid-turbulence in a rotating tank. *Physics of fluids*, 17, 2005.
- [86] C.A. OZEN and D. ROCKWELL. Control of vortical structures on a flapping wing via a sinusoidal leading-edge. *Physics of Fluids*, 22, 021701, 2010.
- [87] A.B. PARRY. *Theoretical prediction of counter-rotating propeller noise*. PhD thesis, University of Leeds.
- [88] A.B. PARRY, N. HOWARTH, and M.D. TAYLOR. Aeroengine. *International Publication No. WO 2008/096124 A2*, 2008.

- [89] A.B. PARRY, M. KINGAN, and B.J. TESTER. Relative importance of open rotor tone and broadband noise sources. *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Portland, Oregon*, 5-8 June 2011.
- [90] A.B. PARRY, BRITCHFORD K.M., M. KINGAN, and P. SURESHKUMAR. Aeroacoustic tests of isolated open rotors at high speed. *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, CO*, AIAA-2012-2220, 4-6 June 2012.
- [91] A.B. PARRY and S. VIANELLO. A project study of open rotor noise. *International Journal of Aeroacoustics*, 11, 2012.
- [92] H.T.C. PEDRO and M.H. KOBAYASHI. Numerical study of stall delay on humpback whale flippers. *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada*, 7-10 January 2008.
- [93] A. PETERS and Z.S. SPAKOVSKY. Rotor interaction noise in counter-rotating propfan propulsion systems. *Journal of Turbomachinery*, 134(1), January 2012.
- [94] E.C. POLHAMUS. A concept of the vortex lift of sharp-edged delta wings based on a leading-edge suction analogy. Technical report, NASA TN D-3767.
- [95] S.B. POPE. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [96] D.S. PRADEEP and F. HUSSAIN. Transient growth of perturbations in a vortex column. *Journal of Fluid Mechanics*, 550 :251–288, 2006.
- [97] J. PRIEUR and G. RAHIER. Comparison of Ffowcs Williams-Hawkings and Kirchhoff rotor noise calculations. *AIAA Paper 98-2376*, 1998.
- [98] J. PROUDMAN. On the motion of solids in a liquid possessing vorticity. *Proceedings of the royal society A*, 92, 408, 1916.
- [99] M. RAFFEL, C. WILLERT, S. WERELEY, and J. KOMPENHANS. *Particle Image Velocimetry*. Springer Verlag, Berlin, 2nd edition, 2007.
- [100] G. RAHIER. *Manuel utilisateur du logiciel acoustique KIM - Version 6.2*. DSNA, Février 2009.
- [101] LORD RAYLEIGH. On the dynamics of revolving fluids. *Proceedings of the royal society A*, 93, 148-154, 1917.
- [102] F. RICHEZ. *Simulation et modélisation de la transition par bulbe de décollement laminaire. Application au décrochage dynamique*. PhD thesis, Université Paris 13, 2008.
- [103] J. RICOUARD, E. JULLIARD, M. OMAIS, V. REGNIER, PARRY A.B., and S. BARALON. Installation effects on contra-rotating open rotor noise. Number AIAA 2010-3795, 2010.
- [104] M. ROGER, C. SCHRAM, and S. MOREAU. On open rotor blade-vortex interaction noise. *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics conference, Colorado Springs, CO*, AIAA 2012-2216, 4-6 June 2012.
- [105] V.J. ROSSOW. On the inviscid rolled-up structure of lift-generated vortices. Technical Report NASA TM X-62-224, January 1973.
- [106] V.J. ROSSOW. Prediction of span loading from measured wake-vortex structure - an inverse Betz method. *Journal of Aircraft*, 12 :626–628, 1975.
- [107] J.A. RULE and D.B. BLISS. Prediction of viscous trailing vortex structure from basic loading parameters. *AIAA Journal*, 36(2) :208–218, February 1988.
- [108] R.H. SCHLINKER and R.K. AMIET. Rotor-vortex interaction noise. *NASA Contractor Report 3744*, 1983.
- [109] R. SCHNELL, J. YIN, S. FUNKE, and H. SILLER. Aerodynamic and basic acoustic optimization of a contra-rotating open rotor with experimental verification. *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, CO*, AIAA-2012-2127, 4-6 June 2012.
- [110] L.M. SMITH and F. WALEFFE. Transfert of energy to two-dimensional large scales in forced, rotating three-dimensional turbulence. *Physics of fluids*, 11, 1999.
- [111] C.G. SPEZIALE. Analytical methods for the development of Reynolds stress closures in turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23(107), 1991.
- [112] W.C. STRACK, G. KNIP, A.L. WEISBRICH, J. GODSTON, and E. BRADLEY. Technology and benefits of aircraft counter rotation propellers. *NASA Technical Memorandum 82893*, 1982.
- [113] A. STUERMER and J. YIN. Aerodynamic and aeroacoustic installation effects for pusher-configuration CROR propulsion systems. *28th Applied Aerodynamics Conference, Chicago, Illinois*, AIAA-2010-4235, 28 June - 1 July 2010.

- [114] G.I. TAYLOR. Note on the connection between the lift on an airfoil in a wind tunnel and the circulation round it. *Philosophical Transactions of the Royal Society, Series A*, 225 :238–245, 1925.
- [115] L. VION, G. DELATTRE, L. JACQUIN, F. FALISSARD, R. BOISARD, B. ORTUN, and B. RODRIGUEZ. Pale pour une hélice de turbomachine à soufflante non carénée, hélice et turbomachine correspondantes. Technical report, Patent pending INPI 1158770, septembre 2011.
- [116] Q.R. WALD. The aerodynamics of propellers. *Progress in Aerospace Science*, 42 :85–128, 2006.
- [117] P. WATTS and F. FISH. Scallop wing leading edge. *United States Patent Number*, 6,431,498B1, 2002.
- [118] C. WECKMUELLER and S. GUERIN. On the influence of trailing-edge serrations on open-rotor tonal noise. *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Colorado Springs, CO*, (AIAA 2012-2124), 04-06 June 2012.
- [119] R.T. WHITCOMB. A design approach and selected wind-tunnel results at high subsonic speeds for wing-tip mounted winglets. *NASA TN D-8260*, 1976.
- [120] R.P. WOODWARD and E.B. GORDON. Noise of a model counterrotation propeller with reduced aft rotor diameter at simulated takeoff/approach conditions (F7/A3). *AIAA 26th Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada*, January 11-14, 1988.
- [121] P.K. YEUNG and Y. ZHOU. Numerical study of rotating turbulence with external forcing. *NASA/CR-1998-208702*, 1998.
- [122] H.S. YOON, P.A. HUNG, J.H. JUNG, and M.C. KIM. Effect of the wavy leading edge on hydrodynamic characteristics for flow around low aspect ratio wing. *Computers and Fluids*, 49 :276–289, 2011.
- [123] A. ZACHARIADIS, C.A. HALL, and A.B. PARRY. Contra-rotating open rotor operation for improved aerodynamics and noise at take-off. *Proceedings of ASME Turbo Expo, Vancouver, British Columbia, Canada, GT2011-45205*, 6-10 June 2011.
- [124] O. ZEMAN. The persistence of trailing vortices : a modeling study. *Physics of Fluids*, 7, 135, 1995.
- [125] X. ZHENG, C. LIAO, C. LIU, C.H. SUNG, and HUANG T.T. Multigrid computation of incompressible flows using two-equations turbulence models. *Journal of Fluids Engineering*, 119 :893–905, 1997.
- [126] Y. ZHOU. A phenomenological treatment of rotating turbulence. *Physics of Fluids*, 7(8) :2092–2094, 1995.

Résumé

Cette thèse est une contribution à la réduction du bruit des CROR (Counter-Rotating Open Rotor). On s'intéresse plus particulièrement aux structures tourbillonnaires émises par l'hélice amont venant impacter les pales de l'hélice aval. L'objectif prévu de la thèse est d'explorer la possibilité de modification de ces structures en vue de réduire le bruit résultant de cette interaction au décollage.

La première partie de la thèse est dédiée à leur caractérisation dans un cas particulier d'hélices (HTC5). La physique de formation de la nappe est d'abord décrite avec des outils numériques. Puis, l'essentiel de l'étude est mené sur une pale fixe reproduisant la loi de circulation d'une pale de l'hélice HTC5. Une étude expérimentale de cette pale fixe permet de déterminer les propriétés du tourbillon émis et d'éprouver la méthodologie numérique. Cette étape aboutit à la définition d'un modèle analytique permettant de décrire ce tourbillon.

La seconde partie de cette thèse porte sur la modification de ces structures tourbillonnaires. Dans un premier temps, une application de concepts existant dans la littérature est réalisée sur la pale fixe de façon à observer leur impact sur les tourbillons. La réflexion menée sur ces résultats nous a amené à définir un nouveau concept de modification des structures tourbillonnaires : l'excroissance de bord d'attaque. Ce concept permet la génération de deux tourbillons co-rotatifs séparés par une zone de vorticités de signe opposé. La physique d'interaction entre ces deux tourbillons est étudiée. L'application de ce concept au CROR HTC5 permet de valider les gains acoustiques.

Mots clés : hélices contra-rotatives, Open Rotor, tourbillon, modèle analytique, Particle Image Velocimetry, fil chaud, calculs chorochroniques, méthode Chimère, soufflerie, acoustique

Abstract

This thesis is concerned with noise reduction of Counter-Rotating Open Rotor (CROR). We are particularly interested in vortical structures shed by the front propeller blades which impact the rear blades. The goal of the thesis is to investigate the possibility to modify these structures in order to reduce the noise produced by this interaction during take-off.

The first part is devoted to their characterization, using the HTC5 baseline CROR geometry designed by Onera. First, the physics of wake formation is described using numerical tools. Then the main part of the study is carried out on a non-rotating blade that reproduces the radial circulation distribution of a front rotating HTC5 propeller blade. Thanks to an experimental investigation of this fixed blade, the vortex properties are determined and the numerical methodology is assessed. This step finally leads to the definition of an analytical model describing this vortex.

The second part of the thesis is dedicated to the modification of these vortical structures. First, an application of concepts existing in the literature is realized on the fixed blade in order to estimate their impact on vortices. Using these results, a new concept to modify vortical structures is defined : a blade leading-edge protuberance. This aim of this concept is to generate a system of two co-rotating vortices separated by counter-rotating vorticity. The physics of the interaction between the two vortices is studied in this thesis. Finally, the acoustic benefits of this concept is assessed on the HTC5 CROR configuration.

Keywords : counter-rotating propeller, Open Rotor, vortex, analytical model, Particle Image Velocimetry, Hot wire, chorochronic computation, chimera methods , wind tunnel, acoustics