



**HAL**  
open science

# Etude aéropulsive d'un micro-drone à voilure tournante pour l'exploration martienne

Thibault Desert

## ► To cite this version:

Thibault Desert. Etude aéropulsive d'un micro-drone à voilure tournante pour l'exploration martienne. Sciences de l'ingénieur [physics]. UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2019. Français. <NNT : 2019ESAE0001>. <tel-02190129>

**HAL Id: tel-02190129**

**<https://hal.science/tel-02190129v1>**

Submitted on 22 Jul 2019

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

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



HAL Authorization



# THÈSE

## En vue de l'obtention du DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

---

Présentée et soutenue par  
**Thibault DESERT**

Le 17 janvier 2019

**Étude aéropropulsive d'un micro-drone à voilure tournante pour  
l'exploration martienne**

---

Ecole doctorale : **MEGEP - Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés**

Spécialité : **Dynamique des fluides**

Unité de recherche :

**ISAE-ONERA EDyF Energétique et Dynamique des Fluides**

Thèse dirigée par

**Jean-Marc MOSCHETTA et Herve BEZARD**

Jury

M. Thomas LEWEKE, Rapporteur  
Mme Muriel SACCOCCIO, Examinatrice  
M. Arnaud LE PAPE, Examineur  
M. Jean-Marc MOSCHETTA, Directeur de thèse  
M. Hervé BEZARD, Co-directeur de thèse  
M. Jean-Yves BILLARD, Président





# Remerciements

Je commence ces remerciements en les adressant à Jean-Marc Moschetta et Hervé Bézard, mes encadrants de thèse. Chacun à votre façon, vous m'avez rassuré, aiguillé et renseigné à chaque étape pour me permettre de progresser en tant que chercheur et en tant que personne. Nous avons construit une relation de confiance et d'amitié allant au-delà du professionnel et je sais que toute ma vie, je me rappellerai avec nostalgie de notre collaboration. Merci de votre disponibilité et votre gentillesse.

La collaboration entre l'ONERA, l'ISAE et le CNES m'a permis d'interagir avec des personnes d'horizons très différents. Pour la compréhension des problématiques martiennes, je remercie les équipes du CNES et en particulier Muriel Saccoccio, sans qui les projets du micro-drone martien et du strato-drone n'auraient pas pu décoller. Pour les simulations numériques, je remercie chaleureusement Thierry Jardin qui m'a énormément aidé à la compréhension du domaine et à l'excellence scientifique des interprétations. Et parce qu'une étude scientifique a peu de valeur sans résultats expérimentaux, je tiens à remercier les équipes techniques de l'ISAE et de l'ONERA. Sans votre aide, votre savoir et votre rigueur, je présenterais un manuscrit bien moins complet. Je remercie en particulier Rémy Chanton, Sylvain Belliot, Henri Dedieu, Valérie Allain et Christophe Corato pour nos discussions et la complicité que nous avons pu construire.

Au delà des collaborations scientifiques, le département du DMPE m'a permis de rencontrer des personnes remarquables au sein des permanents et des doctorants. Je vous remercie tous des moments passés avec vous. Je tiens particulièrement à remercier Swann mon acolyte/bro, Vincent et Lorenzo mes co-bureaux, Pierre mon fofou, Ghislain mon conseiller informatique qui a le meilleur high-kick de la profession et Anthony (ou Val pour les intimes) mon blasé préféré.

Si j'ai eu l'opportunité de faire des études et d'ouvrir mon esprit, c'est grâce à ma famille qui m'a donné les moyens et le soutien nécessaires. Je tiens à remercier mes grand-parents, mes cousins, ma marraine, mon frère et ma soeur ainsi que mes parents. Vous m'avez supporté et aimé même dans mes années les plus difficiles dites de "petit con", j'ai énormément de chance de vous avoir et je vous en serai reconnaissant pour toujours. Je vous aime fort.

Mais la famille n'est pas cantonnée aux liens de sang. Je ne serais pas la personne que je suis aujourd'hui sans mes amis. Je tiens particulièrement à remercier la G-Team. Ensemble, nous nous sommes construits socialement et intellectuellement et au fil du temps nous avons construit un groupe rempli de bienveillance et d'amour. Je vous aime, nous sommes liés pour toujours. Merci à Yoann, Rudy, Clément, Rafi, Simon, Julie, Alex, Benou, Marc, Yann, Gugol, Charles, Haroun, Eglan, Virgile, Claire, Cyril, Floobop, Clémence, Anthony, Amandine, Paul et à toutes les personnes que vous m'avez permis de rencontrer. Je remercie également tous les potos de 17h46 et du Pampa pour ces expériences associatives uniques, le partage de notre passion pour la musique et tous les moments géniaux que vous avons pu passer ensemble.

Pour finir, je remercie ma Lolo qui m'a soutenu tout au long de ma thèse à base de petit-déjeuners au lit, de guuronsan et de calous. Je t'aime, tu fais de moi une meilleure personne. Et maintenant que cette étape de notre vie est passée, nous pouvons nous consacrer à nos rêves d'idéalistes, pour le meilleur et pour le pire..

*Je dédie ce manuscrit à ma grand-mère, qui a consacré sa vie à l'amour de sa famille et qui, née à une autre époque, aurait pu faire partie des grands cerveaux de sa génération.*

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>9</b>
<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1. Contexte de l'étude et revue de la littérature</b>	<b>15</b>
1.1. L'exploration de la planète Mars . . . . .	15
1.1.1. Histoire de la conquête Martienne . . . . .	15
1.1.2. L'appareil aérien le plus adapté aux conditions atmosphériques martiennes	18
1.2. Les écoulements rencontrés par un micro-drone martien . . . . .	20
1.2.1. Description des conditions d'écoulement . . . . .	21
1.2.2. Le régime des écoulements . . . . .	21
1.2.3. Le comportement des écoulements . . . . .	23
1.3. Les géométries performantes aérodynamiquement . . . . .	25
1.3.1. Les profils . . . . .	25
1.3.2. Les rotors . . . . .	27
1.4. Évaluation numérique et expérimentale des écoulements martiens . . . . .	31
1.4.1. Les moyens d'essais recréant les conditions martiennes . . . . .	31
1.4.2. Les simulations numériques en conditions martiennes . . . . .	32
<b>2. Évaluation des simulations Navier-Stokes sur les écoulements compressibles en conditions martiennes</b>	<b>33</b>
2.1. Paramètres de la simulation numérique . . . . .	34
2.1.1. Étude de la densité du maillage 2D . . . . .	34
2.1.2. Évaluation du modèle de résolution temporelle . . . . .	39
2.1.3. Étude de densité du maillage 3D avec modélisation des parois de la soufflerie	41
2.2. Étude de stabilité de la couche limite . . . . .	43
2.3. Les efforts aérodynamiques simulés par Navier-Stokes en écoulements compressibles en conditions martiennes . . . . .	44
2.3.1. Simulations 3D avec le solveur elsA . . . . .	44
2.3.2. Influence des phénomènes instationnaires sur les efforts 2D et 3D . . . . .	46
2.3.3. Comparaison des efforts simulés par elsA et StarCCM+ . . . . .	47
<b>3. Évaluation des codes de simulation pour un processus d'optimisation de profil 2D</b>	<b>51</b>
3.1. Efforts estimés sur deux géométries en conditions de vol de référence d'un micro-drone martien . . . . .	52
3.1.1. Profil triangulaire . . . . .	53
3.1.2. Profil cambré . . . . .	55

3.1.3.	Discussion sur l'estimation des efforts avec les codes stationnaires . . . . .	57
3.2.	Simulation du comportement du fluide sur le profil cambré . . . . .	57
3.2.1.	Estimation du point de décollement sur l'ensemble de la gamme d'incidences	57
3.2.2.	Estimation du comportement du fluide à coefficient de portance donné . . .	58
3.3.	Discussion sur l'outil le plus adéquat pour une optimisation de profil . . . . .	61
3.4.	Estimations du code XFOIL sur l'ensemble de la gamme de conditions de vol d'un micro-drone martien . . . . .	61
3.4.1.	Évolution des efforts en fonction du nombre de Reynolds . . . . .	61
3.4.2.	Évolution des efforts en fonction de la compressibilité . . . . .	62
<b>4.</b>	<b>Optimisation de profil 2D pour des écoulements compressibles en conditions martiennes</b>	<b>67</b>
4.1.	Méthode d'optimisation de profil basée sur XFOIL pour des écoulements martiens .	68
4.2.	Géométries des profils optimisées . . . . .	70
4.2.1.	Profils optimisés en écoulement incompressible . . . . .	70
4.2.2.	Profil optimisé en écoulement compressible . . . . .	72
4.3.	Évaluation du processus d'optimisation basé sur le code XFOIL . . . . .	73
4.3.1.	Influence de la contrainte d'épaisseur de l'optimisation sur les performances aérodynamiques des profils . . . . .	73
4.3.2.	Évaluation des profils optimisés avec le code XFOIL . . . . .	75
4.3.3.	Comparaison des évaluations XFOIL à Navier-Stokes instationnaire . . . . .	78
4.3.4.	Discussion sur le processus d'optimisation basé sur XFOIL . . . . .	83
<b>5.</b>	<b>Simulations Navier-Stokes du comportement instationnaire des écoulements en condi- tions martiennes</b>	<b>87</b>
5.1.	Analyse des régimes de comportement instationnaire des écoulements . . . . .	88
5.1.1.	Mise en évidence des différents régimes . . . . .	88
5.1.2.	Comportement instationnaire de l'écoulement en fonction du régime . . . . .	89
5.1.3.	Influence du comportement instationnaire sur les écoulements moyennés . . .	93
5.2.	Différence de comportement instationnaire de l'écoulement en fonction de la géo- métrie des profils optimisés . . . . .	95
5.2.1.	Écoulement incompressible . . . . .	95
5.2.2.	En écoulement compressible . . . . .	99
5.3.	Influence des caractéristiques de l'écoulement et de la géométrie du profil . . . . .	105
5.3.1.	Effet du nombre de Reynolds sur les écoulements compressibles . . . . .	105
5.3.2.	Effet de la compressibilité sur les écoulements martiens . . . . .	108
5.3.3.	Étude du comportement de l'écoulement sur une gamme d'incidences plus importante . . . . .	113
5.3.4.	Effet de la géométrie du profil sur le comportement des écoulements . . . . .	115
<b>6.</b>	<b>Évaluation des codes de simulation pour un processus d'optimisation de rotor en conditions martiennes</b>	<b>125</b>
6.1.	Évaluation des formulations de PUMA et QPROP . . . . .	126

6.2.	Simulation de l'écoulement rencontré par un rotor à calage variable . . . . .	129
6.2.1.	Présentation du comportement de l'écoulement 3D . . . . .	129
6.2.2.	Comparaison des efforts intégrés estimés . . . . .	131
6.2.3.	Comparaison des répartition d'efforts sur l'envergure . . . . .	131
6.2.4.	Discussion sur l'outil le plus adapté à l'optimisation de forme de rotor . . . . .	133
<b>7.</b>	<b>Optimisation de rotors isolés et coaxiaux en écoulements martiens</b>	<b>137</b>
7.1.	Processus d'optimisation de système propulsif . . . . .	138
7.1.1.	Conditions atmosphériques martiennes fixées pour les processus d'optimisation . . . . .	139
7.1.2.	Contraintes du domaine d'optimisation pour la génération d'un rotor réalisable . . . . .	139
7.1.3.	Méthode d'optimisation . . . . .	141
7.2.	Rotors optimisés et influence des contraintes sur la performance aérodynamique . . . . .	145
7.2.1.	Théorie des éléments de pale . . . . .	145
7.2.2.	Méthode de sillage libre - Rotors isolés . . . . .	149
7.2.3.	Méthode de sillage libre - Rotors coaxiaux . . . . .	154
7.2.4.	Évaluation des tendances sur le système propulsif coaxial optimisé par méthode de sillage libre instationnaire . . . . .	158
7.2.5.	Optimisations par QPROP et PUMA à contraintes équivalentes . . . . .	161
7.3.	Évaluation Navier-Stokes des systèmes propulsifs optimisés . . . . .	163
7.3.1.	Simulation de rotors isolés . . . . .	164
7.3.2.	Système propulsif i2 - rotors coaxiaux optimisés par FVM . . . . .	171
<b>8.</b>	<b>Évaluation expérimentale dépressurisée des géométries optimisées en configuration isolée et coaxiale</b>	<b>183</b>
8.1.	Matériel expérimental . . . . .	184
8.1.1.	Le montage expérimental . . . . .	184
8.1.2.	Les rotors évalués expérimentalement . . . . .	188
8.2.	Méthode de mesure et étalonnage des capteurs . . . . .	193
8.2.1.	Étalonnage des lames de mesure et incertitude de la chaîne de montage . . . . .	193
8.2.2.	Méthode d'acquisition et erreur de mesure . . . . .	194
8.3.	Évaluation du matériel expérimental . . . . .	198
8.3.1.	Validation du banc de mesure des deux campagnes expérimentales . . . . .	199
8.3.2.	Influence du procédé de fabrication sur les efforts expérimentaux . . . . .	202
8.3.3.	Évaluation des lames de mesure à basse pression . . . . .	203
8.4.	Influence des conditions de l'écoulement . . . . .	206
8.4.1.	Influence du nombre de Reynolds . . . . .	206
8.4.2.	Influence de la compressibilité et de la nature du gaz . . . . .	206
8.5.	Influence de la géométrie du système propulsif sur les efforts . . . . .	208
8.5.1.	Influence de la géométrie du profil . . . . .	208
8.5.2.	Évaluation du processus d'optimisation . . . . .	209

8.6. Confrontation des mesures aux codes de simulation . . . . .	214
8.6.1. Méthode de sillage libre . . . . .	214
8.6.2. Simulations Navier-Stokes 3D . . . . .	215
8.7. Extrapolation des performances en conditions atmosphériques martiennes . . . . .	216
<b>Conclusion</b>	<b>223</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>227</b>
<b>A. Les quantités adimensionnées représentant la nature de l'écoulement</b>	<b>233</b>
A.1. Le nombre de Reynolds : la viscosité relative du fluide . . . . .	233
A.2. Le nombre de Mach : la compressibilité des écoulements . . . . .	234
<b>B. Méthode de paramétrisation CST</b>	<b>237</b>
B.1. Pourquoi utiliser la <i>CST</i> . . . . .	237
B.2. <i>CST</i> : Paramétrisation de profils <i>2D</i> . . . . .	237
<b>C. Conditions atmosphériques expérimentales</b>	<b>243</b>
<b>D. Synoptique du système électrique du banc de mesure</b>	<b>245</b>
<b>E. Production scientifique principale</b>	<b>247</b>

# Nomenclature

$\rho = \frac{m}{V}$	Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )
$P$	Pression (Pa)
$T$	Température (°C)
$V$	Vitesse (m/s)
$\gamma$	Coefficient de capacité thermique
$a_{\text{gaz parfait}} = \sqrt{\gamma \cdot r \cdot T}$	Vitesse du son (m/s)
$\mu$	Viscosité dynamique du fluide (kg/(m.s))
$\nu = \frac{\mu}{\rho}$	Viscosité cinématique du fluide (m <sup>2</sup> /s)
$M = \frac{V}{a}$	Nombre de Mach
$c$	Corde (largeur) de la pale (m)
$\beta$	Vrillage (calage - incidence locale) de la pale (°)
$Re_c = \frac{V \cdot c}{\nu}$	Nombre de Reynolds de corde
$L$	Portance (N)
$D$	Trainée (N)
$\alpha$	Angle d'incidence du profil par rapport à l'écoulement (°)
$e$	Épaisseur de la pale (m)
Bord d'attaque	Section avant du profil, rencontrant l'écoulement incident ( $x/c < 0.2$ )
Bord de fuite	Section arrière du profil ( $x/c > 0.8$ )
$e/c$	Épaisseur relative du profil (%)
$camb = \frac{y_{max} - e/2}{c}$	Cambrure du profil (%)
$u$	Vitesse locale du fluide (m/s)
$u_{\infty}$	Vitesse du fluide en amont du solide (m.s <sup>-1</sup> )
$u_e$	Vitesse du fluide à l'extérieur de la couche limite (m/s)
$t$	temps (s)
$CFL = \frac{u \Delta t}{\Delta x}$	Condition nécessaire de convergence en Navier-Stokes
$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot V^2 \cdot c}$	Coefficient de portance
$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot V^2 \cdot c}$	Coefficient de trainée

$\tau_p = \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right)_P$	Contrainte de frottement pariétal (N)
$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho_\infty V_\infty^2}$	Coefficient de frottement pariétal
$C_L^{3/2} / C_D$	Coefficient d'endurance (Critère de performance maximisant l'endurance)
$C_L / C_D$	Finesse aérodynamique (Critère de performance aérodynamique)
$Q = \frac{1}{2} (\omega^2 - S^2)$	Critère Q utilisé pour la visualisation des structures tourbillonnaires
$\Omega$	Vitesse de rotation (rad.s <sup>-1</sup> )
$R$	Rayon du rotor (m)
$\sigma = \frac{N_{pales} R \bar{c}}{\pi R^2}$	Solidité du rotor
$T$	Poussée (N)
$Q$	Couple (N.m)
$P = Q \cdot \Omega$	Puissance mécanique (W)
$C_T = \frac{T}{\rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot (R \cdot \Omega)^2}$	Coefficient de poussée
$C_Q = C_P = \frac{Q \cdot \Omega}{\rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot (R \cdot \Omega)^3}$	Coefficient de couple/puissance
$C_P = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2} \cdot \rho_\infty \cdot V_\infty^2}$	Coefficient de pression
$FM = \frac{C_T^{3/2}}{\sqrt{2} \cdot C_P}$	Chiffre de mérite
$T/P$	Rapport poussée-puissance (ou Power Loading) (N.W <sup>-1</sup> )
$V_{caisson}$	Volume du caisson (m <sup>3</sup> )
$R = 8.3145$	Constante universelle des gaz parfaits (J/K)
$n_{gaz}$	Quantité de matière dans un gaz (mole)

# Introduction

Dans la recherche sur la formation du système solaire et l'apparition de la vie sur Terre, l'étude de la planète Mars est stratégique. Il y a plus de trois milliards d'années, elle était très similaire à notre planète, une atmosphère, de l'eau liquide à la surface et de la lumière : les conditions nécessaires pour la naissance de la vie. Cependant, la perte progressive de son atmosphère a rendu sa surface stérile, ce qui a bloqué son évolution. La vie a-t-elle eu le temps de se créer pendant le milliard d'années d'habitabilité de la planète ? C'est l'interrogation principale qui justifie l'exploration martienne. Les sites ayant la plus grande probabilité de contenir la réponse à cette question sont les zones à fort relief tel que les montagnes et les canyons. Dans l'objectif d'atteindre ces zones à intérêt scientifique, quatre rovers d'exploration ont été envoyés sur la planète.

Toutefois, la planète Mars étant fortement accidentée, la navigation y est difficile pour les rovers. Ils sont principalement pilotés par les équipes terrestres qui jugent des obstacles par l'analyse des photographies du rover et des orbiteurs. Pour une navigation efficace, un point de vue intermédiaire pourrait être apporté par un appareil volant [67]. Un drone à voilure tournante de faible dimension (un micro-drone) représente le moyen le plus approprié pour suivre le rover, interagir avec celui-ci et accéder à des sites à fort dénivelé.

Les conditions de vol rencontrées par un micro drone martien sont inconnues sur Terre. Compte tenu de la faible masse volumique de l'atmosphère, le nombre de Reynolds des écoulements est très faible ( $Re_c < 10^4$ ), caractéristique de celui rencontré par un insecte sur Terre. Pour compenser la masse volumique, la vitesse de rotation doit être importante pour sustenter l'appareil volant : l'écoulement devient très vite compressible. Par conséquent, les écoulements caractéristiques d'un micro-drone martien sont à la fois *compressibles* et à *très faible nombre de Reynolds*, un domaine de l'aérodynamique inédit et quasiment inexploré à ce jour.

Le comportement 2D des écoulements à très faible nombre de Reynolds a été longuement étudié dans des souffleries basse vitesse en air [51] [27] [24] ou en eau [59] [64] [50]. Il est dominé par la viscosité, les couches limites sont laminaires ou faiblement turbulentes, épaisses et le décollement a beaucoup d'influence sur le comportement très instationnaire de l'écoulement [37]. L'influence de la rotation sur le comportement de l'écoulement tridimensionnel a été étudié numériquement par [17] sur une géométrie non optimisée. Cependant, le nombre de Reynolds est légèrement supérieur à la gamme qui nous intéresse ici. L'influence de la compressibilité a été étudiée expérimentalement dans le *Mars Wind Tunnel* [47] qui a permis de démontrer qu'elle allonge les zones décollées et stabilise la couche limite. Numériquement, l'influence de la compressibilité sur le comportement instationnaire de l'écoulement n'a pas été étudiée et les codes de simulation n'ont pas été validés sur ces écoulements.

Les géométries permettant de maximiser les performances aérodynamiques en conditions martiennes sont également peu connues. Deux optimisations de profils [43] [37] et deux optimisations de rotors isolés [37] [9] ont été réalisées à très faible nombre de Reynolds. Et la configuration bi-rotors coaxiaux est désignée comme celle qui permet de maximiser les performances à encombrement donné [58] [18] [40]. Toutefois, l'influence de la compressibilité n'a pas été prise en

compte, les outils numériques utilisés n'ont pas été évalués en comparaison avec un solveur validé et la configuration coaxiale n'a pas été optimisée.

Aucune étude de la littérature ne propose d'analyse numérique de l'influence de la géométrie 2D et 3D sur le comportement instationnaire de l'écoulement compressible à très faible nombre de Reynolds. Et aucune géométrie optimisée de système propulsif n'a été évaluée expérimentalement en conditions atmosphériques martiennes, à part très récemment pour le drone de la NASA de la mission Mars 2020 [6].

Cette thèse consiste donc à caractériser numériquement et expérimentalement le comportement des écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds rencontrés par un micro drone en atmosphère martienne. L'objectif est de mettre en place les outils numériques permettant de construire un système aéro-propulsif optimisé pour le vol stationnaire d'un micro-drone de faible dimensions (de l'ordre de 30 cm de diamètre).

La démarche consiste dans un premier temps à justifier l'apport stratégique d'un micro-drone à voilure tournante et à présenter les résultats principaux de la littérature sur le comportement des écoulements martiens. Les moyens mis en œuvre pour les recréer numériquement et expérimentalement sont également présentés (**Chapitre 1**).

Puis, les écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds étant peu connus et les simulations numériques non validées, il est indispensable d'évaluer la validité des simulations Navier-Stokes en reproduisant numériquement une expérience de la littérature (**Chapitre 2**).

Dans l'optique d'une optimisation de géométrie de profil, les simulations Navier-Stokes instationnaires demandent un coût de calcul trop important. La validité des estimations des codes stationnaires est donc évaluée en comparaison avec les simulations Navier-Stokes dans le but de déterminer le code de calcul le plus adéquat à un processus d'optimisation 2D (**Chapitre 3**).

Puis, plusieurs processus d'optimisation de profil sont mis en place en se basant sur le code XFOil, et validés par comparaison avec les estimations Navier-Stokes (**Chapitre 4**).

À partir des géométries optimisées, le comportement instationnaire des écoulements 2D est analysé. L'influence des conditions atmosphériques et de la géométrie du profil ainsi que l'apport de l'optimisation sont évalués par des simulations Navier-Stokes. En particulier, le comportement des chocs en écoulement transsonique à très faible nombre de Reynolds est étudié (**Chapitre 5**). En vue de l'optimisation du système propulsif, la validité des codes basés sur l'intégration des polaires de profils est évaluée en comparaison avec les simulations Navier-Stokes à différents régimes d'écoulement tridimensionnel (**Chapitre 6**).

Puis, les codes de simulation tridimensionnels sont utilisés pour l'optimisation de rotor isolé et de système propulsif coaxial. L'influence des contraintes d'optimisation dues au procédé de fabrication des rotors est évaluée. Les géométries optimisées sont par la suite évaluées par des simulations Navier-Stokes pour analyser la dynamique 3D des écoulements et évaluer les processus d'optimisation (**Chapitre 7**).

Pour finir, une campagne expérimentale est mise en place dans une enceinte dépressurisée pour évaluer les codes de simulation, l'apport des optimisations 2D/3D et la faisabilité d'un micro-drone en atmosphère martienne. L'ensemble du matériel expérimental et des méthodes d'acquisition sont présentés et validés à basse pression (**Chapitre 8**).

Cette étude a donné lieu à trois publications à différents stades d'avancement. La première étude numériquement et expérimentalement l'influence de la forme du profil sur les performances aérodynamiques (Annexe E, p. 247). Elle a été publiée dans le journal IJMAV. La seconde examine numériquement le comportement de l'écoulement compressible à très faible nombre de Reynolds sur profil 2D et sur voilure tournante 3D. Elle a été soumise à Aerospace Science and Technology. La dernière est en cours d'écriture, elle étudie numériquement et expérimentalement les géométries optimisées de systèmes propulsifs à voilure tournante en conditions atmosphériques martiennes.



# Contexte de l'étude et revue de la littérature

## 1.1. L'exploration de la planète Mars

### 1.1.1. Histoire de la conquête Martienne

La planète Mars est au centre de la conquête spatiale depuis plus de 60 ans. Avec un diamètre de l'équivalent de la moitié de celui de la Terre, elle est la deuxième plus petite planète du système solaire après Mercure. L'exploration et l'étude de cette étendue de roches permettrait de récolter des informations sur sa formation et sur celle de notre planète. Il y a quelques milliards d'années, elles étaient très similaires. Une atmosphère, de l'eau liquide à la surface, de la lumière : les conditions nécessaires pour la naissance de la vie. Cependant, dû à sa plus faible taille, la dynamo martienne s'est éteinte il y a plusieurs milliards d'années et le champ magnétique de la planète s'est arrêté. Le champ magnétique permet de dévier le rayonnement solaire pour l'empêcher de pénétrer dans l'atmosphère. En pénétrant dans l'atmosphère, il ionise les éléments. Son champ magnétique les transporte en dehors de l'atmosphère jusque dans l'espace. Ainsi, il arracha l'atmosphère martienne petit à petit (Fig. 1.1).

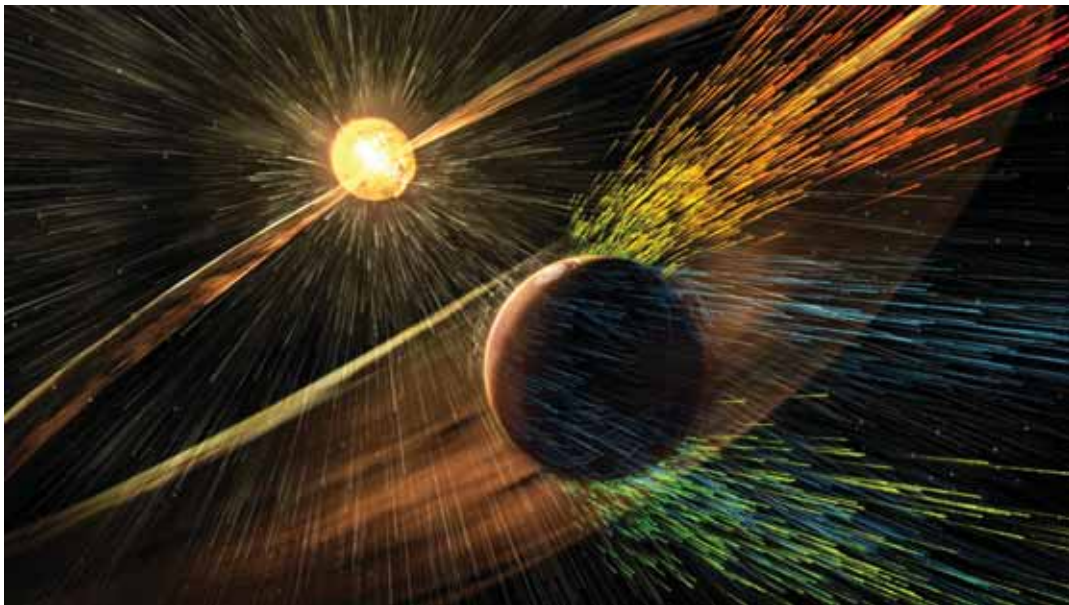


FIGURE 1.1. – Rayonnement solaire frappant la planète Mars et arrachant des ions de son atmosphère (vision artistique) - Source : NASA/GSFC

Maintenant, la masse volumique de son atmosphère est cent fois plus faible que la notre et dépend fortement des cycles journaliers et saisonniers. Pendant la journée, elle peut fluctuer entre  $0.014$  et  $0.020 \text{ kg/m}^3$  [6]. Par la diminution de la pression, l'eau liquide autrefois présente

s'est évaporée dans l'espace ou abritée sous la surface de la planète. La température, fortement influencée par la poussière dans l'atmosphère absorbant les radiations solaires, est également plus faible que sur Terre (en moyenne  $-63^{\circ}\text{C}$ ) et peut varier de plus ou moins  $60^{\circ}\text{C}$  en 24 heures [41]. La turbulence de l'atmosphère est également importante avec des vents forts, des tempêtes de sables régulières et des "dust devils" (tourbillons de poussière).

Les conditions atmosphériques rendent les missions martiennes particulièrement difficiles. Plus de quarante sondes, orbiteurs et atterrisseurs ont été envoyés vers Mars depuis le début des années 1960 et plus de la moitié d'entre elles se sont terminées par un échec. Ces missions ont permis de mieux comprendre la composition de la planète et son fonctionnement. Récemment, de l'eau sous forme liquide a été découverte sous la surface de Mars. Ainsi, dans l'hypothèse où la vie a pu naître pendant le milliard d'année d'habitabilité sur cette planète, peut-être est-elle encore présente dans son sous-sol. Pour essayer de le découvrir, des robots sont envoyés sur la planète pour l'explorer et effectuer des analyse de son sol : les rovers (Fig. 1.2).



FIGURE 1.2. – Les trois générations de rovers envoyés sur la planète Mars : *Sojourner*, *Mars Exploration Rover (Spirit, Opportunity)* et *Mars Science Laboratory (Curiosity)* - Source : NASA/JPL-Caltech

Malgré leur aptitude à se déplacer, les rovers n'ont parcouru en 15 ans qu'environ 70 km sur la planète d'une circonférence de 21000 km. Sans considérer le prix d'une mission telle que *Curiosity*, les fenêtres d'envoi se présentant seulement une fois tous les deux ans, un rover représente une valeur scientifique inestimable. C'est la raison pour laquelle les scientifiques responsables de ces missions prennent d'extrêmes précautions pour ne pas les mettre en danger.

Mars est une planète au relief prépondérant : elle possède le plus haut volcan (*Le Mont Olympe*) et le plus grand réseau de canyons (*Valles Marineris*) du système solaire. De plus, contrairement à la Terre, l'érosion principale ayant pris place durant son histoire est éolienne. La surface vallonnée de la planète est donc accidentée de pierres aiguës, comme l'illustre la Figure 1.3.

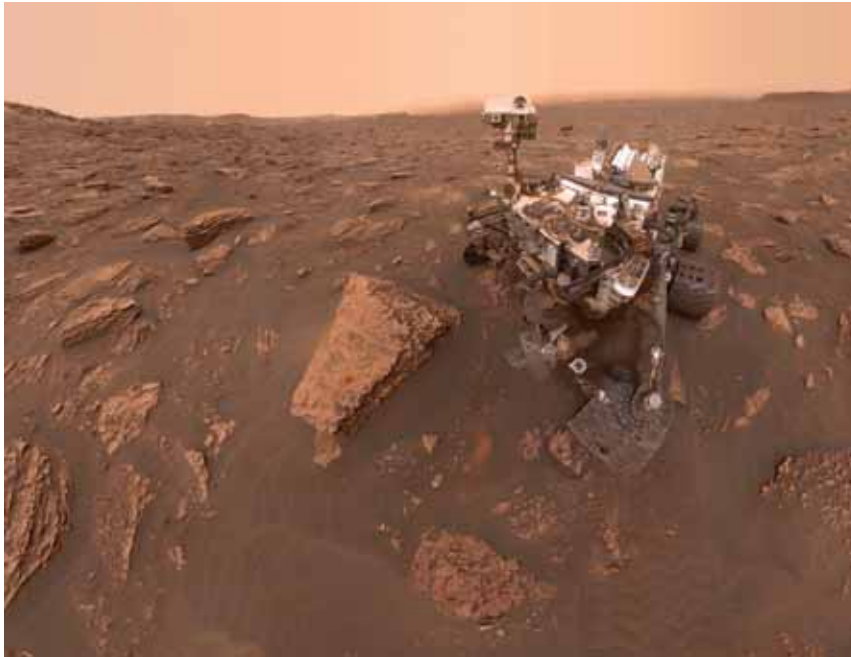


FIGURE 1.3. – Selfie du rover *Curiosity*, illustration de la surface accidentée de la planète Mars - Source : NASA/JPL-Caltech/MSSS

L'objectif de la navigation est donc d'éviter les dénivelés trop importants et les obstacles. La température de l'atmosphère martienne pouvant atteindre  $-90^{\circ}$  la nuit (données de Viking 1), la majorité de l'énergie est utilisée pour réchauffer les composants à risque du rover. Ainsi, son mouvement est seulement possible en journée. Tous les jours de 17h à 3h heure française, les équipes en charge du projet se réunissent pour analyser les données reçues par l'intermédiaire des orbiteurs ainsi que pour planifier les déplacements et actions du rover pour le restant de la journée. Les communications Terre-Mars peuvent prendre 3 à 20 min pour parcourir respectivement 55 millions à 400 millions de kilomètres, dépendant de la position des deux planètes sur leur ellipse autour du soleil. Le rover envoie une photographie à  $360^{\circ}$  de son environnement avec une vision maximale de 40m dans le cas où il n'y a aucun relief autour de lui. Le reste des environs est modélisé à partir d'images des orbiteurs (résolution de l'ordre du mètre). Après avoir analysé les résultats et établi le plan de navigation, les instructions sont envoyées au rover qui reste malgré tout autonome en termes de processus de décision pour que sa sécurité soit assurée au risque de ne pas avancer. La curiosité scientifique des équipes est également un frein pour le déplacement des rovers. Les zones traversées peuvent avoir un potentiel intérêt scientifique qui ne laisse pas indifférentes les personnes en charge du projet et cause des détours des rovers pour pouvoir analyser des minéraux.

Par conséquent, le rendement du déplacement des rovers pourrait être fortement amélioré par l'augmentation de la visibilité sur la planète, permettant aux équipes de planifier leurs mouvements sur une grande distance. Les images disponibles proviennent de la surface (rover) ou des orbiteurs, un point de vue intermédiaire permettrait de reconstruire le chemin à parcourir avec plus de précision. Ainsi, la communauté scientifique s'intéresse depuis des années à la possibilité d'un appareil aérien naviguant sur Mars pour aider au guidage des rovers.

### 1.1.2. L'appareil aérien le plus adapté aux conditions atmosphériques martiennes

Depuis des dizaines d'années, des concepts d'appareils aériens adaptés aux conditions atmosphériques insolites de la planète Mars ont été imaginés. Trois d'entre eux sont assez maîtrisés pour être mis en place dans une mission martienne : les drones à voilure fixe (avions), les ballons et les drones à voilure tournante (hélicoptères). Chacun de ces concepts possède des caractéristiques intéressantes :

- *Les drones à voilure fixe* ont la capacité de couvrir une large zone géographique à grande vitesse. Leur grande envergure permet de compenser la faible masse volumique de l'atmosphère, ainsi leur performance de vol est meilleure que les drones à voilure tournante. En revanche, leur manœuvrabilité et leur capacité d'accéder à des sites d'intérêt géologique sont limités dû à leur grande vitesse associée à la faible masse volumique de l'atmosphère [26]. La mission d'un drone à voilure fixe est également limitée dans le temps, une fois à la surface, il est compliqué de retourner dans les airs sans une piste sans aspérités. Pour la fenêtre d'envoi de 2013, le projet *ARES* (Aerial Regional-scale Environmental Survey) [10] a été proposé par une équipe de la *NASA* (Fig. 1.4). L'avion d'une envergure de 6.25 m aurait été lâché pendant la descente atmosphérique pour parcourir environ 500 km analysant l'atmosphère, la surface et les champs magnétiques. Sa mission principale était de rechercher l'existence de méthane, indicateur de la vie, dans l'atmosphère. Le projet ne vit jamais le jour, l'orbiteur *MAVEN* a été lancé à la place.



FIGURE 1.4. – Maquette de l'avion martien *ARES* et le responsable du projet Joel S. Levine - Source : NASA

- *Les ballons* sont le compromis entre les drones et les orbiteurs. Leur vol peut durer plusieurs jours à quelques kilomètres d'altitude, couvrant une distance de milliers de kilomètres [33]. Des missions ballons ont régulièrement lieu avec succès sur Terre, dans la stratosphère, où les conditions atmosphériques sont proches de celles rencontrées à faible altitude sur la planète Mars. Toutefois, les ballons dépendent des flux atmosphériques pour leur déplacement, ils ne permettent pas une grande manœuvrabilité pour l'exploration martienne. De plus, le transport de gaz pour le gonflement du ballon met en danger une mission spatiale.

- *Les drones à voilure tournante* peuvent accompagner le rover tout au long de son itinéraire. Leur capacité de réaliser plusieurs vols apporte une énorme liberté par rapport aux autres appareils aériens [67]. Ils peuvent prendre des photos depuis un point de vue aérien, accéder à des sites à fort dénivelé et rapporter au rover des échantillons. Contrairement aux appareils à voilure fixe, la voilure tournante compense la faible masse volumique par la vitesse de rotation des rotors pour générer une portance suffisante. Le *JPL* (*Jet Propulsion Laboratory*) travaille actuellement sur un hélicoptère coaxial pour l'assistance du rover envoyé lors de la fenêtre de 2020. Le drone d'un diamètre de 1.21 m sera stocké à l'intérieur du rover pendant le trajet jusqu'à la surface de Mars (Fig. 1.6) et déployé après l'atterrissage (Fig. 1.5). L'objectif principal est de réaliser un vol pour en démontrer la faisabilité. Le *JPL*, voulant éviter tout contact entre le drone et le rover, a opté pour une recharge des batteries par un panneau solaire. Le drone ne pourra donc effectuer sa mission que si l'ensoleillement est suffisant.



FIGURE 1.5. – Le drone et le rover du projet Mars 2020 sur la planète Mars (vision artistique) -  
Source : NASA/JPL-Caltech



FIGURE 1.6. – Schéma du rover Mars 2020 avec le drone replié à l'intérieur (entouré en orange)  
 - Source : NASA/JPL-Caltech

D'autres concepts de véhicules sont considérés dans la littérature mais la technologie n'est pas encore assez mûre pour envisager une mission martienne : les drones à vol battu [45], les voilures fixes gonflables [56] ou les drones convertibles [25] [68], permettant un décollage vertical à voilure tournante et un vol de croisière à voilure fixe.

Le vol martien est un sujet en plein essor. Des études japonaises [2] [63], américaines [66] [55], chinoises [69] et australiennes [44] mettent en place des moyens d'essai pour étudier les écoulements martiens et construire un système propulsif performant aérodynamiquement. L'étude présente, des laboratoires ONERA/ISAE-SUPAERO/CNES, s'intéresse à un micro-drone à voilure tournante d'un diamètre de 30 cm. Le format compact du drone permet de faciliter la manœuvrabilité et les interactions avec d'autres robots. En revanche, les efforts aérodynamiques étant proportionnels au diamètre, il constitue un challenge pour la propulsion. L'analyse des écoulements rencontrés sur la planète Mars est ainsi nécessaire pour construire un système propulsif permettant de sustenter le micro-drone.

## 1.2. Les écoulements rencontrés par un micro-drone martien

Lors du mouvement de n'importe quel objet dans l'atmosphère, les molécules de gaz sont dotées d'un mouvement relatif autour de l'objet : des efforts aérodynamiques sont générés. La puissance

de ces interactions dépend de la forme et de la vitesse de l'objet ainsi que des propriétés du gaz. Les propriétés rentrant en compte sont la masse molaire, la viscosité et la compressibilité du gaz. En fonction de la composition de l'atmosphère, la nature des écoulements et les efforts engendrés par le mouvement d'un objet sont très différents. C'est pourquoi les aérodynamiciens utilisent principalement deux quantités adimensionnées permettant de comparer la nature des écoulements d'expériences distinctes. Les quantités adimensionnées représentant respectivement la viscosité relative du fluide (le nombre de Reynolds) et sa vitesse de déplacement (nombre de Mach) sont décrites en détail en Annexe A. Le comportement bidimensionnel des écoulements est généralement étudié avant de considérer les effets tridimensionnels. La pale, ou l'aile, est alors considérée comme un empilement de profils 2D (sections).

### 1.2.1. Description des conditions d'écoulement

Dans le cas du micro-drone martien, la faible masse volumique induit un nombre de Reynolds du même ordre de grandeur que pour une aile d'insecte terrestre [48]. En conditions nominales de vol, il est inférieur à  $Re_c = 10000$  (défini p. 9) sur l'envergure de la pale. Tandis que le nombre de Mach est plus proche de celui d'un avion de ligne terrestre. Sur la planète Mars, la capacité thermique massique du  $CO_2$  et la faible température diminuent la vitesse du son. Ainsi, les effets de compressibilité sont rencontrés à une vitesse de rotation plus faible. Au régime nominal, le nombre de Mach est inférieur à  $M = 0.8$ , la valeur critique pour les profils optimisés aux incidences les plus performantes (§ 5.3.2, p. 108).

Les conditions atmosphériques utilisées pour ces évaluations correspondent aux grandeurs moyennes en journée au niveau de la surface martienne, présentées dans le tableau 1.1. Elles sont comparées aux conditions atmosphériques terrestre au niveau de la surface et à l'altitude de 30 km, où la masse volumique est proche de celle rencontrée sur Mars. Le vol d'un micro-drone n'atteignant pas des altitudes importantes sur Mars, l'altitude a peu d'influence sur la masse volumique (diminution de 5% à 500 m d'altitude).

	Terre - Niveau mer	Mars - Niveau sol	Terre - Altitude 30 km
Gaz principaux	$N_2$ (78%), $O_2$ (21%)	$CO_2$ (96%)	$N_2$ (78%), $O_2$ (21%)
Masse volumique ( $kg/m^3$ )	1.225	0.0167	0.018
Pression ( $Pa$ )	$10^5$	636	1154
Température ( $^{\circ}C$ )	15	-63	-46
Vitesse du son ( $m/s$ )	340	238	302

TABLE 1.1. – Conditions atmosphériques moyennes - Source : NASA/CNES

### 1.2.2. Le régime des écoulements

Une couche limite est généralement laminaire à son origine. Puis, elle subit des perturbations qui peuvent la conduire vers l'état turbulent : c'est la transition. La transition modifie le comportement du fluide et a une influence sur le frottement, l'échange de chaleur et les structures tourbillonnaires [52]. Il est donc *nécessaire de caractériser le régime des écoulements rencontrés par le micro-drone martien* pour être en mesure de les simuler et de construire une géométrie

performante.

La transition peut être déclenchée par deux phénomènes distincts. Le premier, présenté sur la Figure 1.7(a), consiste en de petites perturbations appelées ondes de Tollmien-Schlichting qui sont amplifiées dans la couche limite à partir d'un certain nombre de Reynolds pour former des tourbillons qui dégénèrent en turbulence. Le second phénomène, présenté sur la Figure 1.7(b), consiste en un décollement de la couche limite dû à un gradient de pression adverse dominant sur l'inertie de l'écoulement, ce décollement est à l'origine de tourbillons qui dégénèrent en turbulence [14]. Dans ce cas, la transition cause généralement un ré-attachement de la couche limite.

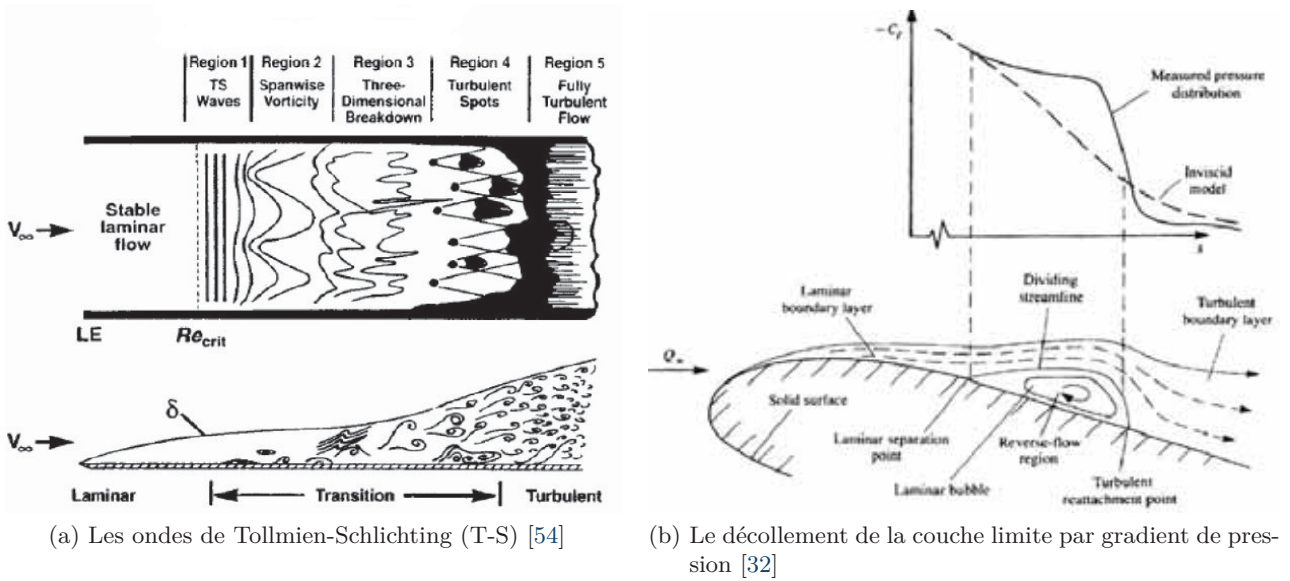


FIGURE 1.7. – Les deux phénomènes à l'origine de la transition du régime laminaire au régime turbulent

À faible nombre de Reynolds, le mécanisme principal de transition est le décollement de la couche limite. Elle est caractérisée des écoulements laminaires et turbulents coexistant dans le bulbe de décollement [39]. En écoulement non perturbé incompressible, *Carmichael* [13] met en évidence *différents régimes d'écoulement* :

- $Re_c \in [1000, 10000]$  : L'écoulement est fortement laminaire, la transition est difficile à déclencher, même artificiellement.
- $Re_c \in [10000, 30000]$  : Les profils opèrent à petit  $C_L$  sinon un décollement laminaire se produit sans ré-attachement.
- $Re_c \in [30000, 70000]$  : Le plus classique pour les MAV (Micro Air Vehicle), un bulbe de décollement qui ré-attache à partir de  $Re_{cr} \sim 50,000$ .

Cette estimation du nombre de Reynolds critique a été corroborée sur profil NACA0012 par des méthodes de visualisation de l'écoulement en soufflerie à basse vitesse [19] [30] et par des mesures de pression dans une soufflerie dépressurisée [62]. Cependant, la turbulence extérieure [62] [64], la position du décollement sur le profil [39] et la rugosité de la surface [35] peuvent avoir une forte influence sur  $Re_{cr}$ . Des transitions laminaire-turbulent ont été constatées numériquement

et expérimentalement jusqu'à  $Re_{cr} \sim 10^4$  [39] [3] (Fig. 1.8). La compressibilité tend, à l'inverse, à stabiliser la couche limite [5] [28].

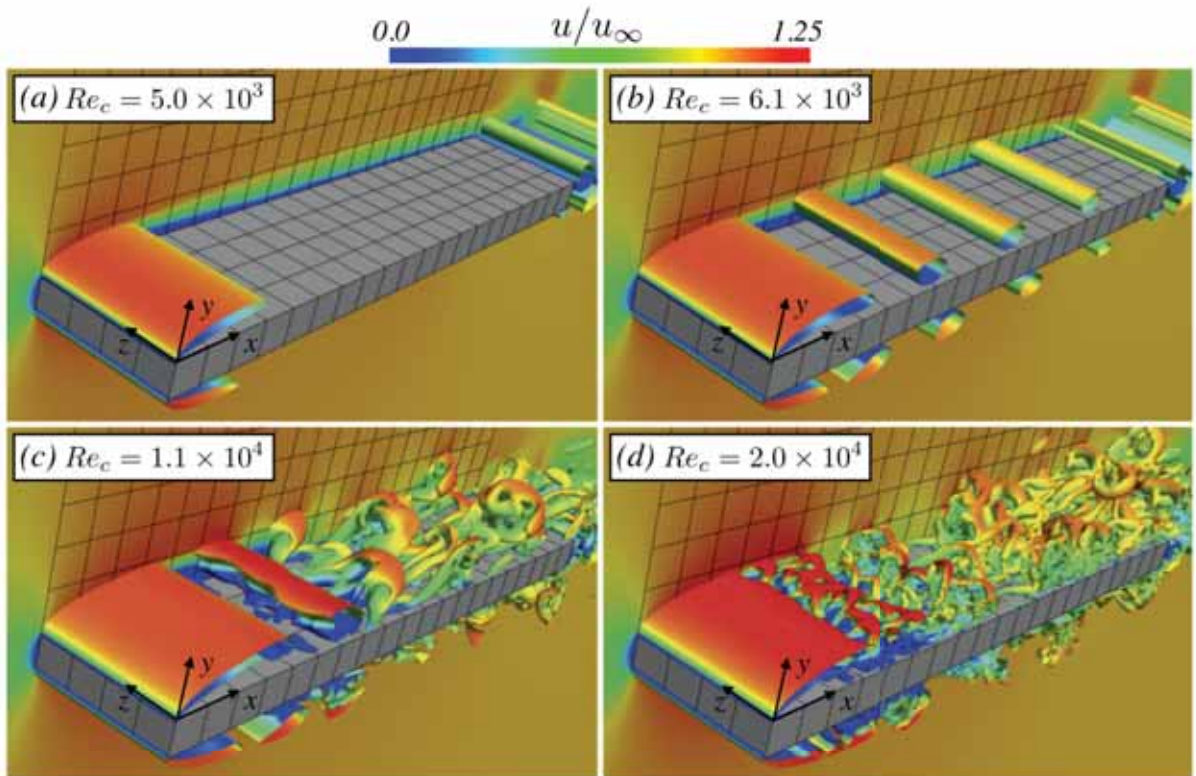


FIGURE 1.8. – Visualisation de structures en tête d'épingle à partir de  $Re_c > 1.1 \times 10^4$  sur une plaque plane d'épaisseur relative 5% - Iso-surfaces de critère Q (défini p. 9) instantanées au temps  $tu_\infty/c = 24$  (où  $t$  (s) est le temps,  $u_\infty$  la vitesse amont et  $c$  la corde) colorées par la vitesse en écoulement incompressible sans turbulence en amont (LES) - Source : [39]

En atmosphère turbulente martienne, la complète laminarité des écoulements ne peut être assurée que pour  $Re_c < 10^4$ . Dans cette étude, elle est tout de même vérifiée par des études de stabilité sur différentes géométries de profils.

### 1.2.3. Le comportement des écoulements

Les écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds ( $Re_c < 10000$ ) ne sont rencontrés que dans une atmosphère ténue : sur Mars ou dans la stratosphère terrestre ( $\sim 30$  km). Les études sont peu nombreuses dans la littérature.

Le comportement de l'écoulement à très faible nombre de Reynolds est toutefois connu. Il est dominé par la viscosité. L'épaississement de la couche limite évoluant en  $\delta \sim \frac{1}{\sqrt{Re}}$ , les couches limites sont épaisses et le décollement a beaucoup d'influence sur le comportement très instationnaire de l'écoulement [37] (Fig. 1.9). La diminution du nombre de Reynolds diminue la cambrure effective ("vue" par l'écoulement extérieur) du profil [5] et augmente l'instationnarité de l'écoulement [60]

[27]. Ces phénomènes retardent le décollement de la couche limite [37] et modifient les efforts générés par le solide [27] [47]. La portance diminue et la traînée augmente avec la diminution du nombre de Reynolds, les performances aérodynamiques diminuent donc fortement. À l'incidence optimale  $\alpha = 6^\circ$ , une plaque plane d'épaisseur 5% génère des efforts de l'ordre de :  $C_L \sim 0.6$  et  $C_D \sim 0.17$  soit une finesse  $C_L/C_D \sim 3.5$  ( $Re_c = 4900$ ,  $M = 0.2$ ) [49]. L'instationnarité de l'écoulement est à l'origine d'une partie non-linéaire dans l'évolution des efforts aérodynamiques en fonction de l'incidence du profil. Ce phénomène est exacerbé avec la diminution du nombre de Reynolds [60]

L'influence de la turbulence extérieure a été évaluée expérimentalement [64] [62], elle ré-énergise la couche limite, agissant comme une augmentation du nombre de Reynolds sur les efforts aérodynamiques mais retardant le décollement de la couche limite.

La compressibilité à faible nombre de Reynolds modifie le comportement des structures tourbillonnaires générées sur le solide [47] (Fig. 1.9). Le bulbe laminaire de décollement est allongé, déplaçant le cœur de pression vers le bord de fuite et augmentant ainsi la traînée aérodynamique. L'influence sur les efforts est une augmentation du coefficient de portance à faible incidence, le retardement de la non-linéarité à des incidences supérieures et la réduction du pic d'efforts dû au décollement [60].

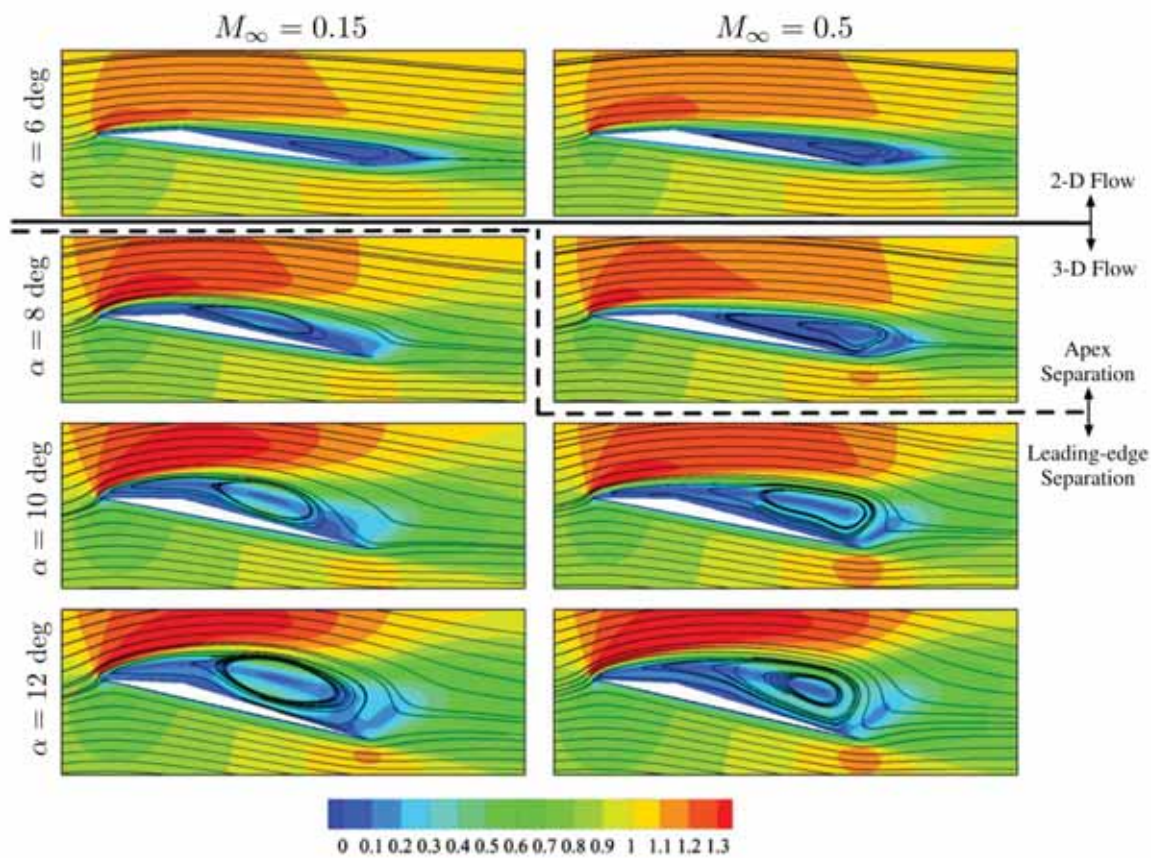


FIGURE 1.9. – Illustration de l'effet de l'incidence et de la compressibilité sur le comportement moyen de l'écoulement à très faible nombre de Reynolds - Champs de vitesse normalisée moyennés sur profil triangulaire ( $Re_c = 3000$ , LES) - Source : [47]

La rotation du système propulsif modifie fortement le comportement instationnaire de l'écoulement [17]. Les forces rotationnelles (centrifuges et Coriolis), le gradient de pression transverse sur la pale et le tourbillon de bout de pale sont à l'origine d'une tridimensionnalité dans l'écoulement sur la pale [61] et d'une stabilisation de la couche limite [57]. Ainsi, le décollement de la couche limite est retardé au bord de fuite [23] et le décollement de bord d'attaque est stabilisé par convection des structures tourbillonnaires dans le sens de l'envergure [31], permettant un gain de portance sans perturbation du sillage.

*Études non disponibles dans la littérature :*

- Comportement des écoulements à très faible nombre de Reynolds en conditions transsoniques (numériquement ou expérimentalement).
- Étude exhaustive mettant en évidence l'influence des conditions atmosphériques sur le comportement instationnaire de l'écoulement sur diverses géométries de profils et de rotors.

### 1.3. Les géométries performantes aérodynamiquement

Le comportement instationnaire de l'écoulement rencontré par un micro-drone martien est fortement dépendant de la géométrie 2D (profil) et 3D (rotor) du système propulsif [37] [63] [8].

#### 1.3.1. Les profils

À très faible nombre de Reynolds, une plaque plane commence à être plus performante aérodynamiquement qu'une géométrie profilée [65]. Les écoulements étant fortement visqueux, la diminution de l'épaisseur relative permet de limiter la génération de traînée du profil [59] [8] (Fig. 1.10). Elle reste cependant importante quelle que soit la géométrie bidimensionnelle.

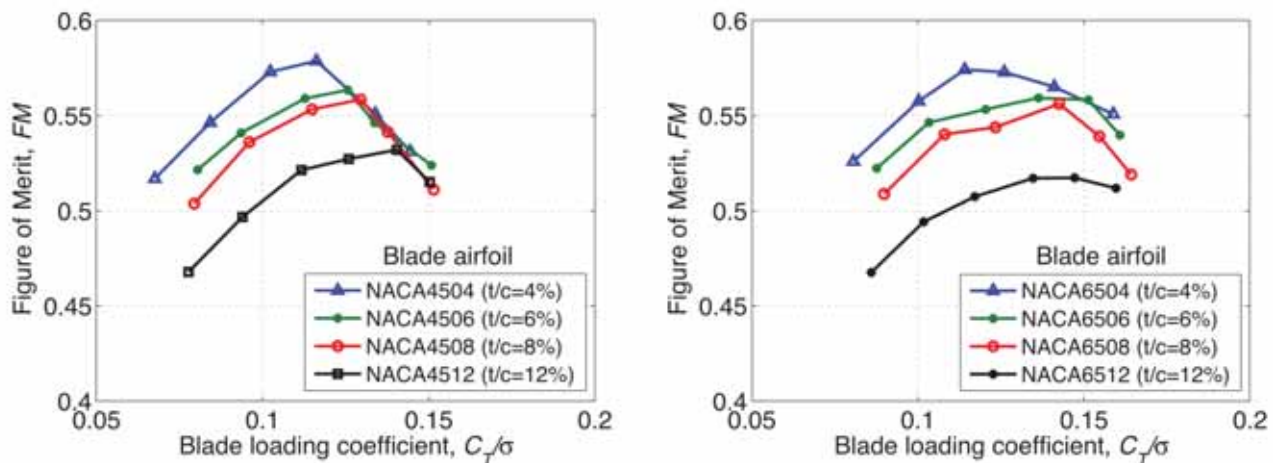


FIGURE 1.10. – Illustration de l'effet de l'épaisseur sur les performances de profils cambrés - Efforts mesurés expérimentalement sur nano-rotors ( $Re_{tip} = 30000$ ) - Source : [8]

La performance est améliorée en augmentant la génération de portance du profil [37]. Parmi les géométries non optimisées, les plaques cambrées à 5% jusqu'à 9% permettent de maximiser les performances aérodynamiques [63] [59] [8] [9]. La cambrure optimale évolue avec le nombre de Reynolds [27] [37]. La forme du bord d'attaque influe également sur le comportement instationnaire de l'écoulement ainsi que sur les efforts [63] [55] [37].

Les libellules étant en mesure de planer dans les gammes de nombre de Reynolds rencontrées par un micro-drone martien [24], les profils à cassure de géométrie sont également évalués numériquement et expérimentalement par biomimétisme. Les cassures de géométrie du profil augmentent la rigidité des ailes [59] et minimisent l'effet de l'accélération du fluide [50], apportant un vol plus stable. Elles permettent au fluide de recirculer, générant ainsi des zones de basse pression et de la portance [29] (Fig. 1.11). Cela permet d'améliorer les performances par rapport aux géométries profilées [48], mais les efforts sont très dépendants de la géométrie [34]. Okamoto *et al.* [51] ont montré qu'une plaque cambrée à 9% était plus performante aérodynamiquement en écoulement incompressible qu'un profil de la partie interne de l'aile de libellule.

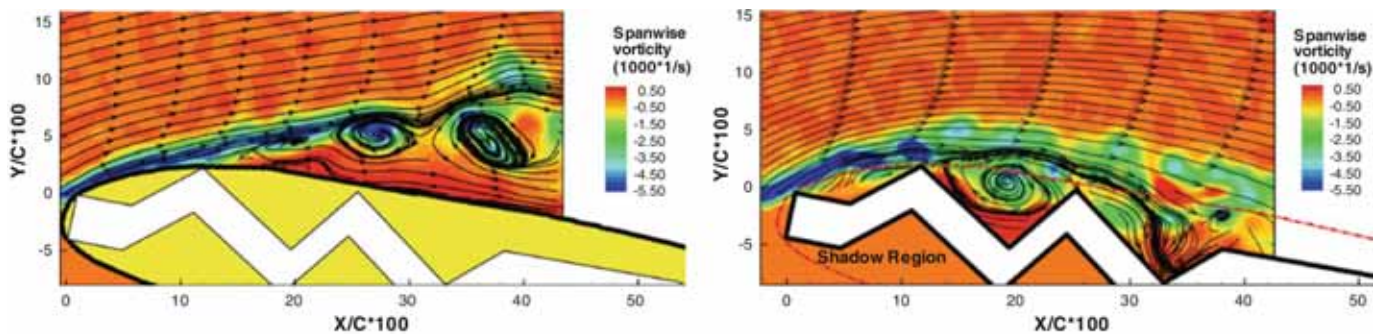


FIGURE 1.11. – Illustration de l'effet des cassures de géométrie sur l'écoulement en comparaison à des formes profilées correspondantes - Mesures PIV dans une soufflerie basse vitesse ( $Re_{c,tip} = 58000$ ) - Source : [48]

Deux études proposent une optimisation numérique de la ligne de cambrure avec une loi d'épaisseur prédéfinie en écoulement incompressible. L'une est basée sur le code XFOil [43] à  $6,000 < Re_c < 16,000$  et l'autre sur un solveur Navier-Stokes 2D stationnaire [37] à  $Re_c = \{2000, 6000\}$ . La géométrie optimisée, dans les deux cas, est cambrée au bord d'attaque et au bord de fuite avec un plateau dans la partie centrale (Fig. 1.12). La diminution du nombre de Reynolds tend à augmenter la cambrure optimisée, dans le but de compenser la décambrure causée par l'épaississement de la couche limite [37].

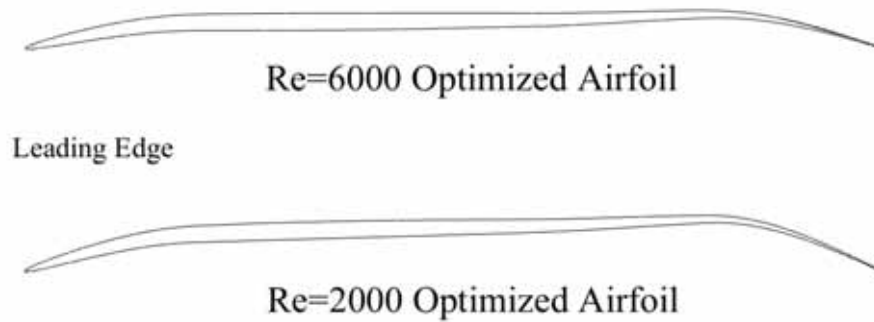


FIGURE 1.12. – Profils optimisés par solveur Navier-Stokes 2D stationnaire pour deux nombres de Reynolds spécifiques  $Re_c = \{2000, 6000\}$  - Source : [37]

*Études non disponibles dans la littérature :*

- Influence de la compressibilité sur les performances aérodynamiques de profils adaptés aux écoulements à très faible nombre de Reynolds.
- Optimisation de la loi d'épaisseur pour les écoulements à très faible nombre de Reynolds.
- Influence de la compressibilité sur l'optimisation de profil.
- Gain en performances des profils optimisés par rapport aux plaques cambrées.
- Performances aérodynamiques d'une section d'aile de libellule évaluées sur un système propulsif rotatif.
- Influence de petites variations de géométrie sur les performances aérodynamiques des profils cambrés.

### 1.3.2. Les rotors

Deux études proposent des évaluations expérimentales dépressurisées de rotors isolés rectangulaires en écoulement subsonique, évaluant l'influence du diamètre, de la géométrie de bout de pale, du nombre de Reynolds, de la vitesse de rotation et du calage sur les performances aérodynamiques [63] [55]. En fonction du nombre de Reynolds des écoulements, l'ordre de grandeur du chiffre de mérite  $FM$  évolue de 0.4 pour  $Re_c = 3000$  à 0.62 pour  $Re_c = 35000$  (Fig. 1.13). Le calage optimisé expérimentalement pour maximiser le chiffre de mérite est de  $30^\circ$  pour un profil de plaque cambrée à 6.35% d'épaisseur relative 1%. Le profil étant très fin, il est remarqué que la torsion de la pale a tendance à dévriller le rotor [37].

Le comportement du tourbillon de bout de pale a beaucoup d'influence sur l'écoulement et sur la traînée aérodynamique [61] [6]. Une étude expérimentale sur nano-rotors a mis en évidence que l'augmentation de la solidité du rotor permet d'augmenter les performances en vol stationnaire à très faible nombre de Reynolds [8].

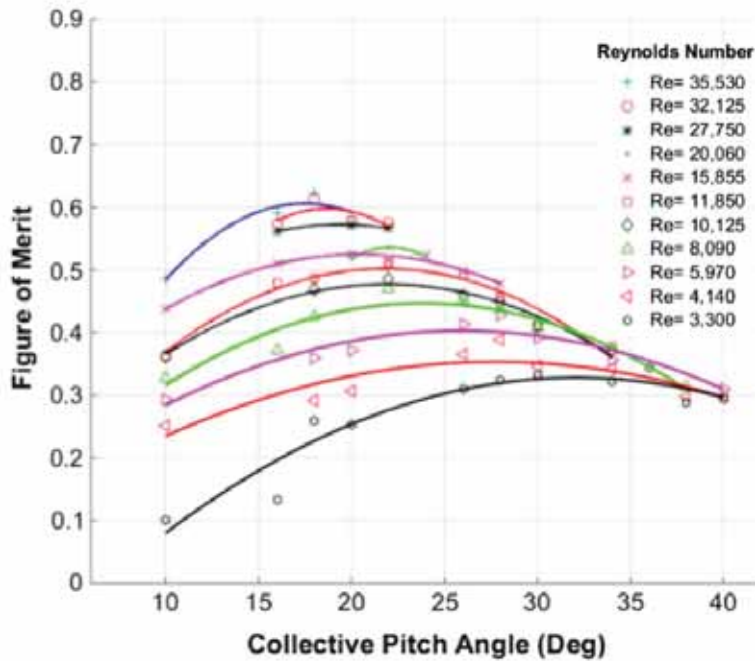


FIGURE 1.13. – Illustration de l'influence du nombre de Reynolds (piloté par la masse volumique) sur la performance aérodynamique - Mesures expérimentales dans un caisson dépressurisé à la vitesse de rotation  $\Omega = 4000$  tr/min - Source : [55]

Le système propulsif le plus efficace énergétiquement pour un diamètre donné est la configuration *bi-rotors coaxiaux* [58] [18] [40] qui permet de maximiser le diamètre des rotors et l'utilisation de l'espace par rapport à la configuration quadri-rotors. Les performances de nano-rotors coaxiaux ont été évaluées expérimentalement dans la gamme de nombre de Reynolds d'un micro-drone martien [9] sans prendre en compte l'effet de la compressibilité (Fig. 1.14). L'influence de la distance entre les rotors coaxiaux a été évaluée expérimentalement [42] et numériquement [38]. Son augmentation s'accompagne d'un gain sur la poussée du rotor supérieur et d'une diminution de la poussée du rotor inférieur. Au delà de la distance inter-rotor  $h = 0.4xR$ , ces tendances opposées se compensent de sorte que la poussée globale du système est indépendante de la distance inter-rotor. La distance inter-rotor peut toutefois avoir un rôle significatif dans la réduction des fluctuations de charges, et ainsi limiter les problèmes vibratoires et/ou acoustiques inhérents aux systèmes propulsifs coaxiaux [38].

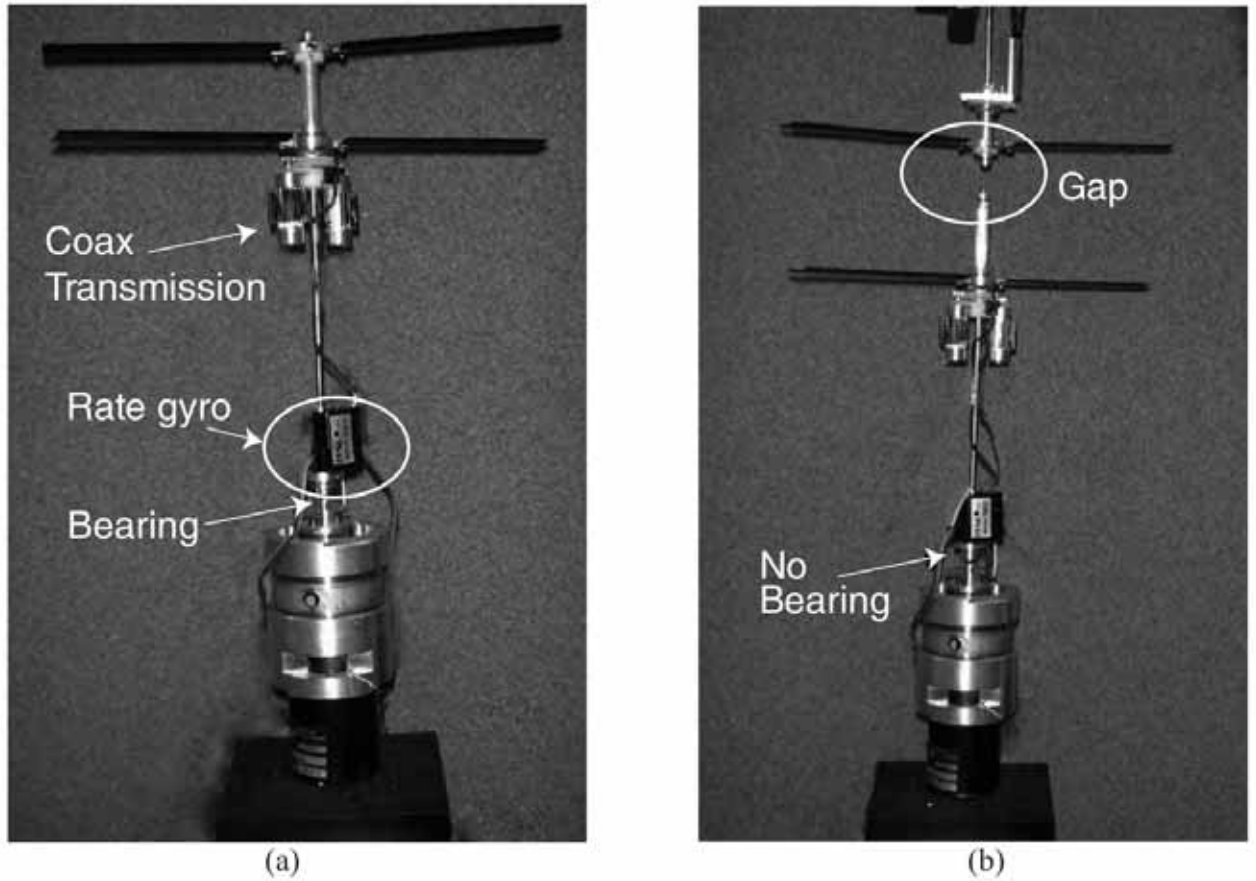


FIGURE 1.14. – Montage expérimental de nano-rotors coaxiaux permettant d'évaluer l'interaction entre les rotors - Source : [9]

La rotation modifiant la dynamique de l'écoulement, la forme des rotors doit également être adaptée au comportement tridimensionnel des écoulements martiens. *Deux études proposent des optimisations de géométries de nano-rotors à  $Re_c < 10^4$*  [37] [9] basées sur la théorie des éléments de pale (BEMT). Un système propulsif coaxial est également optimisé avec prise en compte de la vitesse induite due au rotor supérieur [37]. Récemment, la NASA a révélé que les deux rotors bi-pales coaxiaux du drone de la mission Mars 2020 ont d'abord été optimisés comme un rotor quadri-pales avec le code CAMRAD II (ligne portante courbe + nappe de sillage libre, méthode FVM) [6]. Le vrillage du rotor inférieur a ensuite été optimisé en prenant en compte le sillage du rotor supérieur (Fig. 1.15). Les auteurs font remarquer que la solidité du rotor peut être réduite dans la partie interne du rotor pour diminuer le poids des rotors, cette partie générant peu de portance.

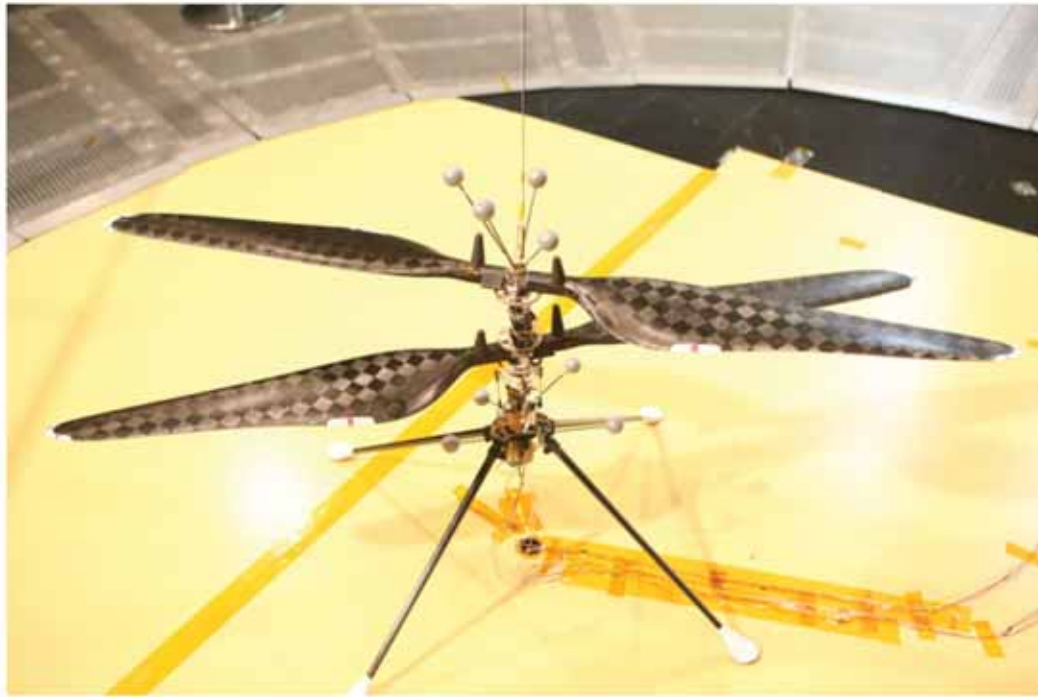


FIGURE 1.15. – Système propulsif coaxial du drone Mars 2020 optimisé pour les conditions atmosphériques martiennes - Source : [6]

*Études non disponibles dans la littérature :*

- Comportement tridimensionnel du fluide rencontré sur un rotor permettant de maximiser les performances aérodynamiques.
- Optimisation de loi de corde et de vrillage du rotor inférieur de la configuration coaxiale en prenant en compte le sillage du rotor supérieur.
- Évaluation de différents outils de simulation (BEMT, FVM, Navier-Stokes 3D).
- Influence des contraintes d'optimisation et des outils numériques utilisés sur les performances des formes optimisées.
- Évolution des performances aérodynamiques en présence d'écoulements transsoniques en bout de pale.

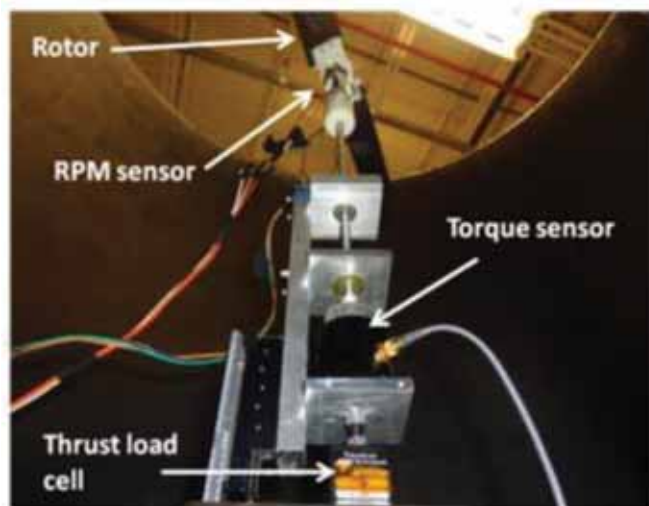
## 1.4. Évaluation numérique et expérimentale des écoulements martiens

### 1.4.1. Les moyens d'essais recréant les conditions martiennes

Deux montages expérimentaux permettent respectivement d'évaluer les performances de profils 2D et de systèmes propulsifs à voilure tournante : les souffleries et les bancs d'essai (Fig. 1.16).



(a) Soufflerie dépressurisée de l'Université de Tohoku [2]



(b) Caisson dépressurisé avec banc d'essai de rotor isolé de l'Université du Maryland [55]

FIGURE 1.16. – Les différents montages expérimentaux permettant respectivement d'évaluer les performances de profil et de systèmes propulsifs à voilure tournante

La plupart des études expérimentales sur les performances des profils en écoulement à très faible nombre de Reynolds sont réalisées dans des souffleries basse vitesse en air [51] [27] [24] ou en eau [59] [64] [50]. Cependant, l'effet de la compressibilité ne peut pas y être évalué. *L'enceinte dépressurisée du Mars Wind Tunnel permet de recréer des écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds en air et en CO<sub>2</sub>* (Fig. 1.16(a)). Elle est composée d'une enceinte sous vide recréant la pression atmosphérique martienne (630 Pa) grâce à un réservoir tampon permettant de réguler la pression du système. À l'intérieur de l'enceinte, un tunnel de section 100 mm par 150 mm est utilisé en tant que soufflerie. L'activation d'un éjecteur de gaz à haute pression permet de créer un différentiel local de pression et de générer un flux de gaz à une vitesse donnée. Les nombreux essais réalisés dans cette soufflerie ont permis une meilleure compréhension des écoulements martiens et de l'effet de la compressibilité. En particulier, [5] met en évidence la faible influence de la nature du gaz sur les mesures en écoulement subsonique ( $M \leq 0.7$ ) à iso-nombre de Reynolds et iso-nombre de Mach.

Une seconde soufflerie dépressurisée appelée *Martian Surface Wind Tunnel (MARSWIT)*, appartenant à la NASA, a été récemment utilisée pour la mesure d'efforts en vol d'avancement du drone de la mission Mars 2020 [1]. Les auteurs insistent sur la difficulté des mesures à faible masse volumique : les efforts étant très faible, l'hystérésis et les offsets sont amplifiés.

Pour recréer les conditions martiennes de nombre de Reynolds sur un banc d'essai, les deux solutions sont les nano-rotors à la pression atmosphérique [9] [8] ou les enceintes dépressurisées. L'enceinte de la NASA a été la première à évaluer un rotor rectangulaire quadripale à distribution linéaire de vrillage [66]. Depuis, deux enceintes dépressurisées ont été utilisées pour évaluer des rotors isolés [63] [55]. Les mesures de l'expérience de l'Université du Maryland sont utilisées dans cette thèse pour évaluer le montage expérimental et les mesures. Le volume de leur enceinte dépressurisée est de  $0.6 m^3$ , laissant penser à une certaine recirculation à l'intérieur (Fig. 1.16(b)). D'autres installations dépressurisées sont mises en place en Chine [69] et en Australie [44] dans le but de construire un système propulsif performant pour la planète Mars.

### 1.4.2. Les simulations numériques en conditions martiennes

Les solveurs Navier-Stokes sont en mesure de simuler les écoulements laminaires à très faible nombre de Reynolds. Cependant, aucun d'entre-eux n'a été évalué dans ces conditions en présence de compressibilité. Les seuls rotors évalués par Navier-Stokes et confrontés aux mesures expérimentales sont ceux de la NASA en vol d'avancement [1] et en vol stationnaire [17]. Toutefois, la physique de l'écoulement est complexe pour la validation d'un solveur.

Les méthodes basées sur la théorie des éléments de pale (BEMT) ont été comparées à des mesures expérimentales en conditions de nombre de Reynolds représentatives des écoulements martiens [9] [37]. Elles montrent de bonnes concordances avec les mesures en se basant sur l'intégration de polaires 2D stationnaires. L'écoulement à très faible nombre de Reynolds étant fortement instationnaire, il est probable que la concordance des mesures provienne d'effets qui se compensent. [37] constate également que l'augmentation de la solidité du rotor diminue la performance de prévision du code d'éléments de pale, ce qui concorde avec les hypothèses de la méthode.

#### *Études non disponibles dans la littérature :*

- Validation des outils de simulation sur les écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds.
- Étude du comportement tridimensionnel de l'écoulement rencontré sur des rotors en conditions atmosphériques martiennes.

# Évaluation des simulations Navier-Stokes sur les écoulements compressibles en conditions martiennes

## Sommaire

---

<b>2.1. Paramètres de la simulation numérique</b> . . . . .	<b>34</b>
2.1.1. Étude de la densité du maillage 2D . . . . .	34
2.1.2. Évaluation du modèle de résolution temporelle . . . . .	39
2.1.3. Étude de densité du maillage 3D avec modélisation des parois de la soufflerie . . . . .	41
<b>2.2. Étude de stabilité de la couche limite</b> . . . . .	<b>43</b>
<b>2.3. Les efforts aérodynamiques simulés par Navier-Stokes en écoulements compressibles en conditions martiennes</b> . . . . .	<b>44</b>
2.3.1. Simulations 3D avec le solveur elsA . . . . .	44
2.3.2. Influence des phénomènes instationnaires sur les efforts 2D et 3D . . . . .	46
2.3.3. Comparaison des efforts simulés par elsA et StarCCM+ . . . . .	47

---

L'intérêt de la communauté pour les écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds est récent. Les simulations Navier-Stokes n'ont donc pas été validées sur ces écoulements inhabituels. Il est indispensable de vérifier leur capacité à les simuler avant toute étude numérique. Pour la validation, l'expérience du profil triangulaire [47] dans le *Mars Wind Tunnel* est modélisée.

Le montage expérimental du *Mars Wind Tunnel* est présenté dans le § 1.4.1 (p. 31). Le profil triangulaire est cambré ( $camb = 2.5\%$ ) et possède une faible épaisseur relative ( $e/c < 5\%$ ) (Figure 2.1), il est proche des formes performantes dans les gammes de nombres de Reynolds d'un micro-drone martien [37] [43]. Sa rupture de géométrie à 30% de corde génère des décollements importants de la couche limite à l'origine d'une forte instationnarité dans l'écoulement. Ces deux phénomènes étant caractéristiques des écoulements martiens, il est nécessaire de les simuler lors de l'évaluation d'un solveur.

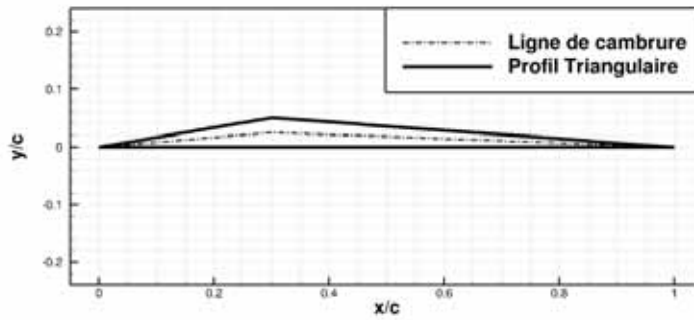


FIGURE 2.1. – Profil triangulaire de l'expérience du *Mars Wind Tunnel* [47] avec représentation de sa ligne de cambrure en pointillés

La nature du gaz a peu d'influence sur les efforts en écoulement subsonique [5], les essais sont donc réalisés en air en conditions :  $Re_c = 3000$ ,  $M = \{0.15, 0.5\}$ . Les mesures sont réalisées à l'aide d'une balance deux composantes et la PSP ("Pressure Sensitive Paint") donne accès à la distribution de pression sur l'extrados du profil.

La section de profil triangulaire est définie avec une envergure importante (3.3 cordes) pour s'affranchir au maximum des effets 3D. Cependant, les mesures de pression mettent en évidence la tridimensionnalité de l'écoulement due aux effets de bords de la veine d'essai. Pour simuler l'intégralité de la physique des écoulements, il est donc nécessaire de modéliser les parois de la veine d'essai en 3D. Cette simulation est réalisée avec le solveur Navier-Stokes elsA [12]. Les paramètres de la simulation sont d'abord évalués en 2D. Après la validation d'elsA, les estimations d'efforts 2D sont comparées avec celles de StarCCM+ [15], code Navier-Stokes industriel.

## 2.1. Paramètres de la simulation numérique

Le solveur elsA a été développé à l'ONERA dans les années 90. Il est basé sur la forme intégrale des équations de Navier-Stokes compressibles. La densité de maillage et le modèle de résolution temporelle sont évalués avec l'hypothèse d'écoulement laminaire. Cette hypothèse de laminarité, considérée par cohérence avec la littérature, est confirmée par une étude de stabilité dans le § 2.2.

### 2.1.1. Étude de la densité du maillage 2D

Dans le cadre d'une simulation Navier-Stokes, la taille et le nombre de mailles du domaine doivent être suffisants afin de capter l'ensemble des phénomènes physiques, particulièrement au niveau de la couche limite. Tous les calculs sont résolus spatialement par le schéma de Roe [53]. C'est un schéma du second ordre décentré. Le limiteur de pente "minmod" permet la résolution des régions supersoniques avec chocs et détentes. La résolution temporelle est assurée par le schéma du second ordre implicite de Gear avec un pas de temps de  $10^{-5}$  s et 5 sous-itérations, elle est validée dans le § 2.1.2.

### Construction du maillage 2D

La première étape consiste à déterminer la taille de première maille permettant la caractérisation des plus petits phénomènes physiques à la paroi et la prévision du coefficient de frottement. La grandeur représentant ce critère est  $y^+$  : la hauteur du centre de la première maille  $y$  exprimée en variable de paroi [14].

$$y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \quad (2.1)$$

avec  $C_f$ ,  $\nu = \frac{\mu}{\rho}$  et  $u_\tau = u_e \cdot \sqrt{\frac{C_f}{2}}$  étant respectivement le coefficient de frottement, la viscosité cinématique et la vitesse de frottement du fluide. La viscosité cinématique est calculée directement :

$$\nu = \frac{V \cdot c}{Re_c} \quad (2.2)$$

Une estimation analytique du coefficient de frottement est nécessaire. La solution de Blasius caractéristique d'un écoulement laminaire sur plaque plane permet de donner une indication sur sa valeur :

$$C_f = \frac{0.664}{\sqrt{Re_c}} \sim 10^{-2} \quad \text{pour } Re_c = 3000 \quad (2.3)$$

Le critère de taille de première maille considéré est  $y^+ < 1$  : caractéristique des écoulements turbulents constitués de structures plus fines que les écoulements laminaires. Pour des conditions de vol représentatives d'un micro-drone martien ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ), la condition estimée sur la position du centre de la première maille est :  $y < 4.10^{-3}$  pour une corde unitaire. Néanmoins, la vitesse de l'écoulement et la cambrure du profil triangulaire étant importantes, le coefficient de frottement est fortement sous-estimé par le modèle de Blasius. La hauteur de première maille est fixée à  $2.10^{-4}$ , plus faible d'un ordre de grandeur.

Un maillage structuré en  $H$  de 89200 mailles est généré à partir de la première maille. Il comporte respectivement 240 et 150 nœuds sur l'extrados et l'intrados du profil (Fig. 2.2). La densité de nœuds sur l'extrados est plus importante car l'écoulement y est plus fortement perturbé. Les bords du domaine carré sont situés à 50 cordes dans le sens horizontal et vertical.

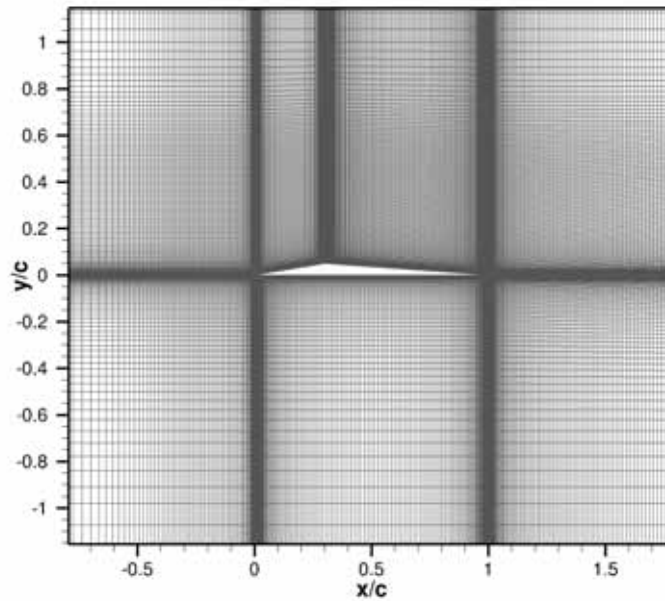


FIGURE 2.2. – Zoom sur le maillage structuré en H comportant 89200 mailles

### Densité de mailles à la paroi

La condition de taille de première maille  $y^+ < 1$  estimée à partir de la solution de Blasius sur plaque plane est vérifiée à l'incidence  $0^\circ$  (Fig. 2.3(a)). Elle est respectée sur l'ensemble du profil : les phénomènes physiques de proche paroi sont bien résolus. La solution de Blasius est comparée au coefficient de frottement estimé par elsA (Fig. 2.3(b)). L'intrados du profil triangulaire étant similaire à celui d'une plaque plane, il permet d'évaluer le coefficient de frottement en conditions martiennes. La solution de Blasius sous-estime le frottement au bord de fuite de l'intrados par rapport à l'estimation elsA. Ainsi, la compressibilité augmente le frottement pariétal à très faible nombre de Reynolds. À l'extrados, il est plus important d'un ordre de grandeur pour  $x/c < 0.25$ .

Une densité de maille suffisante dans la zone cisailée est nécessaire afin d'éviter la dissipation numérique des structures instationnaires apparaissant au niveau d'un décollement. La densité est vérifiée à 10% de corde du profil triangulaire à l'incidence  $0^\circ$  (Fig. 2.4). Plus de 20 nœuds sont présents dans la partie cisailée de la couche limite à 10% de corde : le maillage est suffisamment raffiné à la paroi du bord d'attaque. Le bord d'attaque étant la partie du profil avec la couche limite la plus fine, elle nécessite la plus grande densité de mailles. Par conséquent, la densité de mailles à la paroi est suffisante sur l'ensemble du profil.

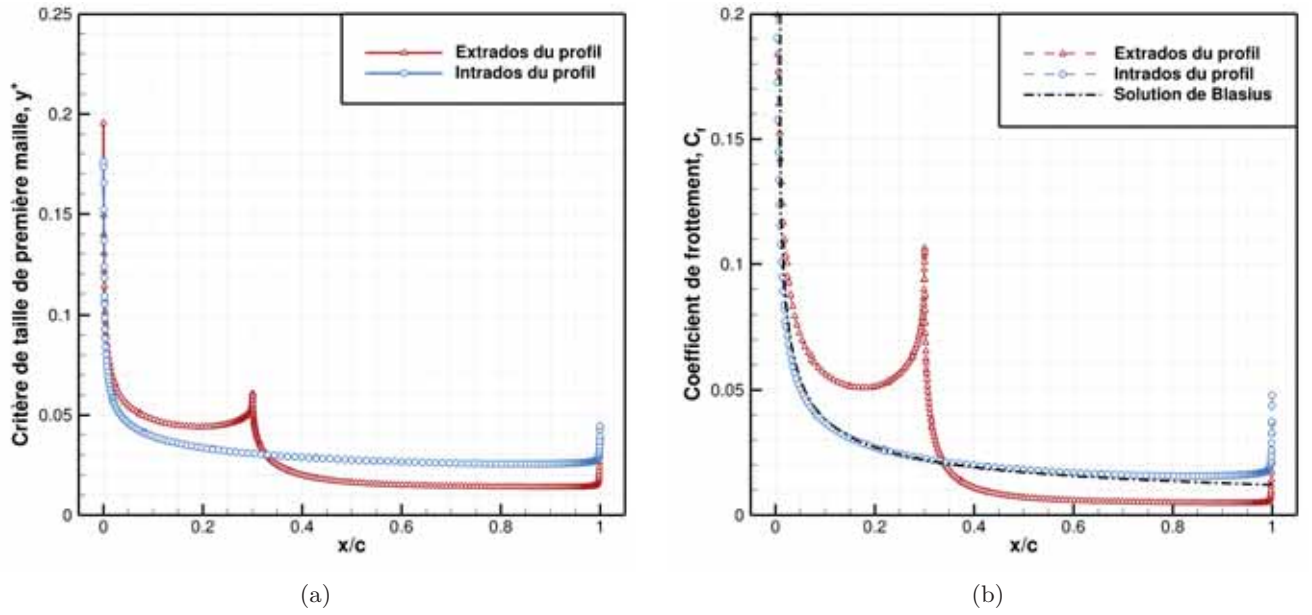
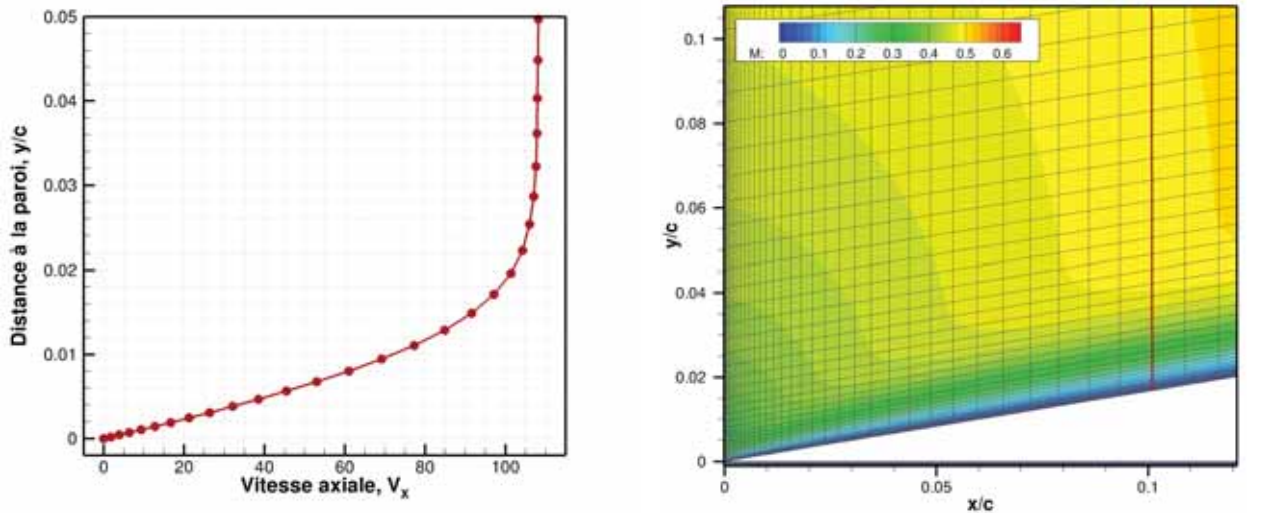


FIGURE 2.3. – Critère de taille de première maille  $y^+$  et coefficient de frottement  $C_f$  sur le profil triangulaire à l'incidence  $0^\circ$  ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )



(a) Profil de vitesse axiale sur la hauteur de la couche limite à 10% de la corde du profil triangulaire (b) Maillage de bord d'attaque avec visualisation de l'épaisseur de la couche limite par les champs de nombre de Mach. L'abscisse correspondant à la Fig. 2.4(a) est en rouge

FIGURE 2.4. – Profil de vitesse axiale à l'incidence  $0^\circ$  en fonction de la hauteur dans la couche limite (à gauche) à l'abscisse  $x/c = 0.1$  présenté en rouge à droite

### Convergence en maillage 2D

Les écoulements à très faible nombre de Reynolds étant fortement instationnaires, l'ensemble du maillage doit être suffisamment raffiné afin d'éviter la dissipation numérique des structures principales. Néanmoins, un maillage raffiné implique un grand coût de calcul imposé par la condition de CFL au niveau des plus petites mailles.

Dans le cadre de cette étude, l'objectif des simulations est d'estimer les efforts aérodynamiques générés par le profil. Ainsi, la convergence du maillage est évaluée sur les efforts à l'incidence  $\alpha = 9^\circ$ , correspondant à un écoulement instationnaire performant aérodynamiquement. Trois raffinements sont évalués : le raffinement  $r_{0.5}$  possède 22060 mailles, le raffinement  $r_2$  possède 356800 mailles et  $r_1$  représente le raffinement original. La Figure 2.5 présente l'estimation des champs de nombre de Mach instantanés et moyennés dans le temps en fonction du raffinement du maillage.

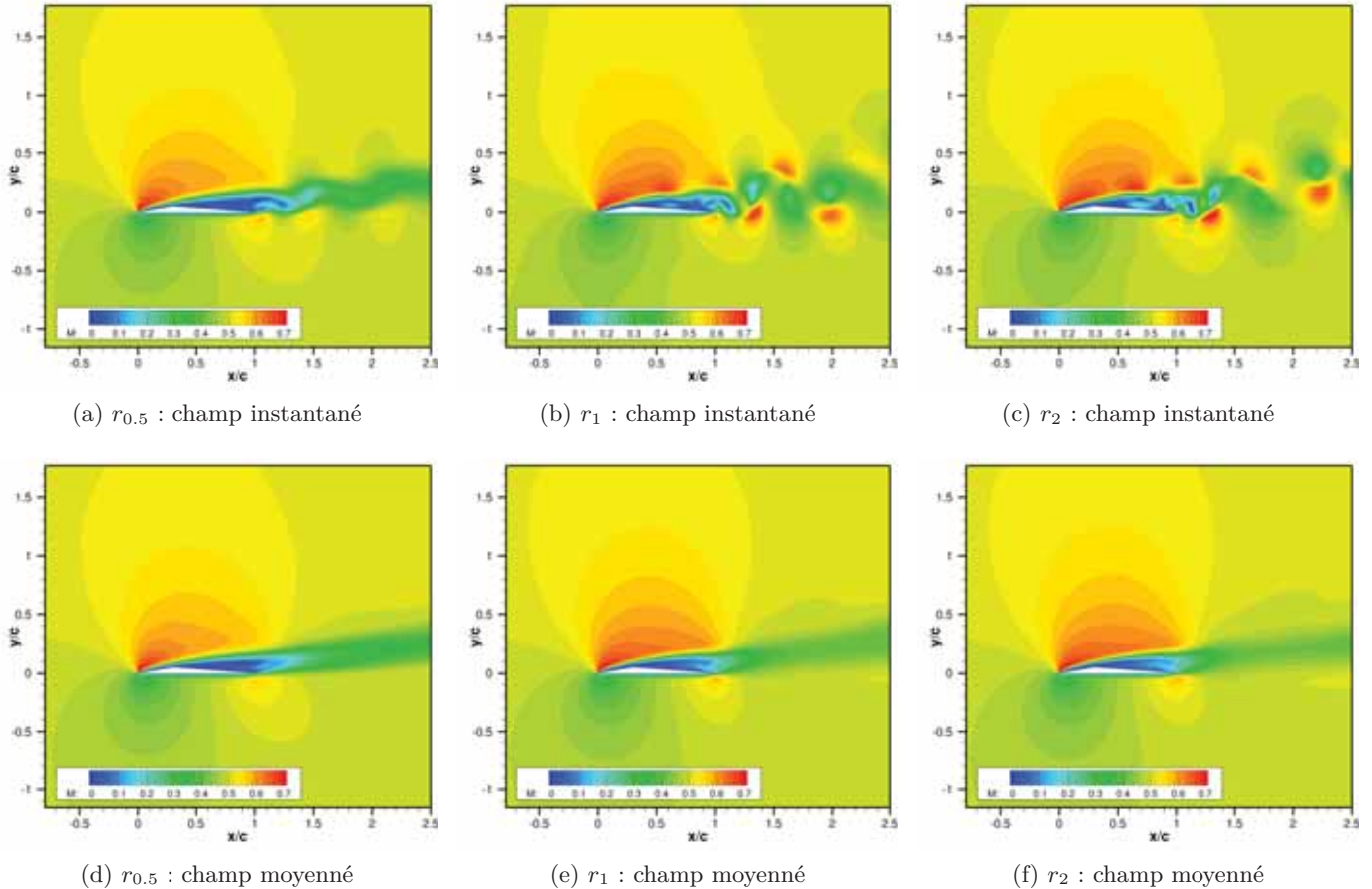


FIGURE 2.5. – Champs de nombre de Mach à l'instant  $t = 1.5$  s et moyennés dans le temps aux trois raffinements de maillage ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ,  $\alpha = 9^\circ$ )

La comparaison des champs de nombre de Mach à l'instant  $t = 1.5$  s montre que le maillage  $r_1$  permet la convection des structures instationnaires d'une façon similaire au raffinement  $r_2$ . Le raffinement  $r_{0.5}$ , quant à lui, est trop relâché : les perturbations sont dissipées et la physique des écoulements n'est pas résolue en totalité. Les champs de nombre de Mach moyennés confirment visuellement que la résolution du raffinement  $r_1$  est suffisante. On remarque que le comportement de la zone décollée est différent sur les champs moyennés. Les structures tourbillonnaires convectées dans le sillage ne sont pas visibles et la zone décollée est fermée.

La méthode de l'*Extrapolation de Richardson* [16] est utilisée pour l'estimation de l'erreur relative des efforts et de leurs écarts-types pour chaque raffinement. Elle consiste à résoudre le

système d'équations suivant pour la grandeur  $G$  :

$$\forall r \in \{0.5, 1, 2\} \quad G_{num} = G^* + a_p \cdot \left(\frac{1}{r}\right)^p + o\left(\frac{1}{r}\right)^m \simeq G^* + a_p \cdot \left(\frac{1}{r}\right)^p \quad \text{avec } m > p \quad (2.4)$$

avec  $G_{num}$  et  $G^*$  respectivement la valeur calculée numériquement et la valeur convergée théorique de la grandeur.  $r$  correspond au raffinement,  $p$  à l'ordre de convergence et  $a_p$  est une constante. Le système est composé de trois équations, une pour chacun des raffinements, et trois inconnues ( $G^*, a_p, p$ ) : il est fermé et se résout par l'utilisation d'un pivot de Gauss et de la méthode du point fixe. Les coefficients de portance, de traînée et de moment moyens ( $\overline{C_L}$ ,  $\overline{C_D}$  et  $\overline{C_M}$ ) ainsi que leurs écarts-types sont évalués (tableau 2.1).

	$\overline{C_L}$	$\sigma_{C_L}$	$\overline{C_D}$	$\sigma_{C_D}$	$\overline{C_M}$	$\sigma_{C_M}$
p	5.51	1.58	2.62	1.35	3.05	2
Erreur relative pour $r_{0.5}(\%)$	12	89	17	89	47	84
Erreur relative pour $r_1(\%)$	0.27	30	2.8	35	5.7	21
Erreur relative pour $r_2(\%)$	0.15	12	1.5	15	1.4	6.2
Valeur convergée théorique	0.818	0.077	0.146	0.015	0.085	0.04

TABLE 2.1. – Erreur relative à la valeur convergée théorique de chacune des grandeurs moyennes de performances aérodynamiques et leurs écarts-types

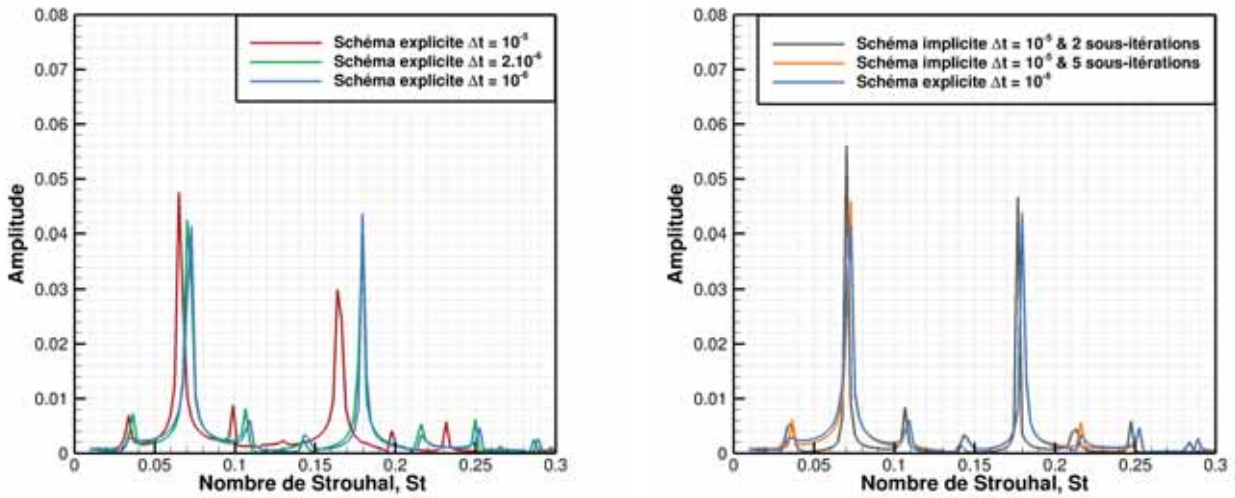
Le raffinement  $r_1$  permet une bonne estimation des coefficients moyens de portance et de traînée,  $\overline{C_L}$  et  $\overline{C_D}$ , avec une erreur inférieure à 3%. Les performances aérodynamiques de profil étant principalement comparées selon ces deux grandeurs, le raffinement  $r_1$  est considéré suffisamment convergé pour l'étude de l'influence de la forme du profil 2D sur les performances aérodynamiques.

### 2.1.2. Évaluation du modèle de résolution temporelle

Les écoulements à très faible nombre de Reynolds étant fortement instationnaires, le modèle de résolution temporelle est évalué afin de s'assurer de la bonne convection des perturbations dans l'écoulement. Deux types de résolutions sont comparés : résolution explicite et résolution implicite par le schéma de Gear [12]. Les calculs sont réalisés à l'incidence performante aérodynamiquement et fortement instationnaire  $\alpha = 9^\circ$ . Les valeurs moyennées des efforts (portance, traînée et moment) calculées avec les différents schémas de résolution temporelle sont similaires à 2% près. Les spectres des coefficients de portance  $C_L$  sont donc comparés pour évaluer la capacité des schémas à résoudre l'instationnarité de l'écoulement (Fig. 2.6). Ils sont comparés sous forme de nombre de Strouhal. Ce nombre sans dimension représente le rapport de temps d'advection et du temps caractéristique des instationnarités :

$$St = \frac{fc \sin(\alpha)}{V_\infty} \quad (2.5)$$

avec  $f$  et  $c$  étant la fréquence du signal et la corde du profil.



(a) Influence du pas de temps de la méthode explicite de résolution temporelle (b) Évaluation du nombre de sous-itérations nécessaires pour la résolution des modes d'instationnarités

FIGURE 2.6. – Étude de l'influence du schéma de résolution temporelle sur les spectres du flux de portance - Transformée de Fourier ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ,  $\alpha = 9^\circ$ )

Deux modes instationnaires principaux se distinguent. L'un à basse fréquence ( $St \sim 0.07$ ) et l'autre à plus haute fréquence ( $St \sim 0.18$ ), proche de la fréquence des tourbillons de Von Kármán  $St_{VK} = 0.2$ .

Le pas de temps explicite  $\Delta t = 10^{-6}$  permet une résolution fine de l'instationnarité de l'écoulement pour un coût de calcul important. Le schéma implicite de Gear avec 5 sous-itérations apporte une résolution similaire pour un coût de calcul divisé par 2.

La Figure 2.7 présente la valeur du CFL. La condition  $(CFL)_{max} < 1$  est respectée sur l'ensemble du domaine avec une valeur maximale à 0.68 pour le profil à forte incidence.

Par conséquent, le modèle de résolution temporelle implicite de Gear avec 5 sous-itérations est validé pour les écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds.

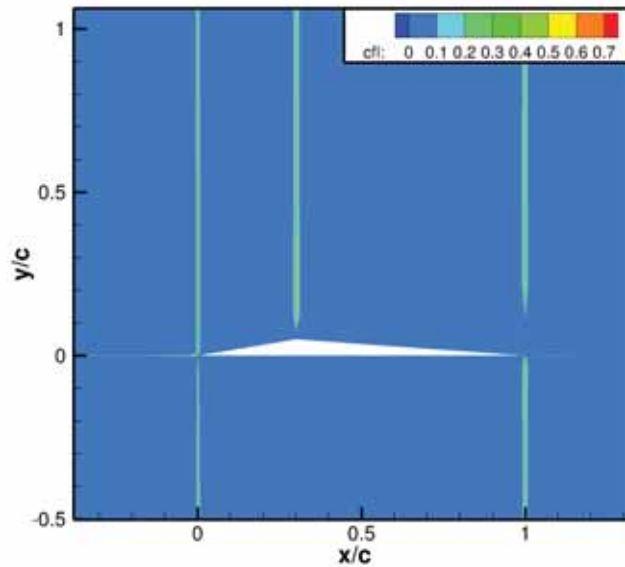


FIGURE 2.7. – Condition CFL sur le profil triangulaire pour un pas de temps  $\Delta t = 10^{-5}$  ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ,  $\alpha = 9^\circ$ )

### 2.1.3. Étude de densité du maillage 3D avec modélisation des parois de la soufflerie

Les parois de la veine d'essai du *Mars Wind Tunnel* ayant une influence sur les écoulements et les efforts générés par la section de profil triangulaire, elles ont été prises en compte pour l'évaluation du solveur elsA. Dans un premier temps, un maillage 2D de 117 000 nœuds avec parois supérieure et inférieure de la veine est généré pour chacune des incidences du profil à évaluer. À partir de ces maillages 2D, les maillages 3D sont créés en correspondance avec la géométrie de la veine d'essai. La condition de taille de première maille est respectée sur l'ensemble du domaine. Afin d'évaluer le raffinement 3D dans le sens de l'envergure de la section de profil, la convergence en maillage est réalisée à une incidence performante aérodynamiquement générant de fortes instationnarités :  $\alpha = 10^\circ$ . Deux raffinements sont évalués : le raffinement  $r_1$  possède 71 mailles en envergure et le raffinement  $r_{1.8}$  en possède 131, soit respectivement 8.3 millions et 15 millions de mailles sur l'ensemble du domaine. Les iso-surfaces de critère Q, représentant les structures tourbillonnaires et le cisaillement de la couche limite, et la répartition de pression sur la section du profil sont présentés sur la Figure 2.8.

La plus forte densité de mailles du raffinement  $r_{1.8}$  permet la convection des perturbations à l'origine des structures 3D de l'écoulement. Dans le cas du raffinement  $r_1$ , l'écoulement est principalement bidimensionnel. La différence de comportement dynamique implique des répartitions de pression (Fig. 2.8(c-d)) et une estimation des efforts aérodynamiques différentes.

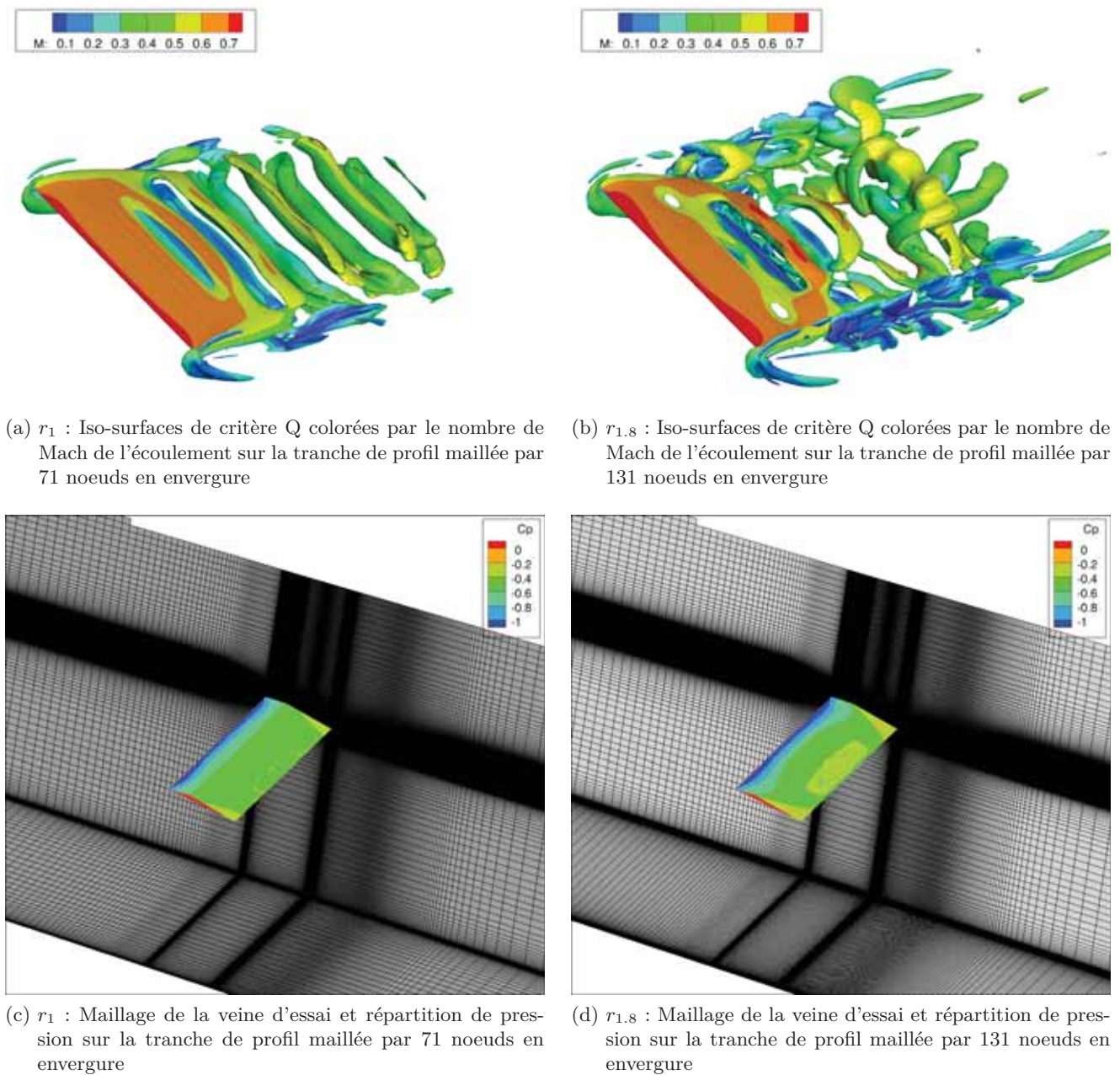


FIGURE 2.8. – Illustration de la tridimensionnalité des écoulements en fonction du raffinement de maillage de la tranche de profil dans le sens de l'envergure ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )

La méthode de l'*Extrapolation de Richardson* est à nouveau utilisée pour l'évaluation de l'erreur relative sur les efforts estimés. Le système de trois équations n'étant pas fermé avec deux raffinements de maillage, l'ordre de la méthode  $p$  du système 2D (§ 2.1.1) est utilisée pour chacune des grandeurs aérodynamiques (tableau 2.2).

Le raffinement  $r_{1.8}$  apparait comme une solution convergée pour la simulation de l'expérience du profil triangulaire dans le *Mars Wind Tunnel* avec des erreurs relatives inférieures à 2% sur les

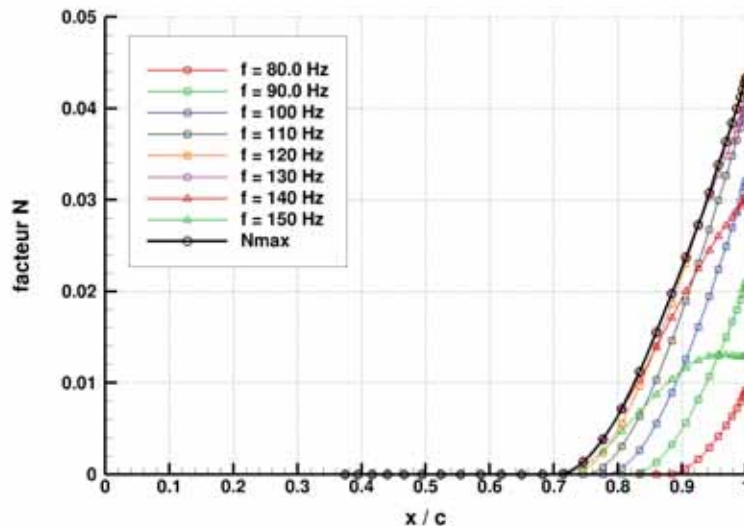
	$\overline{C_l}$	$\sigma_{C_l}$	$\overline{C_d}$	$\sigma_{C_d}$	$\overline{C_m}$	$\sigma_{C_m}$
p	5.51	1.58	2.62	1.35	3.05	2
Erreur relative pour $r_1$ (%)	6.6	57	8.2	76	5.7	15
Erreur relative pour $r_{1.8}$ (%)	0.26	23	1.8	34	0.9	4.7
Valeur convergée théorique	0.728	0.049	0.145	0.0138	-1.01	0.03

TABLE 2.2. – Erreur relative à la valeur convergée théorique de chacune des grandeurs moyennes de performances aérodynamiques et leurs écarts-types - Calcul 3D

coefficients aérodynamiques. La comparaison des efforts entre les simulations 2D et 3D est faite dans le § 2.3.2.

## 2.2. Étude de stabilité de la couche limite

L'hypothèse de laminarité de l'écoulement est faite pour les simulations numériques, il est donc nécessaire de s'assurer de sa véracité. Une étude de stabilité est réalisée avec le code MAMOUT [11]. Ce code, développé à l'ONERA, permet le calcul des modes propres locaux et de l'amplification des modes les plus instables. Le facteur  $N$  représente l'amplification de la turbulence de l'écoulement incident. Dans la méthode du  $e^N$ , il est utilisé comme critère de transition laminaire-turbulent. La Figure 2.9 présente le facteur  $N$  des fréquences les plus instables sur la corde du profil triangulaire en 2D,  $N_{\max}$  représente la valeur maximale.


 FIGURE 2.9. – Facteur  $N$  sur le profil triangulaire ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ,  $\alpha = 0^\circ$ )

Le facteur  $N$  maximal sur la corde du profil est inférieur à 0.05. Pour donner un ordre de grandeur, les souffleries hypersoniques sont connues pour connaître la transition à un facteur  $N$  très faible qui est de l'ordre de 2. Par conséquent, l'écoulement est totalement laminaire et la transition laminaire-turbulent est très loin d'être rencontrée à  $Re_c = 3000$ .

## 2.3. Les efforts aérodynamiques simulés par Navier-Stokes en écoulements compressibles en conditions martiennes

### 2.3.1. Simulations 3D avec le solveur elsA

L'expérience du profil triangulaire dans le *Mars Wind Tunnel* est simulée en 3D avec parois à trois incidences : une dans la partie linéaire ( $\alpha = 5^\circ$ ), une dans la partie transitoire ( $\alpha = 10^\circ$ ) et une dans la partie décrochée ( $\alpha = 15^\circ$ ) (Fig. 2.10).

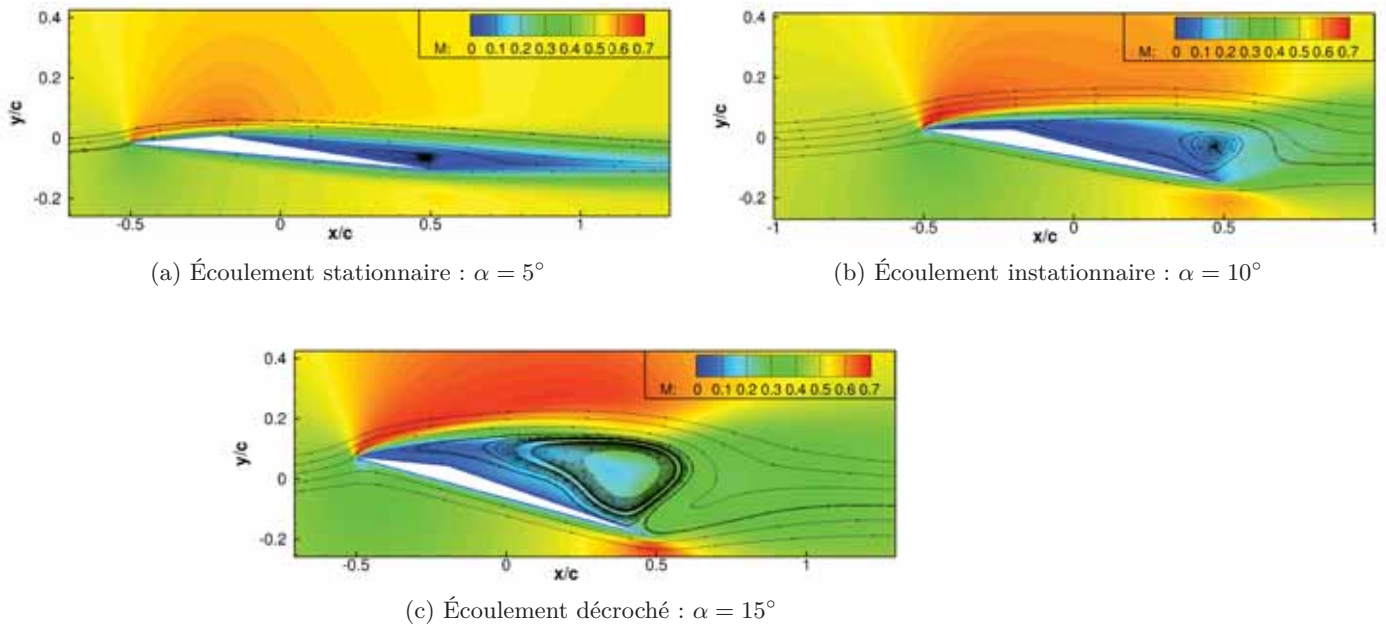


FIGURE 2.10. – Illustration du régime d'écoulement au milieu de la section de profil - Visualisation des champs de nombre de Mach 2D moyennés avec lignes de courant ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

L'estimation Navier-Stokes des coefficients aérodynamiques est comparée aux mesures expérimentales sur la Figure 2.11.

Le solveur elsA réussit avec succès à estimer les efforts générés aux incidences  $\alpha = \{5^\circ, 10^\circ\}$ . À l'incidence  $\alpha = 15^\circ$ , correspondant à un écoulement décollé dès le bord d'attaque, la simulation surestime le  $C_L$  d'environ 15% et le  $C_D$  d'environ 4%. La densité de maillage n'étant pas assez importante dans la zone de recirculation, les phénomènes physiques mis en œuvre dans un écoulement complètement décroché sont probablement mal simulés. Cependant, dans le cadre de cette étude, les performances aérodynamiques sont évaluées dans la gamme d'efforts efficace : la résolution des parties linéaire et transitoire est suffisante.

Le solveur laminaire instationnaire elsA est donc validé pour les écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds aux incidences non décrochées.

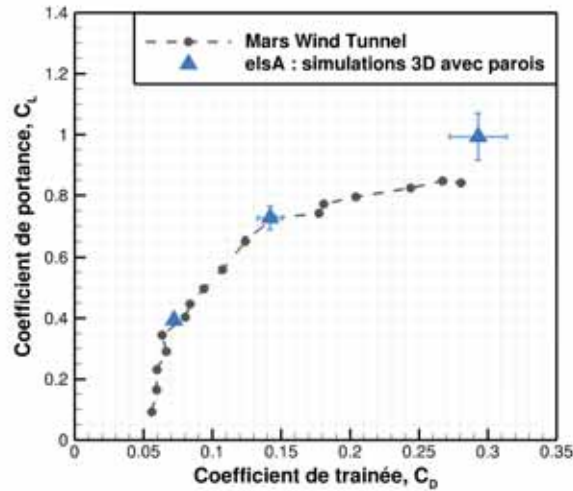


FIGURE 2.11. – Coefficients de portance et de traînée expérimentaux comparés aux efforts estimés en 3D par le solveur elsA ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

### Effet des parois de la veine d'essai sur le comportement de l'écoulement

Dans le but de corroborer les observations des auteurs [47] et de justifier l'effort d'une simulation 3D avec parois, l'influence des parois sur la tridimensionnalité de l'écoulement est étudié. Une simulation 3D de l'écoulement rencontré sur la section de profil triangulaire est réalisée avec une condition de périodicité aux bords du domaine. De cette façon, elle s'affranchit des effets de bords sur les parois de la veine d'essai et permet une comparaison avec la simulation avec condition de paroi. Les iso-surfaces de critère  $Q$  des simulations avec paroi et avec condition de périodicité sont présentées sur la Figure 2.12.

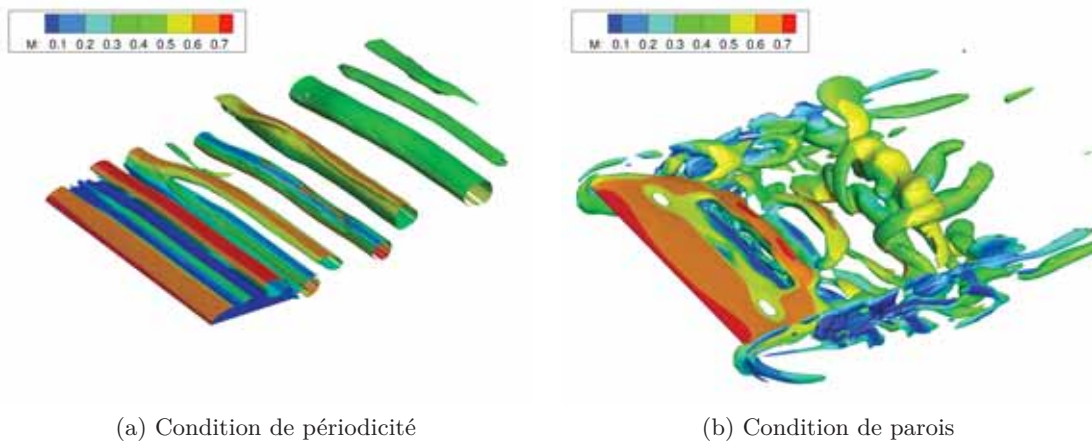


FIGURE 2.12. – Illustration de l'influence des parois sur la tridimensionnalité des écoulements - Iso-surfaces de critère  $Q$  colorées par le nombre de Mach de l'écoulement ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )

Avec la condition de périodicité aux parois, l'écoulement est globalement bidimensionnel. Des structures instationnaires de type von Kármán se forment au bord d'attaque du profil, elles sont convectées quasi-uniformément dans le sens de l'écoulement. Les perturbations à l'origine des effets 3D de l'écoulement sont donc générées aux parois de la veine d'essai.

Les répartitions de pression simulées sont comparées aux mesures PSP (Fig. 2.13). La simulation 3D avec condition de parois montre un comportement du fluide similaire à l'expérience. Une zone de recirculation formée au niveau des parois est à l'origine de la tridimensionnalité de l'écoulement. Par conséquent, elsA est en mesure de simuler l'influence des parois sur le comportement de l'écoulement.

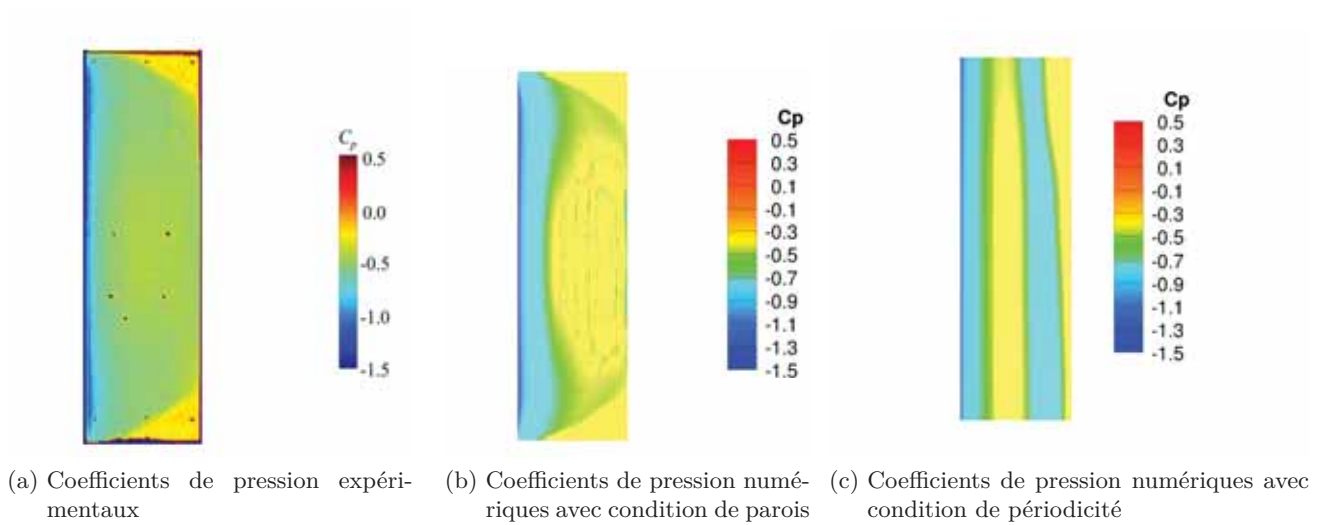


FIGURE 2.13. – Illustration du comportement similaire des écoulements entre la simulation 3D avec parois et l'expérimentation ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ,  $\alpha = 10^\circ$ )

### 2.3.2. Influence des phénomènes instationnaires sur les efforts 2D et 3D

La présence des parois du *Mars Wind Tunnel* perturbe l'écoulement et modifie son comportement instationnaire sur la section de profil. Les coefficients de portance générés par le profil triangulaire en configurations 2D, 3D avec condition de périodicité et 3D avec condition de parois sont comparés sur la Figure 2.14.

À faible incidence, l'instationnarité de l'écoulement est négligeable. *Les simulations 2D et 3D avec condition de périodicité* simulent les mêmes efforts aérodynamiques. À partir de l'incidence  $\alpha = 9^\circ$ , le décollement de la couche limite déclenche la formation de structures tourbillonnaires : l'écoulement est instationnaire. Aux incidences  $\alpha > 11^\circ$ , les efforts estimés en 2D rencontrent un gain de 50% de portance dû aux phénomènes instationnaires de l'écoulement, ce phénomène est expliqué en détail dans le chapitre 5. Dans la simulation 3D avec condition de périodicité, l'influence de l'instationnarité sur la portance est plus faible qu'en 2D. Toutefois, le gain en traînée est le même.

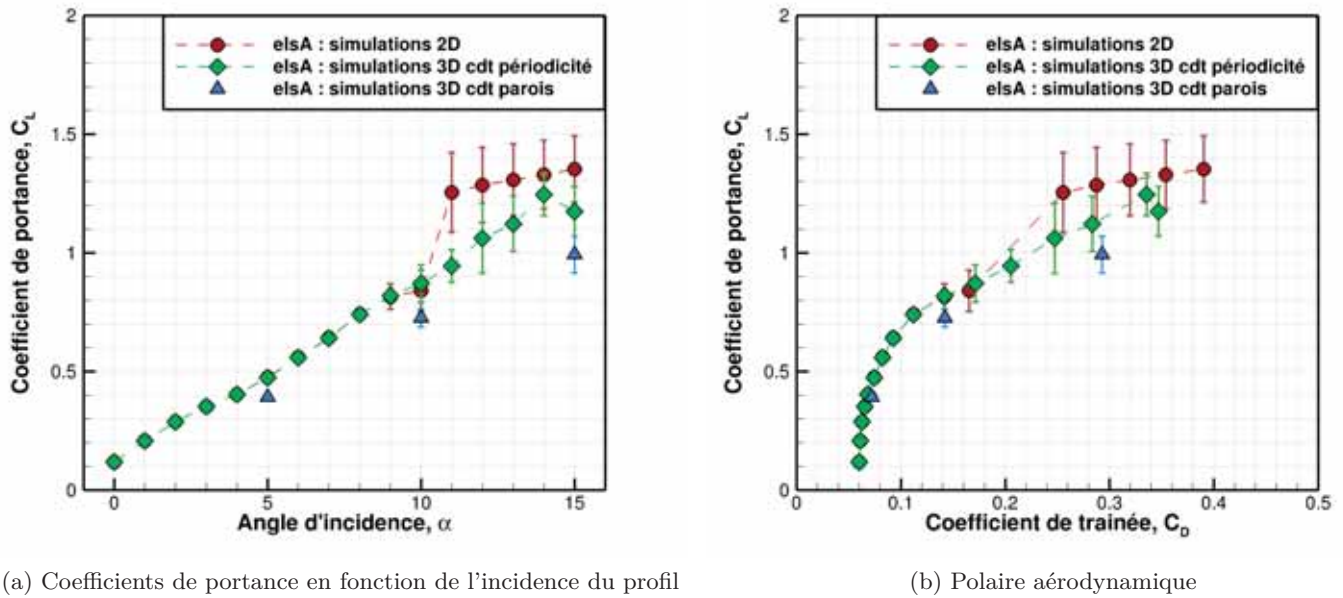


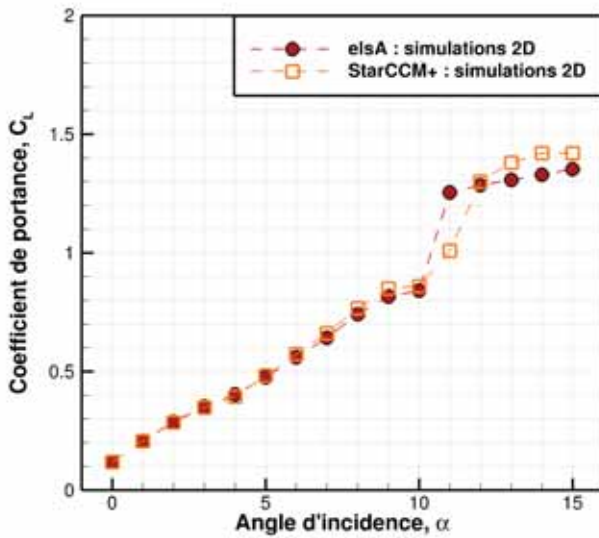
FIGURE 2.14. – Effet de la tridimensionnalité et de la présence des parois sur les efforts adimensionnés estimés par simulation elsA, l'instationnarité de l'écoulement est illustrée par l'écart-type du coefficient de portance ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

Avec la condition de parois, l'interaction de l'écoulement sur la section de profil avec les zones de recirculation générées aux parois diminue l'instationnarité de l'écoulement ainsi que le coefficient de portance. Ce phénomène est exacerbé avec l'augmentation de l'incidence, qui induit une augmentation du décollement et de l'instationnarité dans l'écoulement.

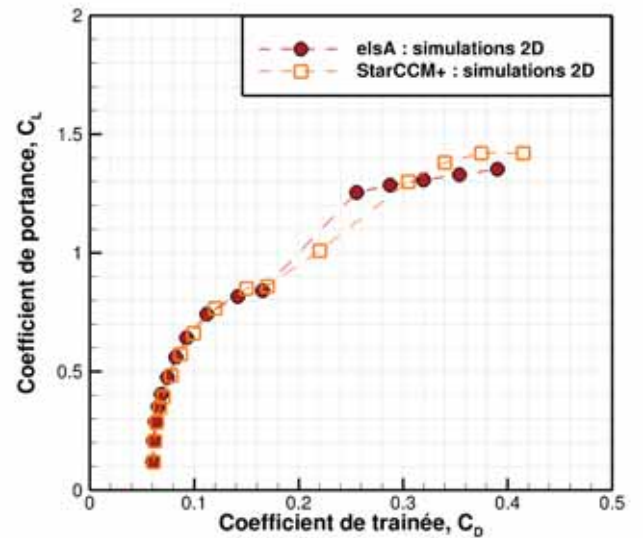
### 2.3.3. Comparaison des efforts simulés par elsA et StarCCM+

StarCCM+ est un solveur Navier-Stokes industriel [15], les simulations sont réalisées par T. Jardin à l'ISAE-SUPAERO. Il est utilisé dans les chapitres 6 (p. 125) et 7 (p. 137) pour l'estimation du comportement tridimensionnel de l'écoulement sur rotor. La résolution des équations de Navier-Stokes est incompressible, cependant, l'influence de la compressibilité est faible en régime nominal de fonctionnement. Les évaluations transsoniques sont réalisées avec elsA.

Le maillage 2D est composé d'environ  $10^5$  nœuds, avec 200 cellules carrées par corde de profil. La taille de première maille est donc de  $5 \times 10^{-3}$  pour une corde unitaire. Les schémas de discrétisation spatiale et temporelle sont du second ordre. Le profil triangulaire est évalué par StarCCM+ sur la gamme d'incidences  $\alpha \in [0^\circ, 15^\circ]$ , les efforts sont présentés sur la Figure 2.15.



(a) Coefficients de portance en fonction de l'incidence du profil



(b) Polaire aérodynamique

FIGURE 2.15. – Effet du code de simulation Navier-Stokes sur les efforts adimensionnés en 2D ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

Aux incidences  $\alpha < 11^\circ$ , l'estimation du coefficient de portance est proche pour les deux solveurs. Avec l'augmentation de l'incidence, StarCCM+ surestime légèrement la portance et la traînée en comparaison avec elsA. Aux incidences supérieures, l'instationnarité de l'écoulement engendre un fort gain d'efforts aérodynamiques pour les deux solveurs.

Ainsi, les deux solveurs Navier-Stokes retranscrivent des efforts comparables aux incidences performantes aérodynamiquement ainsi qu'une influence comparable de l'instationnarité sur le comportement de l'écoulement.

## Résumé et résultats principaux du chapitre

Les simulations Navier-Stokes n'ayant pas été validées sur les écoulements compressibles en conditions martiennes, l'expérience du profil triangulaire dans le *Mars Wind Tunnel* est modélisée numériquement. Les bords de la veine d'essai sont à l'origine d'un comportement tridimensionnel. Ainsi, une simulation 3D avec modélisation des bords de la veine est réalisée pour simuler l'ensemble de la physique de l'écoulement. Les paramètres numériques du solveur elsA et la laminarité de l'écoulement sont confirmés par des simulations 2D. Et les efforts simulés en 2D sont comparés au solveur Navier-Stokes StarCCM+, utilisé pour des simulations de voilure tournante par la suite.

### Résultats principaux :

- À  $Re_c = 3000$ , l'écoulement sur le profil triangulaire est exclusivement laminaire.
- Le solveur Navier-Stokes elsA est en mesure de simuler le comportement tridimensionnel des écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds tant qu'il n'est pas décroché.
- L'écoulement martien est fortement instationnaire. Le décollement de la couche limite est à l'origine de lâchers tourbillonnaires importants dans le sillage.
- Le frottement au niveau de la paroi est important en écoulement compressible en conditions martiennes, il est supérieur à la solution de Blasius au bord de fuite de l'intrados du profil triangulaire.
- Les couches limites développées sur les parois de la veine d'essai du *Mars Wind Tunnel* sont à l'origine de la tridimensionnalité de l'écoulement. L'interaction avec la section de profil triangulaire déclenche un décollement qui vient interférer avec l'écoulement bidimensionnel de la section de profil. Ce comportement tridimensionnel a pour effet de diminuer la portance et d'augmenter la traînée.
- Les simulations 3D avec condition de périodicité sur les parois ne se comportent pas comme les simulations 2D aux grandes incidences. L'instationnarité est supérieure dans le cas des simulations 2D.
- L'instationnarité de l'écoulement a beaucoup d'effet sur les efforts aérodynamiques. Elle augmente la portance par accélération du fluide à l'extrados et augmente la traînée par les lâchers tourbillonnaires dans le sillage.
- Les solveurs elsA et StarCCM+ concordent dans l'estimation des efforts tant que l'écoulement n'est pas décroché. Le gain d'efforts causé par les lâchers tourbillonnaires est également simulé par StarCCM+. Cependant, c'est un phénomène très instationnaire, il est donc difficile à simuler avec une grande précision et les estimations diffèrent légèrement entre les deux codes.

## Conclusion du chapitre

La résolution des équations de Navier-Stokes permet la simulation du comportement instationnaire des écoulements martiens rencontrés dans le cadre de l'expérience du *Mars Wind Tunnel* aux incidences non décrochées. Les incidences les plus performantes aérodynamiquement des profils cambrés sont donc bien simulées. Et, on suppose par extension que les solveurs Navier-Stokes instationnaires simulent correctement le comportement des écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds en 2D et en 3D sur rotor.

L'objectif de cette étude est de construire un système propulsif adapté aux conditions atmosphériques martiennes. Ainsi, pour les optimisations de géométries 2D et 3D, le solveur Navier-Stokes instationnaire elsA est utilisé pour évaluer les estimations des codes à coût de calcul plus faible dans le but d'évaluer les outils les plus adéquats à chaque optimisation.

# Évaluation des codes de simulation pour un processus d'optimisation de profil 2D

## Sommaire

---

<b>3.1. Efforts estimés sur deux géométries en conditions de vol de référence d'un micro-drone martien . . . . .</b>	<b>52</b>
3.1.1. Profil triangulaire . . . . .	53
3.1.2. Profil cambré . . . . .	55
3.1.3. Discussion sur l'estimation des efforts avec les codes stationnaires . . . . .	57
<b>3.2. Simulation du comportement du fluide sur le profil cambré . . . . .</b>	<b>57</b>
3.2.1. Estimation du point de décollement sur l'ensemble de la gamme d'incidences	57
3.2.2. Estimation du comportement du fluide à coefficient de portance donné .	58
<b>3.3. Discussion sur l'outil le plus adéquat pour une optimisation de profil</b>	<b>61</b>
<b>3.4. Estimations du code XFOIL sur l'ensemble de la gamme de conditions de vol d'un micro-drone martien . . . . .</b>	<b>61</b>
3.4.1. Évolution des efforts en fonction du nombre de Reynolds . . . . .	61
3.4.2. Évolution des efforts en fonction de la compressibilité . . . . .	62

---

Dans un processus d'optimisation de profil, le code choisi pour l'évaluation des performances 2D doit apporter le meilleur rapport entre qualité de prévision et temps de calcul. La résolution instationnaire des équations de Navier-Stokes permet la prise en compte de l'ensemble de la physique de l'écoulement mais elle est très coûteuse (tableau 3.1). La résolution stationnaire des équations de Navier-Stokes néglige la convection temporelle des structures instationnaires. Elle apporte une estimation du comportement global de l'écoulement pour un temps de calcul diminué. Le code XFOIL [20] permet une résolution stationnaire et simplifiée des écoulements en un temps négligeable. Il s'appuie sur la méthode des singularités en couplage fort avec une méthode intégrale de couche limite. Compte tenu des coûts de calcul, XFOIL est tout indiqué pour l'optimisation. La cohérence des estimations des trois codes est évaluée pour déterminer l'outil le plus adéquat à l'optimisation. Un processus d'optimisation tendant à aller aux limites de fonctionnement du code de résolution utilisé [21], il est nécessaire d'évaluer la cohérence de l'estimation des efforts et

du comportement du fluide sur plusieurs géométries et sur l'ensemble de la gamme de conditions atmosphériques.

	elsA instationnaire	elsA stationnaire	XFoil
Temps CPU (h)	$2.10^4$	$2.10^3$	$3.10^{-5}$

TABLE 3.1. – Temps CPU de simulation des écoulements rencontrés sur le profil cambré (Fig. 3.4(a)) pour la gamme d'angles d'incidence  $\alpha \in [0^\circ, 15^\circ]$  sur le ordinateur Sator (1 processeur)

Les évaluations Navier-Stokes de ce chapitre ont été réalisées sur des maillages structurés en  $H$  d'environ 89000 mailles, générés à partir de la taille de première maille  $2.10^{-4}$  pour une corde unitaire et comportant respectivement 240 et 150 nœuds sur l'extrados et l'intrados du profil. La résolution spatiale est réalisée par schéma de Roe et la résolution temporelle par schéma implicite de Gear avec un pas de temps de  $10^{-5}$  sec et 5 sous-itérations. La validation des schémas et du maillage sont réalisées dans le § 2.1 (p. 34).

Les évaluations XFoil sont réalisées avec une centaine de points de discrétisation autour de chaque profil. Pour permettre la convergence du code sur le profil cambré, possédant un bord de fuite droit (Figure 3.4(a)), la densité de points au bord de fuite est diminuée pour relâcher la contrainte de forme. L'influence de la forme du bord de fuite est étudiée par Navier-Stokes dans le § 5.2.2 (p. 102), elle a peu d'influence sur les efforts aérodynamiques ou sur le comportement de l'écoulement.

### 3.1. Efforts estimés sur deux géométries en conditions de vol de référence d'un micro-drone martien

Pour l'évaluation de l'outil le plus adéquat au processus d'optimisation, les codes sont évalués en conditions de vol de référence ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ). Deux formes de profil sont simulées pour s'assurer de la cohérence générale des estimations (Fig. 3.1(a) & 3.3(a)). Le profil triangulaire possède une discontinuité dans sa géométrie à l'origine de décollements massifs générant de fortes instationnarités dans l'écoulement. Il a été utilisé pour la validation des simulations Navier-Stokes dans le chapitre 2. Tandis que le profil cambré (profil *Shrestha et al.* [55]), possède une forme représentative des profils performants en écoulement à très faible nombre de Reynolds. C'est une plaque cambrée à 6.35% d'épaisseur relative 1% à bord d'attaque pointu et bord de fuite droit. Il a été optimisé grâce à une étude numérique et expérimentale de l'influence de la cambrure, de l'épaisseur et de la forme des extrémités d'une plaque cambrée sur les performances aérodynamiques à très faible nombre de Reynolds [9] [8].

La fonction objectif du processus d'optimisation (présentée dans le § 4.1, p. 68) est basée sur la moyenne de la fonction de performance locale  $P_\alpha$  (définie comme la moyenne entre le coefficient d'endurance et la finesse aérodynamique - eq. 3.1) sur plusieurs incidences et nombres de Reynolds. L'évolution de cette fonction est évaluée pour la détermination du code le plus

adéquat au processus d'optimisation (Fig. 3.2(a-b) & 3.4(a-b)).

$$P_\alpha = \frac{1}{2} \left[ \frac{C_L^{3/2}}{C_D} + \frac{C_L}{C_D} \right] \quad (3.1)$$

### 3.1.1. Profil triangulaire

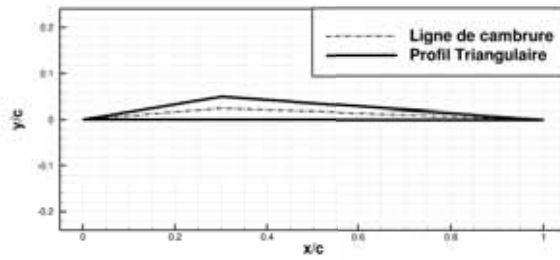
Les efforts estimés par les codes XFOIL, elsA stationnaire (elsA-S) et elsA instationnaire (elsA-I) sont présentés sur la Figure 3.1. L'écart-type des efforts illustre l'instationnarité dans l'écoulement. L'évolution de la performance aérodynamique sur la gamme d'incidence  $\alpha \in [0^\circ, 15^\circ]$  est présentée sur la Figure 3.2.

- À faible incidence ( $\alpha < 5^\circ$ ), les efforts estimés par les solveurs elsA-S et elsA-I sont équivalents (Fig. 3.1(b-c)). Ceci signifie que l'écoulement est stationnaire malgré le décollement massif induit par la discontinuité de géométrie à l'abscisse  $x/c = 0.3$ . XFOIL montre également une estimation des efforts concordante avec les calculs Navier-Stokes.
- Aux incidences  $\alpha \in [5^\circ, 10^\circ]$ , l'instationnarité de l'écoulement a tendance à augmenter les efforts aérodynamique de elsA-I par rapport aux codes stationnaires. L'augmentation de la portance étant plus importante que celle de la traînée, les performances aérodynamiques augmentent avec l'instationnarité jusqu'à  $\alpha = 7^\circ$  pour finalement rencontrer la divergence de traînée aux incidences supérieures (Fig. 3.2(b)).

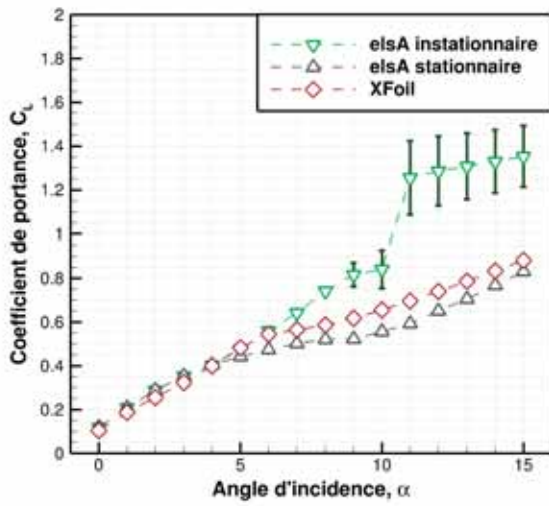
Pour elsA-S, la divergence de traînée est rencontrée à la même incidence que elsA-I, l'incidence optimale est donc également  $\alpha = 7^\circ$ . Cependant, la portance étant sous-estimée à ces incidences, le coefficient de portance de divergence de traînée est largement sous-estimé (Fig. 3.2(a)).

L'estimation de portance de XFOIL est supérieure à celle de elsA-S, ce qui le rapproche de elsA-I (Fig. 3.1(b-c)). Cependant, le code potentiel estime l'incidence de divergence de traînée à  $\alpha = 7^\circ$ , l'incidence optimale pour les deux autres solveurs. Toutefois, son coefficient de portance étant supérieur à celui de elsA-S à cette incidence, l'estimation du coefficient de portance de divergence de traînée est plus proche de celle de elsA-I (Fig. 3.2).

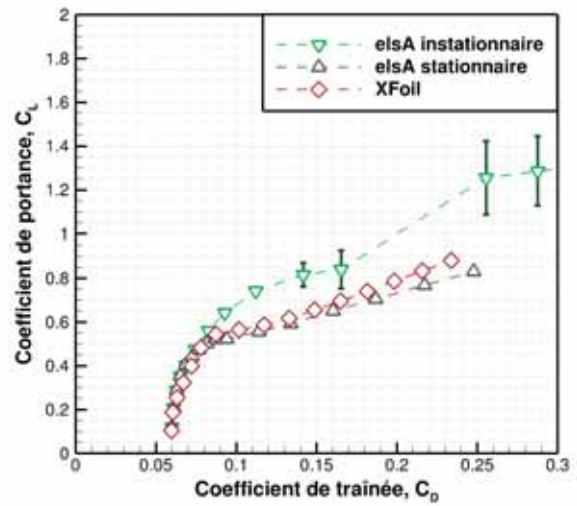
- Aux incidences  $\alpha \in [11^\circ, 15^\circ]$ , le comportement instationnaire des écoulements entre dans un nouveau régime : les efforts estimés par elsA-I augmentent fortement (Fig. 3.1(b-c)). Les codes stationnaires ne sont pas en mesure de représenter ce phénomène.



(a) Profil triangulaire

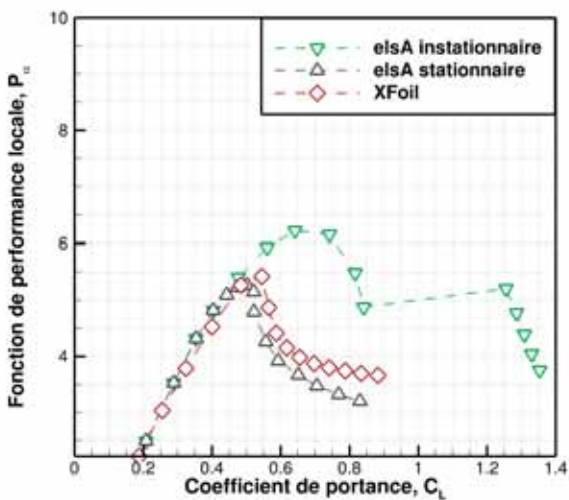


(b)

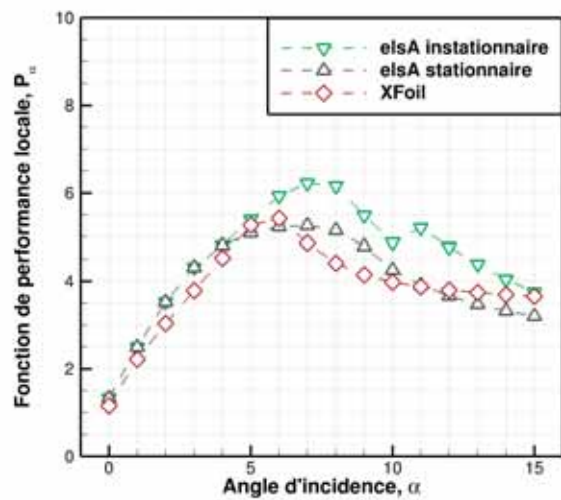


(c)

FIGURE 3.1. – Efforts intégrés sur le profil triangulaire en fonction du code de résolution 2D ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )



(a)



(b)

FIGURE 3.2. – Performances aérodynamiques estimées sur le profil triangulaire en fonction du code de résolution 2D ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

Par conséquent, les deux codes stationnaires ne montrent pas la même estimation des efforts pour le profil triangulaire, particulièrement aux incidences instationnaires ( $\alpha > 5^\circ$ ). L'estimation des efforts de portance et de traînée de XFOIL est plus proche de celle de elsA-I que elsA-S. En revanche, il sous-estime l'incidence de performance aérodynamique maximale.

Le profil triangulaire ne représente pas une géométrie performante en écoulements martiens. La couche limite est décollée sur une grande partie du profil sur l'ensemble de la gamme d'incidences. Il est important d'évaluer les deux codes stationnaires sur un profil représentatif des formes performantes en écoulement à très faible nombre de Reynolds.

### 3.1.2. Profil cambré

Les efforts estimés par les codes XFOIL, elsA stationnaire (elsA-S) et elsA instationnaire (elsA-I) sont présentés sur la Figure 3.3. L'écart-type des efforts illustre l'instationnarité dans l'écoulement. L'évolution de la performance aérodynamique sur la gamme d'incidence  $\alpha \in [0^\circ, 15^\circ]$  est présentée sur la Figure 3.4.

- À très faible incidence ( $\alpha < 3^\circ$ ), XFOIL sous-estime très fortement les coefficients de portance générés par le profil cambré par rapport aux calculs Navier-Stokes (Fig 3.3(b)). L'accélération du fluide à l'intrados due au décollement de la couche limite compense la diminution de pression à l'extrados, impactant ainsi la portance générée.

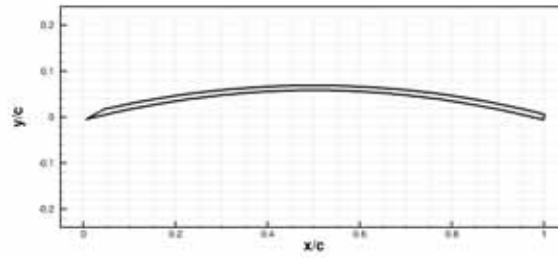
Les estimations de elsA-S et elsA-I ne sont pas exactement équivalentes (Fig. 3.3(b)). Ainsi, sur ce profil cambré, l'instationnarité de l'écoulement impacte les efforts dès les plus faibles incidences.

- Sur la plage d'incidences  $\alpha \in [3^\circ, 9^\circ]$ , l'estimation de portance du solveur elsA-I est plus importante que celle des codes stationnaires. L'instationnarité de l'écoulement a donc une forte influence sur les efforts alors que l'écart-type est faible.

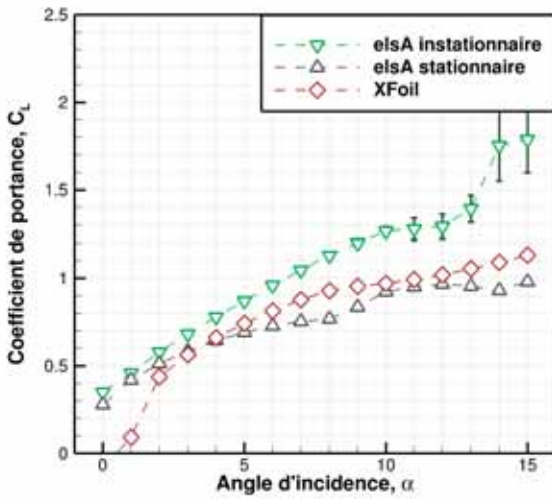
L'estimation de la portance par XFOIL est plus importante que celle de elsA-S, lui permettant ainsi d'être plus proche de l'estimation de elsA-I. En revanche, l'estimation de la traînée du code potentiel est forte, ce qui implique une sous-estimation de la fonction de performance pour les incidences  $\alpha < 5^\circ$  par rapport à Navier-Stokes (Fig. 3.4(b)).

De manière générale, les deux codes stationnaires estiment de façon concordante avec elsA-I l'évolution de la performance profil en fonction de l'angle d'incidence. L'estimation du coefficient de portance étant différente entre XFOIL et elsA-S, le coefficient de portance de performance maximale est supérieur pour XFOIL (Fig. 3.4).

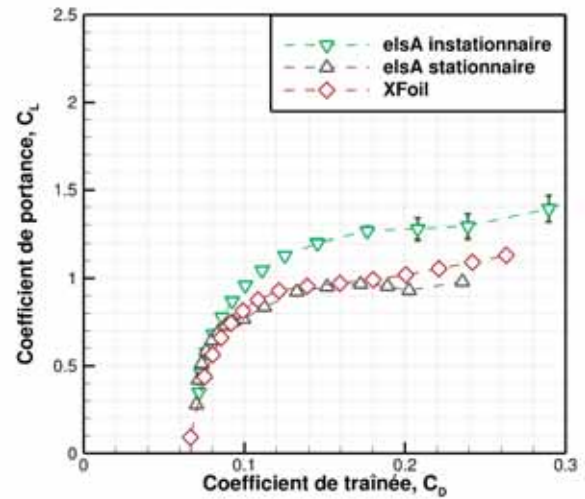
- Aux incidences  $\alpha > 9^\circ$ , l'instationnarité augmente dans l'écoulement. Les efforts sont très fortement sous-estimés par les codes stationnaires par rapport à elsA-I. Cependant, l'évolution de la fonction de performance en fonction de l'incidence reste globalement en accord avec le solveur elsA-I (Fig. 3.4(b)).



(a) Profil cambré

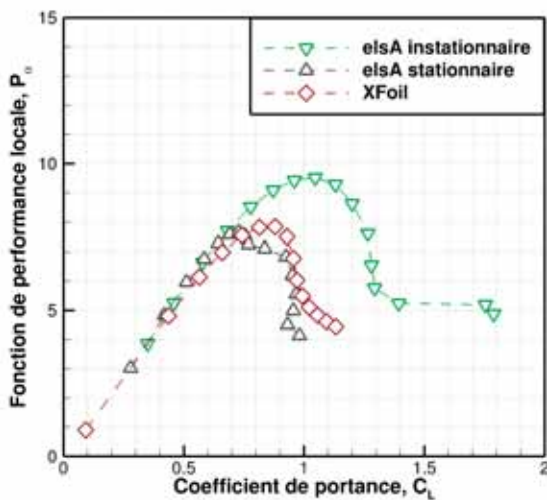


(b)

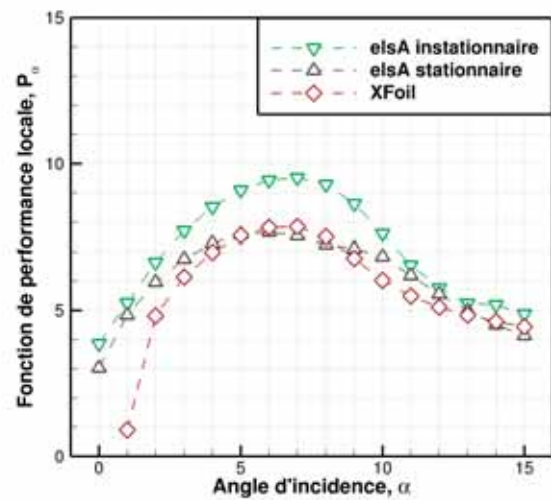


(c)

FIGURE 3.3. – Efforts intégrés sur le profil cambré en fonction du code de résolution 2D ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )



(a)



(b)

FIGURE 3.4. – Performances aérodynamiques estimées sur le profil cambré en fonction du code de résolution 2D ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

Par conséquent, les deux codes stationnaires estiment bien l'évolution de la fonction de performance profil en fonction de l'angle d'incidence. L'estimation du coefficient de portance par XFOil est toutefois plus proche de elsA-I que elsA-S. Il est noté qu'à faible incidence, XFOil simule un décollement massif à l'intrados à l'origine d'une diminution du coefficient de portance. Ce phénomène n'est pas simulé par Navier-Stokes aux incidences évaluées.

#### 3.1.3. Discussion sur l'estimation des efforts avec les codes stationnaires

En écoulement instationnaire, les codes stationnaires sous-estiment fortement les efforts aérodynamiques générés par rapport à elsA-I. En effet, les structures tourbillonnaires générées dans la couche limite sont à l'origine d'accélération du fluide et de perturbations du sillage qui impliquent une augmentation des efforts de portance et de traînée. Les codes stationnaires sont tout de même en mesure d'estimer l'évolution des efforts en fonction de la plage d'incidences sur deux profils de formes très différentes. De plus, les incidences les plus efficaces aérodynamiquement pour le solveur elsA-I sont faiblement instationnaires. Ainsi, pour un processus d'optimisation, un code stationnaire pourrait simuler le comportement des écoulements aux incidences efficaces. Il est donc nécessaire de vérifier la cohérence des simulations du comportement du fluide des différents codes pour déterminer l'outil le plus adéquat à l'optimisation. Le profil cambré étant plus proche de la forme optimale, il est utilisé pour cette évaluation.

## 3.2. Simulation du comportement du fluide sur le profil cambré

La cohérence des codes sur les estimations de comportement du fluide est évaluée sur le profil cambré. La position du point de décollement a beaucoup d'influence sur l'estimation des efforts et de l'incidence de divergence de traînée, ainsi, il est important de l'évaluer. Puis, les efforts se traduisant par un différentiel de pression entre l'extrados et l'intrados, les répartitions de coefficient de pression sont également comparées.

### 3.2.1. Estimation du point de décollement sur l'ensemble de la gamme d'incidences

Le décollement de la couche limite engendre une forte perturbation du sillage à l'origine d'une augmentation de la traînée aérodynamique. En écoulement instationnaire, cette augmentation de traînée est accompagnée d'une augmentation des efforts de portance. Ce phénomène est étudié plus en détail dans le chapitre 5 (p. 87). Avec les codes de résolution stationnaire, elle pénalise juste les performances aérodynamiques.

L'abscisse de décollement de la couche limite à l'extrados du profil cambré est comparée entre les différents codes de résolution sur la Figure 3.5. Elle est déterminée grâce au coefficient de frottement  $C_f$  qui est négatif quand la couche limite est décollée.

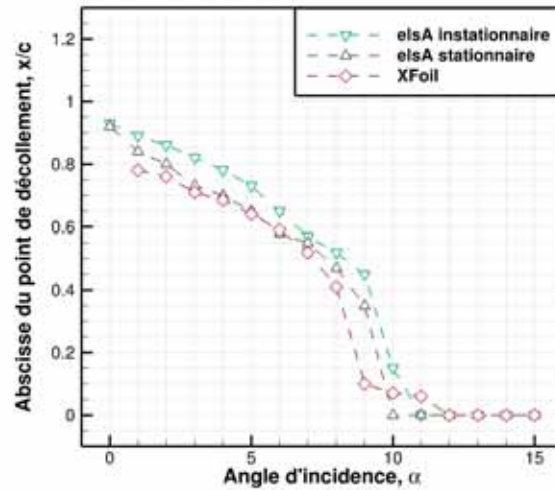


FIGURE 3.5. – Estimation de l’abscisse de décollement de la couche limite à l’extrados du profil cambré par les codes XFOil, elsA stationnaire et elsA instationnaire ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

- L’estimation de la position du décollement par elsA-I évolue graduellement de  $x/c = 0.93$  à  $x/c = 0.45$  dans la gamme d’incidence  $\alpha \in [0^\circ, 9^\circ]$ . Puis, il a lieu à l’abscisse  $x/c = 0.15$  à  $\alpha = 10^\circ$  pour finalement évoluer au bord d’attaque aux incidences supérieures.
- Les codes de résolution stationnaire concordent bien avec elsA-I sur l’évolution du point de décollement en fonction de l’incidence. Cependant, l’instationnarité de l’écoulement montre une tendance à retarder le décollement en énergisant la couche limite. Un biais de position est donc présent entre les estimations stationnaires et instationnaires. On remarque également que l’estimation de XFOil évolue différemment de celle des autres codes pour les faibles et les grandes incidences. Cependant, la position du décollement est bien estimée pour les incidences les plus efficaces du profil cambré (Fig. 3.4(e)).

Par conséquent, les estimations de XFOil et elsA stationnaire sur la position du décollement de la couche limite du profil cambré sont globalement concordantes avec elsA-I, malgré le retardement de décollement induit par l’instationnarité de l’écoulement. Il s’agit maintenant de comparer leurs estimations de comportement du fluide à portance donnée.

### 3.2.2. Estimation du comportement du fluide à coefficient de portance donné

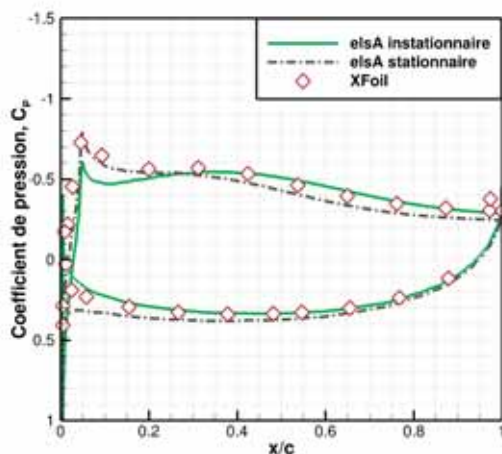
Le comportement du fluide est étudié à différents coefficients de portance afin d’évaluer la cohérence des estimations des codes sur un profil cambré, proche des formes de profils optimisés. Les répartitions de pression et le point de décollement de la couche limite sont comparés entre les codes XFOil, elsA stationnaire (elsA-S) et elsA instationnaire (elsA-I) sur le profil cambré à deux valeurs de portance différentes :

- $C_L \sim 0.685$  : les efforts sont plus importants par la résolution Navier-Stokes instationnaire mais la fonction de performance locale a une valeur proche pour les trois codes (Fig. 3.4(a)).
- $C_L \sim 0.775$  : les performances aérodynamiques diffèrent entre les codes de résolution (Fig.

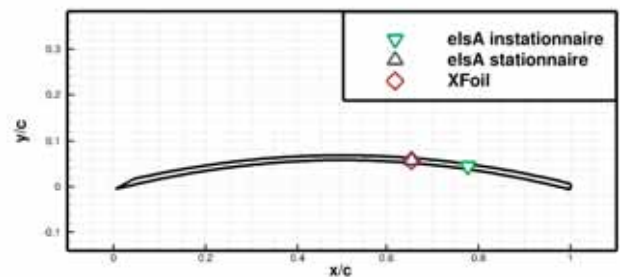
3.4(a)).

Le comportement du fluide n'est pas comparé aux portances  $C_L > 0.8$  car à portance donnée, la différence d'incidence entre le code de résolution instationnaire et les codes stationnaire est trop grande pour pouvoir comparer l'estimation du comportement du fluide.

- À  $C_L \sim 0.685$  :
  - XFOil et elsA-S montrent des comportements proches. XFOil atteint cette portance à l'incidence  $\alpha = 4.3^\circ$  alors que elsA stationnaire l'atteint à  $\alpha = 5^\circ$ . Cependant, ils prévoient le décollement de la couche limite à la même abscisse  $x/c = 0.65$  (Fig. 3.6(b)). Sur les répartitions de pression (Fig 3.6(a)), la survitesse au bord d'attaque de l'extrados, se traduisant par un fort gradient de pression, atteint une valeur de pression équivalente entre les deux codes stationnaires. Par contre, la pression est légèrement plus faible avec XFOil sur la première partie du profil à l'intrados et sur la seconde partie du profil à l'extrados. Ce phénomène étant équi-réparti et faible à ce coefficient de portance, il n'a pas d'influence sur les efforts intégrés ou sur le point de décollement de la couche limite.
  - elsA-I se comporte de façon différente, il atteint ce coefficient de portance à l'incidence  $\alpha = 3^\circ$ . La différence d'incidence et la prise en compte de l'instationnarité influent sur la position du point de décollement de la couche limite qui se trouve plus loin sur le profil (Fig. 3.6(b)). Les répartitions de pression sont également différentes, au bord d'attaque, la survitesse à l'extrados et le ralentissement du fluide à l'intrados sont moins importants que pour les codes stationnaires à incidence supérieure. En seconde partie de profil, l'accélération moyenne du fluide à l'extrados est plus importante avec la prise en compte des structures instationnaires libérées à l'arrière du profil. Ce phénomène compense la plus faible différence de pression au bord d'attaque et permet de générer des forces de portances équivalentes aux codes stationnaires à plus faible incidence.



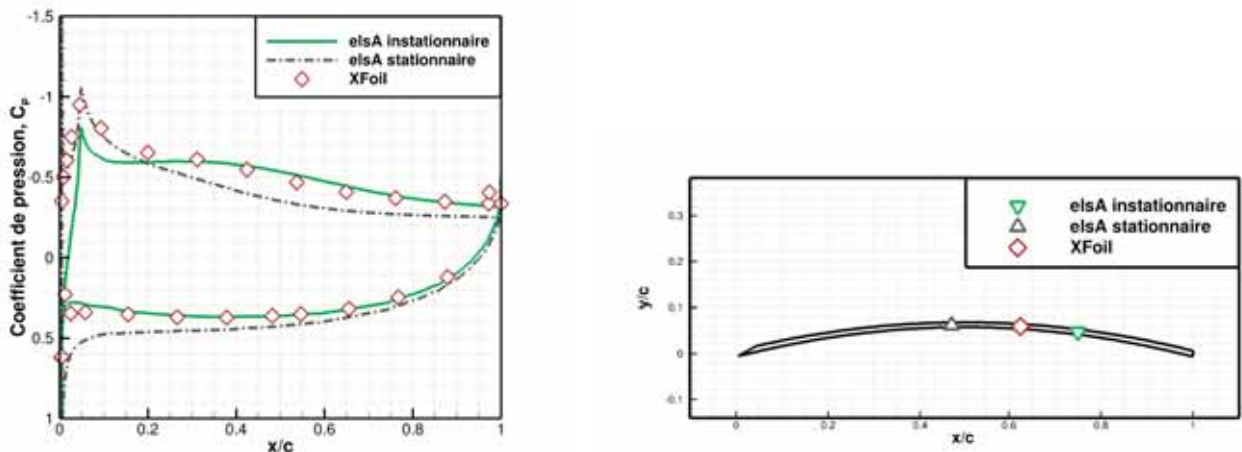
(a) Répartition de pression en fonction du code de résolution à  $C_L \sim 0.685$



(b) Point de décollement à l'extrados en fonction du code de résolution à  $C_L \sim 0.685$

FIGURE 3.6. – Comportement du fluide sur le profil cambré selon le code de résolution au coefficient de portance  $C_L \sim 0.685$  ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

- À  $C_L \sim 0.775$ , les comportements du fluide simulés par les trois codes diffèrent.
  - Pour les codes stationnaires, elsA-S atteint cette portance à l'incidence  $\alpha = 8^\circ$  et XFoil l'atteint à l'incidence  $\alpha = 5.5^\circ$ . Malgré la plus faible incidence d'XFoil, les deux codes stationnaires simulent de la même façon la survitesse au bord d'attaque de l'extrados (Fig. 3.7(a)). Par contre, les tendances décelées à  $C_L \sim 0.685$  sont exacerbées, la vitesse simulée du fluide est bien plus importante pour le code XFoil à l'extrados à partir de l'abscisse  $x/c = 0.2$  et à l'intrados dès le bord d'attaque du profil. À part au bord d'attaque de l'extrados, les répartitions de pression simulées par XFoil sont proches de celles du solveur elsA-I à l'incidence  $\alpha = 4^\circ$ .
  - En ce qui concerne le point de décollement de la couche limite, la plus forte incidence du code elsA-S et son estimation de la survitesse au bord d'attaque impliquent un gradient de pression important à l'extrados et un point de décollement rencontré dès  $x/c = 0.475$  (Fig. 3.7(b)). Dans XFoil, la forte accélération du fluide à l'extrados implique un faible gradient de pression et un décollement de la couche limite n'ayant lieu qu'à l'abscisse  $x/c = 0.65$  du profil cambré. Cette différence de comportement entre les deux codes stationnaires implique une différence dans la fonction de performance locale. L'évolution du point de décollement de elsA stationnaire engendre une augmentation de la traînée qui diminue les performances à  $C_L \sim 0.775$ , ce phénomène n'est pas simulé par le code XFoil.
  - Le solveur elsA-I montre un comportement du fluide proche de celui à  $C_L \sim 0.685$ , le point de décollement a légèrement reculé, son abscisse est  $x/c = 0.75$ , et les répartitions de pression sont élargies du fait de à l'incrément d'incidence. La différence d'incidence avec les codes stationnaires se remarque encore par la faible survitesse simulée par le solveur instationnaire qui génère des efforts supérieurs dus aux structures instationnaires en seconde partie de profil.



(a) Répartition de pression en fonction du code de résolution à  $C_L \sim 0.775$

(b) Point de décollement à l'extrados en fonction du code de résolution à  $C_L \sim 0.775$

FIGURE 3.7. – Comportement du fluide sur le profil cambré selon le code de résolution au coefficient de portance  $C_L \sim 0.775$  ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

### 3.3. Discussion sur l'outil le plus adéquat pour une optimisation de profil

L'instationnarité ayant une forte influence sur les efforts générés, elsA-I est le meilleur outil pour un processus d'optimisation prenant en compte l'ensemble de la physique de l'écoulement. Cependant, son coût de calcul est trop important pour l'investigation de l'ensemble du domaine des formes de profil 2D. Les deux codes stationnaires permettent une estimation concordante des efforts générés (Fig. 3.1(c) & 3.3(c)) et de la fonction de performance utilisée dans le processus d'optimisation pour deux formes de profils très différentes (Fig. 3.2(a) & 3.4(a)).

Le comportement des écoulements simulés par les deux codes stationnaires diffère sur certains points. À valeur de portance équivalente, l'incidence simulée par XFOil est inférieure à celle de elsA stationnaire. Pourtant, l'estimation de la survitesse au bord d'attaque est semblable pour les incidences faiblement instationnaires (Fig. 3.6(a) & 3.7(a)). Après le bord d'attaque, XFOil estime des vitesses locales plus importantes à l'intrados et l'extrados, ce qui induit des répartitions de pression plus proches des répartitions de pression moyennées du code elsA-I (Fig. 3.7(a)). Ce comportement induit des gradients de pression moins importants à l'extrados impliquant un décollement de la couche limite retardé à portance donnée par rapport à elsA-S.

*XFOil permet donc une simulation du comportement des écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds plus proche du solveur elsA-I pour les incidences performantes aérodynamiquement.*

Le coût de calcul de XFOil étant  $\sim 10^7$  fois plus faible que le solveur elsA-S. Il est choisi pour l'évaluation des performances aérodynamiques stationnaires dans le processus d'optimisation de profils. Dans le processus d'optimisation, la fonction objective est construite comme la moyenne de la fonction de performance locale  $P_\alpha$  sur plusieurs incidences et nombres de Reynolds. Ainsi, la cohérence de son comportement est étudiée sur l'ensemble de la gamme de conditions de vol du micro-drone Martien afin de vérifier sa capacité à prendre en compte l'évolution en compressibilité et en nombre de Reynolds.

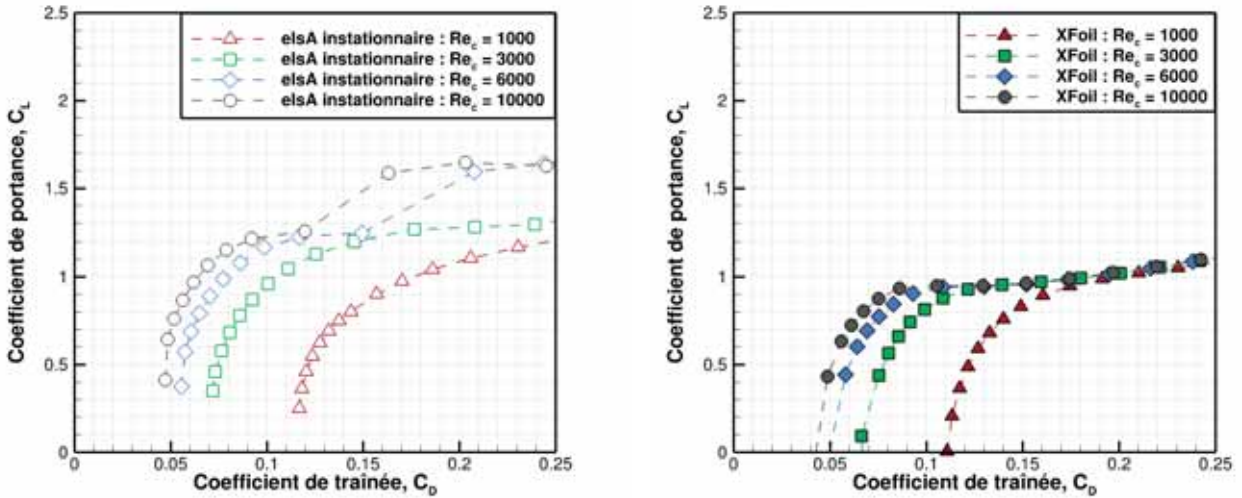
### 3.4. Estimations du code XFOil sur l'ensemble de la gamme de conditions de vol d'un micro-drone martien

Les conditions locales d'écoulement sur un rotor de micro-drone adapté aux écoulements martiens varient fortement le long de la pale. Afin de construire une forme de profil performante, les estimations du code utilisé doivent être examinées sur l'ensemble de cette gamme. Les estimations du code XFOil sont comparées à celles du solveur validé elsA-I.

#### 3.4.1. Évolution des efforts en fonction du nombre de Reynolds

Le comportement d'un objet en interaction avec un fluide dépend directement du nombre de Reynolds. Son influence sur l'écoulement instationnaire dans les gammes de conditions d'écou-

lement rencontrées par un micro-drone martien est étudiée en détail dans le chapitre 5 (p. 87). Les polaires estimées par XFOil montrent la même évolution que celles estimées par elsA-I sur la gamme de nombre de Reynolds évaluée (Fig. 3.8). Les différences en coefficient de portance sont dues à la prise en compte de l'instationnarité de l'écoulement. XFOil est donc en mesure de prendre en compte l'influence du nombre de Reynolds sur le calcul des efforts.



(a) Effet du nombre de Reynolds sur les estimations du code XFOil à  $M = 0.5$

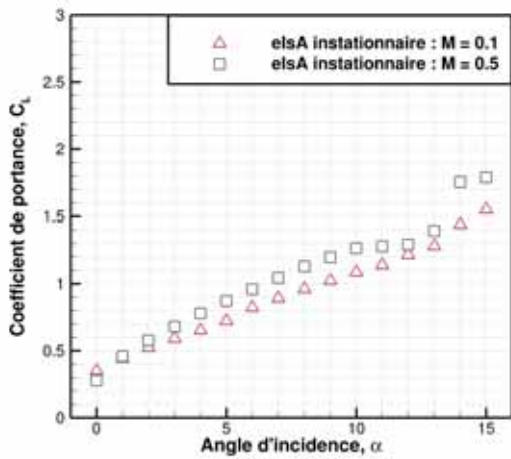
(b) Effet du nombre de Reynolds sur les estimations du code elsA instationnaire à  $M = 0.5$

FIGURE 3.8. – Comparaison de l'effet du nombre de Reynolds sur les estimations d'efforts des codes XFOil et elsA instationnaire au même nombre de Mach  $M = 0.5$

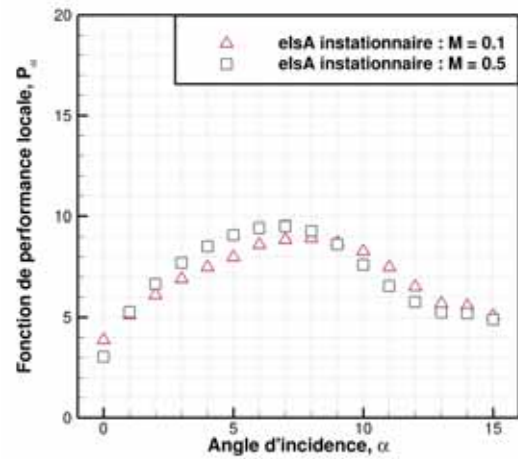
### 3.4.2. Évolution des efforts en fonction de la compressibilité

Basé sur un code de singularité, incompressible par principe, XFOil prend en compte la compressibilité par une correction de Karman-Tsien sur les pressions locales [20]. Cependant, il ne permet pas d'estimations à un nombre de Mach subsonique trop élevé sous peine de divergence. La valeur limite dépend de la forme du profil, en général c'est à  $M = 0.8$  que des vitesses supersoniques locales sont rencontrées et vues par le code comme des discontinuités.

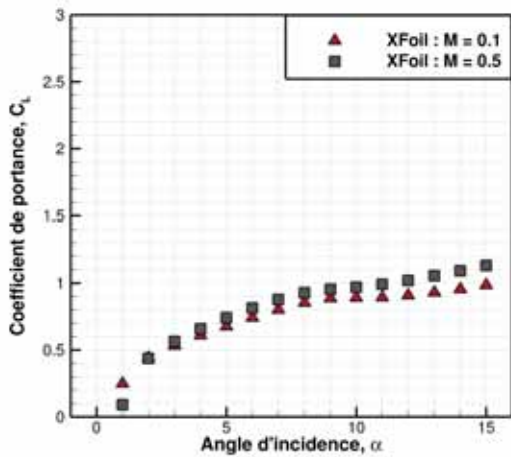
L'effet de la compressibilité subsonique est progressif et XFOil a plus de difficulté à converger pour les nombre de Mach  $M > 0.5$  sur certaines formes de profil rencontrant des fortes survitesses au bord d'attaque. Ainsi, la vitesse représentant l'écoulement compressible pour l'optimisation est  $M = 0.5$ . Afin d'évaluer le code XFOil, l'effet de la compressibilité est évalué aux nombres de Mach  $M = 0.1$  (incompressible) et  $M = 0.5$  (compressible) sur la Figure 3.9.



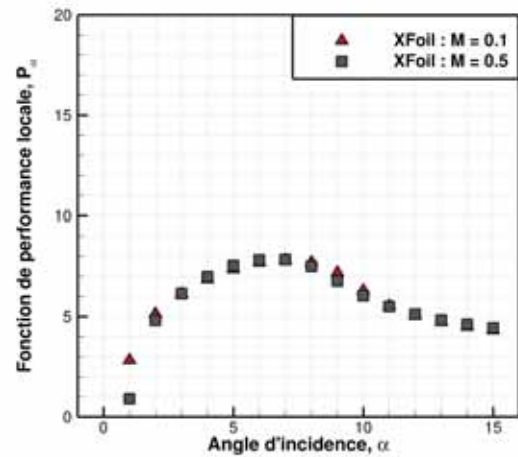
(a) elsA instationnaire



(b) elsA instationnaire



(c) XFOIL



(d) XFOIL

FIGURE 3.9. – Comparaison de l'effet de compressibilité sur les estimations d'efforts des codes XFOIL et elsA-I au nombre de Reynolds  $Re_c = 3000$

- L'influence de la compressibilité sur les efforts de portance est concordante entre XFOIL et elsA-I (Fig. 3.9(a-c)). À très faible incidence  $\alpha = 0^\circ$ , la compressibilité diminue les efforts de portance à cause du décollement de la couche limite à l'intrados. Aux incidences  $\alpha \in [1^\circ, 10^\circ]$ , plus l'incidence est importante, plus la compressibilité augmente les efforts de portance. Les incidences  $\alpha > 10^\circ$  sont fortement instationnaires et le comportement du coefficient de portance diffère avec la compressibilité entre XFOIL et elsA-I.
- L'évolution de la fonction de performance locale avec la compressibilité est moins proche entre les deux codes (Fig. 3.9(b-d)). En effet, pour les incidences  $\alpha \in [1^\circ, 9^\circ]$ , le code XFOIL surestime la traînée générée par le profil cambré en écoulement compressible, ce qui pénalise sa fonction de performance locale  $P_\alpha$  à  $M = 0.5$  par rapport à elsA-I. Cependant, l'évolution générale en fonction de l'incidence est concordante avec le code instationnaire.
- La Figure 3.10 met en évidence la capacité du code XFOIL à estimer l'effet de la compres-

bilité sur la position du décollement de la couche limite.

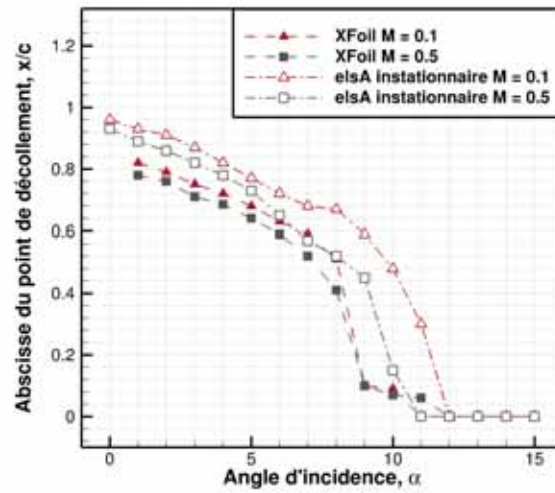


FIGURE 3.10. – Estimation de l'effet de la compressibilité sur l'abscisse de décollement de la couche limite à l'extrados du profil cambré par les codes XFoil et elsA instationnaire ( $Re_c = 3000$ )

Par conséquent, le code XFoil est en mesure d'estimer très rapidement le comportement du fluide tant que le nombre de Mach est inférieur au Mach critique sur un profil de forme fine et cambrée, caractéristique des profils performants en écoulement à très faible nombre de Reynolds. Il est donc utilisé pour le processus d'optimisation.

## Résumé et résultats principaux du chapitre

L'objectif de ce chapitre est de déterminer le code le plus adéquat à un processus d'optimisation de profil. Les outils de simulation 2D à coût de calcul réduit n'ayant pas été évalués sur les écoulements compressibles en conditions martiennes, il est nécessaire de vérifier leurs performances de simulation sur plusieurs géométries et dans plusieurs conditions atmosphériques. Les profils triangulaire et cambré (Fig. 3.1(a) & 3.3(a)) sont simulés en conditions d'écoulement ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ) par les codes XFOIL, elsA stationnaire et elsA instationnaire, le solveur validé.

Les estimations de performance aérodynamique des codes stationnaires suivant les mêmes tendances que celles du solveur instationnaire. Le comportement du fluide est comparé sur le profil cambré, proche des géométries performantes en conditions martiennes. Le code XFOIL est déterminé comme l'outil le plus adéquat au processus d'optimisation. Son comportement est évalué sur l'ensemble de la gamme de conditions de vol du processus d'optimisation ( $Re_c \in [2000, 10000]$ ,  $M = \{0.1, 0.5\}$ ).

### Résultats principaux :

- Pour les deux profils évalués, trois régimes d'écoulement induisent des estimations différentes des codes. À faible incidence, la faible instationnarité de l'écoulement permet à tous les codes d'être concordants sur l'estimation des efforts. Aux incidences de performance maximale, l'instationnarité augmente l'estimation des efforts et des performances aérodynamiques. Et aux incidences décrochées, l'instationnarité est très forte dans l'écoulement, les estimations stationnaire et instationnaire sont très différentes.
- Le comportement de l'instationnarité et son impact sur les efforts estimés dépend fortement de la géométrie du profil.
- L'instationnarité de l'écoulement stabilise la couche limite, elle retarde le point de décollement à incidence fixée.
- elsA stationnaire sous-estime fortement les efforts par rapport à elsA instationnaire, l'estimation de XFOIL est légèrement supérieure à elsA stationnaire
- Les estimations de comportement du fluide de XFOIL, en comparaison avec elsA stationnaire, sont plus proches de elsA instationnaire. Il est le meilleur outil pour un processus d'optimisation stationnaire.

## *Conclusion du chapitre*

Le code XFoil est l'outil le plus adéquat pour une optimisation de profil en écoulement compressible et conditions martiennes. Il permet une estimation très rapide du comportement stationnaire de l'écoulement. Ainsi, un processus d'optimisation adapté au code XFoil peut être mis en place. Les géométries performantes en écoulement compressible à très faible nombre de Reynolds n'étant pas connues, le faible coût de calcul de XFoil permet l'évaluation d'un nombre très important de géométries.

XFoil étant un code stationnaire, il ne simule pas l'effet de l'instationnarité sur le comportement de l'écoulement et les efforts aérodynamiques. Pour un processus d'optimisation prenant en compte l'instationnarité de l'écoulement, le coût de calcul pour évaluer un profil est beaucoup plus important et le nombre d'évaluations possibles diminue fortement.

# Optimisation de profil 2D pour des écoulements compressibles en conditions martiennes

## Sommaire

---

<b>4.1. Méthode d'optimisation de profil basée sur XFOIL pour des écoulements martiens</b> . . . . .	<b>68</b>
<b>4.2. Géométries des profils optimisés</b> . . . . .	<b>70</b>
4.2.1. Profils optimisés en écoulement incompressible . . . . .	70
4.2.2. Profil optimisé en écoulement compressible . . . . .	72
<b>4.3. Évaluation du processus d'optimisation basé sur le code XFOIL</b> . . . . .	<b>73</b>
4.3.1. Influence de la contrainte d'épaisseur de l'optimisation sur les performances aérodynamiques des profils . . . . .	73
4.3.2. Évaluation des profils optimisés avec le code XFOIL . . . . .	75
4.3.3. Comparaison des évaluations XFOIL à Navier-Stokes instationnaire . . . . .	78
4.3.4. Discussion sur le processus d'optimisation basé sur XFOIL . . . . .	83

---

Un processus d'optimisation de géométrie 2D adapté aux conditions d'écoulement martien est mis en place. Les objectifs de l'optimisation sont de :

- générer un profil performant aérodynamiquement sur l'ensemble de la gamme de conditions de vol du micro-drone martien
- comprendre l'influence de la géométrie du profil sur le comportement de l'écoulement compressible à très faible nombre de Reynolds

Dans un processus d'optimisation, la génération automatique de profil à partir d'un nombre fini de paramètres est primordiale. La méthode de paramétrisation CST (Class function/Shape function Transformation) [36] est utilisée. Elle permet de recréer toutes les formes  $\mathcal{C}^2$  de profil 2D en minimisant le nombre de paramètres nécessaires grâce à sa définition spécifique du bord d'attaque et du bord de fuite. La méthode est expliquée plus en détails en Annexe B (p. 237). Dans le cadre de cette étude, cinq paramètres ont été utilisés pour représenter un profil ( $N1, N2, \omega_1, \omega_2, \omega_3$ ).

Certains insectes volant dans la gamme de nombre de Reynolds d'un micro-drone martien possèdent des ailes à discontinuité de forme. Le biomimétisme incite donc à penser que ces formes

utilisant la forte instationnarité de l'écoulement pour générer de la portance sont performantes. Ce type de profil n'est pas étudié dans ce processus d'optimisation car il ne peut pas être représenté par la méthode de paramétrisation ni être évalué correctement par un code de résolution d'écoulement stationnaire. Cependant, la comparaison de performances aérodynamiques de profils lisses et cambrés avec un profil d'aile de libellule à discontinuité de forme, § 5.3.4 (p. 115), montre clairement que la forme à discontinuité est bien moins performante en vol plané que les profils de type plaque cambrée en écoulement martien.

## 4.1. Méthode d'optimisation de profil basée sur XFOil pour des écoulements martiens

Le code XFOil apporte, en très peu de temps, une évaluation stationnaire des efforts aérodynamiques générés par un profil. Cependant, il rencontre d'importants problèmes de convergence pour les profils minces considérés ici. Dans la résolution de l'écoulement potentiel par méthode des singularités, la densité de discrétisation des points sur le profil a de l'influence sur la résolution de l'écoulement. Afin d'augmenter le taux de convergence du code (le nombre d'évaluations convergées sur le nombre total d'évaluations), l'influence des paramètres internes à XFOil ( $P, R$ ) permettant de modifier la répartition des points de discrétisation est évaluée. Les valeurs utilisées pour l'optimisation sont ( $P = 2, R = \{0, 0.2, 2\}$ ). Malgré cette manipulation, le taux de convergence de l'outil reste faible ( $\sim 50\%$  pour des formes optimisées). Il est nécessaire d'adapter la méthode d'optimisation pour la rendre robuste aux évaluations non convergées.

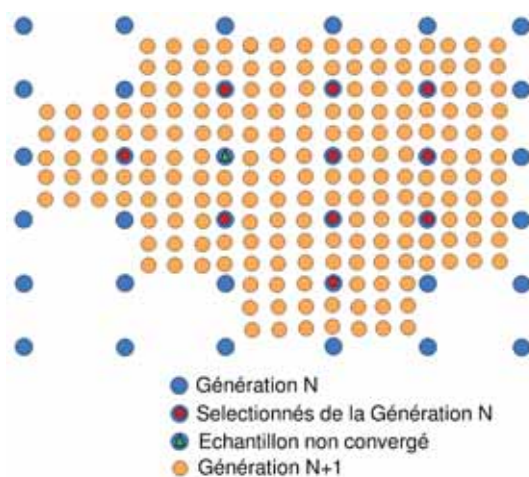


FIGURE 4.1. – Schématisation en 2D de la méthode d'optimisation robuste à la faible convergence du code XFOil

La méthode consiste à évaluer l'ensemble du domaine de validité des paramètres avec une proximité croissante entre les échantillons, représentés par des vecteurs contenant les paramètres de la méthode CST. La Figure 4.1 illustre cette approche. À partir de l'évaluation de l'ensemble de la génération  $N$  d'échantillons, les plus performants sont sélectionnés et forment les frontières du domaine restreint. Les échantillons à l'extérieur du domaine restreint sont éliminés et une nouvelle génération  $N + 1$  est définie avec une densité supérieure. De cette façon, un échantillon non

convergé est réévaluée par la génération suivante du processus d'optimisation si elle fait partie du domaine restreint. Afin d'être en mesure de reconnaître les zones performantes du domaine de validité, un calcul se doit de converger à proximité. Pour assurer cette convergence, un minimum d'évaluations doit être réalisé : la proximité entre les échantillons doit être importante pour assurer la robustesse de la méthode. Chaque génération compte environ 50 000 échantillons de paramètres évalués à plusieurs reprises par le code XFOIL. Un demi million d'évaluations XFOIL sont réalisées pour chacune des générations.

Outre la méthode d'optimisation utilisée, le processus d'optimisation dépend directement de sa fonction de performance. Le nombre de Reynolds et l'incidence locale étant variables sur l'envergure d'un système propulsif à voilure tournante, la fonction de performance se doit d'être robuste à la variation des conditions de vol. L'évaluation des performances d'une forme de profil, représentée par un échantillon de paramètres dans le cadre de cette étude, est réalisée de la manière suivante :

Aux nombres de Reynolds de corde  $Re_c$  évalués, la fonction de performance locale  $P_\alpha$  est calculée comme la moyenne arithmétique du coefficient d'endurance et de la finesse sur chacune des incidences  $\alpha \in [0^\circ, 15^\circ]$

$$P_\alpha(\alpha) = \frac{1}{2} \left[ \frac{C_L^{3/2}}{C_D} + \frac{C_L}{C_D} \right] \quad (4.1)$$

L'incidence optimale  $\alpha_{opt}$  maximisant la fonction de performance locale  $P_\alpha$  est déterminée. Afin de s'assurer de la performance du profil sur une gamme suffisante d'incidences, la fonction  $P_{moy}$  est calculée comme la valeur moyennée des fonctions de performance locale sur cinq incidences autour de l'incidence optimale :

$$P_{moy}(Re_c) = \frac{1}{5} \sum_{\alpha_s} P_\alpha(\alpha_s) \quad \text{avec } \alpha_s \in \{\alpha_{opt}, \alpha_{opt} \pm 1^\circ, \alpha_{opt} \pm 2^\circ\} \quad (4.2)$$

De plus, il est nécessaire de s'assurer de la performance du profil optimisé quelque soit le nombre de Reynolds de la gamme. La fonction objective  $P_{obj}$  du processus d'optimisation moyenne donc les performances sur trois nombres de Reynolds de corde 2000, 6000 et 10000 (les incidences optimales différent entre les nombres de Reynolds) :

$$P_{obj}(Ech) = \frac{1}{3} \sum_{Re_{dom}} P_{moy}(Re_{dom}) \quad \text{avec } Re_{dom} \in \{2000, 6000, 10\ 000\} \quad (4.3)$$

La fonction de performance est donc moyennée sur cinq incidences à trois nombres de Reynolds de la gamme pouvant être rencontrée dans la partie externe de l'envergure d'un rotor optimisé. De cette façon, l'optimisation permet de construire une géométrie de profil performante aérodynamiquement sur une large gamme de conditions de vol. Avec cette méthode (Fig. 4.2), les performances aérodynamiques du profil optimisé sont plus faibles qu'une optimisation classique au point de design optimal (point rouge) mais une modification des conditions de vol ne les fait pas chuter drastiquement.

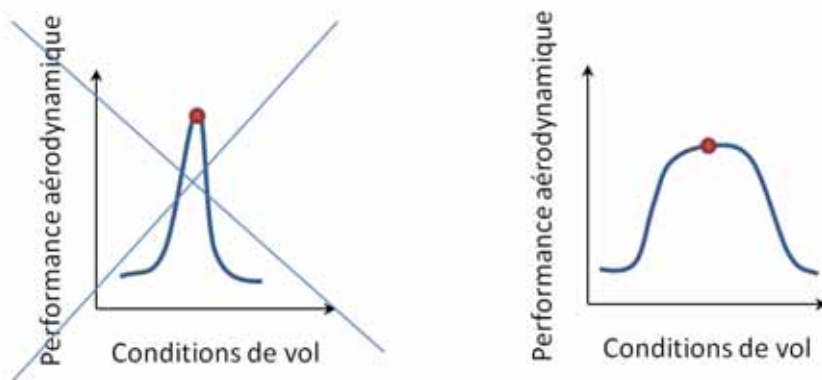


FIGURE 4.2. – Schématisation de l'effet de la moyenne de la fonction de performance sur plusieurs conditions de vol, le point rouge représente le point de design optimal

De cette façon, l'efficacité aérodynamique du profil optimisé sur l'ensemble de l'envergure d'une pale est assurée. De plus, les multiples évaluations permettent d'augmenter la probabilité de validité de l'évaluation du code XFOIL.

## 4.2. Géométries des profils optimisés

Le bout de pale d'un rotor ayant une vitesse locale plus importante que le reste de la pale, il est responsable de la majorité des efforts générés. Du fait de la faible densité atmosphérique rencontrée sur la planète Mars, la vitesse de rotation d'un rotor de micro-drone est importante et l'écoulement rencontré en bout de pale est compressible à très faible nombre de Reynolds. Dans le but de comprendre l'influence du nombre de Reynolds et de la compressibilité sur les géométries optimisées, les optimisations sont d'abord réalisées en écoulement incompressible puis en écoulement compressible.

Les évaluations XFOIL du processus d'optimisation sont réalisées avec 160 points de discrétisation autour du profil. Plusieurs échantillons de paramètres de densification de la discrétisation sont évalués pour augmenter le taux de convergence du code de singularités. La densité de points au bord de fuite est suffisante pour représenter de façon précise la forme de la loi d'épaisseur du profil.

### 4.2.1. Profils optimisés en écoulement incompressible

Trois optimisations sont réalisées en écoulement incompressible avec une complexité croissante sur la représentation du profil 2D. Dans un premier temps, la ligne de cambrure, représentée par une fonction CST, est optimisée avec une loi d'épaisseur prédéfinie (profil 1). La loi d'épaisseur est définie avec un bord d'attaque arrondi, une épaisseur relative de 2% et un bord de fuite pointu sur les derniers 20% de corde. Dans un second temps, à partir de la loi de cambrure optimisée, la loi d'épaisseur, représentée également par une fonction CST, est optimisée avec une contrainte d'épaisseur relative minimale  $E_{min} = 1\%$  entre les abscisses  $x/c = 0.1$  et  $x/c = 0.9$  (profil 2).

Pour finir, une optimisation simultanée de la loi de cambrure et d'épaisseur est réalisée avec la même contrainte d'épaisseur relative minimale (profil 3). Le profil le plus performant de chaque étape selon la fonction objectif du processus d'optimisation est présenté sur la Figure 4.3.

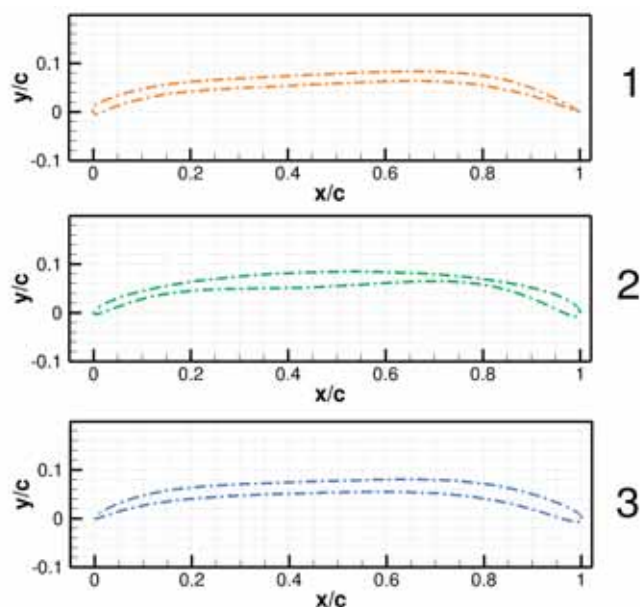
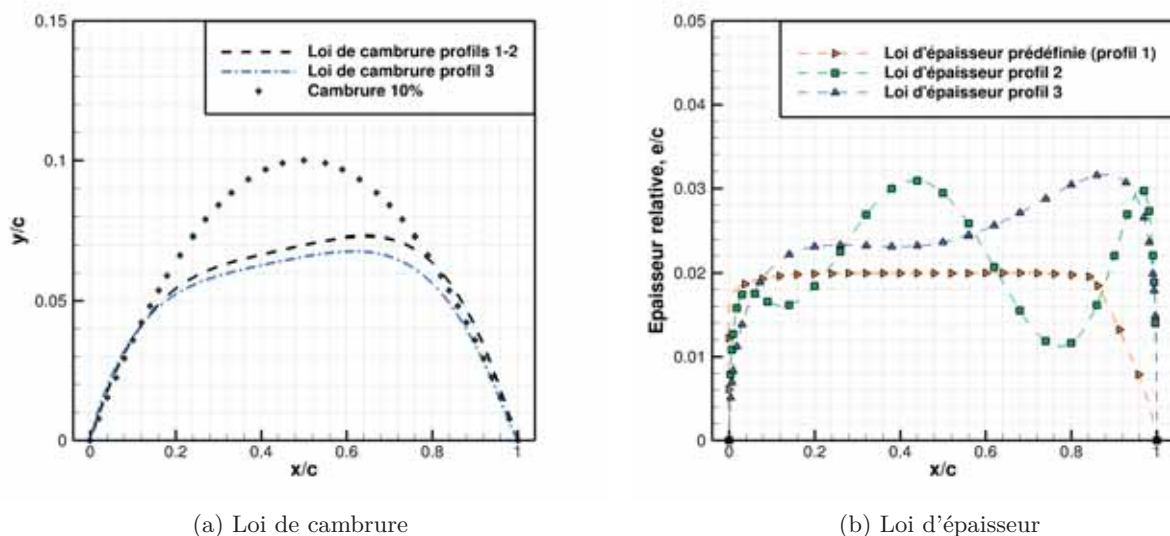


FIGURE 4.3. – Formes de profil optimisées en écoulement incompressible ( $M = 0.1$ ) : optimisation de ligne de cambrure avec loi d'épaisseur prédéfinie (profil 1 - haut), optimisation de la loi d'épaisseur à loi de cambrure fixée (profil 2 - milieu) et optimisation des lois d'épaisseur et de cambrure de façon simultanée (profil 3 - bas)

Les lois de cambrure et d'épaisseur sont étudiées pour chaque étape de complexité de l'optimisation (Fig. 4.4). Le profil 2 possédant la même loi de cambrure que le profil 1, elle est représentée par des tirets noirs sur la Figure 4.4(a).



(a) Loi de cambrure

(b) Loi d'épaisseur

FIGURE 4.4. – Lois de cambrure et d'épaisseur de profil optimisés en écoulement incompressible

Les trois profils optimisés ont une *cambrure* d'environ 7%. Cependant, leurs géométries étant cambrées à l'avant et à l'arrière avec un plateau au milieu, les cambrures de bord d'attaque et de bord de fuite sont d'environ 10%. Cette forme générale de ligne de cambrure est également trouvée par les deux autres optimisations disponibles dans la littérature pour des écoulements incompressibles dans la même gamme de nombre de Reynolds basées sur les codes XFOIL [43] et INS2D [37], un solveur Navier-Stokes 2D incompressible. La cambrure de bord d'attaque du profil 3 est similaire à celle des profils 1-2 mais la seconde partie du profil est moins cambrée. Sa loi de cambrure ayant été optimisée simultanément avec sa loi d'épaisseur (contrairement à la loi de cambrure des profils 1-2, optimisée avec une loi d'épaisseur prédéfinie), ce résultat met en évidence la co-dépendance entre les lois de cambrure et d'épaisseur dans l'optimisation de profil.

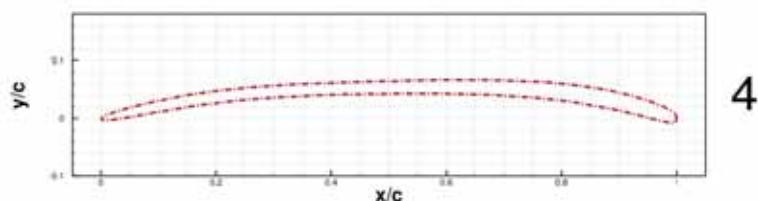
Les profils optimisés sont minces, l'épaisseur maximale sur l'ensemble de la corde des deux optimisations de loi d'épaisseur est de  $e/c = 3\%$  (Fig. 4.4(b)). À répartition de cambrure équivalente avec le profil 1, l'optimisation de loi d'épaisseur du profil 2 a eu tendance à affiner les parties à  $x/c = 0.15$  et  $x/c = 0.78$ , correspondantes aux changements de pente de la loi de cambrure (Fig. 4.4(b)). La forme de l'extrados optimisé en loi d'épaisseur tend à minimiser les changements de pente. Pourtant, la forme de l'extrados du profil 3, optimisé simultanément en loi de cambrure et d'épaisseur, ne suit pas cette tendance. Elle possède de fortes variations de pente au bord d'attaque et au bord de fuite. Ceci met en lumière la tendance de l'optimisation de loi d'épaisseur à compenser la forte cambrure optimisée à partir d'une loi d'épaisseur prédéfinie. Par ailleurs, le processus d'optimisation de loi d'épaisseur résulte en un bord de fuite arrondi. Cette forme de bord de fuite n'étant pas habituelle, son influence sur l'écoulement et sur les performances est étudiée dans le § 5.2.2 (p. 102). Finalement, on remarque que malgré la contrainte d'épaisseur relative, la loi d'épaisseur optimisée en simultanément avec la loi de cambrure possède une épaisseur relative minimale supérieure à 2%. L'influence de cette contrainte d'épaisseur est évaluée grâce au code XFOIL dans le § 4.3.1.

#### 4.2.2. Profil optimisé en écoulement compressible

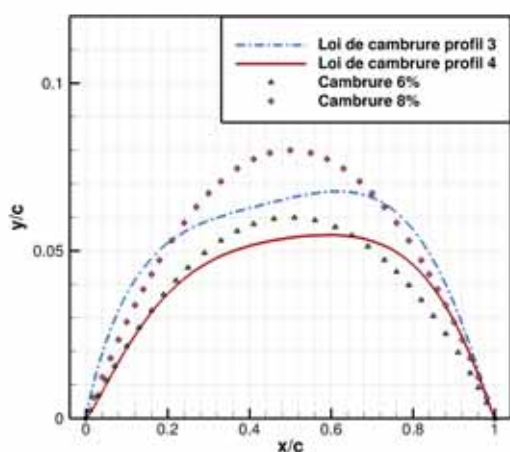
En écoulement compressible, les répartitions de cambrure et d'épaisseur sont optimisées simultanément à  $M = 0.5$ , nombre de Mach subsonique. Le profil le plus performant en écoulement compressible (profil 4) du processus d'optimisation basé sur le code XFOIL est présenté sur la Figure 4.5. Ses lois de cambrure et d'épaisseur sont comparées à celles optimisées simultanément en écoulement incompressible (profil 3).

La *cambrure* du profil 4 suit la même forme que les profils optimisés en écoulement incompressible, le bord d'attaque et le bord de fuite sont fortement cambrés et la partie centrale est un plateau. Toutefois, la cambrure du profil 4 est plus faible que celle du profil 3 sur l'ensemble du profil, et plus particulièrement au bord d'attaque. Sa cambrure de bord d'attaque est d'environ 6%, sa cambrure de bord de fuite d'environ 8% et sa cambrure générale d'environ 5.5%.

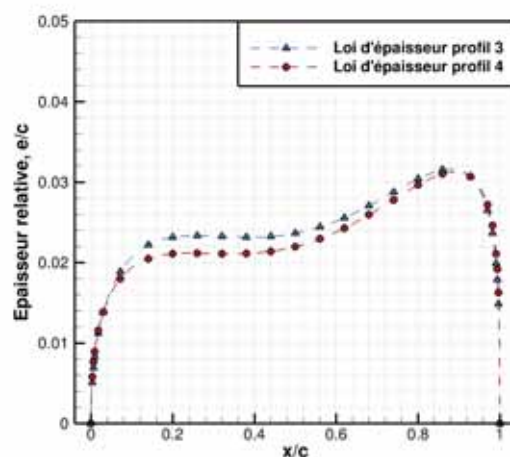
En revanche, sa loi d'épaisseur est très proche de celle du profil 3. Cette similitude est utilisée par la suite afin d'évaluer l'influence de la plus faible cambrure du profil 4 sur le comportement instationnaire des écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds.



(a) Profil 4 : optimisé en écoulement compressible à très faible nombre de Reynolds ( $Re_c \in \{2000, 6000, 10000\}$ ,  $M = 0.5$ ) par le processus basé sur le code XFOIL



(b) Comparaison de la loi de cambrure optimisée en écoulement compressible à celle optimisée en écoulement incompressible



(c) Comparaison de la loi d'épaisseur optimisée en écoulement compressible à celle optimisée en écoulement incompressible

FIGURE 4.5. – Forme du profil optimisé en écoulement compressible - Comparaison des lois de cambrure et d'épaisseur à celles du profil optimisé avec les mêmes contraintes en écoulement incompressible

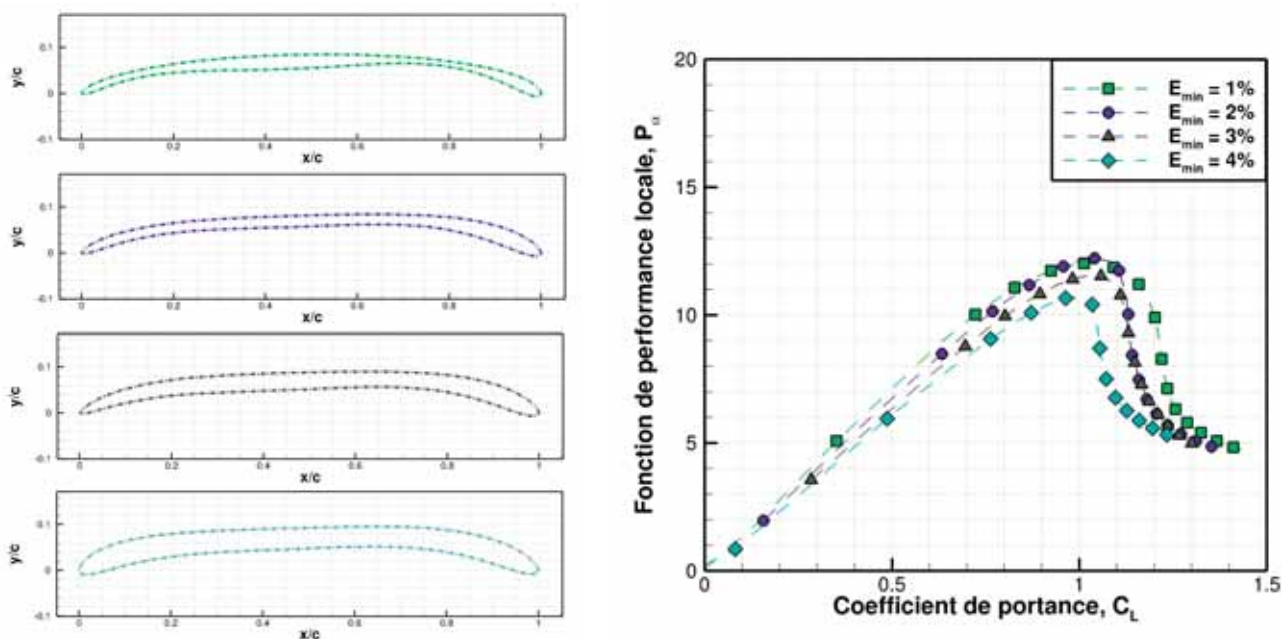
### 4.3. Évaluation du processus d'optimisation basé sur le code XFOIL

Un processus d'optimisation ayant tendance à pousser les codes utilisés à la limite de leur fonctionnement [21], le processus d'optimisation basé sur XFOIL est évalué et les estimations sont comparés avec le solveur Navier-Stokes instationnaire afin d'analyser les géométries optimisées. Les performances aérodynamiques sont comparées par la fonction de performance locale  $P_\alpha$  utilisée dans le processus d'optimisation (§ 4.1). Dans un premier temps, l'influence de la contrainte d'épaisseur minimale du profil est évaluée sur la géométrie optimisée et les performances aérodynamiques correspondantes.

#### 4.3.1. Influence de la contrainte d'épaisseur de l'optimisation sur les performances aérodynamiques des profils

Trois optimisations de loi d'épaisseur supplémentaires sont réalisées en écoulement incompressible à partir de la loi de cambrure optimisée avec loi d'épaisseur prédéfinie (profil 1). L'optimisa-

tion avec la contrainte d'épaisseur relative de 1% correspond au profil 2. La contrainte d'épaisseur relative minimale varie de 1% à 4% (Fig. 4.6).



(a) Forme des profils optimisés en loi d'épaisseur avec la loi de cambrure fixée - Contrainte d'épaisseur relative minimale  $E_{min}$  variant de 1% (en haut) à 4% (en bas)

(b) Performance aérodynamique des profils optimisés en loi d'épaisseur avec une contrainte d'épaisseur relative minimale  $E_{min}$  variable - Evaluation par le code XFOIL, utilisé dans le processus d'optimisation

FIGURE 4.6. – Influence de la contrainte d'épaisseur relative minimale sur l'optimisation de loi d'épaisseur

Toutes les optimisations convergent vers une géométrie à faible épaisseur aux abscisses  $x/c < 0.8$  et un bord de fuite arrondi (Fig. 4.6(a)).

L'évolution des performances aérodynamiques dépend de la contrainte d'épaisseur (Fig. 4.6(b)).

- Pour les épaisseurs  $E_{min} = \{1\%, 2\%\}$ , la valeur maximale de la fonction de performance n'évolue pas avec la contrainte d'épaisseur. Cependant, les zones affinées aux abscisses  $x/c = 0.15$  et  $x/c = 0.78$  du profil 2, permises par la faible contrainte d'épaisseur minimale, permettent d'atteindre une performance supérieure aux incidences non optimales. Il est d'ailleurs noté que les deux optimisations de loi de cambrure et d'épaisseur simultanée convergent vers des lois d'épaisseur relative  $\sim 2\%$  avec la contrainte  $E_{min} = 1\%$ .
- Pour les épaisseurs  $E_{min} = \{2\%, 3\%, 4\%\}$ , les performances aérodynamiques diminuent avec l'augmentation de la contrainte d'épaisseur relative sur l'ensemble de la gamme d'incidences évaluée. On remarque que la gamme de coefficients de portance atteignables diminue également avec l'augmentation de la contrainte d'épaisseur.

Par conséquent, l'augmentation de l'épaisseur relative minimale dans l'optimisation du profil a tendance à diminuer les performances aérodynamiques ainsi que le coefficient de portance.

L'ordre de grandeur de la perte de performance est d'environ 10% entre le profil à contrainte  $E_{min} = 1\%$  et le profil à contrainte  $E_{min} = 4\%$ . L'estimation de l'effet de l'épaisseur du profil sur les performances aérodynamiques est stratégique dans un processus de fabrication d'un système propulsif optimisé. En effet, la valeur de la corde d'un rotor optimisé n'est pas constante sur l'envergure. Ainsi, si l'épaisseur de la pale n'évolue pas avec l'envergure, l'épaisseur relative du profil augmente avec la diminution de la corde.

#### 4.3.2. Évaluation des profils optimisés avec le code XFOIL

Les profils optimisés en écoulement incompressible et compressible sont évalués par le code XFOIL. Le comportement du fluide simulé et les efforts aérodynamiques sont comparés pour la compréhension des tendances du processus d'optimisation. L'ensemble des évaluations sont réalisées au nombre de Reynolds  $Re_c = 6000$ , valeur intermédiaire de l'intervalle. Les profils optimisés ayant des formes proches, les tendances sont les mêmes sur l'ensemble de la gamme.

#### Optimisation en écoulement incompressible

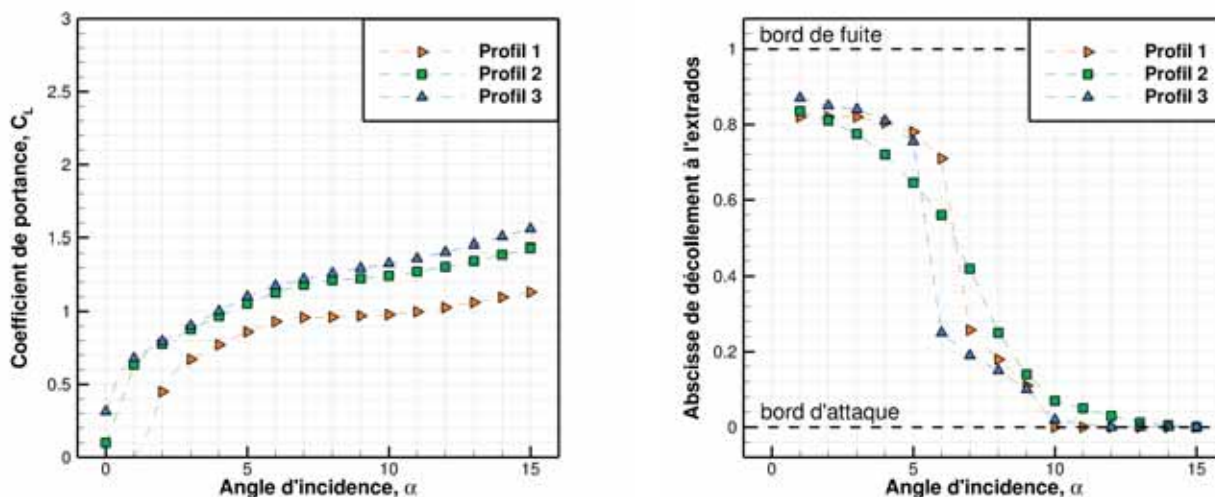
Les trois profils optimisés en écoulement incompressible (Fig. 4.3) sont évalués par XFOIL en conditions ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.1$ ). Le coefficient de portance, la position du décollement de la couche limite et les performances aérodynamiques sont comparées sur la Figure 4.7.

- La Figure 4.7(a) met en évidence la différence de *coefficients de portance* entre les profils 2-3 et le profil 1. L'évolution de la pente en fonction de l'angle d'incidence est similaire pour les trois profils mais les profils 2-3, optimisés en loi d'épaisseur, génèrent des efforts plus importants. Cette différence d'efforts met en évidence la forte influence de la loi d'épaisseur du bord de fuite sur le comportement des écoulements simulés par XFOIL et justifie les lois d'épaisseur optimisées. On remarque que la même tendance est rencontrée par les simulations Navier-Stokes dans l'étude de l'influence de la forme de bord de fuite (présentée dans le § 5.2.2, p. 100) mais le phénomène est largement surévalué par XFOIL.
- La Figure 4.7(b) présente la *position du point de décollement* de la couche limite à l'extrados en fonction de l'incidence des profils optimisés. Les profils 1 et 3, ayant une forte variation de pente à l'extrados du bord d'attaque et bord de fuite, montrent une évolution similaire. Le décollement est fixé à l'arrière du profil pour les incidences  $\alpha_1 < 7^\circ$  et  $\alpha_3 < 6^\circ$  respectivement pour les deux profils. Aux incidences supérieures, le décollement est d'abord situé au niveau de la fin de la cambrure de bord d'attaque ( $x/c \sim 0.25$ ) et il évolue rapidement vers le bord d'attaque. L'incidence où le décollement évolue vers le bord d'attaque du profil correspond à l'incidence de divergence de traînée et de perte de performance aérodynamique sur la Figure 4.7(c).

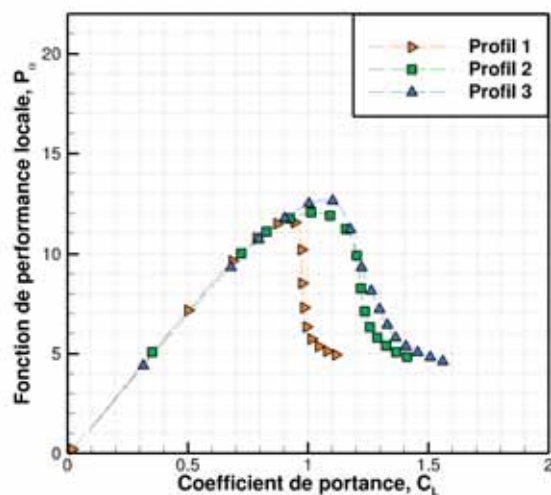
Malgré la plus forte cambrure du profil 1 par rapport au profil 3, celui-ci retarde le décollement à l'arrière du profil à des incidences plus importantes. Ce phénomène est dû au décalage des coefficients de portance causé par la forme du bord de fuite : plus la circulation est importante, plus le décollement de la couche limite est facilement déclenché.

Le profil 2, possédant une variation de pente plus faible à l'extrados, présente une évolution

plus progressive de la position du point de décollement. D'après l'évolution de la fonction de performance locale, la divergence de traînée est rencontrée à l'incidence  $\alpha_2 = 6^\circ$ . La position du décollement correspondante est  $x/c = 0.56$ .



(a) Coefficient de portance en fonction de l'incidence des profils optimisés (b) Position du décollement de la couche limite en fonction de l'incidence



(c) Fonction de performance du processus d'optimisation des profils optimisés

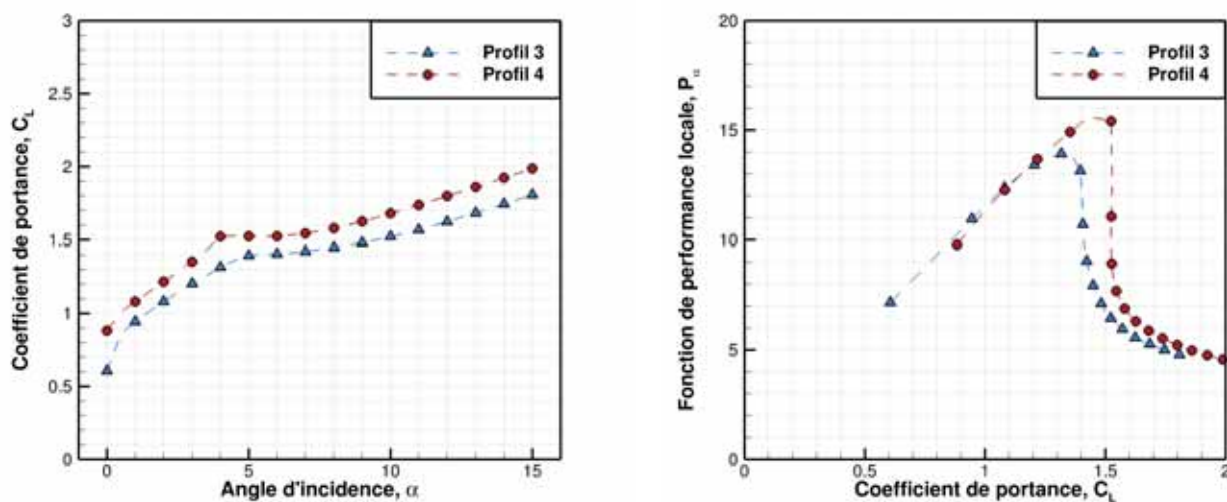
FIGURE 4.7. – Efforts aérodynamiques générés par les profils optimisés et position du décollement à l'extrados en écoulement incompressible, évalués par XFOil ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.1$ )

Par conséquent, les performances aérodynamiques évaluées par XFOil dépendent fortement de la loi d'épaisseur du bord de fuite et de la position du décollement de la couche limite. À cambrure fixée (profils 1 et 2), la forme arrondie du bord de fuite augmente fortement les efforts de portance. Ainsi, la divergence de traînée est rencontrée à un coefficient de portance supérieur

et la performance aérodynamique est supérieure. Les profils 2 et 3 possèdent tous les deux une loi d'épaisseur arrondie au bord de fuite. Pourtant, le profil 3 atteint une valeur de fonction de performance supérieure avant la divergence de traînée. Ceci est dû à la minimisation de la traînée par la fixation du point de décollement de la couche limite. En effet, la forte variation de pente au bord de fuite du profil 3 permet de retarder le décollement à l'arrière du profil jusqu'à l'incidence  $\alpha_2 = 5^\circ$  où il atteint sa performance aérodynamique maximale.

### Optimisation en écoulement compressible

Le profil 4, optimisé en écoulement compressible (Fig. 4.5(a)), et le profil 3, optimisé en écoulement incompressible à contraintes équivalentes, sont évalués par le code XFOIL en conditions ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ ). Le coefficient de portance et la performance aérodynamique estimés sont présentés sur la Figure 4.8. Les deux profils ayant une loi d'épaisseur quasi-équivalente, les principales différences de géométrie sont issues de la loi de cambrure.



(a) Coefficient de portance en fonction de l'incidence des profils optimisés (b) Fonction de performance du processus d'optimisation des profils optimisés

FIGURE 4.8. – Efforts et performances aérodynamiques des profils 3 et 4 en écoulement compressible, évalués par le code XFOIL ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

- La Figure 4.8(a) présente le coefficient de portance des profils 3 et 4. Le profil 4 génère un coefficient de portance plus important que le profil 3 sur l'ensemble de la gamme d'incidences malgré sa plus faible loi de cambrure. C'est le même type de décalage des efforts aérodynamiques vu en optimisation incompressible entre le profil 1 et les profils 2 et 3. Ainsi, l'influence du bord de fuite arrondi sur la gamme de coefficients de portance dépend également de la cambrure du profil en écoulement compressible.
- La Figure 4.8(b) présente les performances aérodynamiques des deux profils en écoulement compressible. La surestimation du coefficient de portance du profil 4 lui permet de maximiser

la fonction de performance locale  $P_\alpha$  à  $C_L = 1.5$  correspondant à l'incidence  $\alpha = 4^\circ$ . Aux incidences supérieures, la divergence de traînée fait chuter drastiquement les performances aérodynamiques. On remarque que l'incidence de divergence de traînée est probablement sous-estimée étant donné que la circulation du profil est surestimée par XFoil à cause de la forme arrondie du bord de fuite.

Par conséquent, l'estimation par XFoil des efforts aérodynamiques sur profils à bord de fuite arrondi n'est pas cohérente avec la géométrie du profil. Ce phénomène est dû au processus d'optimisation qui tend à converger vers les formes de profil allant aux limites du code utilisé. Le profil 4 est le profil le plus performant de plusieurs millions de profils évalués par le même code. Ainsi, malgré la difficulté de convergence du code XFoil pour les bords de fuite arrondis, l'ensemble de la géométrie du profil est optimisée. Afin d'évaluer la cohérence de l'optimisation en se débarrassant des problèmes de convergence au bord de fuite du code XFoil, l'ensemble des profils sont évalués par le solveur Navier-Stokes instationnaire.

### 4.3.3. Comparaison des évaluations XFoil à Navier-Stokes instationnaire

L'ensemble des évaluations Navier-Stokes laminaire présentées dans cette partie sont réalisées sur des maillages structurés en  $C$  ou en  $O$ , en fonction de la forme du bord de fuite, d'environ 180000 mailles, générés à partir de la taille de première maille  $2.10^{-4}$  pour une corde unitaire. Environ 800 nœuds de maillage sont utilisés pour représenter le profil, le nombre est augmenté en comparaison avec le chapitre 2 (p. 33) pour capter l'ensemble des phénomènes au niveau des bords d'attaque et de fuite arrondis. La résolution spatiale est faite par schéma de Roe du second ordre et la résolution temporelle par schéma du second ordre implicite de Gear avec un pas de temps de  $10^{-5}$  sec et 5 sous-itérations.

Une étude de stabilité basée sur la même méthode que le § 2.2 (p. 43) est réalisée sur le profil 4 en conditions d'écoulement ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ ). Le facteur N calculé est inférieur à 1, ainsi l'hypothèse de laminarité de l'écoulement est confirmé sur les profils cambrés (Fig. 4.9).

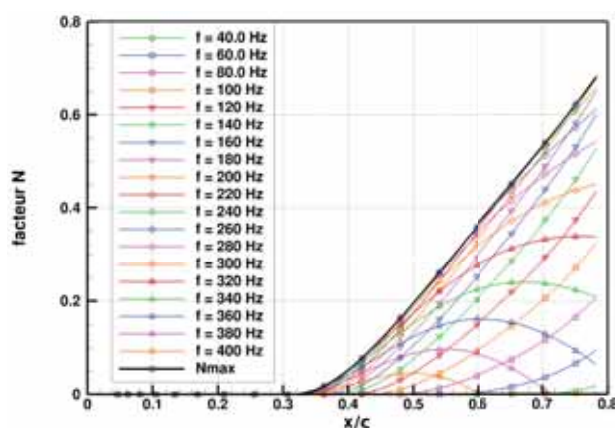


FIGURE 4.9. – Facteur N calculé par Navier-Stokes sur le profil 4 ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ ,  $\alpha = 0^\circ$ )

### Optimisation en écoulement incompressible

Les trois profils optimisés en écoulement incompressible sont évalués par le solveur Navier-Stokes instationnaire elsA et le code stationnaire XFOIL. Le coefficient de portance, le point de décollement et la fonction de performance estimés sont présentés sur les Figures 4.10 et 4.11 .

- La comparaison des estimations du coefficient de portance par les deux codes met en évidence la surestimation de l'influence du bord de fuite arrondi par XFOIL ainsi que l'effet de l'instationnarité sur les efforts aérodynamiques à grande incidence (Fig. 4.10(a-b)). Aux incidences  $\alpha < 7^\circ$ , l'évolution du coefficient de portance en fonction de l'incidence est similaire entre les deux codes de simulation pour les trois profils. Cependant, le gain de portance dû au bord de fuite arrondi évalué par XFOIL n'est pas présent dans les simulations de solveur Navier-Stokes instationnaire. Il est d'ailleurs noté que le gain de portance dû au bord de fuite arrondi est du même ordre de grandeur que le gain de portance dû à l'instationnarité de l'écoulement. Les coefficients de portance des profils 2 et 3 sont donc très proches entre les deux codes. La portance du profil 3 est d'ailleurs surestimée par XFOIL en comparaison de celle du profil 2, qui génère une portance plus importante en simulations elsA. Aux incidences supérieures, la forte instationnarité de l'écoulement déclenche un gain de portance d'après le code elsA, lequel n'est pas pris en compte dans XFOIL.

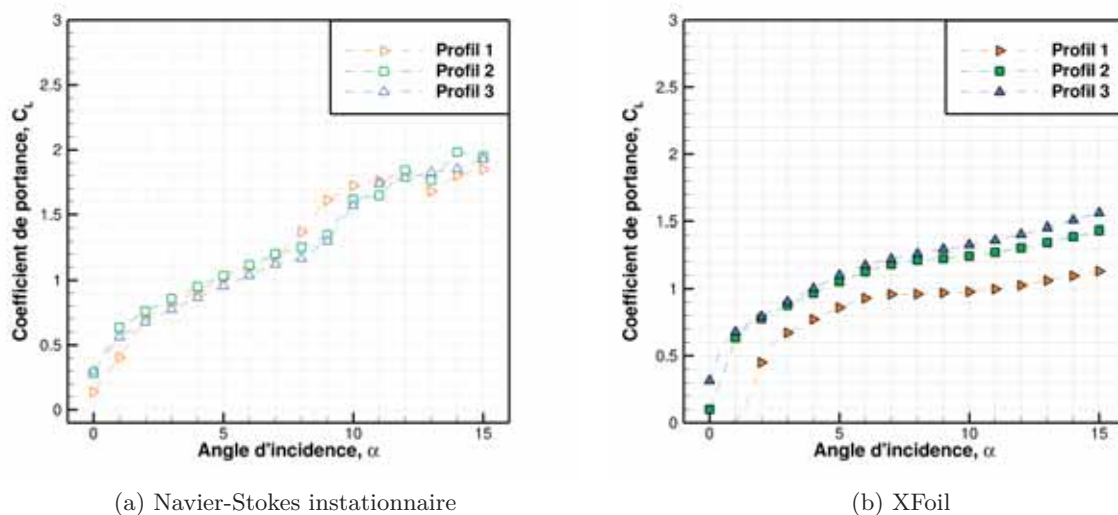
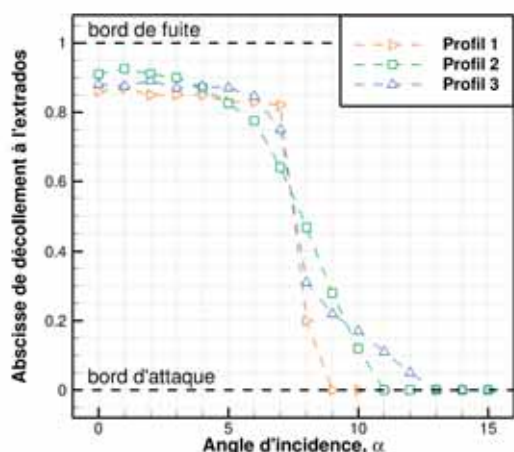
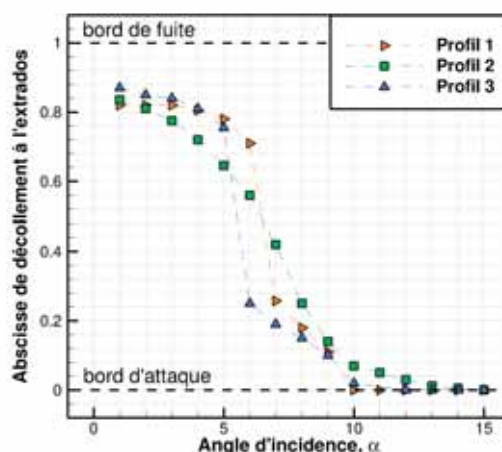


FIGURE 4.10. – Estimation du coefficient de portance par XFOIL et elsA ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.1$ )

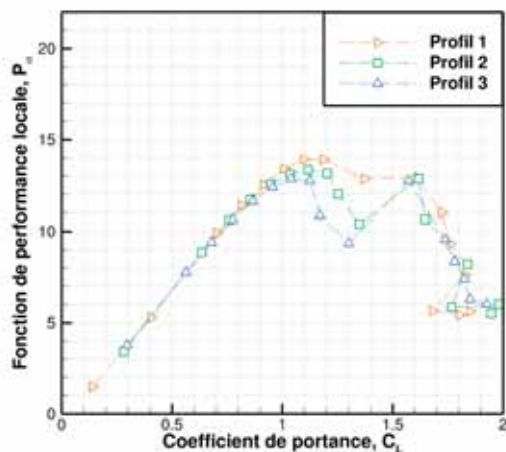
- L'évolution de l'abscisse de décollement de la couche limite en fonction de la forme du profil est globalement concordant entre XFOIL et elsA (Fig. 4.11(a-b)). Le point de décollement des profils 1 et 3 évolue brusquement du bord de fuite au bord d'attaque dans les deux codes. Tandis que le point de décollement du profil 2 évolue progressivement avec l'incidence. Cependant, XFOIL sous-estime pour tous les profils la position du décollement de la couche limite par rapport à elsA. Ainsi, les efforts de portance et l'incidence de divergence de traînée sont sous-estimés.



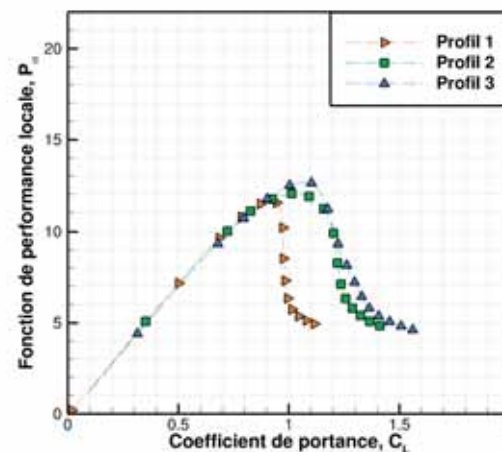
(a) Navier-Stokes instationnaire



(b) XFOIL



(c) Navier-Stokes instationnaire



(d) XFOIL

FIGURE 4.11. – Estimation de la position du point de décollement de la couche limite et de la fonction de performance locale par XFOIL et elsA ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.1$ )

- L'estimation de la fonction de performance locale par XFOIL est proche de celle du solveur elsA à faible coefficient de portance (Fig. 4.11(c-d)). Pour  $C_L < 0.9$ , la performance aérodynamique des trois profils est bien estimée par XFOIL, même pour le profil 1 qui est sous-estimé en coefficient de portance. Pour  $C_L \in [0.9, 1.1]$ , la performance du profil 1 chute à cause de la divergence de traînée due à sa forte incidence. Les profils 2 et 3 gardent une évolution de la fonction de performance concordante avec celle obtenue par le solveur Navier-Stokes instationnaire. Toutefois, la sous-estimation du coefficient de portance du profil 2 par XFOIL induit une sous-estimation de sa fonction de performance en comparaison avec le profil 3. Aux coefficients de portance supérieurs, l'instationnarité de l'écoulement influe sur les efforts aérodynamiques et XFOIL n'est pas en mesure de simuler ce comportement.

À titre indicatif, la Figure 4.12 présente l'évaluation de la fonction de performance locale sur les profils 1 à 3 par le solveur Navier-Stokes stationnaire elsA, envisagé pour l'évaluation des performances profil dans le processus d'optimisation. Le solveur stationnaire n'est pas en mesure de simuler correctement l'écoulement sur les profils à bord de fuite arrondi (profils 2-3) qui rencontrent leur divergence de traînée à très faible coefficient de portance.

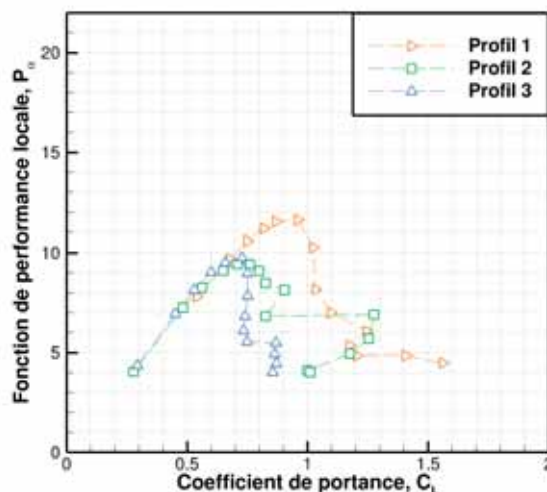


FIGURE 4.12. – Fonction de performance locale des profils optimisés évaluée par le code elsA stationnaire - Illustration de ses lacunes pour simuler le comportement des écoulements sur profils optimisés ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.1$ )

### Optimisation en écoulement compressible

Le profil optimisé en écoulement compressible (profil 4) est évalué par le solveur Navier-Stokes instationnaire elsA et le code stationnaire XFOIL. Les efforts aérodynamiques et la performance aérodynamique sont comparés à ceux du profil 3 sur les Figures 4.13 et 4.14. La position du décollement évaluée par elsA est également présentée sur la Figure 4.15 pour la compréhension de l'apport de la plus faible cambrure du profil 4 par rapport au profil 3.

- Le coefficient de portance est fortement surestimé par XFOIL pour les deux profils évalués en écoulement compressible (Fig. 4.14(a-b)). Avec Navier-Stokes, la plus faible cambrure du profil 4 par rapport au profil 3 tend à diminuer les coefficients de portance pour les incidences  $\alpha < 7^\circ$ . Aux incidences supérieures, l'effet de l'instationnarité influe fortement sur la portance. L'estimation du coefficient de portance influe sur la position du décollement et sur l'estimation du coefficient de traînée.

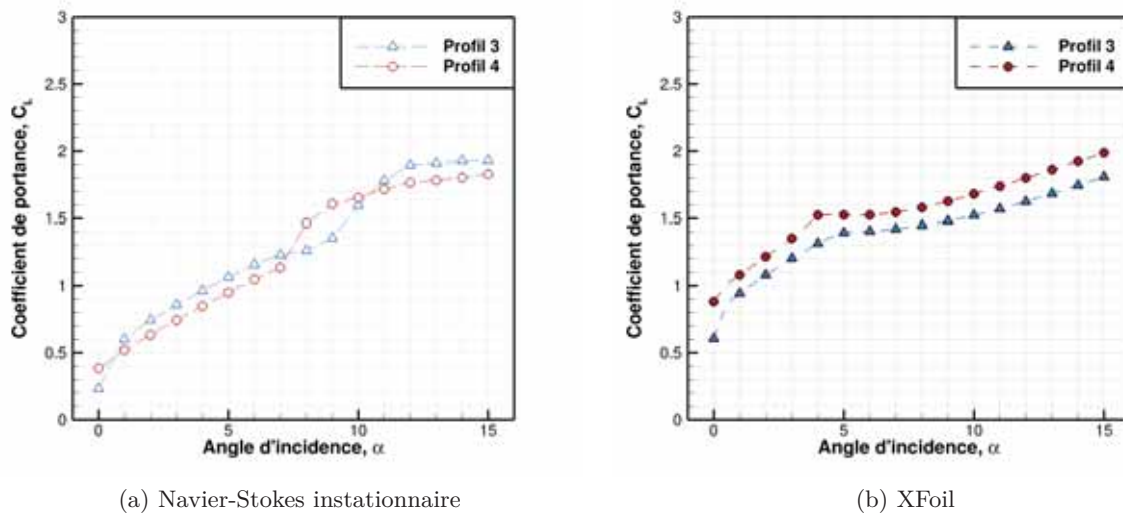


FIGURE 4.13. – Estimation du coefficient de portance par XFOIL et elsA ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

- La répartition de la fonction de performance est surestimée par XFOIL en comparaison avec elsA instationnaire (Fig. 4.14(a-b)). On remarque également qu'elle chute très brusquement à l'incidence correspondant au décollement massif de la couche limite dans XFOIL ( $\alpha = 4^\circ$ ). L'évaluation Navier-Stokes montre que la plus faible cambrure du profil 4 lui permet de minimiser la traînée à faible coefficient de portance. Ce phénomène est dû au retardement du décollement de la couche limite sur la gamme des incidences optimales, celles maximisant les performances aérodynamiques,  $\alpha_{opt} = [4^\circ, 7^\circ]$  (Fig. 4.15).

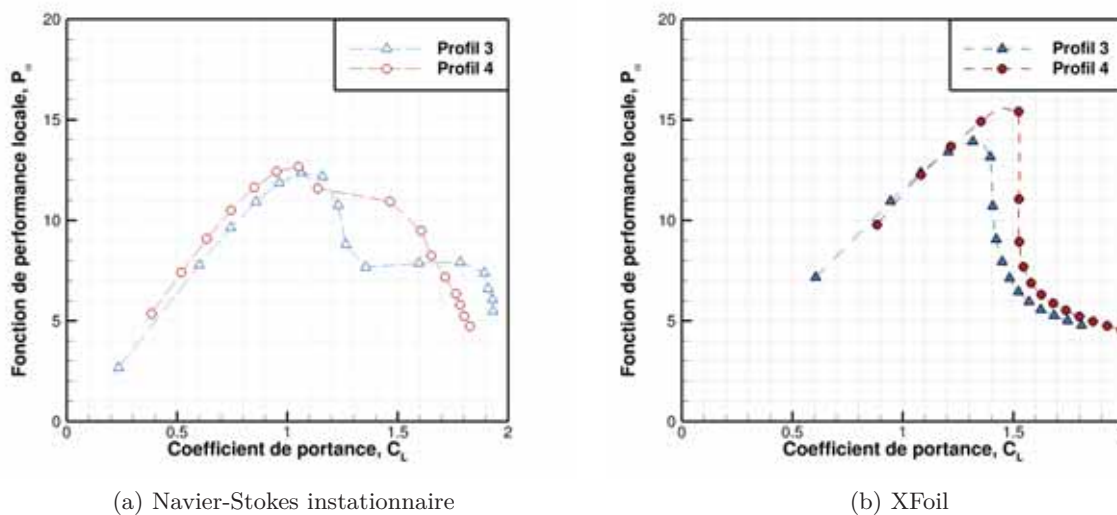


FIGURE 4.14. – Estimation de la fonction de performance locale par XFOIL et elsA ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

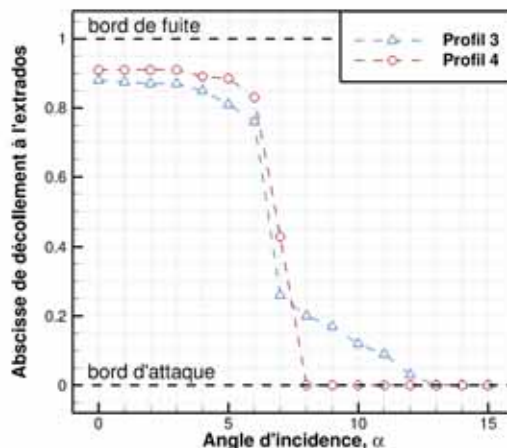


FIGURE 4.15. – Estimation de la position du décollement de la couche limite par elsA instationnaire ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

#### 4.3.4. Discussion sur le processus d'optimisation basé sur XFoil

L'évaluation du processus d'optimisation basé sur le code XFoil met en évidence des erreurs d'estimation des efforts aérodynamiques en fonction de la forme du bord de fuite du profil. En écoulement incompressible ou compressible, le bord de fuite arrondi engendre un gain de coefficient de portance qui est fortement surévalué par rapport au solveur Navier-Stokes. La comparaison des efforts générés par les profils 3-4 en écoulement compressible montre que la loi de cambrure a également de l'influence sur ce phénomène numérique.

Malgré ce phénomène, le processus d'optimisation consiste à évaluer plusieurs millions de géométries de profil avec une proximité croissante entre les échantillons. Ainsi, plusieurs milliers de géométries différentes au bord de fuite arrondi ont été évaluées par le code XFoil et, parmi ces géométries qui maximisent les performances, certains profils ont été sélectionnés. Les profils optimisés génèrent des efforts de portance importants tout en retardant le décollement de la couche limite, ce qui correspond à un comportement performant en simulation Navier-Stokes.

## Résumé et résultats principaux du chapitre

Un processus d'optimisation est mis en place pour générer une géométrie performante aérodynamiquement sur l'ensemble de la gamme de conditions de vol du micro-drone martien. XFOil souffrant de non-convergence, le processus d'optimisation consiste à évaluer l'ensemble du domaine avec une proximité croissante entre les échantillons. Plusieurs millions de profils sont évalués pour une optimisation. La fonction objectif est moyennée sur plusieurs incidences et plusieurs nombres de Reynolds pour assurer la performance du profil optimisé sur une gamme importante de conditions d'écoulement.

Trois optimisations sont réalisées en écoulement incompressible avec une complexité croissante sur la représentation du profil 2D. Dans un premier temps, la ligne de cambrure est optimisée avec une loi d'épaisseur prédéfinie (profil 1). Dans un second temps, à partir de la loi de cambrure optimisée, la loi d'épaisseur est optimisée (profil 2). Pour finir, une optimisation simultanée de la loi de cambrure et d'épaisseur est réalisée (profil 3). Une optimisation simultanée de la loi de cambrure et d'épaisseur est également réalisée en écoulement compressible (profil 4).

Les profils optimisés sont, par la suite, évalués par les codes XFOil et elsA pour la compréhension des tendances du processus d'optimisation et la validation du processus d'optimisation.

### Résultats principaux :

- Les profils optimisés sont fortement cambrés (entre 5.5% et 7%). La majorité de la cambrure est située aux bords d'attaque et de fuite, la partie centrale est un plateau.
- La compressibilité de l'écoulement diminue la cambrure optimisée du profil, la loi d'épaisseur optimisée est équivalente.
- L'épaisseur relative optimisée est d'environ 2% sur la majorité du profil malgré la contrainte d'épaisseur minimale de l'optimisation de  $E_{min} = 1\%$ . Le bord de fuite est plus épais avec une forme arrondie.
- Le bord de fuite arrondi augmente fortement le coefficient de portance dans les simulations XFOil. Ce gain de portance dépend également de la loi de cambrure. En simulation Navier-Stokes, le bord de fuite a moins d'influence sur la portance.
- Les comparaisons de performance estimées par XFOil entre les profils optimisés en écoulement incompressible ne concordent pas avec celles du solveur Navier-Stokes instationnaire qui favorise le profil ayant la cambrure la plus forte et une loi d'épaisseur prédéfinie à bord de fuite pointu.
- Le profil le plus performant selon XFOil et elsA maximise la portance en retardant le décollement de la couche limite.
- L'estimation du point de décollement par XFOil est concordante avec elsA instationnaire.
- Le code elsA stationnaire n'est pas concordant avec les évaluations de XFOil et de elsA instationnaire sur les profils optimisés.

## *Conclusion du chapitre*

Malgré la surestimation de l'influence du bord de fuite par XFoil, la simulation du comportement du fluide sur les profils optimisés est concordante dans l'ensemble avec le solveur Navier-Stokes instationnaire. Les profils optimisés maximisent la portance tout en retardant le décollement de la couche limite. Il s'agit donc maintenant de comprendre en détail le comportement instationnaire des écoulements sur les profils optimisés par simulations instationnaires.

Le comportement instationnaire de l'écoulement dépendant fortement des conditions de vol et de la géométrie du profil, une étude exhaustive est nécessaire pour comprendre l'apport de l'optimisation et des différentes caractéristiques géométriques des profils sur le comportement instationnaire de l'écoulement. Cette étude est réalisée sur l'ensemble de la gamme de conditions atmosphériques pouvant être rencontrées par un micro-drone martien.



# Simulations Navier-Stokes du comportement instationnaire des écoulements en conditions martiennes

## Sommaire

---

<b>5.1. Analyse des régimes de comportement instationnaire des écoulements</b>	<b>88</b>
5.1.1. Mise en évidence des différents régimes . . . . .	88
5.1.2. Comportement instationnaire de l'écoulement en fonction du régime . .	89
5.1.3. Influence du comportement instationnaire sur les écoulements moyennés	93
<b>5.2. Différence de comportement instationnaire de l'écoulement en fonction de la géométrie des profils optimisés</b>	<b>95</b>
5.2.1. Écoulement incompressible . . . . .	95
5.2.2. En écoulement compressible . . . . .	99
<b>5.3. Influence des caractéristiques de l'écoulement et de la géométrie du profil</b>	<b>105</b>
5.3.1. Effet du nombre de Reynolds sur les écoulements compressibles . . . . .	105
5.3.2. Effet de la compressibilité sur les écoulements martiens . . . . .	108
5.3.3. Étude du comportement de l'écoulement sur une gamme d'incidences plus importante . . . . .	113
5.3.4. Effet de la géométrie du profil sur le comportement des écoulements . .	115

---

Le comportement instationnaire de l'écoulement 2D a une forte influence sur les efforts et la performance aérodynamique d'un profil cambré en conditions d'écoulements rencontrées par un micro-drone martien ( $Re_c < 10000$ ).

Dans ce chapitre, les différents régimes d'écoulement instationnaire sont d'abord décrits en détail. Puis, l'influence de la géométrie des profils optimisés sur le comportement instationnaire des écoulements est étudiée. En écoulement incompressible, la comparaison des profils 1 et 2 permet d'évaluer l'influence de l'optimisation de la loi d'épaisseur et le profil 3 apporte des informations sur l'influence de la loi de cambrure. En écoulement compressible, la comparaison des profils 3 et 4 permet d'évaluer l'influence de la loi de cambrure.

L'influence du bord de fuite arrondi sur le comportement de l'écoulement n'ayant pas été analysée de façon isolée, un profil à bord de fuite pointu est généré à partir du profil 4 (profil 5). Sa loi de cambrure ainsi que sa loi d'épaisseur correspondent à celle du profil 4 jusqu'à l'abscisse  $x/c = 0.7$  (Fig. 5.1).

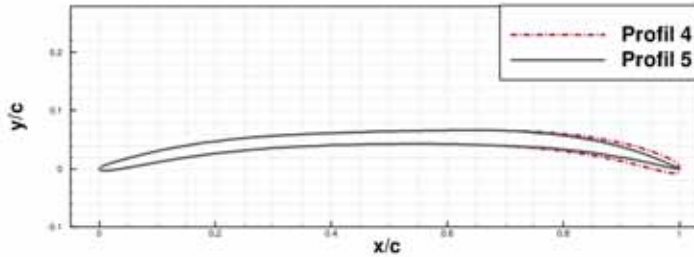


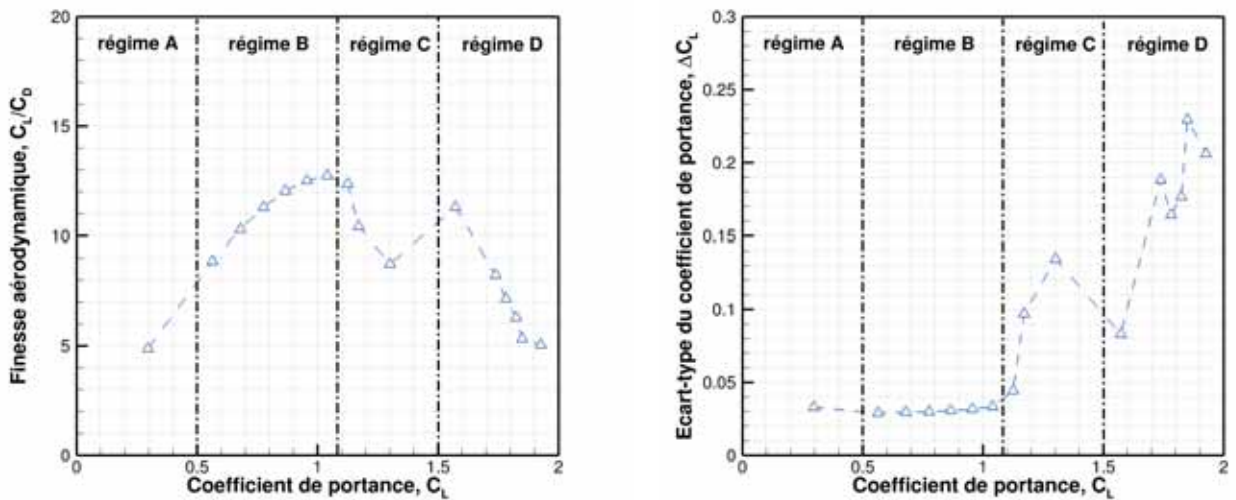
FIGURE 5.1. – Profil 5 : équivalent au profil 4 (optimisé en écoulement compressible) avec un bord de fuite pointu - Permet d'isoler l'effet de la forme du bord de fuite

Pour finir, une analyse plus globale est réalisée en écoulement compressible sur le profil 4, utilisé comme profil de référence dans les optimisations de forme de rotor. Les influences des nombres de Reynolds, de Mach et des caractéristiques géométriques du profil sont étudiées en détail sur le comportement instationnaire de l'écoulement. Les paramètres numériques et les maillages utilisés ont été décrits dans le § 4.3.3 (p. 78).

## 5.1. Analyse des régimes de comportement instationnaire des écoulements

### 5.1.1. Mise en évidence des différents régimes

L'ensemble des profils optimisés rencontrent les mêmes régimes d'écoulement instationnaire dans la gamme de nombre de Reynolds et de nombre de Mach du processus d'optimisation ( $Re_c \in [2000, 10000]$ ,  $M = \{0.1, 0.5\}$ ). La Figure 5.2 met en évidence ces différents régimes ainsi que l'influence de leur apparition sur les efforts aérodynamiques et l'instationnarité de l'écoulement (illustrée par l'évolution de l'écart-type du coefficient de portance) rencontré par le profil 3.



(a) Polaire aérodynamique du profils 3 - Illustration de la performance aérodynamique

(b) Écart-type du coefficient de portance - Illustration de l'instationnarité de l'écoulement

FIGURE 5.2. – Mise en évidence des différents régimes de comportement instationnaire de l'écoulement rencontré par le profil 3, évalués par le solveur Navier-Stokes instationnaire elsA ( $\alpha = [0, 15]$ ,  $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.1$ )

Le régime A est caractérisé par la présence d'instationnarité dans l'écoulement à très faible incidence. Les efforts et la performance aérodynamique sont très faibles. Le passage du régime A au régime B est caractérisé par une diminution de l'instationnarité et une forte augmentation du coefficient de portance. Le régime B représente le régime des profils cambrés optimisés le plus performant aérodynamiquement. L'apparition du régime C est caractérisée par une augmentation de l'instationnarité et une diminution des performances aérodynamiques. Pour finir, le régime D est caractérisé par une forte augmentation des efforts de portance à l'origine de la remontée des performances aérodynamiques. Aux incidences supérieures, la divergence de traînée pénalise les performances aérodynamiques.

### 5.1.2. Comportement instationnaire de l'écoulement en fonction du régime

#### Régime A : Écoulement instationnaire à faible incidence

À faible incidence, la forte cambrure des profils optimisés est à l'origine d'instationnarité dans l'écoulement. Le comportement de l'écoulement est schématisé sur la Figure 5.3.

- La cambrure de bord d'attaque implique un point d'arrêt de l'écoulement incident à l'extrados du profil. L'écoulement à l'intrados rencontre donc une forte accélération au passage du bord d'attaque. Le gradient de pression déclenche un décollement dès le bord d'attaque. Des structures tourbillonnaires sont générées à l'intérieur de la zone décollée, elles sont convectées jusqu'au bord de fuite où l'accélération du fluide les atténue.
- À l'extrados, la partie plane du profil permet de garder l'écoulement stable jusqu'à la cambrure de bord de fuite qui fixe le point de décollement de la couche limite. Le décollement

est à l'origine de structures tourbillonnaires (en rouge sur le schéma) tandis que l'instationnarité de la circulation sur le profil est à l'origine d'autres structures tourbillonnaires (en gris sur le schéma) de vorticité inverse. Les structures tourbillonnaires sont lâchées dans le sillage et induisent un battement de von K arm n.

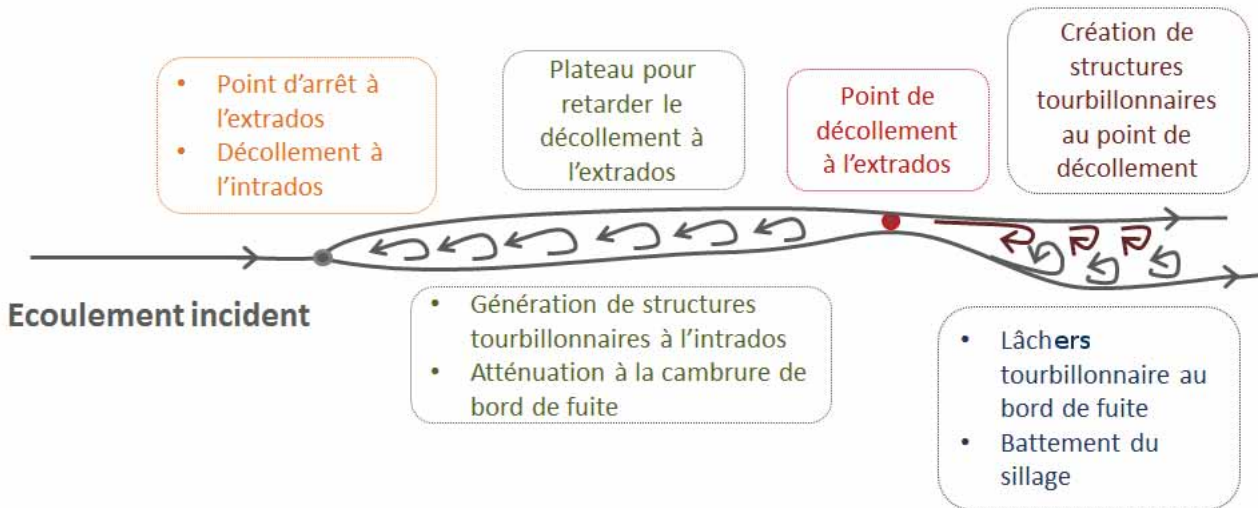


FIGURE 5.3. – Régime A : schématisation du comportement instationnaire des écoulements sur profil optimisé à très faible incidence

La zone décollée à l'intrados augmente l'instationnarité de l'écoulement et modifie la cambrure du profil vue par l'écoulement extérieur. Ce phénomène est à l'origine des faibles efforts aérodynamiques et de la faible performance des profils optimisés à faible incidence.

### Régime B :  coulement quasi-stationnaire

Le régime quasi-stationnaire représente le régime des profils optimisés le plus performant aérodynamiquement. Le comportement de l'écoulement est schématisé sur la Figure 5.4.

- L'augmentation de l'incidence par rapport au régime A permet une bonne adaptation à l'écoulement incident permettant d'éviter le décollage à l'intrados ainsi que sur une grande partie de l'extrados. La cambrure du profil optimisé vu par l'écoulement extérieur n'est donc pas modifiée par un décollage.
- Malgré l'augmentation de l'incidence par rapport au régime A, l'adaptation à l'écoulement au bord d'attaque, le plateau au centre du profil et la forte cambrure de bord de fuite permettent de fixer le point de décollage à l'extrados à une abscisse équivalente. L'instationnarité de l'écoulement vient donc uniquement du décollage de bord de fuite à l'origine du battement de von K arm n.

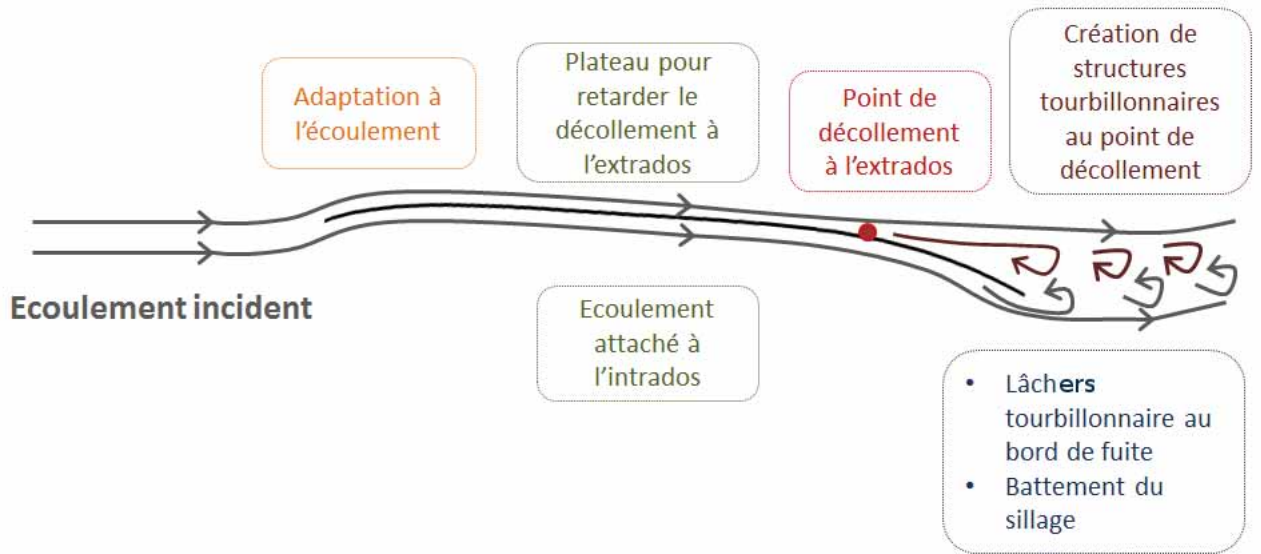


FIGURE 5.4. – Régime B : schématisation du comportement instationnaire des écoulements sur profil optimisé aux incidences de performance aérodynamique maximale

La zone décollée étant faible, l'instationnarité dans l'écoulement l'est également. La forte cambrure du profil est à l'origine d'une portance importante sans forte pénalisation de la performance par la traînée. Les incidences où le point de décollement est fixé au niveau de la cambrure arrière du profil sans décollement à l'intrados permettent donc de maximiser les performances aérodynamiques 2D.

### Régime C : Écoulement instationnaire à faible performance

L'apparition du régime C est caractérisée par une augmentation de l'instationnarité et une diminution des performances aérodynamiques. Le comportement de l'écoulement est schématisé sur la Figure 5.5.

- L'incidence du profil étant plus importante qu'en régime B, l'adaptation à l'écoulement au bord d'attaque est à l'origine d'une survitesse importante pour l'écoulement à l'extrados. Cependant, le bord d'attaque du profil optimisé étant fortement cambré, la survitesse ne déclenche pas le décollement de la couche limite.
- Le décollement à l'extrados est situé entre la cambrure de bord d'attaque et la cambrure de bord de fuite, au niveau de la partie plane du profil. La zone décollée et les structures tourbillonnaires générées sont donc plus importantes. La forme des structures tourbillonnaires engendre une modification de la géométrie du profil vue par l'écoulement extérieur au bord de fuite, ce qui cause une accélération du fluide.

Le changement de la position du point de décollement de la couche limite est à l'origine d'une zone décollée plus importante au bord de fuite et d'une augmentation de l'instationnarité. La perturbation du sillage engendrée par la zone de décollement est à l'origine d'un gain de traînée et ainsi d'une perte en performance aérodynamique par rapport au régime quasi-stationnaire.

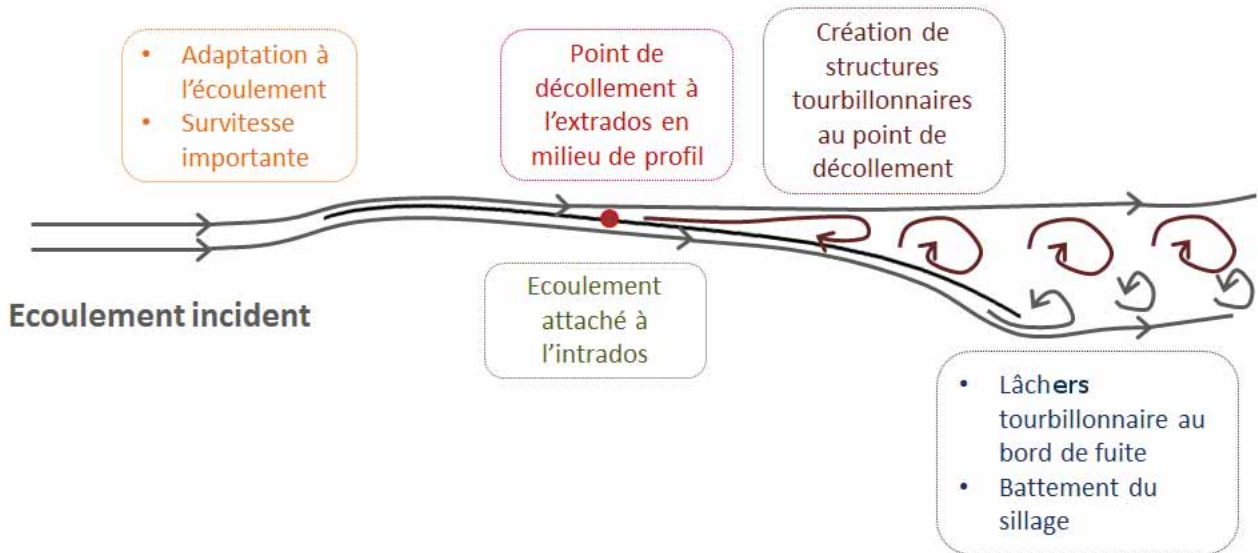


FIGURE 5.5. – Régime C : schématisation du comportement instationnaire des écoulements sur profil optimisé aux incidences instationnaires à faible performance aérodynamique

#### Régime D : Écoulement fortement instationnaires à l'origine d'un gain de portance

L'apparition du régime D est caractérisée par une forte augmentation des efforts de portance et une augmentation des performances aérodynamiques. Le comportement de l'écoulement est schématisé sur la Figure 5.6.

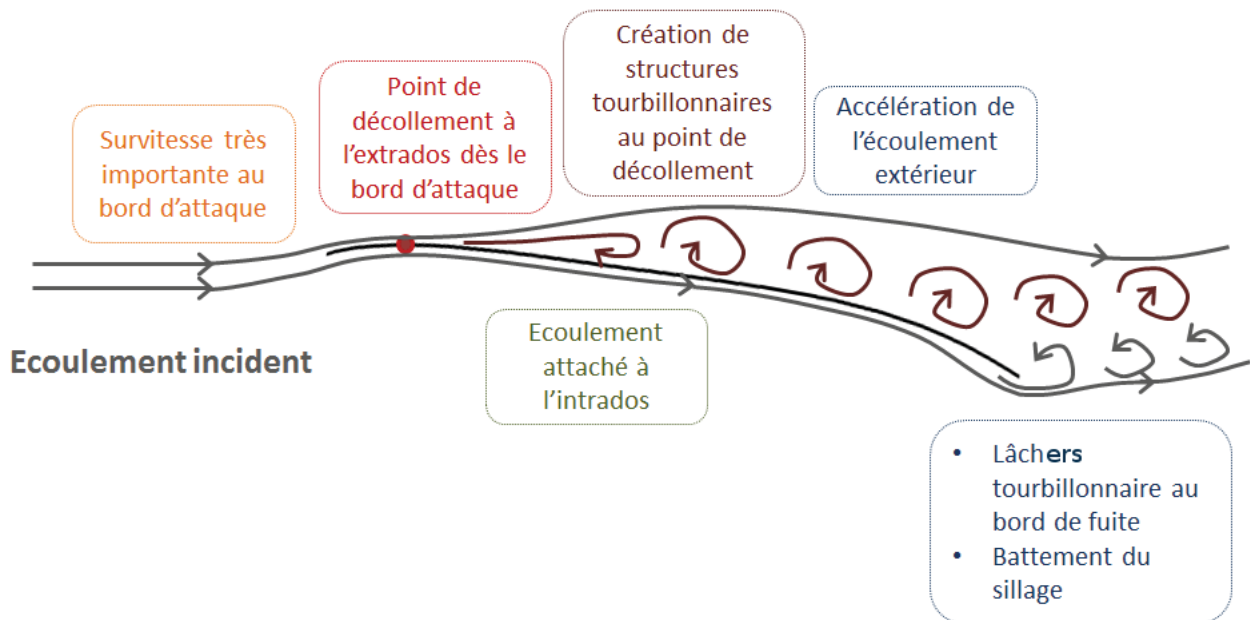


FIGURE 5.6. – Régime D : schématisation du comportement instationnaire des écoulements sur profil optimisé aux incidences instationnaires caractérisées par un gain de portance

- L'augmentation de l'incidence du profil est à l'origine d'une survitesse plus importante au bord d'attaque, ce qui déclenche le décollement de la couche limite dans la première partie

du profil.

- Les structures tourbillonnaires sont générées dans la zone décollée et convectées tout en restant au contact du profil par efforts de circulation. Elles modifient donc la géométrie du profil vue par l'écoulement extérieur et sont à l'origine d'une accélération du fluide. Les structures tourbillonnaires restant collées au profil jusqu'au bord de fuite, le sillage n'est pas plus perturbé qu'en régime C.

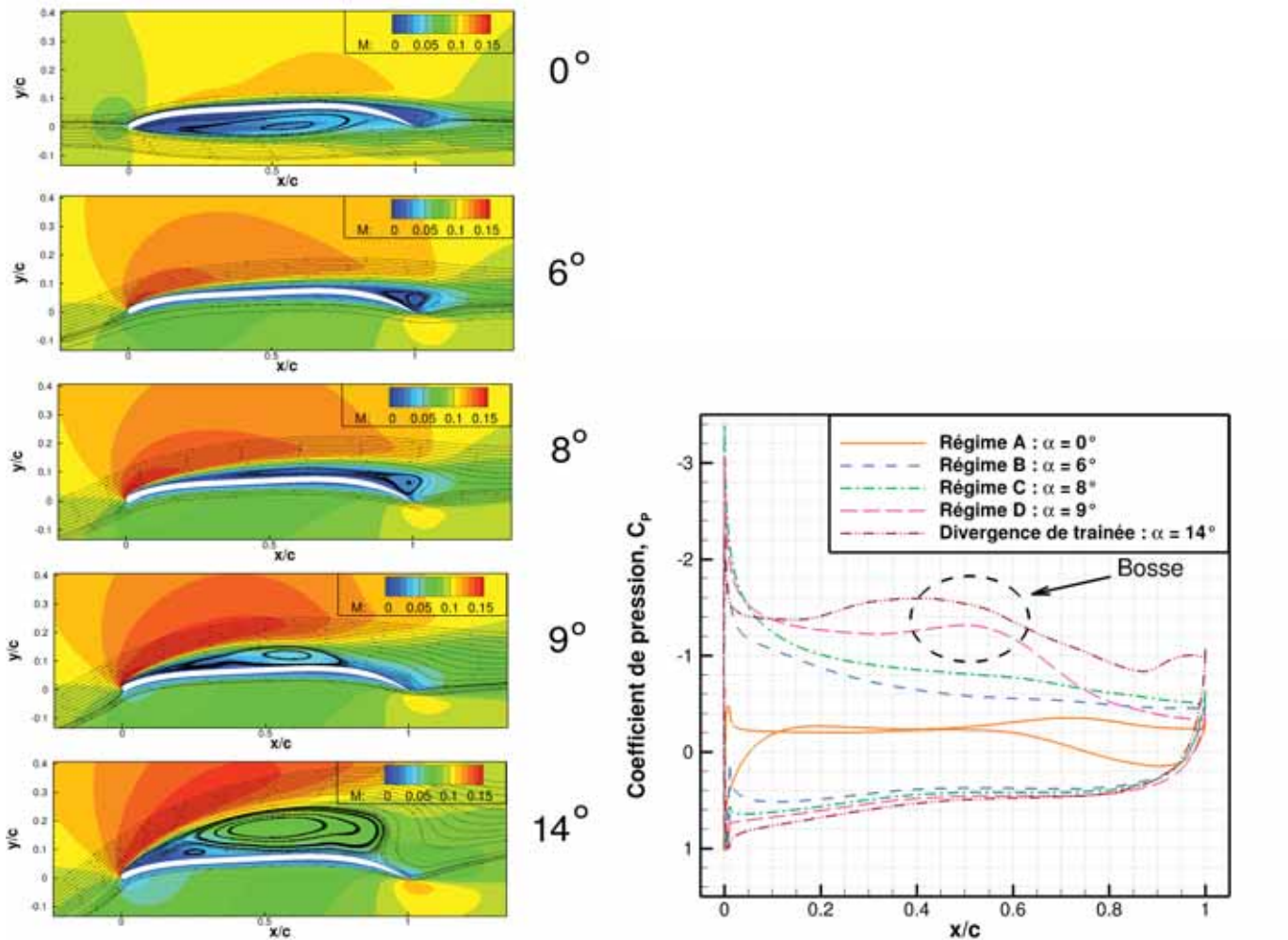
Le déplacement du point de décollement de la couche limite génère donc une accélération du fluide à l'extrados à l'origine du gain d'efforts de portance. Au passage du régime C au régime D, le gain en effort de portance n'est pas compensé par l'augmentation de la traînée, ce qui augmente les performances aérodynamiques. Aux incidences supérieures, les structures tourbillonnaires deviennent plus importantes, l'accélération du fluide à l'extrados cause donc une forte augmentation de la traînée, ce qui pénalise les performances aérodynamiques : c'est la divergence de traînée.

### 5.1.3. Influence du comportement instationnaire sur les écoulements moyennés

Les performances aérodynamiques évaluées numériquement et expérimentalement sont moyennées, il est donc nécessaire d'étudier le comportement des écoulements moyennés en fonction du régime de comportement instationnaire. La Figure 5.7 met en évidence l'influence du régime de comportement instationnaire sur les écoulements moyennés pour le profil 1 en écoulement incompressible.

- Au régime A ( $\alpha = 0^\circ$ ), l'écoulement décollé à l'intrados engendre une accélération du fluide. Entre les abscisses  $x/c = 0.1$  et  $x/c = 0.5$ , l'écoulement possède la même vitesse à l'intrados qu'à l'extrados. Aux abscisses supérieures, l'écoulement est ralenti à l'intrados par la cambrure du bord de fuite, ce qui permet au profil de générer des efforts de portance.
- Au régime B ( $\alpha = 6^\circ$ ), l'écoulement à l'extrados ralentit progressivement sur le profil. Le décollement à l'abscisse  $x/c \sim 0.85$  est à l'origine d'un plateau de pression à l'arrière du profil.
- Au régime C ( $\alpha = 8^\circ$ ), les répartitions de pression se comportent de façon similaire au régime B. Toutefois, le décollement a lieu beaucoup plus tôt sur le profil, à l'abscisse  $x/c \sim 0.2$ . La variation de géométrie vue par l'écoulement extérieur est donc plus faible et l'écoulement à l'extrados est moins ralenti qu'à l'incidence  $\alpha = 6^\circ$ .
- Au passage au régime D ( $\alpha = 9^\circ$ ), les répartitions de pression moyennées adoptent un nouveau comportement. Le décollement dès le bord d'attaque est à l'origine de structures tourbillonnaires importantes convectées sur le corps du profil, ce qui induit une accélération du fluide au niveau de chacune des structures. Par conséquent, le comportement moyen du fluide est caractérisé par une zone de recirculation au centre du profil causant une accélération de l'écoulement. Cette accélération est à l'origine d'une bosse sur les répartitions de pression. Les structures tourbillonnaires étant présentes de façon intermittente sur la seconde partie du profil, les répartitions de pression montrent en moyenne une décélération de l'écoulement.
- Aux incidences supérieures ( $\alpha = 14^\circ$ ), caractérisées par la divergence de traînée, les répartitions de coefficient de pression moyennées présentent également une bosse caractéristique de

l'écoulement massivement décollé. Cependant, l'écoulement moyen ne ralentit pas comme à l'incidence  $\alpha = 9^\circ$ , ce qui explique la forte augmentation de la traînée.



(a) Champs de nombre de Mach moyennés du profil 1 (b) Répartition de coefficient de pression moyennés du profil 1

FIGURE 5.7. – Comportement des écoulements moyennés du profil 1 aux incidences caractéristiques des différents régimes de comportement instationnaire de l'écoulement ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.1$ )

On remarque que :

- L'épaississement de la couche limite est très important à faible nombre de Reynolds. À incidence la plus performante aérodynamiquement ( $\alpha = 6^\circ$ ), l'épaisseur totale de la couche limite (extrados et intrados) sur la seconde partie du profil est de l'ordre de l'épaisseur du profil ( $e/c = 2\%$ ). L'évolution du point de décollement de la couche limite aux incidences supérieures amplifie ce phénomène. Ainsi, la forme effective du profil vue par l'écoulement extérieur est très différente de celle optimisée.
- Aux régimes B,C et D, les répartitions de pression à l'intrados varient peu avec l'incidence. En effet, quel que soit le régime de l'écoulement, il est attaché et stable. La différence de comportement des régimes B à D est principalement due à l'instationnarité sur l'extrados qui engendre les efforts de portance et de traînée.

- La bosse de pression moyenne rencontrée aux régimes massivement décollés ( $\alpha > 9^\circ$ ) est très semblable au comportement de l'écoulement transitionnel par bulbe de décollement. L'étude de *Anyoji et al.* [4] cherchant à étudier la position de la transition laminaire-turbulent sur un profil par PSP (Pressure Sensitive Paint), a d'ailleurs interprété ce comportement comme une transition.

## *Conclusion intermédiaire*

Les régimes principaux de comportement d'écoulement instationnaire sur profils optimisés ont été mis en évidence et décrits en détail. Cependant, le comportement instationnaire de l'écoulement est fortement influencé par les nombres de Reynolds et de Mach ainsi que par la géométrie des profils. Il est donc nécessaire d'évaluer l'influence de chacun de ces effets sur le comportement de l'écoulement. Dans un premier temps, l'influence des faibles différences de géométrie entre les profils optimisés est étudiée sur le comportement de l'écoulement et sur les efforts aérodynamiques. Dans un second temps, l'influence de la gamme de nombre de Reynolds, de nombre de Mach et de forme de profil est étudiée sur le comportement de l'écoulement instationnaire sur la gamme d'incidence évaluée.

## **5.2. Différence de comportement instationnaire de l'écoulement en fonction de la géométrie des profils optimisés**

Dans ce paragraphe, l'influence des faibles différences de géométrie entre les profils optimisés est évaluée sur le comportement moyen des écoulements, la position du point de décollement à l'extrados ainsi que sur les répartitions de pression moyennées. Le comportement de l'écoulement instationnaire étant dépendant du nombre de Mach, les effets de géométrie sont d'abord évalués en écoulement incompressible puis en écoulement compressible.

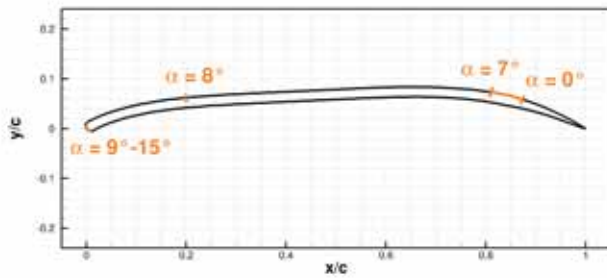
En écoulement incompressible, la comparaison des profils 1 et 2 permet d'évaluer l'influence de l'optimisation de loi d'épaisseur et le profil 3 apporte des informations sur l'influence de la loi de cambrure. En écoulement compressible, la comparaison des profils 3 et 4 permet d'évaluer l'influence de la loi de cambrure et l'influence de la géométrie du bord de fuite est étudiée par le profil 5, équivalent au profil 4 avec un bord de fuite pointu.

### **5.2.1. Écoulement incompressible**

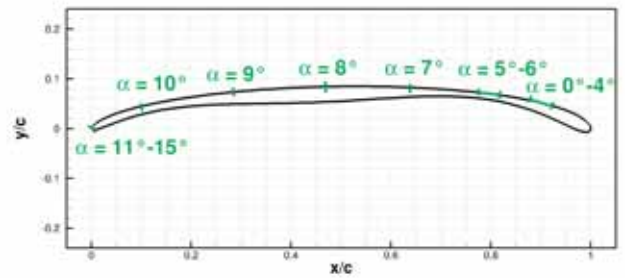
#### **Évolution de l'abscisse moyenne du point de décollement de la couche limite à l'extrados**

Le décollement de la couche limite engendre des structures tourbillonnaires à l'origine de phénomènes instationnaires. La Figure 5.8 met en évidence la position moyennée du point de décollement à l'extrados des profils optimisés évaluée par Navier-Stokes en fonction de l'incidence.

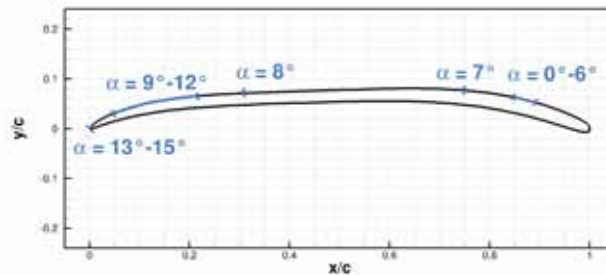
- Le **profil 1** montre trois états distincts.
  - Le décollement aux incidences de  $0^\circ$  à  $7^\circ$  (régimes A-B) est fixé à l'abscisse  $x/c \sim 0.85$ , position de la cambrure arrière à l'extrados où la variation de la pente est maximale.
  - Puis, il évolue vers l'avant du profil, à l'abscisse  $x/c \sim 0.2$  correspondant à la fin de la cambrure avant, à l'incidence  $\alpha = 8^\circ$  (régime C).
  - À partir de l'incidence  $\alpha = 9^\circ$  jusqu'à  $\alpha = 15^\circ$  (régime D), le décollement a lieu dès le bord d'attaque du profil. En effet, la forte cambrure associée à la courbure de loi d'épaisseur du bord d'attaque déclenche le décollement généralisé.



(a) Profil 1 : optimisé en loi de cambrure avec loi d'épaisseur prédéfinie



(b) Profil 2 : optimisé en loi d'épaisseur avec loi de cambrure pré-optimisée



(c) Profil 3 : optimisé simultanément en loi de cambrure et d'épaisseur

FIGURE 5.8. – Position moyenne du point de décollement de la couche limite à l'extrados des profils optimisés en fonction de l'incidence, évaluée avec le solveur instationnaire ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.1$ )

- Le **profil 2**, optimisé en loi d'épaisseur à partir de la cambrure du profil 1, a une variation de la pente plus faible à l'extrados. Il montre une évolution du point de décollement plus progressive.
  - Le décollement évolue lentement entre le début et la fin de la cambrure arrière du profil aux incidences  $\alpha = [0^\circ, 6^\circ]$  (régimes A-B).
  - Puis, le point de décollement évolue graduellement des abscisses  $x/c \sim 0.64$  à  $x/c \sim 0.28$  aux incidences  $\alpha = 7^\circ$  à  $\alpha = 9^\circ$  (régime C).
  - Puis, le décollement évolue vers l'abscisse  $x/c \sim 0.12$  à l'incidence  $\alpha = 10^\circ$  qui représente le début du régime D.
  - À partir de l'incidence  $\alpha = 11^\circ$  jusqu'à  $\alpha = 15^\circ$ , le décollement a lieu dès le bord

d'attaque du profil. En comparaison avec le profil à loi d'épaisseur prédéfinie (profil 1), l'affinement de la forme de bord d'attaque a tendance à retarder le décollement de la couche limite du fait de la courbure plus progressive.

- Le **profil 3** montre un comportement plus proche du profil 1 pour les incidences  $\alpha < 9^\circ$ , le comportement du décollement de bord d'attaque est cependant différent des autres profils.
  - La variation de pente au niveau de sa cambrure de bord de fuite étant importante, il fixe le décollement à des abscisses  $x/c > 0.85$  pour les incidences  $\alpha = 0^\circ$  à  $\alpha = 6^\circ$  (régime A-B).
  - Sa cambrure étant plus faible que le profil 1, le point de décollement remonte jusqu'à  $x/c = 0.75$  à l'incidence  $\alpha = 7^\circ$ .
  - Puis, la partie centrale du profil étant plane, le décollement évolue rapidement vers l'avant du profil.
  - La loi d'épaisseur au bord d'attaque ayant une courbure très progressive, le décollement généralisé de la couche limite est retardé jusqu'à l'incidence  $\alpha = 13^\circ$ . Il évolue progressivement entre les abscisses  $x/c = 0.31$  et  $x/c = 0.05$  aux incidences  $\alpha = 8^\circ$  à  $\alpha = 12^\circ$ . Le passage au régime D a lieu à l'incidence  $\alpha = 10^\circ$  pour une abscisse de décollement  $x/c \sim 0.17$ .

Malgré les fortes similitudes de géométrie entre les profils, le décollement de la couche limite ne présente pas la même évolution. La variation de la pente à l'extrados et la courbure du bord d'attaque ont une forte influence sur l'abscisse de décollement. La position du décollement du profil 1 évolue rapidement de la cambrure arrière au bord d'attaque. Tandis que le décollement du profil 2, ayant la même loi de cambrure, évolue progressivement sur le corps du profil. Pour le profil 3, le décollement évolue rapidement de la cambrure arrière à la cambrure avant. Cependant, il reste localisé au niveau de la cambrure de bord d'attaque pour un certain nombre d'incidences à cause de sa faible courbure de bord d'attaque. Le point de décollement de la couche limite représentant le passage au régime D d'écoulement instationnaire est d'environ  $x/c \sim 0.15$  pour l'ensemble des profils.

### Efforts aérodynamiques

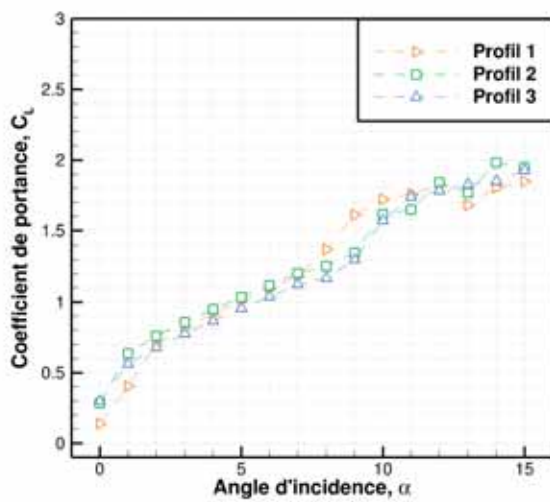
La position du décollement et les différents régimes instationnaires des écoulements ayant été décrits, les efforts aérodynamiques des profils optimisés sont comparés afin d'évaluer l'influence de ces différences de comportement sur la performance aérodynamique. La Figure 5.9 présente l'évolution des efforts aérodynamiques, de la performance et de l'instationnarité dans l'écoulement (représentée par l'écart-type du coefficient de portance  $\Delta C_L$ ) en fonction de l'incidence des profils optimisés en écoulement incompressible.

La gamme d'incidences optimales  $\alpha_{opt} = [4^\circ, 7^\circ]$  est la même pour les trois profils évalués. Les performances des profils sont comparées dans la gamme d'incidences optimales et aux incidences supérieures pour la caractérisation des régimes fortement instationnaires.

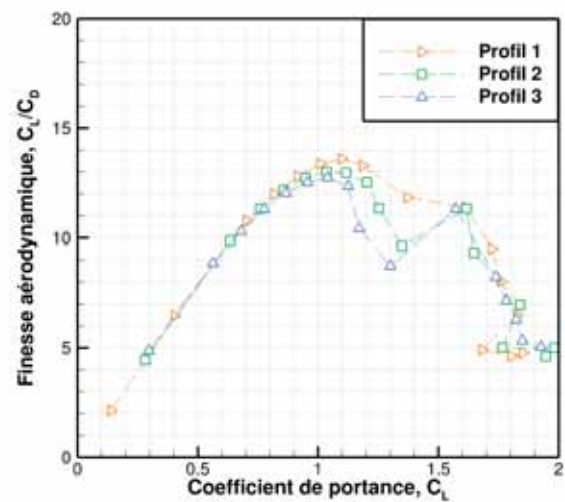
- Dans un premier temps, les profils 1 et 2 sont comparés afin d'évaluer l'influence de la modification de la loi d'épaisseur sur les efforts aérodynamiques à cambrure équivalente. L'optimisation de la loi d'épaisseur du profil 2 a diminué la variation de pente à l'extrados

ainsi que la courbure de bord d'attaque, ce qui engendre une évolution progressive du point de décollement en fonction de l'incidence.

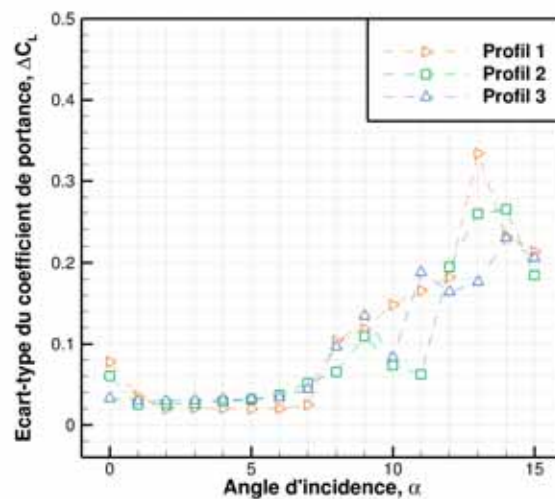
- Aux incidences optimales  $\alpha_{opt}$ , le profil 1 fixe le décollement à l'arrière du profil, ce qui lui permet de minimiser la traînée et l'instationnarité de l'écoulement par rapport au profil 2.
- Aux incidences supérieures, l'évolution rapide du décollement du profil 1 vers le bord d'attaque permet d'atteindre le régime D sans avoir de perte importante de performance. Le profil 2, au contraire, diminue fortement en performance aérodynamique aux incidences  $\alpha = \{8^\circ, 9^\circ\}$  où l'écoulement instationnaire se comporte selon le régime C.



(a) Coefficient de portance des profils optimisés en fonction de l'incidence



(b) Finesse aérodynamique des profils optimisés en écoulement incompressible - Performance des profils



(c) Écart-type du coefficient de portance des profils optimisés - Illustration de l'instationnarité de l'écoulement

FIGURE 5.9. – Efforts aérodynamiques générés par les profils optimisés, évalués par le solveur Navier-Stokes instationnaire elsA ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.1$ )

- Le comportement du point de décollement sur le profil 3 est proche de celui du profil 1 aux incidences optimales  $\alpha_{opt}$ . Ainsi, sa génération de traînée est également semblable. Sa cambrure étant légèrement plus faible que les profils 1-2, sa portance et sa performance aérodynamique le sont également. Aux incidences supérieures, la faible courbure de son bord d'attaque retarde le décollement généralisé de la couche limite. Ainsi, comme pour le profil 2, l'écoulement instationnaire aux incidences  $\alpha = \{8^\circ, 9^\circ\}$  se comporte de la manière du régime C, ce qui pénalise les performances aérodynamiques.

En écoulement instationnaire incompressible, le profil optimisé le plus performant *dans la gamme d'incidences optimales*  $\alpha_{opt} = [4^\circ, 7^\circ]$  est celui qui possède la plus forte cambrure et qui retarde au maximum le décollement de la couche limite à l'extrados. Une forte variation de pente au niveau de la cambrure arrière du profil permet de retarder le décollement.

*Aux incidences supérieures*, le décollement de la couche limite évolue vers la première partie du profil et l'instationnarité devient importante dans l'écoulement. C'est la forme du bord d'attaque qui influe sur les performances aérodynamiques. Plus la courbure du bord d'attaque est importante, plus le décollement de la couche limite a lieu dès le bord d'attaque du profil à faible incidence et l'apparition du régime D s'accompagne d'un gain important de portance.

### 5.2.2. En écoulement compressible

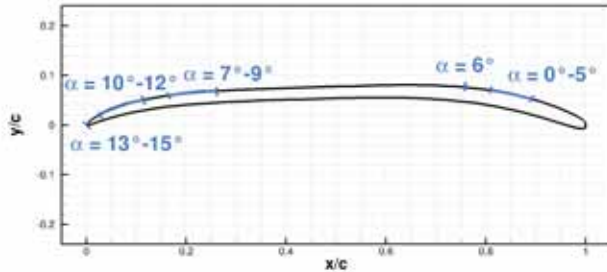
#### Évolution de l'abscisse moyenne du point de décollement de la couche limite à l'extrados

Le régime d'écoulement instationnaire et les performances aérodynamiques d'un profil dépendent directement du point de décollement de la couche limite. La Figure 5.8 met en évidence la position moyennée du point de décollement à l'extrados des profils évalués en écoulement compressible en fonction de l'incidence.

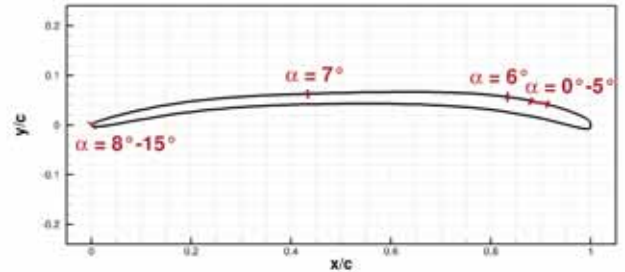
- Le **profil 3** (Fig. 5.10(a)) montre deux phases distinctes dans la position du point de décollement, comme en écoulement incompressible mais à des incidences différentes.
  - Les incidences  $\alpha = [0^\circ, 6^\circ]$  (régimes A-B) sont caractérisées par un point de décollement fixé à l'arrière du profil, entre les abscisses  $x/c = 0.88$  et  $x/c = 0.76$ .
  - À partir de l'incidence  $\alpha = 7^\circ$ , le décollement a lieu dans la première partie du profil avec une évolution de l'abscisse de  $x/c = 0.26$  jusqu'au décollement au bord d'attaque à partir de l'incidence  $\alpha = 13^\circ$ .
  - Le régime instationnaire avec un pic d'efforts de portance (régime D) commençant à l'incidence  $\alpha = 10^\circ$ , le point de décollement critique pour cette forme de profil est de  $x/c \sim 0.11$ , contre  $x/c \sim 0.17$  en écoulement incompressible.
- Les **profils 4 et 5** montrent une évolution similaire de la position du point de décollement à l'extrados (Fig. 5.10(b-c)).
  - Les incidences  $\alpha = [0^\circ, 6^\circ]$  (régime B) sont caractérisées par un décollement fixé à l'arrière du profil. La géométrie arrondie du bord de fuite du profil 4 permet de retarder la variation de la pente à l'extrados et ainsi de retarder le décollement de la couche limite par rapport au profil 5.
  - Puis, à l'incidence  $\alpha = 7^\circ$ , le décollement a lieu dans la partie centrale des deux profils,

au niveau de l'abscisse  $x/c = 0.43$  (régime C).

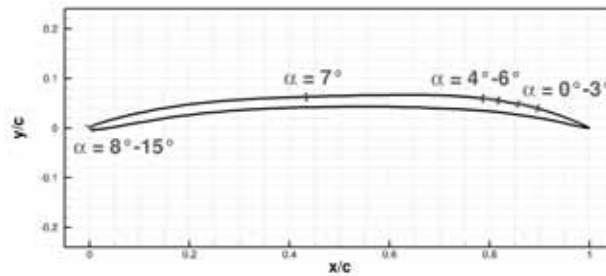
- Pour finir, le décollement est fixé dès le bord d'attaque à partir de l'incidence  $\alpha = 8^\circ$ , correspondant à l'arrivée du régime fortement instationnaire (régime D), ce qui permet d'améliorer les performances.



(a) Profil 3 : optimisé simultanément en loi de cambrure et loi d'épaisseur en écoulement incompressible



(b) Profil 4 : optimisé simultanément en loi de cambrure et loi d'épaisseur en écoulement compressible



(c) Profil 5 : similaire au profil 4 avec modification de forme de bord de fuite

FIGURE 5.10. – Position moyenne du point de décollement de la couche limite à l'extrados des profils optimisés en fonction de l'incidence ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

La cambrure de bord d'attaque des profils 4-5 étant plus faible que celle du profil 3, le décollement généralisé de la couche limite a lieu à des incidences plus faibles. De plus, la loi d'épaisseur arrondie du bord de fuite (profil 4) tend à retarder le décollement de la couche limite en régime d'écoulement quasi-stationnaire en comparaison avec le bord de fuite pointu (profil 5).

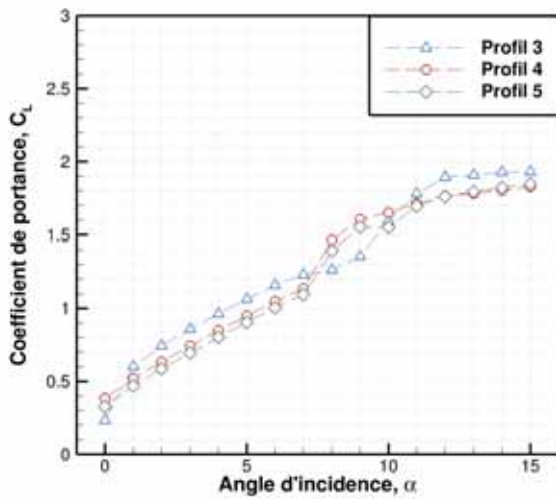
On remarque que l'abscisse de décollement permettant le passage au régime D d'écoulement instationnaire est plus faible en écoulement compressible qu'en écoulement incompressible pour le profil 3. En revanche, l'incidence correspondante est la même. L'influence du nombre de Mach sur le comportement de l'écoulement instationnaire est détaillée au § 5.3.2.

### Efforts aérodynamiques

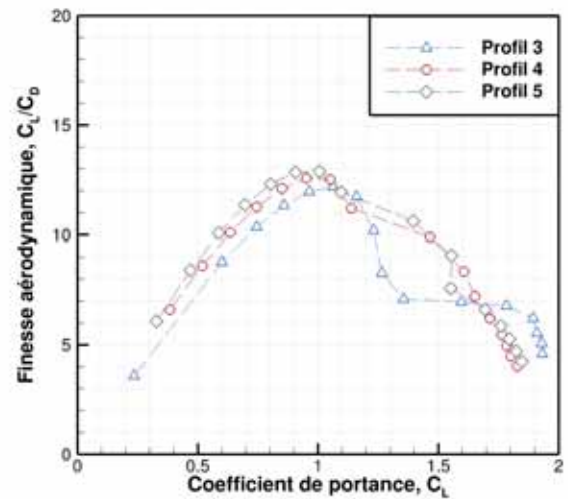
Les profils sont évalués par le solveur Navier-Stokes instationnaire en conditions représentatives des écoulements martiens et sur la gamme de nombre de Reynolds utilisée pour l'optimisation. La finesse aérodynamique et les coefficients de portance sont comparés sur la Figure 5.11.

En écoulement compressible, la gamme d'incidences optimales  $\alpha_{opt} = [4^\circ, 6^\circ]$  est la même

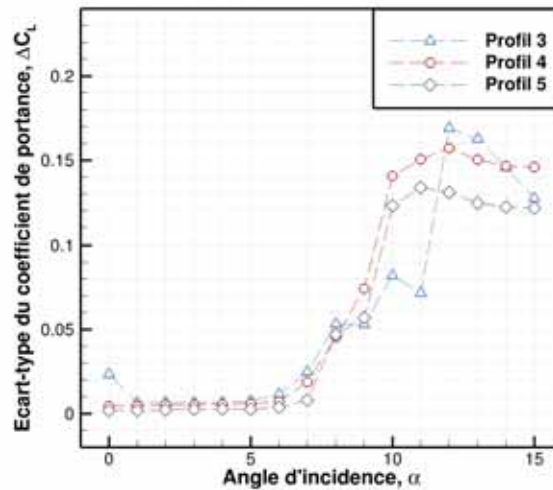
pour les trois profils évalués. Elle est cependant plus faible qu'en écoulement incompressible. Les performances des profils sont comparées dans la gamme d'incidences optimales et aux incidences supérieures pour la caractérisation des régimes fortement instationnaires. On remarque qu'en écoulement compressible, l'apparition du régime D d'écoulement est à l'origine d'un gain de portance mais ne permet pas de gain de finesse aérodynamique.



(a) Coefficient de portance



(b) Finesse aérodynamique



(c) Écart-type du coefficient de portance  
Illustration de l'instationnarité de l'écoulement

FIGURE 5.11. – Efforts aérodynamiques générés par les profils évalués en écoulement compressible, par le solveur Navier-Stokes instationnaire elsA ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

- Dans un premier temps, l'influence de la cambrure est évaluée avec la comparaison entre les profils 3-4, qui ont des lois d'épaisseur très proches.
  - Sur la gamme d'incidences optimales  $\alpha_{opt} = [4^\circ, 6^\circ]$ , le profil 4 génère des coefficients de portance plus faibles du fait de sa plus faible cambrure mais le décollement de la couche

limite étant retardé, ses performances aérodynamiques sont supérieures.

- Aux incidences supérieures, le bord d'attaque du profil 4 déclenche le décollement généralisé et le régime D d'écoulement à l'incidence  $\alpha = 8^\circ$ . Tandis que la forte cambrure de bord d'attaque du profil 3 retarde l'arrivée du régime D à l'incidence  $\alpha = 10^\circ$ . Ainsi, la performance aérodynamique du profil 3 à grande incidence est très faible alors que le profil 4 tire profit de l'instationnarité de l'écoulement.
- Maintenant, *l'influence de la géométrie du bord de fuite* est évaluée sur les efforts avec la comparaison entre les profils 4-5.
  - Il est d'abord remarqué que l'instationnarité de l'écoulement est plus faible avec le profil 5 qu'avec le profil 4 sur l'ensemble de la gamme d'incidence. En effet, la forme pointue du bord de fuite permet de fixer le point de décollement de la couche limite à l'intrados, ce qui permet de diminuer légèrement la variation de la circulation du profil.
  - En termes d'efforts aérodynamiques, aux incidences optimales  $\alpha_{opt} = [4^\circ, 6^\circ]$ , le profil 4 génère des coefficients de portance supérieurs. Ce résultat est concordant avec le retardement du décollement de la couche limite induit par la forme du bord de fuite. Cependant, la finesse aérodynamique est très légèrement supérieure pour le profil 5. Ce phénomène est expliqué par l'étude des répartitions de pression moyennées dans la partie suivante. Aux incidences supérieures, les performances aérodynamiques des profils 4 et 5 sont proches dans les régimes d'écoulement fortement instationnaires.

En écoulement instationnaire compressible, l'influence du décollement est plus forte qu'en écoulement incompressible. Ainsi, le profil optimisé maximisant les performances aérodynamiques instationnaires n'est pas celui qui maximise la cambrure. De plus, la géométrie du bord de fuite a peu d'influence sur les performances. La forme pointue diminue légèrement l'instationnarité de l'écoulement tandis que la géométrie arrondie retarde légèrement le décollement et permet ainsi de générer des efforts plus importants. La géométrie pointue semble maximiser les performances aérodynamiques.

### **Influence de la géométrie du bord de fuite sur les répartitions de pression moyennées**

Dans les conditions d'écoulement rencontré par un micro-drone martien, l'épaisseur de couche limite est très importante et l'écoulement de bord de fuite est décollé à l'extrados du fait de la forme très cambrée des profils optimisés. La géométrie du bord de fuite est donc "noyée" dans la couche limite. Cependant, elle a de l'influence sur les répartitions de pression moyennées. La Figure 5.12 présente les répartitions de pression des profils 4 et 5 à l'incidence optimale  $\alpha = 6^\circ$ , un zoom sur les coefficients de pression du bord de fuite permet de comprendre plus en détail le comportement des écoulements.

La forme arrondie du bord de fuite du profil 4 retarde le décollement de la couche limite à l'extrados, ce qui permet d'augmenter la circulation du profil et ainsi d'élargir les répartitions de pression en comparaison avec le profil 5. Cependant, à l'intrados, la forme plus épaisse du bord de fuite arrondi incite l'écoulement à accélérer à une abscisse plus faible que sur le profil 5. De plus, au passage du bord de fuite, l'écoulement de l'intrados est plus rapide que celui de l'extrados, ce qui cause une légère perte de portance.

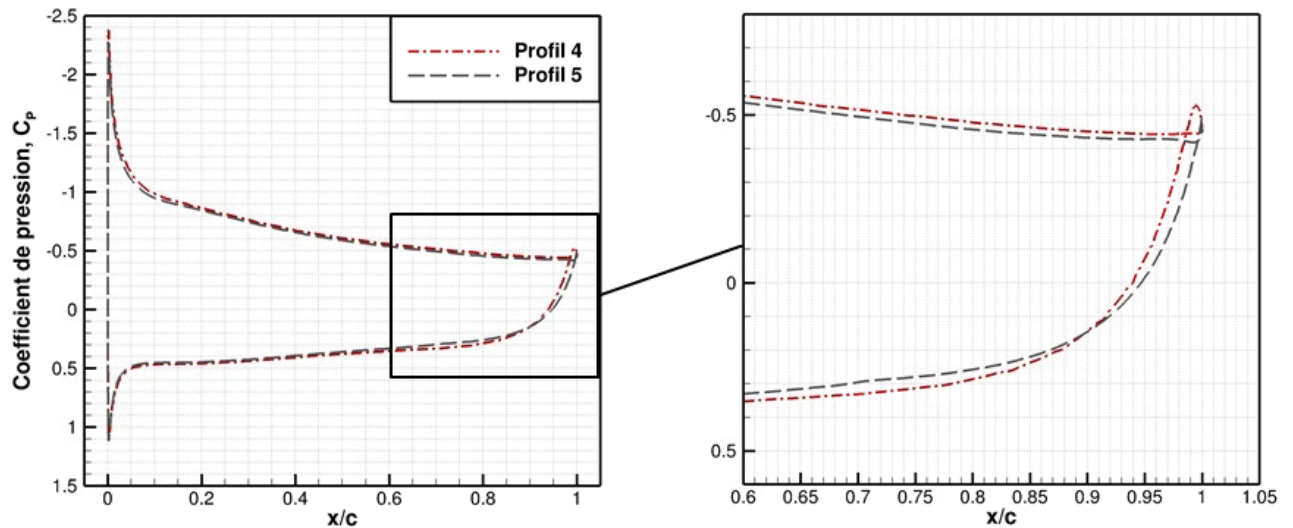


FIGURE 5.12. – Influence de la géométrie du bord de fuite : répartition de coefficients de pression moyennés des profils 4 et 5 à l'incidence optimale  $\alpha = 6^\circ$  ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

Ainsi, l'accélération plus progressive de l'écoulement à l'intrados du profil 5 permet de générer une traînée aérodynamique plus faible, ce qui permet de maximiser les performances aérodynamiques. On remarque que cet effet a tout de même très peu d'influence sur les performances 2D.

### Évaluation de la nature de la traînée en fonction de l'incidence du profil optimisé

La nature de la traînée est étudiée pour le profil 4 en conditions d'écoulement ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ). La part des traînées de frottement et de pression sur la traînée totale instantanée est présentée à plusieurs incidences sur la Figure 5.13. La position du décollement de la couche limite est également présentée pour une meilleure compréhension de la part de traînée de frottement.

- À faible incidence  $\alpha = 0^\circ$ , la traînée dominante est la traînée de frottement.
- À  $\alpha = 5^\circ$ , incidence efficace en termes de finesse aérodynamique, la traînée de pression est plus forte qu'à l'incidence inférieure, la traînée de frottement est équivalente. En effet, le point de décollement n'ayant que très peu évolué, le frottement n'évolue pas non plus. Les deux mécanismes de traînée sont donc d'importance équivalente aux incidences efficaces des profils optimisés. En guise de comparaison, aux grands nombres de Reynolds, la traînée de frottement représente environ 80% de la traînée totale aux incidences modérées.
- À l'incidence  $\alpha = 7^\circ$ , le décollement ayant lieu à un abscisse plus faible qu'aux incidences inférieures, la traînée de frottement diminue. La traînée de pression continue à augmenter et devient dominante.
- Pour finir, à  $\alpha = 11^\circ$ , l'écoulement est décollé sur une grande partie du profil et la traînée de pression est largement dominante sur la traînée de frottement, elle est à l'origine de la divergence de traînée aux fortes incidences du régime d'écoulement D.

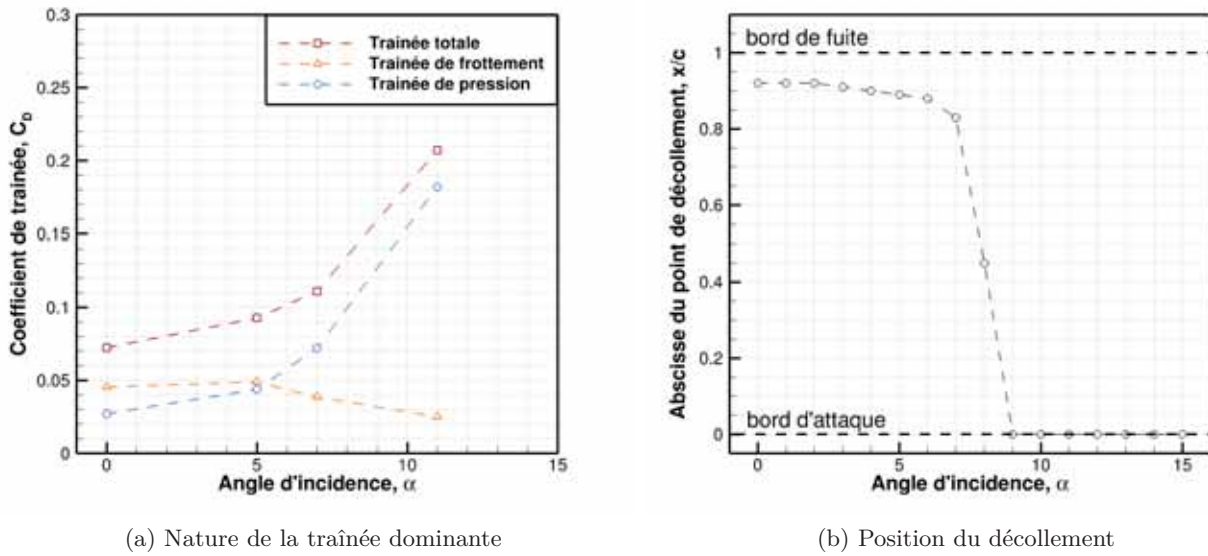


FIGURE 5.13. – Nature de la traînée dominante dans l'écoulement sur le profil 4 ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

## Conclusion intermédiaire

L'influence des faibles variations de géométrie sur le comportement des écoulements instationnaires a été étudiée dans le but d'évaluer la logique du processus d'optimisation. Les incidences les plus performantes aérodynamiquement sont celles précédant l'augmentation de l'instationnarité. Et les profils les plus performants sont ceux qui ont une cambrure suffisante pour générer de la portance tout en retardant au maximum le décollement de la couche limite en aval.

En écoulement instationnaire ou stationnaire, les critères géométriques permettant de maximiser les performances aérodynamiques 2D sont similaires. L'utilisation d'un code stationnaire pour l'optimisation de la géométrie du profil est donc cohérente et le profil optimisé (profil 4) est bien performant en écoulement compressible à très faible nombre de Reynolds.

Le profil 5 n'est pas considéré comme forme optimale car dans un processus de fabrication de rotor, il est difficile de maîtriser précisément la forme du bord d'attaque ou du bord de fuite. Le profil 4 ayant des extrémités épaisses, sa forme peut être respectée plus aisément.

Cette étude du comportement 2D instationnaire a été réalisée sur des profils optimisés aux conditions ( $Re_c = 6000$ ,  $M = \{0.1, 0.5\}$ ). Il est donc maintenant nécessaire d'évaluer l'influence des conditions d'écoulement et de la géométrie du profil sur le comportement des écoulements et sur les efforts.

### 5.3. Influence des caractéristiques de l'écoulement et de la géométrie du profil

#### 5.3.1. Effet du nombre de Reynolds sur les écoulements compressibles

La Figure 5.14 illustre l'influence du nombre de Reynolds sur le comportement de l'écoulement rencontré par le profil optimisé 4 ( $M = 0.5$ ,  $\alpha = 5^\circ$ ).

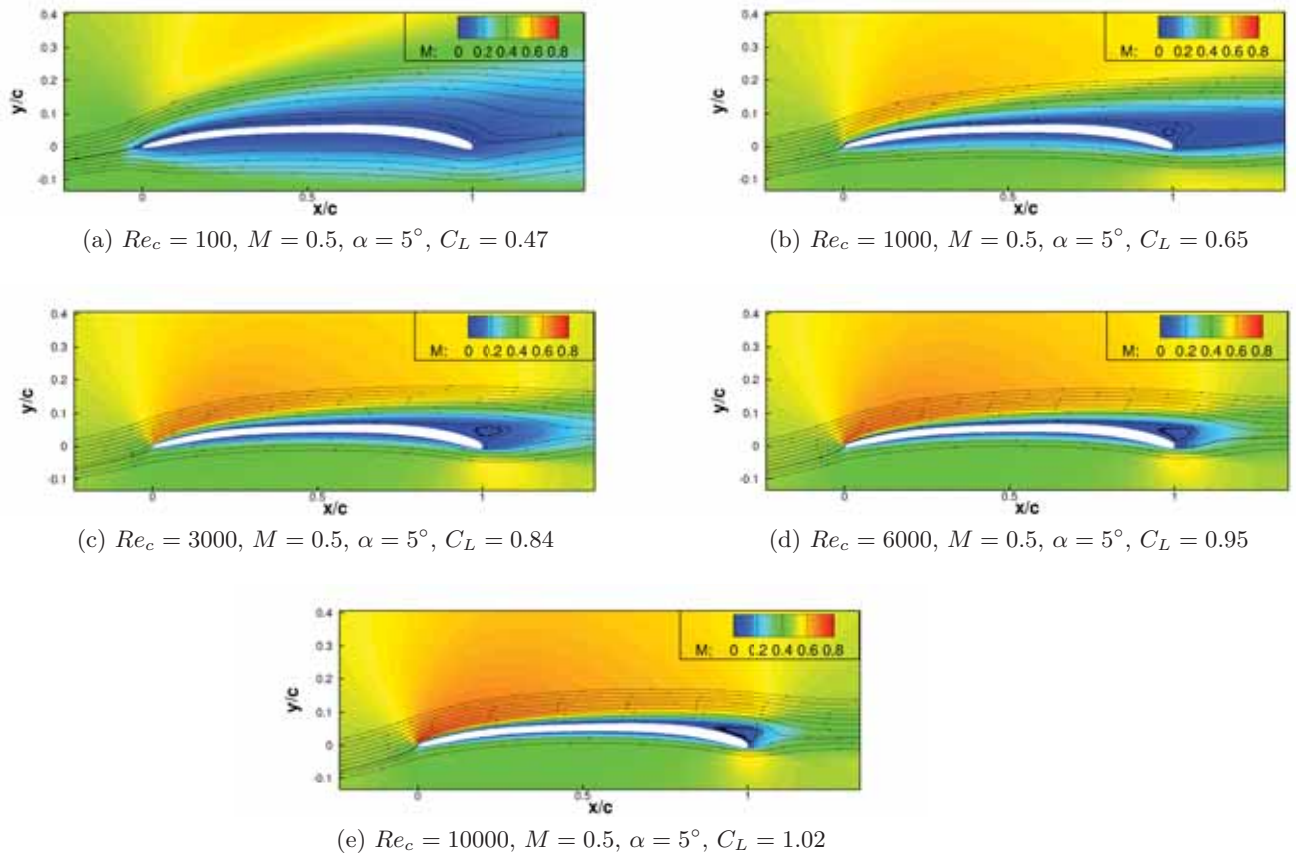


FIGURE 5.14. – Illustration de l'effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement et sur le développement de la couche limite à l'incidence  $\alpha = 5^\circ$  ( $M = 0.5$ )

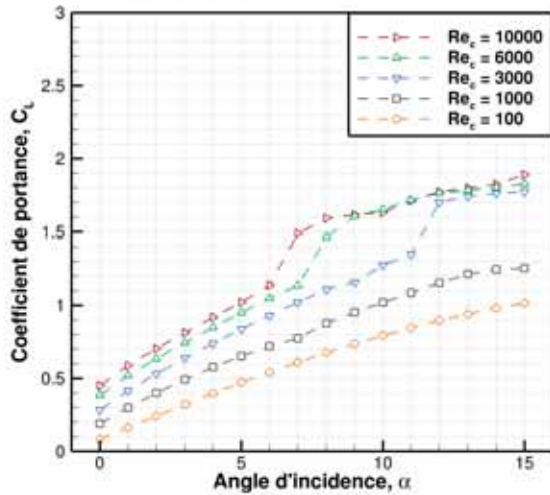
Le nombre de Reynolds représente l'influence de la viscosité du fluide rencontré par le profil. Ainsi, plus le nombre de Reynolds est faible, plus l'épaississement de la couche limite est important. Or, l'écoulement extérieur interagissant avec la couche limite comme avec un solide, l'épaississement de la couche limite modifie la forme effective du profil en diminuant sa cambrure.

*Les coefficients de poussée et de traînée sont fortement affectés par le nombre de Reynolds. Son influence sur les efforts ainsi que sur l'instationnarité de l'écoulement est mise en évidence sur la Figure 5.15.*

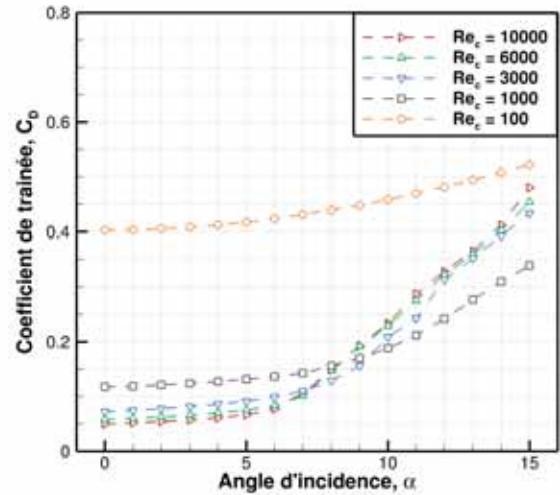
- À faible incidence, un nombre de Reynolds plus faible cause une diminution du coefficient de portance et une augmentation du coefficient de traînée (Fig. 5.15(a-b)). Particulièrement à  $Re_c = 100$  où le coefficient de traînée est beaucoup plus fort qu'aux nombres de Reynolds

supérieurs.

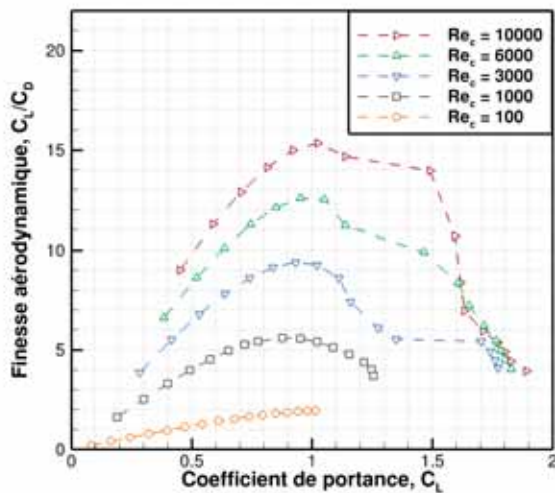
- Aux incidences supérieures, les efforts de portance aux nombres de Reynolds  $Re_c = \{3000, 6000, 10000\}$  ne suivent pas la même tendance qu'aux nombres de Reynolds inférieurs. Ils augmentent subitement au passage au régime d'écoulement instationnaire D aux incidences  $\alpha_{3000} = 12^\circ$ ,  $\alpha_{6000} = 8^\circ$  et  $\alpha_{10000} = 7^\circ$ . Ce phénomène met en évidence l'influence du nombre de Reynolds sur le comportement instationnaire de l'écoulement.



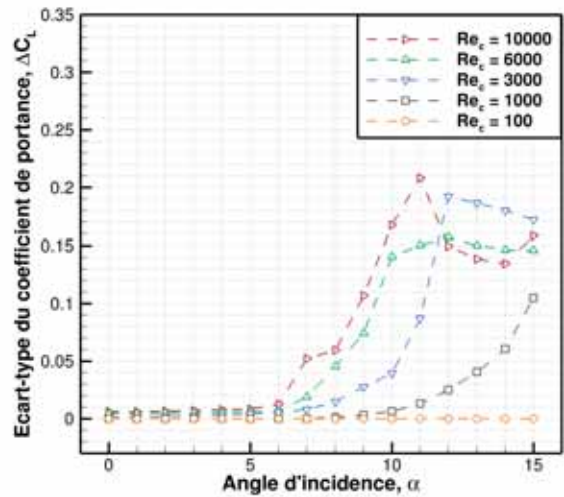
(a) Coefficient de portance



(b) Coefficient de traînée



(c) Performance aérodynamique



(d) Écart-type du coefficient de portance  
Illustration de l'instationnarité de l'écoulement

FIGURE 5.15. – Efforts aérodynamiques générés par le profil optimisé en écoulement compressible (profil 4) en fonction de nombre de Reynolds de l'écoulement ( $M = 0.5$ ), évalués par le solveur Navier-Stokes instationnaire elsA

- Les performances aérodynamiques diminuent drastiquement avec le nombre de Reynolds (Fig. 5.15(c)). La finesse maximale atteinte au nombre de Reynolds  $Re_c = 10000$  est de  $C_L/C_D \sim 15$ . Pour les nombres de Reynolds  $Re_c = \{6000, 3000, 1000, 100\}$ , la perte en

performance aérodynamique du profil 4 est respectivement d'environ  $\{15\%, 35\%, 60\%, 85\%\}$ . De plus, pour les  $Re_c > 100$ , le coefficient de portance de performance maximale diminue légèrement avec le nombre de Reynolds, de  $C_L = 1.02$  pour  $Re_c = 10000$  à  $C_L = 0.89$  pour  $Re_c = 1000$ .

- L'instationnarité de l'écoulement, illustrée par l'écart-type du coefficient de portance (Fig. 5.15(d)), est déclenchée à des incidences plus faibles et de façon plus importante pour les nombres de Reynolds les plus élevés. Cependant, le coefficient de portance caractéristique de l'augmentation de l'instationnarité de l'écoulement est constant :  $C_L \sim 1.15$ . Cette augmentation de l'instationnarité ne se manifeste pas de la même façon sur les efforts aérodynamiques. À  $Re_c = 10000$ , l'écart-type de la portance est d'environ  $\Delta C_L \sim 0.053$  à l'incidence où les coefficients de portance rencontrent le gain caractéristique de l'apparition du régime D d'écoulement. Tandis qu'à  $Re_c = 3000$ , il est de  $\Delta C_L \sim 0.193$ . Et à  $Re_c = 1000$ , le gain de portance n'est pas rencontré aux incidences évaluées mais l'augmentation de l'instationnarité est associée à une augmentation de la traînée. Ainsi, l'augmentation du nombre de Reynolds permet de tirer profit de l'instationnarité de l'écoulement. À  $Re_c = 100$ , l'écoulement est complètement stationnaire.

Le comportement instationnaire de l'écoulement est fortement corrélé avec la position du décollement de la couche limite. L'épaississement de la couche limite dépend du nombre de Reynolds. Ainsi, la cambrure effective du profil et la circulation générée en dépendent également. L'évolution de la position du décollement est évaluée en fonction du nombre de Reynolds sur la Figure 5.16.

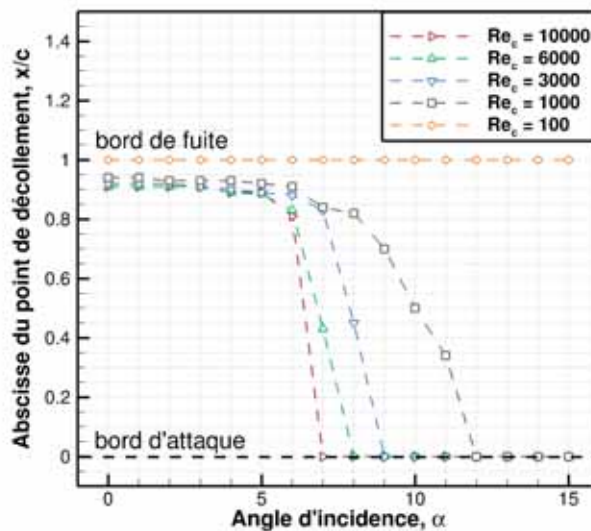


FIGURE 5.16. – Position du décollement de la couche limite aux différentes incidences du profil 4 en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement ( $M = 0.5$ )

- Aux nombres de Reynolds  $Re_c = \{6000, 10000\}$ , les incidences de décollement de bord d'attaque,  $\alpha_{6000} = 8^\circ$  et  $\alpha_{10000} = 7^\circ$ , correspondent directement aux incidences de gain de portance, un comportement caractéristique du régime D.
- À  $Re_c = \{1000, 3000\}$ , le décollement de bord d'attaque implique une augmentation de l'ins-

tationnarité et une perte de performance aérodynamique, typique du régime C. Le régime de comportement instationnaire de l'écoulement dépend donc du nombre de Reynolds.

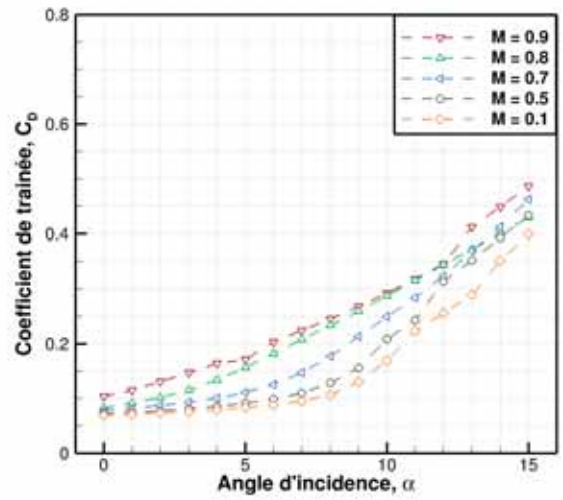
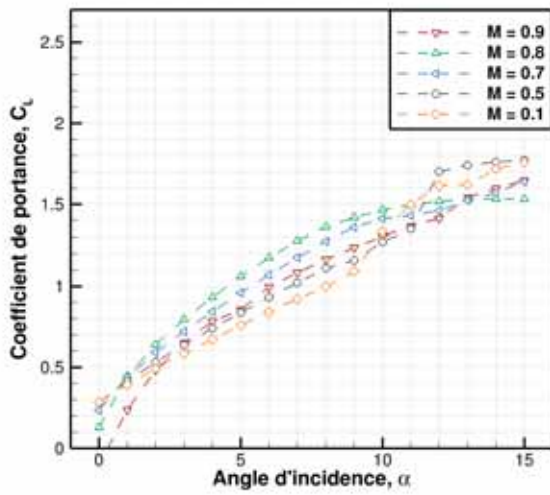
- Au nombre de Reynolds  $Re_c = 100$ , la viscosité de l'écoulement est tellement importante que l'épaisse couche limite reste attachée au profil jusqu'au bord de fuite.

Dans la gamme de fonctionnement du micro-drone martien ( $Re_c \in [2000, 10000]$ ), le nombre de Reynolds influe sur les efforts : plus  $Re_c$  est important, plus la portance est forte et plus la traînée est faible. Il influe également sur le point de décollement de la couche limite, ce qui influe sur les incidences d'apparitions des phénomènes instationnaires : plus  $Re_c$  est important, plus le décollement et l'augmentation de l'instationnarité ont lieu à faible incidence. Ainsi, l'incidence de performance maximale d'un profil étant celle précédant l'augmentation de l'instationnarité, l'incidence optimale du profil augmente lorsque le nombre de Reynolds diminue. Pour les nombres de Reynolds  $Re_c \leq 100$ , l'écoulement est tellement visqueux que la couche limite laminaire est complètement attachée et l'instationnarité est absente de l'écoulement.

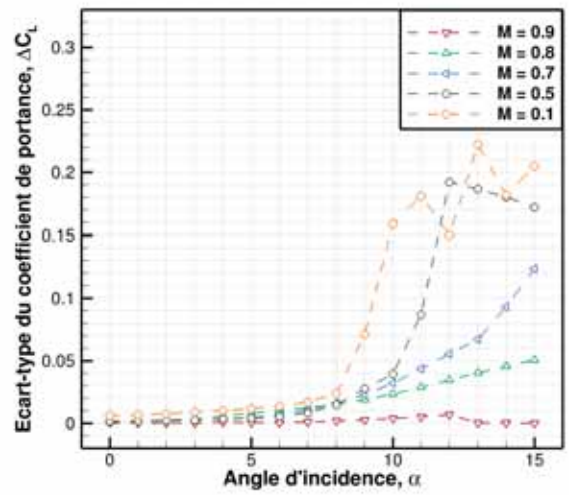
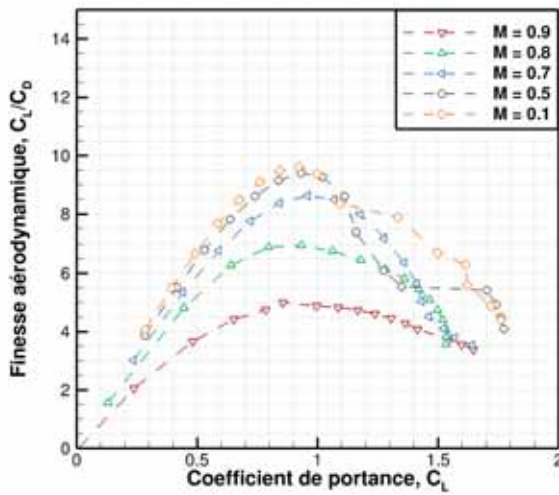
### 5.3.2. Effet de la compressibilité sur les écoulements martiens

*Les efforts générés par un corps solide dans un fluide dépendent du nombre de Mach.* Il élargit les répartitions de coefficient de pression et induit des efforts aérodynamiques plus importants. La Figure 5.17 présente l'influence de la compressibilité sur les efforts aérodynamiques adimensionnés du profil 4 pour  $M = \{0.1, 0.5, 0.7, 0.8, 0.9\}$  au nombre de Reynolds  $Re_c = 3000$ .

- Aux nombres de Mach  $M < 0.9$ , la compressibilité augmente les coefficients de portance et de traînée du profil (Fig. 5.17(a-b)). Comme avec l'effet du nombre de Reynolds, les gains de portance aux nombres de Mach  $M = \{0.1, 0.5\}$  mettent en évidence une modification de régime instationnaire d'écoulement aux incidences  $\alpha_{M=0.1} = 10^\circ$  et  $\alpha_{M=0.5} = 12^\circ$ .
- À  $M = 0.9$ , les efforts de portance sont inférieurs à  $M = 0.8$  alors que les efforts de traînée sont supérieurs. Ce cas est traité dans le § 5.3.2, consacré aux écoulements transsoniques.
- La performance aérodynamique du profil diminue avec la compressibilité (Fig. 5.17(c)). Cependant, la perte de performance est plus faible qu'avec le nombre de Reynolds. Par rapport à la finesse maximale en écoulement incompressible  $C_L/C_D \sim 9.2$ , la perte en fonction de la compressibilité à  $M = \{0.5, 0.7, 0.8, 0.9\}$  est respectivement d'environ  $\{3\%, 6\%, 24\%, 45\%\}$ .
- La compressibilité diminue l'instationnarité de l'écoulement : elle a tendance à stabiliser l'écoulement (Fig. 5.17(c)). L'incidence d'augmentation de l'instationnarité ainsi que son intensité augmente avec le nombre de Mach.



(a) Coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence (b) Coefficient de traînée en fonction de l'angle d'incidence



(c) Finesse aérodynamique du profil optimisé

(d) Écart-type du coefficient de portance  
Illustration de l'instationnarité de l'écoulement

FIGURE 5.17. – Efforts aérodynamiques générés par le profil 4 en fonction de nombre de Mach ( $Re_c = 3000$ ), évalués par le solveur Navier-Stokes instationnaire elsA

La circulation augmente avec la compressibilité mais l'instationnarité de l'écoulement est atténuée. *L'influence de la compressibilité sur la position du décollement* est présentée sur la Figure 5.16.

De manière générale, la compressibilité facilite le décollement de la couche limite par augmentation des gradients de coefficient de pression sur le profil. Cependant, la stabilisation de l'instationnarité par le nombre de Mach rend les tendances moins nettes qu'avec le nombre de Reynolds. Il est d'ailleurs remarqué qu'à  $M = 0.9$ , le décollement a lieu au niveau de la cambrure de bord de fuite quel que soit l'incidence évaluée.

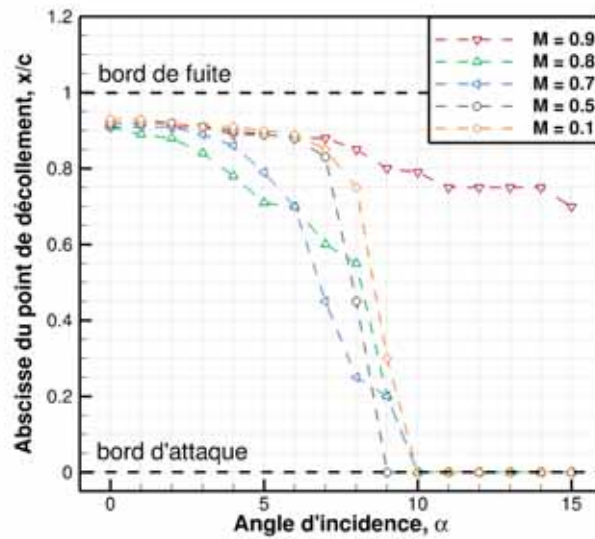


FIGURE 5.18. – Position du décollement de la couche limite aux différentes incidences du profil 4 en fonction du nombre de Mach de l'écoulement ( $Re_c = 3000$ )

Pour des raisons de performance aérodynamique, le bout de pale d'un micro-drone martien reste dans le domaine des écoulements subsoniques en régime nominal. *Le comportement des écoulements dans les régimes subsoniques et transsoniques est maintenant étudié.*

### Les écoulements subsoniques

Aux nombres de Mach  $M \leq 0.7$ , l'écoulement est subsonique. Les champs de nombre de Mach moyennés aux nombres de Mach  $M = \{0.1, 0.5, 0.7\}$  sont présentés sur la Figure 5.19.

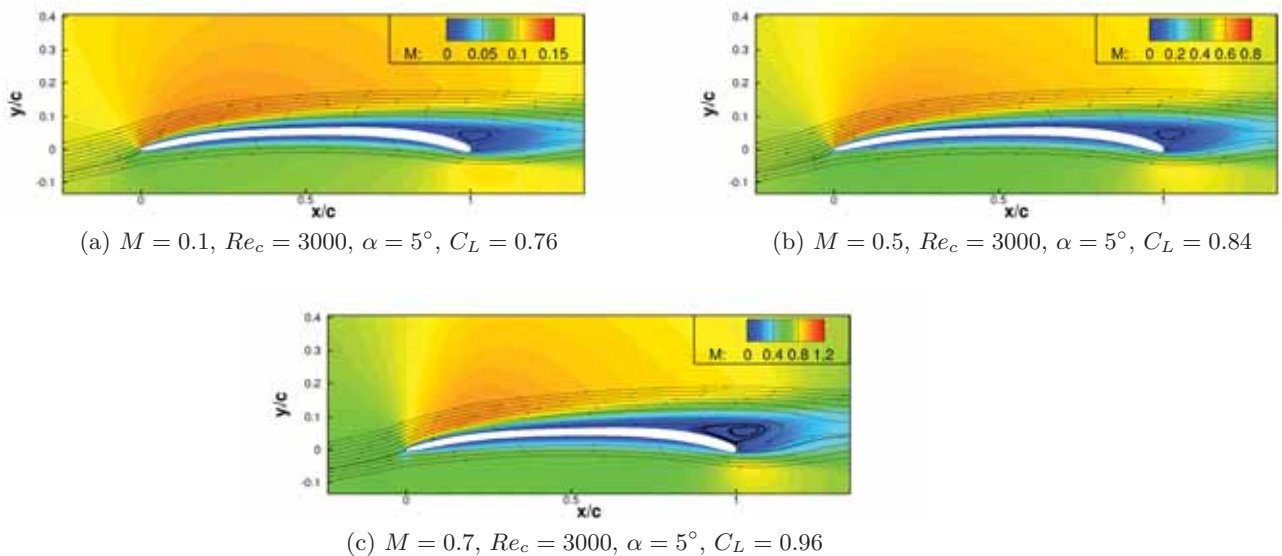


FIGURE 5.19. – Illustration de l'effet du nombre de Mach en écoulement subsonique à l'incidence  $\alpha = 5^\circ$  ( $Re_c = 3000$ )

Le comportement de l'écoulement subsonique moyen dépend peu du nombre de Mach. La principale modification est sur la zone d'accélération du fluide au dessus du profil qui est davantage étirée lorsque le nombre de Mach est plus important. Le nombre de Mach critique est  $M_{crit} = 0.7$ , l'écoulement est localement supersonique à l'extrados à partir de l'incidence  $\alpha = 6^\circ$ .

### Les écoulements transsoniques

À partir de  $M = 0.8$ , des chocs sont rencontrés aux incidences  $\alpha > 2^\circ$ . Le comportement de l'écoulement en fonction du nombre de Mach à l'incidence  $\alpha = 5^\circ$  est présenté sur les Figures 5.20 et 5.21.

- En suivant l'écoulement de l'amont vers l'aval on constate à l'extrados qu'il passe du subsonique au supersonique à travers un éventail de détente puis revient au subsonique à travers une onde de choc. C'est un choc droit, normal à l'aile, à travers lequel la vitesse de l'écoulement est réduite mais sa direction n'est pas modifiée.
- La traînée augmente de deux manières. Il y a la traînée d'onde due à la perte d'énergie cinétique dans toute onde de choc. À celle-ci s'ajoute une traînée de décollement liée au choc droit. Le passage brutal du régime supersonique au subsonique crée un décollement de la couche limite dont les conséquences sont analogues à celles du décrochage.

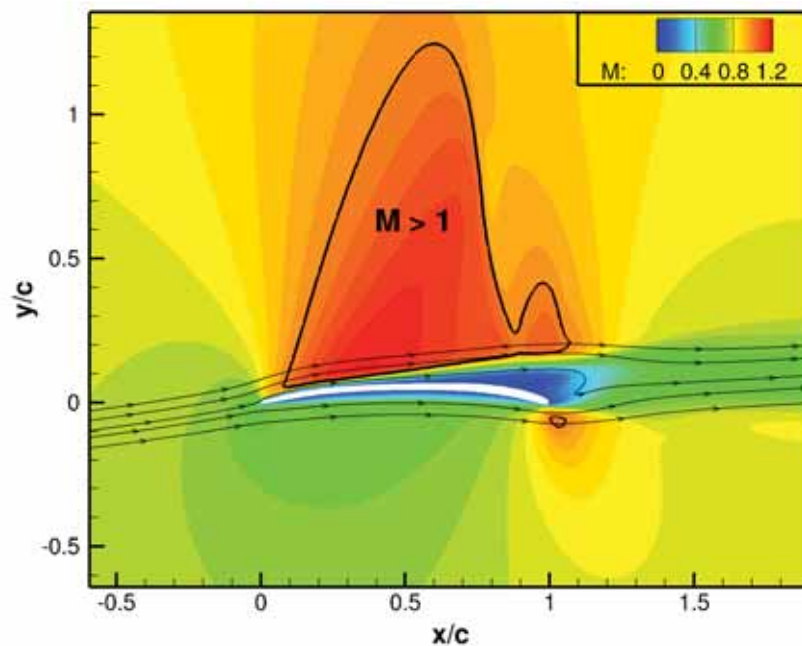


FIGURE 5.20. –  $M = 0.8$  : illustration de l'effet du nombre de Mach transsonique ( $Re_c = 3000$ ,  $\alpha = 5^\circ$ ,  $C_L = 1.06$ )

- L'augmentation du nombre de Mach accroît la largeur de la zone supersonique et le choc se déplace vers le bord de fuite. À  $M = 0.8$ , elle a lieu au niveau de la couche limite décollée au bord de fuite du profil tandis qu'à  $M = 0.9$ , elle a lieu dans le sillage. C'est un comportement jamais vu à notre connaissance à plus haut nombre de Reynolds, provoqué par la forte viscosité du fluide.

- Une zone supersonique est également présente à l'intrados, en aval du profil pour les deux nombres de Mach. Elle engendre un choc droit à  $M = 0.9$ .

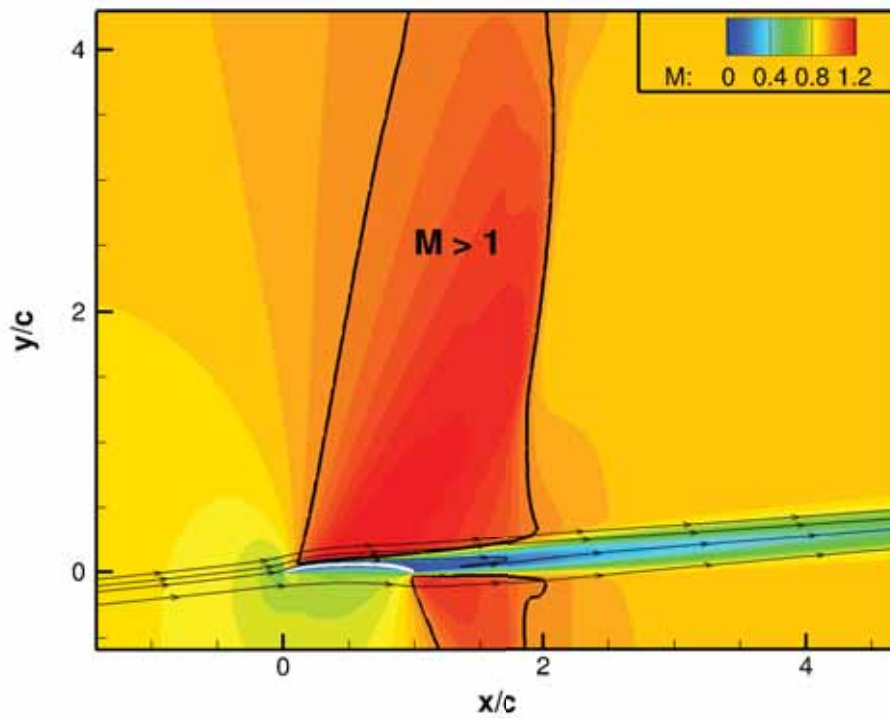
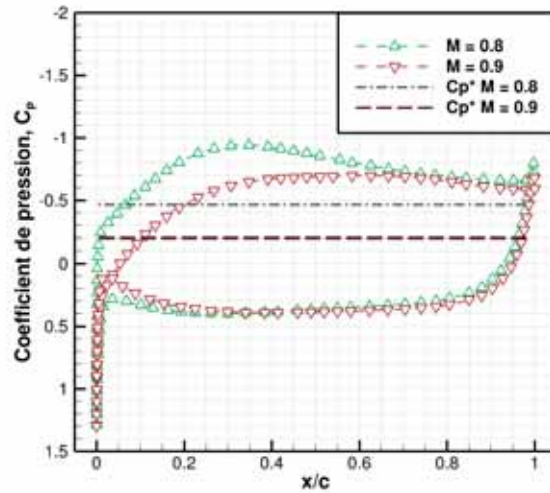


FIGURE 5.21. –  $M = 0.9$  : illustration de l'effet du nombre de Mach transsonique ( $Re_c = 3000$ ,  $\alpha = 5^\circ$ ,  $C_L = 0.86$ )

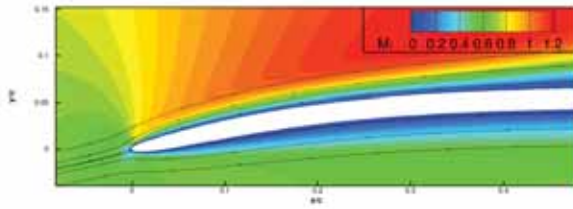
Pour la compréhension du comportement du fluide en fonction du nombre de Mach, les répartition de coefficient de pression sont comparées sur la Figure 5.22(a).

- L'écoulement à  $M = 0.8$  rencontre une survitesse au bord d'attaque puis ralentit progressivement sur le corps du profil.
- À  $M = 0.9$ , la forte vitesse de l'écoulement déforme et stabilise le sillage du profil formant une rampe de compression qui focalise les ondes au niveau du sillage.

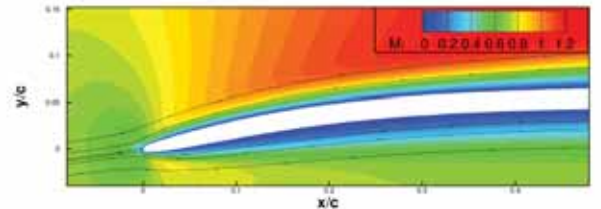
Cette différence de comportement du fluide influe sur les efforts de portance qui diminuent pour  $M = 0.9$  (Fig. 5.17(b)). Elle est due à la stabilisation du sillage et à une adaptation différente à l'écoulement incident. En effet, la vitesse du fluide influe sur la position du point d'arrêt du fluide, il est situé plus haut à  $M = 0.9$  qu'à  $M = 0.8$  (Fig. 5.22(b-c)). La vitesse étant importante, une modification de la position du point d'arrêt au bord d'attaque a beaucoup d'influence sur la survitesse de l'écoulement (Figure 5.22(a)).



(a) Influence du nombre de Mach transsonique sur la répartition de coefficient de pression avec  $C_p^*$  le  $C_P$  critique



(b) Zoom sur le bord d'attaque du profil 4 à  $M = 0.8$



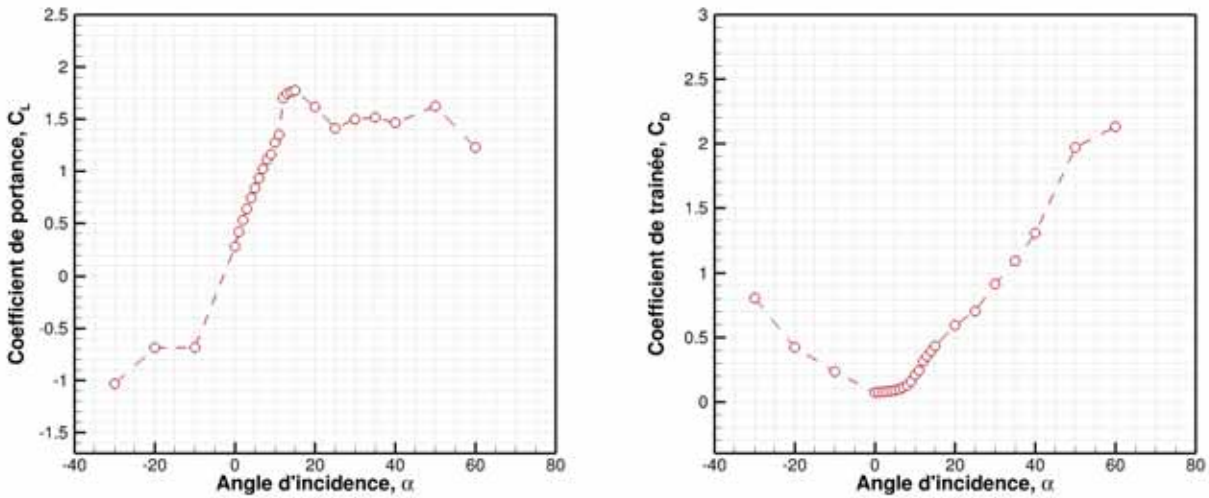
(c) Zoom sur le bord d'attaque du profil 4 à  $M = 0.9$

FIGURE 5.22. – Illustration de l'effet du nombre de Mach transsonique sur l'adaptation à l'écoulement incident ( $Re_c = 3000$ ,  $\alpha = 5^\circ$ )

### 5.3.3. Étude du comportement de l'écoulement sur une gamme d'incidences plus importante

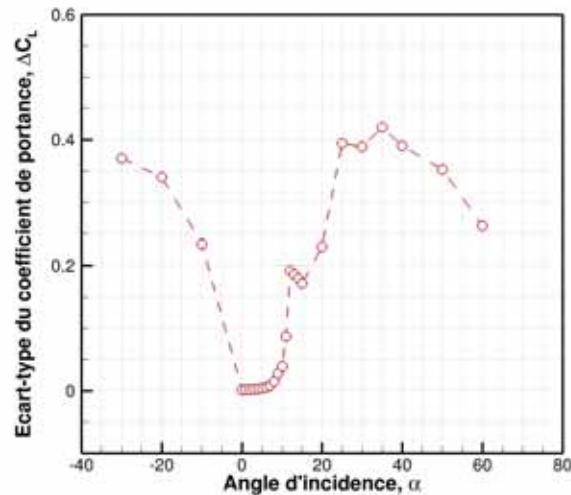
L'écoulement rencontré par le profil 4 est simulé aux incidences non optimales  $\alpha = \{-30^\circ, -20^\circ, -10^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ\}$ . Les efforts aérodynamiques et l'instationnarité de l'écoulement sont évalués sur la Figure 5.23.

- Aux incidences négatives  $\alpha = \{-30^\circ, -20^\circ, -10^\circ\}$ , la traînée et l'instationnarité sont importantes alors que le coefficient de portance est négatif.
- Puis, l'instationnarité diminue par l'adaptation du profil à l'écoulement incident à l'incidence nulle.
- L'instationnarité de l'écoulement et la traînée aérodynamique augmentent avec l'incidence dans la gamme  $\alpha = [0^\circ, 25^\circ]$ . Le coefficient de portance augmente jusqu'à  $\alpha = 15^\circ$ , où l'écoulement suit le régime D, et diminue aux incidences supérieures.



(a) Coefficient de portance sur la gamme d'incidences

(b) Coefficient de traînée sur la gamme d'incidences



(c) Ecart-type du coefficient de portance sur la gamme d'incidences - Illustration de l'instationnarité dans l'écoulement

FIGURE 5.23. – Évolution des efforts sur une gamme plus importante d'incidences ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

- La Figure 5.24 met en évidence le comportement de l'écoulement moyen à l'incidence  $\alpha = 20^\circ$ . Le décollement instationnaire de la couche limite est massif, les structures tourbillonnaires sont plus importantes. On remarque qu'à l'intérieur de la zone de recirculation, une seconde structure tourbillonnaire de vorticité inverse est engendré par la première. La cambrure effective du profil est faible, l'écoulement est donc moins accéléré qu'aux incidences inférieures. Ainsi, la bosse de coefficient de pression moyen, caractéristique du régime D d'écoulement, est très faible et les coefficients de portance sont plus faibles qu'à l'incidence  $\alpha = 15^\circ$ .

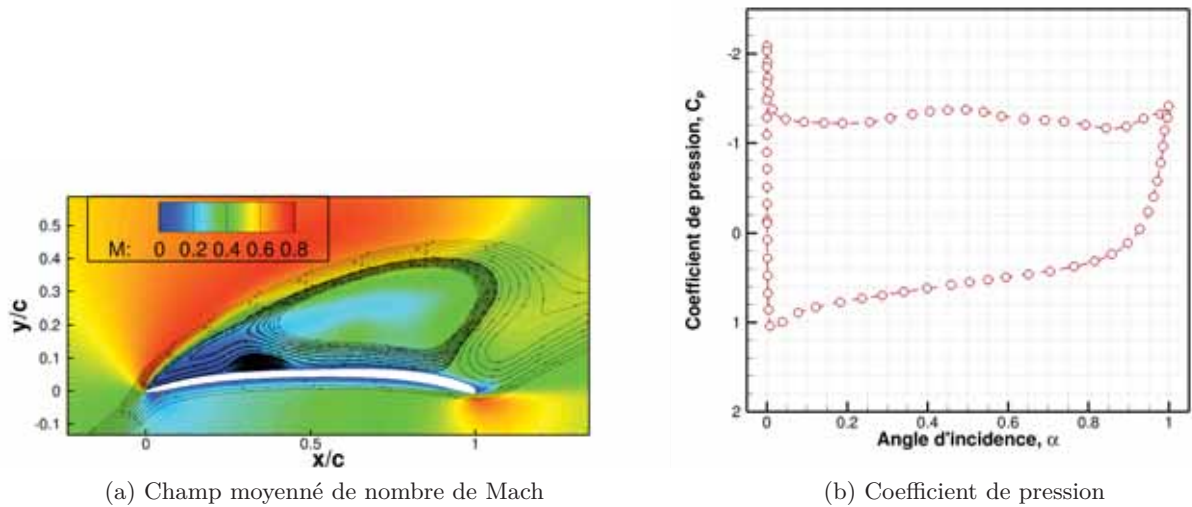


FIGURE 5.24. – Étude de l'écoulement à  $\alpha = 20^\circ$  ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ )

- Aux incidences  $\alpha > 25^\circ$ , le coefficient de portance et l'instantanéité de l'écoulement évoluent peu avec l'incidence, seule la traînée aérodynamique augmente.
- Aux incidences  $\alpha > 40^\circ$ , un changement de régime d'écoulement a lieu, l'instantanéité de l'écoulement diminue, la traînée augmente très fortement et le coefficient de portance augmente dans un premier temps pour diminuer par la suite.

De manière globale, la portance évolue peu à très forte incidence, en revanche, la divergence de traînée est très importante.

#### 5.3.4. Effet de la géométrie du profil sur le comportement des écoulements

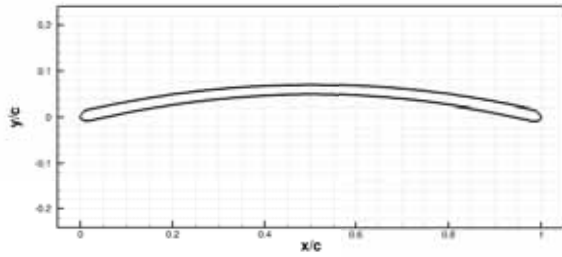
Les régimes d'écoulement instationnaire sont étudiés sur des profils de la littérature afin de les comparer avec ceux rencontrés par les profils optimisés. Les efforts aérodynamiques des profils sont également comparés dans le but d'évaluer le processus d'optimisation basé sur le code XFOIL.

##### Présentation des profils de la littérature

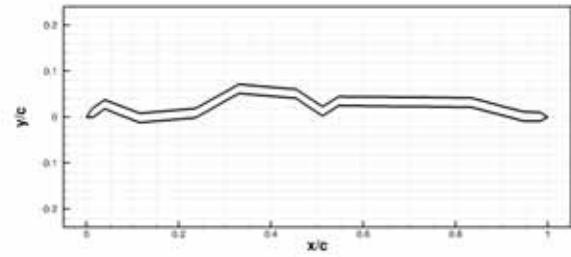
Dans la littérature, les plaques cambrées entre 5% et 9% sont considérées comme des profils très performants en conditions martiennes (§ 1.3.1, p. 25). En particulier, la plaque cambrée à 6% environ est considérée par deux études comme la plus performante des différentes plaques cambrées [9] [8], elle est donc évaluée.

Dans la nature, les insectes évoluant dans les gammes de nombre de Reynolds étudiées ici sont typiquement les libellules ( $Re_{libellule} \in [700 - 2400]$ ). Une section d'aile de libellule évaluée expérimentalement comme la section la plus performante aérodynamiquement pour le vol plané [34] est également évaluée par biomimétisme. Elle a une cambrure relative maximale d'environ 6% également.

Les deux profils sont construits avec une loi d'épaisseur relative de 2% (Fig. 5.25).



(a) Plaque cambrée à 6% d'épaisseur relative 2% [9] [8]



(b) Section d'aile de libellule d'épaisseur relative 2% [34]

FIGURE 5.25. – Profil considérés dans la littérature comme performants en écoulement à très faible nombre de Reynolds

Dans un premier temps, les différents régimes d'écoulement instationnaire rencontrés par les profils de la littérature sont étudiés afin de comprendre correctement les différences de performances aérodynamiques avec le profil optimisé en écoulement compressible.

### Régimes d'écoulement instationnaire de la plaque cambrée 6%

La plaque cambrée à 6% est proche de la forme des profils optimisés (Fig. 5.25(a)). Les différents régimes d'écoulement instationnaire qu'elle rencontre dans la gamme d'incidence évaluée  $\alpha \in [0, 15]$  sont présentés sur la Figure 5.26.

Elle rencontre les quatre mêmes régimes d'écoulement instationnaire que les profils optimisés.

- À l'incidence  $\alpha = 0^\circ$ , la recirculation à l'intrados du profil diminue fortement la cambrure du profil, ce qui est à l'origine d'une diminution de la portance : régime A. Cependant, ici le décollement n'est pas à l'origine d'une augmentation de l'instationnarité.
- Aux incidences  $\alpha \in [1^\circ, 6^\circ]$ , le régime B quasi-stationnaire est rencontré. Il correspond, comme pour les profils optimisés, à la gamme des incidences les plus performantes aérodynamiquement.
- L'incidence  $\alpha = 7^\circ$  correspond visuellement au régime C caractérisé par une augmentation de l'instationnarité pénalisant les performances aérodynamiques (Fig. 5.26(a)).
- Les incidences  $\alpha \in [8^\circ, 15^\circ]$  correspondent au régime fortement instationnaire avec un bulbe de recirculation stable en moyenne sur le corps du profil : régime D. La répartition moyenne de pression typique de ce régime avec la bosse au centre du profil est retrouvée (Fig. 5.26(b)  $\alpha = 10^\circ$ ).

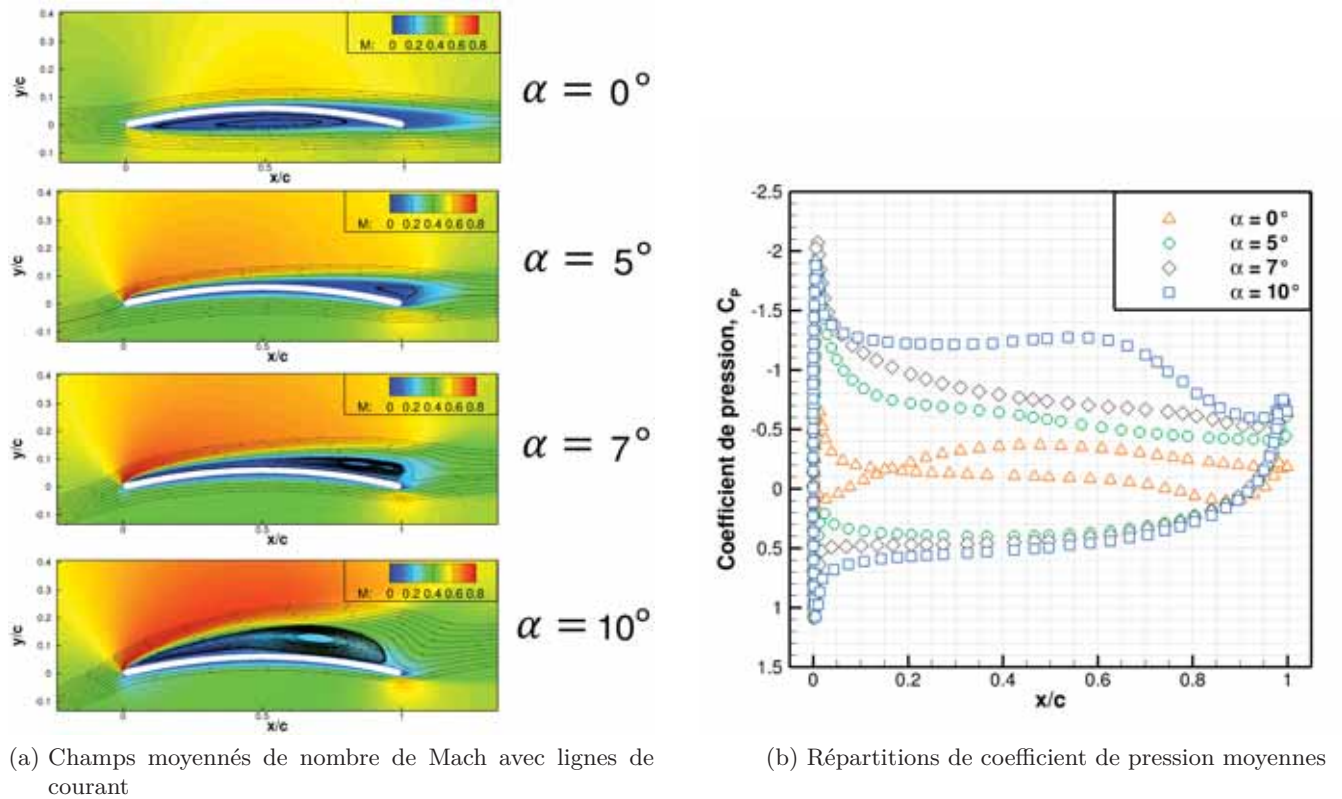


FIGURE 5.26. – Comportement de l'écoulement compressible sur la plaque cambrée aux incidences représentatives des différents régimes de comportement instationnaire ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

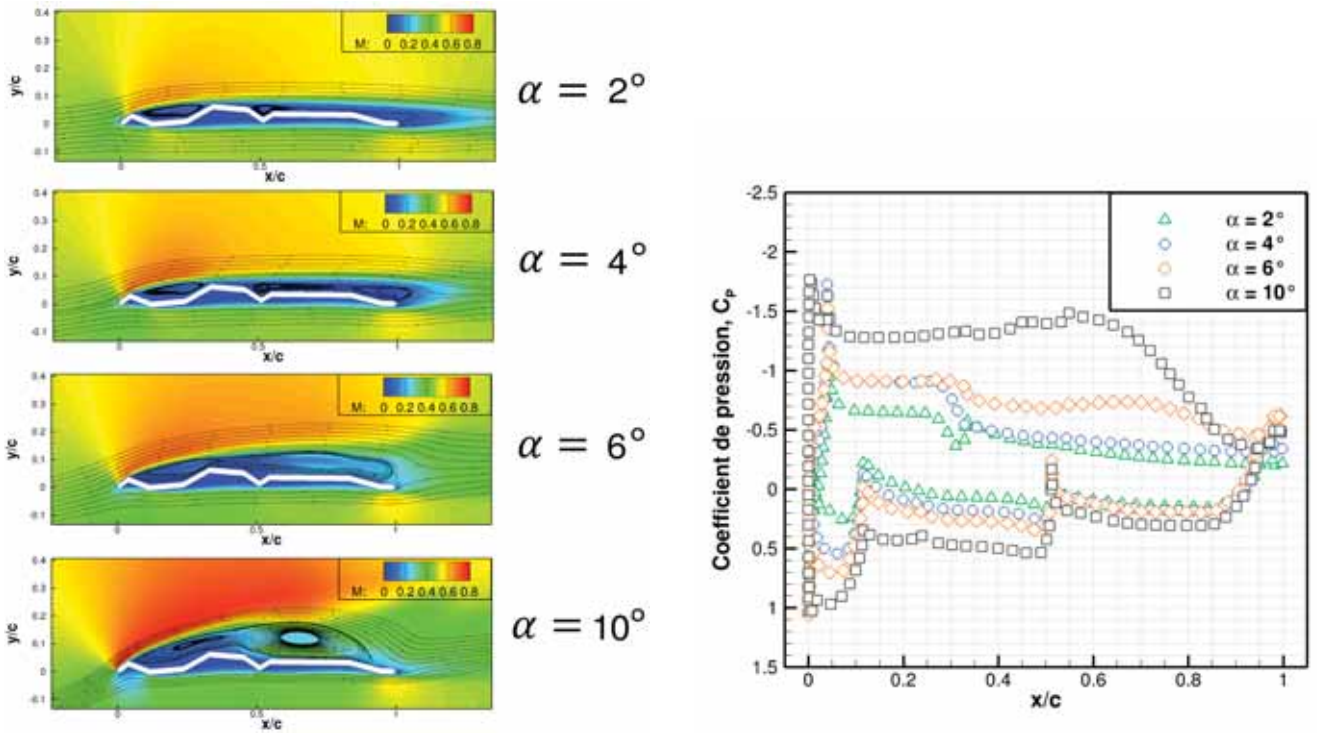
### Régimes d'écoulement instationnaire de la section d'aile de libellule

La Figure 5.27 présente les différents régimes d'écoulement instationnaire rencontrés par le profil de libellule sur la plage d'incidence évaluée  $\alpha \in [0^\circ, 15^\circ]$ .

Quelle que soit l'incidence évaluée, le profil de libellule dépend de la recirculation des structures instationnaires pour générer les efforts de portance. Quatre régimes de comportement des écoulements se distinguent, ils sont facilement visibles sur l'évolution de l'écart-type du coefficient de portance en fonction de l'incidence du profil (Fig. 5.28(c)).

- À faible incidence  $\alpha \in [0^\circ, 3^\circ]$ , l'écoulement n'est pas décollé sur l'ensemble du profil. La première discontinuité de géométrie ( $x/c \in [0.04, 0.32]$ ) génère une zone de recirculation. Puis l'écoulement recolle au profil jusqu'à la seconde ( $x/c \in [0.45, 0.55]$ ) pour finalement re-décoller à l'abscisse  $x/c = 0.83$ . Sur le champ moyenné de nombre de Mach (Fig. 5.27(a)), la géométrie effective du profil vu par l'écoulement extérieur est proche d'une forme profilée classique : épais avec une faible cambrure. Les répartitions moyennées de pression traduisent directement la forme du profil de libellule (Fig. 5.27(b)).
- À l'incidence  $\alpha = 4^\circ$ , la zone de recirculation causée par la seconde discontinuité de géométrie ( $x/c \in [0.45, 0.55]$ ) ne recolle pas sur le profil. Sur les coefficients de pression (Fig. 5.27(b)), le décollement sur la seconde partie du profil implique une vitesse du fluide plus importante qu'à l'incidence  $\alpha = 2^\circ$ . Ce régime représente l'incidence la plus performante

aérodynamiquement de la section d'aile de libellule (Fig. 5.28(a)). On remarque que malgré le caractère instationnaire des écoulements sur la section d'aile de libellule à faible incidence, l'écart-type de la portance est très faible jusqu'à l'incidence  $\alpha = 4^\circ$  (Fig. 5.28(c)).



(a) Champ de nombre de Mach moyenné avec lignes de courant sur le profil libellule aux incidences  $\alpha = \{2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 10^\circ\}$

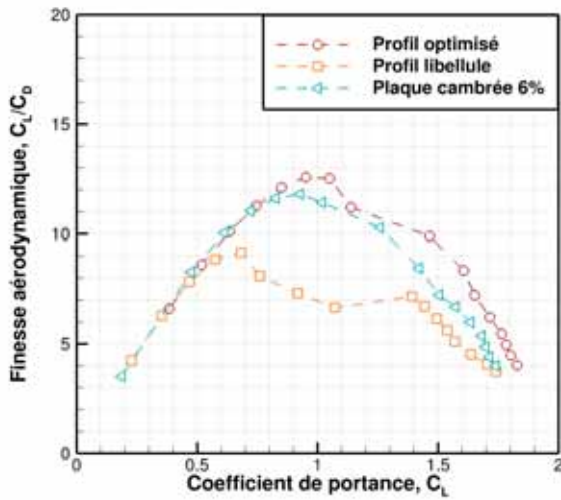
(b) Répartition de pression moyenne du profil libellule aux incidences  $\alpha = \{2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, 10^\circ\}$

FIGURE 5.27. – Comportement de l'écoulement compressible sur le profil libellule aux incidences représentatives des différents régimes de comportement instationnaire ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

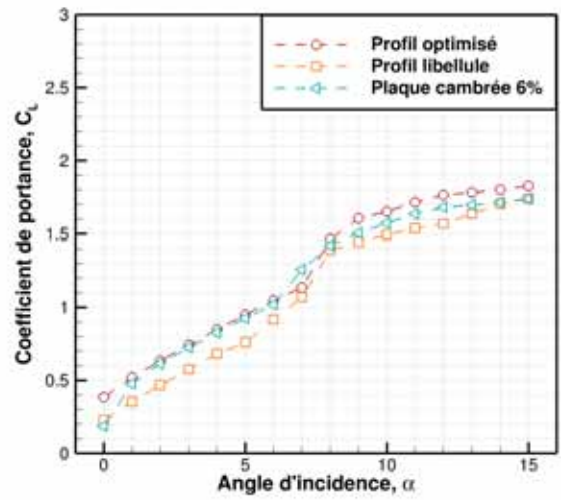
- Aux incidences  $\alpha \in [5^\circ, 7^\circ]$ , l'écoulement paraît décollé sur l'ensemble du profil sur le champ moyenné de nombre de Mach (Fig. 5.27(a)). Cependant, les répartitions de pression montrent un ralentissement de l'écoulement à l'abscisse  $x/c = 0.32$ , correspondant à la fin de la première discontinuité de géométrie. Le décollement n'est pas continu sur l'ensemble du profil.
- Aux incidences  $\alpha \in [8^\circ, 15^\circ]$ , l'écoulement est décollé sur l'ensemble de l'extrados, formant sur le champ moyen une bulle de recirculation laminaire à l'origine de l'accélération du fluide sur une grande partie du profil (Fig. 5.27). Ce régime est caractérisé par un gain de portance très important (Fig. 5.28(b)).

### Performance aérodynamique des trois profils performants à très faible nombre de Reynolds

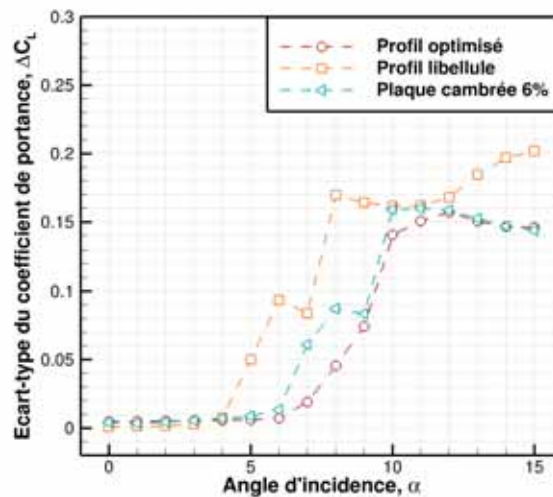
Les efforts générés par les trois profils sont évalués en écoulement compressible en conditions martiennes ( $M = 0.5$ ). Le nombre de Reynolds est fixé à  $Re_c = 6000$ , une valeur proche de la gamme de conditions de vol rencontrée dans la nature par la libellule (Fig. 5.28).



(a) Finesse aérodynamique en fonction du coefficient de portance



(b) Coefficient de portance en fonction de l'incidence



(c) Écart-type du coefficient de portance  
Illustration de l'instationnarité de l'écoulement

FIGURE 5.28. – Efforts aérodynamiques générés par les profils évalués en écoulement compressible par le solveur Navier-Stokes instationnaire elsA ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

- Le profil de libellule montre des performances aérodynamiques et des efforts plus faibles que les profils cambrés pour les incidences  $\alpha > 2^\circ$  ( $C_L > 0.47$ ). De plus, le passage au régime décollé sur l'ensemble du profil ( $\alpha > 4^\circ$ ) cause une chute des performances importante à  $C_L > 0.7$ . Le profil de libellule n'est donc pas performant aérodynamiquement pour le vol plané compressible à très faible nombre de Reynolds par rapport aux profils à géométrie sans discontinuités. La tendance est la même en écoulement incompressible et aux nombres de Reynolds inférieurs.

- Les deux profils cambrés, le profil optimisé et la plaque cambrée 6%, montrent un comportement instationnaire et des efforts aérodynamiques proches. Cependant, l'optimisation de forme de profil a permis d'atteindre des performances aérodynamiques supérieures dans le régime d'écoulement quasi-stationnaire.

La principale différence est due à la position du point de décollement, présenté sur la Figure 5.29.

La cambrure de bord de fuite du profil optimisé permet de retarder le décollement à des abscisses  $x/c > 0.8$  jusqu'à l'incidence  $\alpha = 6^\circ$ . Tandis que le décollement de la couche limite sur la plaque cambrée à 6% évolue progressivement entre  $x/c = 0.88$  à  $\alpha = 2^\circ$  et  $x/c = 0.64$  à  $\alpha = 6^\circ$ . Cette progression est à l'origine d'une augmentation de la traînée dans le régime quasi-stationnaire qui cause une baisse en finesse aérodynamique que ne rencontre pas le profil optimisé (Fig. 5.28(a)).

Ainsi, la fixation du point de décollement au bord de fuite par le profil optimisé permet d'atteindre les valeurs maximales de finesse aux incidences  $\alpha \in [4^\circ, 6^\circ]$ . Le profil optimisé est donc plus performant que la plaque cambrée dans leurs conditions nominales respectives. De plus, le profil optimisé se montre également plus performant dans le régime instationnaire D (Fig. 5.28(a)). Cette différence de comportement avec la plaque cambrée vient de la partie plane sur le corps du profil optimisé. Cette partie plane, entre les abscisses  $x/c \sim 0.3$  et  $x/c \sim 0.7$ , permet de fixer la zone de recirculation des structures tourbillonnaires sur la partie centrale du profil. Et la cambrure arrière permet de ralentir l'écoulement afin de minimiser la traînée générée par le profil.

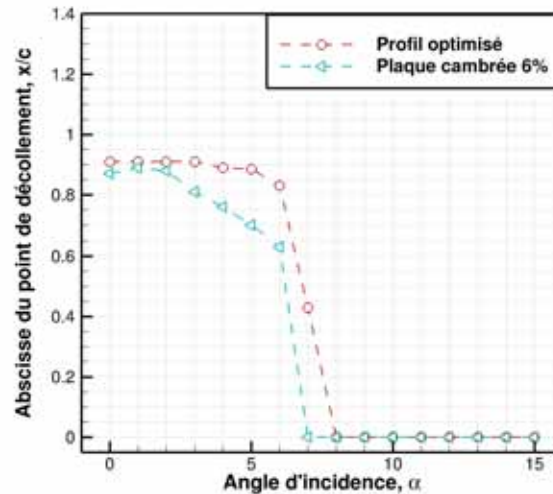


FIGURE 5.29. – Abscisse du point de décollement des deux profils cambrés : le profil optimisé (profil 4) et la plaque cambrée 6% ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.5$ )

## Résumé et résultats principaux du chapitre

Le solveur Navier-Stokes instationnaire elsA est utilisé pour la détermination et la compréhension des quatre régimes d'écoulements instationnaires rencontrés par les profils optimisés. Le régime le plus performant aérodynamiquement est quasi-stationnaire. Aux incidences supérieures, en fonction de la compressibilité, de la géométrie du profil et de la position du décollement, le comportement des structures tourbillonnaires et les performances aérodynamiques évoluent de façon différente.

Les performances aérodynamiques des différents profils optimisés sont également comparées dans le but de comprendre l'influence des faibles variations de géométrie sur des profils cambrés. Par cette étude, les tendances de l'optimisation sont validées par l'analyse des différentes caractéristiques géométriques des profils optimisés.

Puis, une analyse plus globale est réalisée en écoulement compressible sur le profil optimisé utilisé dans les optimisations de forme de rotor. L'influence de l'évolution des nombres de Reynolds et de Mach est étudiée sur le comportement instationnaire de l'écoulement. En particulier, Le comportement des chocs dans l'écoulement transsonique à très faible nombre de Reynolds est étudié.

Pour finir, le processus d'optimisation est validé par la comparaison des performances du profil optimisé avec des profils considérés performants dans la littérature. Les différents régimes de comportement instationnaire des écoulements sont également décrits sur une plaque cambrée à 6% et une section d'aile de libellule.

### *Résultats principaux :*

- Le comportement instationnaire des profils optimisés :
  - La cambrure de bord d'attaque permet l'adaptation à l'écoulement en incidence, évitant ainsi le décollement de la couche limite dès le bord d'attaque. Le plateau au centre du profil et la cambrure de bord de fuite fixent le point de décollement à l'arrière du profil.
  - Le régime instationnaire d'écoulement le plus performant aérodynamiquement est caractérisé par un décollement au bord de fuite à l'origine de petites structures tourbillonnaires convectées dans le sillage qui engendrent un battement de von Kármán. L'incidence à performance maximale d'un profil est celle qui précède l'augmentation de l'instationnarité.
  - En régime instationnaire massivement décollé, les structures tourbillonnaires générées sont convectées dans le sillage en restant collées au profil, par circulation de l'écoulement. Elles sont à l'origine d'une accélération du fluide et d'une augmentation des efforts de portance et de traînée.
  - Sur les lignes de courant moyennées de l'écoulement massivement décollé, on observe un bulbe de décollement stable sur le profil. C'est le comportement moyenné des structures instationnaires. Il est également observable sur les répartitions de pression moyennées par une bosse à l'extrados, normalement caractéristique du bulbe de transition laminaire-turbulent.

- Les caractéristiques géométriques maximisant les performances des profils cambrés :
  - En écoulement incompressible et compressible, le profil maximisant les performances est celui qui maximise la portance par sa cambrure tout en permettant de retarder le décollement de la couche limite au maximum.
  - Une forte variation de la pente à l'extrados du profil permet de fixer le décollement à une abscisse plus importante en aval.
  - La géométrie du bord d'attaque a une influence sur les efforts générés. Une forte courbure peut causer une accélération du fluide qui génère plus de portance sans pénaliser la traînée, la couche limite ne décollant pas du fait de la forte cambrure.
  - En écoulement compressible, diminuer la cambrure de bord d'attaque peut également causer une accélération du fluide et générer de la portance sans pénalisation de la traînée.
  - La géométrie du bord de fuite a peu d'influence sur les performances aérodynamiques. Le bord de fuite arrondi retarde légèrement le décollement mais augmente la traînée et l'instationnarité générée.
- Analyse globale de l'influence des nombres de Reynolds et de Mach sur le comportement de l'écoulement sur profil optimisé :
  - L'épaississement de la couche limite est très important à faible nombre de Reynolds, l'épaisseur totale est de l'ordre de l'épaisseur du profil optimisé en conditions nominales d'écoulement.
  - Plus  $Re_c$  est important, plus la portance est forte et plus la traînée est faible. Ainsi, la performance aérodynamique augmente fortement avec le nombre de Reynolds.
  - Plus  $Re_c$  est important, plus le décollement et l'augmentation de l'instationnarité ont lieu à faible incidence.
  - L'incidence optimale du profil augmente lorsque le nombre de Reynolds diminue.
  - Pour les nombres de Reynolds  $Re_c \leq 100$ , l'écoulement est tellement visqueux que la couche limite laminaire est complètement attachée et l'instationnarité est absente de l'écoulement.
  - La compressibilité augmente les coefficients de portance et de traînée.
  - La performance aérodynamique du profil diminue avec la compressibilité. Cependant, la perte de performance est plus faible qu'avec la diminution du nombre de Reynolds.
  - La compressibilité stabilise l'écoulement : elle diminue l'instationnarité.
  - Toutefois, elle facilite le décollement de la couche limite par augmentation des gradients de coefficient de pression.
  - En écoulement subsonique, la compressibilité a peu d'effet sur le comportement moyen de l'écoulement.
  - En écoulement transsonique, à partir de  $M = 0.8$ , les performances aérodynamiques chutent drastiquement. À  $M = 0.8$ , le comportement de la poche supersonique est insolite : le choc a lieu dans le sillage du profil. La forte vitesse de l'écoulement déforme et stabilise le sillage, formant une rampe de compression qui focalise les ondes au-dessus du sillage. Une poche supersonique est également observable à l'intrados en aval du profil.

- Comparaison des performances du profil optimisé à une plaque cambrée à 6% et une section d'aile de libellule :
  - Le profil optimisé maximise les performances aérodynamiques 2D en comparaison des profils de la littérature évalués.
  - La plaque cambrée à 6% rencontre les mêmes régimes d'écoulement instationnaire que le profil optimisé. Cependant, au régime le plus performant, le décollement de la couche limite a lieu à une abscisse plus faible et ainsi, elle génère plus de traînée aérodynamique que le profil optimisé.
  - Le plateau au centre du profil optimisé permet de tirer profit des structures tourbillonnaires en écoulement massivement décollé. Ainsi, le profil optimisé est plus performant que la plaque cambrée sur toute la gamme d'incidences.
  - Le gain en performances de l'optimisation par rapport à la plaque cambrée à 6% est faible. Ainsi, le résultat expérimental établissant que les profils les plus performants en écoulement à très faible nombre de Reynolds sont les plaques cambrées est donc validé par cette étude numérique.
  - La section d'aile de libellule tire profit de la recirculation instationnaire dans ses discontinuités de géométrie pour générer des efforts de portance. Cependant, sa performance aérodynamique est faible car le décollement massif de la couche limite est déclenché à faible incidence. L'idée que les profils à discontinuités sont performants en vol plané à très faible nombre de Reynolds semble donc erronée.

## *Conclusion du chapitre*

Selon les simulations Navier-Stokes instationnaires, les profils permettant de maximiser les performances aérodynamiques sont ceux qui maximisent la portance par la cambrure tout en retardant le décollement de la couche limite au maximum. Et les performances sont maximisées aux incidences précédant l'augmentation de l'instationnarité de l'écoulement. Le profil optimisé permet d'atteindre une performance aérodynamique importante sur l'ensemble de la gamme de conditions de vol rencontrée par un micro-drone martien. Il maximise la finesse aérodynamique en comparaison avec les profils de la littérature considérés performants en écoulement à très faible nombre de Reynolds.

Les influences des variations de géométrie 2D et des conditions d'écoulement ont été évaluées sur le comportement 2D des écoulements instationnaires et sur les efforts aérodynamiques générés. Ainsi, le comportement des écoulements rencontrés par une voilure tournante peut maintenant être étudié. Pour construire un système propulsif performant en conditions atmosphériques martiennes, il est tout d'abord nécessaire d'évaluer les outils de simulation à coût de calcul réduit par rapport à Navier-Stokes. Le processus d'optimisation est mis en place en fonction de l'outil présentant le meilleur compromis entre coût de calcul et fidélité des estimations.

# Évaluation des codes de simulation pour un processus d'optimisation de rotor en conditions martiennes

## Sommaire

<b>6.1. Évaluation des formulations de PUMA et QPROP</b>	<b>126</b>
<b>6.2. Simulation de l'écoulement rencontré par un rotor à calage variable</b>	<b>129</b>
6.2.1. Présentation du comportement de l'écoulement 3D	129
6.2.2. Comparaison des efforts intégrés estimés	131
6.2.3. Comparaison des répartition d'efforts sur l'envergure	131
6.2.4. Discussion sur l'outil le plus adapté à l'optimisation de forme de rotor	133

Dans un processus d'optimisation de forme de rotor, le code utilisé pour évaluer les performances 3D doit apporter le meilleur rapport entre performance de prévision et temps de calcul. La résolution instationnaire des équations de Navier-Stokes permet la prise en compte de l'ensemble de la physique tridimensionnelle de l'écoulement mais elle est très coûteuse et demande un maillage adapté (tableau 6.1). Les simulations StarCCM+ ont été réalisées par T. Jardin à l'ISAE-SUPAERO. Le code PUMA s'appuie sur la théorie de la ligne portante courbe couplée à une nappe de sillage libre instationnaire (FVM - Free Vortex Method). La résolution de l'ensemble du système à chaque itération permet la convection du sillage et la prise en compte de celui-ci dans le calcul des vitesses induites [46]. Le temps de calcul pour un rotor isolé est de quelques minutes. QPROP est un code de résolution quasi-instantané de l'écoulement se basant sur la théorie des éléments de pales (BEMT - Blade Element Momentum Theory) [22]. Il est associé à un outil d'optimisation QMIL construisant la géométrie permettant de minimiser la perte induite à une poussée et une vitesse de rotation donnée.

	StarCCM+ (Navier-Stokes)	PUMA (FVM)	QPROP (BEMT)
Temps CPU (h)	$4.10^3$	$6.10^{-2}$	$6.10^{-5}$

TABLE 6.1. – Temps CPU de simulation 3D des écoulements rencontrés sur le rotor rectangulaire à une vitesse de rotation donnée

## 6.1. Évaluation des formulations de PUMA et QPROP

Les codes PUMA et QPROP calculent les efforts par intégration des performances 2D sur la pale. Les polaires 2D sont calculées par des simulations Navier-Stokes instationnaires avec elsA. Il a été vu précédemment que l'instationnarité a énormément d'influence sur les efforts aérodynamiques estimés en 2D (§ 3.1, p. 52). Il est donc précisé que les estimations des codes PUMA et QPROP seraient très différentes en se basant sur des polaires 2D stationnaires.

Pour les deux codes, la pale est discrétisée en 50 sections. Dans PUMA, la convection de la nappe de sillage suit un schéma temporel de Euler. Compte tenu de la faible poussée du rotor en vol stationnaire en atmosphère ténue, la convection du sillage est faible et l'interaction avec celui-ci est importante. Pour éviter la divergence du calcul, le paramètre de relaxation est très faible ( $\sim 10^{-4}$ ) et le nombre de sous-itérations très important ( $\sim 10^4$ ). Pour atteindre la convergence, 4 rotations sont nécessaires, le sillage est conservé sur l'ensemble du calcul. Ces paramètres résultent d'une étude paramétrique de convergence non présentée ici.

La méthode de formulation des efforts locaux ainsi que les corrections de nombre de Reynolds, de compressibilité et de perte de bout de pale diffèrent entre les deux codes. Elles sont décrites avant la comparaison de répartition d'efforts avec le solveur Navier-Stokes 3D StarCCM+.

### Formulation des efforts locaux

Dans QPROP, l'incidence locale sur la pale est estimée par addition de la vitesse tangentielle (vitesse de la pale) et de la vitesse axiale (aspiration du rotor - estimée par la théorie de Froude). L'évolution du coefficient de portance en fonction de l'incidence est représentée par une fonction affine et l'évolution du coefficient de traînée en fonction du coefficient de portance est représentée par une parabole :

$$C_L(\alpha) = C_{L,A} \cdot \alpha + C_{L,B} \quad (6.1)$$

$$C_D(C_L) = C_{D,d2}(C_L - C_{L,d0})^2 + C_{D,d0} \quad (6.2)$$

La méthode de régression utilisée pour évaluer les variables  $C_{L,A}$ ,  $C_{L,B}$ ,  $C_{D,d2}$ ,  $C_{L,d0}$  et  $C_{D,d0}$  a beaucoup d'influence sur l'estimation du code. Dans cette étude, le code numérique est utilisé pour une optimisation donc les efforts 2D seront sollicités dans leur gamme de finesse maximale. Ainsi, seuls les points de la polaire 2D ayant une finesse  $C_L/C_D > 0.8(C_L/C_D)_{max}$  sont pris en compte. Les régressions linéaire et non linéaire sur la polaire Navier-Stokes évaluées à  $Re_c = 3000$  et  $M = 0.1$  sont présentées sur la Figure 6.1.

Les efforts 2D sont bien estimés par les régressions pour les incidences  $\alpha \in [3^\circ, 8^\circ]$ . Aux incidences inférieures, le coefficient de portance est surestimé. Aux incidences supérieures, le coefficient de traînée est très fortement sous-estimé.

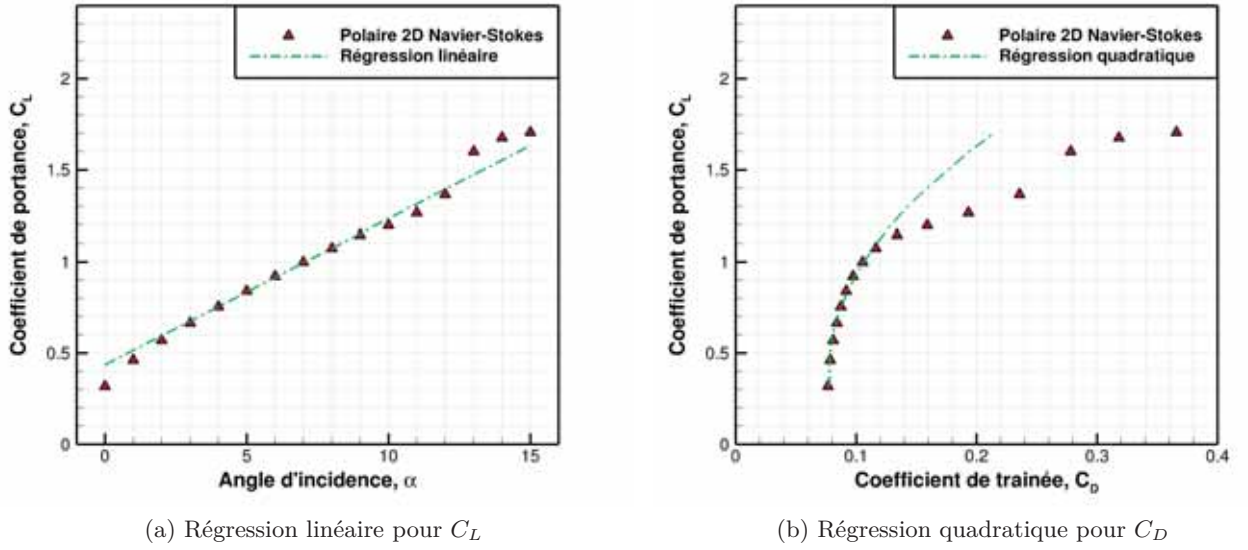


FIGURE 6.1. – Régressions linéaire et quadratique pour la modélisation des efforts 2D dans le code QPROP

Dans PUMA, l'estimation de l'incidence locale sur la pale prend en compte la circulation induite du sillage. Les contributions de chaque élément de sillage sont calculées à chaque section du modèle de ligne portante courbe par une approche de type *Biot et Savart* et sommées pour en déduire la vitesse induite totale qui est additionnée à la vitesse locale. Les efforts 2D sont interpolés par régression linéaire entre deux incidences dans les polaires fournies. Ils sont donc bien estimés sur l'ensemble des incidences fournies  $\alpha \in [0^\circ, 15^\circ]$  et interpolés par une fonction analytique en dehors de cet intervalle.

### Correction sur le nombre de Reynolds

Les polaires Navier-Stokes sont calculées au nombre de Reynolds  $Re_c = 3000$ . La variation en nombre de Reynolds étant importante le long de la pale d'un rotor martien, la traînée locale est adaptée en conséquence dans les deux codes :

$$\forall Re_c \quad C_D = C_{D_{Re_c=3000}} \left( \frac{Re_c}{3000} \right)^{Re_{exp}} \quad (6.3)$$

$Re_{exp} (\sim -0.33)$  est calculé par régression non-linéaire entre dix évaluations XFOIL à différents nombres de Reynolds. Il est noté qu'une correction en fonction du nombre de Reynolds pourrait être également appliquée au coefficient de portance, améliorant ainsi les performances d'estimation des codes basés sur l'intégration des polaires 2D.

### Correction de compressibilité

La compressibilité est prise en compte différemment dans les deux codes.

Dans PUMA, elle est interpolée entre deux polaires calculées à des nombres de Mach différents ( $M = \{0.1, 0.5\}$ ).

Dans QPROP, une correction analytique est utilisée. La correction implémentée initialement est Prandtl-Glauert (PG). Ici, elle a été modifiée par celle de Karman-Tsien (KT), en principe plus précise. Les corrections sont appliquées aux répartitions de pression  $C_{p,0}$ , et donc au coefficient de portance, obtenu par intégration des pressions.

$$PG(C_{p,0}) = \frac{C_{p,0}}{\sqrt{1 - M_\infty^2}} = \frac{C_{p,0}}{\beta} \quad \text{avec} \quad \beta = \sqrt{1 - M_\infty^2} \quad (6.4)$$

$$KT(C_{p,0}) = \frac{C_{p,0}}{\beta + (1 - \beta)\frac{C_{p,0}}{2}} \quad (6.5)$$

La Figure 6.2 présente l'influence de la correction de compressibilité sur les efforts de portance 2D à  $Re_c = 3000$ . Les corrections sont directement appliquées au coefficient de portance calculé à  $M = 0.1$  pour simuler son évolution à  $M = 0.7$ . Les coefficients de portance calculés par Navier-Stokes à  $M = 0.5$  et  $M = 0.7$  sont présentés pour la comparaison.

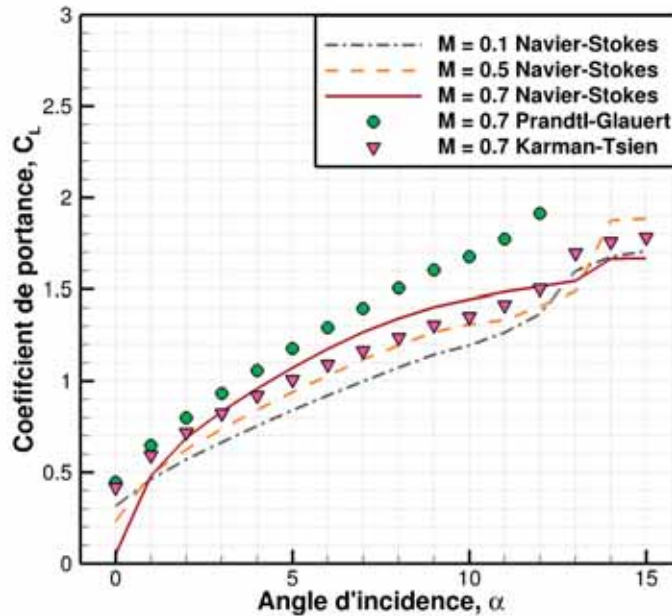


FIGURE 6.2. – Évaluation des corrections de compressibilité

La correction de Prandtl-Glauert surestime les effets de la compressibilité sur le coefficient de portance. La correction de Karman-Tsien, au contraire, les sous-estime mais permet une prise en compte de la compressibilité plus proche de celle de l'estimation Navier-Stokes. La méthode d'interpolation de PUMA permet une meilleure estimation des efforts locaux pour  $M < 0.5$ .

### Perte de bout de pale

Le tourbillon de bout de pale perturbe fortement le comportement de l'écoulement et induit une diminution des efforts en bout de pale. Il est pris en compte dans QPROP par une correction de Prandtl modifiée [22]. Dans PUMA, ce phénomène est simulé en forçant la circulation à zéro au niveau du panneau de bout de pale.

De plus, PUMA étant basé sur une méthode des singularités, la résolution du système est à l'origine de points singuliers aux abscisses proches du bout de pale. Ainsi, les incidences locales peuvent être très importantes aux dernières sections de la pale. Une nouvelle correction est appliquée au coefficient de portance local  $C_{L,0}$  des sections  $R/R_{max} > 0.97$  afin de diminuer l'influence de ce phénomène numérique. La formule est la suivante :

$$\forall R/R_{max} > 0.97 \quad C_L = C_{L,0} [1 + 10(1 - R/R_{max})] * 0.4 \quad (6.6)$$

Cette correction est discontinue, elle a été déterminée de façon empirique pour améliorer l'estimation des efforts en bout de pale de PUMA ainsi que son taux de convergence.

## 6.2. Simulation de l'écoulement rencontré par un rotor à calage variable

Pour l'évaluation des codes 3D, le rotor rectangulaire de l'expérience de *Shrestha et al.* [55] (Fig. 1.16(b)) est évalué à plusieurs calages ( $\beta$  - Fig. 7.1). Son diamètre est de 45.72 cm et sa corde constante de 5.08 cm. Le profil de la pale est la plaque cambré présentée dans le § 3.1.2 (p. 55).

Les écoulements 3D sont d'abord étudiés par simulations StarCCM+, puis les efforts estimés par les différents codes sont comparés.

### 6.2.1. Présentation du comportement de l'écoulement 3D

Le maillage des simulations StarCCM+ compte environ 70 millions de cellules polyédriques et la taille de première maille est de 0.5 mm. Le schéma de résolution spatiale est du second ordre décentré amont et celui de résolution temporelle est du second ordre implicite. Le pas de temps correspond à un degré de rotation, soit  $4.10^{-5}$  s. Compte tenu du caractère quasi-stationnaire de l'écoulement, il est suffisant pour résoudre globalement sa physique. Le domaine de simulation est cylindrique. Les conditions aux bords sont des conditions de pression en entrée/sortie du domaine et une condition de glissement sur la périphérie.

Les conditions atmosphériques correspondent à la viscosité cinématique martienne ( $\nu = 7.6.10^4$  m<sup>2</sup>/s) et la vitesse de rotation est de  $\Omega = 4000$  tr/min. Ainsi, le nombre de Reynolds de bout de pale est d'environ  $Re_c \sim 6000$ . La compressibilité n'est pas prise en compte dans les calculs StarCCM+, le nombre de Mach étant  $M < 0.4$  sur l'ensemble de l'envergure, l'hypothèse est faite que la compressibilité a peu d'influence sur le comportement du fluide. La Figure 6.3 permet la visualisation du critère Q dans l'écoulement en fonction du calage du rotor rectangulaire. Le critère Q permet la visualisation des contraintes de cisaillement et des structures tourbillonnaires. Il est défini par :

$$Q = \Omega^2 - S^2 \quad (6.7)$$

avec  $\Omega$  et  $S$  les invariants des tenseurs de taux de rotation et de déformation.

Plus le calage est important, plus la couche limite est décollée sur une grande partie de la pale.

Aux calages  $15^\circ$  et  $19^\circ$ , l'écoulement est globalement attaché. Au calage  $25^\circ$ , la couche limite est décollée au bord d'attaque dans la partie centrale de l'envergure. Ce décollement est stable jusqu'à la partie externe de la pale où il évolue en décollement massif, à l'origine de lâchers tourbillonnaires dans le sillage. Ce phénomène est dû au comportement tridimensionnel de l'écoulement en rotation, il ne peut donc pas être pris en compte par les codes basés sur l'intégration de polaires 2D. Au calage  $30^\circ$ , le décollement massif évolue presque jusqu'à la moitié de la pale.

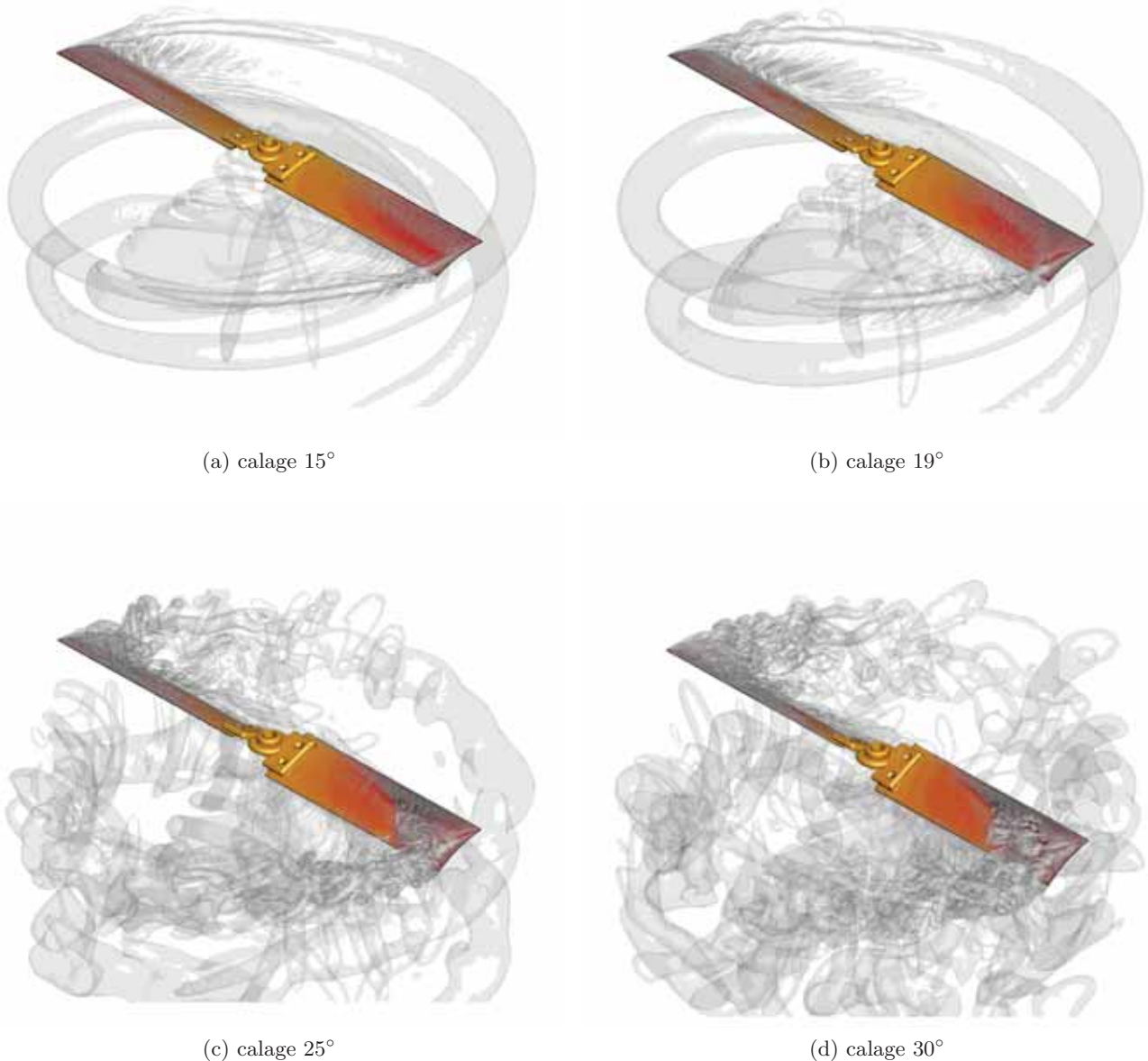
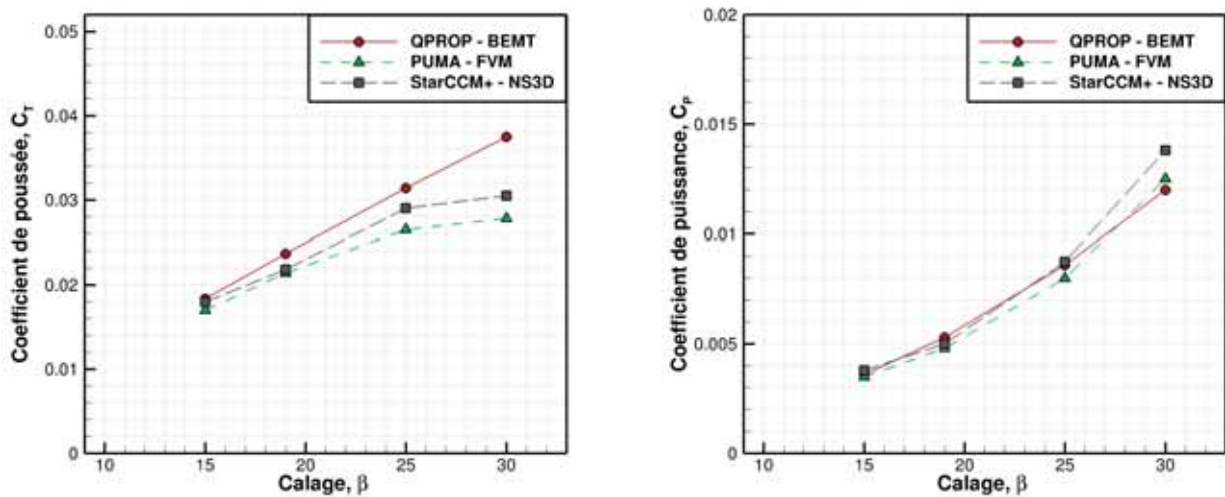


FIGURE 6.3. – Visualisation des structures tourbillonnaires dans l'écoulement du rotor *Shrestha et al.* en fonction du calage - Iso-surfaces de critère Q (StarCCM+)

### 6.2.2. Comparaison des efforts intégrés estimés

Les coefficients d'efforts estimés en fonction du calage du rotor par les différents codes sont comparés sur la Figure 6.4.

Le coefficient de poussée est sous-estimé par PUMA et surestimé par QPROP en comparaison avec StarCCM+. La surestimation de QPROP et la sous-estimation de PUMA sont respectivement de l'ordre de  $\{2\%, 9\%, 9\%, 20\%\}$  et  $\{5\%, 1\%, 8\%, 8\%\}$  pour les calages respectifs  $\{15^\circ, 19^\circ, 25^\circ, 30^\circ\}$ . L'estimation du coefficient de puissance est proche pour les trois codes à l'exception de  $\beta = 30^\circ$  où le décollement massif simulé par Navier-Stokes est à l'origine d'une augmentation de la traînée non pris en compte par la BEMT et la FVM. Globalement, plus le calage est faible, plus l'estimation des codes QPROP et PUMA est proche de StarCCM+. PUMA permet une estimation des efforts plus proche de celles de Navier-Stokes 3D que QPROP.



(a) Poussée adimensionnée

(b) Couple adimensionné

FIGURE 6.4. – Efforts intégrés en fonction du calage du rotor estimés par QPROP (BEMT), PUMA (FVM) et STARCCM+ (Navier-Stokes 3D)

### 6.2.3. Comparaison des répartition d'efforts sur l'envergure

Les efforts estimés localement sur la pale pour les calages  $\beta = \{15^\circ, 25^\circ, 30^\circ\}$  sont comparés afin de comprendre les tendances de chacun des codes. *Au calage*  $15^\circ$  (Fig. 6.5), les estimations de la poussée et de la puissance locale sont concordantes pour les trois codes. La BEMT surestime légèrement le coefficient de poussée sur l'ensemble de l'envergure. En bout de pale, l'estimation StarCCM+ diffère de QPROP et PUMA. Cette différence vient de la prise en compte de la compressibilité de l'écoulement et de la perte de bout de pale, qui n'est pas modélisée de la même façon pour les trois codes.

Ainsi, les trois codes concordent globalement pour l'estimation des efforts dans le cas d'un écoulement attaché sur toute la pale.

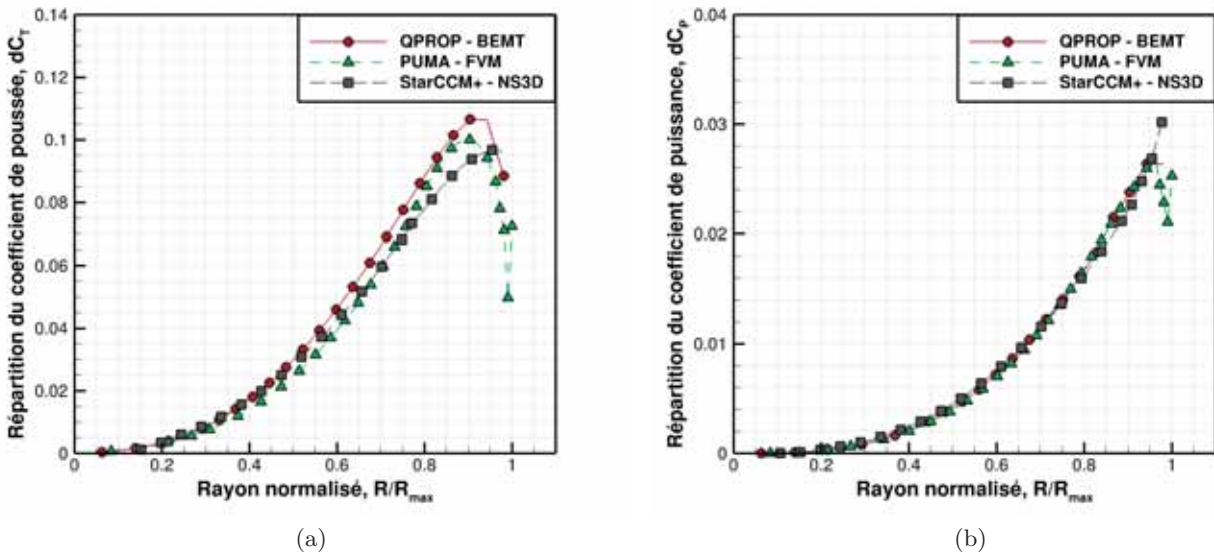


FIGURE 6.5. – Répartition d'efforts de poussée (a) et de couple (b) au calage  $15^\circ$

Au calage  $25^\circ$  (Fig. 6.6), les trois codes concordent jusqu'à  $R/R_{max} = 0.8$ , correspondant à la section où la couche limite commence à être massivement décollée en simulation Navier-Stokes 3D. Il est remarqué que StarCCM+ simule un gain de poussée dû au décollement de bord d'attaque dans la partie centrale. Dans la partie externe de la pale, la BEMT surestime les efforts locaux. PUMA et StarCCM+ sont davantage concordants, l'estimation StarCCM+ est moins importante en poussée et plus importante en puissance.

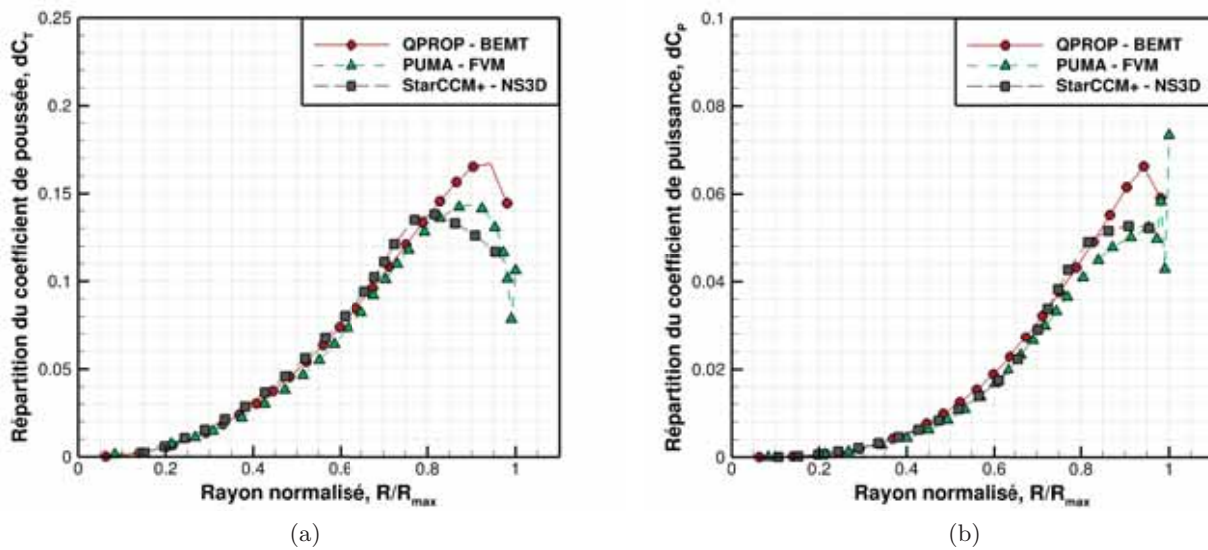


FIGURE 6.6. – Répartition d'efforts de poussée (a) et de couple (b) au calage  $25^\circ$

Au calage  $30^\circ$  (Fig. 6.7), l'effet du décollement sur la pale est visible dans la répartition d'efforts de StarCCM+. Il cause un gain important de poussée non compensé par un gain de traînée dans

la partie centrale où le décollement de bord d'attaque crée une zone de recirculation stable. Dans la partie externe, l'écoulement est massivement décollé et les efforts diminuent fortement. La BEMT surestime toujours les efforts en bout de pale. Dans PUMA, la répartition de coefficient de puissance est discontinue. Le code ne parvient pas à converger dans le cas d'incidences locales trop importantes et des singularités apparaissent sur la pale.

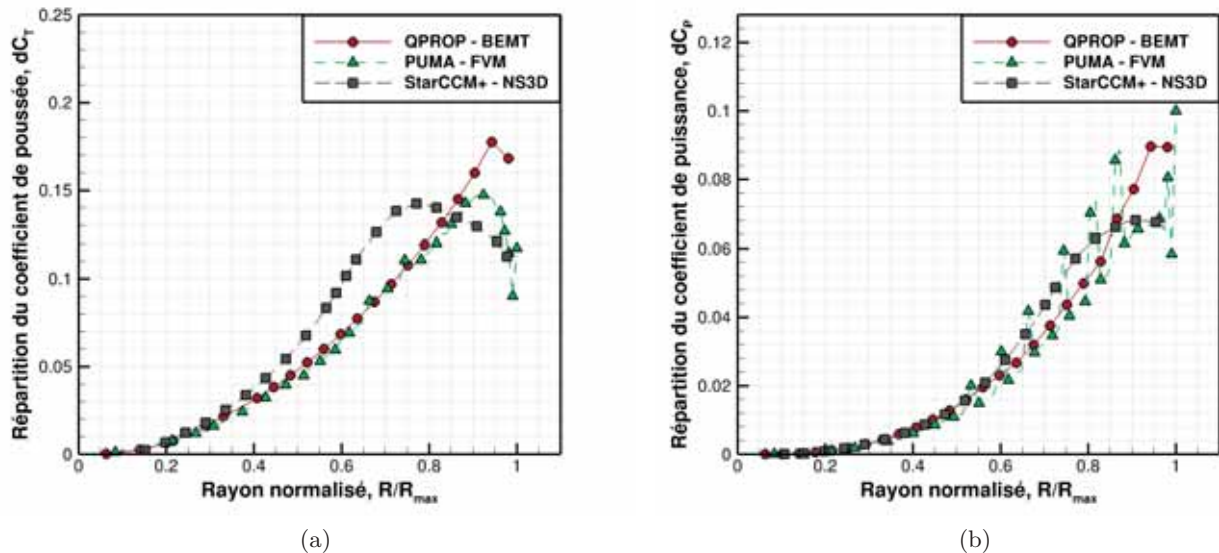


FIGURE 6.7. – Répartition d'efforts de poussée (a) et de couple (b) au calage 30°

#### 6.2.4. Discussion sur l'outil le plus adapté à l'optimisation de forme de rotor

Les codes de simulation ont été évalués à trois calages correspondant à trois régimes de comportement de l'écoulement en rotation. PUMA et QPROP sont concordants avec l'estimation Navier-Stokes 3D quand l'écoulement est attaché. On a observé en 2D que les incidences permettant de maximiser les performances aérodynamiques sont celles où la couche limite est attachée sur la majorité du profil. Ainsi, il est supposé que dans un processus d'optimisation, les écoulements rencontrés par les rotors optimaux le sont également. Le code PUMA permet une meilleure estimation de l'incidence et des efforts locaux que QPROP grâce à la prise en compte du sillage sur les vitesses induites. Compte tenu de son très faible coût de calcul (inférieur à celui de PUMA de trois ordres de grandeur), QPROP peut être utilisé pour une première optimisation exploratoire mais PUMA est l'outil le plus adapté à l'optimisation. Ses estimations sont proches de celle d'un solveur Navier-Stokes 3D en écoulement attaché et son coût de calcul est plus faible de 5 ordres de grandeur.

On remarque que les optimisations basées sur PUMA et QPROP ne peuvent pas prendre en compte la tridimensionnalité de l'écoulement sur la pale. Une optimisation basée sur un solveur Navier-Stokes 3D permettrait probablement de tirer profit du tourbillon de bord d'attaque à l'origine d'un gain de poussée non compensé par l'augmentation du couple, mais au prix d'un coût de calcul considérable.

## Résumé et résultats principaux du chapitre

Les différentes méthodes de simulation utilisées dans cette étude pour estimer le comportement 3D des écoulements sont présentées dans ce chapitre. Elles sont comparées pour déterminer l'outil le plus adéquat à une optimisation de rotors isolés et coaxiaux.

QPROP est un code quasi-instantané basé sur la théorie des éléments de pale (BEMT). Les efforts sont intégrés à partir de polaires 2D et l'estimation des vitesses induites est réalisée par la théorie de Froude. PUMA est basé sur un modèle de ligne portante courbe en couplage avec une nappe de sillage libre instationnaire (FVM). Les efforts sont également intégrés à partir de polaires 2D mais l'estimation des vitesses induites prend en compte l'influence du sillage (temps CPU  $\sim 4$  mn). Pour finir, StarCCM+ est basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes par méthode de volumes finis (NS3D). L'ensemble de l'écoulement est résolu, les efforts sont évalués à partir des répartitions de pression et de frottement pariétal sur la pale.

Un rotor à pales rectangulaires et à profil cambré est simulé à plusieurs calages (correspondant à des régimes d'écoulement différents) par les trois codes. Dans un premier temps, les simulations Navier-Stokes permettent d'analyser le comportement de l'écoulement en rotation en fonction de l'incidence de la pale. Les différents régimes instationnaires sont identifiés. Par la suite, les répartitions d'efforts sont comparées avec les deux codes basés sur l'intégration des polaires 2D. Par comparaison des estimations des différents codes, l'influence des décollements tridimensionnels sur les efforts aérodynamiques est évaluée.

### Résultats principaux :

- La correction de compressibilité de Prandtl-Glauert surestime les effets de la compressibilité sur les efforts aérodynamiques tandis que la correction de Karman-Tsien les sous-estime. Toutefois, Karman-Tsien est plus proche des estimations Navier-Stokes.
- Un décollement stable de bord d'attaque est présent sur une partie de la pale aux calages supérieurs à  $19^\circ$  du rotor rectangulaire. Il permet un gain de poussée non compensé par une augmentation du couple. La position et l'influence de ce décollement dépend du calage de la pale. Il évolue en décollement massif à l'origine d'un important lâcher de structures tourbillonnaires dans le sillage sur tout le reste de l'envergure.
- Les codes QPROP et PUMA permettent une estimation des efforts aérodynamiques proche de Navier-Stokes, PUMA proposant des estimations plus proches dans l'ensemble. Toutefois, la différence d'estimation augmente avec le calage du rotor. Les écoulements décollés ne sont pas simulés de façon précise par les codes à coût de calcul réduit.
- Aux fortes incidences, les estimations de PUMA des efforts locaux peuvent être discontinues. Ce phénomène est purement numérique, dans ces cas-là les estimations PUMA ne peuvent pas être considérées
- Les estimations de PUMA sont très proches de celles d'un solveur Navier-Stokes 3D en écoulement attaché et son coût de calcul est plus faible de 5 ordres de grandeur : c'est l'outil le plus adapté pour l'optimisation de rotor.

## *Conclusion du chapitre*

Les codes QPROP et PUMA permettent des estimations des efforts proches de Navier-Stokes dans le cas d'un écoulement complètement attaché sur la pale. Ils sont tous les deux utilisés pour l'optimisation de rotor isolé. QPROP ayant un très faible temps de calcul, il peut être utilisé pour une première optimisation d'exploration des différentes configurations géométriques. PUMA apporte une estimation plus fine de la vitesse induite mais son temps de calcul est plus important et son taux de convergence plus faible. Il est donc utilisé dans un second temps pour l'optimisation de rotors isolés et de configurations coaxiales, pour lesquelles la modélisation du sillage des rotors est un atout. Les estimations des codes basés sur l'intégration des polaires 2D sont évaluées après l'optimisation en comparaison avec des simulations Navier-Stokes. Dans un premier temps, il est toutefois nécessaire de construire des processus d'optimisation adaptés aux codes QPROP et PUMA.



# Optimisation de rotors isolés et coaxiaux en écoulements martiens

## Sommaire

<b>7.1. Processus d'optimisation de système propulsif</b> . . . . .	<b>138</b>
7.1.1. Conditions atmosphériques martiennes fixées pour les processus d'optimisation . . . . .	139
7.1.2. Contraintes du domaine d'optimisation pour la génération d'un rotor réalisable . . . . .	139
7.1.3. Méthode d'optimisation . . . . .	141
<b>7.2. Rotors optimisés et influence des contraintes sur la performance aérodynamique</b> . . . . .	<b>145</b>
7.2.1. Théorie des éléments de pale . . . . .	145
7.2.2. Méthode de sillage libre - Rotors isolés . . . . .	149
7.2.3. Méthode de sillage libre - Rotors coaxiaux . . . . .	154
7.2.4. Évaluation des tendances sur le système propulsif coaxial optimisé par méthode de sillage libre instationnaire . . . . .	158
7.2.5. Optimisations par QPROP et PUMA à contraintes équivalentes . . . . .	161
<b>7.3. Évaluation Navier-Stokes des systèmes propulsifs optimisés</b> . . . . .	<b>163</b>
7.3.1. Simulation de rotors isolés . . . . .	164
7.3.2. Système propulsif i2 - rotors coaxiaux optimisés par FVM . . . . .	171

Une géométrie de profil a été optimisée dans le chapitre 4 pour être performante sur l'ensemble de la gamme de conditions de vol rencontrée par une pale de rotor de micro-drone martien. Pour construire un système propulsif permettant à un micro-drone martien de se sustenter, la seconde étape est d'optimiser les lois de corde et de vrillage de la voilure tournante. Les codes QPROP (BEMT) et PUMA (FVM) ont été présentés et évalués dans le chapitre précédent, ils se basent sur l'intégration des performances 2D instationnaires du profil. Deux processus d'optimisation de rotor isolé sont réalisées en se basant sur la BEMT et la FVM. Les optimisations de système propulsif coaxial sont réalisées avec PUMA (FVM).

Pour une bonne compréhension de ce chapitre, il est important de visualiser schématiquement l'effet du vrillage ainsi que des vitesses axiale et tangentielle sur l'incidence effective  $\alpha$  de la pale. La Figure 7.1 présente l'évaluation de l'incidence locale pour une section de pale à un rayon donné.

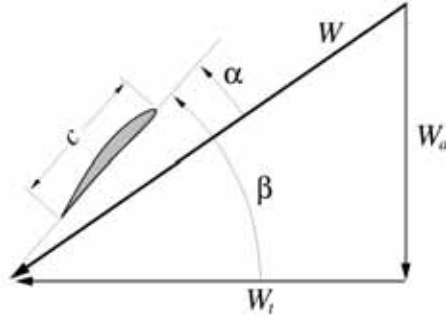


FIGURE 7.1. – Évaluation de l'incidence locale d'une section de pale (schéma de [22])

La direction et la vitesse de l'écoulement incident  $\vec{W}$  sont calculées comme l'addition de l'écoulement axial  $\vec{W}_a$ , correspondant à l'aspiration du rotor, et de l'écoulement tangentiel  $\vec{W}_t$ , correspondant à la vitesse locale de la pale  $\Omega R$ . L'incidence locale de la pale varie donc avec la vitesse de rotation. Ainsi, dans l'optimisation, la différence de vitesse de rotation est compensée par le vrillage  $\beta$ .

Dans la théorie des éléments de pale, la vitesse axiale est seulement déterminée par la théorie de Froude. Tandis que dans la méthode de sillage libre, l'influence du sillage sur les vitesses tangentielles et axiales locales est prise en compte.

Dans l'ensemble de ce chapitre, les efforts sont présentés en fonction de la position normalisée en envergure  $R/R_{max}$ . Pour cette étude, le diamètre est fixé à 30 cm ( $R_{max} = 0.15$  m) mais les résultats adimensionnés sont extrapolables à des diamètres plus importants à l'exception de la variation en nombre de Reynolds et en vitesse locale qui dépendent fortement du rayon. Pour l'ensemble des analyses, les différentes parties de l'envergure sont décrites. Afin de simplifier la description, l'envergure est découpée en quatre parties : la partie interne ( $R/R_{max} < 0.4$ ), la partie centrale ( $0.4 < R/R_{max} < 0.7$ ), la partie externe ( $0.7 < R/R_{max} < 0.9$ ) et le bout de pale ( $R/R_{max} > 0.9$ ).

## 7.1. Processus d'optimisation de système propulsif

Les processus d'optimisation décrits dans ce chapitre ont été mis en place pour la construction et l'analyse d'un système propulsif permettant à un micro-drone de 30 cm de diamètre de se sustenter. Il est toutefois important de garder à l'esprit que les résultats présentés sont fortement dépendants des conditions d'écoulement, des critères de performance choisis et des contraintes de fabrication.

### 7.1.1. Conditions atmosphériques martiennes fixées pour les processus d'optimisation

Les conditions atmosphériques étant très variables sur la planète Mars entre les différentes saisons et les différentes périodes de la journée, elles sont fixées pour le processus d'optimisation aux valeurs présentées dans le tableau 7.1.

Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	0.014
Viscosité dynamique (mPa.s)	0.0106
Température (°C)	-63
Vitesse du son (m/s)	238

TABLE 7.1. – Conditions atmosphériques fixées pour le processus d'optimisation

Elles correspondent aux grandeurs moyennes au niveau de la surface sur une année sidérale (§ 1.2.1, p. 21), à l'exception de la masse volumique  $\rho$ . Les efforts aérodynamiques lui étant directement proportionnels, la valeur fixée est choisie comme la moyenne basse dans une journée martienne  $\rho = 0.014 \text{ kg/m}^3$ , plus faible que la valeur moyenne annuelle. De cette façon, le système propulsif est optimisé pour générer une poussée donnée avec une certaine marge de sécurité.

### 7.1.2. Contraintes du domaine d'optimisation pour la génération d'un rotor réalisable

Les contraintes de forme dans le domaine d'optimisation sont directement liées au processus de fabrication. D'une campagne expérimentale à l'autre, la méthode de fabrication des rotors a évolué pour des raisons de résistance à l'effort centrifuge et de maintien de la forme dans le temps.

#### Les procédés de fabrication des rotors

- Lors de la *première campagne* expérimentale, les rotors (optimisés par QPROP - BEMT) sont entièrement fabriqués par impression 3D à résine liquide. Ce procédé apporte un nombre conséquent d'avantages : faible coût, rapidité de fabrication, état de surface très lisse et précision. Cependant, une contrainte d'épaisseur minimale de la pale  $E_{min} = 0.5 \text{ mm}$  est nécessaire pour s'assurer de la bonne impression de la structure. Le diamètre de la cuve de l'imprimante 3D ne permettant pas l'impression des rotors d'un seul bloc, chaque pale est imprimée de façon indépendante et elles sont assemblées au niveau du moyeu (Fig. 7.2(a)). De cette façon, la pale et le moyeu forment un bloc uniforme et la contrainte de forme à l'implanture est faible. Une contrainte de non-empilement (non-recouvrement) des pales est toutefois nécessaire pour faciliter la conception des moyeux.
- Pour la *seconde campagne* expérimentale, le processus de fabrication des rotors (optimisés par PUMA - FVM) a changé dans le but d'augmenter la rigidité et la résistance en traction des rotors. Ils sont fabriqués en un seul bloc par drapage de carbone sur des moules imprimés en 3D. Le moyeu est donc ajouté à la structure au niveau de la partie plate au centre du rotor. Pour des raisons de résistance du matériau, les discontinuités de forme sont évitées

au moyeu. Ainsi, la contrainte de forme à l'emplanture est importante. La contrainte de non-empilement des pale est également nécessaire.

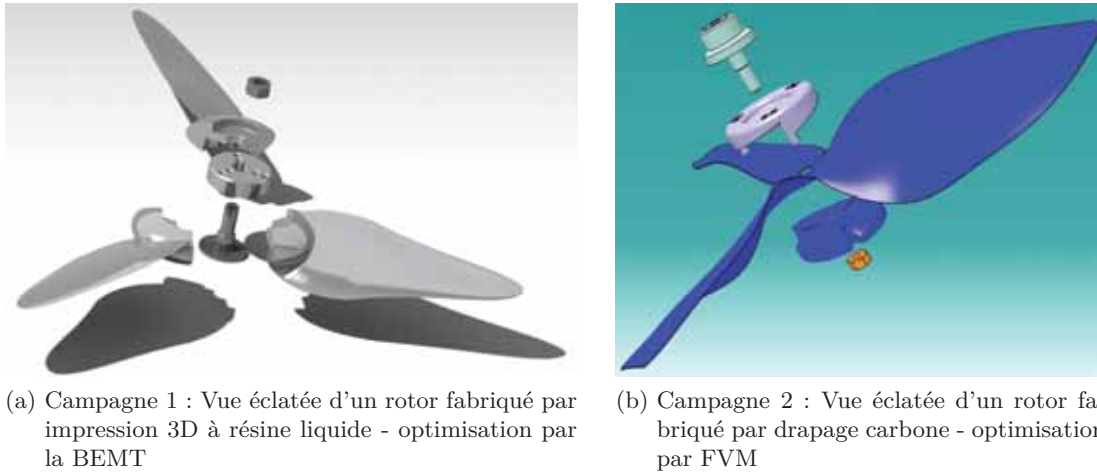


FIGURE 7.2. – Visualisation du montage des pièces fabriquées pour les campagnes expérimentales

Les procédés de fabrication des rotors expérimentaux sont expliqués plus en détail dans le § 8.1.2 (p. 191).

### Les contraintes de forme appliquées au domaine d'optimisation

Pour un code de simulation numérique, l'optimisation aérodynamique d'un rotor évite les faibles nombres de Reynolds, sous peine d'augmentation de la traînée locale. Or, la vitesse locale de l'écoulement étant proportionnelle au rayon, les optimisations augmentent la valeur de la corde à l'emplanture. Les rotors optimisés tendent donc vers des cordes infinies au moyeu. Une contrainte de la loi de corde dans la partie interne du rotor est donc indispensable pour construire un rotor réaliste. Cependant, une contrainte est également nécessaire pour éviter les vrillages trop importants à l'emplanture. Pour l'illustrer, une optimisation de rotor est réalisée avec la méthode de sillage libre. Une contrainte (sur la corde) de non-empilement des pales est implémentée mais pas de contrainte de vrillage. L'objectif de l'optimisation est de minimiser la puissance pour générer une poussée de 0.37N. Le rotor optimisé est présenté sur la Figure 7.3.

Cette géométrie est très compliquée à fabriquer et le moyeu est fortement allongé. La plus-value aérodynamique (de l'ordre de 10% par rapport à la contrainte de vrillage nul - estimation PUMA) est annulée par la masse ajoutée au système propulsif par les fortes cordes à l'emplanture et le moyeu. Ainsi, la contrainte de vrillage permet de maîtriser la forme de l'emplanture. L'hypothèse est faite que les contraintes de géométrie dans la partie interne de la pale ont peu d'influence sur les performances. En effet, les efforts aérodynamiques étant proportionnels au carré de la vitesse locale du fluide, le moyeu est la partie de la pale ayant le moins d'influence, elle est à l'origine de moins de 10% des efforts globaux du rotor.

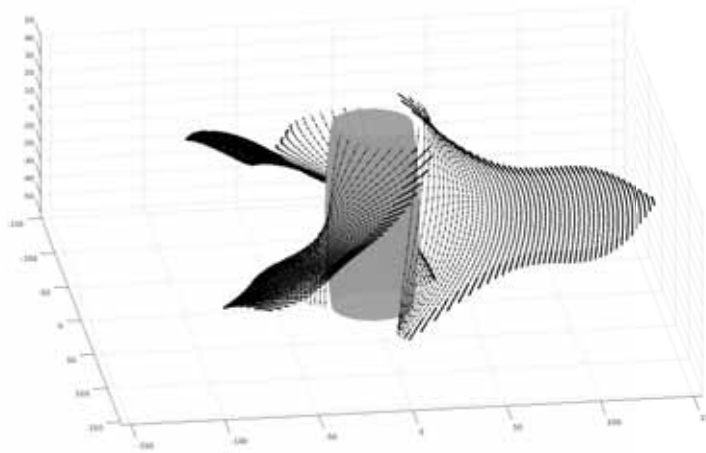


FIGURE 7.3. – Optimisation par FVM de rotor tripale isolé avec une contrainte de non-empilement des pales mais sans contrainte de vrillage à l'emplanture (dimensions en mm)

### **Optimisation par théorie des éléments de pale (BEMT) - Campagne 1 d'expérimentation**

La valeur de la corde est contrainte par une condition de non-empilement des pales pour faciliter la fabrication. Cette contrainte permet d'éviter de s'éloigner de l'hypothèse de faible corde de la BEMT et de laisser une forte liberté de forme dans la partie externe de l'envergure tandis que l'emplanture est fortement contrainte. L'influence de cette contrainte étant importante sur la forme optimisée, une seconde contrainte est appliquée sur la loi de corde à  $R/R_{max} = 0.4$  (nommée  $C_{corde}$ ) pour évaluer l'influence de la largeur de corde dans l'optimisation. L'influence de cette contrainte sur les performances du rotor optimisé est évaluée numériquement dans le § 7.2.1 et expérimentalement dans le § 8.5.2 (p. 210).

L'impression 3D laissant beaucoup de liberté sur la géométrie, le vrillage n'a pas besoin d'être nul à l'emplanture. Il est rendu constant dans la partie interne de l'envergure, sa valeur correspond à celle du vrillage à la section  $R/R_{max} = 0.4$ . Cette contrainte permet de faiblement pénaliser les performances aérodynamiques du rotor tout en permettant au rotor d'être réalisable. La géométrie du profil peut être respectée avec précision sur l'envergure du rotor.

### **Optimisation par méthode de sillage libre (FVM) - Campagne 2 d'expérimentation**

La contrainte de corde de non-empilement est également utilisée pour l'optimisation par FVM pour les mêmes raisons que précédemment. La contrainte de vrillage nul à l'emplanture est mise en place afin d'éviter les discontinuités de forme de rotor et maximiser la résistance du matériau. La contrainte de vrillage étant différente de celle de l'optimisation par théorie des éléments de pale, son influence sur l'optimisation du rotor est évaluée numériquement dans le § 7.2.2.

#### **7.1.3. Méthode d'optimisation**

La méthode d'optimisation est nécessairement adaptée au code utilisé et à la configuration du système propulsif. L'ensemble des optimisations sont réalisées à poussée donnée  $T_{obj}$ . L'objectif est de minimiser la puissance du rotor.

### Optimisation de rotors isolés par la BEMT

Le code QPROP est associé à QMIL qui permet une optimisation quasi-instantanée pour une vitesse de rotation et une poussée données. Cet outil est utilisé pour simplifier la mise en place de la méthode. Cependant, les corrections de corde et de vrillage dans la partie interne sont appliquées après l'optimisation. Ainsi, il n'est pas prouvé que la géométrie soit optimale au sens de QMIL après la correction. Toutefois, la comparaison des géométries optimisées par QPROP et PUMA à contrainte équivalente (§ 7.2.5) conforte dans l'utilisation de cette méthode. La valeur de poussée  $T_{obj}$  est incrémentée afin de compenser la faible perte d'efforts dans la partie où la correction de géométrie est appliquée.

L'ensemble des optimisations sont réalisées à  $T_{obj} = 0.37N$ , soit 100 grammes sur la planète Mars. La vitesse de rotation du rotor optimisé n'étant pas fixée, dix optimisations sont réalisées en parallèle aux vitesses de rotation  $\Omega$  de 1000 à 10000 tr/min par intervalle de 1000. Pour chaque  $\Omega$ , la corde du rotor optimisé correspondant est évaluée à  $R/R_{max} = 0.4$ . Si la contrainte de corde  $C_{corde}$  est rencontrée, le rotor est éliminé. Plus  $\Omega$  est faible, plus la solidité du rotor optimisé est importante.

Les rotors respectant la contrainte de corde sont comparés par leur puissance mécanique sur l'arbre. Or, les efforts aérodynamiques locaux sont proportionnels à la pression dynamique du fluide  $q$  :

$$dF_a = qcC_a dr = \frac{1}{2}\rho V^2 cC_a dr \quad (7.1)$$

Et la pression dynamique est une fonction quadratique de la vitesse du fluide. Ainsi, le rotor permettant de minimiser la puissance est celui qui minimise la vitesse de rotation tout en respectant la contrainte de corde (Fig. 7.4).

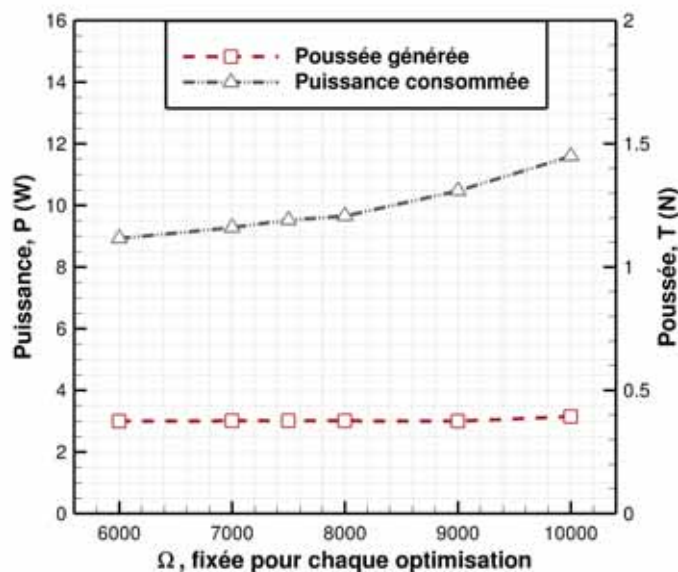


FIGURE 7.4. – Exemple d'optimisation BEMT : 6 géométries optimisées à des  $\Omega$  différents respectent la contrainte de corde  $C_{corde}$ , le rotor minimisant  $\Omega$  minimise la puissance

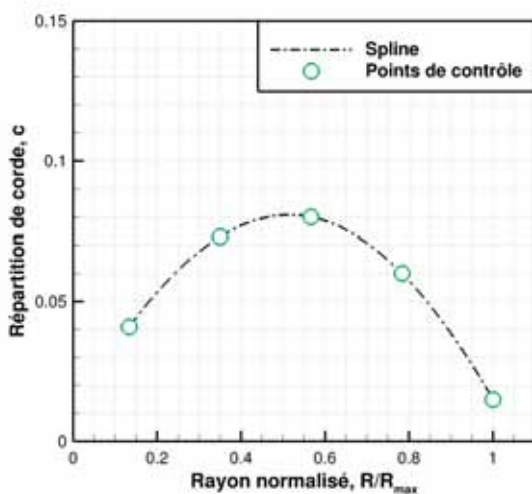
Compte tenu de la contrainte d'épaisseur de l'impression 3D  $E_{min}$ , la forme du profil ne peut pas être constante sur l'ensemble de la pale : les épaisseurs sont trop faibles en bout de pale. Pour remédier à ce problème, des optimisations de géométrie de profil 2D avec des contraintes d'épaisseur relative à 10% et 20% sont réalisées. A chaque rayon, le profil de l'épaisseur relative permettant de respecter la contrainte  $E_{min}$  et ses efforts 2D sont interpolés entre les trois profils d'épaisseur relative 2%, 10% et 20%. Le grossissement du profil en bout de pale a tendance à diminuer légèrement la portance locale et à augmenter la traînée. Cependant, l'influence sur les efforts globaux est négligeable : elle induit une modification d'environ 1% sur le coefficient de poussée et 0.3% sur le coefficient de traînée. Elle n'a pas été mise en place sur l'optimisation par FVM.

### Optimisation de rotors isolés et coaxiaux par la FVM

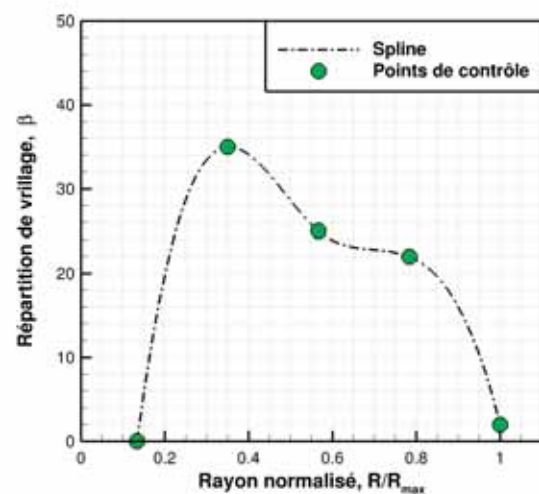
La prise en compte du sillage dans PUMA permet une meilleure estimation des incidences induites par rapport à la BEMT dans la configuration isolée. Dans la configuration coaxiale, une grande partie de l'envergure du rotor inférieur est directement dans le sillage du rotor supérieur. L'influence du sillage sur les incidences induites est amplifiée.

#### Représentation automatique de la géométrie

Une représentation automatique de la forme du rotor par un nombre fini de paramètres est mise en place. Les lois de corde et de vrillage sont représentées par des splines contraintes par cinq points de contrôle (Fig. 7.5).



(a) Représentation de la loi de corde - Contrainte de non-empilement sur l'ensemble de l'envergure



(b) Représentation de la loi de vrillage - Contrainte de vrillage nul au moyeu

FIGURE 7.5. – Représentation automatique de forme de rotor par splines

La corde et le vrillage étant fixés au moyeu par les contraintes du domaine d'optimisation, un des cinq points de contrôle est déjà connu et seuls quatre points de contrôle sont optimisés. Chaque rotor est donc représenté par un vecteur composé de huit variables.

### Configuration rotor isolé

Deux méthodes d'optimisations sont évaluées afin de déterminer la plus rapide à mettre en œuvre. La première est une méthode de krigeage développée à l'ONERA baptisée SEGOMOE [7]. Le krigeage consiste à construire une surface de réponse à partir des évaluations de la fonction objectif sur le domaine. À chaque itération, le point de la surface de réponse construite présentant la plus faible puissance interpolée à poussée fixée est évalué par le code. La surface est mise à jour jusqu'à ce que la convergence soit suffisante. Cette méthode permet de prendre en paramètre la vitesse de rotation : une forme de rotor est évaluée à une seule vitesse de rotation qui est interpolée par le modèle comme permettant de générer la poussée  $T_{obj}$ .

Cependant, le code de sillage libre étant basé sur une méthode des singularités pour la mise à l'équilibre du sillage, elle souffre parfois de non-convergence, principalement aux extrémités des pales. L'algorithme de krigeage n'étant pas adapté à la non-convergence d'un échantillon, l'intervention de l'utilisateur pour débloquent l'algorithme est chronophage, il n'est pas l'outil le plus adéquat à une optimisation exploratoire.

La seconde méthode, utilisée pour l'ensemble des optimisations par FVM, consiste à évaluer l'ensemble du domaine de solutions avec une proximité croissante entre les échantillons - de la même façon que pour l'optimisation de profil (§ 4.1, p. 68). Pour un échantillon donné,  $\Omega$  permettant de générer la poussée  $T_{obj}$  n'est pas connu. Trois vitesses de rotation sont évaluées et les efforts sont interpolés par régression linéaire en fonction du carré de la vitesse de rotation.

### Configuration coaxiale

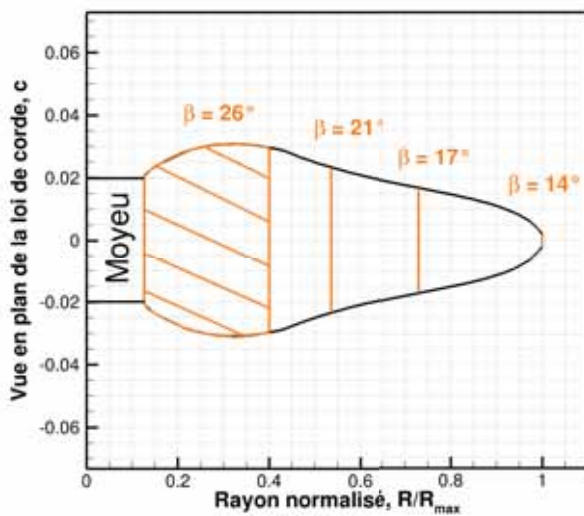
L'optimisation coaxiale est réalisée avec le rotor supérieur fixé. Ainsi, pour la construction du système propulsif, l'hypothèse est faite que le rotor inférieur a peu d'influence sur l'écoulement rencontré par le rotor supérieur. Elle est vérifiée expérimentalement dans le § 8.5.2 (p. 212) et numériquement dans le § 8.6 (p. 214). La distance entre le rotor supérieur et inférieur est fixée à  $d=9$  cm en se basant sur la littérature (§ 1.3.2, p. 27). Plusieurs optimisations sont réalisées avec l'intention d'évaluer l'ensemble du domaine des formes optimisées.

L'optimisation du rotor inférieur est réalisée de la même façon que pour le rotor isolé. Pour faciliter la conception du micro-drone à système propulsif coaxial, une contrainte de couple résiduel nul (moment généré par le rotor supérieur annulé par le rotor inférieur) est mise en place. Afin d'interpoler la vitesse de rotation permettant d'annuler le couple du rotor supérieur, trois vitesses de rotation sont évaluées pour chaque géométrie de rotor inférieur. Les valeurs de couple et de poussée correspondantes sont interpolées par régression linéaire en fonction du carré de la vitesse de rotation.

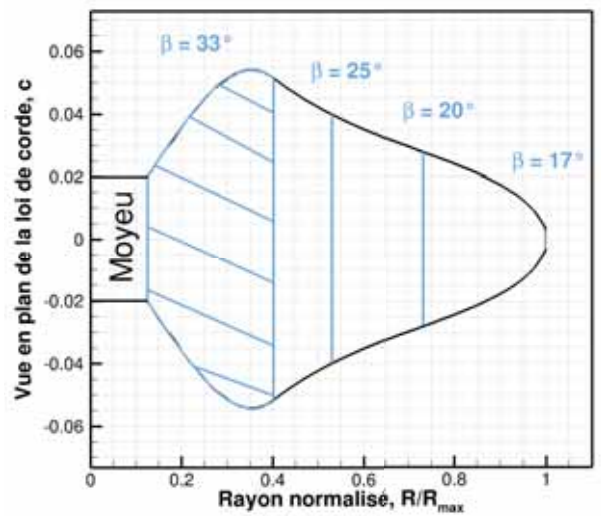
## 7.2. Rotors optimisés et influence des contraintes sur la performance aérodynamique

Les rotors sont optimisés en fonction des polaires du profil 4 (Fig. 4.5(a)) évaluées en 2D par Navier-Stokes instationnaire. Aux nombres de Reynolds  $Re_c \in [3000, 10000]$ , le coefficient de portance de finesse maximale du profil optimisé est  $C_L \sim 0.9$  et le coefficient de portance maximal est  $C_L \sim 1.8$ .

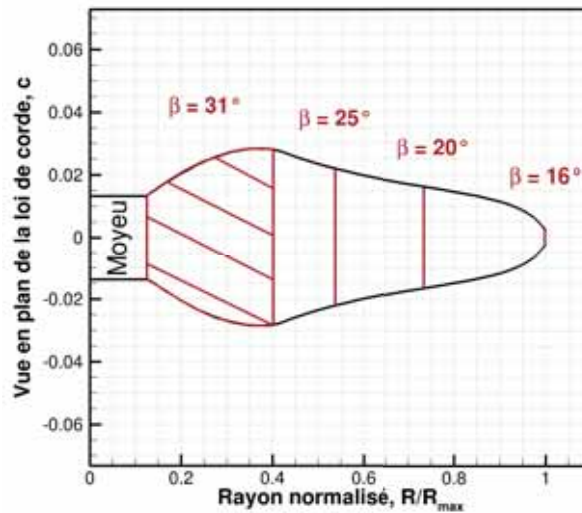
### 7.2.1. Théorie des éléments de pale



(a) Rotor 1 tripale optimisé avec la contrainte  $C_{corde} = 0.06m$  à  $R/R_{max} = 0.4$  :  $\Omega_{0.37N} = 7500$  tr/min



(b) Rotor 2 tripale optimisé avec la contrainte de non-empilement à  $R/R_{max} = 0.4$  :  $\Omega_{0.37N} = 6000$  tr/min



(c) Rotor 3 quintupale optimisé avec la contrainte de non-empilement à  $R/R_{max} = 0.4$  :  $\Omega_{0.37N} = 6000$  tr/min

FIGURE 7.6. – Vues en plan de la forme des pales optimisées selon la BEMT en fonction de la contrainte de corde et de nombre de pales - le vrillage  $\beta$  est indiqué et la zone hachurée correspond à la correction de forme de la partie interne

Trois rotors sont optimisés par la BEMT, ils sont présentés en vue plane sur la Figure 7.6. La contrainte de corde ayant une forte influence sur la forme optimisée, deux optimisations de rotor tripale sont réalisées avec des contraintes  $C_{corde} = 0.06m$  (rotor 1) et  $C_{corde}$  de non-empilement des pales (rotor 2). Une optimisation de rotor quintupale est également réalisée avec la contrainte  $C_{corde}$  de non-empilement des pales. L'écoulement étant fortement instationnaire et les pales particulièrement fines, les nombres impairs de pales sont favorisés pour éviter les axes préférentiels de vibrations.

### Géométrie et efforts locaux

La contrainte  $C_{corde}$  influe directement sur la solidité  $\sigma$  du rotor optimisé et sur la vitesse de rotation  $\Omega_{0.37N}$  nécessaire pour générer la poussée désirée. La solidité d'un rotor se calcule de la façon suivante :

$$\sigma = \frac{N_{pales} R \bar{c}}{\pi R^2} \quad (7.2)$$

Pour les rotors optimisés avec la contrainte  $C_{corde}$  de non-empilement (rotors 2-3), les solidités  $\sigma_2 = 0.41$  et  $\sigma_3 = 0.39$  ainsi que la vitesse de rotation ( $\Omega_{0.37N} = 6000$  tr/min) sont similaires. Tandis que pour la contrainte  $C_{corde} = 0.06m$  (rotor 1), la solidité  $\sigma_1 = 0.26$  est plus faible et la vitesse de rotation  $\Omega_{0.37N} = 7500$  tr/min est supérieure.

Pour comprendre le principe de l'optimisation QMIL, la géométrie des rotors optimisés est comparée sur la Figure 7.7. L'influence de la géométrie sur les conditions d'écoulement et le coefficient de portance local est présentée sur la Figure 7.8.

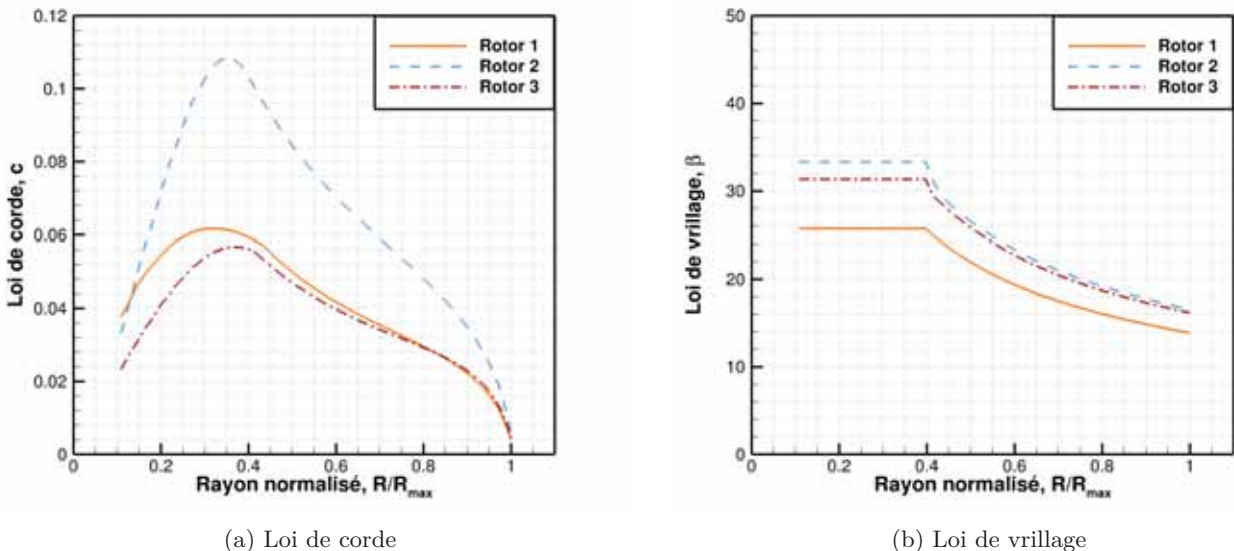


FIGURE 7.7. – Géométrie des rotors optimisés par BEMT

L'évolution des *lois de corde* est similaire pour les trois rotors. La partie interne est construite par une spline, elles atteignent la contrainte à  $R/R_{max} = 0.4$  et diminuent vers le bout de pale. Dans la partie centrale de l'envergure, la diminution de corde permet de maintenir le nombre de

Reynolds constant (Fig. 7.8(a)). La partie externe et le bout de pale sont affinés, le nombre de Reynolds diminue en conséquence.

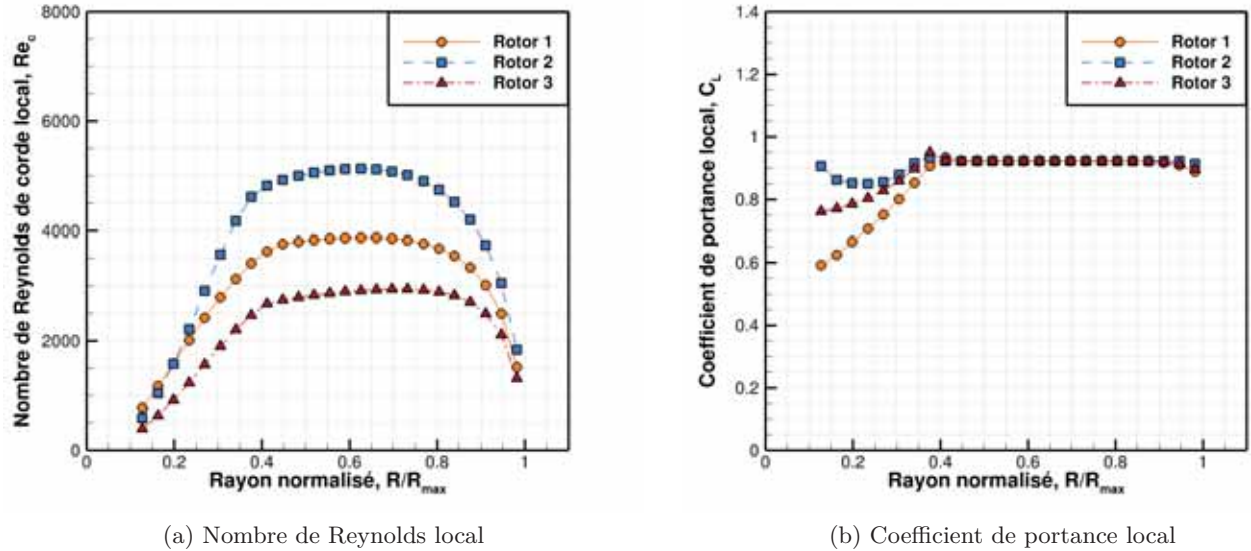


FIGURE 7.8. – Influence de la géométrie sur les conditions d'écoulement et le coefficient de portance local

Les rotors 2 et 3 ( $\Omega_{0,37N} = 6000$  tr/min) ont des *lois de vrillage* proches tandis que le rotor 1 ( $\Omega_{0,37N} = 7500$  tr/min) a un vrillage plus faible (Fig. 7.7(b)). Les coefficients de portance locaux (Fig. 7.8(b)) mettent en évidence la similarité des incidences locales pour les trois rotors. Sur l'envergure, l'incidence de finesse maximale des polaires 2D est respectée ( $C_L = 0.92$ ). Par conséquent, à poussée fixée, la loi de vrillage dépend directement de la vitesse de rotation. La répartition de nombre de Reynolds (Fig. 7.8(a)) dépend de la vitesse de rotation et de la corde. Les rotors tripales maximisent le nombre de Reynolds, particulièrement le rotor 2 qui a une contrainte moins forte sur la corde. Le rotor maximisant le nombre de Reynolds permet de minimiser la traînée aérodynamique locale.

On remarque que :

- L'influence de la contrainte de vrillage constante dans la partie interne sur les efforts locaux diffère en fonction du rotor optimisé (Fig. 7.8(b)).
- Les lois de corde des rotors 2 et 3 sont plus fortement contraintes que le non-empilement des pales ( $C_{corde/3\text{ pales}} = 0.126/\cos(\beta)$  et  $C_{corde/5\text{ pales}} = 0.075/\cos(\beta)$ ). Une marge de sécurité est mise en place pour avoir la certitude de respecter la contrainte et ainsi faciliter la fabrication. Le rotor 1 maximise bien sa contrainte de corde  $C_{corde} = 0.06m$ .

Le  $C_L$  étant adimensionné par la corde et la vitesse de rotation, les répartitions sur l'envergure de l'effort de poussée et de la puissance à  $T = 0.37N$  sont présentées sur la Figure 7.9.

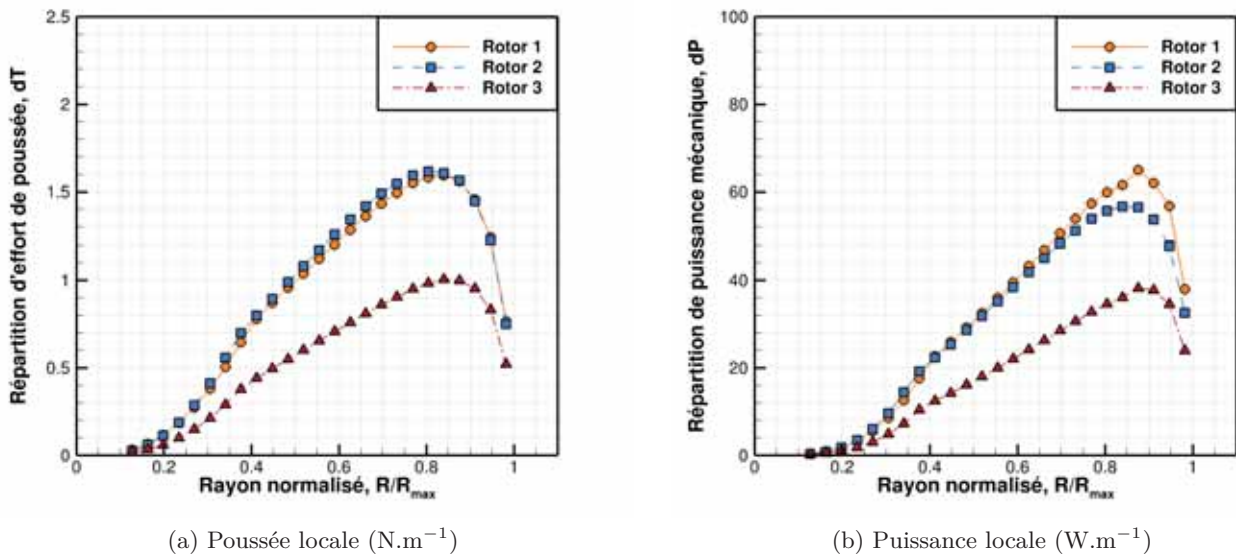


FIGURE 7.9. – Répartition radiale d'efforts de poussée et de puissance mécanique locaux

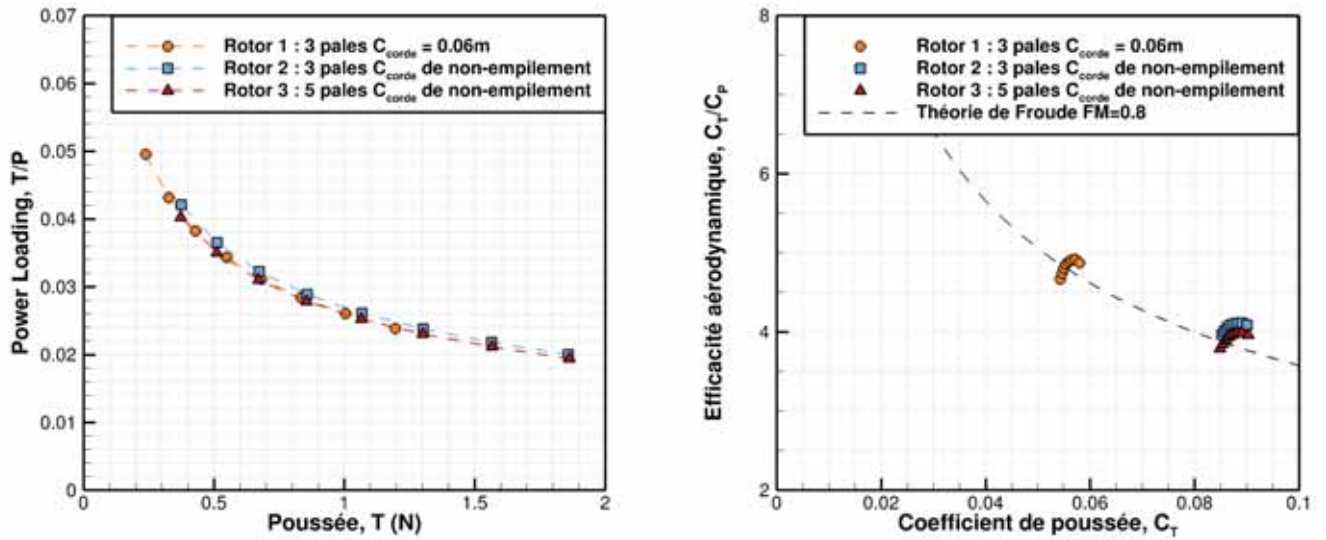
À poussée donnée, la répartition radiale d'effort de poussée local est similaire pour les deux rotors tripales (rotors 1-2). Le rotor 3 étant quintupale, ses efforts locaux sont  $3/5$  fois plus faibles sur chaque pale. Sur la répartition de puissance, la différence en nombre de Reynolds induit un couple plus important en bout de pale pour le rotor 1 en comparaison avec le rotor 2.

### Influence de la contrainte sur les performances estimées de l'ensemble de la gamme

Les performances aérodynamiques des rotors optimisés par minimisation de la perte induite de la BEMT sont présentées sur la gamme  $\Omega \in [6000, 13000]$  tr/min sur la Figure 7.10 (calculs QPROP - BEMT).

Les performances sont très proches quel que soit la contrainte de corde ou le nombre de pales de l'optimisation. Le chiffre de mérite  $FM$  correspondant est d'environ 0.8, ce qui est étonnement fort pour les conditions d'écoulement et probablement surestimé par la méthode. Le rotor 2 permet tout de même de minimiser la puissance pour générer  $0.37N$  de poussée et ainsi de maximiser le rapport poussée-puissance (Power Loading) d'environ 5% par rapport aux autres rotors du fait de son nombre de Reynolds radial plus important. Les rotors 1 et 3 montrent des performances similaires.

La solidité influe peu sur les performances aérodynamiques, en revanche, elle a une forte influence sur la gamme de poussée atteignable. Les rotors 2-3 génèrent un  $C_T \sim 0.09$  tandis que le rotor 1 un  $C_T \sim 0.06$ . Ainsi, la configuration retenue est celle correspondant au rotor 2 : tripale avec contrainte de non-empilement des pales. On remarque que les coefficients de poussée estimés sont importants pour les conditions d'écoulement, le fort chiffre de mérite est donc induit par le  $C_T$ .



(a) Performance effective des rotors ( $N \cdot W^{-1}$ )

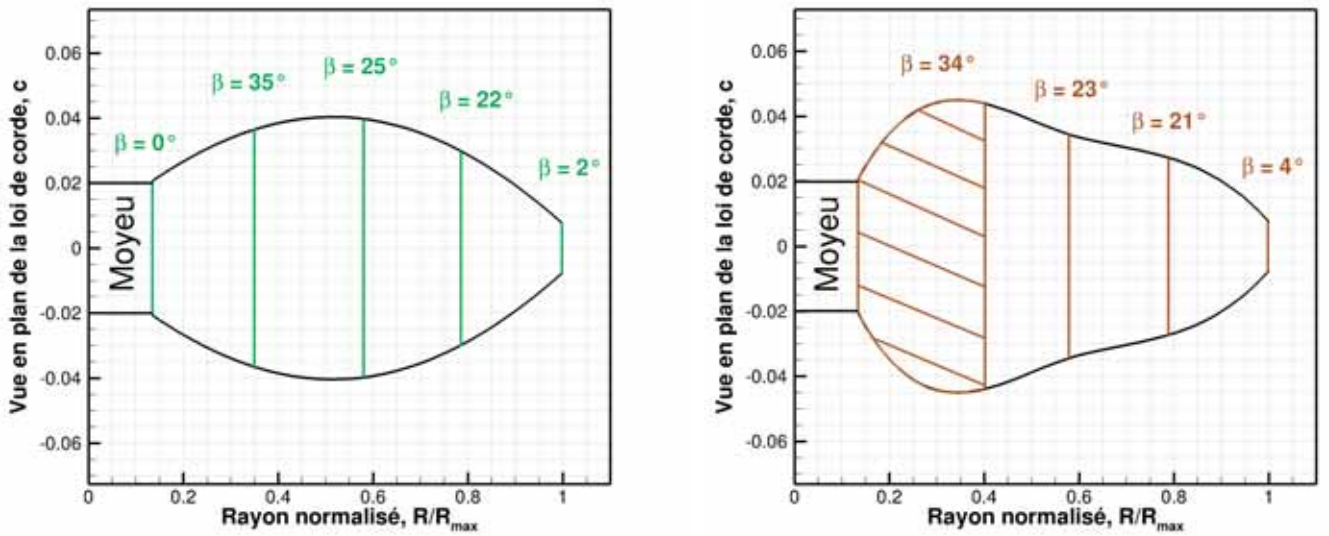
(b) Efficacité aérodynamique des rotors

FIGURE 7.10. – Performance des rotors optimisés - calculs QPROP sur la gamme  $\Omega \in [6000, 13000]$  tr/min

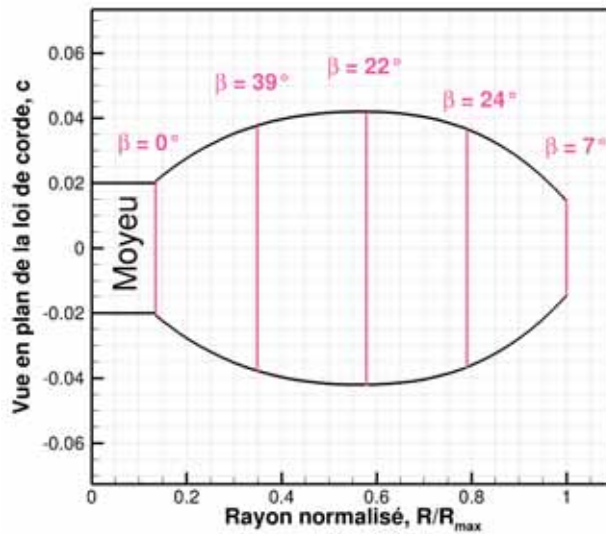
### 7.2.2. Méthode de sillage libre - Rotors isolés

Les influences des contraintes de nombre de pales et de largeur de corde ont été étudiées par QPROP et lors de la première campagne expérimentale, elles sont fixées pour l'optimisation par méthode de sillage libre (PUMA - FVM). Les rotors sont tripales avec une contrainte de corde de non-empilement des pales.

Entre la première campagne expérimentale et la seconde, le code d'optimisation et la contrainte de vrillage à l'emplanture ont évolué. L'influence de cette contrainte est donc évaluée par FVM avec deux optimisations à  $T_{obj} = 0.37N$ . La première est réalisée avec une contrainte de vrillage nul à l'emplanture (rotor 4) et la seconde avec une contrainte de vrillage constant dans la partie interne de l'envergure (rotor 5). L'influence de  $T_{obj}$  est également évaluée avec une optimisation à contrainte de vrillage nul à l'emplanture à  $T_{obj} = 1.11N$ , soit 300 grammes sur la planète Mars. Les rotors optimisés par méthode de sillage libre sont présentés en vue plane sur la Figure 7.11.



- (a) Rotor 4 optimisé pour générer une poussée  $T = 0.37N$  avec une contrainte de vrillage nul au moyeu :  $\Omega_{0.37N} = 6100$  tr/min
- (b) Rotor 5 optimisé pour générer une poussée  $T = 0.37N$  avec une contrainte de vrillage constant dans la partie interne de l'envergure :  $\Omega_{0.37N} = 6160$  tr/min



- (c) Rotor 6 optimisé pour générer une poussée  $T = 1.11N$  avec une contrainte de vrillage nul au moyeu :  $\Omega_{1.11N} = 9600$  tr/min

FIGURE 7.11. – Vues en plan de la forme des pales optimisées selon la FVM en fonction de la contrainte de vrillage et de poussée visée - Le vrillage  $\beta$  est indiqué et la zone hachurée correspond à la contrainte dans la partie interne

### Géométrie et efforts locaux

La géométrie des trois rotors optimisés ainsi que les efforts locaux sur l'envergure de la pale à  $T = 0.37N$  sont présentés sur la Figure 7.16 (calculs PUMA - FVM). Les vitesses correspondantes sont  $\Omega_4 = 6100$  tr/min,  $\Omega_5 = 6160$  tr/min et  $\Omega_6 = 5600$  tr/min. La comparaison des efforts locaux

est similaire à  $T = 1.11N$  ( $T_{obj}$  de l'optimisation du rotor 6) compte tenu des performances très proches des trois rotors sur l'ensemble de la gamme.

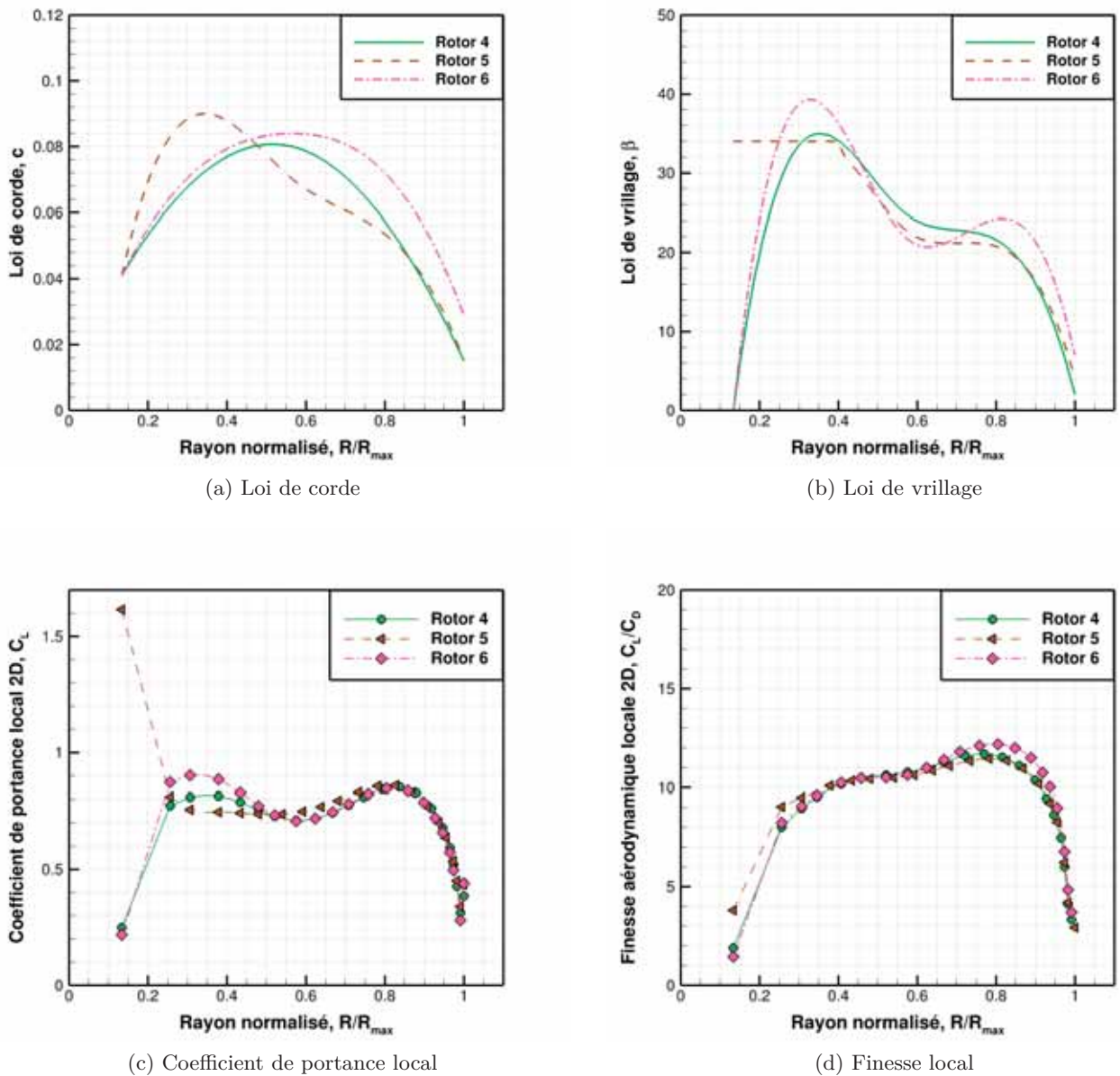


FIGURE 7.12. – Géométrie des rotors optimisés et son influence sur les efforts locaux (calculs PUMA)

- Les optimisations avec contrainte de vrillage nul à l'emplanture (rotors 4-6) possèdent des *lois de corde* quasi-elliptiques (Fig. 7.16(a)). La corde du rotor 6 est plus large, majoritairement dans la seconde partie de l'envergure ( $R/R_{max} > 0.5$ ). L'optimisation avec contrainte de vrillage constant (rotor 5) possède une loi de corde à valeur maximale à  $R/R_{max} = 0.4$ , proche des rotors optimisés par la BEMT. Les rotors étant tous tripales et les vitesses de rotation proches, le nombre de Reynolds local est directement proportionnel à la valeur de la corde. Les solidités correspondantes des rotors sont de  $\sigma_4 = 0.39$ ,  $\sigma_5 = 0.41$  et  $\sigma_6 = 0.42$ , l'ordre de grandeur est le même que celui de l'optimisation basée sur la BEMT.

- Les *lois de vrillage* des trois rotors (Fig. 7.16(b)) évoluent de la même manière. Le vrillage maximal est rencontré à  $R/R_{max} = 0.4$ , puis il diminue fortement dans la partie centrale. Le vrillage dans la partie externe est du même ordre de grandeur que la partie centrale et le bout de pale est fortement dévillé. Ainsi, les incidences induites sont plus faibles dans la partie centrale et au bout de pale. Le rotor 6 possède une loi de vrillage généralement plus importante que les autres (de l'ordre de 10%), sauf dans la partie centrale qui est davantage déchargée en comparaison avec le reste de la pale.
- Les *coefficients de portance locaux* (Fig. 7.16(c)) des rotors 4 et 6 sont plus faibles dans la partie centrale de la pale que dans les parties interne et externe. Dans la partie interne, le rotor 6 génère des efforts locaux plus importants que le rotor 4, ceci est dû à son vrillage plus important. Sur le reste de l'envergure, le vrillage du rotor 6 compense la différence de nombre de Mach local pour se placer au même  $C_L$  que le rotor 4 (qui a une vitesse de rotation supérieure), considéré comme optimal par la FVM ( $C_L \sim 0.85$ ). L'évolution du  $C_L$  local est différente pour le rotor 5, il varie peu dans les parties internes et centrales alors que la distribution dans la partie externe et le bout de pale est semblable aux rotors 4-6. Cette différence de répartition est due à la contrainte de vrillage à l'emplanture. La différence de  $C_L$  avec les rotors 4-6 dans la partie  $0.55 < R/R_{max} < 0.8$  est due à l'influence du sillage sur les vitesses induites locales.
- La *finesse aérodynamique* (Fig. 7.16(d)) évolue de façon similaire pour les trois rotors. Le rotor 5 maximise la finesse dans la partie interne (d'environ 10%) et le rotor 6 la maximise dans la partie externe (d'environ 5%). Cette différence est due à l'effet du nombre de Reynolds qui diminue le coefficient de traînée local avec l'augmentation de la corde.

Pour une meilleure compréhension des géométries optimisées, les répartitions de poussée et de puissance mécanique sont comparées à  $T = 0.37N$  sur la Figure 7.13.

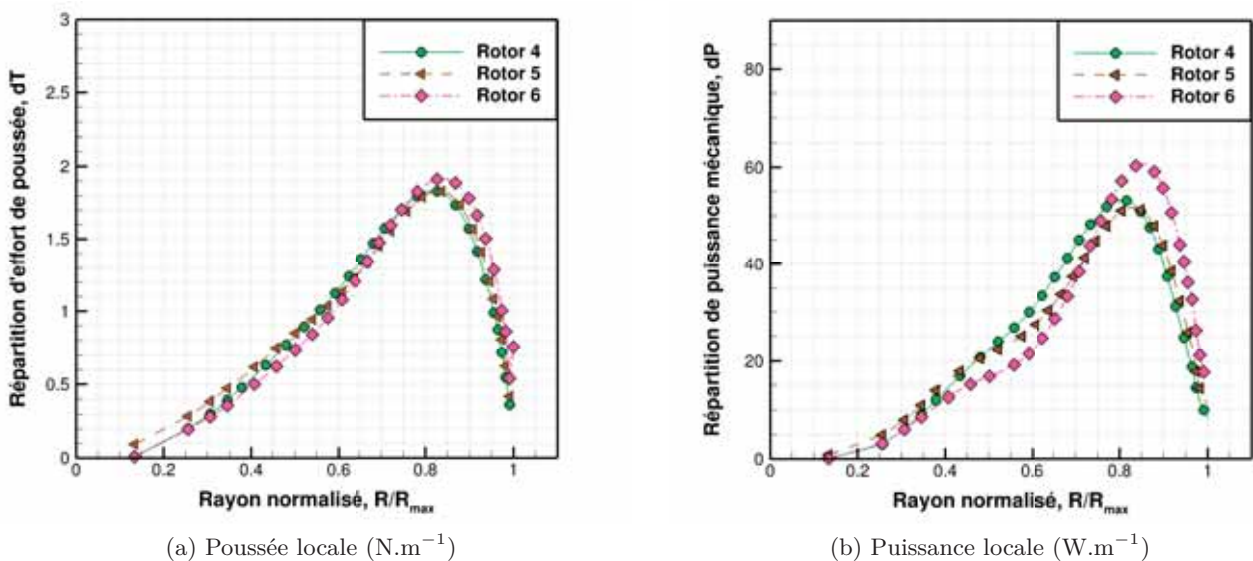


FIGURE 7.13. – Répartition radiale d'efforts de poussée et de puissance mécanique locaux (calculs PUMA)

- La *répartition radiale des efforts de poussée* (Fig. 7.13(a)) est proche pour l'ensemble des rotors. Le rotor 5 génère des efforts plus importants dans la partie interne car sa corde est plus importante. Dans la partie  $0.55 < R/R_{max} < 0.8$ , la différence en  $C_L$  est compensée par la plus faible corde du rotor 5. Ainsi, la partie centrale de la pale est également déchargée, comme pour les rotors 4 et 6. Le rotor 6 est davantage déchargé dans la partie centrale par rapport aux rotors 4 et 5 (d'environ 10%), cette différence est due à la vitesse de rotation plus faible. Elle est compensée en bout de pale par la corde plus importante.
- La *répartition radiale de la puissance* (Fig. 7.13(b)) montre que la partie  $0.55 < R/R_{max} < 0.8$  du rotor 5 permet de minimiser la puissance par rapport au rotor 4 (d'environ 15%). La partie centrale du rotor 6 est encore plus fortement déchargé en puissance (d'environ 20%) du fait de sa plus faible vitesse de rotation. Le bout de pale, au contraire, est plus fortement chargé (d'environ 20% également) du fait de sa corde plus importante.

Globalement, la partie centrale et le bout de pale des rotors optimisés sont déchargés en efforts aérodynamiques en comparaison avec le reste de la pale. La partie externe de la pale est celle qui a le plus d'influence sur les efforts aérodynamiques. Cette tendance de l'optimisation est due à l'influence du sillage sur les vitesses induites de l'écoulement. C'est la répartition d'efforts qui permet de minimiser la puissance induite des rotors.

### Performances aérodynamiques sur l'ensemble de la gamme

Les performances aérodynamiques des rotors optimisés par FVM sont présentées sur la gamme  $\Omega \in [1000, 12000]$  tr/min sur la Figure 7.14.

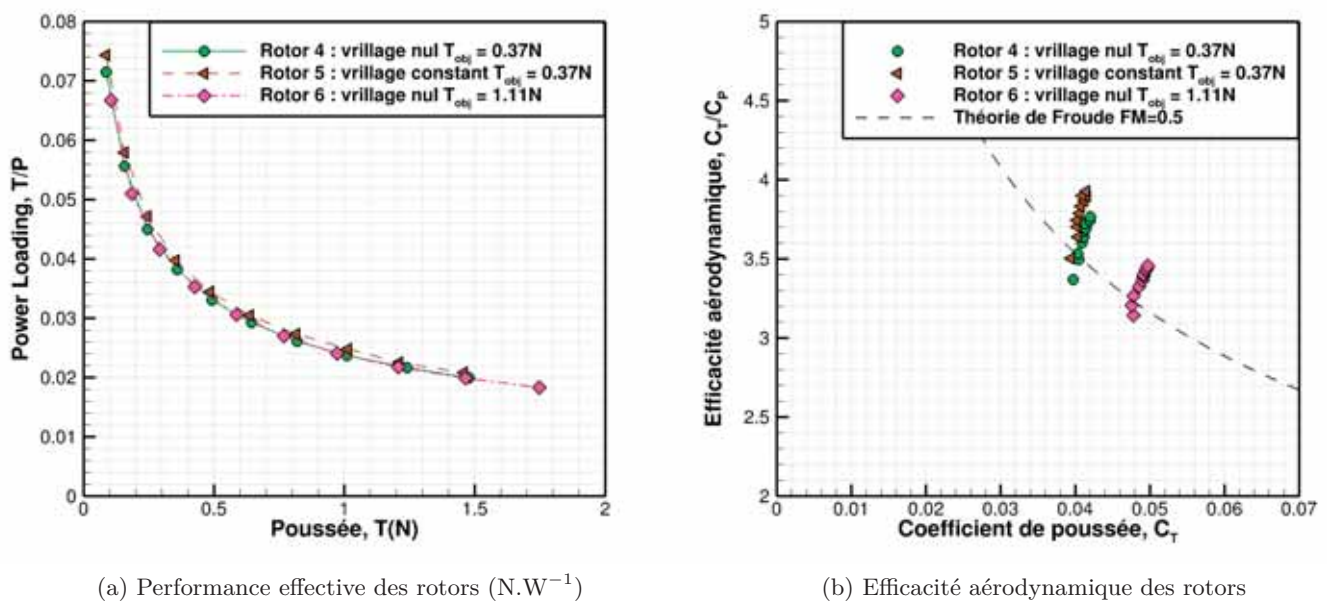


FIGURE 7.14. – Performance des rotors optimisés - calculs PUMA sur la gamme  $\Omega \in [1000, 12000]$  tr/min

Les performances aérodynamiques des rotors 4 et 6 sont identiques. Elles correspondent à un chiffre de mérite  $FM$  d'environ 0.5, plus faible de 40% que les évaluations BEMT. La puissance consommée par le rotor 5 est plus faible d'environ 5%. Ainsi, la contrainte de vrillage constant à l'emplanture permet une meilleure adaptation dans la partie interne de la pale. L'optimisation tend donc à élargir cette partie pour augmenter le nombre de Reynolds et les efforts locaux. La partie centrale est affinée, ce qui permet de décharger le rotor en couple.

La différence de contrainte de poussée  $T_{obj}$  (rotors 4-6) influe sur la gamme de poussée atteignable. Les cordes plus importantes du rotor 6 (optimisé pour  $T_{obj} = 1.11$  N) permettent à celui-ci de générer un  $C_T$  20% plus important que le rotor 4 sans perte de performance.

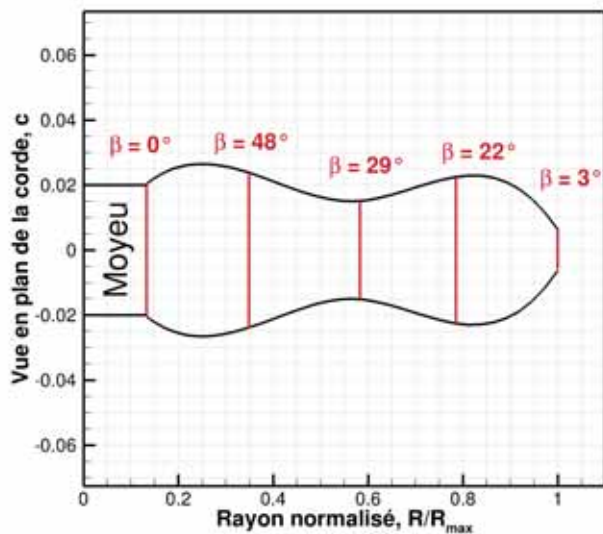
On remarque que le rotor 6 est davantage déchargé dans la partie centrale que le rotor 4, cette différence est compensée en bout de pale. Toutefois, les performances aérodynamiques des deux rotors étant semblables, l'influence du déchargement de la partie centrale est faible.

### 7.2.3. Méthode de sillage libre - Rotors coaxiaux

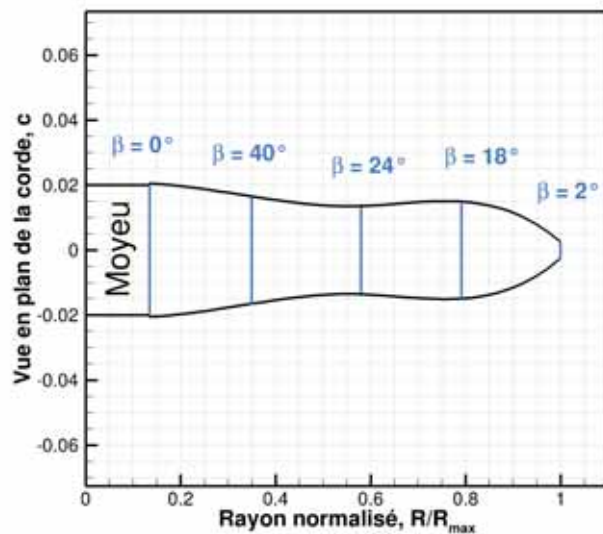
Le rotor supérieur fixé pour l'optimisation de la configuration coaxiale est le rotor 4. Trois optimisations de rotor inférieur  $i1$ ,  $i2$  et  $i3$  sont réalisées avec des contraintes de poussée ou de vitesse de rotation différentes, ce qui permet d'avoir une idée des géométries optimisées sur l'ensemble du domaine. Le couple est fixé pour annuler celui du rotor supérieur.

- L'optimisation  $i1$  maximise la poussée à vitesse de rotation fixée,  $\Omega_{i1} = 6100$  tr/min (comme celle du rotor supérieur).
- L'optimisation  $i2$  minimise la puissance à poussée donnée,  $T = 0.37N$  (comme celle du rotor supérieur), la vitesse de rotation correspondante est de  $\Omega_{i2} = 8500$  tr/min.
- L'optimisation  $i3$  maximise la poussée du rotor inférieur sur l'ensemble du domaine, la vitesse de rotation correspondante est de  $\Omega_{i2} = 10250$  tr/min (la vitesse maximale du domaine d'optimisation).

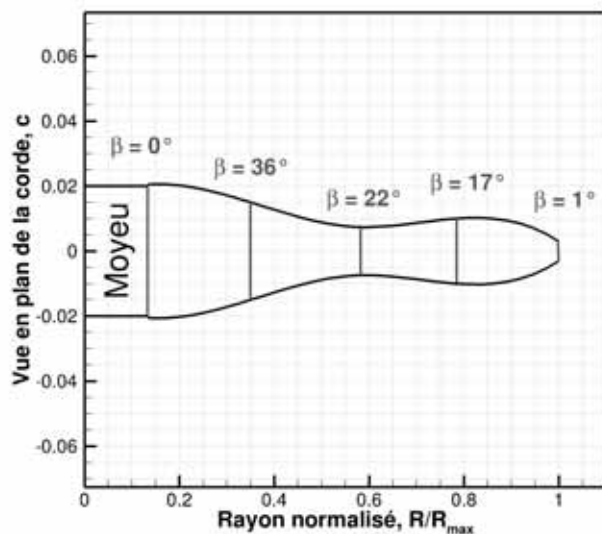
Les rotors inférieurs optimisés par méthode de sillage libre sont présentés en vue plane sur la Figure 7.15.



(a) Rotor  $i1$  optimisé pour maximiser la poussée à vitesse de rotation fixée :  $\Omega_{i1} = 6100$  tr/min



(b) Rotor  $i2$  optimisé pour minimiser la puissance à poussée donnée  $T = 0.37N$  :  $\Omega_{i2} = 8500$  tr/min

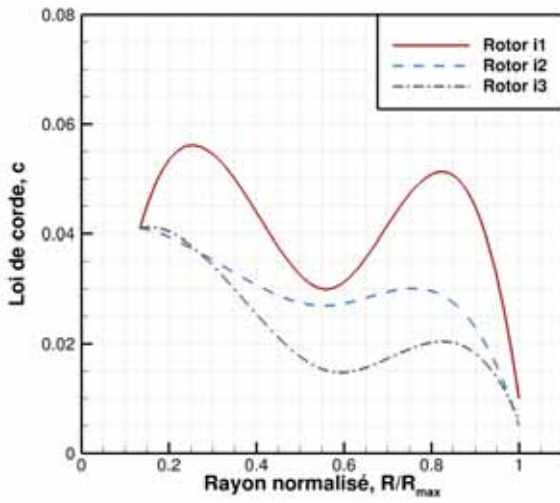


(c) Rotor  $i3$  optimisé pour maximiser la poussée du rotor inférieur sur l'ensemble du domaine :  $\Omega_{i3} = 10250$  tr/min

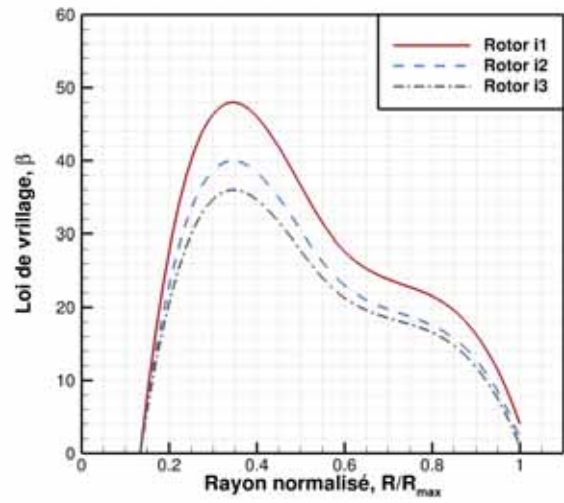
FIGURE 7.15. – Vues en plan des pales des rotors inférieurs optimisés selon la FVM pour différentes contraintes - Le vrillage  $\beta$  est indiqué

### Géométrie et efforts locaux

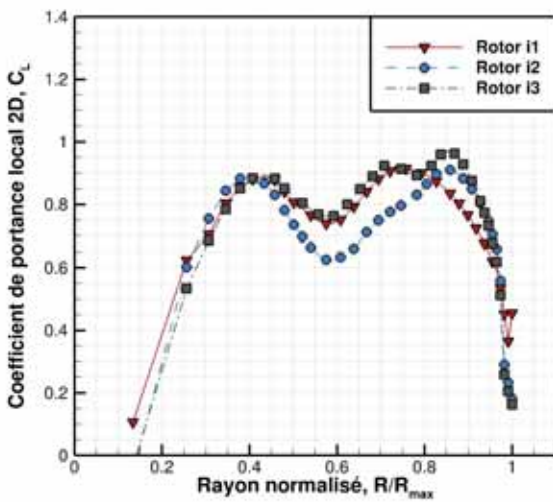
La géométrie des trois rotors optimisés ainsi que les efforts locaux sur l'envergure de la pale à la vitesse de rotation permettant d'annuler le couple résiduel sont présentés sur la Figure 7.16.



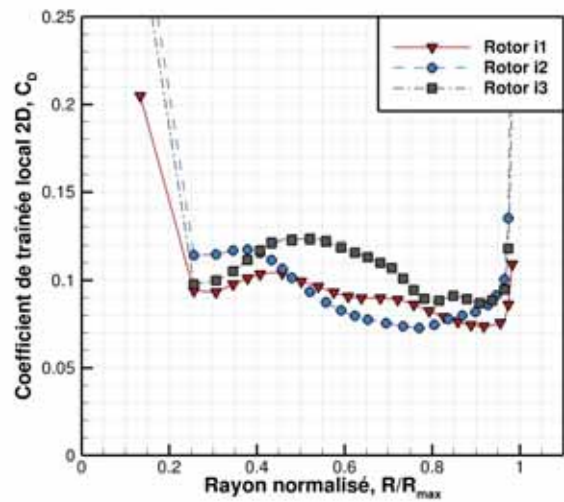
(a) Loi de corde



(b) Loi de vrillage



(c) Coefficient de portance local



(d) Coefficient de traînée local

FIGURE 7.16. – Géométrie des rotors optimisés et son influence sur les efforts locaux (calculs PUMA)

- Pour les trois rotors, la loi de corde (Fig. 7.16(a)) dans les parties interne et externe est plus importante que dans la partie centrale. Cette répartition de loi de corde est davantage exacerbée pour les rotors  $i1$  et  $i3$  que pour le rotor  $i2$ , qui a une loi de corde qui varie peu aux sections  $R/R_{max} > 0.5$ . De manière générale, le couple étant fixé, plus la vitesse de rotation est importante, plus les cordes sont généralement faibles. Les solidités correspondantes des rotors sont de  $\sigma_{i1} = 0.27$ ,  $\sigma_5 = 0.2$  et  $\sigma_6 = 0.18$ .
- La loi de vrillage (Fig. 7.16(b)) évolue également avec la vitesse de rotation du rotor. Plus elle est faible, plus le vrillage du rotor est important. On remarque que le vrillage du rotor  $i2$  est proche de celui du rotor  $i3$  dans la seconde moitié de l'envergure ( $R/R_{max} > 0.5$ ) malgré la différence en  $\Omega$ .

- Le coefficient de portance local des trois rotors (Fig. 7.16(c)) est important ( $C_L \sim 0.9$ ) dans la partie interne et faible dans la partie centrale ( $C_L < 0.8$ ). Il est plus faible dans la partie centrale pour le rotor *i2* que pour les autres. Dans la partie externe de la pale, la distribution des efforts dépend du rotor.

Le  $C_L$  du rotor *i1* est fort ( $\sim 0.9$ ) dans la partie  $0.7 < R/R_{max} < 0.8$  et le reste est déchargé. Celui du rotor *i2* suit l'évolution inverse. Tandis que le rotor *i3*, optimisé pour maximiser la poussée, a un coefficient de portance important ( $C_L > 0.9$ ) dans toute la partie externe de la pale.

- Le coefficient de traînée local (Fig. 7.16(d)) dépend fortement du nombre de Reynolds local. Le rotor *i3* étant très fin,  $Re_c$  est plus faible et la traînée locale est maximisée. Le rotor *i2* étant plus faiblement chargé que les autres dans la partie  $0.45 < R/R_{max} < 0.8$ , son  $C_D$  local est plus faible que le rotor *i1* malgré le plus faible nombre de Reynolds.

Pour comprendre l'influence de la géométrie et des efforts adimensionnés sur l'effort de poussée et la puissance, les répartitions sont comparées sur la Figure 7.17.

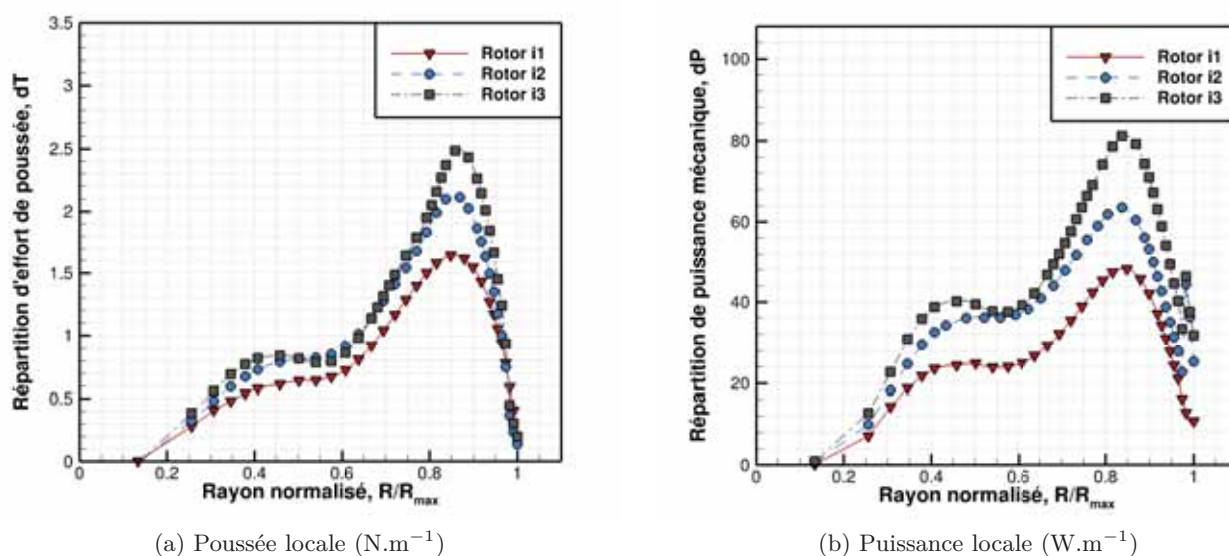


FIGURE 7.17. – Effort de poussée et puissance mécanique sur l'envergure de la pale (calculs PUMA)

Le couple étant fixé et les contraintes d'optimisation variant d'une optimisation à l'autre, la poussée et la puissance générées par les rotors ne sont pas les mêmes. Mais l'évolution des efforts sur l'envergure est proche, même pour le rotor *i2* malgré la différence de géométrie et de répartition des efforts adimensionnés. La partie centrale est davantage déchargée en comparaison avec les rotors optimisés en configuration isolée. Et la partie externe est plus fortement chargée. Cet effet est dû au sillage du rotor supérieur qui se contracte, l'écoulement dans la partie externe est donc moins perturbé et l'optimisation tend à la charger au maximum pour améliorer les performances.

Ainsi, il émerge de cette optimisation que plusieurs géométries peuvent être optimales. Pour décharger la partie centrale du rotor en efforts aérodynamiques, l'augmentation de la loi de corde

peut être compensée par une diminution du vrillage, ce qui diminue les efforts adimensionnés locaux (comme le rotor *i2*).

### Influence de la contrainte sur les performances estimées en conditions nominales

Les efforts générés par les trois systèmes propulsifs coaxiaux optimisés *i1*, *i2* et *i3* sont présentés dans le tableau 7.2. Les efforts générés par le rotor supérieur (rotor 4) sont présentés sous  $(T_s, P_s)$  et les efforts générés par le rotor inférieur  $(T_i, P_i)$ .

	$T_s$ (N)	$T_i$ (W)	$P_s$ (N)	$P_i$ (W)	$(T_s + T_i)/(P_s + P_i)$
Optimisation <i>i1</i>	0.37	0.305	9.9	9.9	0.034
Optimisation <i>i2</i>	0.37	0.37	9.7	13.2	0.032
Optimisation <i>i3</i>	0.37	0.415	9.6	16.25	0.03

TABLE 7.2. – Efforts aérodynamiques des rotors des systèmes propulsifs optimisés avec des contraintes différentes (calculs PUMA)

Le critère de performance  $(T_s + T_i)/(P_s + P_i)$  permet d'évaluer la capacité énergétique du système propulsif en fonction de l'optimisation du rotor inférieur. Il met en évidence la meilleure capacité énergétique des systèmes propulsifs optimisés à faible vitesse de rotation. Le système propulsif *i1* permet un gain de performance respectif de 6% et 12% par rapport aux systèmes propulsifs *i2* et *i3*. Toutefois, les systèmes propulsifs ne sont pas optimisés à poussée équivalente. Le système propulsif optimisé le plus adapté à un diamètre donné dépend donc du poids du micro-drone et de la poussée visée par le système propulsif. Dans la gamme de vitesses de rotation du domaine d'optimisation  $\Omega_{\text{domaine}} = [0, 10250]$  tr/min, la poussée maximale du rotor inférieur est de  $T_{i3} = 0.415N$ .

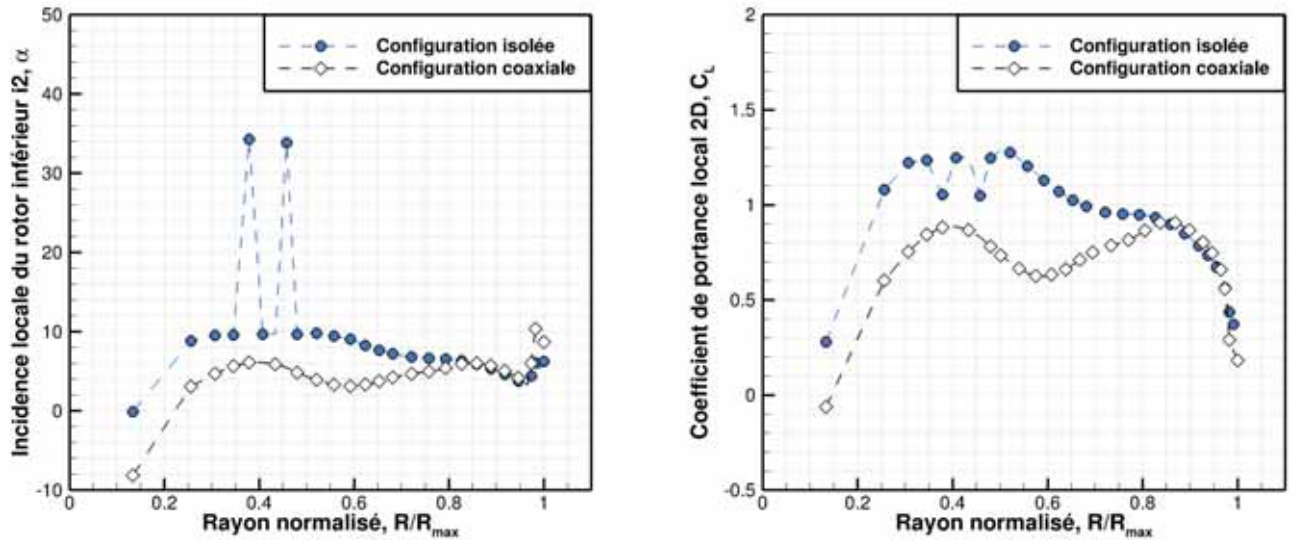
On remarque dans le tableau 7.2 que le couple du rotor supérieur dépend du rotor inférieur. Plus la poussée du rotor inférieur est importante, plus le couple du rotor supérieur est faible (diminution de 3% du couple pour une augmentation de 35% de la poussée). Ainsi, l'aspiration et la modification de la vorticité du sillage du rotor supérieur modifie son influence sur l'écoulement rencontré par le rotor.

#### 7.2.4. Évaluation des tendances sur le système propulsif coaxial optimisé par méthode de sillage libre instationnaire

La configuration coaxiale *i2* est choisie dans le cadre de cette étude. L'influence du sillage du rotor supérieur sur l'écoulement rencontré par le rotor inférieur n'ayant pas été étudié de façon isolée, elle est évaluée dans un premier temps. Puis, l'évolution des efforts aérodynamiques sur toute la gamme de fonctionnement du micro-drone coaxiale est évaluée afin d'être en mesure d'anticiper les capacités énergétiques du système optimisé.

### Influence du sillage du rotor supérieur sur l'écoulement rencontré par le rotor inférieur

Le rotor inférieur  $i2$  est optimisé dans le sillage du rotor 4, à une distance  $d = 9$  cm, pour minimiser la puissance consommée, en générant le couple et la poussée du rotor supérieur. Dans le but d'évaluer l'influence du sillage du rotor supérieur, un calcul PUMA de rotor isolé est réalisé sur le rotor  $i2$  et la répartition des incidences et des efforts de portance le long de l'envergure sont comparés sur la Figure 7.18.



(a) Incidence 2D effective de la pale par rapport à l'écoulement incidence

(b) Répartition de coefficient de portance 2D sur l'envergure de la pale

FIGURE 7.18. – Influence du sillage du rotor 4 sur l'écoulement rencontré par le rotor  $i2$  dans la configuration coaxiale (calculs PUMA)

Le sillage du rotor supérieur induit une vitesse axiale importante dans l'écoulement rencontré par le rotor inférieur. La vitesse axiale ayant tendance à diminuer l'incidence locale du rotor (Fig. 7.1), l'influence du sillage du rotor supérieur est observable sur la Figure 7.18(a). L'incidence locale et les efforts de portance de la pale sont plus faibles dans la configuration coaxiale excepté dans la partie externe de la pale ( $R/R_{max} > 0.8$ ) où les répartitions sont équivalentes. En effet, le sillage du rotor supérieur se contracte lors de sa convection, la partie externe du rotor inférieur ne le rencontre donc pas. La contraction du sillage à 80% du rayon corrobore l'étude de *Leishmann* [40]. La visualisation de la circulation dans les nappes de sillage instationnaires de la configuration coaxiale permet d'illustrer ce phénomène (Fig. 7.19). Le sillage du rotor supérieur évolue en se contractant vers le rotor inférieur avec une forme hélicoïdale. Le sens de rotation du rotor inférieur étant opposé à celui du rotor supérieur, sa circulation est négative.

On remarque sur la Figure 7.18 que deux points aberrants sont présents sur l'envergure. Ce phénomène dû aux fortes incidences locales calculées par la méthode des singularités a déjà été rencontré dans l'évaluation de l'outil d'optimisation dans le § 6.2.3 (p. 131).

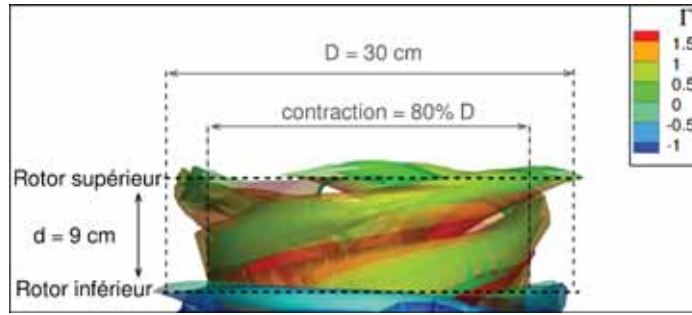
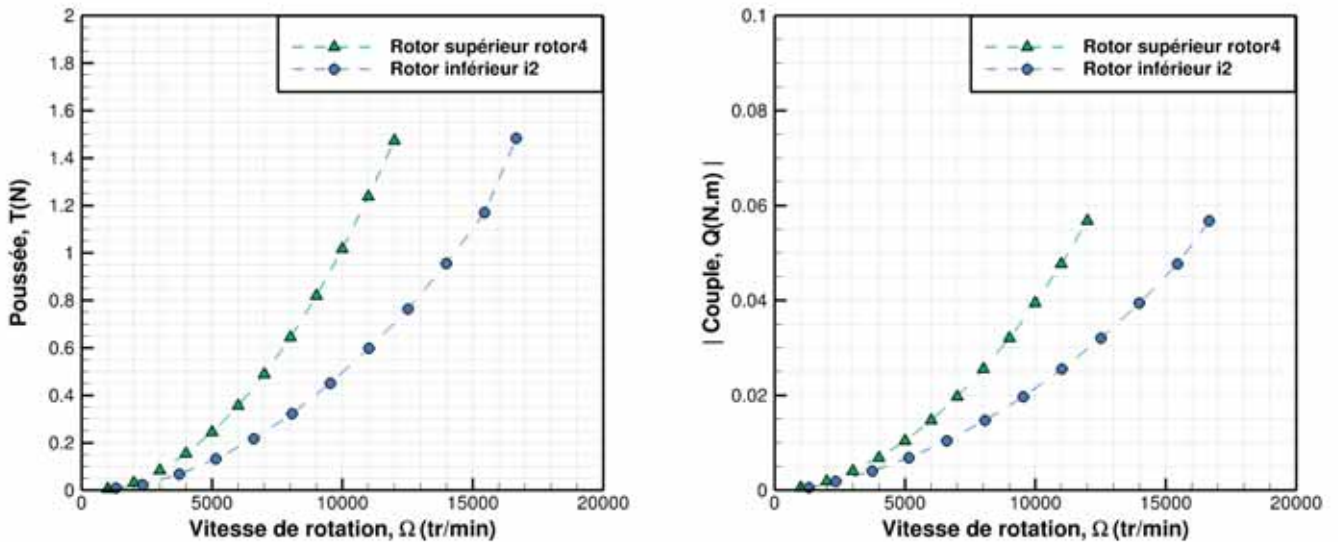


FIGURE 7.19. – Visualisation de la contraction de la nappe de sillage instationnaire du rotor supérieur dans la configuration coaxiale -  $\Gamma$  représente la circulation (calcul PUMA)

### Performance du système propulsif optimisé sur l'ensemble de la gamme de vitesse de rotation

Les efforts du système propulsif coaxial *i2* sont évalués sur l'ensemble de la gamme de vitesse du rotor supérieur  $\Omega_s \in [3000, 12000]$  tr/min. Comme dans le processus d'optimisation, à chaque vitesse de rotation du rotor supérieur, trois vitesses de rotations du rotor inférieur sont évaluées dans le but d'interpoler celle qui permet d'annuler le couple résiduel. On remarque que les simulations FVM ne prennent pas en compte les effets transsoniques pour les vitesses de rotation  $\Omega > 12000$  tr/min. Les efforts du système propulsif optimisé en conditions atmosphériques martienne sont présentés sur la Figure 7.21.



(a) Évolution de la poussée des rotors supérieur et inférieur (b) Évolution de la valeur absolue du couple des rotors supérieur et inférieur

FIGURE 7.20. – Évolution des efforts de chacun des rotors du système propulsif coaxial, la vitesse du rotor inférieur est interpolée pour annuler le couple résiduel du rotor supérieur (calculs PUMA)

L'évolution des efforts sur l'ensemble de la gamme de vitesse de rotation est semblable pour les

deux rotors de la configuration coaxiale. L'effet d'interaction entre les rotors est donc équiréparti. L'évolution de l'efficacité énergétique de l'ensemble du système propulsif coaxial, calculée par la formule  $(T_s + T_i)/(P_s + P_i)$ , en fonction de la vitesse de rotation du rotor supérieur est présentée sur la Figure 7.21.

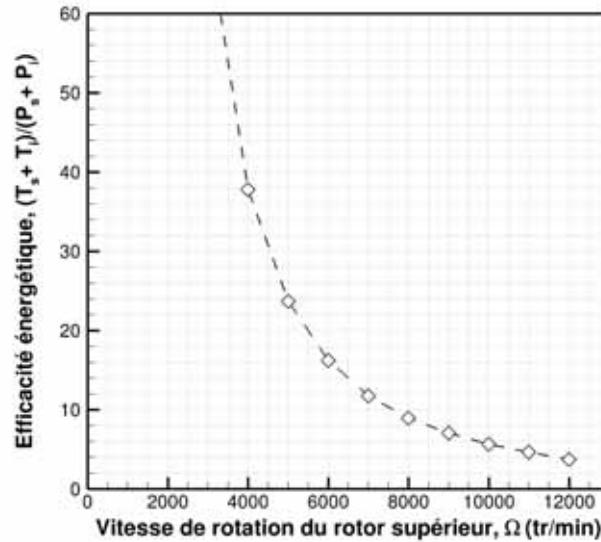


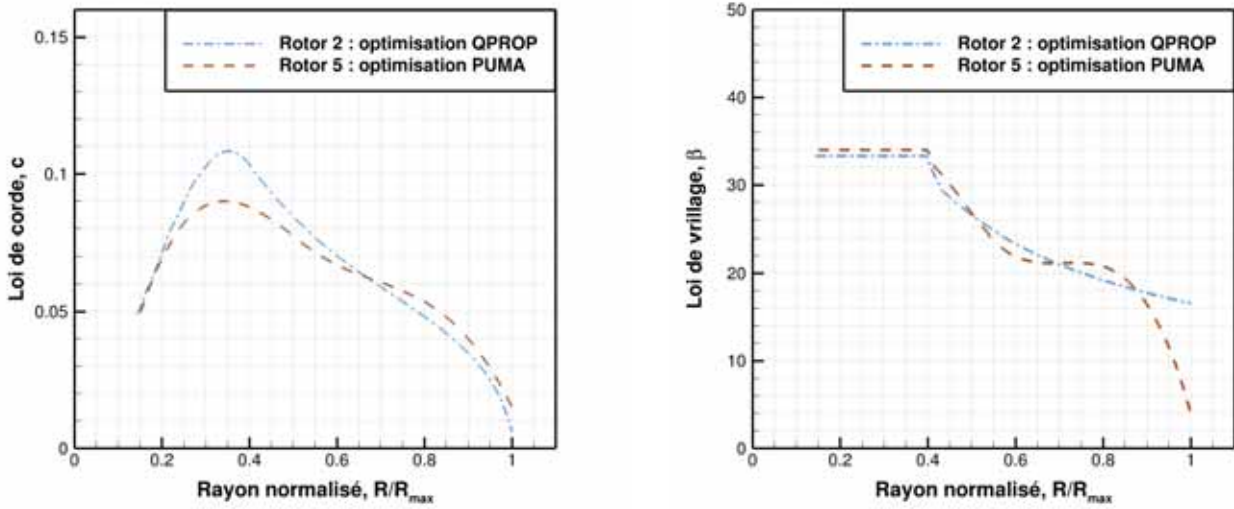
FIGURE 7.21. – Evolution de l'efficacité énergétique du système propulsif coaxial  $(T_s + T_i)/(P_s + P_i)$  en fonction de la vitesse de rotation du rotor supérieur ( $N.W^{-1}$ ) (calculs PUMA)

Comme pour les configurations isolées, les vitesses de rotation les plus faibles permettent de maximiser la performance du système propulsif. Pour le dimensionnement du micro-drone, il est donc important de minimiser sa masse afin de diminuer la puissance nécessaire pour le sustenter et ainsi la taille des batteries.

### 7.2.5. Optimisations par QPROP et PUMA à contraintes équivalentes

Le code de sillage libre PUMA, contrairement à QPROP, permet de prendre en compte l'influence du sillage sur l'écoulement rencontré par le rotor. On constate jusqu'ici que la prise en compte du sillage permet une meilleure estimation de la poussée locale sur la pale en comparaison avec Navier-Stokes.

Les optimisations des rotors 2 et 5 sont réalisées respectivement avec la BEMT et la FVM à contraintes équivalentes : rotor tripale,  $T_{obj} = 0.37$  N,  $C_{corde}$  de non-empilement et vrillage constant dans la partie interne. L'influence du code sur la géométrie du rotor optimisé est présentée sur la Figure 7.22.



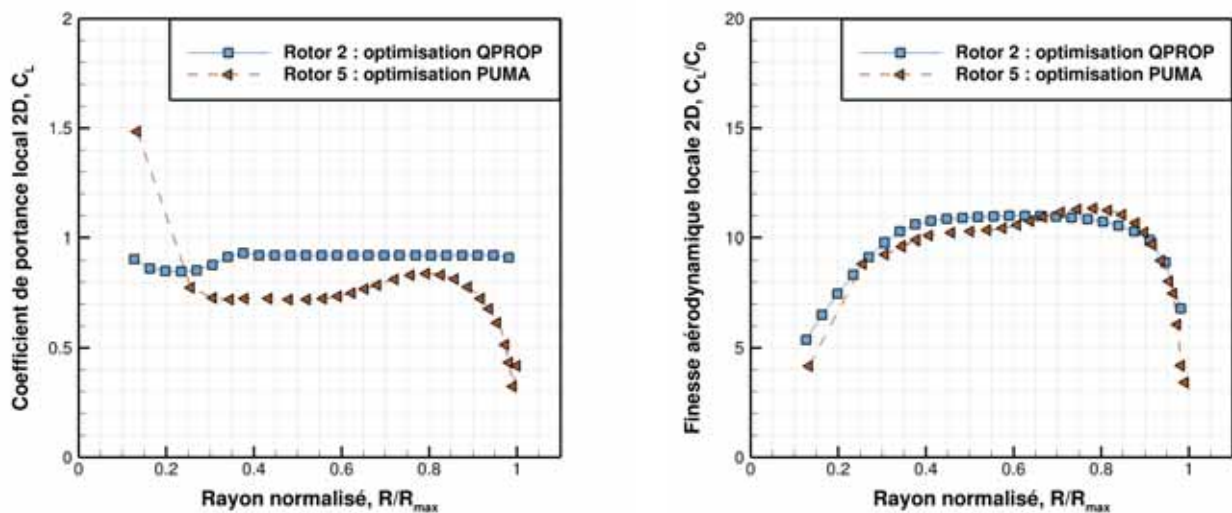
(a) Répartition de loi de corde du rotor optimisé en fonction du code utilisé pour l'optimisation et le calcul      (b) Répartition de loi de vrillage du rotor optimisé en fonction du code utilisé pour l'optimisation et le calcul

FIGURE 7.22. – Influence de l'outil numérique sur la forme optimisée du rotor à poussée ( $0.37N$ ) et contraintes équivalentes

- Les *lois de corde* optimisées en fonction du code montrent une évolution semblable (Fig. 7.22(a)). Le rotor optimisé par BEMT (rotor 2) a une loi de corde plus importante de 20% dans la partie interne et centrale du rotor ( $R/R_{max} < 0.7$ ) et moins importante de 10% dans la partie externe et le bout de pale ( $R/R_{max} > 0.7$ ).
- L'évolution de la *loi de vrillage* est également comparable entre les deux codes à l'exception de la partie externe et du bout de pale ( $R/R_{max} > 0.7$ ). Le vrillage est légèrement plus important avec l'optimisation PUMA dans la partie  $R/R_{max} = [0.7, 0.85]$  et le bout de pale est complètement déchargé par rapport à QPROP.

Par conséquent, à contraintes d'optimisation équivalentes, les deux codes convergent vers des formes de rotors très similaires à l'exception du bout de pale qui est fortement déchargé dans l'optimisation par PUMA.

Dans l'objectif de comprendre les répartitions de corde et de vrillage optimisées, les répartitions d'efforts locaux évaluées par les deux codes utilisés pour l'optimisation sont comparées sur la Figure 7.23. Chaque rotor est calculé avec son propre code.



(a) Répartition de coefficient de portance 2D en fonction du code utilisé

(b) Répartition de finesse aérodynamique 2D en fonction du code utilisé

FIGURE 7.23. – Influence de l'outil numérique sur la répartition des efforts adimensionnés des rotors optimisés à poussée ( $0.37N$ ) et contraintes équivalentes

L'optimisation basée sur PUMA donne des coefficients de portance plus faibles que la méthode des éléments de pale sur l'ensemble de l'envergure (Fig. 7.23(a)). Les deux méthodes se basant sur des polaires 2D similaires, cela signifie que les optimisations convergent vers des géométries similaires pour des raisons différentes. L'optimisation PUMA tend à charger la partie externe plus fortement que le reste de l'envergure pour minimiser la puissance induite en prenant en compte l'effet de la circulation générée par la pale sur le sillage et l'influence du sillage sur l'écoulement rencontré par la pale. Tandis que la BEMT tend vers une répartition uniforme des coefficients de portance et de traînée sur l'envergure de la pale. Le coefficient de portance  $C_L = 0.92$  correspond à l'incidence de finesse aérodynamique maximale sur les polaires 2D ( $Re_c = 3000$ ). Par conséquent, malgré sa faible performance dans l'estimation de la répartition des efforts locaux, la théorie des éléments de pale permet une optimisation de forme concordante avec celle de la FVM en se basant sur la théorie de Froude, à l'exception du bout de pale.

On remarque qu'à  $R/R_{max} = 0.8$ , PUMA estime une finesse supérieure à celle de la BEMT alors que QPROP se place à l'incidence de finesse maximale de ses polaires (Fig. 7.23(b)). Cette différence est due à la prise en compte de la compressibilité dans les codes et à l'influence du sillage sur les vitesses induites estimées par PUMA.

### 7.3. Évaluation Navier-Stokes des systèmes propulsifs optimisés

Les écoulements transverses et l'effet de la rotation n'étant pas pris en compte dans l'optimisation de rotors, il est nécessaire d'évaluer leurs influences par simulations Navier-Stokes 3D. Les répartitions d'efforts aérodynamiques sont comparées à PUMA et QPROP qui se basent sur des polaires 2D pour l'estimation des efforts locaux. La comparaison avec les simulations Navier-

Stokes permet donc d'évaluer les processus d'optimisations basés sur la BEMT et la FVM. Les simulations 3D elsA ont été réalisées avec l'aide de H. Bézard à l'ONERA et les simulations StarCCM+ par T. Jardin à l'ISAE-SUPAERO. La vorticité dans l'écoulement est visualisée par les iso-surfaces de critère Q qui représentent le rotationnel dans l'écoulement soustrait par la déformation. Elles permettent la visualisation des contraintes de cisaillement et des structures tourbillonnaires.

### 7.3.1. Simulation de rotors isolés

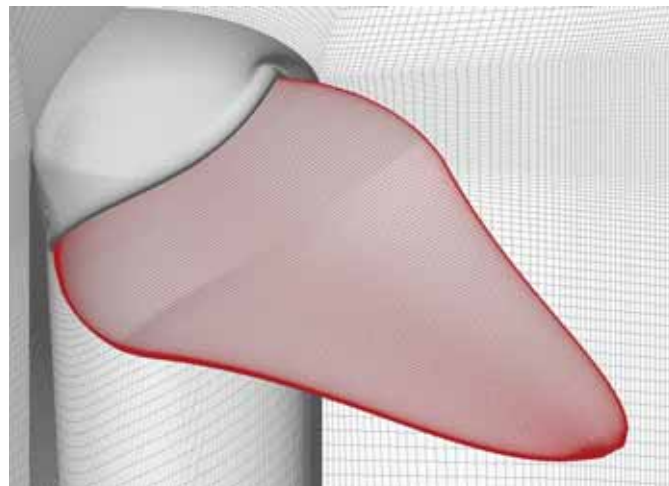
#### Rotor 1 - optimisation BEMT

Le rotor 1, optimisé par QPROP, est simulé par le solveur Navier-Stokes elsA à la vitesse de rotation  $\Omega_{0,37N} = 7500$  tr/min dans les conditions atmosphériques de l'optimisation ( $\rho = 0.014$  kg/m<sup>3</sup> et  $\nu = 7.6 \cdot 10^4$  m<sup>2</sup>/s). La schématisation du domaine de simulation est présentée sur la Figure 7.24(a). Le rotor étant tripale, seul un tiers de domaine et une pale sont maillés avec une condition de périodicité entre les faces 2 et 3 pour simuler les influences mutuelles des pales. Un champ de vitesse est imposé entre les faces 1 et 4 par la théorie de Froude en fonction de la charge appliquée sur la pale pour faciliter la convergence. Sur la périphérie du domaine, une condition de non-réflexion est mise en place. Sur la pale et sur le moyeu, des conditions d'adhérence et de glissement sont respectivement implémentées. La formulation des vitesses est absolue, et non relative, pour éviter l'apparition de zone supersoniques à l'extérieur du domaine.

Le maillage est réalisé par ICEM. Il est composé d'environ 12 millions de cellules, la taille de première maille est d'environ 0.5 mm et les cellules sont rectangulaires (Fig. 7.24(b)). La résolution spatiale est assurée par un schéma de Roe du second ordre et la résolution temporelle par un schéma implicite du second ordre de Gear avec un pas de temps de  $10^{-5}$  s et 5 sous-itérations. Pour la construction des rotors, les profils sont empilés à 40% de corde, correspondant au centre de pression (point où le moment est nul) du profil optimisé.



(a) Schématisation du domaine



(b) Visualisation de la densité de maillage de la pale

FIGURE 7.24. – Domaine de simulation et densité de maillage pour un rotor tripale avec condition de périodicité

### Le comportement de l'écoulement en rotation

La Figure 7.25 présente le comportement de l'écoulement sur la pale du rotor 1.

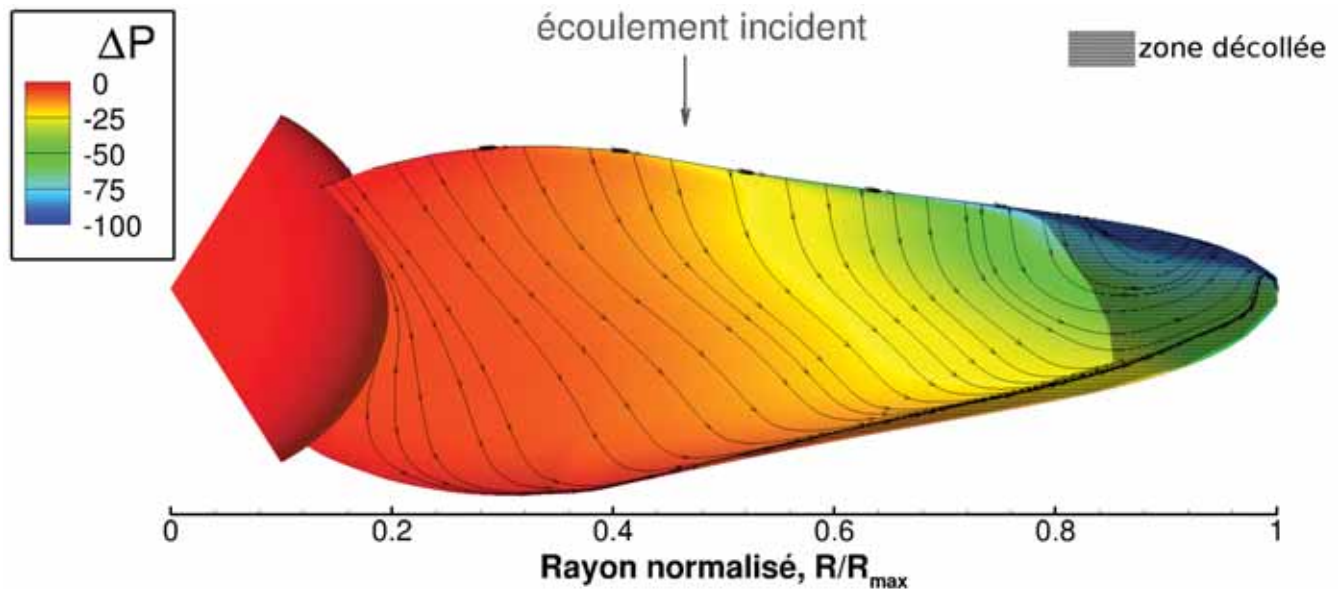


FIGURE 7.25. – Comportement de l'écoulement sur la pale du rotor 1 à  $\Omega_{0.37N} = 7500$  tr/min - Lignes de frottement et contours de variation de pression statique (elsA)

Les lignes de frottement pariétal permettent de visualiser le comportement de l'écoulement sur la pale en rotation. Globalement, il est tridimensionnel avec une composante transverse, principalement dans la partie externe de la pale. La rotation induit des effets 3D sur la couche limite avec une forte déviation des lignes de frottement. Ce phénomène est dû aux gradients de pression transversaux et aux forces rotationnelles, il ne peut pas être reproduit par des simulations 2D.

Les régimes des écoulements rencontrés par trois sections sont présentés sur la Figure 7.26 pour la compréhension du comportement tridimensionnel de l'écoulement.

- Dans les parties interne et centrale, l'écoulement est attaché sur toute la corde (Fig. 7.26(a) - section  $R/R_{max} = 0.4$ ). En simulation 2D, le bord de fuite cambré des profils optimisés est toujours à l'origine d'un décollement. Ceci met en évidence la stabilisation de la couche limite par la rotation [57] et ainsi, le retardement du décollement de la couche limite au bord de fuite [23].
- Dans la partie externe de la pale (Fig. 7.26(b) - section  $R/R_{max} = 0.8$ ), l'incidence locale du profil est plus importante et les effets rotationnels n'empêchent pas le décollement qui a lieu au bord de fuite. Il est à l'origine de lâchers tourbillonnaires dans le sillage.
- Au bout de pale (Fig. 7.26(c) - section  $R/R_{max} = 0.95$ ), l'interaction avec le tourbillon de bout de pale modifie le comportement de l'écoulement qui devient fortement tridimensionnel et massivement décollé.

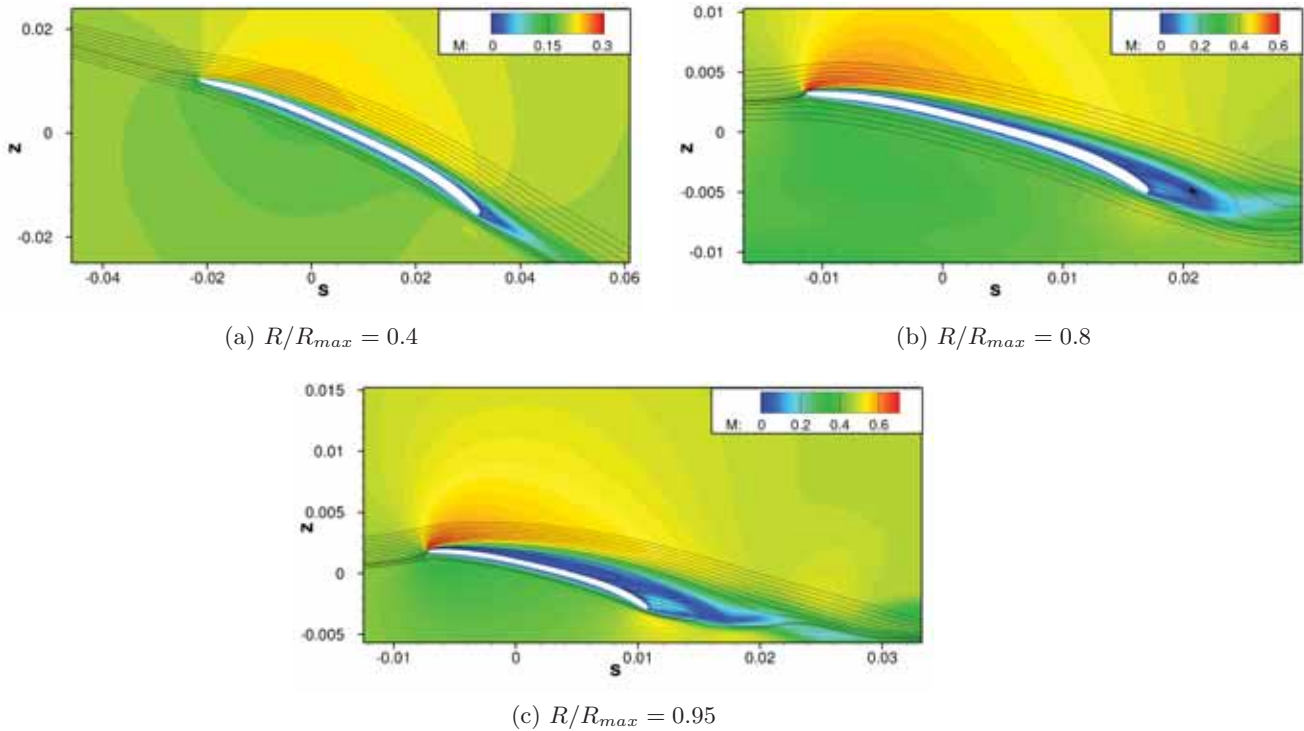


FIGURE 7.26. – Champs de nombre de Mach instantanés à différents rayons de la pale

Les structures tourbillonnaires générées dans la rotation sont présentées sur la Figure 7.27 par la visualisation des iso-surfaces de critère  $Q$ . Le décollement de bord de fuite dans la partie externe et le décollement massif de bout de pale sont à l'origine de lâchers tourbillonnaires perturbant le sillage du rotor. Cependant, les structures tourbillonnaires sont en majorité évacuées en bout de pale et sur le reste de l'envergure, l'écoulement est stable.

On remarque qu'au bord d'attaque, la visualisation des iso-surfaces de critère  $Q$  révèle une structure ressemblant à un tourbillon de bord d'attaque stable (LEV). La couche limite étant attachée au bord d'attaque aux sections  $R/R_{max} < 0.8$  (Fig. 7.26(b) - section  $R/R_{max} = 0.8$ ), ce phénomène est dû au fort cisaillement de la couche limite et à un point d'inflexion dans les profils de couche limite induisant un rotationnel.

Ainsi, l'optimisation BEMT a permis de construire un rotor globalement adapté aux écoulements martiens. Dans les parties interne et centrale, l'écoulement est attaché sur toute la corde. Dans la partie externe, le décollement de la couche limite est situé au bord de fuite du profil. Ce positionnement du décollement correspond aux conditions d'écoulement 2D du profil optimisé permettant de maximiser la finesse aérodynamique. En revanche, en bout de pale, l'écoulement est massivement décollé.

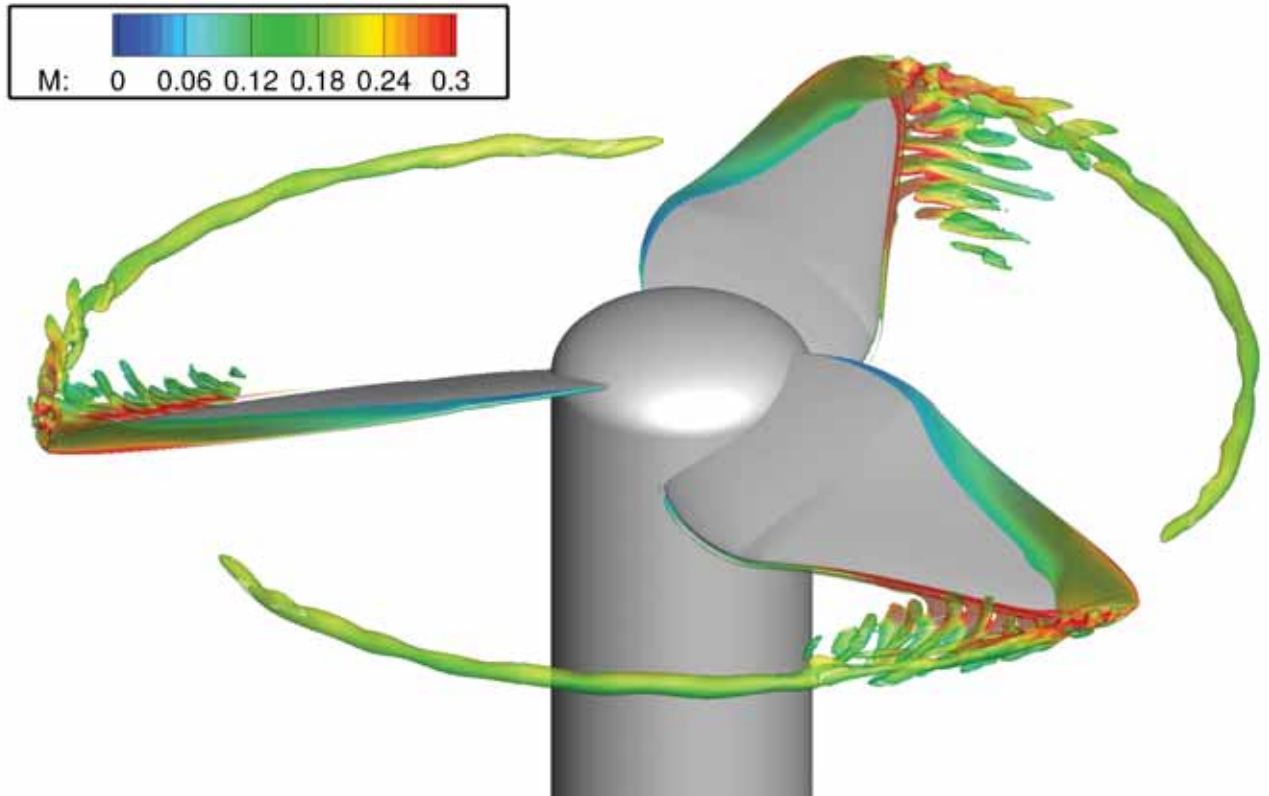


FIGURE 7.27. – Structures tourbillonnaires générées par la rotation du rotor 1 - Iso-surfaces de critère  $Q$  ( $Q= 5 \cdot 10^7$ ) colorée par le nombre de Mach à  $\Omega_{0.37N} = 7500$  tr/min (elsA)

### Comparaison de l'estimation des efforts avec les codes QPROP et PUMA

Les répartitions d'efforts locaux estimés par les différents codes à la vitesse de rotation  $\Omega = 7500$  tr/min sont présentées sur la Figure 7.28.

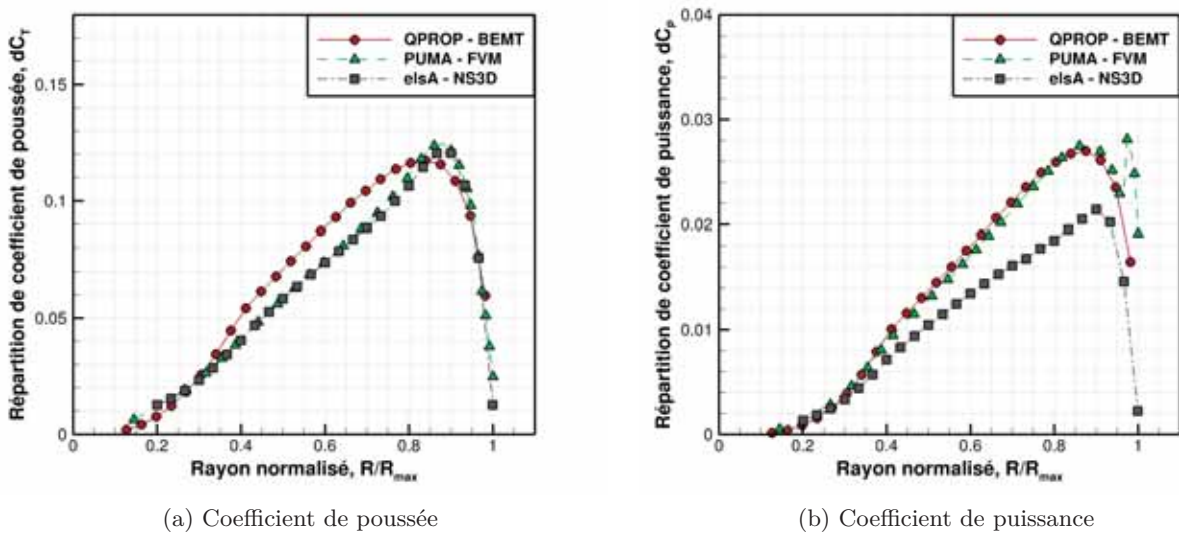


FIGURE 7.28. – Répartition des efforts adimensionnés estimés par les codes à  $\Omega = 7500$  tr/min

Sur la majorité de la pale, l'écoulement tridimensionnel se comporte de façon similaire à l'écoulement bidimensionnel (Fig. 7.26(b) - section  $R/R_{max} = 0.8$ ). Ainsi, PUMA estime la répartition de poussée de façon concordante avec la simulation Navier-Stokes (Fig. 7.28(a)). Le code QPROP surestime les incidences induites et les efforts dans la partie centrale et les sous-estime dans la partie externe. La différence d'estimation vient principalement de la prise en compte du sillage dans le calcul des vitesses induites dans le code PUMA et aux corrections de bout de pale. La répartition de puissance (Figure 7.28(b)) est surestimé d'environ 30% dans la partie externe de la pale pour les deux codes QPROP et PUMA en comparaison avec le solveur Navier-Stokes 3D. Ainsi, numériquement, le décollement de la couche limite a moins d'influence sur la traînée en rotation que dans un écoulement bidimensionnel.

#### Rotor 4 - Optimisation FVM

Le rotor 4, optimisé par FVM, est simulé dans les conditions atmosphériques de l'optimisation par le solveur Navier-Stokes elsA. Dans ce cas, la loi d'épaisseur uniforme expérimentale ( $\sim 0.8$  mm) est utilisée avec la loi de cambrure optimale. L'épaisseur relative du profil évolue donc avec le rayon. Le maillage est identique à la simulation du rotor 1 (Figure 7.24). La simulation est réalisée à la vitesse de rotation  $\Omega_{0,37N} = 6100$  tr/min.

#### Le comportement de l'écoulement en rotation

La Figure 7.29 présente le comportement de l'écoulement sur la pale du rotor 4 en rotation.

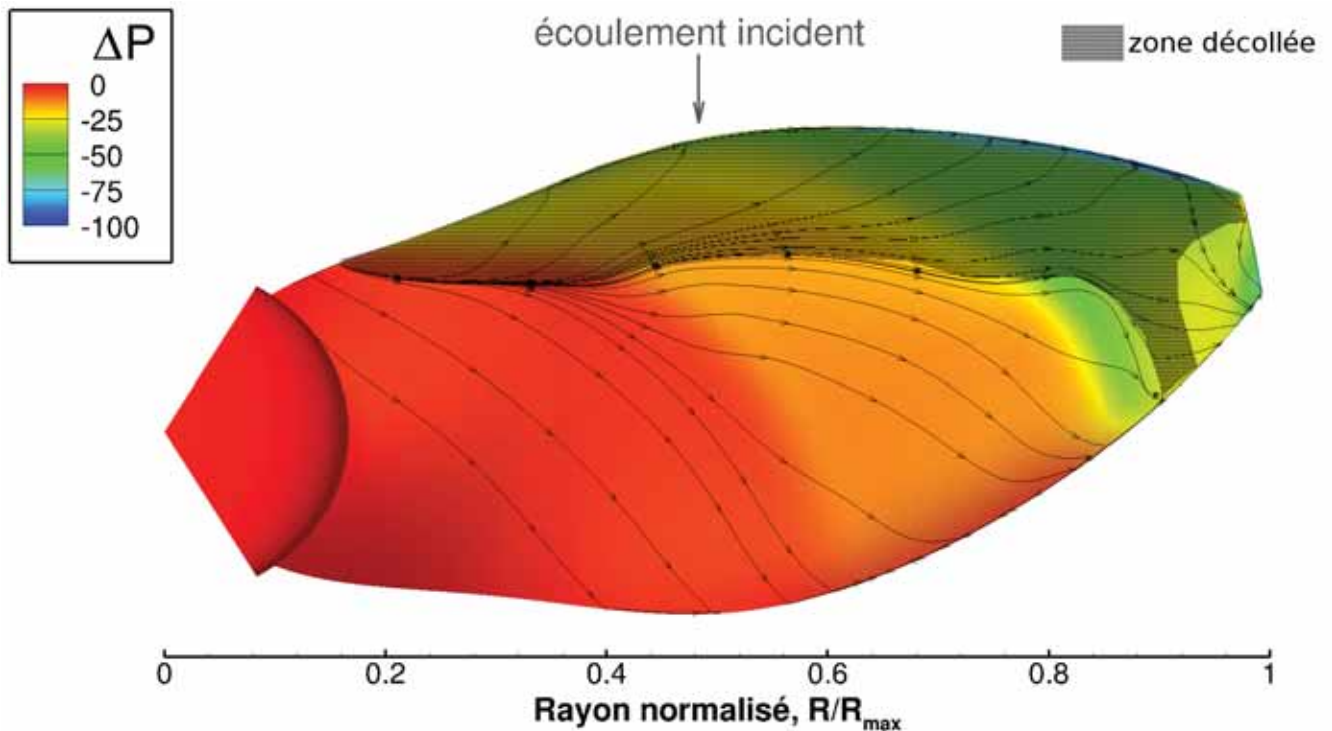


FIGURE 7.29. – Comportement de l'écoulement sur la pale du rotor 4 à  $\Omega_{0,37N} = 6100$  tr/min - Lignes de frottement et contours de variation de pression statique (elsA)

Au bord d'attaque, la couche limite sur le rotor 4 est décollée (Fig. 7.30). Ce phénomène est dû à l'incidence locale plus importante que celle du rotor 1 sur l'ensemble de l'envergure et à la loi d'épaisseur non profilée du profil 2D. Ce décollement reste stable au bord d'attaque jusqu'à  $R/R_{max} \sim 0.9$  où la déviation des lignes de frottement révèle un écoulement 3D avec une probable émission de structure tourbillonnaire, visible sur la visualisation du critère Q (Fig. 7.31). Sur la majorité de l'envergure, l'écoulement est attaché au bord de fuite. Le rotor 4 ayant un faible allongement, les effets rotationnels se manifestent fortement et la couche limite est stabilisée.

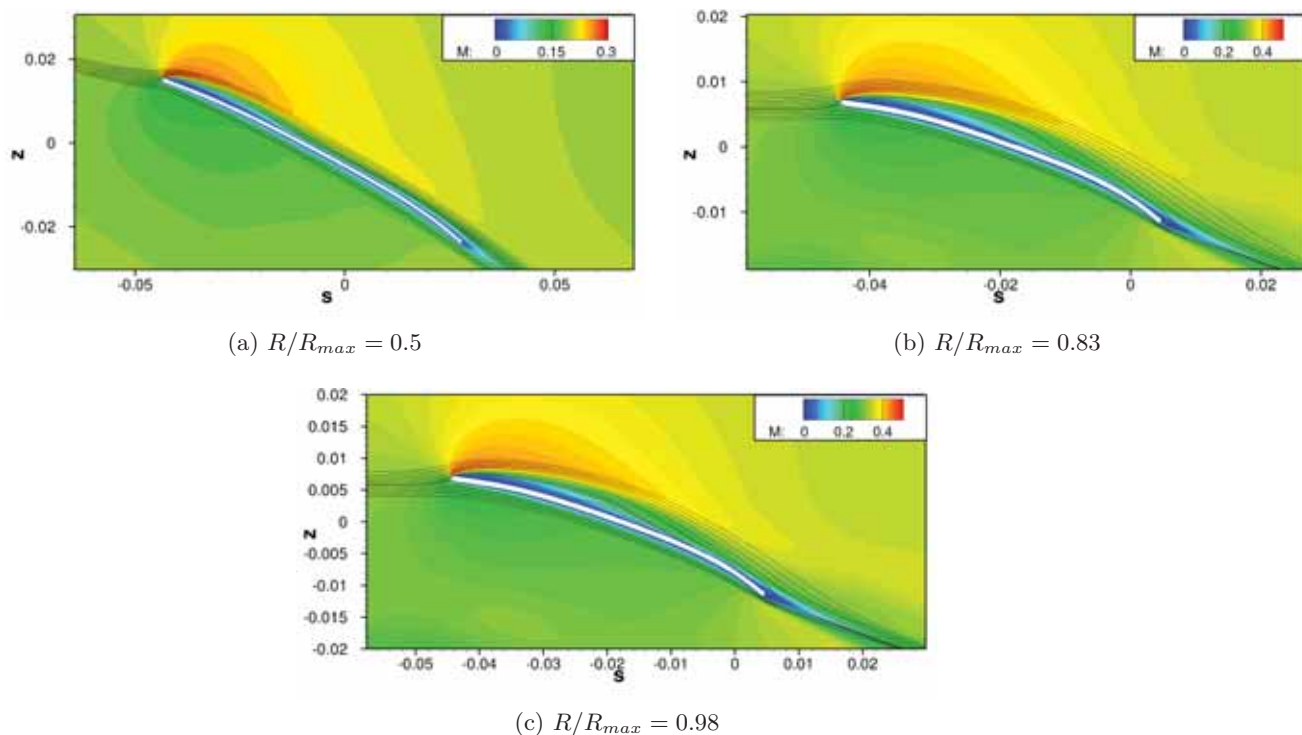


FIGURE 7.30. – Champs de nombre de Mach instantanés à différents rayons de la pale

La visualisation du critère Q dans l'écoulement (Fig. 7.31) met en évidence l'échappement de la structure 3D depuis le tourbillon de bord d'attaque à  $R/R_{max} \sim 0.9$ . Après cet échappement, le tourbillon de bord d'attaque retrouve sa stabilité jusqu'au bout de pale. En comparaison avec le rotor 1 (Fig. 7.27), le sillage est moins perturbé. De plus, le nombre de Mach est généralement minimisé par la vitesse de rotation plus faible.

Ainsi, l'optimisation FVM a permis de construire un rotor évitant le décollement de bord de fuite sur l'ensemble de l'envergure tout en générant des efforts aérodynamiques importants. Le tourbillon de bord d'attaque (LEV) est stable à part à la section  $R/R_{max} \sim 0.9$  où il libère du rotationnel dans le sillage, à l'origine de traînée aérodynamique. Cette section correspond au rayon où débute le dévissage de bout de pale.

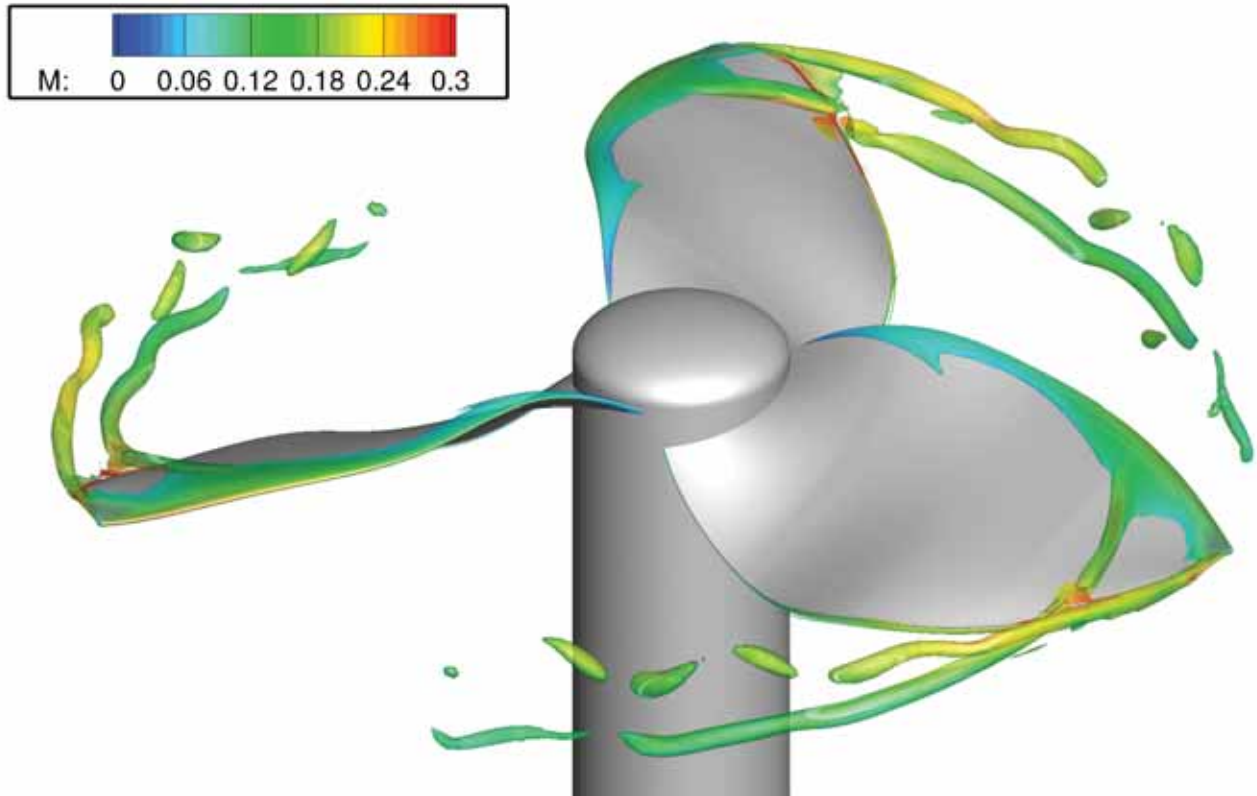


FIGURE 7.31. – Structures tourbillonnaires générées par la rotation du rotor 4 à  $\Omega_{0,37N} = 6100$  tr/min - Iso-surfaces de critère Q ( $Q = 5 \cdot 10^7$ ) colorée par le nombre de Mach (elsA)

### Comparaison de l'estimation des efforts avec les codes QPROP et PUMA

Les répartitions d'efforts locaux estimés sur le rotor 4 par les différents codes à la vitesse de rotation  $\Omega = 6100$  tr/min sont présentées sur la Figure 7.32.

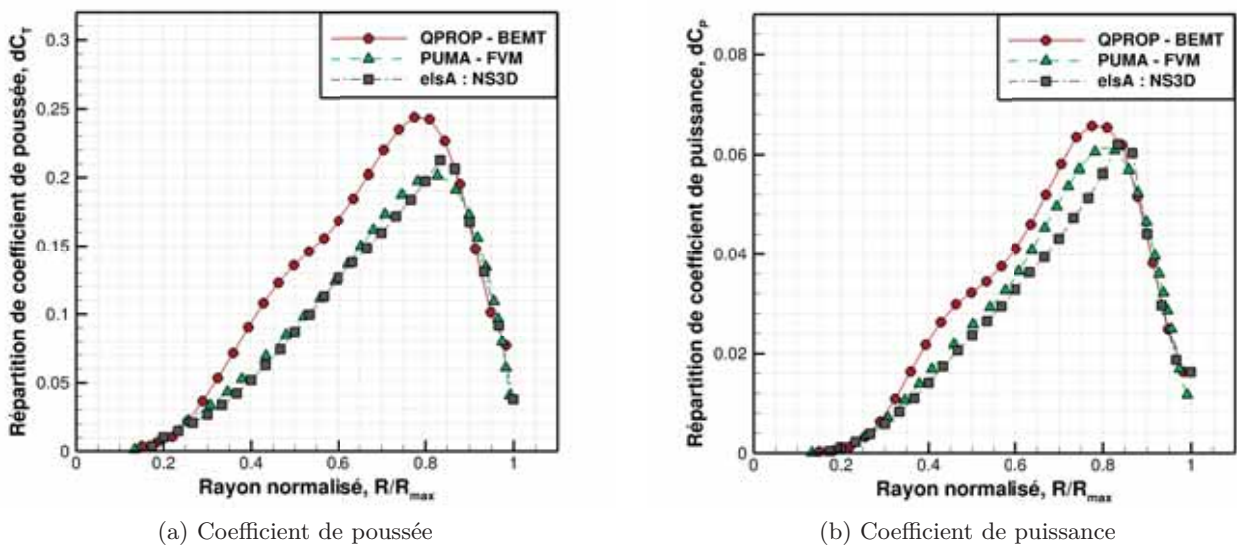


FIGURE 7.32. – Répartition des efforts adimensionnés estimés par les codes à  $\Omega = 6100$  tr/min

*PUMA* estime le coefficient de poussée de façon similaire à Navier-Stokes sur l'ensemble de l'envergure, à l'exception de la section  $R/R_{max} \sim 0.9$  où la poussée estimée par elsA est supérieure de 5%. La structure tourbillonnaire générée est à l'origine d'un gain en poussée et en puissance du même ordre de grandeur ( $\sim 5\%$ ). Pour les sections  $R/R_{max} < 0.9$ , le coefficient de puissance est estimé de façon supérieure par *PUMA* par rapport à Navier-Stokes. Ainsi, le tourbillon de bord d'attaque permet un gain de portance, de l'ordre du gain de portance dû au décollement de bord de fuite, non compensé par l'augmentation de la traînée sur la majorité de l'envergure. La tridimensionnalité de l'écoulement sur la pale et le décollement de la couche limite au bord d'attaque permettent donc un gain de performance aérodynamique globale d'environ 4% sur le rotor 4.

La *BEMT* surestime fortement les efforts sur toute la pale, son estimation des incidences locales simule un écoulement décollé sur toute la seconde partie du profil, ce décollement est à l'origine de structures tourbillonnaires 2D augmentant les efforts. Son estimation globale des efforts est surestimée de 16% pour la poussée et de 14% pour la puissance. Ainsi, il surestime les performances aérodynamiques.

#### 7.3.2. Système propulsif i2 - rotors coaxiaux optimisés par FVM

Le système propulsif coaxial *i2*, optimisé par FVM pour que le rotor inférieur ait la même poussée et le même couple que le rotor supérieur, est simulé dans les conditions atmosphériques de l'optimisation par le solveur Navier-Stokes StarCCM+. La configuration coaxiale complique fortement la construction du maillage. Le solveur StarCCM+ est choisi pour sa capacité de génération automatique d'un maillage non-structuré.

La loi d'épaisseur uniforme expérimentale ( $\sim 0.8$  mm) est utilisée avec la loi de cambrure optimale. Le maillage compte 26 millions de cellules polyédriques, la taille de première maille est de 0.5 mm et les mailles entre les rotors font 1.5 mm (Fig. 7.33). Comme pour les simulations dans le chapitre 6, le schéma de résolution spatiale est du second ordre décentré amont et celui de résolution temporelle est du second ordre implicite. Le pas de temps correspond à un degré de rotation pour le rotor supérieur, soit  $2.7 \times 10^{-5}$  s. Il est donc plus trois fois plus important que celui des simulations elsA. Le domaine de simulation est cylindrique. Les conditions aux bords sont des conditions de pression en entrée/sortie du domaine et une condition de glissement sur la périphérie.

Les conditions atmosphériques correspondent à la viscosité cinématique martienne ( $\nu = 7.6 \cdot 10^4$  m<sup>2</sup>/s) et les vitesses de rotation des deux rotors sont respectivement  $\Omega_{sup} = 6100$  tr/min et  $\Omega_{inf} = 8500$  tr/min. Les simulations StarCCM+ sont incompressibles. Compte tenu du faible nombre de Mach en bout de pale des rotors optimisés en conditions nominales d'écoulement (Fig. 7.31 & 7.27), l'hypothèse est faite que la compressibilité a peu d'influence sur le comportement du fluide.



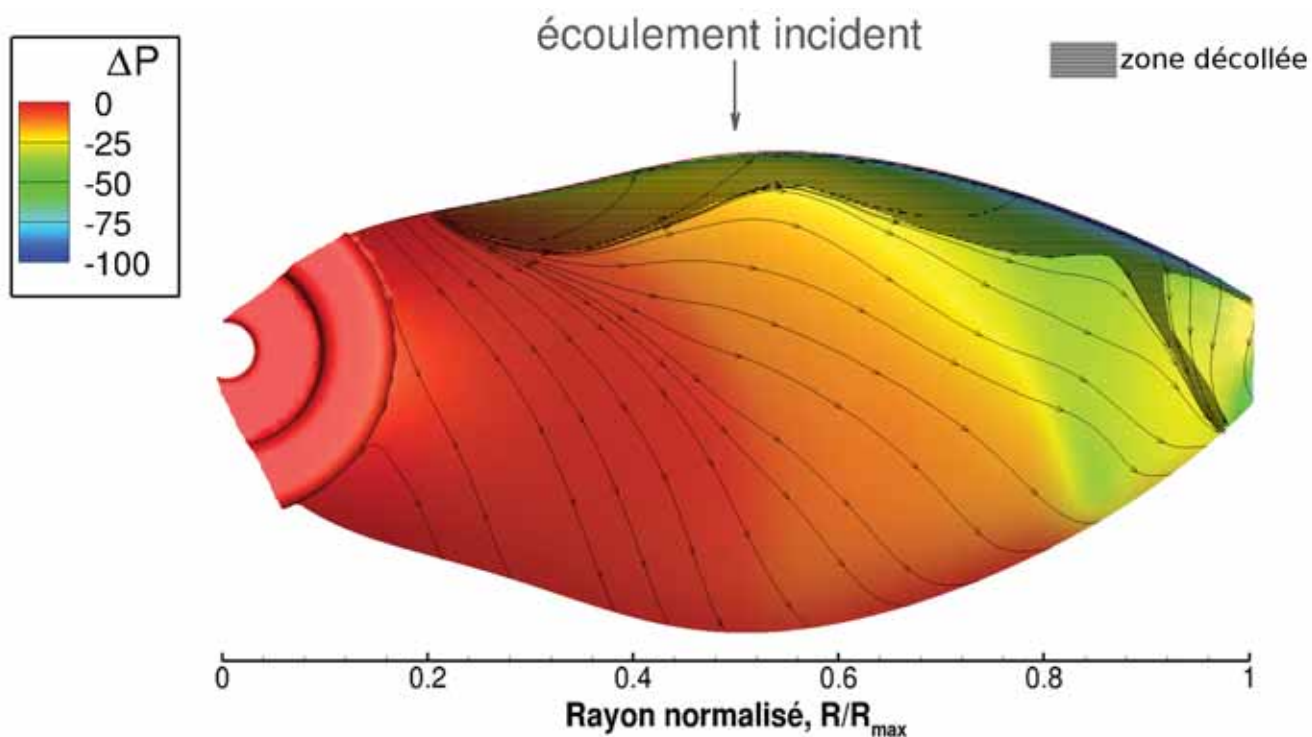
FIGURE 7.33. – Visualisation de la densité de maillage des pales de rotors coaxiaux

### Le comportement de l'écoulement en rotation

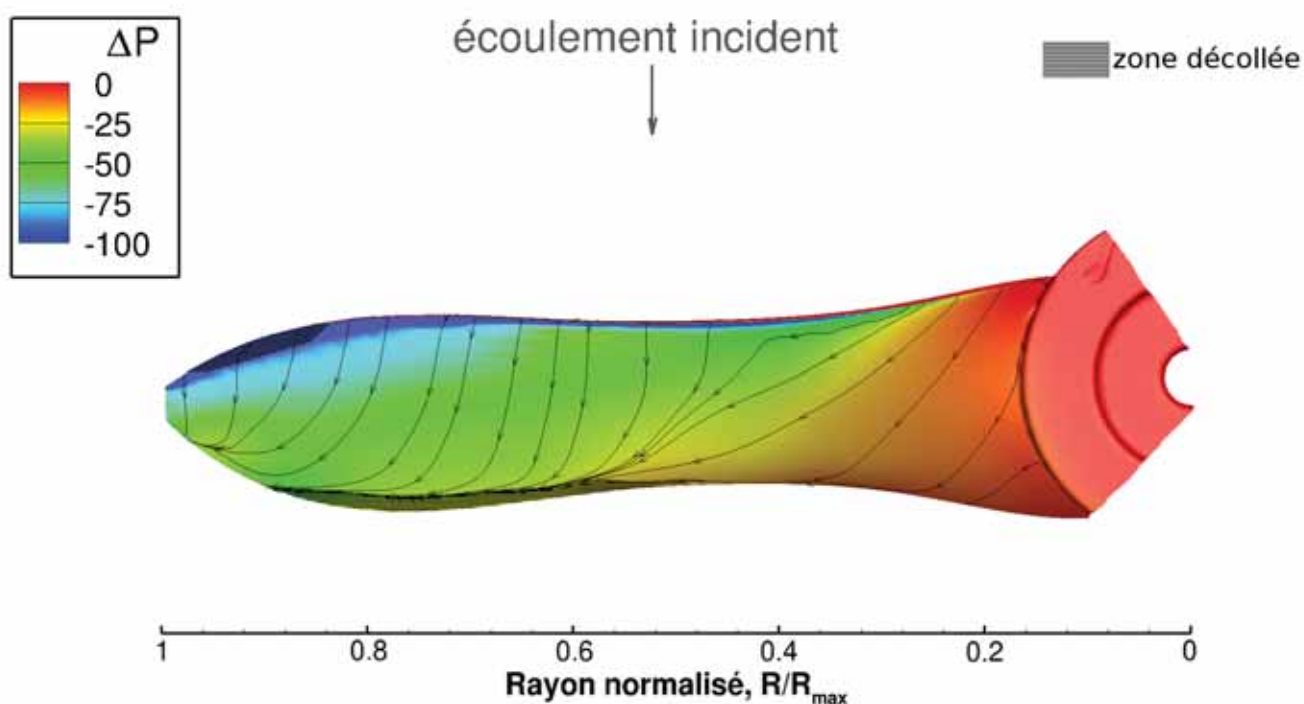
La Figure 7.34 présente le comportement de l'écoulement sur les pales des rotors supérieur et inférieur en rotation.

Le rotor supérieur (rotor 4) montre un comportement de l'écoulement semblable à la simulation Navier-Stokes elsA en configuration isolée (Fig. 7.34(a) et 7.29). Le décollement au bord d'attaque et le décollement tourbillonnaire 3D à  $R/R_{max} \sim 0.9$  sont cependant moins importants avec le code Navier-Stokes StarCCM+ qu'avec elsA.

L'allongement du rotor inférieur (rotor *i2*) est plus important que celui du rotor 4, diminuant ainsi la stabilisation de la couche limite par la rotation. L'écoulement est moins tridimensionnel et il est décollé au bord de fuite dans la partie externe de la pale. Contrairement au rotor 1, l'écoulement n'est pas décollé au bout de pale. L'optimisation FVM ayant tendance à décharger le bout de pale, elle évite le décollement massif de la couche limite.



(a) Rotor supérieur (rotor 4)



(b) Rotor inférieur (rotor  $i2$ )

FIGURE 7.34. – Comportement de l'écoulement sur les pales de rotors coaxiaux - Lignes de frottement et contours de variation de pression statique

La visualisation du critère  $Q$  ( $Q = 5 \cdot 10^7$ ) dans l'écoulement (Fig. 7.35) met en évidence la différence de comportement de l'écoulement en fonction de l'allongement de la pale, malgré l'utilisation du même code pour l'optimisation des rotors supérieur et inférieur. On remarque que les

iso-surfaces de critère  $Q$  sont également colorées par la vitesse du fluide, cependant, l'écoulement étant incompressible, le nombre de Mach n'est pas calculé.

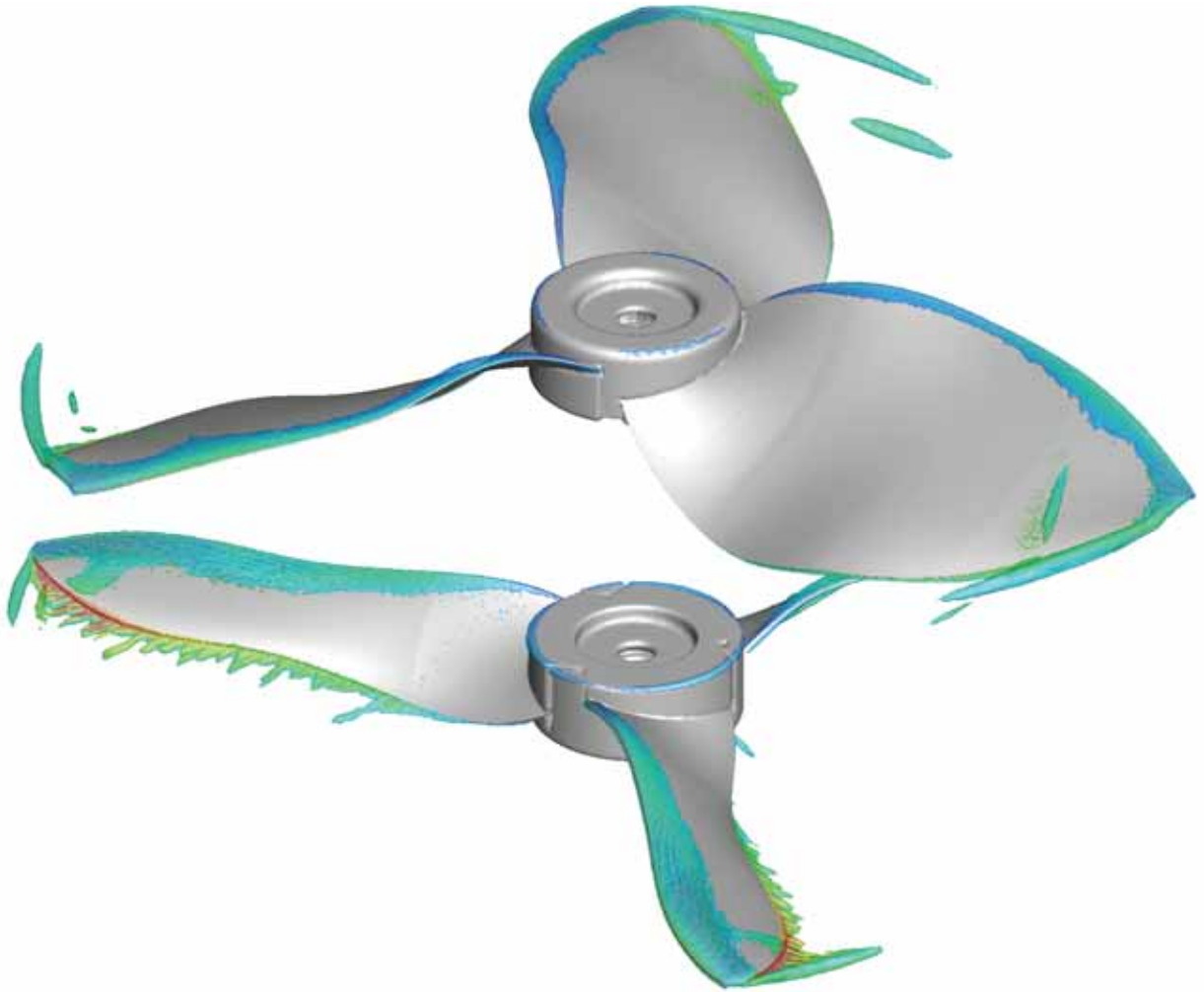


FIGURE 7.35. – Structures tourbillonnaires générées par les rotors coaxiaux contra-rotatifs simulés par StarCCM+ - Iso-surfaces de critère  $Q$  ( $Q= 5.10^7$ ) à  $\Omega_{sup} = 6100$  tr/min et  $\Omega_{inf} = 8500$  tr/min colorées par la vitesse

Pour une visualisation de l'interaction entre le rotor inférieur et le sillage du rotor supérieur, les iso-surfaces de critère  $Q$  sont également présentées à une valeur plus faible ( $Q= 2.10^6$ ) sur la Figure 7.36. Les structures tourbillonnaires générées par le bout de pale du rotor supérieur sont convectées hélicoïdalement et coupées par la rotation du rotor inférieur. La coloration par la vitesse des iso-surfaces de critère  $Q$  permet de constater que les structures tourbillonnaires du rotor supérieur ont tendance à accélérer l'écoulement rencontré sur le rotor inférieur à la position de l'interaction (entourée en bleu sur la pale au premier plan).



FIGURE 7.36. – Illustration de l’interaction des structures tourbillonnaires générées par le bout de pale du rotor supérieur avec le rotor inférieur (entourée en bleu) - Iso-surfaces de critère  $Q$  ( $Q= 2.10^6$ ) à  $\Omega_{sup} = 6100$  tr/min et  $\Omega_{inf} = 8500$  tr/min colorées par la vitesse (StarCCM+)

Ainsi, d’après la simulation Navier-Stokes, les structures tourbillonnaires générées par le bout de pale du rotor supérieur interagissent avec le rotor inférieur au niveau du rayon  $R/R_{max} \sim 0.7$ . Cette zone de la pale est déchargée par l’optimisation FVM ce qui permet d’éviter le décollement de la couche limite et la perturbation de l’ensemble de l’écoulement. L’optimisation FVM a donc permis d’adapter la forme du rotor inférieur au sillage du rotor supérieur. À critère  $Q$  équivalent ( $Q= 5.10^7$ ), les structures tourbillonnaires générées par le rotor inférieur sont similaires à celles générées par le rotor 1 (optimisé par BEMT en configuration isolé - § 7.3.1), qui a un allongement similaire (Fig. 7.35 & 7.26) .

On remarque que trois optimisations de rotors inférieurs à allongements différents ont été réalisées avec PUMA ( $i1, i2, i3$ ). La stabilisation de la couche limite étant corrélée à l'allongement du rotor, on peut supposer que le rotor  $i1$  (qui à l'allongement le plus faible) permette de minimiser la génération de trainée par accentuation des effets rotationnels dans l'écoulement.

### Comparaison de l'estimation des efforts avec le code PUMA

Les répartitions d'efforts locaux estimés sur les rotors coaxiaux par les codes StarCCM+ et PUMA sont présentées sur les Figures 7.37 et 7.38.

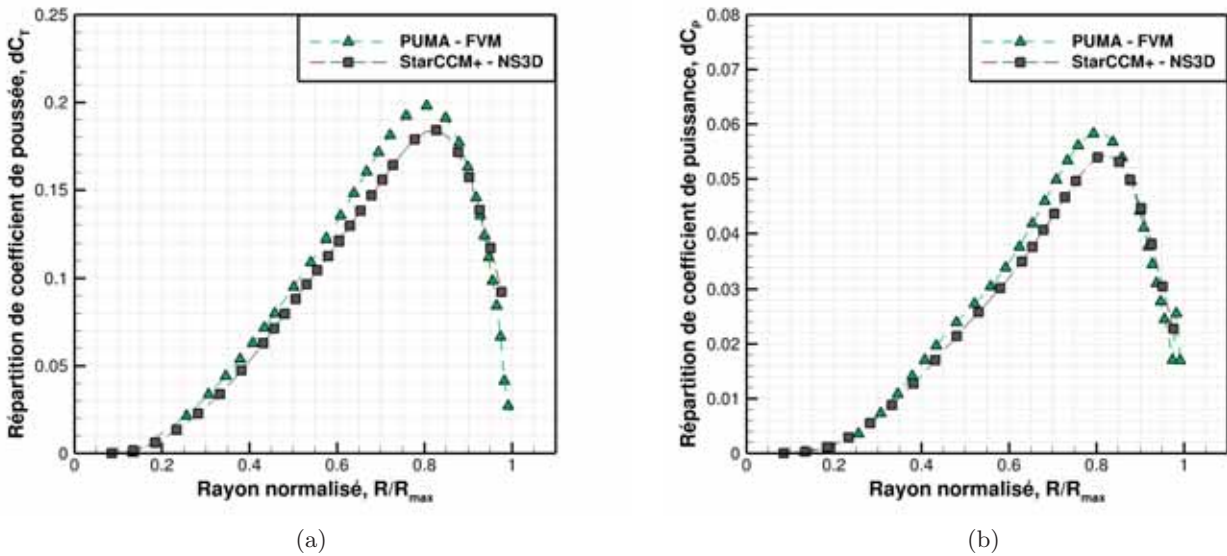


FIGURE 7.37. – Répartition des efforts adimensionnés du rotor supérieur (rotor 4) estimés par les codes à  $\Omega_{sup} = 6100$  tr/min

Les coefficients de poussée et de puissance estimés par PUMA sur le *rotor supérieur* (rotor 4) sont surestimés sur l'envergure d'environ 7% par rapport StarCCM+. En comparaison avec la simulation elsA en configuration isolée, la zone décollée et le décollement tourbillonnaire 3D à  $R/R_{max} \sim 0.9$  simulés par StarCCM+ sont moins importants, le gain de poussée dû aux structures tourbillonnaires générées diminue donc de 4%. La puissance estimée est équivalente à la simulation elsA. Ceci met en lumière la forte influence du décollement de bord d'attaque sur la poussée générée.

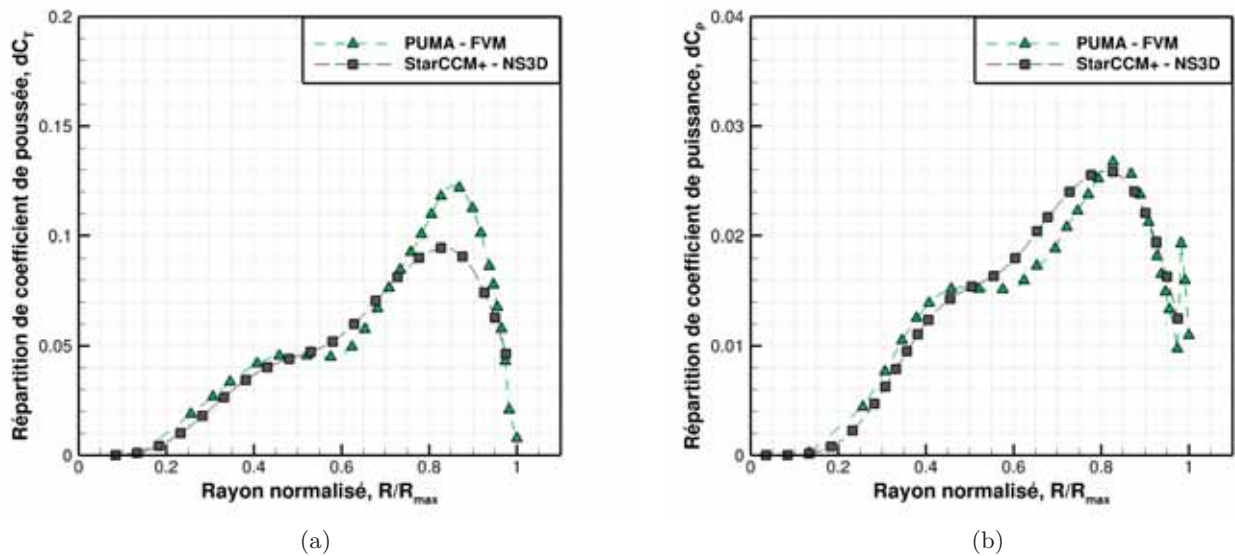


FIGURE 7.38. – Répartition des efforts adimensionnés du rotor inférieur (rotor  $i2$ ) estimés par les codes à  $\Omega_{inf} = 8500$  tr/min

Pour l'estimation des efforts générés par le *rotor inférieur*, l'influence du sillage du rotor supérieur est modélisée de façon différente dans les deux codes. De plus, PUMA considère la tridimensionnalité de l'écoulement sous la forme d'une modélisation 2D par tranches, ainsi les effets de la rotation sur la stabilité de la couche limite et sur la composante transverse de l'écoulement ne sont pas pris en compte. Le sillage du rotor supérieur se contracte lors de sa convection, il a principalement de l'influence sur la partie  $R/R_{max} < 0.8$  du rotor inférieur (§ 7.2.4) :

- Dans la partie  $R/R_{max} < 0.8$ , les vitesses induites sont fortement impactées par le sillage du rotor supérieur. La modélisation de nappe de sillage instationnaire du code PUMA permet de simuler ce phénomène, ce qui lui permet d'être globalement concordant avec StarCCM+ en coefficient de poussée mais pas en coefficient de puissance, qu'il sous-estime d'environ 15%.
- Dans la partie  $R/R_{max} > 0.8$ , le sillage du rotor supérieur a peu d'influence sur l'écoulement rencontré sur le rotor inférieur. L'optimisation FVM du rotor inférieur a tendance à charger le bout de pale pour tirer profit de la partie non perturbée par le sillage du rotor supérieur. Toutefois, la comparaison d'estimation entre PUMA et StarCCM+ ne se comporte pas de la même façon que pour le rotor 4. Le  $C_T$  est plus important pour PUMA d'environ 30% alors que les  $C_P$  sont concordants. Ainsi, la tridimensionnalité de l'écoulement diminue la poussée générée en bout de pale sans diminuer la puissance consommée.

Globalement, l'estimation PUMA sous-estime la puissance de 4% et surestime la poussée de 3% sur le rotor inférieur en comparaison avec StarCCM+. Ainsi, le modèle de sillage libre de PUMA ne permet pas de simuler l'intégralité de la physique du sillage du rotor supérieur et son influence sur l'écoulement rencontré par le rotor inférieur.

## Résumé et résultats principaux du chapitre

Les codes de simulation 3D à coût de calcul réduit sont en mesure de simuler le comportement de l'écoulement tridimensionnel attaché sur le rotor à pales rectangulaires. Ainsi, des processus d'optimisation sont construits à partir des codes QPROP (BEMT) et PUMA (FVM). La nécessité d'une contrainte de corde et de vrillage pour les processus d'optimisation est justifiée. Et les contraintes géométriques de chacun des processus d'optimisation sont définies en fonction du procédé de fabrication des rotors des différentes campagnes expérimentales. Les rotors optimisés par BEMT sont évalués lors de la première campagne et les rotors optimisés par FVM lors de la seconde. Les méthodes d'optimisation sont également adaptées au code dans le but de minimiser le temps de l'optimisation.

Plusieurs optimisations sont réalisées sur chaque code pour évaluer l'influence des contraintes appliquées aux processus d'optimisation. L'optimisation de rotor isolé basée sur la BEMT évalue l'influence de la contrainte de largeur de corde ainsi que la contrainte de nombre de pales. Tandis que l'optimisation de rotor isolé basée sur la FVM évalue l'influence de la contrainte de vrillage à l'emplanture et de poussée à atteindre  $T_{obj}$ . Les rotors maximisant les performances ont des solidités importantes et minimisent le nombre de pales. Les optimisations de rotor isolé basées sur QPROP et PUMA sont comparées à contraintes équivalentes dans le but d'évaluer les apports de la méthode de sillage libre.

La méthode PUMA permet de réaliser une optimisation de système propulsif coaxial en prenant en compte l'influence du sillage du rotor supérieur sur l'écoulement rencontré par le rotor inférieur. Trois optimisations de rotor inférieur sont réalisées avec des contraintes différentes dans le but d'avoir une idée des géométries optimisées sur l'ensemble du domaine. Les trois rotors optimisés annulent le couple résiduel du système propulsif à différentes vitesses de rotation.

Pour finir, deux rotors isolés optimisés respectivement par BEMT et FVM ainsi qu'un système propulsif coaxial optimisé par FVM sont simulés en conditions nominales d'écoulement par des simulations Navier-Stokes 3D. Les simulations Navier-Stokes 3D permettent d'analyser le comportement de l'écoulement en rotation, qui est fortement tridimensionnel compte tenu du faible allongement des rotors optimisés. Par cette étude, les optimisations et les simulations des codes à plus faible coût de calcul sont évaluées.

### *Résultats principaux :*

- Une optimisation basée sur un code prenant en compte les effets 3D sous la forme d'une modélisation 2D par tranches nécessite des contraintes de corde et de vrillage. Sinon, la corde au moyeu tend vers sa valeur maximale pour compenser la diminution du nombre de Reynolds et le rotor n'est pas réalisable expérimentalement.
- Une optimisation sans contrainte de vrillage permet un gain de rapport poussée-puissance de l'ordre de 10% (estimation PUMA) par rapport à une contrainte de vrillage nul. Ce gain est compensé par l'ajout de masse dû à la forte corde des pales et au moyeu fortement allongé.

- Optimisation basée sur la théorie des éléments de pale :
  - La prise en compte de l'épaississement du profil en bout de pale dans QROP modifie très légèrement les efforts estimés ( $< 1\%$ ). La correction ne vaut pas la peine d'être implémentée dans le cas présent.
  - Les optimisations de vrillage basées sur QPROP se placent au coefficient de portance de finesse maximale sur l'ensemble de l'envergure. Ainsi, la différence des performances aérodynamiques entre les rotors optimisés dépend directement du nombre de Reynolds local de l'écoulement.
  - Les rotors maximisant la solidité permettent de générer des  $C_T$  plus importants et ainsi, leur gamme de poussée atteignable est supérieure.
  - Les rotors optimisés par BEMT maximisant la solidité et minimisant le nombre de pale permettent d'atteindre des performances aérodynamiques supérieures aux autres.
- Optimisation basée sur la méthode de sillage libre :
  - Les optimisations de rotor isolé basées sur PUMA ont tendance à décharger les efforts aérodynamiques générés par le centre de la pale et le bout de pale. C'est la répartition d'efforts qui permet de minimiser la puissance induite en prenant en compte l'influence des vitesses induites du sillage.
  - En configuration isolée, le rotor optimisé avec une contrainte de vrillage constant dans la partie interne constitue un gain de performance d'environ 5% par rapport à la contrainte de vrillage nul.
  - En configuration isolée, la contrainte de poussée à atteindre a peu d'influence sur la performance du rotor optimisé. Toutefois, elle modifie le  $C_T$  du rotor et ainsi la gamme de poussée atteignable.
  - En configuration coaxiale, les rotors inférieurs optimisés se placent à un coefficient de portance 5% plus fort que les optimisations en configuration isolée dans les parties interne et externe de l'envergure. La partie centrale et le bout de pale sont toujours fortement déchargés.
  - Plus la poussée du rotor inférieur est importante, plus le couple du rotor supérieur diminue. L'aspiration du sillage et la diminution de la vorticité du sillage du rotor supérieur tend à améliorer les performances aérodynamiques de celui-ci.
  - La poussée maximale du rotor inférieur annulant le couple résiduel du rotor supérieur à  $T_{sup} = 0.37$  N dans la gamme de vitesses de rotation  $\Omega_{domaine} = [0, 10250]$  tr/min est de  $T_{inf} = 0.415$  N.
  - La contraction du sillage du rotor supérieur simulée par PUMA est de 0.8 fois le diamètre du rotor quand il rencontre le rotor inférieur.
  - L'évolution des efforts des rotors supérieur et inférieur en fonction de la vitesse de rotation est semblable sur la gamme de l'étude. L'interaction entre les rotors est équirépartie.
  - L'efficacité énergétique du système propulsif coaxial diminue avec l'augmentation de la vitesse de rotation du rotor inférieur.

- À contraintes équivalentes, les optimisations basées sur QPROP et PUMA convergent vers une géométrie semblable de rotor isolé, à l'exception du bout de pale qui est fortement dévillé avec PUMA. Pourtant, l'estimation des efforts locaux n'est pas concordante.
- Comportement de l'écoulement en rotation, simulé par Navier-Stokes 3D :
- L'écoulement en rotation est fortement tridimensionnel sur la pale.
  - La couche limite est stabilisée par la rotation, l'apparition ou non du décollement de bord de fuite est corrélée avec la solidité de la pale.
  - Les codes prenant en compte les effets 3D sous la forme d'une modélisation 2D par tranches ne sont pas en mesure de simuler le comportement des écoulements sur les pales de rotors optimisés. Leur performance d'estimation dépend de la géométrie de la pale et du comportement de l'écoulement.
  - Le tourbillon de bout de pale a une forte influence sur l'écoulement transverse et sur le décollement de la couche limite en bout de pale.
  - Le rotor 4 optimisé par PUMA en configuration isolée a une forte solidité et un fort vrillage, à l'exception du bout de pale. Il permet un écoulement attaché sur la majorité de la pale, un décollement stable de bord d'attaque et un faible tourbillon de bout de pale.
  - Le décollement de bord d'attaque permet un gain en poussée qui n'est pas compensé par une augmentation de la puissance consommée.
  - En configuration coaxiale, PUMA ne permet pas de simuler l'intégralité de la physique du sillage du rotor supérieur. En comparaison avec Navier-Stokes, il sous-estime la puissance et surestime la poussée du rotor inférieur.

## *Conclusion du chapitre*

L'influence des contraintes d'optimisation sur les caractéristiques géométriques des rotors ont été estimées par les codes basés sur l'intégration de polaires 2D. Cependant, il a été prouvé qu'ils ne sont pas en mesure de simuler précisément le comportement tridimensionnel de l'écoulement sur les pales de rotors optimisés. Il est donc indispensable de fabriquer les rotors optimisés pour les évaluer expérimentalement en conditions atmosphériques martiennes. De cette façon, le système propulsif le plus performant pourra être réellement déterminé et les tendances des codes pourront être évaluées.



# Évaluation expérimentale dépressurisée des géométries optimisées en configuration isolée et coaxiale

## Sommaire

<b>8.1. Matériel expérimental</b>	<b>184</b>
8.1.1. Le montage expérimental	184
8.1.2. Les rotors évalués expérimentalement	188
<b>8.2. Méthode de mesure et étalonnage des capteurs</b>	<b>193</b>
8.2.1. Étalonnage des lames de mesure et incertitude de la chaîne de montage	193
8.2.2. Méthode d'acquisition et erreur de mesure	194
<b>8.3. Évaluation du matériel expérimental</b>	<b>198</b>
8.3.1. Validation du banc de mesure des deux campagnes expérimentales	199
8.3.2. Influence du procédé de fabrication sur les efforts expérimentaux	202
8.3.3. Évaluation des lames de mesure à basse pression	203
<b>8.4. Influence des conditions de l'écoulement</b>	<b>206</b>
8.4.1. Influence du nombre de Reynolds	206
8.4.2. Influence de la compressibilité et de la nature du gaz	206
<b>8.5. Influence de la géométrie du système propulsif sur les efforts</b>	<b>208</b>
8.5.1. Influence de la géométrie du profil	208
8.5.2. Évaluation du processus d'optimisation	209
<b>8.6. Confrontation des mesures aux codes de simulation</b>	<b>214</b>
8.6.1. Méthode de sillage libre	214
8.6.2. Simulations Navier-Stokes 3D	215
<b>8.7. Extrapolation des performances en conditions atmosphériques martiennes</b>	<b>216</b>

Les écoulements compressibles en conditions martiennes sont méconnus. Malgré la validation du solveur Navier-Stokes sur l'expérience du *Mars Wind Tunnel*, l'évaluation expérimentale des géométries optimisées est indispensable pour confronter les codes numériques, les processus d'optimisation et déterminer la gamme de poussée des rotors. Cette campagne expérimentale est inédite en France et en Europe.

Dans un premier temps, le matériel expérimental et le traitement des mesures sont validés en comparaison avec des cas de la littérature. L'influence de la basse pression sur la mesure d'efforts est également étudiée. Les géométries optimisées sont par la suite évaluées.

## 8.1. Matériel expérimental

### 8.1.1. Le montage expérimental

#### Le caisson de haute altitude et le calcul de la pression

L'installation expérimentale est un caisson de 18 m<sup>3</sup> situé sur le site de Fauga-Mauzac de l'ONERA (Fig. 8.1). La dépressurisation peut atteindre moins de 10 Pa et le maintien de la pression est satisfaisant dans les gammes concernant la présente étude (1000 - 2000 Pa) : une perte d'environ 0,3 Torr (40 Pa) pour 30 min d'essais est observée. La pompe à vide SIHdry V400 est reliée au caisson par un tuyau à vide en PVC renforcé.



FIGURE 8.1. – Caisson de haute altitude avec silhouette humaine

Les conditions aérodynamiques de l'écoulement sont décrites par le nombre de Reynolds. Ainsi, la température du caisson ne pouvant pas être pilotée, la valeur de pression à atteindre est calculée pour recréer les conditions martiennes en termes de viscosité cinématique pour se situer dans les mêmes gammes de nombre de Reynolds. L'atmosphère martienne étant composée de CO<sub>2</sub>, l'influence de la nature du gaz sur les mesures expérimentales est évaluée et la composition du gaz (air ou CO<sub>2</sub>) est prise en compte dans le calcul de la pression.

Dans le cas de la composition atmosphérique martienne (96% de CO<sub>2</sub>), la pression à atteindre dans le caisson avant d'injecter le CO<sub>2</sub> (autour de 50 Pa) est calculée pour atteindre la bonne viscosité dynamique et la bonne proportion de gaz. Pour ce calcul, le mélange air/CO<sub>2</sub> est considéré comme du CO<sub>2</sub> pur, le biais induit par cette simplification est inférieur à 1%. Les pressions à atteindre dans le caisson pour chacun des deux gaz et pour des températures de 10°C à 50°C sont présentées en Annexe C (p. 243).

Pour déterminer la viscosité à respecter dans les conditions d'essai, la loi de Sutherland s'applique

à l'air comme au CO<sub>2</sub> avec des coefficients correspondants :

$$\mu = \mu_{ref} \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2} \frac{T_{ref} + S}{T + S} \quad (8.1)$$

Les coefficients en fonction de la nature du gaz sont présentés dans le tableau 8.1.

Gaz	$\mu_{ref}$	$T_{ref}$	$S$ (K)
Air	$1.82710^{-5}$ Pa.s	290.85 K	120 K
CO <sub>2</sub>	$1.48010^{-5}$ Pa.s	292.85 K	240 K

TABLE 8.1. – Coefficient de la loi de Sutherland en fonction de la composition du gaz

Dans les conditions martiennes retenues pour le dimensionnement des rotors, la masse volumique est de  $\rho_{Mars} = 0.014$  kg/m<sup>3</sup> et la température de  $-63^{\circ}\text{C}$  (-210 K). Pour une température de caisson  $T$  donnée, la loi de Sutherland permet de déterminer la viscosité dynamique  $\mu$  du gaz. Et la masse volumique permettant de conserver la viscosité dynamique martienne est alors déduite par :

$$\rho_{caisson} = \rho_{Mars} \frac{\mu_{caisson}}{\mu_{Mars}} \quad (8.2)$$

Ainsi, connaissant  $T$  et  $\rho$ , la pression  $P$  est déterminée par la loi des gaz parfaits :

$$P = \rho r_{gaz} T \quad (8.3)$$

avec  $r_{air} = 287.05$  J/kg.K et  $r_{CO_2} = 188.5$  J/kg.K

Pour déterminer la pression d'air à atteindre avant de remplir de CO<sub>2</sub>, le nombre  $n_{CO_2}$  de moles de CO<sub>2</sub> dans le caisson est calculé par la loi des gaz parfaits :

$$n_{CO_2} = \frac{P_{CO_2} V_{caisson}}{RT} \quad (8.4)$$

avec  $R = 8.3145$  J/K et  $V_{caisson} = 18\text{m}^3$

Le nombre de moles d'air est calculé compte tenu du mélange final de gaz et la pression à atteindre en est déduite de la loi des gaz parfaits :

$$n_{air} = \frac{4\%}{96\%} n_{CO_2} \quad \text{et} \quad P_{air} = \frac{n_{air} RT}{V_{caisson}} \quad (8.5)$$

La vitesse du son étant dépendante de la composition du gaz, elle est calculée en fonction de la température :

$$a_{son} = \sqrt{\gamma r T} \quad (8.6)$$

Le coefficient de capacité thermique est calculé par interpolation linéaire avec les lois suivantes :

$$\gamma_{CO_2} = 1.3 - 0.0006(T - T_{CO_2}) \quad \text{et} \quad \gamma_{air} = 1.403 - 0.00015(T - T_{air}) \quad (8.7)$$

avec  $T_{CO_2} = 298\text{K}$  et  $T_{air} = 273.15\text{K}$ .

### Banc de mesure de poussée/couple rotor en configurations isolée et coaxiale

Le banc d'essai est fourni par l'ISAE-SUPAERO et monté par R. Chanton et H. Dedieu. Il est placé dans la partie la plus large du caisson et le sillage du rotor est dirigé vers le tube afin de limiter au maximum la recirculation du fluide autour du rotor. Le montage pour la configuration rotor isolé est présenté sur la Figure 8.2.

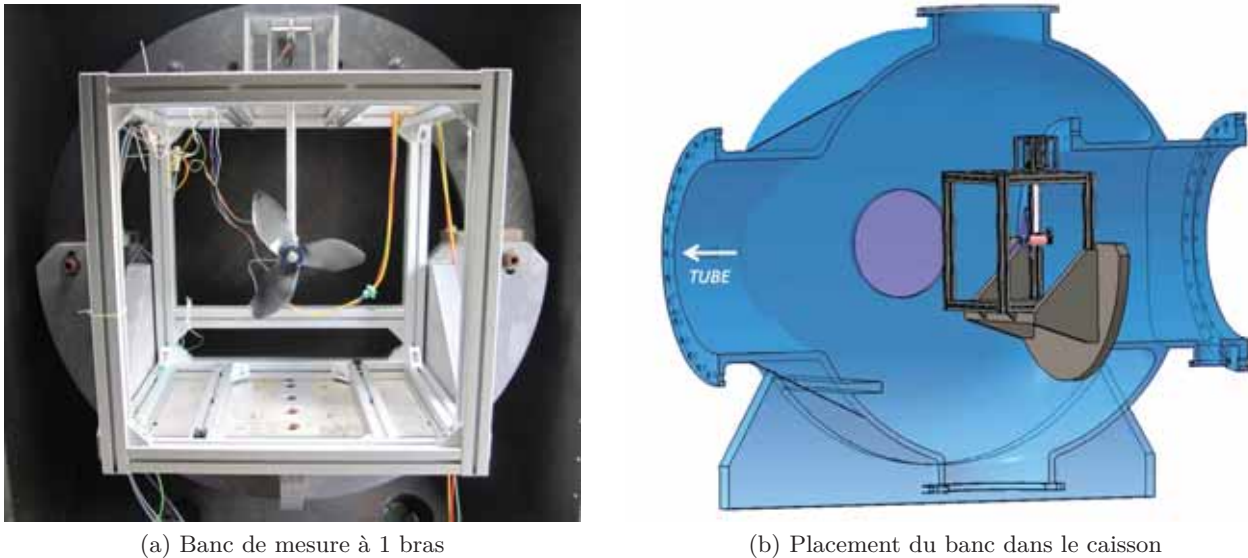
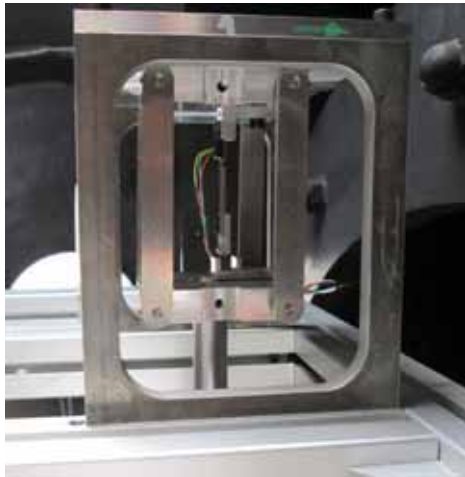


FIGURE 8.2. – Banc de mesure d'efforts en configuration isolé

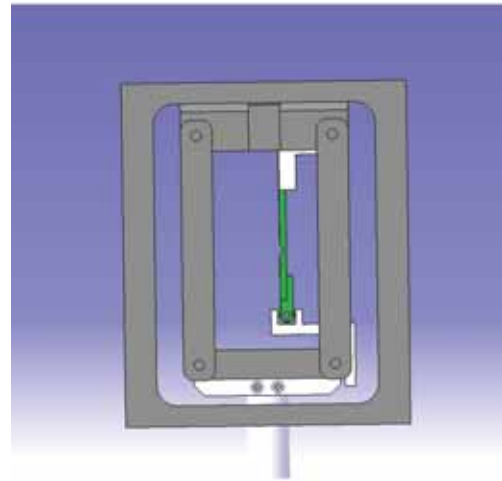
La rotation est assurée par un moteur à courant continu de marque Faulhaber (Servomoteurs C.C. sans balais Série 4490 024B) fixé au reste du montage par un axe à balancier. Le rotor est directement fixé à l'axe du moteur. Les mesures de poussée et de couple sont réalisées à l'aide de lames de flexion de la marque Strain Measurement Devices (Fig. 8.3).

La mesure de la poussée (Fig. 8.3(a-b)) est réalisée grâce à la lame dont une extrémité est fixée sur la partie mobile du balancier et l'autre sur la partie fixe du montage. Sous la poussée du rotor, le balancier se déplace et engendre une flexion de la lame qui induit une tension proportionnelle au déplacement et donc à la poussée.

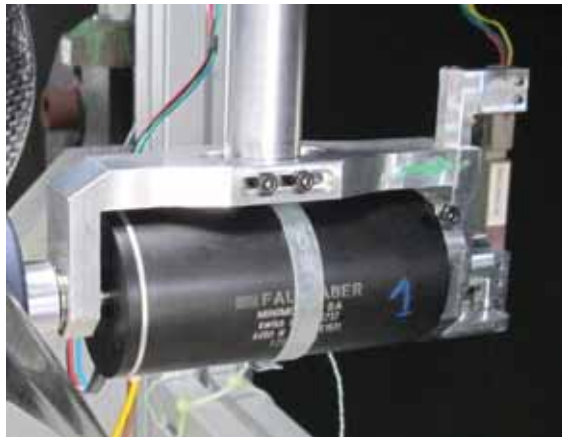
La mesure du couple est réalisée à l'aide d'une pièce métallique circulaire fixée à l'arrière du moteur (Fig. 8.3(c-d)). Elle est prolongée par un plateau à la base duquel est fixée une extrémité de la lame de flexion. L'autre extrémité est fixée sur le cadre fixe entourant le moteur. Ce cadre permet la libre rotation du moteur selon son axe par l'intermédiaire de deux roulements à billes. Ainsi, quand un couple s'exerce sur le moteur, il vient pousser la lame de flexion et induit une tension aux bornes, proportionnelle au couple. Il est important de noter que le couple mesuré est l'addition du couple aérodynamique exercé par le rotor sur le moteur et du couple mécanique interne du moteur dû à la résistance des roulements à billes et du magnétisme du moteur. Dans l'exploitation des mesures expérimentales, la résistance mécanique et le biais dû à l'installation de la lame et du rotor sont évalués et soustraits de la mesure de couple par une interpolation du zéro de la mesure (§ 8.2.2).



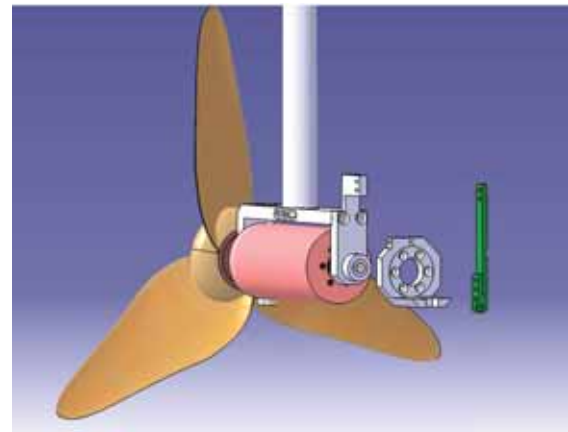
(a) Poussée : photo du système de mesure



(b) Poussée : CAO du système - lame de mesure en vert



(c) Couple : photo du système de mesure



(d) Couple : CAO éclatée du système - lame de mesure en vert

FIGURE 8.3. – Système de mesure de poussée/couple rotor

Lors de la seconde campagne d'essais, un second bras indépendant du premier permet de mesurer indépendamment les efforts de poussée et de couple de deux rotors en configuration coaxiale. Le montage coaxial est présenté sur la Figure 8.4. Le moteur et le dispositif de mesure d'efforts du second bras sont identiques à ceux du premier. Les deux rotors sont fixés en vis-à-vis pour limiter l'encombrement des moteurs et laisser de l'espace entre les rotors. La position du second bras (à gauche sur la Fig. 8.4) peut être modifiée de façon discrète par différents trous de perçage sur le cadre. Il est ainsi possible d'évaluer deux écartements des plans rotors : 9 cm et 16 cm.



FIGURE 8.4. – Configuration coaxiale du banc de mesure

### Acquisition des données

Les commandes motrices sont envoyées via le logiciel LabView qui accueille également les données en provenance de la carte d'acquisition. La synoptique du système électrique pour un rotor est présentée en Annexe D (p. 245). Les deux moteurs sont pilotés séparément et les mesures de poussée et de couple sont affichées sur l'interface pour chaque bras. Les valeurs de pression et de température sont enregistrées afin d'en déduire la masse volumique précise dans le caisson. Pour comparer les performances aérodynamiques des géométries de rotors dans des conditions atmosphériques variables, les coefficients d'efforts adimensionnés de poussée ( $C_T$ ), de couple ( $C_Q$ ) et de puissance ( $C_P$ ) sont utilisés.

$$C_T = \frac{T}{\rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot (R \cdot \Omega)^2} \quad C_P = C_Q = \frac{Q \cdot \Omega}{\rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot (R \cdot \Omega)^3} \quad (8.8)$$

### 8.1.2. Les rotors évalués expérimentalement

#### Présentation des géométries

##### Rotors optimisés par théorie des éléments de pale

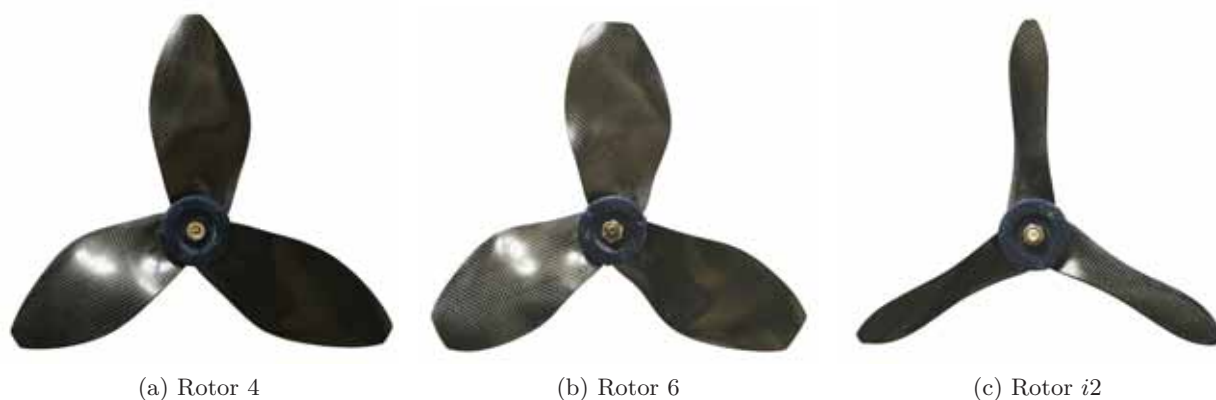
Les optimisations basées sur la théorie des éléments de pale (QPROP - BEMT) ont été réalisées afin de déterminer l'influence de la contrainte de corde et du nombre de pales sur les efforts des rotors de diamètre 30cm. Les rotors 1, 2 et 3 (présentés dans le § 7.2.1, p.145) sont fabriqués en impression 3D à résine liquide. Malheureusement, le rotor 3 a souffert d'une casse et n'a pas pu être évalué expérimentalement. Les deux rotors 1-2 évalués expérimentalement sont présentés sur la Figure 8.5. Le rotor 1 est fabriqué en impression 3D et en drapage carbone afin d'évaluer l'influence du matériau sur les efforts. Les deux rotors fabriqués avec un procédé différent seront appelés 1C1 (résine liquide) et 1C2 (drapage carbone).



FIGURE 8.5. – Rotors optimisés par théorie des éléments de pale

### Rotors optimisés par méthode de sillage libre

Les deux rotors optimisés par méthode de sillage libre (PUMA - FVM) en configuration isolée avec une contrainte de village nul à l'emplanture (rotors 4 et 6 - présentés dans le § 7.2.2, p.149) sont évalués expérimentalement pour mettre en évidence l'influence de la contrainte de poussée dans l'optimisation des rotors de diamètre 30 cm. Le rotor inférieur  $i2$  (présenté dans le § 7.2.3, p.154) est également évalué à deux espacements différents (9 et 16 cm) pour l'étude de l'interaction entre les rotors de la configuration coaxiale et de l'influence de l'espacement. Sa loi de corde est différente des autres rotors car il est optimisé pour annuler le couple résiduel du rotor 4 tout en générant la même poussée avec l'influence de son sillage. Les trois rotors sont fabriqués par 4 couches de drapage carbone (soit environ 0.8 mm d'épaisseur), l'épaisseur est donc constante et l'épaisseur relative du profil évolue en envergure. Les rotors sont présentés sur la Figure 8.6.

FIGURE 8.6. – Rotors 4, 6 et  $i2$  fabriqués en drapage carbone

### Rotors rectangulaires

L'influence de la forme du profil constituant la pale est étudiée sur un rotor avec la forme en plan et le calage constants en envergure. Le rotor bipale de 45.72 cm de diamètre et de corde 5.08 cm présenté par *Shrestha et al.* [55] est reproduit avec différentes formes de profils respectées avec

précision grâce à l'impression 3D. L'épaisseur de la pale dépend de l'épaisseur relative du profil. Les profils optimisés 4 et 5 (présentés et évalués dans le § 5.2.2, p. 99) sont évalués pour déterminer l'influence de la forme du bord de fuite sur les performance rotor : rotors 8 et 9. Le profil cambré de *Shrestha et al.* (présenté et évalué pour l'évaluation des codes stationnaires 2D dans le § 3.1.2, p. 55) et la section d'aile de libellule (présentée et évaluée dans le § 5.3.4, p. 117) de la littérature sont également évalués : rotor 7 et 10. Le rotor 7 est fabriqué par 3 couches de drapage carbone et les rotors 8-9-10 par impression 3D à résine liquide. Les rotors correspondants sont présentés sur la Figure 8.7.

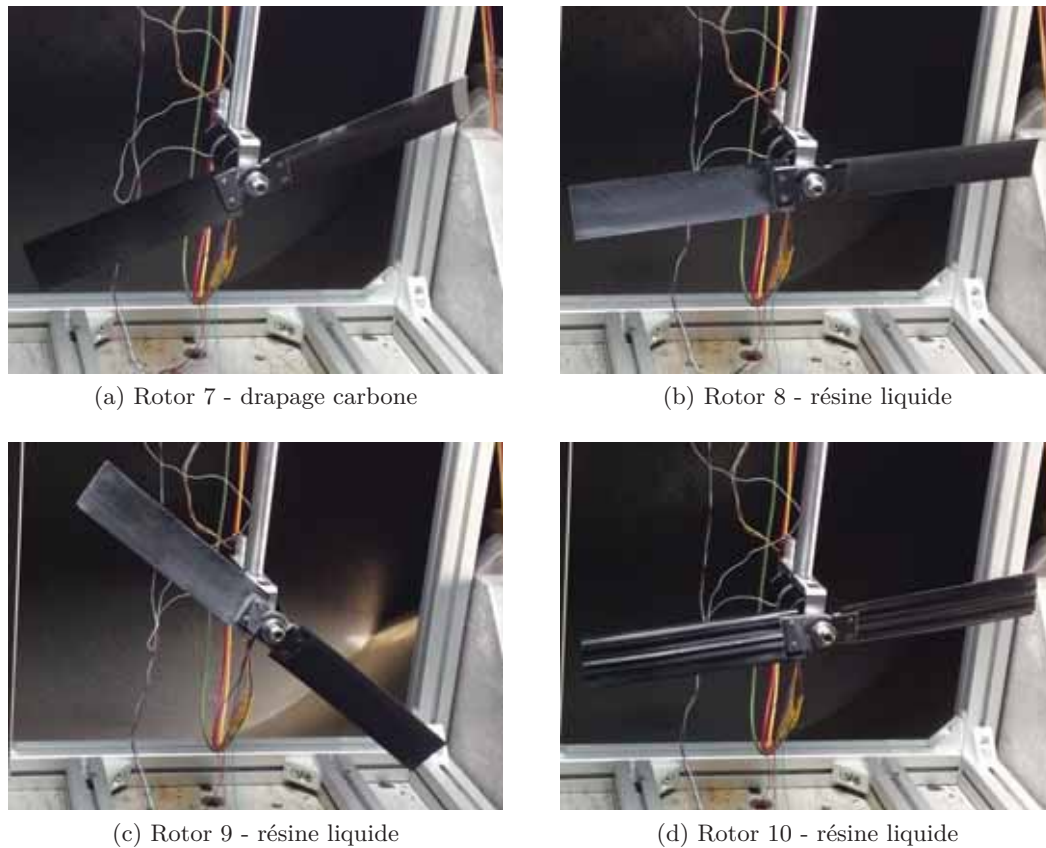


FIGURE 8.7. – Rotors rectangulaires de section différente

### Rotors du commerce

Deux rotors bipales du commerce sont évalués expérimentalement (Fig. 8.8).



FIGURE 8.8. – Rotors du commerce

Le Graupner Cam SlimProp 9x6 (9" de diamètre et 6" de pas - Fig. 8.8(a)) est fabriqué en plastique renforcé de fibre de verre, il est utilisé pour la validation du montage à pression atmosphérique. Le rotor APC (Fig. 8.8(b)) est fabriqué en nylon renforcé de fibre de verre, il est utilisé pour illustrer les performances d'un rotor terrestre classique, de diamètre proche des rotors optimisés, en conditions martiennes.

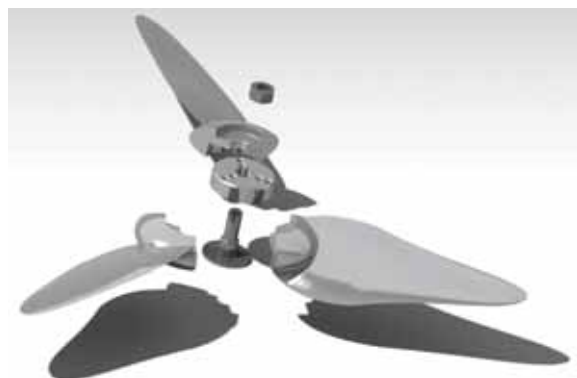
### Les procédés de fabrication

#### Impression 3D à résine liquide

L'impression 3D consiste en la polymérisation d'une résine liquide par un laser dans les longueurs d'ondes UV. La machine utilisée est la Form 2 de Formlabs. Le bac d'impression étant de dimensions 145x145x175 mm, chacune des pales doit être imprimée individuellement puis montée au moyeu. Le protocole d'impression est le suivant :

- Impression à partir d'un fichier CAO.
- Immersion de la pièce entre 10 et 20 mn dans un bac d'alcool isopropylique afin d'éliminer la résine liquide résiduelle.
- Après évaporation de l'alcool, la pièce est passée dans un four à projecteur UV pendant 2 à 3h.
- La pièce est par la suite désolidarisée de son support et poncée afin d'atteindre l'état de surface désiré.

La limite d'épaisseur constatée pour garder une impression précise et continue est de 0.5 mm. Ainsi, la loi d'épaisseur relative du profil optimisé est respectée tant que l'épaisseur est supérieure à 0.5 mm. Pour les rotors optimisés, le moyeu est une rondelle comportant des orifices pour la fixation des pales (Fig. 8.9(a)). Les pales sont équipées de deux picots d'environ 1 mm de diamètre pour retenir la pièce contre la force centrifuge. La résistance induite par les picots se révéla beaucoup trop faible pour les vitesses de rotation  $\Omega > 4000$  tr/mn. Beaucoup de casses de rotors et de lames de flexion ont été dues à cette faiblesse mécanique. Pour les rotors rectangulaires, le moyeu est indépendant des pales. Les deux pales y sont fixées à l'aide de quatre vis (Fig. 8.9(b)). L'ensemble des impressions 3D sont réalisées par S. Belliot à l'ISAE-SUPAERO.



(a) Vue éclatée du moyeu des formes optimisés



(b) Photographie du moyeu des rotors rectangulaires

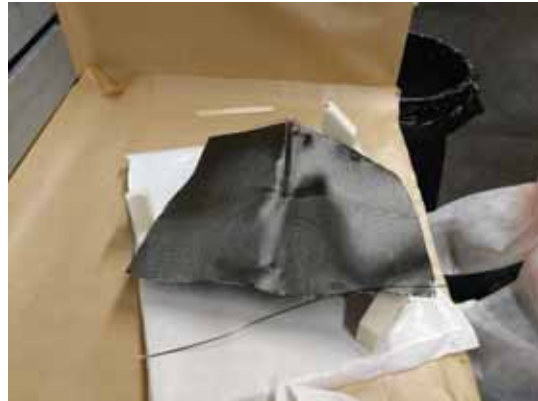
FIGURE 8.9. – Moyeux des rotors fabriqués en résine liquide

### Drapage carbone

La méthode de drapage carbone repose sur l'utilisation de moule/contre-moule pour respecter la géométrie précise du rotor. Le moule utilisé pour le rotor 7 est en mousse car la cambrure du profil est constante, la pale est rectangulaire et le calage est constant. Pour les rotors optimisés, le moule est imprimé en 3D par fil en ABS. Les moules imprimés par fil présentent des défauts de surface importants, non compatibles avec un moulage des rotors en carbone. Il est donc nécessaire de procéder au rebouchage des aspérités par un mastic, puis à un ponçage au papier de verre fin. Les étapes de fabrication sont présentées sur la Figure 8.10.



(a) Imprégnation des moules en résine époxy



(b) Mise en place d'un pli de carbone



(c) Imprégnation et découpe (opération à répéter pour chaque pli)



(d) Serrage des moules et découpe des bords après léger durcissement

FIGURE 8.10. – Étapes de fabrication des rotors en drapage carbone (réalisées par X. Foulquier, ISAE-SUPAERO)

Après le séchage complet (environ 24h au four à 40°C) et le démoulage, une étape de ponçage des rotors est effectuée. Le moyeu est indépendant du rotor, il est fabriqué par impression 3D (Fig. 8.11).

On remarque que le rotor 1 est fabriqué en drapage carbone malgré la discontinuité de vrillage à l'emplanture. La fabrication est évidemment plus difficile et le rotor moins résistant aux efforts centrifuges.

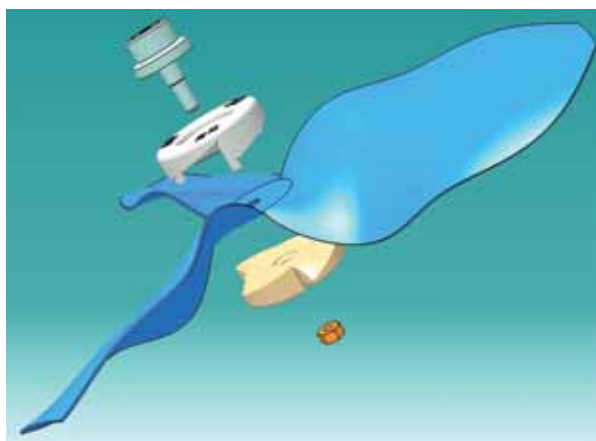


FIGURE 8.11. – Système de moyeu pour les rotors optimisés fabriqués en carbone

### Équilibrage des rotors

Les rotors sont équilibrés statiquement à l'aide d'un axe pointu maintenu entre deux aimants. Le frottement est ainsi minimisé. Les différences de masse entre les pales sont évaluées visuellement par la rotation du rotor sur l'axe. Le rotor est considéré équilibré statiquement lorsque la rotation s'arrête de façon indifférenciée sur n'importe quelle pale. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour modifier la masse d'une pale. Le ponçage permet d'alléger la pale tandis que le vernis ou le scotch métallique permettent de l'alourdir. Pour éviter de perturber la forme de l'extrados de la pale, l'ensemble des modifications de forme ont été réalisées à l'intrados.

## 8.2. Méthode de mesure et étalonnage des capteurs

Les mesures expérimentales dépendent fortement des méthodes d'étalonnage, d'acquisition et de traitement des données. Il est nécessaire de les caractériser pour évaluer une erreur réaliste sur les acquisitions.

### 8.2.1. Étalonnage des lames de mesure et incertitude de la chaîne de montage

Une lame de mesure permet de capter une certaine gamme d'efforts, la capacité de la lame doit être choisie avec soin pour pouvoir mesurer précisément les efforts sans risquer de l'endommager en dépassant sa gamme. Les mesures sont considérées valides si l'effort représente au moins 5% de la gamme de la lame. Il est nécessaire de surdimensionner la gamme de la lame car les changements de vitesse de rotation et les vibrations à forte vitesse induisent un écart-type important dans les mesures. L'étalonnage des lames de mesures étant statique, il ne prend pas en compte l'effet des vibrations dans la mesure des efforts. Pour l'étalonnage de la poussée, une poulie est installée dans l'axe du moteur. Un fil, fixé à l'axe de l'arbre du moteur, passe par la poulie jusqu'à un plateau sur lequel sont placés les poids. Pour l'étalonnage du couple mécanique, un axe est fixé au niveau de l'arbre du moteur et le plateau est accroché sur cet axe à 10 cm de l'axe du moteur, ce qui permet d'appliquer un couple pur. Le roulement à l'arrière du moteur est bloqué pour éviter

la rotation de l'axe du moteur. Les poids utilisés sont de la marque Kern & Sohn, leur précision est de classe F1 (erreur inférieure à 1 mg).

Pour chaque étalonnage, une montée en masse est effectuée suivi d'une descente. Une régression linéaire est réalisée sur les points mesurés en volts (V) et la pente par rapport à l'effort en Newton ou Newton.mètre (N ou N.m) permet d'évaluer le coefficient d'étalonnage. Les deux séries de mesures (montée et descente) sont moyennées et l'écart à la valeur théorique apporte une erreur relative pour chacune des masses. L'erreur d'étalonnage pour une masse est calculée comme la moyenne quadratique de l'erreur relative et de l'erreur induite du poids. L'incertitude de la chaîne de montage considérée pour une lame de mesure est l'erreur maximale entre les différentes masses. Le tableau 8.2 présente un exemple de cas d'étalonnage pour une lame de poussée de capacité 10N.

Charge (g)	Charge (N)	Mesure (V)	Mesure par reg. lin. (N)	Erreur relative (%)
0	0	-0.0015	0.001814	/
10	0.0981	0.12	0.097872	0.23
20	0.1962	0.2405	0.19314	1.6
30	0.2943	0.358	0.28603	2.9
50	0.4905	0.6195	0.49278	0.46
70	0.6867	0.8655	0.68726	0.08
80	0.7848	0.984	0.781	0.49
100	0.981	1.2355	0.9798	0.12
150	1.4715	1.862	1.4751	0.24
200	1.962	2.495	1.97555	0.68
300	2.943	3.7205	2.9444	0.05
500	4.905	6.184	4.892	0.26

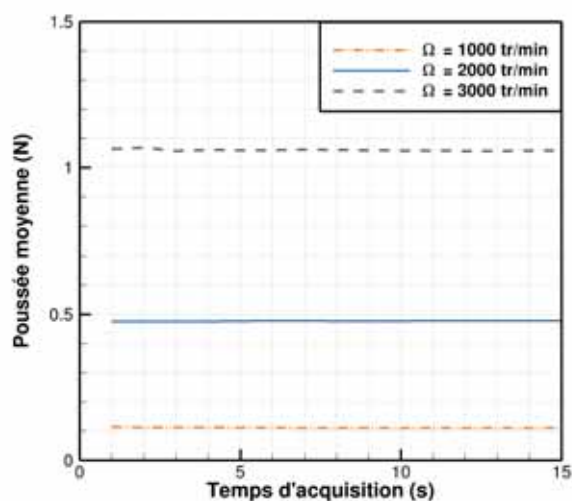
TABLE 8.2. – Exemple d'erreur moyenne entre la montée et la descente en charges du cas d'étalonnage

Dans ce cas, l'incertitude de la chaîne de montage est estimée à 2.9%. La méthode d'évaluation de l'erreur de la chaîne de montage maximise l'erreur sur l'ensemble de la gamme de mesure et assure ainsi la validité de l'intervalle de confiance.

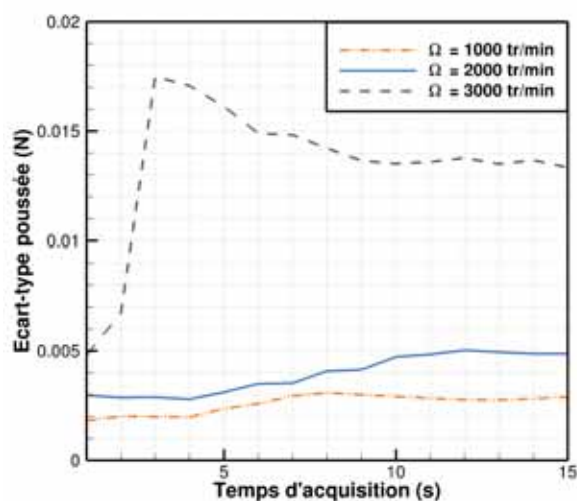
### 8.2.2. Méthode d'acquisition et erreur de mesure

#### Temps d'acquisition des données

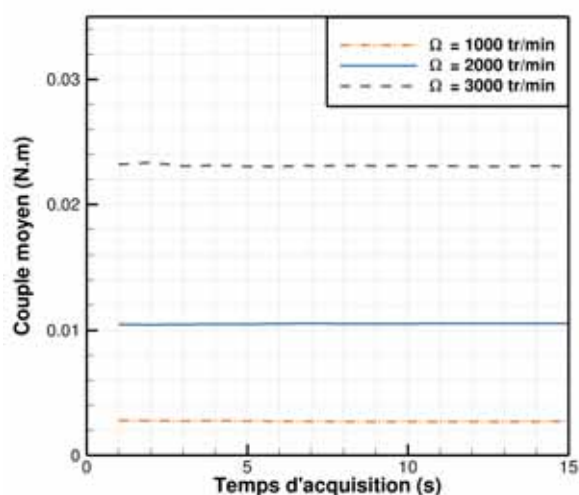
Le montage expérimental, le moteur et la rotation du rotor génèrent de fortes vibrations qui induisent du bruit dans les acquisitions. La convergence en temps d'acquisition, présentée sur la Figure 8.12, est réalisée avec le rotor du commerce Graupner Cam SlimProp 9x6 à la pression atmosphérique.



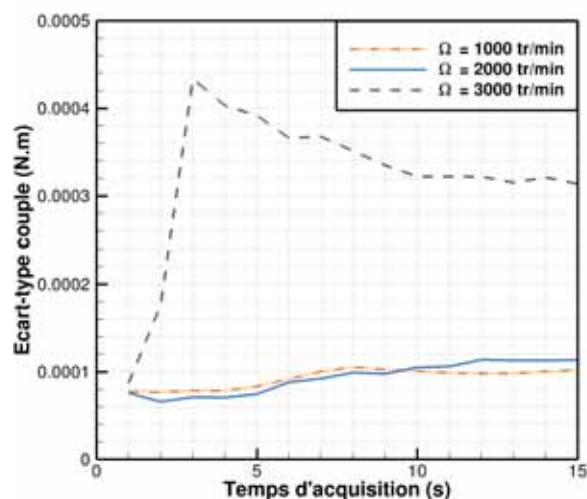
(a) Poussée : convergence en moyenne



(b) Poussée : convergence en écart-type



(c) Couple : convergence en moyenne



(d) Couple : convergence en écart-type

FIGURE 8.12. – Convergence statistique en temps d'acquisition sur les grandeurs mesurées

Pour s'affranchir des vibrations induites au changement de vitesse de rotation du rotor, les mesures sont réalisées après une attente d'une période du temps d'acquisition (10 secondes). La valeur moyenne de poussée et de couple est convergée après 3 secondes d'acquisition tandis que l'écart-type est convergé après 10 secondes. La moyenne statistique est donc atteinte après 10 secondes d'acquisition. L'écart-type étant convergé, il n'est pas pris en compte dans l'estimation de l'erreur de mesure. Néanmoins il est systématiquement calculé et disponible dans la base de données.

### Les fréquences caractéristiques rencontrées dans les mesures

Un exemple d'acquisition de poussée sur le rotor 1C2 en air à basse pression (2000 Pa) est présenté sur la Figure 8.13 pour quatre consignes de vitesse de rotation.

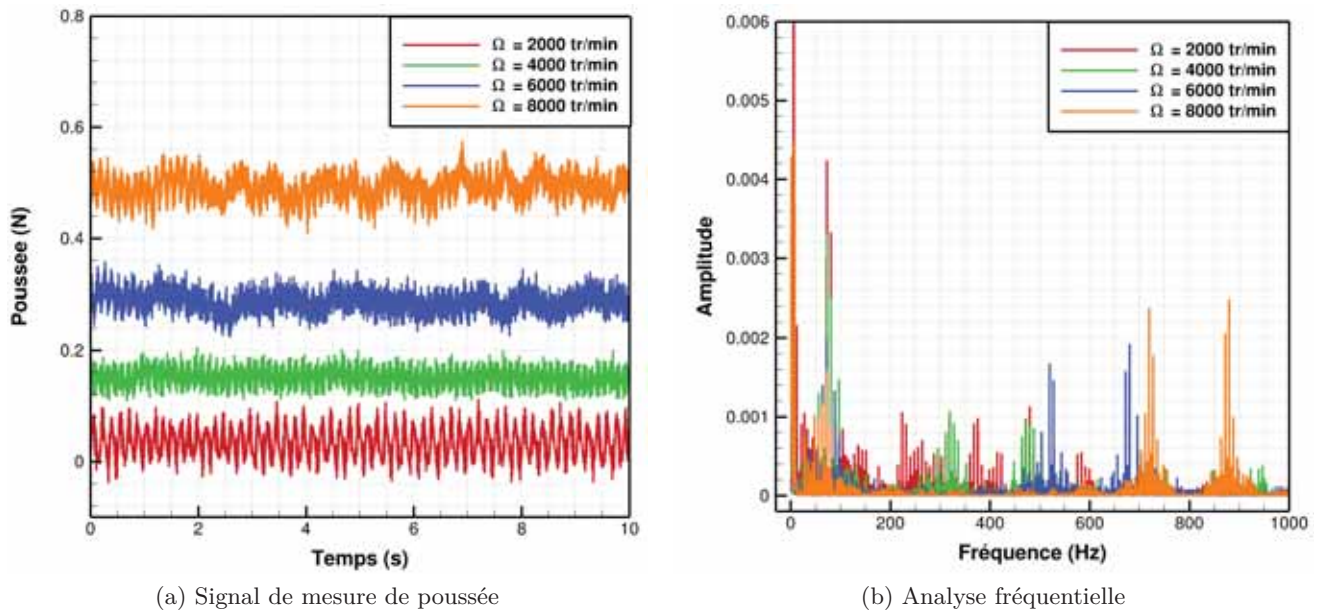


FIGURE 8.13. – Analyse des fréquences caractéristiques en fonction de la vitesse de rotation du rotor 1C2

La mesure de poussée instantanée (Fig. 8.13(a)) met en évidence la différence d'intensité dans les vibrations en fonction de la vitesse de rotation du rotor. L'analyse fréquentielle des signaux entre 0 et 1000 Hz (Fig. 8.13(b)) montre plusieurs fréquences caractéristiques. Les plus faibles ont une d'amplitude importante et sont indépendantes de la vitesse de rotation : autour de 6 à 8 Hz et autour de 70 Hz. Elles sont probablement liées aux vibrations mécaniques du montage. À plus haute fréquence, des phénomènes liés à la vitesse de rotation sont liés au couplage entre phénomènes aérodynamiques, fonctionnement du moteur et résonance du montage.

#### Traitement des mesures et erreur de répétabilité

L'erreur de répétabilité permet d'évaluer l'erreur de mesure due aux vibrations et à l'hystérésis des phénomènes aérodynamiques. Elle est évaluée à partir des points de mesures en montée et en descente de différentes vitesses de rotation. En général, sauf casse ou risque de casse, deux montées et deux descentes sont réalisées pour un même rotor. La Figure 8.14 présente un exemple d'acquisition de mesures de poussée et de couple sur le rotor 1C2 en air (2000 Pa) avec des lames de poussée et de couple de capacité 10 N. Les barres d'erreur représentent les écarts-types sur le temps d'acquisition de 10 secondes.

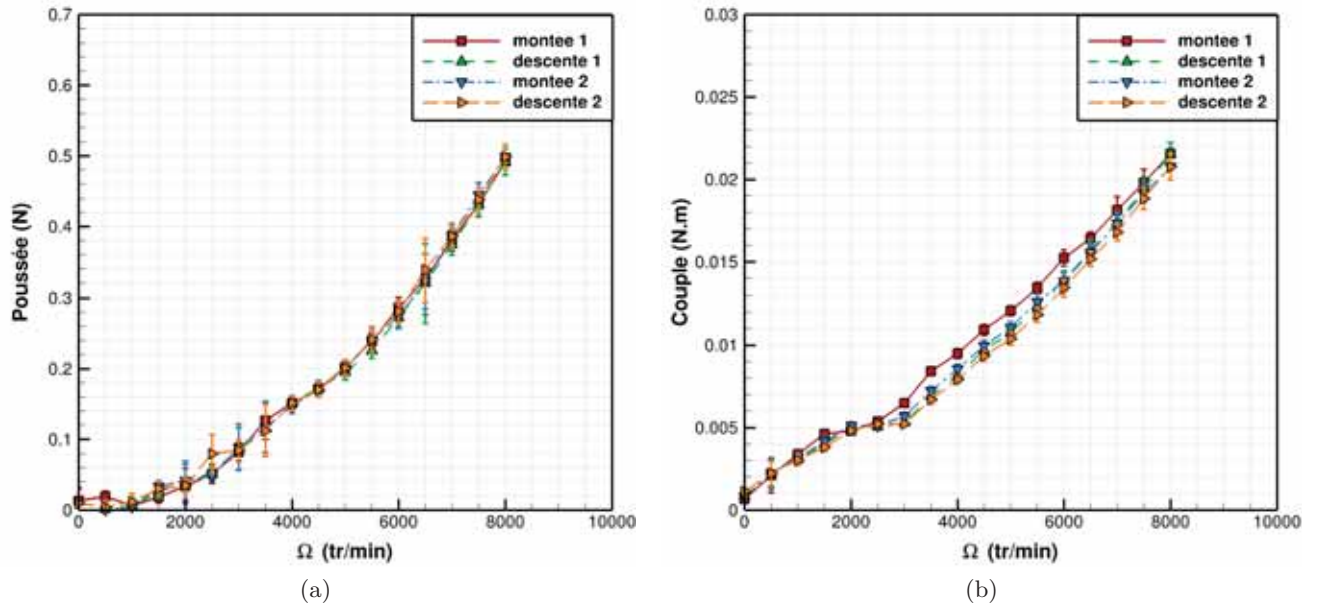


FIGURE 8.14. – Mesures brutes de poussée (a) et de couple (b) en fonction de la vitesse de rotation du rotor 1C2

Les points de mesures montrent un écart assez important, notamment à basse vitesse où les efforts sont les plus faibles. Dans un premier temps, les mesures de chacune des vitesses de rotation sont moyennées. Ainsi, l'écart-type associé à la dispersion des mesures sur les montées-descentes est calculé. L'erreur de répétabilité à chaque vitesse de rotation est considérée comme la valeur maximale de la dispersion des mesures.

Les efforts moyens n'étant pas nuls à l'origine (pour la vitesse de rotation nulle), il est nécessaire de recalibrer les mesures. Pour la poussée, la valeur à l'origine est soustraite aux mesures. Sur la courbe de couple, une rupture de pente est constatée à faible vitesse de rotation. Ce phénomène non négligeable est associé à la résistance interne du moteur (frottements et couple électromagnétique). La méthode d'évaluation de la résistance interne est présentée sur la Figure 8.15.

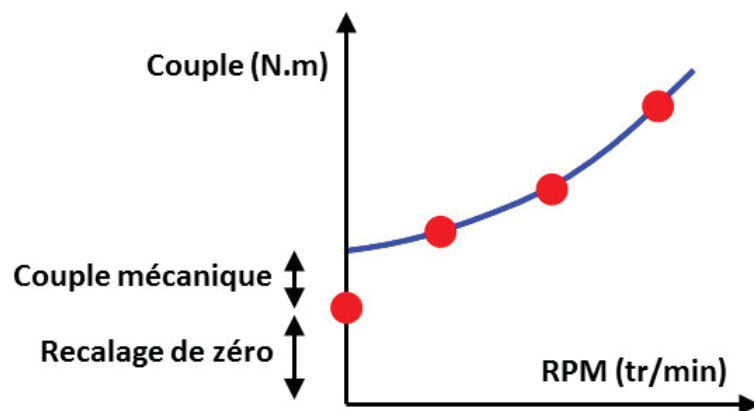


FIGURE 8.15. – Calcul du couple mécanique résistant

Les mesures moyennes (points rouges) sont interpolées par une parabole (courbe bleue) pour déterminer la valeur de couple à l'origine. Elle est ensuite soustraite aux mesures, comme pour la

mesure de poussée. La parabole est utilisée car le couple évolue théoriquement comme le carré de la vitesse de rotation. L'écart entre cette valeur et le zéro mesuré est le couple résistant résiduel. Pour les différentes séries de mesure des campagnes 1 et 2, il est toujours de l'ordre de 0.001 N.m.

### Erreur totale des mesures

L'erreur totale de mesure est obtenue en faisant la moyenne quadratique de l'erreur de répétabilité et de l'erreur de la chaîne de montage. Pour l'exemple d'acquisition de mesures présenté sur la Figure 8.14, les erreurs de chaîne de montage sont de 2.9% pour la poussée et 0.5% pour le couple. Ainsi, les mesures traitées de poussée et de couple sont présentées sur la Figure 8.16. Dans ce cas, les barres d'erreur représentent l'erreur totale de mesure estimée pour chaque vitesse de rotation.

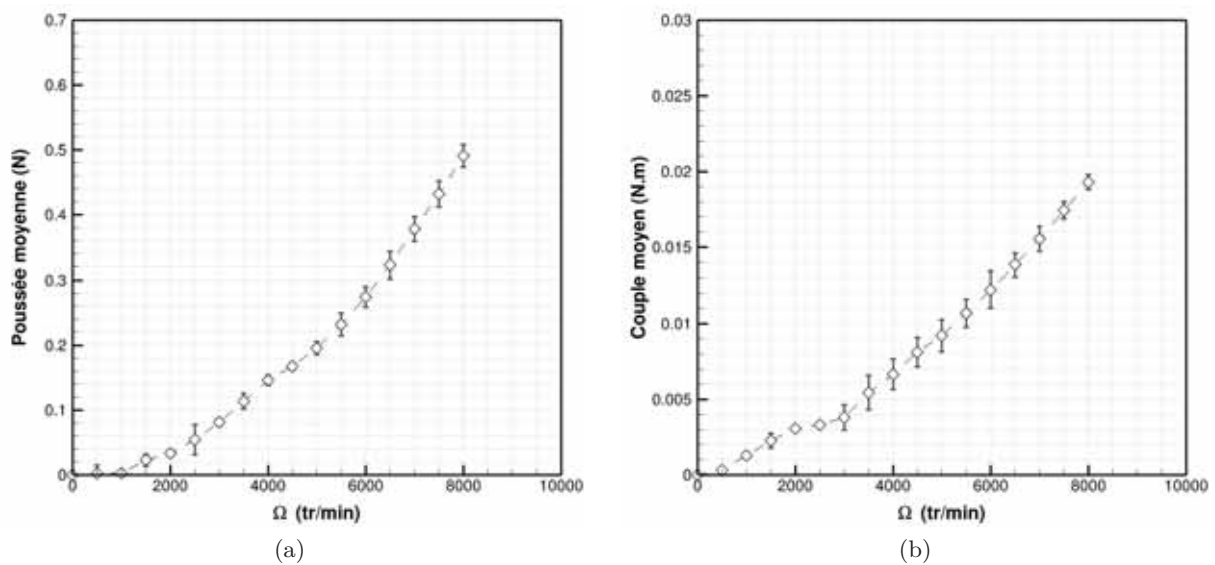


FIGURE 8.16. – Mesures traitées et moyennées en fonction de la vitesse de rotation du rotor 1C2

Les erreurs sur les coefficients  $C_T$  et  $C_P$  sont calculées de la même façon. Dans le cas des indices de performances  $T/P$  et  $C_T/C_P$ , l'erreur est calculée comme étant la somme quadratique des erreurs totales sur les deux grandeurs à chaque vitesse de rotation.

On remarque que les efforts de couple à faible vitesse de rotation sont perturbés.

### 8.3. Évaluation du matériel expérimental

La capacité des lames de mesure expérimentales, le procédé de fabrication des rotors et l'usinage des pièces du banc de mesure influent sur la précision d'estimation des efforts. Ainsi, les mesures issues des deux campagnes sont comparées avec des données de la littérature. Les différents effets induisant des biais de mesure sont évalués et les efforts expérimentaux sont comparés à des données de la littérature à la pression atmosphérique et à basse pression. Les mesures à  $\Omega < 1000$  tr/min n'étant pas concordantes avec les vitesses supérieures à basse pression, elles ne sont pas présentées.

### 8.3.1. Validation du banc de mesure des deux campagnes expérimentales

#### Pression atmosphérique - Rotor du commerce

Dans un objectif de validation du montage à la pression atmosphérique, le rotor Graupner Cam SlimProp 9x6 est évalué. Il est issu du commerce, le procédé de fabrication est donc identique pour l'ensemble des évaluations. Il a été choisi car il génère des efforts à la pression atmosphérique dans la gamme de mesure attendue pour les rotors à basse pression (poussée  $< 2$  N et couple  $< 0.05$  N.m). Les mesures de la première (C1) et de la seconde campagne (C2 - sur les deux bras de mesure) sont comparées aux données issues de la base de données de rotors de l'UIUC (University of Illinois Urban-Champaign, USA) et obtenues à l'ISAE-SUPAERO (R. Serre) sur un autre banc de mesure. Les efforts mesurés sont présentés sur la Figure 8.17. La capacité des lames utilisées pour chaque mesure est précisée.

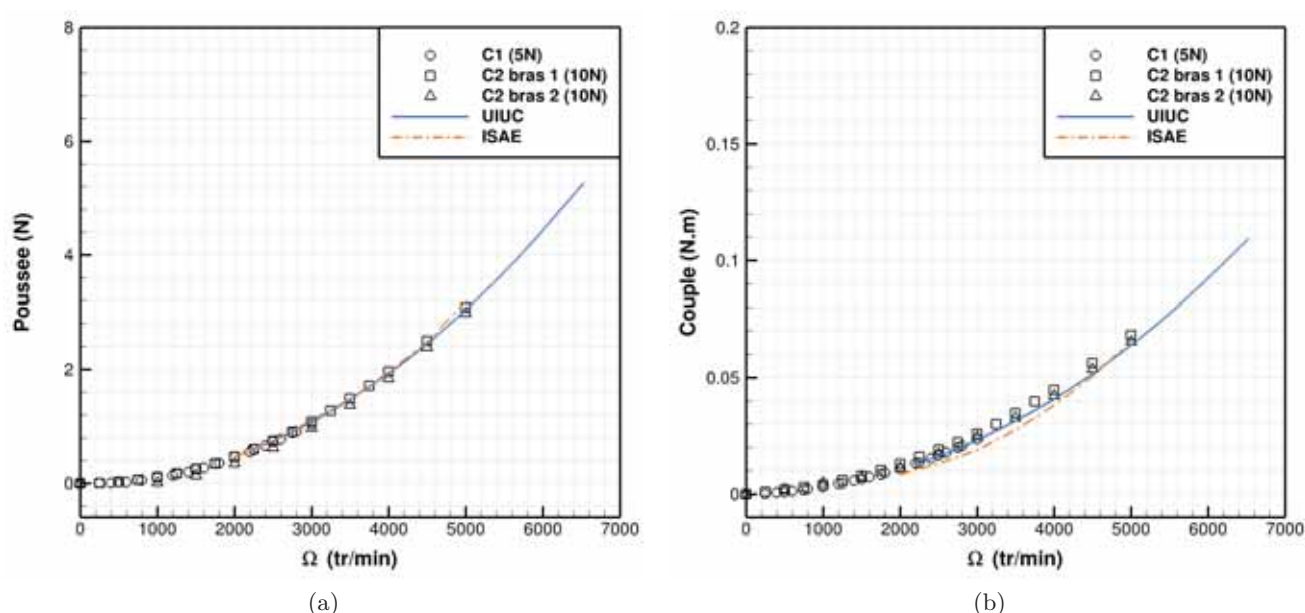


FIGURE 8.17. – Mesures traitées et moyennées de poussée (a) et de couple (b) en fonction de la vitesse de rotation du rotor 1C2

Globalement, l'ensemble des mesures suivent une évolution similaire, ce qui permet de valider le montage expérimental à la pression atmosphérique pour les deux campagnes expérimentales. La poussée sur le bras 2 de la campagne 2 est légèrement sous-estimée par rapport aux autres mesures. Les efforts du bras 1 et de la campagne 1 sont proches des données UIUC et ISAE. Pour le couple, les mesures de la seconde campagne sont légèrement surestimées par rapport aux données UIUC et aux mesures de la première campagne. Les mesures ISAE sont plus faibles que des autres.

#### Basse pression - Rotor de la littérature

Le montage expérimental ayant été validé à la pression atmosphérique, il est également nécessaire de comparer les efforts mesurés à basse pression avec une expérience de la littérature. Le rotor de l'expérience de *Shrestha et al.* [55] est fabriqué en respectant la géométrie et le procédé (drapage

carbone). Deux calages différents sont évalués sur le rotor 7 :

- 19° : calage optimisé pour maximiser le rapport poussée-puissance ( $T/P$  - Power Loading) par la théorie des éléments de pale basée sur des polaires 2D instationnaires.
- 30° : calage optimisé expérimentalement par *Shrestha et al.* pour maximiser le chiffre de mérite (FM).

La seule différence entre les rotors de cette étude et de l'expérience de *Shrestha et al.* est la fabrication du moyeu. La précision de sa forme peut influencer sur le calage réel de la pale. La Figure 8.18 présente l'évolution des efforts adimensionnés et des indices de performance en fonction de la vitesse de rotation pour les deux calages de 19° et 30°. Le calage 19° n'ayant pas été évalué par *Shrestha et al.*, les efforts sont interpolés linéairement entre les calages 18° et 24°. La capacité des lames de mesure est précisée.

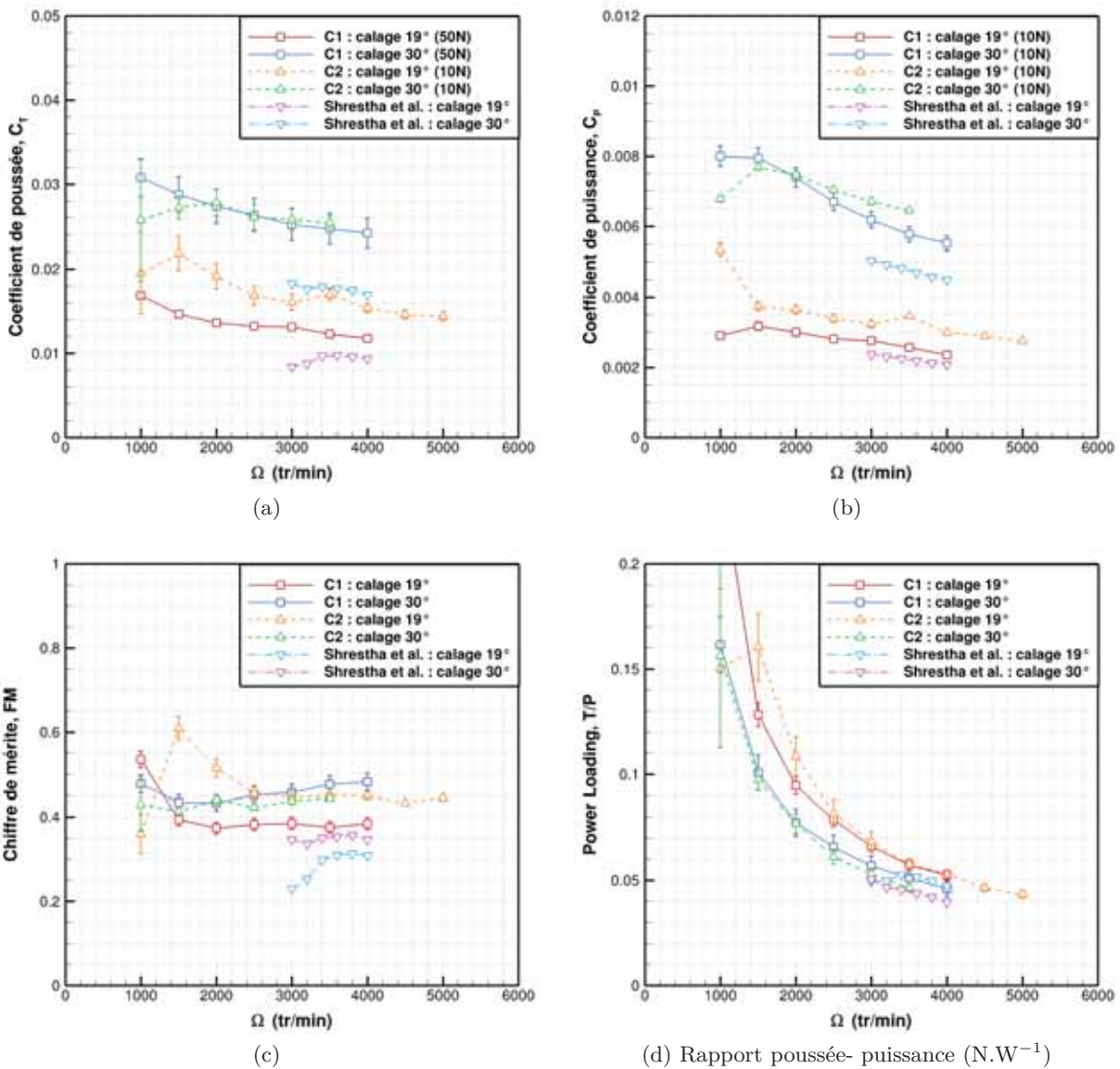


FIGURE 8.18. – Évaluation des efforts expérimentaux sur le rotor de l'expérience de *Shrestha et al.* en basse pression (air -  $P= 2000$  Pa)

**En comparaison avec l'expérience** de *Shrestha et al.*, les efforts mesurés sont en moyenne supérieurs d'environ 35% pour le  $C_T$  et 28% pour le  $C_P$  (Fig. 8.18(a-b)). La différence d'efforts peut s'expliquer par plusieurs hypothèses :

- *Le nombre de Reynolds* des deux expériences n'est pas identique. En faisant l'hypothèse que l'expérience de *Shrestha et al.* a été réalisée à une température de 20°C, le rapport entre les nombres de Reynolds est le suivant :  $Re_{Shrestha et al.} \sim 0.7Re_{C1/C2}$ .  
D'après l'évaluation 2D de l'influence du nombre de Reynolds sur les efforts aérodynamiques (§ 5.3.1, p. 105), augmenter le nombre de Reynolds de ce biais dans la gamme évaluée augmente d'environ 5% la portance et diminue de 10% la traînée.
- L'expérience de *Shrestha et al.* a eu lieu dans une enceinte de 0.6 m<sup>3</sup>, *le confinement* est plus important que dans l'expérience présente. En revanche, il est difficile de quantifier cet effet car beaucoup de phénomènes se chevauchent et leur influence est méconnue à basse pression. Les différents phénomènes sont :
  - L'effet de sol, à l'origine d'une augmentation des efforts.
  - L'effet de recirculation dans l'enceinte dépressurisée qui augmente les vitesses induites et ainsi diminue l'incidence effective de la pale par rapport à l'écoulement incident. Cet effet a tendance à diminuer les efforts.
  - L'interaction entre les vortex de bout de pale et l'air recirculant dans l'enceinte fermée. Cet effet paraît difficile à évaluer sans une simulation Navier-Stokes 3D de l'enceinte.
- *Le montage et la gestion des données expérimentales* diffèrent. *Shrestha et al.* ont utilisé un moteur de modélisme, qui possède a priori un couple mécanique interne plus important que le moteur utilisé ici. De plus, il n'est pas précisé si cette grandeur a été soustraite à la mesure du couple. Ce biais devrait être identique pour les deux calages de rotors.

Les indices de performance suivent globalement la même évolution en fonction du calage du rotor. L'incidence 19° maximise le rapport poussée-puissance (power loading) et l'incidence 30° maximise le chiffre de mérite, à l'exception des mesures de C2. Cette comparaison met en évidence l'importance de l'indice de performances dans une optimisation, qui modifie complètement la géométrie la plus performante. L'analyse Navier-Stokes du comportement de l'écoulement sur le rotor rectangulaire (§ 6.2.1, p. 129) met en évidence les différents régimes d'écoulements rencontrés. Au calage 19°, l'écoulement est attaché sur toute la pale. C'est ce comportement qui permet de maximiser le rapport poussée-puissance. Au calage 30°, l'écoulement est décollé sur la seconde moitié de la pale. Le décollement permet un gain de poussée compensé par l'augmentation de la traînée. On remarque que des informations sont omises dans l'article de *Shrestha et al.* car il est indiqué que le calage 30° maximise le  $C_T/C_P$  mais les calages inférieurs à 26° ne sont pas présentés.

**Entre les deux campagnes expérimentales** (C1 et C2), les mesures sont globalement plus faibles lors de la première campagne. Au calage 19°, les mesures de poussée et de couple sont plus faibles d'environ 20%. Au calage 30°, les mesures de poussée sont proches et le couple est plus important d'environ 10% pour la campagne 2. La capacité des capteurs de poussée n'étant pas la même, les efforts générés au calage 19° sont dans la gamme efficace (5% de la charge maximale) du capteur 10N à  $\Omega_{19^\circ/10N} > 2500$  tr/min alors qu'au calage 30°,  $\Omega_{30^\circ/10N} > 1500$  tr/min. Aucune

des mesures n'est dans la gamme efficace de la lame de poussée 50N (C1) mais les mesures restent concordantes avec celles de la campagne 2 en termes de rapport poussée-puissance.

Il est difficile d'estimer si les différences d'efforts proviennent de la capacité des lames, du procédé de fabrication du moyeu ou de l'usinage du montage expérimental. Ainsi, l'ordre de grandeur du biais induit par les différents effets est évalué.

### 8.3.2. Influence du procédé de fabrication sur les efforts expérimentaux

Entre les deux campagnes expérimentales, le procédé de fabrication des rotors a évolué de l'impression 3D à résine liquide au drapage carbone. La différence principale entre les deux méthodes est la possibilité de l'impression 3D de respecter une forme complexe de profil. L'ensemble des rotors fabriqués en drapage carbone possèdent une épaisseur constante sur l'envergure. Cependant, l'influence de la géométrie précise du profil influence peu les efforts aérodynamiques tant que la ligne de cambrure est proche d'une plaque cambrée (ce résultat est démontré expérimentalement dans le § 8.5.1).

En revanche, les propriétés mécaniques du matériau utilisé pour la fabrication influent beaucoup sur la forme effective du rotor *en rotation*. Les efforts aérodynamiques étant proportionnels à la masse volumique, ils sont faibles mais l'instationnarité de l'écoulement est importante et la force centrifuge est de l'ordre de 75 kg pour une rotation à  $\Omega = 8000$  tr/min.

Pour quantifier ce phénomène, les mesures des rotors rectangulaires fabriqués avec les deux procédés de fabrication sont comparées à basse pression. Les rotors 7 et 8 possèdent des lignes de cambrure très proches et sont évalués lors de la première campagne avec les mêmes lames de mesure. La Figure 8.19 présente la comparaison des mesures de poussée et de couple.

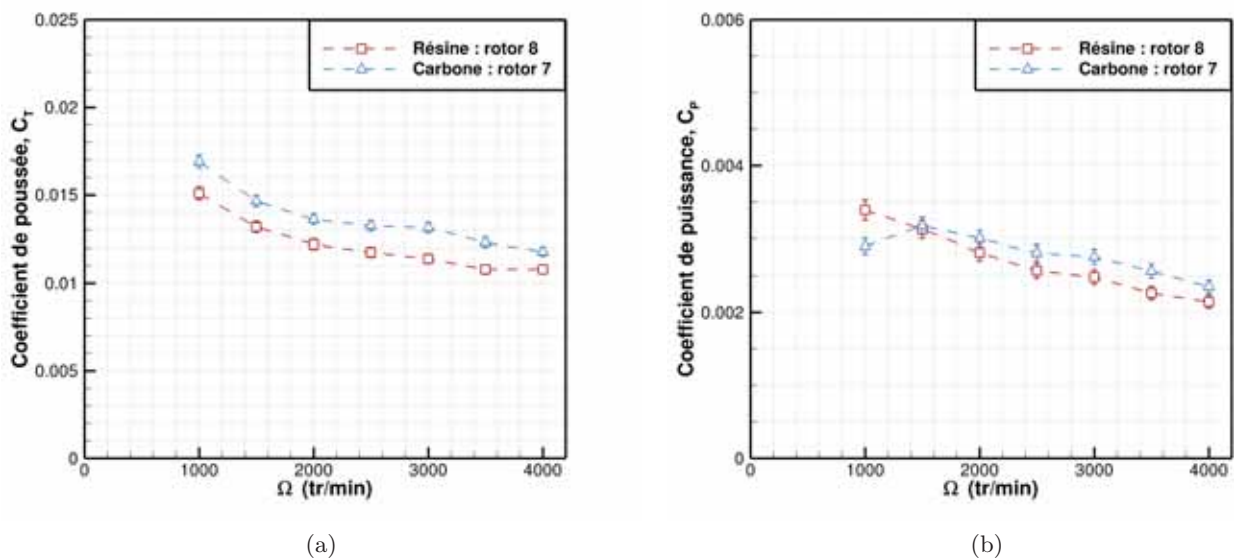


FIGURE 8.19. – Influence du procédé de fabrication sur les efforts adimensionnés de poussée (a) et de couple (b)

Les efforts mesurés sur les rotors fabriqués en drapage carbone sont plus importants d'environ 10%. La résine de l'impression 3D étant moins rigide que le carbone, le dévissage de la pale en rotation n'est pas le même en fonction du matériau. Ce phénomène est évalué numériquement par la théorie des éléments de pale afin d'estimer son influence sur les efforts. Un dévissage linéaire est appliqué au rotor 8 en partant du moyeu pour atteindre la valeur maximale en bout de pale.

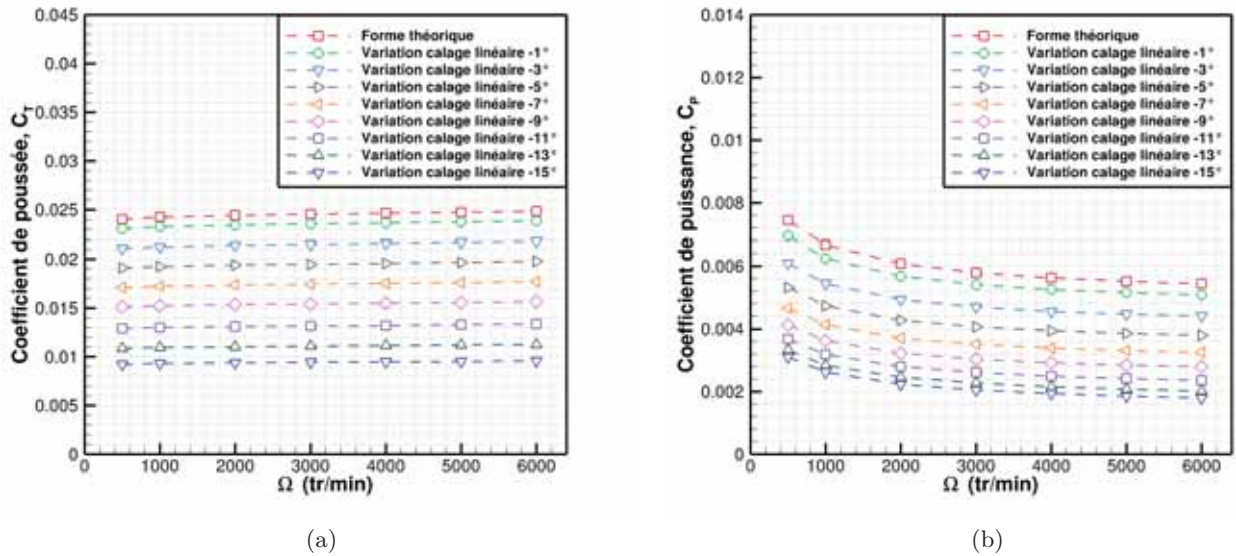


FIGURE 8.20. – Estimation par BEMT de l'effet du dévissage sur les efforts du rotor 8

La Figure 8.20 montre que le dévissage des pales diminue les efforts aérodynamiques. L'hypothèse du dévissage ne peut donc s'appliquer que dans le cas où l'ensemble des efforts adimensionnés est plus faible que la théorie. Cependant, il est difficile de tirer des conclusions à partir des efforts car la forme de la ligne de cambrure et le calage induit par le moyeu peuvent également varier avec la rotation.

### 8.3.3. Évaluation des lames de mesure à basse pression

#### Influence de la pression sur la mesure d'effort

L'influence de la pression sur le comportement des lames de mesure est méconnue. La jauge à l'intérieur du système étant collée, le gaz emprisonné dans la colle doit avoir une influence sur le comportement de la mesure. Pour évaluer cet effet, une lame de mesure de capacité 10N est mise en contrainte par une charge dans un plus petit caisson dépressurisé de l'ISAE-SUPAERO. Les mesures ont été réalisées avec l'aide de R.Chanton et F.Bontemps. Le protocole est le suivant :

- Ouverture du caisson et mise en contrainte de la lame par une charge  $C = \{20, 50, 80, 100, 150\}$  (en grammes).
- Descente en pression jusqu'à 50 Pa en réalisant des mesures à  $P_{mes} = \{10, 20, 100\}$  (en hPa).
- Montée en pression avec des mesures à  $P_{mes}$ .

Les pressions stratégiques dans cette étude sont la descente à 20 hPa (mesures en air) et la

remontée à 10 hPa après le vide quasi-complet du caisson (mesures en CO<sub>2</sub>). La pente d'étalonnage est comparée en fonction de la pression sur la Figure 8.21.

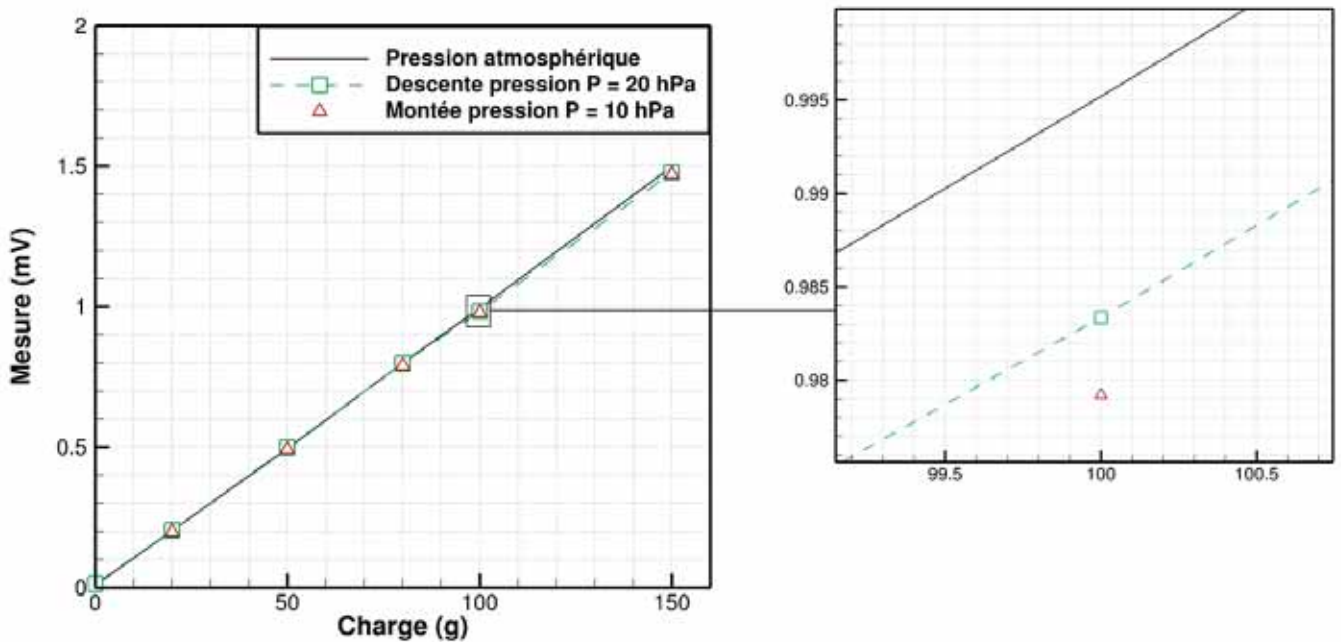


FIGURE 8.21. – Influence de la pression sur la pente d'étalonnage

La diminution de la pression a bien une influence sur la courbe d'étalonnage : elle diminue la pente de la courbe. Ainsi, les lames étalonnées à la pression atmosphérique sous-estiment les efforts. Cependant, cet effet est faible (< 2% pour les essais en air) et dépend de la charge appliquée à la lame.

La remontée en pression n'a pas l'effet inverse de la descente, elle tend également à diminuer la charge mesurée. Ainsi, la sous-estimation des mesures est accentuée en CO<sub>2</sub>. La différence entre la descente et la montée est inférieure à 0.5%.

Cette erreur dépend probablement du modèle de lame et de la quantité de colle appliquée pour fixer la jauge. Elle n'est donc pas prise en compte dans les mesures.

### Vérification de la gamme de validité des lames

La gamme de validité des lames de mesure est souvent estimée à 5% de la charge maximale. Cette gamme est évaluée à basse pression par deux lames de couples de capacités différentes : 10N et 50N. La Figure 8.22 présente les efforts mesurés sur le rotor 7 aux calages 19° et 30°.

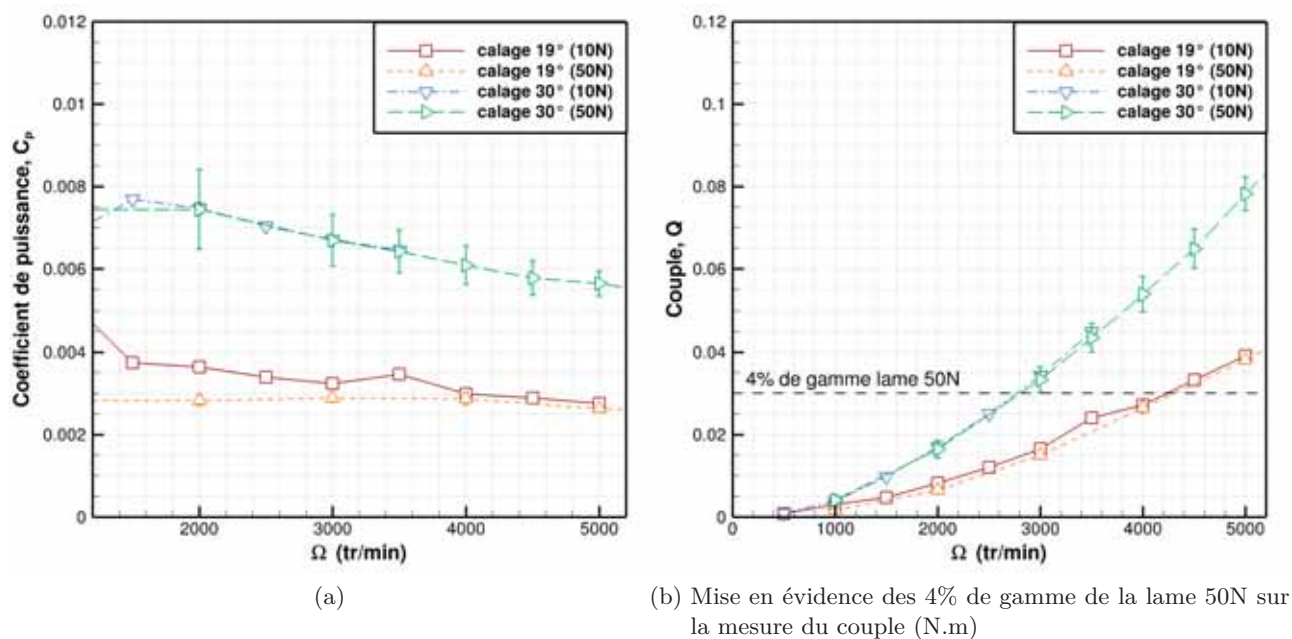


FIGURE 8.22. – Estimation de la gamme de validité des lames à basse pression

Au calage 19°, les  $C_P$  mesurés par les deux lames convergent à  $\Omega = 4000$  tr/min. La valeur de couple correspond à environ 4% de la capacité de la lame de mesure de 50N. Au calage 30°, les  $C_P$  mesurés avec la lame de 50N semblent cohérents dès  $\Omega = 2000$  tr/min. L'estimation de la gamme de validité correspondante est d'environ 3%.

Ainsi, la gamme de validité des mesures pouvant être inférieure à 5% de la capacité maximale, les mesures concordantes par rapport à la gamme de validité sont conservées pour les comparaisons de mesures. On remarque que la gamme d'efforts ne correspond pas à la capacité initiale de la lame. Une série de bras de levier diminuent la gamme de mesure de la lame.

## Conclusion intermédiaire

Le matériel expérimental a été présenté et évalué en conditions atmosphériques martiennes. L'influence du dévissage, de la basse pression et de la forte capacité des lames de mesure ont été évalués sur les efforts aérodynamiques mesurés. Le montage expérimental et la méthode d'acquisition sont donc validés pour des mesures à basse pression.

Les mesures peuvent maintenant être réalisées pour évaluer l'effet des conditions d'écoulement et de la géométrie du système propulsif sur les performances aérodynamiques. Les performances des différents rotors sont par la suite extrapolées en conditions martiennes et comparées.

## 8.4. Influence des conditions de l'écoulement

### 8.4.1. Influence du nombre de Reynolds

L'effet de la pression est évalué sur le rotor 4 en air à quatre valeurs différentes : 22 hPa/100 hPa/500 hPa/1000 hPa. Elles correspondent approximativement à la pression rencontrée par un drone terrestre volant respectivement à 30 km/15 km/5 km/0 km d'altitude. Les vitesses de rotation sont limitées pour éviter de dépasser la capacité des lames de mesure, les mesures sont présentées sur la Figure 8.23.

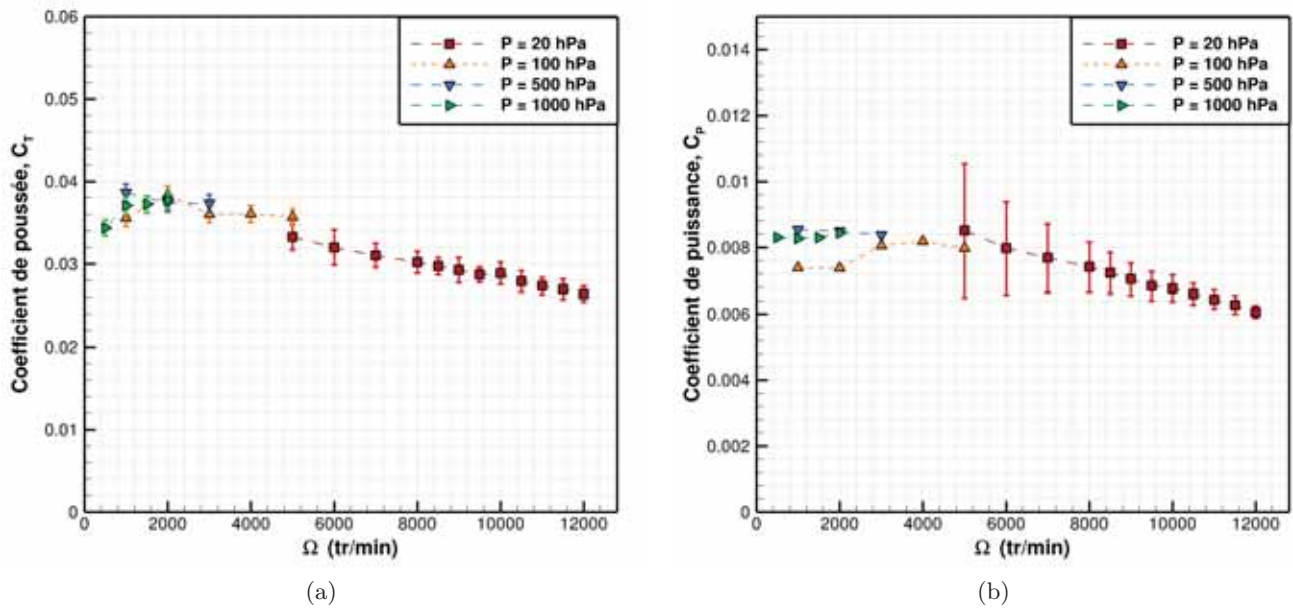


FIGURE 8.23. – Efforts adimensionnés du rotor 4 en fonction de la pression dans le caisson

Curieusement, les coefficients de poussée et de puissance sont peu affectés par la pression. Le profil 4, optimisé à très faible nombre de Reynolds, permet donc une bonne performance à plus haut nombre de Reynolds. Ce résultat est rassurant pour l'opérabilité du rotor dans des conditions variées d'écoulement. On remarque qu'avec l'augmentation de la pression, les vitesses induites sont plus importantes et l'incidence effective du profil est plus faible sur l'envergure du rotor.

### 8.4.2. Influence de la compressibilité et de la nature du gaz

#### Influence de la composition du gaz en conditions nominales

Les rotors 1 et 4 sont évalués au même nombre de Reynolds en air et en  $\text{CO}_2$  (96%). La vitesse du son étant dépendante de la composition du gaz, l'influence de la compressibilité à faible nombre de Mach est évaluée. Les efforts mesurés dans la gamme de validité des lames 10N sont présentés sur la Figure 8.24.

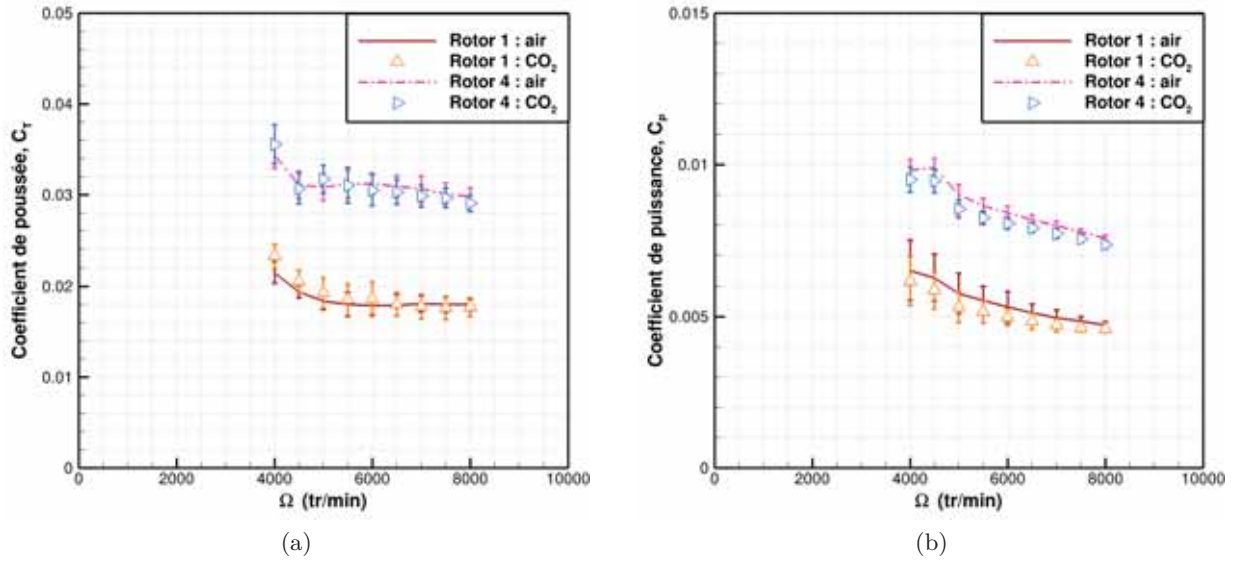


FIGURE 8.24. – Efforts adimensionnés des rotors 1 et 4 en fonction de la composition du gaz

Les efforts adimensionnés sont très proches entre l'air et le  $\text{CO}_2$ , les nombres de Mach atteints en bout de pale pour la vitesse maximale de 8000 tr/min sont d'environ  $M_{air} = 0.36$  et  $M_{\text{CO}_2} = 0.46$ . Ainsi, la différence de compressibilité entre les gaz a peu d'effet en conditions nominales.

### Comportement en écoulements transsoniques

La lame de couple de capacité 50N est utilisée pour évaluer l'effet des écoulements transsoniques sur les performances en air et en  $\text{CO}_2$ . Le rotor 4 est évalué jusqu'à  $\Omega = 16000$  tr/min soit des nombres de Mach en bout de pale d'environ  $M_{air} = 0.714$  et  $M_{\text{CO}_2} = 0.91$ . Les efforts mesurés sont présentés sur la Figure 8.25 et la performance aérodynamique correspondante sur la Figure 8.26.

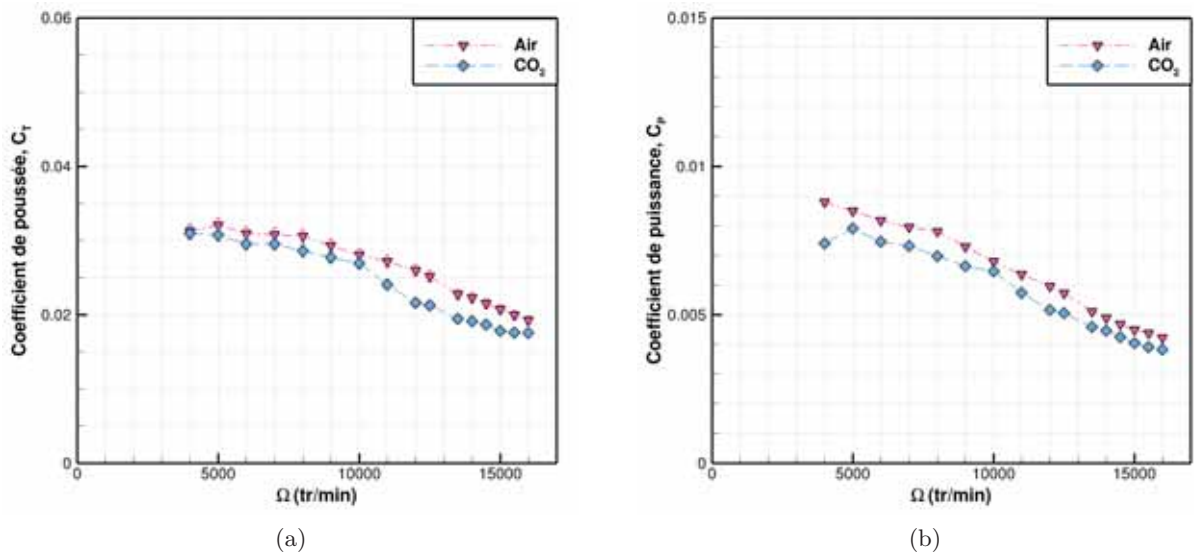


FIGURE 8.25. – Efforts adimensionnés du rotor 4 en écoulement transsonique en air et  $\text{CO}_2$

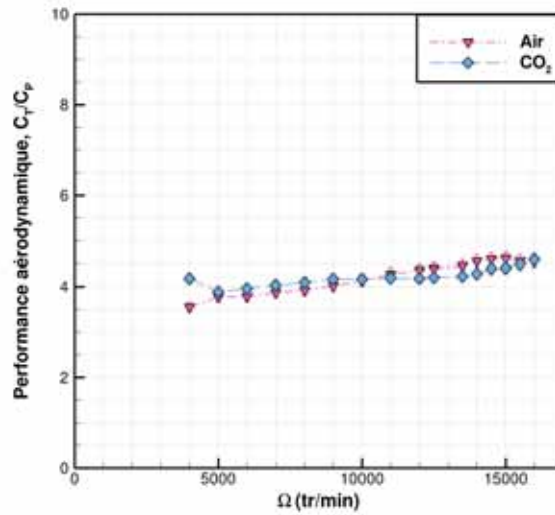


FIGURE 8.26. – Performance aérodynamique du rotor 4 en écoulement transsonique en air et CO<sub>2</sub>

À très forte vitesse de rotation, une inflexion vers le bas des évolutions de  $C_T$  et  $C_P$  est constatée vers 13000 tr/min en air et 10000 tr/min en CO<sub>2</sub>. Le nombre de Mach correspondant en bout de pale est d'environ 0.6 pour les deux gaz. Il est donc possible que ce comportement soit dû à la compressibilité.

Sur les écoulements 2D, la compressibilité a tendance à augmenter les efforts, diminuer la performance aérodynamique et diminuer l'instationnarité de l'écoulement (§ 5.3.2, p. 108). Ici, la tendance est inverse car les efforts diminuent et la performance augmente. Les effets dominants liés à la compressibilité sont donc probablement tridimensionnels.

Aux vitesses de rotation les plus élevées en CO<sub>2</sub>,  $\Omega > 14000$  tr/min soit  $M > 0.8$  en bout de pale, les efforts adimensionnés se stabilisent. Ainsi, la divergence de traînée n'est pas rencontrée. Cet effet peut être dû à la flèche de bord d'attaque d'environ 35° induite de la forte variation de loi de corde en bout de pale du rotor 4 (Fig. 8.6(a)). Elle permet de retarder les effets transsoniques en se basant sur l'hypothèse que seule la composante du flux d'air perpendiculaire au bord d'attaque de l'aile affecte la distribution de pression et la formation d'ondes de choc. Ainsi, le Mach effectif en CO<sub>2</sub> est plus proche de  $M_{CO_2} = \cos(35^\circ)0.91 = 0.745$ . On remarque que de très fortes vibrations apparaissent sur le montage au-dessus de 12000 tr/min (écarts-types de  $\pm 10\%$  sur les efforts).

## 8.5. Influence de la géométrie du système propulsif sur les efforts

### 8.5.1. Influence de la géométrie du profil

L'influence de géométrie du profil constituant la pale est étudiée sur le rotor rectangulaire au calage 19° (rotors 7-8-9-10). Le procédé de fabrication n'étant pas le même pour tous les rotors, l'effet du dévissage n'est pas identique, l'influence de la géométrie du profil est évaluée sur les performances aérodynamiques adimensionnées, censées être moins affectées par ce phénomène. Les efforts mesurés sont présentés sur la Figure 8.27.

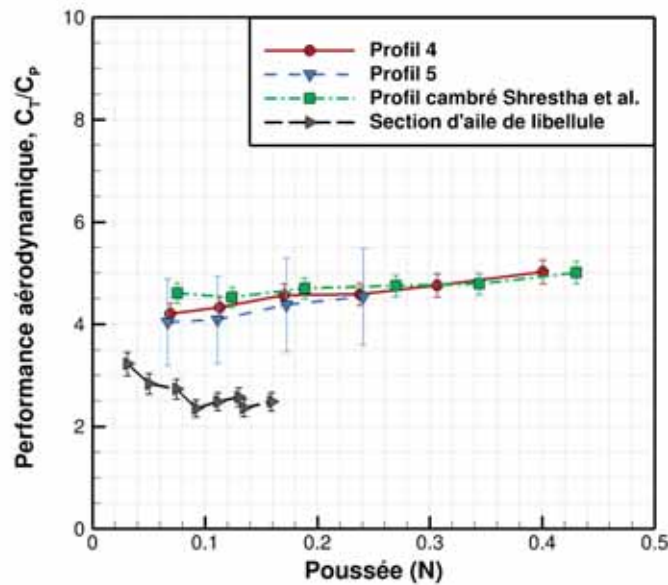


FIGURE 8.27. – Influence de la géométrie du profil sur les performances du rotor rectangulaire

Deux gammes de géométrie de profil émergent : le profil discontinu de libellule (Rotor 10) génère des efforts et une performance aérodynamique beaucoup plus faible que les profils cambrés et fins (Rotors 7-8-9). Cette tendance est concordante avec l'évaluation Navier-Stokes 2D (§ 5.3.4, p. 118). La section d'aile de libellule minimise également la poussée atteinte par le rotor. Ce profil n'est pas adapté pour une voilure tournante en conditions atmosphériques martiennes. Les faibles variations de géométrie entre le profil *Shrestha et al.* et les profils 4 et 5 ont peu d'influence sur les performances aérodynamique du rotor. Ainsi, tant que la ligne cambrure est proche d'une plaque cambrée 6%, la géométrie du profil a peu d'influence sur les efforts.

### 8.5.2. Évaluation du processus d'optimisation

#### Influence du processus d'optimisation de la géométrie du rotor

Deux processus d'optimisation de rotor sont mis en place dans cette étude. Le gain des rotors optimisés par rapport à un rotor adapté aux conditions atmosphériques terrestres est évalué en conditions martiennes sur la Figure 8.28. Les efforts mesurés en air sur le rotor 1 (optimisé par QPROP - BEMT), sur le rotor 4 (optimisé par PUMA - FVM) et sur le rotor APC (adapté aux conditions atmosphériques terrestres) sont comparés.

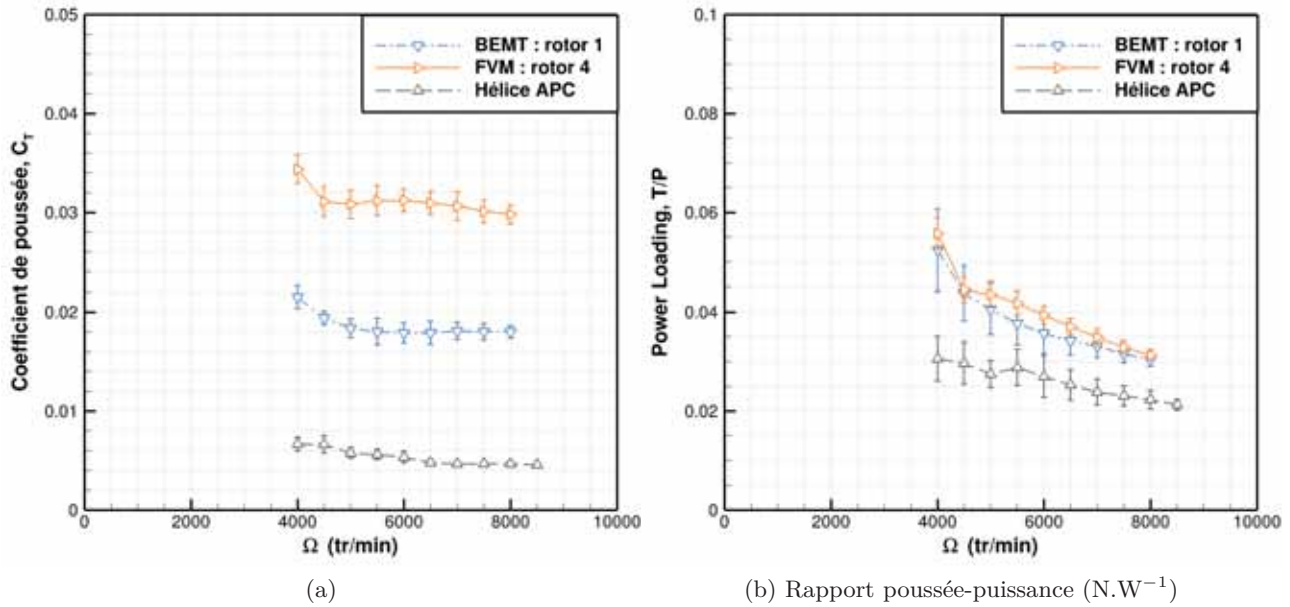


FIGURE 8.28. – Efforts mesurés des rotors 1, 4 et APC en air

Les rotors optimisés génèrent des poussées et des performances aérodynamiques bien supérieures au rotor APC. Ainsi, les optimisations des géométries 2D et 3D ont bien permis d'améliorer les performances aérodynamiques en conditions atmosphériques martiennes.

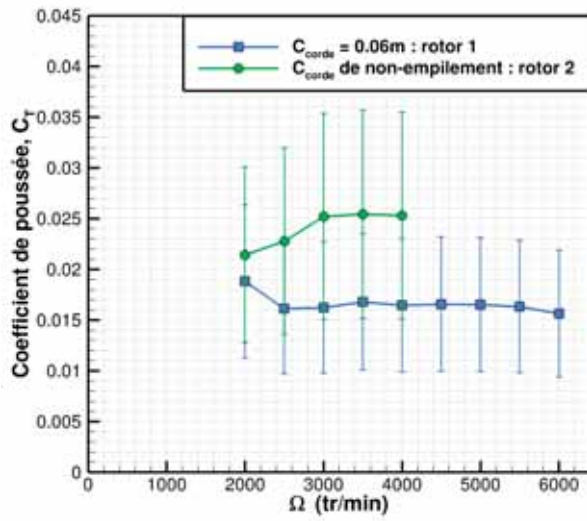
Entre rotors optimisés, l'optimisation FVM permet de maximiser le  $C_T$  ainsi que les performances aérodynamiques. Ce résultat corrobore les simulations Navier-Stokes 3D (§ 7.3.1, p. 164). Le déchargement du bout de pale et la solidité plus importante du rotor 4 (optimisé par PUMA - FVM) permet de minimiser la puissance consommée pour une poussée donnée.

### Influence des contraintes d'optimisation du rotor

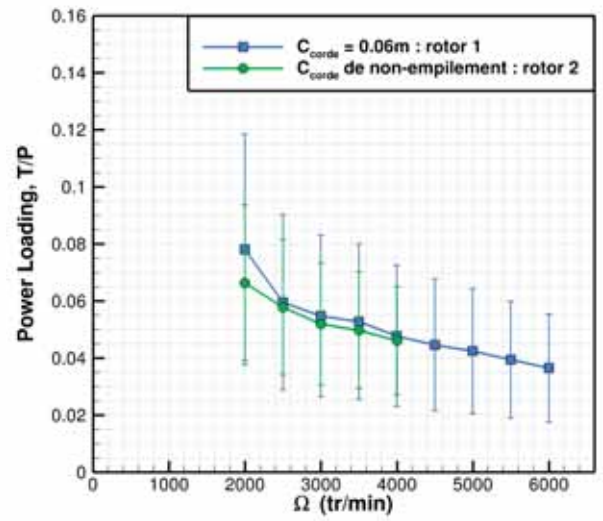
Deux contraintes d'optimisation sont évaluées : la contrainte de corde  $C_{corde}$  de l'optimisation basée sur QPROP (§ 7.2.1, p. 145) et la contrainte de poussée  $T_{obj}$  de l'optimisation basée sur PUMA (§ 7.2.2, p. 149).

Le rotor 2 ( $C_{corde}$  de non-empilement dans l'optimisation basée sur QPROP) n'ayant été fabriqué qu'en résine, ses performances sont comparées au rotor 1C1.

Numériquement, les deux contraintes ont principalement tendance à augmenter les efforts sans pénaliser les performances aérodynamiques. L'influence de la contrainte de corde est présentée sur la Figure 8.29 et l'influence de la contrainte de poussée est présentée sur la Figure 8.30.

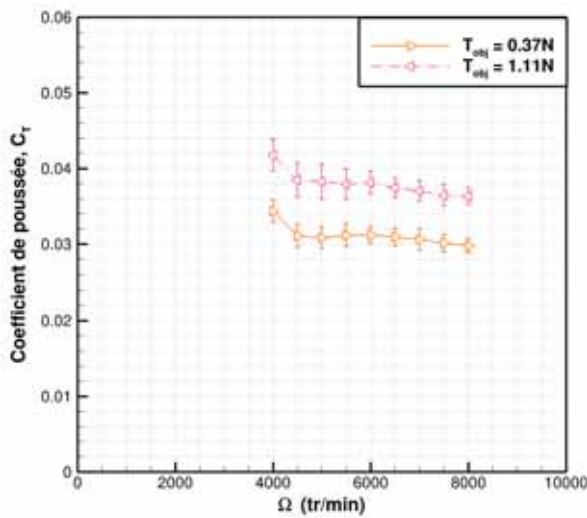


(a)

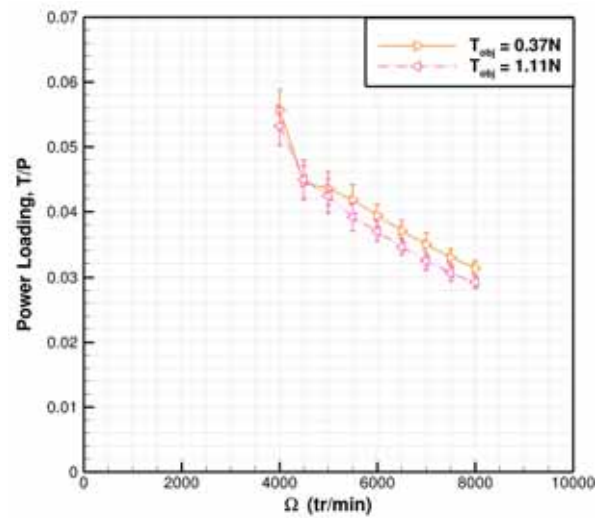


(b) Rapport poussée-puissance ( $N \cdot W^{-1}$ )

FIGURE 8.29. – Contrainte de corde : efforts mesurés des rotors 1C1 ( $C_{corde} = 0.06m$ ) et 2 ( $C_{corde}$  de non-empilement) en air



(a)



(b) Rapport poussée-puissance ( $N \cdot W^{-1}$ )

FIGURE 8.30. – Contrainte de poussée : efforts mesurés des rotors 4 ( $T_{obj} = 0.37N$ ) et 6 ( $T_{obj} = 1.11N$ ) en air

Globalement, la tendance numérique est retrouvée expérimentalement. Toutefois, en comparaison, les performances des rotors moins chargés (rotors 1 et 4) sont légèrement plus importantes expérimentalement. Les contraintes maximisant la loi de corde optimisée ( $C_{corde}$  de non-empilement et  $T_{obj} = 1.11N$ ) permettent d'augmenter la gamme de poussée atteignable avant de rencontrer les effets transsoniques en bout de pale. Ils sont les rotors les plus adaptés pour une opérabilité plus importante du drone.

### Interactions entre rotors coaxiaux

L'écoulement incident du rotor inférieur est perturbé par le sillage du rotor supérieur. Toutefois, l'écoulement incident du rotor supérieur est également perturbé par la présence du rotor inférieur. La rotation du rotor inférieur (rotor  $i2$ ) génère des efforts de poussée, ce qui crée une aspiration du sillage du rotor supérieur et une diminution de sa vorticité par l'effet contra-rotatif (rotor 4). L'influence de ce phénomène sur les efforts générées par les deux rotors est présentée sur la Figure 8.31. Les efforts en configuration isolée sont comparés aux efforts en configuration coaxiale.

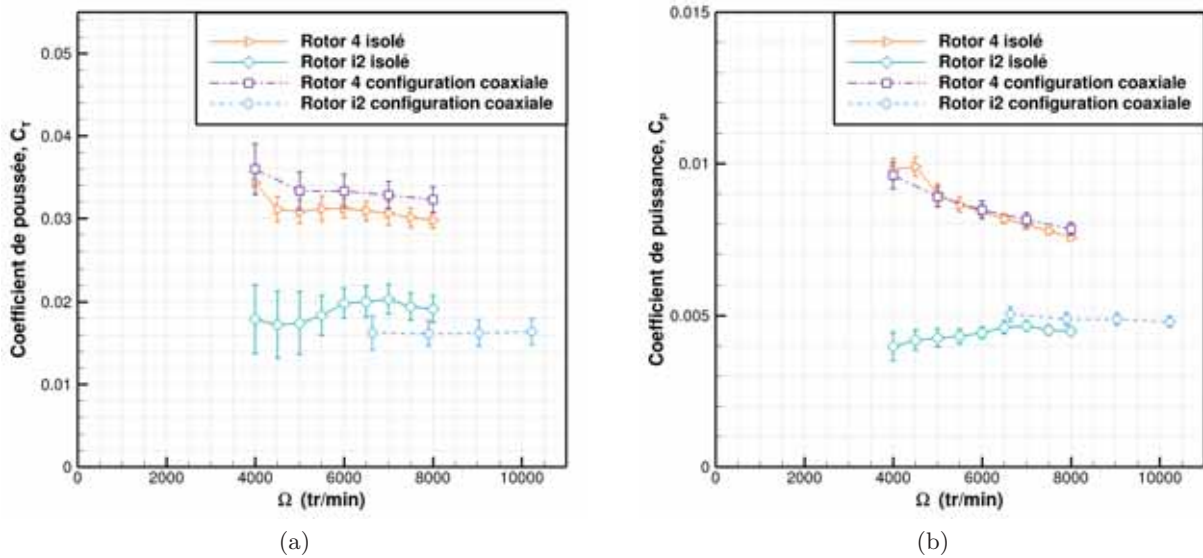


FIGURE 8.31. – Interaction entre rotors coaxiaux : efforts mesurés des rotors 4 (supérieur) et  $i2$  (inférieur) en configuration isolée et coaxiale en air

Le  $C_T$  du rotor 4 en configuration coaxiale est plus importants d'environ 10% qu'en configuration isolée. Ainsi, l'aspiration de son sillage et la diminution de sa vorticité augmentent la poussée du rotor sans être pénalisé en  $C_P$ .   l'inverse, le rotor inférieur  $i2$  est pénalisé par le sillage du rotor supérieur. La forte perturbation de l'écoulement incident augmente la puissance ( $C_P$ ) et diminue la poussée générée ( $C_T$ ).

Ainsi, l'écoulement rencontré par le rotor supérieur est bien influencé par la présence du rotor inférieur. L'optimisation de la configuration coaxiale est basée sur l'hypothèse que cette influence est faible. Une optimisation simultanée des deux rotors avec un code en mesure de prendre en compte cet effet pourrait améliorer les performances du système propulsif.

### Influence de l'espace des rotors coaxiaux

L'optimisation numérique du rotor inférieur en configuration coaxiale a été réalisée avec la contrainte d'annuler le couple résiduel du système propulsif. Ainsi, pour une vitesse donnée du rotor supérieur, les mesures d'efforts du rotor inférieur sont réalisées à plusieurs valeurs de  $\Omega$  afin d'interpoler les vitesses de rotation permettant d'annuler le couple résiduel. Les efforts mesurés sont présentés sur la Figure 8.32.

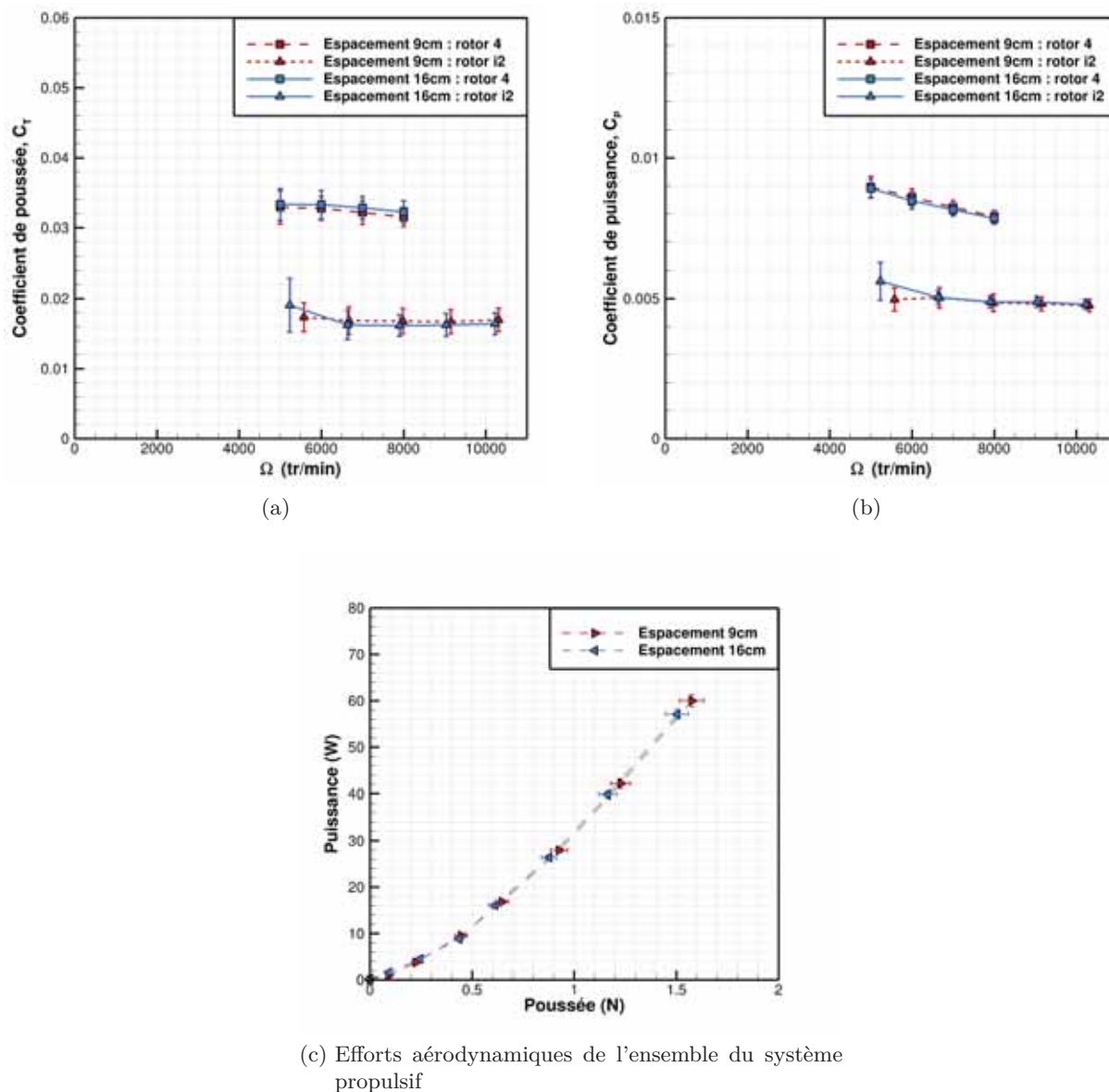


FIGURE 8.32. – Efforts adimensionnés et performance du système propulsif coaxial en fonction de l'écartement des rotors 4 et i2

L'effet de l'espacement est très faible sur les efforts, à couple équivalent : le  $C_T$  du rotor supérieur augmente ( $\sim 2\%$ ) et celui du rotor inférieur diminue ( $\sim 2\%$ ) avec l'augmentation de la distance séparant les rotors. L'espacement de 9 cm, correspondant à celui de l'optimisation, permet tout de même de légèrement diminuer la puissance consommée ( $\sim 2\%$ ) pour une poussée donnée du système propulsif ce qui conforte l'utilisation de la FVM pour l'optimisation du rotor inférieur en prenant en compte le sillage du supérieur.

## 8.6. Confrontation des mesures aux codes de simulation

### 8.6.1. Méthode de sillage libre

L'ensemble des mesures des rotors optimisés et fabriqués en drapage carbone sont comparées aux estimations du code PUMA sur la Figure 8.33. Les différents points correspondent aux différentes vitesses de rotation évaluées. Il est noté que la loi d'épaisseur du profil n'est pas correspondante entre les essais et la simulation PUMA : le drapage carbone est fabriqué à épaisseur constante tandis que la méthode FVM simule un profil constant sur l'envergure, donc une épaisseur variable.

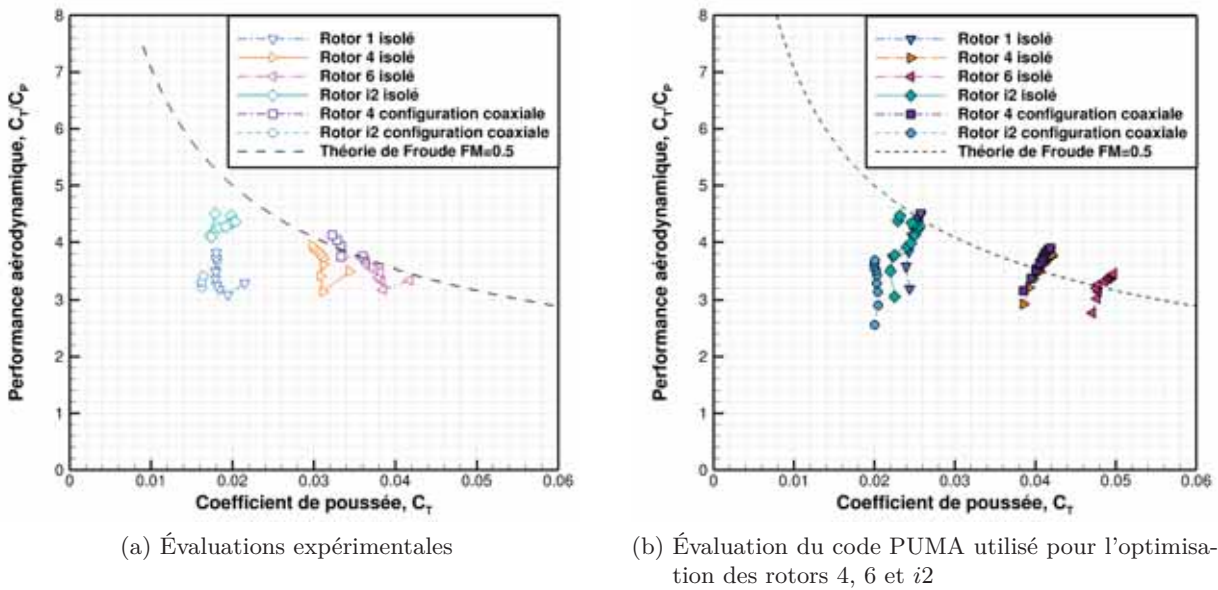


FIGURE 8.33. – Comparaison des efforts mesurés aux estimations de la méthode de sillage libre PUMA

En général, les calculs FVM surestiment les efforts par rapport aux essais aussi bien en  $C_T$  qu'en  $C_P$ , de 20% à 40% suivant les rotors. En revanche, les niveaux de performance sont proches sauf pour le rotor 1 pour qui elles sont surestimées numériquement. Ce résultat conforte le processus d'optimisation basé sur la méthode de sillage libre (PUMA). L'influence du rotor inférieur de la configuration coaxiale sur la poussée du rotor supérieur n'est cependant pas prise en compte. Ainsi, une optimisation simultanée du rotor supérieur et inférieur en FVM n'aurait que peu d'utilité.

On remarque que dans les essais, les efforts adimensionnés dépendent plus fortement de la vitesse de rotation que dans les calculs. Ce phénomène peut être dû à la tridimensionnalité de l'écoulement accentuée par la vitesse de rotation ou au dévissage de la pale avec l'augmentation des efforts centrifuges (§ 8.3.2).

## 8.6.2. Simulations Navier-Stokes 3D

Les estimations Navier-Stokes 3D permettent la prise en compte des effets rotationnels de l'écoulement et des interactions avec le tourbillon de bout de pale. Les maillages sont décrits dans le § 7.3.1 (p. 164). La Figure 8.34 présente l'estimation des efforts comparée aux données expérimentales. Les rotors sont évalués par Navier-Stokes en conditions nominales, pour générer 0.37 N de poussée. Tous les rotors sauf le rotor 1 sont définis avec la loi d'épaisseur expérimentale.

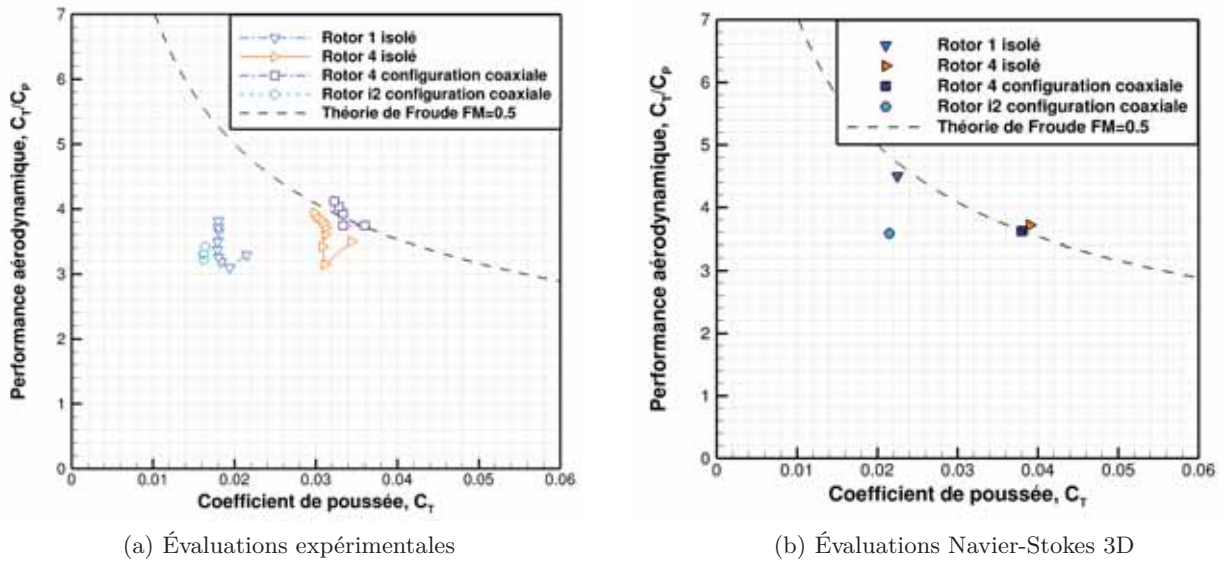


FIGURE 8.34. – Évaluation des solveurs Navier-Stokes 3D sur l'estimation des efforts

Les efforts estimés par Navier-Stokes sont du même ordre de grandeur que ceux estimés par PUMA. Ainsi, la prise en compte de la tridimensionnalité de l'écoulement ne permet pas de compenser la différence entre les efforts estimés numériquement et expérimentalement. On remarque particulièrement que les performances aérodynamiques du rotor 1 sont surestimées par les deux codes de simulations.

Dans la configuration coaxiale, l'influence du rotor inférieur sur la poussée du rotor supérieur n'est pas retranscrite par Navier-Stokes. La densité de maillage entre les rotors n'est peut être pas assez importante pour simuler ce phénomène. On remarque que les estimations de performances aérodynamiques de Navier-Stokes et PUMA respectent le même ordre de grandeur ( $FM \sim 0.5$ ) tandis que la théorie des éléments de pale surestime fortement les performances des rotors optimisés (§ 7.2.1, p. 148).

## 8.7. Extrapolation des performances en conditions atmosphériques martiennes

À partir des mesures expérimentales, les performances des rotors en condition de vol martien sont interpolées. Les conditions atmosphériques du processus d'optimisation sont utilisées (tableau 8.3). Les efforts interpolés ne prennent pas en compte la divergence de traînée due aux effets transsoniques.

Masse volumique ( $\text{kg/m}^3$ )	0.014
Pression ( $\text{Pa}$ )	550
Température ( $^{\circ}\text{C}$ )	-63

TABLE 8.3. – Conditions atmosphériques utilisées pour les processus d'optimisation

### Évaluation du processus d'optimisation de rotor isolé

L'objectif des optimisations étant de minimiser la puissance à une poussée donnée, les performances des rotors optimisés sont comparées au rotor APC à 100 g et 300 g de poussée martienne, soit 0.37 N et 1.11 N, dans les tableaux 8.4 et 8.5. Le rotor 2 n'ayant pas été fabriqué en drapage carbone, ses performances sont interpolées à partir de la comparaison d'efforts mesurés sur le rotor 1.

Rotors isolés	$\Omega$ (tr/min)	$C_T$	$C_P$	Poussée (N)	Couple (N.m)	P (W)	$\text{Mach}_{bout}$
rotor 1	9200	0.0179	0.00443	0.37	0.0138	13.2	0.62
rotor 2	7450	0.0273	0.00725	0.37	0.0147	11.5	0.5
rotor 4	7050	0.0304	0.00793	0.37	0.0145	10.7	0.48
rotor 6	6350	0.0374	0.01068	0.37	0.0158	10.6	0.43
APC	23600	0.0027	0.00058	0.37	0.0119	29.3	1.60

TABLE 8.4. – Interpolation des efforts de rotors isolés à la poussée  $T = 0.37\text{N}$  en atmosphère martienne

Rotors isolés	$\Omega$ (tr/min)	$C_T$	$C_P$	Poussée (N)	Couple (N.m)	P (W)	$\text{Mach}_{bout}$
rotor 1	16050	0.0176	0.00349	1.11	0.0329	55.4	1.09
rotor 2	13000	0.0269	0.0057	1.11	0.0353	48.1	0.88
rotor 4	12500	0.0290	0.00645	1.11	0.0370	48.5	0.85
rotor 6	11400	0.0349	0.00883	1.11	0.0421	50.4	0.77
APC	48600	0.0019	0.00030	1.11	0.0259	132	3.29

TABLE 8.5. – Interpolation des efforts de rotors isolés à la poussée  $T = 1.11\text{N}$  en atmosphère martienne

Dans l'ensemble, les rotors optimisés avec la contrainte de corde de non-empilement (rotors 2-4-6) maximisent la solidité et permettent de minimiser la puissance consommée à une poussée donnée. Ainsi, les estimations des codes utilisés dans les processus d'optimisation sont corroborées. Entre les rotors optimisés par méthode de sillage libre (rotors 4 et 6), c'est paradoxalement le rotor 4, optimisé pour une poussée  $T_{obj} = 0.37\text{N}$ , qui minimise la puissance consommée à  $T = 1.11$

N. Cependant, le rotor 6, optimisé pour une poussée  $T_{obj} = 1.11$  N, est le seul permettant à l'écoulement de rester dans le domaine subsonique jusqu'au bout de pale. La gamme de poussée atteignable est donc plus importante pour celui-ci.

L'augmentation de la solidité permet donc de maximiser le  $C_T$  et la gamme de poussée atteignable, ce qui augmente l'opérabilité d'un micro-drone. Cependant, elle augmente également légèrement la masse du rotor et le couple moteur nécessaire pour la rotation. Un bilan énergétique est nécessaire pour la détermination du couple moteur-rotor le plus adapté à une certaine charge utile de micro-drone.

### Évaluation du système propulsif coaxial

Les performances du système propulsif coaxial sont évaluées en conditions nominales, à la poussée  $T = 2 \times 0.37 = 0.74$  N, dans le tableau 8.6.

Rotors coaxiaux	$\Omega$ (tr/min)	$C_T$	$C_P$	Poussée (N)	Couple (N.m)	P (W)	$Mach_{bout}$
inférieur rotor <i>i2</i>	9200	0.0161	0.00483	0.335	-0.0150	14.5	0.62
supérieur rotor 4	7100	0.0327	0.00809	0.405	0.0150	11.2	0.48
Bi-rotors coaxiaux				0.74	0	25.7	

TABLE 8.6. – Interpolation des efforts des rotors coaxiaux à la poussée cumulée  $T_{coax} = 0.74$  N en atmosphère martienne

Le rotor inférieur *i2* a été optimisé pour générer la même poussée et le même couple que le rotor supérieur. Expérimentalement, en conditions nominales, la poussée du rotor inférieur à la vitesse de rotation annulant le couple résiduel est 17% plus faible que celle du rotor supérieur. Ainsi, la poussée du rotor inférieur est surestimée par PUMA dans le processus d'optimisation. En diminuant la solidité du rotor inférieur et en augmentant la vitesse de rotation, la différence de poussée avec le rotor supérieur pourrait être compensée. Comme par exemple avec le rotor inférieur *i3*, optimisé pour une vitesse de rotation  $\Omega = 10250$  tr/min (§ 7.2.3, p. 158).

Ainsi, les rotors isolés optimisés par PUMA (rotors 4-6) génèrent 0.37 N de poussée pour une puissance  $P \sim 11$  W (tableau 8.4). Tandis que le système propulsif coaxial génère 0.74 N de poussée pour une puissance  $P \sim 26$  W. Ainsi, la configuration coaxiale, par rapport à une configuration à deux rotors adjacents, constitue une perte énergétique de 15% mais un gain sur l'encombrement du système propulsif, qui est deux fois plus faible.

Les performances du système propulsif coaxial sont maintenant évaluées à la vitesse de rotation du rotor inférieur maximale avant l'entrée dans le domaine transsonique en bout de pale 8.7.

Rotors coaxiaux	$\Omega$ (tr/min)	$C_T$	$C_P$	Poussée (N)	Couple (N.m)	P (W)	$Mach_{bout}$
inférieur rotor <i>i2</i>	11560	0.0168	0.0047	0.55	-0.023	27.8	0.78
supérieur rotor 4	9000	0.0314	0.0078	0.62	0.023	21.7	0.6
Bi-rotors coaxiaux				1.17	0	49.5	

TABLE 8.7. – Interpolation des efforts du système propulsif coaxial à la vitesse de rotation maximale avant l'entrée dans le régime transsonique du rotor inférieur ( $Mach_{bout} < 0.8$ )

Le système propulsif *i2* permet de générer une poussée de 1.17 N (310 g sur Mars) pour une

puissance  $P \sim 49.5$  W avant d'entrer dans le domaine d'écoulement transsonique en bout de pale du rotor inférieur. En comparaison avec le rotor 4 en configuration isolée (tableau 8.5), la configuration permet un gain de poussée pour une puissance consommée similaire.

La valeur de poussée maximale en écoulement subsonique est limitée par la plus forte vitesse de rotation du rotor inférieur. Un rotor inférieur à solidité supérieure, comme par exemple le rotor inférieur optimisé *i1* (§ 7.2.3, p. 158), permettrait au système propulsif d'atteindre une poussée supérieure. Par rapport au rotor *i2*, la poussée du rotor *i1* est plus faible de 20% au régime nominal mais la vitesse de rotation est similaire à celle du rotor supérieur. Ainsi, la vitesse de rotation du rotor supérieur pourrait être plus importante et la poussée maximale en écoulement subsonique du système propulsif *i1* pourrait atteindre 1.45 N (400 g sur Mars).

## Résumé et résultats principaux du chapitre

Dans le but d'évaluer l'étude numérique présentée dans les chapitres précédents, un banc de mesure de rotor isolé et de configuration coaxiale est mis en place dans un caisson dépressurisé. Ce montage expérimental est inédit en France et en Europe.

Dans un premier temps, le matériel expérimental, les procédés de fabrication des rotors, les méthodes de traitement des mesures et d'évaluation de l'incertitude sont présentés. Le montage expérimental est ensuite évalué, d'abord à la pression atmosphérique puis à basse pression. Les mesures sont comparées à des expériences de la littérature. L'influence du procédé de fabrication des rotors sur les efforts et le comportement des lames à basse pression sont également caractérisés.

Après avoir validé le montage expérimental pour les mesures à basse pression, l'influence des conditions de l'écoulement sur les efforts expérimentaux est étudiée. Des mesures aux pressions correspondant aux altitudes 30 km/15 km/5 km/0 km permettent d'évaluer l'opérabilité d'un micro-drone optimisé pour les conditions martiennes. La nature du gaz (air ou CO<sub>2</sub>) influe sur le comportement compressible de l'écoulement. Ce phénomène est évalué à basse pression sur des rotors optimisés. Le nombre de Mach maximal atteint en bout de pale est de  $M = 0.9$  (en CO<sub>2</sub>). L'influence de la géométrie du système propulsif est par la suite étudiée sur une dizaine de rotors. Dans un premier temps, l'influence de la géométrie du profil est caractérisée sur des rotors rectangulaires. Puis, les rotors isolés optimisés par théorie des éléments de pale (QPROP) et par méthode de sillage libre (PUMA) sont comparés dans le but d'évaluer le processus d'optimisation. Une configuration coaxiale est également évaluée avec la mesure des efforts des deux rotors de façon indépendante, l'influence de l'interaction et de l'espacement entre les rotors peuvent donc être étudiés.

Pour finir, les estimations des codes de simulation (PUMA et Navier-Stokes 3D) sont confrontées aux mesures expérimentales pour évaluer leurs concordances. Les efforts mesurés expérimentalement sont, par la suite, extrapolés à la masse volumique martienne pour pouvoir évaluer le gain du système propulsif coaxial et démontrer la faisabilité d'un micro-drone martien à voilure tournante.

### Résultats principaux :

- Validation du montage expérimental et du processus de fabrication des rotors en conditions atmosphériques martiennes :
  - Les vibrations sont très fortes à basse pression, le temps d'acquisition des données doit être important pour moyennner ce phénomène.
  - Les mesures étant très faibles, il est important d'interpoler la valeur de couple mécanique, interne au moteur, et de la soustraire au couple aérodynamique

- L'épaisseur des rotors étant faible, ils ont tendance à se dévriller ce qui diminue les efforts. Le procédé de fabrication a de l'influence sur ce phénomène, le drapage carbone permet une meilleure tenue à l'effort que l'impression 3D à résine liquide.
  - Le comportement des lames de flexion dépend de la pression. Les efforts mesurés diminuent légèrement avec la baisse de pression ( $< 2\%$  pour les conditions martiennes). Ce comportement n'est pas seulement dépendant de la valeur de la pression car la remontée en pression n'inverse pas ce phénomène, elle l'accroît. Ainsi, l'évolution de la pression influe sur le comportement mécanique de la lame de flexion.
  - La gamme de validité de lames de flexion est évaluée à environ  $4\%$  de la gamme d'efforts maximale.
- Évaluation des géométries optimisées en conditions atmosphériques martiennes :
- Le rotor rectangulaire de l'expérience de *Shrestha et al.* [55] maximise le rapport poussée-puissance au calage  $19^\circ$ . L'écoulement rencontré par ce rotor est simulé par Navier-Stokes 3D pour l'évaluation des codes 3D (§ 6.2.1, p. 129), il correspond à un écoulement attaché sur l'ensemble de l'envergure. Toutefois, le chiffre de mérite (FM) est maximisé au calage  $30^\circ$ , mettant en évidence l'influence de la fonction de performance du processus d'optimisation sur la géométrie optimisée.
  - Sur un rotor optimisé par PUMA (rotor 4), le nombre de Reynolds a peu d'influence sur les performances aérodynamiques. Le drone serait donc a priori opérable dans diverses conditions atmosphériques.
  - À faible nombre de Mach en bout de pale, la composition du gaz a peu d'influence sur les efforts mesurés. Elle influe sur la vitesse de rotation à laquelle sont rencontrés les effets de compressibilité, correspondant à  $M = 0.6$  en bout de pale pour les deux gaz.
  - Les effets de compressibilité ont tendance à diminuer les coefficients de poussée et de puissance mais d'augmenter la performance aérodynamique. Les conditions transsoniques ont voulu être rencontrées, le nombre de Mach de bout de pale  $M = 0.9$  est atteint en  $\text{CO}_2$ . Cependant, la divergence de traînée n'est pas rencontrée, ce phénomène est peut être dû à la flèche de bord d'attaque en bout de pale du rotor qui diminue l'effet de la compressibilité.
  - Tant que la loi de cambrure du profil est proche d'une plaque cambrée à  $6\%$ , les performances aérodynamiques sur le rotor rectangulaire sont semblables. L'influence des faibles variations de géométries 2D est donc très faible.
  - La section d'aile de libellule montre des performances aérodynamiques et une gamme de poussée atteinte sur le rotor rectangulaire très faibles. Ce profil n'est pas adapté pour une voilure tournante en conditions atmosphériques martiennes.
  - Les tendances des codes numériques utilisés pour l'optimisation sont validées expérimentalement. L'augmentation de la solidité permet d'augmenter la gamme des coefficients de poussée pour une performance aérodynamique semblable.

- L'optimisation permet de maximiser les performances aérodynamiques et la gamme de poussée par rapport à un rotor adapté aux conditions terrestres.
- En configuration coaxiale, le sillage du rotor supérieur diminue la poussée et augmente la puissance consommée par le rotor inférieur. La présence du rotor inférieur modifie également le comportement de l'écoulement rencontré par le rotor supérieur, la poussée du rotor supérieur augmente. Ce dernier phénomène n'est reproduit par aucune des simulations de cette étude.
- L'espacement des rotors a très peu d'influence sur les performances aérodynamiques du système propulsif coaxial. L'augmentation de la distance augmente le  $C_T$  du rotor supérieur et diminue celui du rotor inférieur. L'espacement de 9 cm, utilisé pour l'optimisation, permet tout de même de maximiser les performances, ce qui valide l'utilisation de la méthode de sillage libre pour l'optimisation coaxiale.
- Les méthodes de sillage libre (PUMA) et Navier-Stokes 3D surestiment les efforts aérodynamiques par rapport aux mesures expérimentales. L'influence de la vitesse de rotation sur les coefficients aérodynamiques est également différente entre la simulation et l'expérience. Ce dernier phénomène peut être dû à un écoulement tridimensionnel accentué ou à un dévissage accru avec les efforts centrifuges.
- La configuration bi-rotors coaxiaux permet de réduire l'encombrement du système propulsif de moitié en comparaison à une configuration à deux rotors adjacents. La perte sur les performances aérodynamiques est de 15% en conditions nominales, en faisant l'hypothèse que l'interaction entre les rotors adjacents est nulle.
- Pour maximiser la poussée atteignable par le système propulsif coaxial avant de rencontrer les effets transsoniques, la solidité des deux rotors doit être importante. La poussée maximale du système propulsif *i2* évaluée expérimentalement est d'environ 300 grammes sur la planète Mars. Le système propulsif coaxial *i1*, optimisé pour avoir des vitesses de rotation similaires pour les deux rotors, permettrait d'augmenter cette valeur, sa poussée extrapolée est de l'ordre de 400 grammes sur la planète Mars.

## Conclusion du chapitre

Les géométries les plus performantes aérodynamiquement en écoulement compressible en conditions martiennes sont celles qui permettent de stabiliser la couche limite pour minimiser la traînée. Les effets tridimensionnels étant dominants sur le comportement bidimensionnel, les profils à loi de cambrure proche d'une plaque cambrée à 6° maximisent les performances. Les faibles variations de géométrie ont peu d'influence sur les efforts. L'augmentation de la solidité permet globalement d'augmenter l'effet stabilisant de la rotation sur l'écoulement et la gamme de poussées atteignables par le rotor. Les rotors isolés optimisés par méthode de sillage libre (PUMA) permettent de minimiser la puissance consommée pour générer une poussée de 100 grammes sur la planète Mars. La configuration coaxiale permet un encombrement deux fois plus faible pour une perte énergétique de seulement 15% par rapport à une configuration adjacente. C'est donc la configuration la plus adéquate à la problématique d'un micro-drone martien.

Les rotors sont optimisés en fonction des contraintes de diamètre, de fabrication, de code numérique utilisé et de fonction objectif. Ainsi, ils sont adaptés à une problématique précise. Le processus d'optimisation ayant été validé, la prochaine étape pour la fabrication d'un micro-drone martien est l'identification de la charge utile et l'estimation de la masse totale de l'appareil pour mettre en place une nouvelle optimisation avec des contraintes de diamètre, de fabrication et de fonction objectif adaptées.

# Conclusion

Dans cette thèse, les écoulements rencontrés par un micro-drone en atmosphère martienne sont étudiés numériquement et expérimentalement. L'objectif est de comprendre, simuler et recréer expérimentalement les phénomènes aérodynamiques liés au régime inédit des écoulements compressibles à très faible nombre de Reynolds. La perspective est de concevoir un système propulsif de micro-drone à voilure tournante (de l'ordre de 30 cm) performant pour le vol stationnaire dans l'atmosphère martienne.

Dans un premier temps, les simulations Navier-Stokes 3D instationnaires sont évaluées en conditions martiennes par modélisation d'une expérience de la littérature. Les efforts aérodynamiques simulés concordent avec les mesures expérimentales pour les écoulements non décrochés.

Dans l'optique d'un processus d'optimisation de profil, les simulations Navier-Stokes sont utilisées pour l'évaluation des codes stationnaires 2D. L'influence de l'instationnarité s'avère très forte sur le comportement de l'écoulement et les efforts aérodynamiques. Elle retarde le décollement de la couche limite et augmente les efforts de portance et de traînée. Toutefois, les codes stationnaires sont globalement en mesure de simuler le comportement de l'écoulement aux incidences les plus performantes aérodynamiquement.

Plusieurs millions de géométries de profil sont évaluées par le processus d'optimisation basé sur XFOil. Les profils optimisés sont fortement cambrés (entre 5.5% et 7%) et de faible épaisseur relative ( $e/c \sim 2\%$ ). Le bord d'attaque et le bord de fuite sont très cambrés, la partie centrale est faiblement cambrée. La prise en compte de la compressibilité dans l'optimisation diminue la cambrure du profil optimisé.

Le comportement instationnaire de l'écoulement sur les géométries optimisées est évalué par des simulations Navier-Stokes. À faible incidence, la cambrure de bord d'attaque permet l'adaptation à l'écoulement incident, évitant ainsi le décollement dès le bord d'attaque. Le plateau central et la cambrure de bord de fuite fixent le point de décollement qui est à l'origine de petites structures tourbillonnaires de type von Kármán convectées dans le sillage. Aux incidences fortement instationnaires, le plateau central permet de tirer profit des structures tourbillonnaires qui recirculent, provoquant une accélération du fluide à l'extrados. En écoulement transsonique, la forte vitesse de l'écoulement déforme et stabilise le sillage, formant une rampe de compression qui focalise les ondes de choc au-dessus et en-dessous du sillage en aval du profil, un phénomène qui n'a jamais été publié à notre connaissance.

Le processus d'optimisation est validé numériquement par la comparaison instationnaire des efforts générés par le profil optimisé en écoulement compressible avec des profils considérés performants dans la littérature : la plaque cambrée à 6% et une section d'aile de libellule. Expérimentalement, tous les profils proches d'une plaque cambrée 6% (dont les profils optimisés) maximisent les performances aérodynamiques en écoulement tridimensionnel sur des pales de rotors rectangulaires. Les faibles variations de géométrie ont peu d'influence sur les efforts.

En écoulement tridimensionnel, les codes de simulation basés sur l'intégration des polaires 2D concordent avec les simulations Navier-Stokes pour un écoulement attaché sur la pale. Le code d'éléments de pale QPROP est utilisé pour l'optimisation de rotors isolés pour plusieurs contraintes de solidité et de nombre de pales. Et le code de ligne portante couplé à une nappe de sillage instationnaire PUMA est utilisé pour l'optimisation de rotors isolés et de systèmes propulsifs coaxiaux. À contraintes d'optimisation équivalentes, les optimisations basées sur les deux codes convergent vers des géométries de rotor isolé similaires (à l'exception du bout de pale) malgré une estimation différente des efforts locaux.

En simulation Navier-Stokes 3D, les phénomènes tridimensionnels ont une forte influence sur les efforts aérodynamiques. L'augmentation de la solidité maximise les effets rotationnels de l'écoulement, ce qui stabilise la couche limite et induit un décollement stable de bord d'attaque pour le rotor optimisé par méthode de sillage libre. Le bout de pale a également une forte influence sur le comportement tridimensionnel, le dévissage permet de stabiliser l'écoulement et de minimiser la perte aérodynamique induite.

Expérimentalement, les tendances des codes de simulation sont respectées. Les rotors à forte solidité permettent de maximiser la poussée atteignable avant de rencontrer le régime transsonique en bout de pale et de minimiser la puissance mécanique consommée. Hors du régime nominal, la variation de pression dans le caisson et les fortes vitesses de rotation ne causent pas de chute brutale des performances aérodynamiques, ce qui est rassurant pour l'opérabilité du micro-drone. La configuration bi-rotors coaxiaux, en comparaison avec une configuration à deux rotors adjacents, permet un encombrement deux fois plus faible pour une perte sur la puissance de seulement 15%. C'est la configuration la plus adaptée pour un micro-drone en atmosphère ténue. Un système propulsif coaxial optimisé (de diamètre 30 cm) permettrait de sustenter un micro-drone d'environ 400 grammes en conditions nominales sur la planète Mars.

## Limites de l'étude

L'étude numérique du comportement des écoulements martiens se base sur l'hypothèse que le solveur Navier-Stokes instationnaire est en mesure de les simuler. Toutefois, la convergence en maillage n'est probablement pas atteinte quand l'écoulement est fortement décollé car le nombre de mailles est insuffisant au-dessus du profil dans cette zone.

De plus, les processus d'optimisation de géométries 2D et 3D ne prennent pas en compte l'intégralité de la physique de l'écoulement. Les profils sont optimisés par rapport à un écoulement bidimensionnel plan alors que le comportement en rotation est très différent sur des pales de faible allongement. Et les rotors sont optimisés par des codes qui ne simulent pas les écoulements transverses, les effets rotationnels et les décollements stabilisés de bord d'attaque. Pour finir, il est possible que la faible épaisseur relative de la section des pales est à l'origine d'une déformation pendant la rotation pour certaines géométries. Ce phénomène n'a pas été quantifié et la géométrie effective des rotors expérimentaux en rotation n'est pas connue.

## Perspectives

Lors de cette thèse, un seul système propulsif coaxial a été évalué en conditions martiennes. L'influence de la solidité du rotor inférieur sur les performances aérodynamiques des rotors coaxiaux n'a pas été analysée. Ainsi, lors de la troisième campagne expérimentale (prévue pour 2019), le système propulsif *i1* (§ 7.2.3, p. 154) qui maximise la solidité du rotor inférieur sera évalué expérimentalement.

Dans le but d'améliorer les performances des rotors optimisés sans modifier le processus d'optimisation, il est possible de faire une étude expérimentale de l'influence de la cambrure maximale du profil tout en gardant les lois de corde et de vrillage du rotor intactes. En effet, le processus d'optimisation ne prenant pas en compte la stabilisation de la couche limite par la rotation, il est possible que la loi de cambrure optimale soit différente sur les rotors optimisés à forte solidité.

Pour améliorer les performances des rotors optimisés en modifiant le processus d'optimisation, deux phénomènes mériteraient d'être pris en compte :

- Les phénomènes tridimensionnels dus à la rotation ont une forte influence sur le comportement de l'écoulement. Ils doivent être pris en compte dans l'outil de simulation de l'optimisation. Ainsi, le coût des simulations Navier-Stokes 3D étant très important, la première possibilité est de recourir à un algorithme d'optimisation permettant de minimiser le nombre d'évaluations aérodynamiques. Une seconde possibilité est de réaliser une première optimisation basée sur la méthode sillage libre et de raffiner la géométrie finale par des simulations Navier-Stokes. La dernière possibilité consiste à implémenter une correction de comportement du fluide en rotation dans le code de sillage libre. Les effets rotationnels ayant tendance à stabiliser la couche limite et l'instationnarité de l'écoulement à augmenter les efforts, les efforts locaux peuvent être diminués en fonction de l'influence des effets rotationnels. De plus, un tourbillon de bord d'attaque pourrait être simulé en fonction de l'incidence locale de la pale.
- L'évolution structurelle de la géométrie du rotor avec la rotation n'est pas prise en compte dans le processus d'optimisation. Un couplage du processus d'optimisation aérodynamique avec un code de structure, simulant la déformation de la pale, pourrait permettre d'anticiper la déformation de la pale et d'avoir la géométrie optimale pendant la rotation à la vitesse nominale. Dans un processus d'optimisation basé sur Navier-Stokes, un couplage instationnaire permettrait de diminuer les vibrations du système propulsif.

Les conditions atmosphériques étant très similaires sur Mars et à 30 km d'altitude sur Terre, le Stratodrone (ONERA/ISAE-SUPAERO/CNES) a pour but de démontrer la faisabilité d'un vol de micro-drone dans la stratosphère dans le caisson du CNES (SIMEON). La gravité étant trois fois plus forte sur Terre que sur Mars, la configuration optimale doit être repensée par rapport à cette thèse. Le dimensionnement d'un démonstrateur quadri-rotor à alimentation déportée a été réalisé par N. Schaffner et H. Bézard (Fig. 9.1). La structure est fabriquée en balsa pour

minimiser la masse (d'environ 450 g) et les rotors sont ceux optimisés dans cette thèse (rotor 6 - § 7.2.2, p. 149).

Ce démonstrateur a été testé en conditions de pression et de température correspondantes à la stratosphère. Malheureusement, les moteurs brushless et les contrôleurs du commerce susceptibles de convenir en termes de puissances à développer se sont avérés sous-dimensionnés du fait du fort couple d'inertie des rotors de cette étude qui ne permettait pas le contrôle adéquat en vitesse de rotation. Ainsi, la faisabilité du vol n'a pas été prouvée même si les données expérimentales confortent dans l'idée qu'il est réalisable.



FIGURE 9.1. – Démonstrateur du Stratodrone dans l'enceinte dépressurisée du CNES (SIMEON)

# Bibliographie

- [1] A. Ament and W. Koning. Isolated Rotor Forward Flight Testing From One Atmosphere Down to Martian Atmospheric Densities. In *AHS International Technical Conference, San Francisco, CA*, Jan 16-18, 2018.
- [2] M. Anyoji, H. Nagai, and K. Asai. Development of Low Density Wind Tunnel to Simulate Atmospheric Flight on Mars. In *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, Florida*, 5-8 January, 2009.
- [3] M. Anyoji, K. Nose, S. Ida, D. Numata, H. Nagai, and K. Asai. Aerodynamic Measurements in the Mars Wind Tunnel at Tohoku University. In *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, Florida*, 4-7 January, 2011.
- [4] M. Anyoji, K. Nose, S. Ida, D. Numata, H. Nagai, K. Asai, and D. Numata. Low Reynolds Number Airfoils Testing in a Mars Wind Tunnel. In *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Chicago, Illinois*, 28 June - 1 July 2010.
- [5] M. Anyoji, D. Numata, H. Nagai, and K. Asai. Effects of Mach Number and Specific Heat Ratio on Low-Reynolds-Number Airfoil Flows. *AIAA Journal*, 53 :1640–1654, 2015.
- [6] J. Balaram, T. Canham, C. Duncan, M. Golombek, H. Grip, W. Johnson, J. Maki, A. Quon, R. Stern, and D. Zhu. Mars Helicopter Technology Demonstrator. In *AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference, Kissimmee, Florida*, 8-12 January, 2018.
- [7] N. Bartoli, T. Lefebvre, S. Dubreuil, R. Olivanti, N. Bons, J. Martins, M. Bouhlel, and J. Morlier. An adaptive optimization strategy based on mixture of experts for wing aerodynamic design optimization. In *18th AIAA/ISSMO Multidisciplinary Analysis and Optimization Conference, Denver, Colorado*, 5-9 June, 2017.
- [8] M. Benedict, J. Winslow, Z. Hasnain, and I. Chopra. Experimental Investigation of Micro Air Vehicle Scale Helicopter Rotor in Hover. *International Journal of Micro Air Vehicle*, 7(3) :231–255, 2015.
- [9] F. Bohorquez. *Rotor Hover Performance and System Design of an Efficient Coaxial Rotary Wing Micro Air Vehicle*. PhD thesis, University of Maryland, 2007.
- [10] R. Braun, H. Wright, M. Croom, J.S.Levine, and D. Spencer. Design of the ARES Mars Airplane and Mission Architecture. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 43(5) :1026–1034, 2006.
- [11] J. Brazier. Mamout : Module d’analyse modale unidimensionnelle avec les polynômes de Tchebychev. instructions pour l’emploi des programmes spectre et moditer version 6. *Rap. tech*, 2015.

- 
- [12] L. Cambier, M. Gazaix, S. Heib, S. Plot, M. Poinot, J. Veuillot, J. Boussuge, and M. Montagnac. An overview of the multi-purpose elsA flow solver. *Journal Aerospace Lab*, 2 :1–15, 2011.
- [13] B. Carmicheal. Low Reynolds Number Airfoil Survey. *NASA CR 165803*, 1981.
- [14] J. Cazalbou and L. Joly. *Écoulements de fluide visqueux incompressible*. Lecture ISAE-SUPAERO, 2015.
- [15] CD Adapco, 2016. StarCCM+ user guide.
- [16] I. Celik, U. Ghia, P. Roach, C. Freitas, H. Coleman, and P. Raad. Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. *Journal of Fluids Engineering*, 130(7) :078001, 2008.
- [17] K. Corfeld, R. Strawn, and L. N. Long. Computational Analysis of a Prototype Martian Rotorcraft Experiment. In *20th AIAA Applied Aerodynamics Conference, St. Louis, Missouri*, 24-26 June, 2002.
- [18] A. Datta, B. Roget, D. Griffiths, G. Pugliese, J. Sitaraman, J. Bao, L. Liu, and O. Gamard. Design of a Martian Autonomous Rotary-Wing Vehicule. *Journal of Aircraft*, 40(3) :461–472, 2003.
- [19] R. W. Derksen, M. Agelinchaab, and M. Tachie. Characteristics of the flow over a NACA 0012 airfoil at low Reynolds numbers. *Advances in Fluid Mechanics*, 59 :142–153, 2008.
- [20] M. Drela. XFOIL : an analysis and design system for low Reynolds number airfoils. *Low Reynolds Number Aerodynamics*, 54 :1–12, 1989.
- [21] M. Drela. Pros and Cons of Airfoil Optimization. *Frontiers of Computational Fluid Dynamics*, pages 363–381, 1998.
- [22] M. Drela, 2006. [http : //web.mit.edu/drela/Public/web/qprop/qprop\\_theory.pdf](http://web.mit.edu/drela/Public/web/qprop/qprop_theory.pdf).
- [23] Z. Du and M. Selig. A 3-D stall-delay model for horizontal axis wind turbine performance prediction. In *ASME Wind Energy Symposium, Reno, NV*, 12-15 January, 1998.
- [24] A. S. et al. Simplified dragonfly airfoil aerodynamics at Reynolds number below 8000. *Physics of Fluid*, 21(7) :071901, 2009.
- [25] J. Forshaw and V. Lappas. Architecture and systems design of a reusable Martian twin rotor tailsitter. *Acta Astronautica*, 80 :166–180, 2012.
- [26] A. Gonzales, C. Corpus, D. Hall, and R. Parks. Development of a Useful Mars Airplane Exploration Concept at NASA/AMES Research Center. In *The Mars Society*, 2004.
- [27] H. Hidaka and M. Okamoto. An Experimental Study of Triangular Airfoils for Mars Airplane. *JSASS Aerospace Tech. Japan*, 12(29) :21–29, 2014.

- [28] C. Hogendoorn. Heat Transfer Measurements in Subsonic Transitional Boundary Layer. *Eindhoven : Technische Universiteit Eindhoven*, 2001.
- [29] H. Hu and M. Tamai. Bioinspired Corrugated Airfoil at Low Reynolds Numbers. *Journal of Aircraft*, 45(6) :2068–2077, 2008.
- [30] R. Huang and C. Lin. Vortex shedding and shear-layer instability of wing at low-Reynolds numbers. *AIAA Journal*, 33(8) :1398–1403, 1995.
- [31] T. Jardin and L. David. Coriolis effects enhance lift on revolving wings. *Physical Review E.*, 91(3) :031001, 2015.
- [32] J. Katz and A. Plotkin. *Low-Speed Aerodynamics*. McGraw-Hill, 1991.
- [33] V. Kerzhanovich, J. Cutts, H. Cooper, J. Hall, B. McDonald, M. Pauken, C. White, A. Yavrouian, A. Castano, H. C. Jr., D. Fairbrother, I. Smith, C. Shreves, T. Lachenmeier, E. Rainwater, and M. Smith. Breakthrough in Mars balloon technology. *Advances in Space Research*, 33(10) :1836–1841, 2004.
- [34] A. Kesel. Aerodynamic Characteristics of Dragonfly Wing Sections compared with Technical Aerofoils. *The Journal of Experimental Biology*, 203 :3125–3135, 2000.
- [35] W. Koning, W. Johnson, and B. Allan. Generation of Mars Helicopter Rotor Model for Comprehensive Analyses. In *AHS Specialists Conference on Aerodmechanics Design for Transformative Vertical Flight, San Francisco, California*, 16-19 January, 2018.
- [36] B. Kulfan and J. Bussoletti. "Fundamental" Parametric Geometry Representations for Aircraft Component Shapes. In *11th AIAA/ISSMO Multidisciplinary Analysis and Optimization, Portsmouth, Virginia*, 6-8 September, 2006.
- [37] P. Kunz. *Aerodynamics and Design for Ultra-Low Reynolds number flight*. PhD thesis, University of Stanford, 2003.
- [38] V. Lakshminarayan and J. Baeder. Computational Investigation of Microscale Coaxial-Rotor Aerodynamics in Hover. *Journal of Aircraft*, 47(3) :940–955, 2010.
- [39] D. Lee, S. Kawai, T. Nonomura, M. Anyoji, H. Aono, A. Oyama, K. Asai, and K. Fuji. Mechanisms of surface pressure distribution within a laminar separation bubble at different Reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 27 :023602, 2015.
- [40] J. Leishman and S. Ananthan. Aerodynamic optimization of a coaxial proprotor. In *American Helicopter Society, Phoenix, AZ*, 9-11 May, 2006.
- [41] C. Leovy. Weather and climate on Mars. *Nature*, 412 :245–249, 2001.
- [42] Z. Liu, R. Albertani, J. Moschetta, C. Thipyopas, and M. Xu. Experimental and Computational Evaluation of Small Microcoaxial Rotor in Hover. *Journal of Aircraft*, 48(1) :220–229, 2011.

- 
- [43] Z. Liu, L. Dong, J. Moschetta, J. Zhao, and G. Yan. Optimization of Nano-Rotor Blade Airfoil Using Controlled Elitist NSGA-II. *International Journal of Micro Air Vehicles*, 6 :29–42, 2014.
- [44] G. Mann, A. Cason, and D. Parlevliet. Experimental Design of a Small Mars Rotorcraft. In *68th International Astronautical Congress (IAC), Adelaide, Australia*, 25-29 September, 2017.
- [45] R. Michelson. Slow flight in the lower Mars Atmosphere in support of NASA science missions. In *International Unmanned Vehicles Workshop, Istanbul, Turkiye*, 10-12 June, 2010.
- [46] M. Mudry. *La théorie des nappes tourbillonnaires et ses applications à l'aérodynamique instationnaire*. PhD thesis, Université Paris VI, 1982.
- [47] P. Munday, K. Taira, T. Suwa, D. Numata, and K. Asai. Nonlinear Lift on a Triangular Airfoil in Low-Reynolds-Number Compressible Flow. *Journal of Aircraft*, 52(3) :924–931, May-June 2015.
- [48] J. Murphy and H. Hu. An experimental study of bio-inspired corrugated airfoil for micro air vehicle applications. *Experiments in Fluids*, 49(2) :531–546, 2010.
- [49] H. Nagai, K. Asai, D. Numata, and T. Suwa. Characteristics of Low-Reynolds Number Airfoils in a Mars Wind Tunnel. In *51th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Grapevine, Texas*, 7-10 January, 2013.
- [50] A. Obata and S. Sinohara. Flow Visualisation study of the Aerodynamics of Modeled dragonfly wings. *AIAA Journal*, 47(12) :3043–3046, 2009.
- [51] M. Okamoto and A. Azuma. Experimental Study on Aerodynamic Characteristics of Unsteady Wings at Low Reynolds Number. *AIAA Journal*, 43(12) :2526–2536, 2005.
- [52] F. Owen. Transition Experiments on a Flate Plate at Subsonic and Supersonic Speeds. *AIAA Journal*, 8(3) :518–523, 1970.
- [53] P. Roe. Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes. *Journal of Computational Physics*, 43(2) :357–372, 1981.
- [54] H. Schlichting. *Boundary-layer theory*. McGraw-Hill, 1979.
- [55] R. Shrestha, M. Benedict, V. Hrishikeshavan, and I. Chopra. Hover Performance of a Small-Scale Helicopter Rotor for Flying on Mars. *Journal of Aircraft*, 53(4) :1160–1167, 2016.
- [56] A. Simpson, O. Rawashdeh, S. Smith, J. Jacob, W. Smith, and J.E.Lumpp. BIG BLUE : High-Altitude UAV Demonstrator of Mars Airplane Technology. In *IEEE Aerospace Conference, Big Sky, MT*, 8-15 March, 2005.
- [57] H. Snel, R. Houwink, and J. Bosschers. *Sectional prediction of lift coefficients on rotating wind turbine blades in stall*. Netherlands Energy Research Foundation, 1994.

- [58] H. Song and C. Underwood. A Mars VTOL Aerobot - Preliminary Design, Dynamics and Control. In *IEEE Aerospace Conference, Big Sky, MT*, 3-10 March, 2007.
- [59] S. Sunada, T. Yasuda, and K. Y. ans K. Kawachi. Comparison of Wing Characteristics at an Ultralow Reynolds Number. *Journal of Aircraft*, 39(2) :331–338, 2002.
- [60] T. Suwa, K. Nose, D. Numata, H. Nagai, and K. Asai. Compressibility Effects on Airfoil Aerodynamics at Low Reynolds Number. In *30th AIAA Applied Aerodynamics Conference, New Orleans, Louisiana*, 25-28 June, 2012.
- [61] T. Swanson and K. Isaac. Planform and Camber Effects on the Aerodynamics of Low-Reynolds-Number Wings. *Journal of Aircraft*, 47(2) :613–621, 2010.
- [62] T. Tsuchiya, D. Numata, T. Suwa, and K. Asai. Influence of Turbulence Intensity on Aerodynamic characteristics of an NACA 0012 at Low Reynolds Numbers. In *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting, Grapevine, Texas*, 7-10 January, 2013.
- [63] N. Tsuzuki, S. Sato, and T. Abe. Conceptual Design and Feasibility for a Miniature Mars Exploration Rotorcraft. In *24th International Congress of the Aeronautical Sciences, Yokohama, Japan*, 29 August - 3 September, 2004.
- [64] S. Wang, Y. Zhou, and M. Alam. Effects of Reynolds Number and Turbulent Intensity on a Low Reynolds Number Airfoil. *AIAA Aviation*, 26(11) :115107, 2014.
- [65] J. Winslow, H. Otsuka, B. Govindarajan, and I. Chopra. Basic Understanding of Airfoil Characteristics at Low Reynolds Numbers. In *7th AHS Technical Meeting on VTOL Unmanned Aircraft Systems, Mesa, Arizona*, 24-26 January, 2017.
- [66] L. Young, M. Derby, R. Demblewski, and J. Navarrete. Experimental Investigation and Demonstration of Rotary-Wing Technologies for Flight in the Atmosphere of Mars. In *58th Annual Forum of the AHS*, 2002.
- [67] L. Young, V. Gulick, and G. Briggs. Rotorcrafts as Mars Scouts. In *IEEE Aerospace Conference, Big Sky, MT*, 9-16 March, 2002.
- [68] L. Young, P. Lee, and G. Briggs. Mars Rotorcraft : Possibilities, Limitations, and Implications or Human/Robotic Exploration. In *IEEE Aerospace Conference, Big Sky, MT*, 5-12 March, 2005.
- [69] P. Zhao, Z. Zhao, S. Chen, Q. Quan, H. Li, D. Bai, and Z. Deng. Design of Experimental Setups for Evaluating Hover Performance of a Martian Coaxial Rotorcraft. In *IEEE International Conference on Mechatronics and Automation, Takamatsu, Japan*, 6-9 August, 2017.



## Les quantités adimensionnées représentant la nature de l'écoulement

### A.1. Le nombre de Reynolds : la viscosité relative du fluide

Les forces aérodynamiques générées par un objet en mouvement dépendent fortement de la viscosité du gaz. En effet, la vitesse de l'écoulement relative à l'objet étant nulle à la surface, un rotationnel se forme et se transfère dans l'écoulement par diffusion moléculaire [14]. Ainsi, une couche ralentie apparaît au delà de laquelle les particules fluides ne sont pas affectées par ce rotationnel formé à la paroi : c'est la couche limite, observable sur la figure A.1.

Plus le fluide est visqueux, plus la diffusivité par agitation moléculaire est importante et plus la couche limite est épaisse. Au delà de cette couche, le fluide se comporte en fluide parfait réagissant à la couche limite comme si c'était une frontière physique. En d'autres termes, la couche limite modifie la forme de l'objet vu par l'écoulement. En ce qui concerne les performances, la couche limite influence la traînée de l'objet : plus elle est épaisse, plus la traînée est importante.

La diffusivité par agitation moléculaire dépendant du temps, l'épaisseur de la couche limite  $\delta(x)$  croît avec la distance  $x$  parcourue le long de l'obstacle selon la vitesse amont de l'écoulement  $U_\infty$  :

$$\frac{\delta(x)}{x} \propto \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} \quad (\text{A.1})$$

L'épaississement de la couche limite le long de l'obstacle est observable sur la figure A.1.

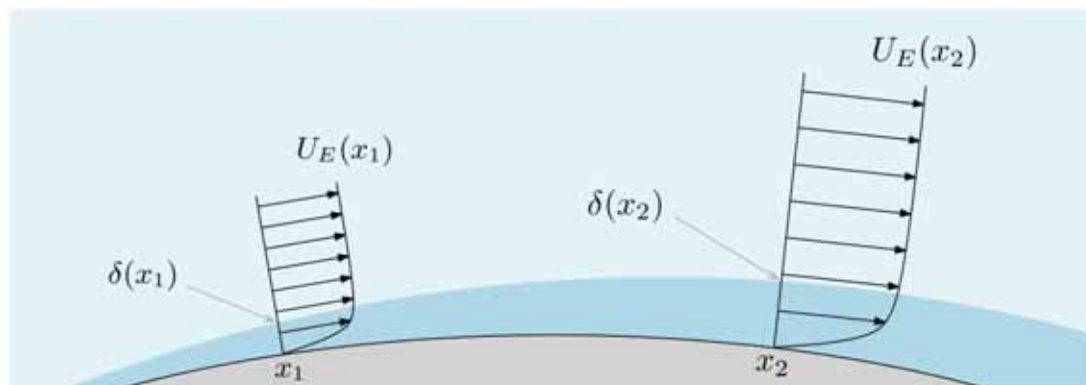


FIGURE A.1. – Évolution de la couche limite laminaire (en foncé) le long de l'obstacle [14] avec  $U_E$  et  $\delta(x)$  représentant respectivement la vitesse extérieure et l'épaisseur de la couche limite en fonction de la position

L'influence de la viscosité sur l'écoulement dépendant de l'épaisseur de la couche limite, il est clair qu'un coefficient de viscosité relative à un obstacle doit être introduit : Le nombre de Reynolds. Il normalise la viscosité cinématique  $\nu$  par la vitesse amont  $U_\infty$  et la longueur de l'obstacle  $L$ .

$$Re_L = \frac{U_\infty \cdot L}{\nu} = \frac{\rho \cdot U_\infty \cdot L}{\mu} \quad (\text{A.2})$$

où  $\rho$  et  $\mu$  représentent respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide. Le nombre de Reynolds permet d'exprimer un rapport entre l'effet déstabilisant de l'advection et l'effet stabilisant de la diffusion : il est un indicateur de la sensibilité de l'écoulement aux perturbations. Grâce à cette grandeur, les comportements des écoulements autour de deux obstacles de même type peuvent être comparés. De cette façon, le nombre de Reynolds permet de déterminer le régime de l'écoulement : laminaire, transitoire ou turbulent.

## A.2. Le nombre de Mach : la compressibilité des écoulements

La formation de la couche limite sur un objet en mouvement est une conséquence du différentiel de vitesse du fluide entre la surface de l'objet et l'écoulement amont. En effet, les forces de portance et de traînée sont proportionnelles au carré de la vitesse relative du fluide par rapport à l'objet.

Néanmoins, ce n'est pas la seule conséquence de la vitesse de l'écoulement sur les forces aérodynamiques générées. À partir d'une certaine vitesse relative à la composition et à la température du gaz, le fluide subit des effets de compressibilité. Ce phénomène se traduit par une modification des propriétés physiques du fluide : en accélérant, l'échauffement cinétique du fluide modifie son comportement [14]. La viscosité, qui favorise le frottement, augmente moins vite avec la température que la densité, qui favorise aussi le frottement, ne diminue. Ainsi, le fluide est plus dilaté, ce qui induit une couche limite plus importante et un coefficient de traînée exacerbé. Le coefficient de frottement est plus faible, le décollement de la couche limite est ainsi provoqué plus aisément. De plus, dans le fluide, la vitesse du son varie selon la compressibilité et la masse volumique du milieu de propagation : si l'écoulement atteint une vitesse supérieure à la vitesse du son, des chocs de compression apparaissent. Ainsi, le comportement de l'écoulement autour de l'objet est drastiquement différent en fonction du rapport entre sa vitesse relative à l'écoulement et la vitesse du son dans son milieu de propagation. Le nombre de Mach représente ce rapport et permet de comparer l'évolution d'un objet dans différents milieux :

$$\text{nombre de Mach} = Ma = \frac{V}{c} = \frac{V}{\sqrt{\frac{\gamma \cdot p}{\rho}}} \quad (\text{A.3})$$

où  $V$  est la vitesse relative du fluide,  $c$  est la célérité du son qui s'exprime à partir de trois opérateurs :  $p$  la pression,  $\rho$  la masse volumique et  $\gamma$  le coefficient isentropique représentant la compressibilité du fluide.

Trois régimes d'écoulement se distinguent en fonction de la vitesse relative à la vitesse du son :

- **Subsonique** : Pour une vitesse inférieure au point  $B$  soit  $Ma < 0.8$ , aucun choc n'est détecté sur le profil. L'augmentation de la vitesse de l'écoulement engendre des forces aérodynamiques et des effets de compressibilités plus conséquents.
- **Transsonique** : Entre les points  $B$  et  $D$  soit  $0.8 < Ma < 1$ , des chocs apparaissent localement au dessus et en dessous du profil. Ces chocs de compression constituent un gradient de pression défavorable intense et favorisent le décollement de la couche limite : les performances du profil sont fortement détériorées.
- **Supersonique** : A partir du point  $D$  soit  $Ma > 1$ , le choc est rencontré à l'amont du profil, il enferme un volume d'air qui est brutalement ralenti avec une forte surpression. Ce phénomène est à l'origine d'une augmentation de la traînée qui se substitue à la traînée liée au décollement en transsonique.



## Méthode de paramétrisation *CST*

Dans le but de créer un processus d'optimisation de la forme des pales du micro-drone, il est indispensable de représenter la forme 2D et 3D de la pale par un nombre fini de paramètres. L'objectif étant d'élire une méthode de paramétrisation modélisant l'ensemble du domaine des formes avec un nombre réduit de paramètres.

### B.1. Pourquoi utiliser la *CST*

La méthode de paramétrisation *CST* a été développée par des ingénieurs du groupe Boeing [36]. Elle permet de générer une infinité de formes d'ailes et de pales en se basant sur la combinaison linéaire de fonctions à support compact. De la même façon que les autres méthodes du type, telle que les B-Splines par exemple, elle engendre des formes continues et lisses tout en étant facile à manipuler numériquement.

Les atouts que propose la *CST* reposent sur la gestion des conditions aux bords du domaine, c'est-à-dire au niveau du bord d'attaque et du bord de fuite. En effet, certains paramètres clés du design de profil, tels que le rayon de bord d'attaque ou l'angle et la forme du bord de fuite, peuvent être spécifiés facilement sans passer par l'usage des points fantômes. De plus, tous les profils  $\mathcal{C}^2$  du domaine 2D peuvent être générées par la méthode. Ces profils peuvent par la suite être extrudés en pale 3D par un nombre réduit de variables.

### B.2. *CST* : Paramétrisation de profils 2D

La méthode repose sur la caractérisation de la forme de l'intrados et de l'extrados du profil par des paramètres distincts. La représentation générale selon les variables *CST* est présentée sur la figure B.1. Le profil de la figure B.1 correspond au cas particulier d'un profil symétrique (mêmes paramètres pour l'extrados et l'intrados) au bord d'attaque rond de rayon  $R_{LE}$ , au bord de fuite en pointe d'angle  $\beta$  et avec une épaisseur de bord de fuite  $\Delta z$ .

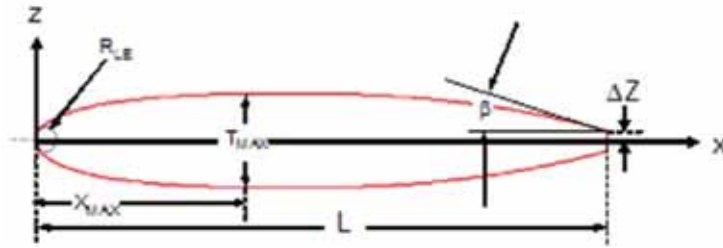


FIGURE B.1. – Représentation paramétrique *CST* d'un profil à bord d'attaque rond et bord de fuite pointu, sa fonction de classe correspond au cas de la figure B.2(a)

Les termes restant sont l'épaisseur maximale  $T_{max}$ , la position de l'épaisseur maximale  $X_{max}$  et la corde  $L$ .

Afin de pouvoir représenter l'ensemble du domaine de solution  $2D$ , la méthode *CST* représente l'intrados et l'extrados par une paramétrisation différente. La forme mathématique générale de la paramétrisation par *CST* est la suivante :

$$\frac{z}{c} \left( \frac{x}{c} \right) = C \left( \frac{x}{c} \right) \cdot S \left( \frac{x}{c} \right) + \frac{x}{c} \cdot \frac{\Delta z}{c} \quad (\text{B.1})$$

Dans le cadre de notre étude, l'évaluation des performances de profils a été faite par le logiciel XFOIL : le profil doit être fermé au bord de fuite afin de converger. Par conséquent, le terme  $\Delta z$  est considéré nul pour l'intrados et l'extrados.

La formulation utilisée dans ce cas est présentée en (B.2), il ne reste qu'à expliciter les termes  $C$  et  $S$ .

$$\frac{z}{c} \left( \frac{x}{c} \right) = C \left( \frac{x}{c} \right) \cdot S \left( \frac{x}{c} \right) \quad (\text{B.2})$$

**La fonction de classe  $C$**  La fonction de classe définit la géométrie générale de la ligne qu'elle représente : l'intrados ou l'extrados du profil. Sa formulation est la suivante :

$$C \left( \frac{x}{c} \right) = \left( \frac{x}{c} \right)^{N1} \cdot \left( 1 - \frac{x}{c} \right)^{N2} \quad (\text{B.3})$$

Ce sont les paramètres  $N1$  et  $N2$  qui influent sur la forme du profil généré. En effet, lorsque  $\frac{x}{c}$  tend vers 0, c'est le terme  $\left(\frac{x}{c}\right)^{N1}$  qui est le plus sensible à une variation de  $\frac{x}{c}$  : il est dominant en termes de forme. Par conséquent, la valeur de  $N1$  caractérise la forme du bord d'attaque. De même lorsque  $\frac{x}{c}$  tend vers 1, le terme  $\left(1 - \frac{x}{c}\right)^{N2}$  est dominant et la valeur de  $N2$  caractérise la forme du bord de fuite.

Afin d'illustrer l'influence de ces paramètres, la figure B.2 représente la forme de profils symétriques générés par *CST* pour différentes valeurs de  $N1$  et  $N2$ .

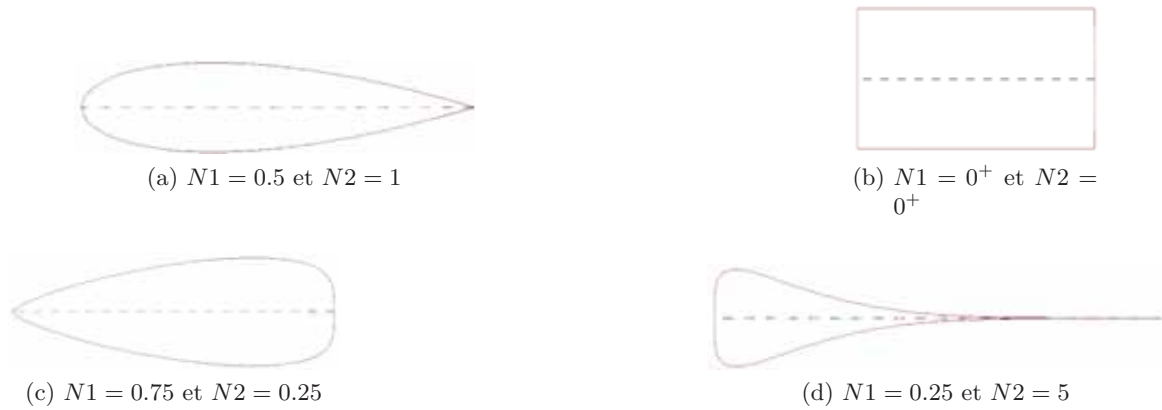


FIGURE B.2. – Influence des paramètres de la fonction de classe définie à l'équation (B.3) pour une fonction de forme  $S$  fixée égale à 1

Les deux paramètres  $N1$  et  $N2$  sont compris dans l'intervalle  $[0^+, +\infty]$  et influent de la même manière sur la forme respective du bord d'attaque et du bord de fuite. Lorsque le paramètre tend vers zéro : le bord correspondant connaît une expansion d'épaisseur soudaine pour atteindre rapidement l'épaisseur maximale du profil. Au contraire, lorsque le paramètre  $N$  tend vers l'infini : l'épaisseur tend vers zéro jusqu'à ce que le terme en puissance  $N1$  ou  $N2$  concerné, soit  $(\frac{x}{c})^{N1}$  ou  $(1 - \frac{x}{c})^{N2}$ , de la fonction de classe ne soit plus dominant sur la forme du profil.

**La fonction de forme  $S$**  La fonction de forme décrit la forme unique de géométrie située entre le bord d'attaque et le bord de fuite. La figure B.3 illustre les propriétés du profil qui définissent la fonction de forme de l'extrados et de l'intrados.

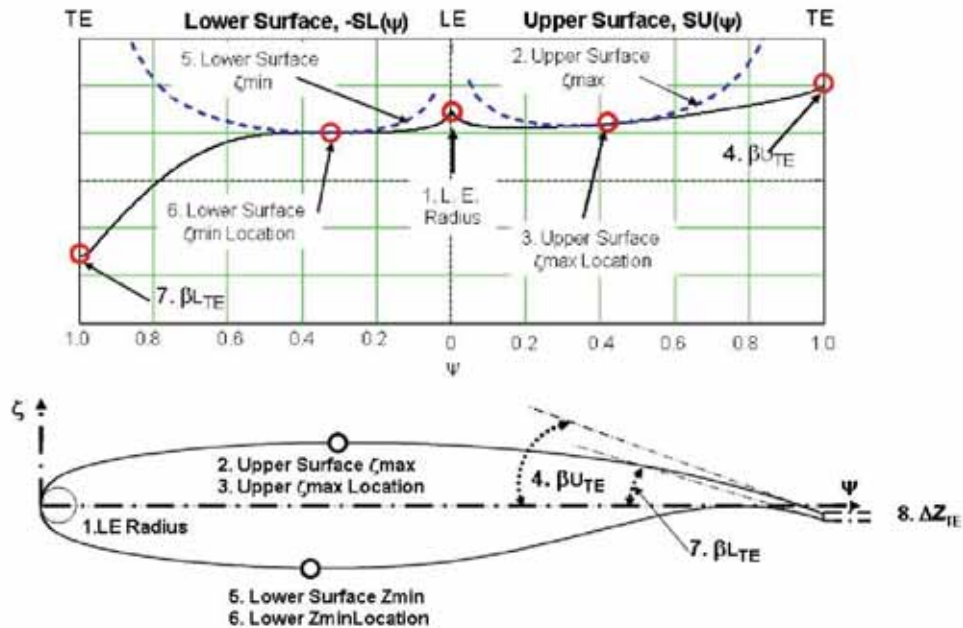


FIGURE B.3. – Représentation de la fonction de forme de l'intrados (à gauche) et de l'extrados (à droite) du profil présenté en dessous

Les termes  $N1$  et  $N2$  de la fonction de classe régissent la forme du bord d'attaque et du bord de fuite mais ils ne sont pas les seuls. Il est possible d'influer sur la forme des extrémités du profil en modifiant la distribution de la fonction de forme sur les bordures du domaine. Dans le cas particulier d'un bord d'attaque rond ( $N1 = 0.5$ ) et d'un bord de fuite droit ( $N2 = 1$ ), les bordures du domaine sont telles que :

$$S(0) = \sqrt{2 \cdot \frac{R_{LE}}{c}} \quad (\text{B.4})$$

$$S(1) = \tan\beta + \frac{\Delta z}{c} \quad (\text{B.5})$$

Le corps de la fonction de forme  $S$  reste à expliciter. Afin de comprendre son fonctionnement, le bord d'attaque et le bord de fuite ont été fixés à une forme donnée et le corps de la fonction de forme a été modifié. Les résultats sont présentés sur la figure B.4.

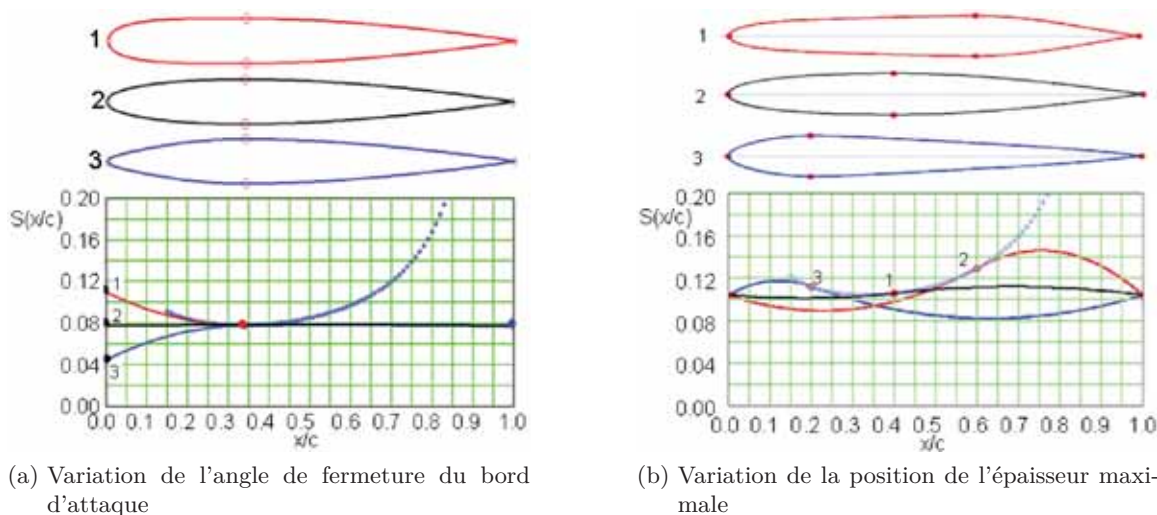


FIGURE B.4. – Évolution de la forme du profil en fonction du corps de la fonction de forme, avec les valeurs aux bordures du domaine et la fonction de classe fixées

Une modification mineure de la fonction de forme induit une forte altération de la forme du profil. Maintenant, pouvoir modifier cette fonction dans un processus d'optimisation est primordiale : il est indispensable de la paramétrer.

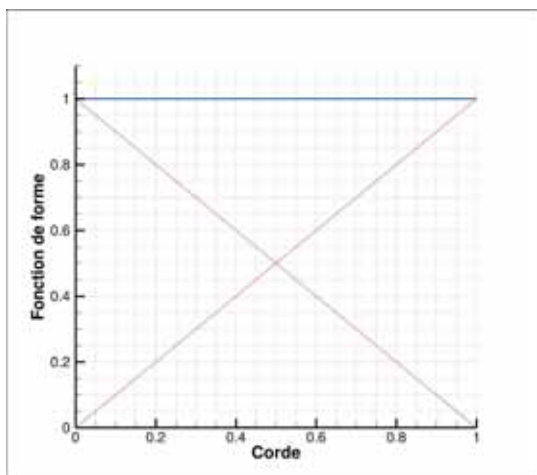
**La paramétrisation de la fonction de forme** Afin de représenter la fonction de forme par un nombre fini de paramètres, les fonctions polynomiales de Bernstein sont utilisées. Ces fonctions permettent de former une infinité de fonction de forme  $\mathcal{C}^2$  en modifiant le nombre et la valeur des paramètres utilisés.

Les polynômes de Bernstein d'ordre  $n$  consistent en  $n + 1$  fonctions  $\mathcal{C}^2$  à support compact, la

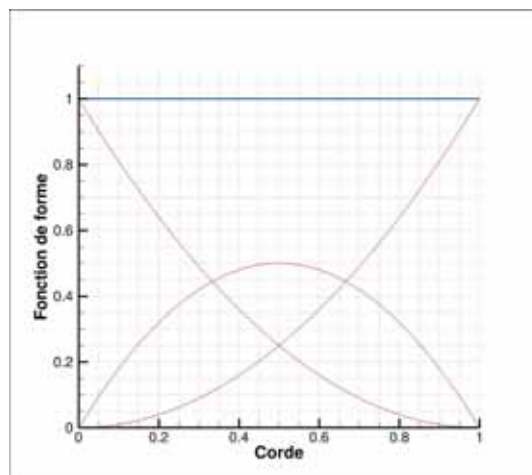
somme des polynômes de Bernstein s'écrit :

$$BP_n \left( \frac{x}{c} \right) = \sum_{r=0}^n \binom{n}{r} \left( \frac{x}{c} \right)^r \left( 1 - \frac{x}{c} \right)^{n-r} \quad (\text{B.6})$$

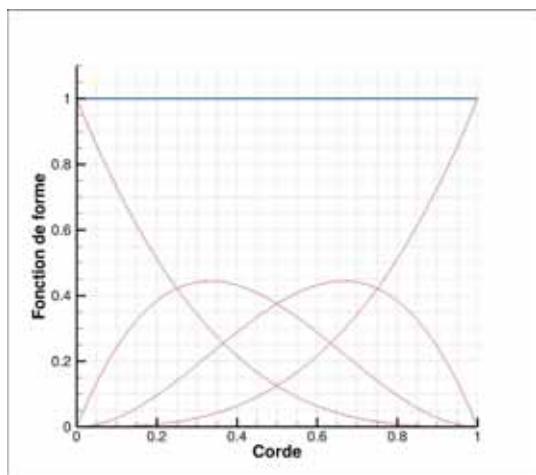
avec  $\binom{n}{r} = \frac{n!}{r!(n-r)!}$ . La somme des polynômes de Bernstein possède la particularité de valoir l'unité en tout point de l'espace, quelque soit  $n$ , c'est-à-dire que pour tout  $x$ ,  $BP_n(x) = 1$ . Afin d'illustrer ce concept, la figure B.5 présente la décomposition en polynômes de Bernstein de différents degrés de la fonction unité, c'est-à-dire qu'aucun poids n'est attribué aux différents polynômes.



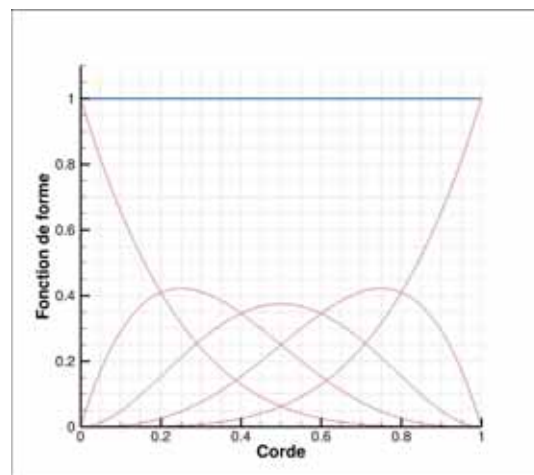
(a) Décomposition par des polynômes de degrés 1



(b) Décomposition par des polynômes de degrés 2



(c) Décomposition par des polynômes de degrés 3



(d) Décomposition par des polynômes de degrés 4

FIGURE B.5. – Décomposition de la fonction de forme unité (en bleu) en somme de polynômes de Bernstein de différents degrés (en rouge)

Ainsi, en attribuant un poids à chacune des  $n + 1$  fonctions, il est possible représenter n'importe quelle fonction  $\mathcal{C}^2$  de l'espace à  $N1$  et  $N2$  fixés. La forme polynomiale de la fonction de forme

pondérée par  $\omega_{r \in [0, n]}$  se présente donc sous la forme :

$$S\left(\frac{x}{c}\right) = \sum_{r=0}^n \omega_r \binom{n}{r} \left(\frac{x}{c}\right)^r \left(1 - \frac{x}{c}\right)^{n-r} \quad (\text{B.7})$$

La figure B.6 permet de visualiser l'influence de chacun des paramètres de la formulation (B.1). C'est un exemple de ligne, extrados ou intrados, formée par une décomposition de degrés 3 de la fonction de forme pour les paramètres : ( $w_1 = 0.1$ ,  $w_2 = 0.5$ ,  $w_3 = 0.7$ ,  $w_4 = 0.2$ ) et par une fonction de classe de paramètres ( $N1 = 0.5$ ,  $N2 = 2$ ).

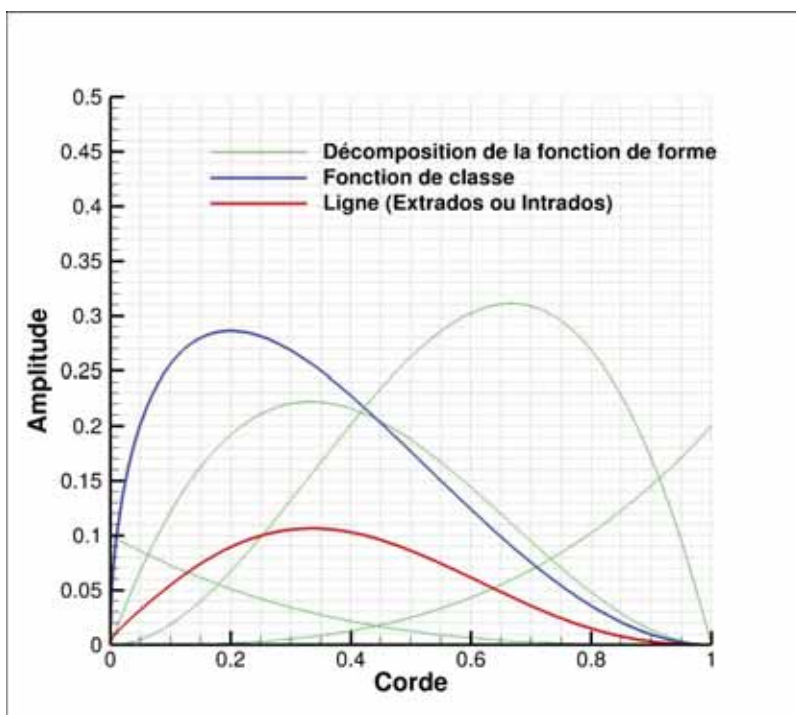


FIGURE B.6. – Différents termes de l'équation (B.1) pour les paramètres ( $N1 = 0.5$ ,  $N2 = 2$ ,  $w_1 = 0.1$ ,  $w_2 = 0.5$ ,  $w_3 = 0.7$ ,  $w_4 = 0.2$ )

## Conditions atmosphériques expérimentales

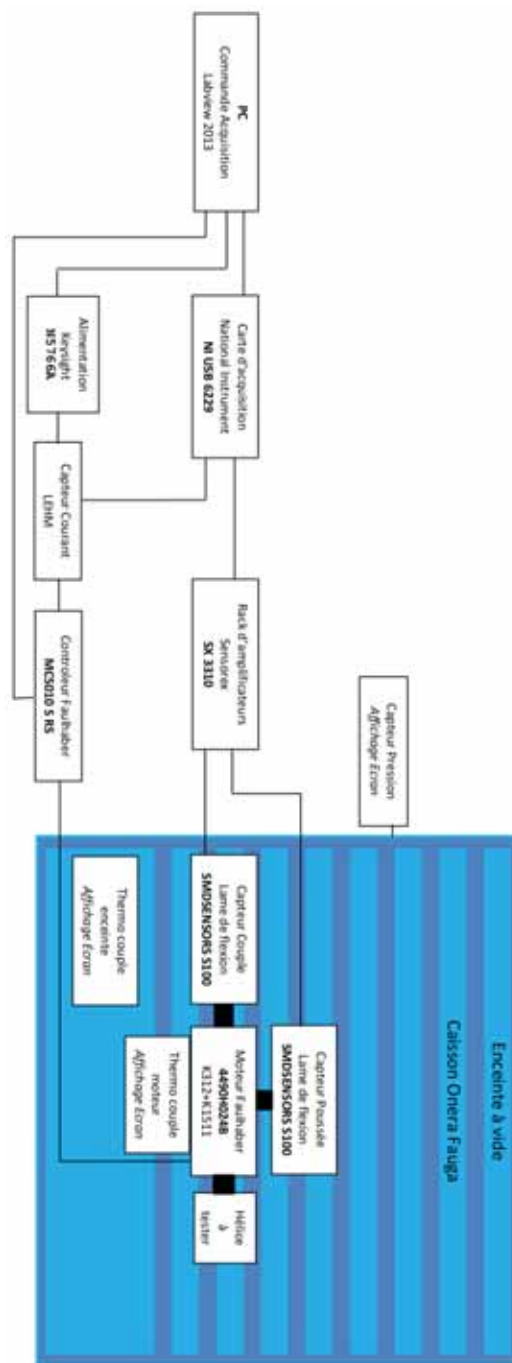
Température (°C)	Pression air (Pa)	$\rho$ air (kg/m <sup>3</sup> )	$\mu$ air (mPa.s)	$a_{\text{son}}$ air (m/s)	Pression CO <sub>2</sub> (Pa)	$\rho$ CO <sub>2</sub> (kg/m <sup>3</sup> )	$\mu$ CO <sub>2</sub> (mPa.s)	$a_{\text{son}}$ CO <sub>2</sub> (m/s)	Pression air avant remplissage CO <sub>2</sub> (Pa)
10.0	1911.4	0.02352	0.01787	337.5	1006.0	0.01884	0.01432	264.0	41.9
11.0	1923.5	0.02358	0.01792	338.1	1012.9	0.01891	0.01437	264.4	42.2
12.0	1935.7	0.02365	0.01797	338.7	1019.9	0.01897	0.01441	264.8	42.5
13.0	1947.9	0.02371	0.01802	339.2	1026.9	0.01903	0.01446	265.2	42.8
14.0	1960.1	0.02378	0.01807	339.8	1034.0	0.01910	0.01451	265.6	43.1
15.0	1972.4	0.02385	0.01812	340.4	1041.0	0.01916	0.01456	266.0	43.4
16.0	1984.7	0.02391	0.01817	341.0	1048.1	0.01922	0.01461	266.4	43.7
17.0	1997.0	0.02398	0.01822	341.5	1055.2	0.01929	0.01466	266.8	44.0
18.0	2009.4	0.02404	0.01827	342.1	1062.3	0.01935	0.01470	267.3	44.3
19.0	2021.8	0.02411	0.01832	342.7	1069.4	0.01941	0.01475	267.7	44.6
20.0	2034.2	0.02417	0.01837	343.2	1076.6	0.01948	0.01480	268.1	44.9
21.0	2046.6	0.02424	0.01842	343.8	1083.8	0.01954	0.01485	268.5	45.2
22.0	2059.1	0.02430	0.01847	344.4	1090.9	0.01960	0.01490	268.9	45.5
23.0	2071.6	0.02437	0.01852	344.9	1098.2	0.01967	0.01494	269.3	45.8
24.0	2084.1	0.02443	0.01857	345.5	1105.4	0.01973	0.01499	269.7	46.1
25.0	2096.7	0.02450	0.01862	346.1	1112.6	0.01979	0.01504	270.1	46.4
26.0	2109.2	0.02456	0.01867	346.6	1119.9	0.01985	0.01509	270.5	46.7
27.0	2121.8	0.02463	0.01871	347.2	1127.2	0.01992	0.01513	270.9	47.0
28.0	2134.5	0.02469	0.01876	347.7	1134.5	0.01998	0.01518	271.3	47.3
29.0	2147.2	0.02476	0.01881	348.3	1141.9	0.02004	0.01523	271.7	47.6
30.0	2159.8	0.02482	0.01886	348.8	1149.2	0.02010	0.01528	272.1	47.9
31.0	2172.6	0.02488	0.01891	349.4	1156.6	0.02017	0.01532	272.5	48.2
32.0	2185.3	0.02495	0.01896	350.0	1164.0	0.02023	0.01537	272.9	48.5
33.0	2198.1	0.02501	0.01901	350.5	1171.4	0.02029	0.01542	273.3	48.8
34.0	2210.9	0.02508	0.01906	351.1	1178.8	0.02035	0.01547	273.7	49.1
35.0	2223.7	0.02514	0.01910	351.6	1186.3	0.02042	0.01551	274.0	49.4
36.0	2236.6	0.02520	0.01915	352.2	1193.7	0.02048	0.01556	274.4	49.7
37.0	2249.5	0.02527	0.01920	352.7	1201.2	0.02054	0.01561	274.8	50.1
38.0	2262.4	0.02533	0.01925	353.3	1208.7	0.02060	0.01566	275.2	50.4
39.0	2275.4	0.02539	0.01930	353.8	1216.3	0.02066	0.01570	275.6	50.7
40.0	2288.3	0.02546	0.01934	354.4	1223.8	0.02073	0.01575	276.0	51.0
41.0	2301.3	0.02552	0.01939	354.9	1231.4	0.02079	0.01580	276.4	51.3
42.0	2314.4	0.02558	0.01944	355.5	1239.0	0.02085	0.01584	276.8	51.6
43.0	2327.4	0.02565	0.01949	356.0	1246.6	0.02091	0.01589	277.1	51.9
44.0	2340.5	0.02571	0.01954	356.5	1254.2	0.02097	0.01594	277.5	52.3
45.0	2353.6	0.02577	0.01958	357.1	1261.9	0.02103	0.01598	277.9	52.6
46.0	2366.8	0.02583	0.01963	357.6	1269.5	0.02110	0.01603	278.3	52.9
47.0	2379.9	0.02590	0.01968	358.2	1277.2	0.02116	0.01608	278.7	53.2
48.0	2393.1	0.02596	0.01973	358.7	1284.9	0.02122	0.01612	279.1	53.5
49.0	2406.3	0.02602	0.01977	359.2	1292.6	0.02128	0.01617	279.4	53.9
50.0	2419.6	0.02608	0.01982	359.8	1300.4	0.02134	0.01622	279.8	54.2

FIGURE C.1. – Conditions à atteindre dans le caisson pour recréer les conditions martiennes (viscosité cinématique) en fonction de la température mesurée dans le caisson



# Annexe D

## Synoptique du système électrique du banc de mesure





## Production scientifique principale

Cette étude a donné lieu à trois publications à différents stades d'avancement. La première étude numériquement et expérimentalement l'influence de la forme du profil sur les performances aérodynamiques. Elle a été publiée le 03/09 dans le journal IJMAV.

La seconde examine numériquement le comportement de l'écoulement compressible à très faible nombre de Reynolds sur profil 2D et sur voilure tournante 3D. Elle a été soumise à Aerospace Science and Technology.

La dernière est en cours d'écriture, elle n'est pas présentée ici. Elle étudie numériquement et expérimentalement les géométries de système propulsif performantes en conditions atmosphériques martiennes.

# Numerical and experimental investigation of an airfoil design for a Martian micro rotorcraft

International Journal of Micro Air Vehicles  
2018, Vol. 10(3) 262–272  
© The Author(s) 2018  
DOI: 10.1177/11756829318794171  
journals.sagepub.com/home/mav  


T Désert<sup>1</sup>, JM Moschetta<sup>2</sup> and H Bézard<sup>1</sup>

## Abstract

The present paper aims at investigating the impact of an airfoil design on the propulsion system for a Martian rotary wing micro air vehicle. The main challenge for flying on Mars is the atmosphere's density and speed of sound that are significantly lower than on Earth. It leads to compressible ultra-low Reynolds number ( $Re_c < 10^4$ ) flows for a coaxial rotorcraft with a 30 cm diameter. Since those flows are unknown in the biosphere, numerical tools have not been validated yet. Therefore, the test section from a known depressurized experiment is simulated in 3D for solver assessment. XFOIL, a program for the analysis of subsonic airfoil, is also evaluated in the Martian flow conditions for evaluating its ability to be used in an optimization process. Based on the XFOIL's performance evaluations, both the camber line and thickness distribution are optimized in 2D incompressible and compressible flows. Optimal shape is a highly cambered airfoil shifting the boundary layer separation downstream. For optimization assessment, airfoils from each optimization step are numerically evaluated with the validated solver showing that small variations in the airfoil design has little impact on the 2D aerodynamic performance. A compressible optimal airfoil is also proven to be more aerodynamically effective than the experimentally effective airfoils from literature. Finally, the impact of airfoil shapes on the 3D rotor performance is evaluated with a depressurized experimental campaign recreating the Martian atmosphere in terms of kinematic viscosity. The impact of gas composition is also assessed in subsonic flows.

## Keywords

Aerodynamics, airfoil design, optimization, solver assessment, compressible, low Reynolds number, depressurized experiment

Received 27 April 2018; accepted 21 May 2018

## Introduction

Since 2004, three exploration rovers have successfully landed on the Martian surface. Yet, only about 60 km have been explored on 21,000 km of the planet's circumferential path. Slow exploration rate is mainly due to the hilly landscape implying a limited traversable terrain and a lack of visibility on the ground. An aerial vehicle associated to rovers could significantly increase their range and mobility by providing an aerial point of view of their upcoming pathway. Three concepts are mature and dependable enough for a Martian mission: fixed-wing aircrafts, balloons, and rotorcrafts. For navigation assistance, rotorcrafts embody the most suited concept providing multiple take-off and landing, maneuverability, speed, and hover ability.<sup>1</sup> In the present project, focus is on the

aerodynamic design of a hovering coaxial rotorcraft's propulsion system with a 30 cm diameter. The helicopter is characterized with small dimensions in order to facilitate swarming, maneuverability, and interactions with rovers and, in a potential future, with mankind.

However, the Martian atmosphere is far from micro air vehicle (MAV) friendly. Density is substantially lower than on Earth at the ground level and is highly variable depending on the seasonal and daily cycles.

<sup>1</sup>ONERA Toulouse, DMPE, France

<sup>2</sup>ISAE SUPAERO, DAEP, Université de Toulouse, France

### Corresponding author:

T Désert, ONERA, Midi-Pyrenees Toulouse Center, 2 Avenue Edouard Belin, Toulouse 31000, France.  
Email: thibault.desert@onera.fr



During daytime, it can fluctuate between 0.014 and 0.020 kg/m<sup>3</sup>.<sup>2</sup> Based on numbers from NASA, altitude has little impact on the near-surface density with variations up to 5% below 500 m. The Martian atmospheric temperature, strongly controlled by suspended dust holding solar radiations, is also lower than on Earth and eminently variable with 60°C of the diurnal near-surface range.<sup>3</sup> For a Martian mission, technology must be able to sustain −100°C. The low temperature, along with the different atmospheric composition, directly lowers the speed of sound: compressibility effects are more easily triggered. Furthermore, heavy atmospheric winds, up to 5 m/s during daytime, and turbulences can degrade the flight efficiency and stability. Averaged atmospheric conditions are summarized in Table 1.

For propulsion system optimization, MAV's mass is set to 200 g, the speed of sound to the average value, and density to the daytime minimal value: 0.014 kg/m<sup>3</sup>. Corresponding flows experienced by the vehicle's rotors are subcritical, with a maximal tip Mach number reaching 0.7, and the chord-based Reynolds numbers are below 10<sup>4</sup>. A new aerodynamic domain is explored: compressible ultra-low Reynolds number flows.

Several studies have numerically and experimentally assessed the boundary layer stability in this range of Reynolds number. The main transition mechanism is the separation bubble; amplification of Tollmien–Schlichting waves is unlikely to happen. In an incompressible undisturbed environment, the critical Reynolds number presented by Carmichael<sup>4</sup>,  $Re_{crit} \sim 50,000$ , has been corroborated by the low-speed<sup>5,6</sup> and depressurized<sup>7</sup> experiments. However, the presence of external turbulence<sup>7</sup> or early separation<sup>8</sup> lowers the critical Reynolds number, and compressibility tends to stabilize boundary layers.<sup>9</sup> Therefore, in a real-life unstable environment such as the Martian atmosphere, the fully laminar flow can only be assured for  $Re_c < 10^4$ . Note that the ultra-low Reynolds number transition is characterized by a partially turbulent laminar separation bubble.

For ultra-low Reynolds number flows, the aerodynamic performance of a typical airfoil has been experimentally measured in water tunnels,<sup>10</sup> wind tunnels,<sup>11</sup> and a depressurized wind tunnel.<sup>12</sup> The influence of typical non-optimal airfoil shapes on the experimental rotor performance has also been evaluated on nanorotors<sup>13,14</sup> and in a depressurized facility.<sup>15</sup> Two incompressible camber line optimizations with a prescribed thickness distribution have been carried out in the range of Reynolds number of the Martian MAV. One based on XFOIL<sup>16</sup> for  $6000 < Re_c < 16,000$  and the other based on a 2D Navier–Stokes solver<sup>17</sup> for  $Re_c = [2000; 6000]$ . In the domain of a compressible ultra-low Reynolds number, only two airfoils have

**Table 1.** Averaged atmospheric conditions of Mars and the Earth at ground level.

	Earth	Mars
Density (kg/m <sup>3</sup> )	1.225	0.0167
Dynamic viscosity (mPa.s)	0.0181	0.0106
Temperature (°C)	15	−63
Speed of sound (m/s)	340	238

been experimentally evaluated in a depressurized wind tunnel.<sup>9</sup>

Therefore, for the ultra-low Reynolds number airfoil optimization, neither the impact of flow compressibility nor the airfoil's thickness distribution has been studied so far. Since the existing studies compare the typical airfoil's performance, the influence of small variations in the effective airfoil shape has not been evaluated numerically or experimentally. Finally, numerical solvers have not been fully validated on the Martian flows since no computational study has provided a simulation taking on board the three-dimensionality caused by the experimental facility.

This paper presents an investigation of the impact of the airfoil design on the aerodynamic performance of a Martian rotor. Steady and unsteady numerical solvers are evaluated by modelling the test section of a 3D depressurized wind tunnel.<sup>18</sup> Then, a compressible airfoil shape optimization process based on the 2D steady performance is characterized and carried out step by step for the flow behavior apprehension. Finally, the impact of airfoil shapes on the rotor performance is evaluated with an experimental campaign recreating the Martian atmospheric conditions and gas composition in an 18 m<sup>3</sup> tank.

## Assessment of 2D and 3D numerical tools for compressible ultra-low Reynolds number flows

Solver validation is essential for a relevance evaluation of a numerical investigation. In this part, the efforts simulated by ONERA's 3D unsteady solver, elsA,<sup>19</sup> are compared to the known experiment recreating the Martian atmospheric conditions: the *Mars Wind Tunnel* (MWT).<sup>18</sup> The steady quick solver, XFOIL, is assessed for a purpose of the airfoil optimization process.

### Triangular airfoil experiment in Tohoku University's MWT<sup>18</sup>

The MWT experimental device is located at Tohoku's University (Figure 1). Depressurization allows it to reach the Martian density for different flow Mach

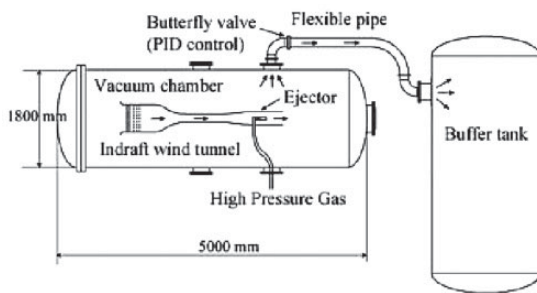


Figure 1. Tohoku University's Mars Wind Tunnel.<sup>18</sup>

numbers. For the solver validation purpose, the triangular airfoil experiment<sup>18</sup> has been considered. This airfoil's strong leading edge camber and sharpness causes significant unsteadiness in the flow, making it interesting for the numerical validation.

Even if the MWT experiment is supposed to recreate 2D flows, Pressure-Sensitive Paint (PSP) measurements showed a three dimensionality over the airfoil. Moreover, the author's 3D Large Eddy Simulation (LES) computations<sup>18</sup> provide greater lift and drag predictions than the experiment while not taking into account the test section. This phenomenon is due to the wall effect on the sides of the test section: for proper flow and forces evaluations, the entire test section needs to be simulated.

### 3D unsteady Navier–Stokes simulation of the experimental test section

The solver elsA was developed by ONERA in the 1990s. It is based on an integral form of the compressible Navier–Stokes equations.<sup>19</sup> Considering the Reynolds number range, the hypothesis of laminar flow in a non-turbulent environment is conceivable.<sup>4</sup> A boundary layer stability study and Moore's transition criteria<sup>20</sup> have preliminarily confirmed that no transition would occur neither by the amplification of Tollmien–Schlichting waves nor by the separation bubble. Mesh convergence has been studied for all Navier–Stokes simulations.

For the 3D simulation, representative experimental flow conditions ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ) are considered. Overall, 117,000 cells 2D H-topology meshes with 242 nodes mapping the airfoil's upper surface and 151 for the lower surface have been made taking into account the test section walls with different angles of attack of the airfoil:  $5^\circ$ ,  $10^\circ$ , and  $15^\circ$ . The first cell height is set to  $2.10^{-4}$  for the chord-normalized coordinate system. From those 2D meshes, 15 million cells 3D meshes have been constructed with 131 nodes in spanwise direction for a width of 3.3c.

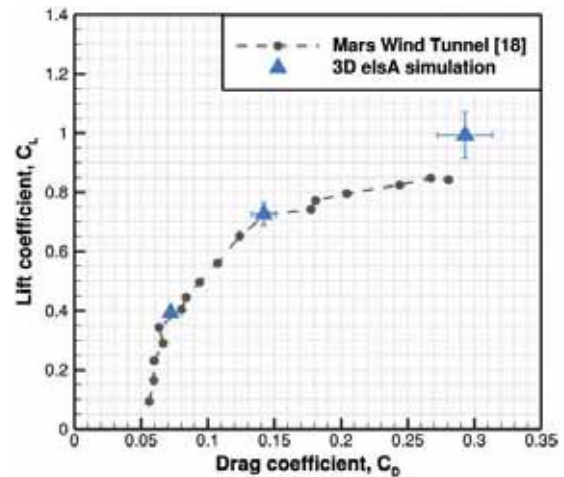


Figure 2. Polar comparing MWT measurements and 3D computations from elsA (with standard deviation) ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ).

As presented in Figure 2, laminar unsteady Navier–Stokes solver accurately predicts the 3D forces generated at the two first angles of attack ( $5^\circ$  and  $10^\circ$ ). For the third angle of attack, corresponding to a fully detached flow, the computed lift is over-estimated. Mesh density over the airfoil is insufficient to accurately simulate a highly unsteady detached flow. However, in the present study, airfoil's aerodynamic performance is compared in their most effective range of incidences. Therefore, the solver is validated for 3D flows, and by extension, we assume that it provides reliable 2D flow predictions.

### 2D steady solver assessment for an airfoil optimization process

In an airfoil optimization process, a quick and effective tool is needed for the performance comparison: unsteady Navier–Stokes simulations' computational cost is too significant. XFOil, a potential flow solver strongly coupled with the integral boundary layer formulation, provides a quick steady evaluation of lift, drag, and boundary layer state. In order to evaluate the laminar XFOil forces prediction, it is compared to the laminar steady and unsteady elsA solver on the triangular airfoil test case ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ). Mesh used for these elsA evaluations counts 89,200 cells with 242 nodes mapping the upper surface and 151 for the lower surface. Note that XFOil provides a Karman–Tsien compressibility correction for  $C_p$  and external velocity  $u_e$ . The integral boundary layer formulation is already valid for the compressible flow; therefore, it may be considered as a subcritical compressible solver.

As presented in Figure 3(a), unsteadiness in 2D compressible ultra-low Reynolds number simulations tends to increase the forces generated by the airfoil. This is

due to the flow recirculation created by the boundary layer separation. For  $C_l < 1$ , the detachment is triggered by  $0.3c$  upper surface discontinuity (Figure 3 (b)). For  $C_l > 1$ , the flow is fully detached from leading to trailing edge producing a lift and drag overshoot going along with strong unsteadiness.

In steady computations using XFOil or elsA, the boundary layer separation creates a massive drag rise without significant lift gain causing poor aerodynamic performance. However, forces predictions anterior to heavy boundary layer separation provide valuable hints on the airfoil's performance. Therefore, we consider that the steady solver XFOil can be used for airfoil comparison in an optimization process acknowledging that it does not take on board the entire physic of the separated flow.

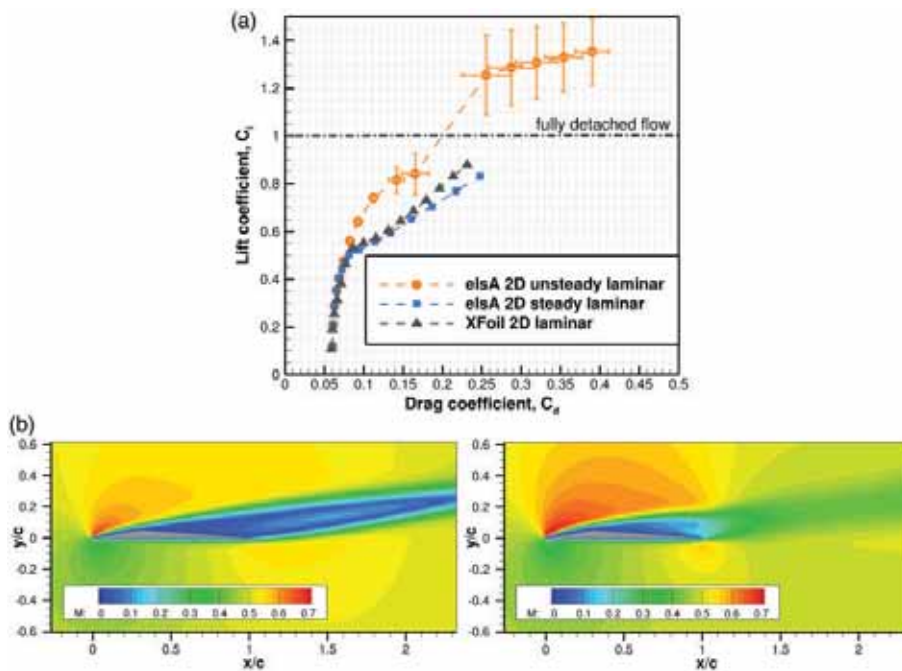
**Robust airfoil optimization process based on the XFOil's performance evaluations**

In a purpose of optimization, automatic airfoil generation with finite parameters is primordial. The Universal Parametric Geometry Representation Method – CST method<sup>21</sup> has been chosen for its ability to recreate any  $C^2$  continuous airfoil shapes with a restricted number of parameters. In this study, five parameters are used to reflect the shape of one curve: camber or thickness distribution. Note that

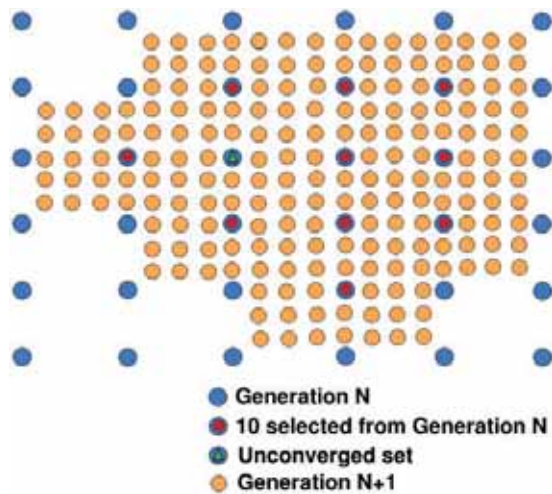
discontinuous airfoils, for example dragonfly airfoils, cannot be represented with this parametrization method.

The major issue raised by XFOil is convergence: many phenomena can cause a non-convergence compelling the optimization process to be extremely robust to it. The optimization process consists of evaluating the entire parameters domain with an increasing proximity between the different sets of parameters. As presented in Figure 4, from the evaluation of input generation  $N$ , the 10 most effective airfoils are set as the boundaries of a restricted domain. The parameters outside of the restricted domain are eliminated from the optimization and a densified new input generation  $N + 1$  is evaluated. Therefore, the optimization process is robust to non-convergence because unconverged sets are not necessarily rejected from the new input generation providing that they are included in the restricted domain. However, sufficient proximity between the evaluated sets on the domain is needed in order to avoid the elimination of unconverged effective sets of parameters. This process demands a very important number of sets evaluations. Each generation counts at least 50,000 sets of parameters evaluated several times. Approximately half a million XFOil evaluations are carried out in each generation.

Since the Martian atmosphere is highly turbulent, airfoil optimization also needs to be robust to the



**Figure 3.** Comparison of different 2D solvers on compressible ultra-low Reynolds number flows. (a) Polar comparing elsA steady and unsteady 2D simulations (with standard deviation) and XFOil ( $Re_c = 3000, M = 0.5$ ). (b) Mach contours from Navier–Stokes solver elsA in the steady case (left) and averaged unsteady (right) ( $Re_c = 3000, M = 0.5, \alpha = 9^\circ$ ).



**Figure 4.** Two-dimensional representation of the selection process robust to non-convergence.

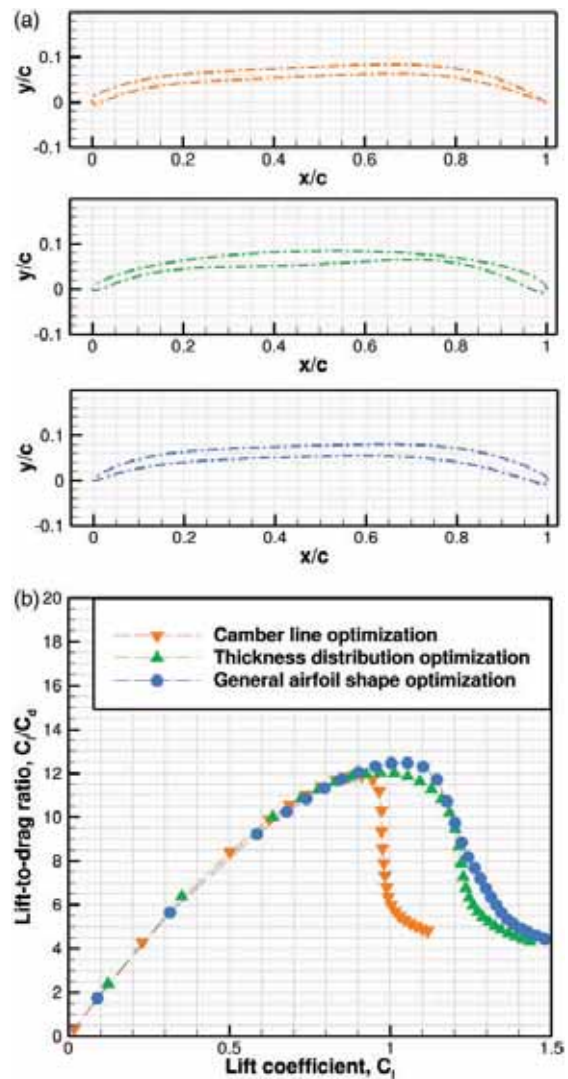
fluctuating flight conditions. Hence, an airfoil's competitiveness is evaluated in the entire hover range of a Martian MAV. The performance function is built as the mean value between lift-to-drag ratio and endurance coefficient over a range of Reynolds numbers  $Re_c \in (2000; 6000; 10,000)$  and of angles of incidence.

### Compressible and incompressible airfoil optimization for ultra-low Reynolds number flows

For the flow behavior apprehension, the optimization has been carried out step by step, adding gradual complexity in incompressible flows and then assessing the impact of compressibility.

#### Incompressible airfoil shape optimization: Camber line and thickness distribution

Three incompressible airfoil optimizations have been carried out with increasing complexity (c.f. Figure 5(a)). Camber line optimization with a predefined 2% relative thickness distribution. Then, thickness distribution optimization from the optimal camber line with a minimum relative thickness constraint is set to  $T_{min} = 1\%$ . Finally, since the camber line and thickness distribution are co-dependent, both have been optimized at the same time in a general airfoil shape optimization. As presented in Figure 5(a), the camber line shape of each step's optimal airfoils follows the same design pattern. A cambered leading edge for the proper flow adaptation avoiding the early boundary layer separation and a slightly tilted flat middle shape permitting to delay boundary layer detachment are also presented in Figure 5. Moreover, the highly cambered trailing edge fixes the separation



**Figure 5.** Incompressible general airfoil optimization performance comparison with the different optimization steps. (a) Incompressible XFOIL optimal airfoil shapes: a camber line optimization with a predefined thickness distribution (yellow), thickness distribution optimization (green), and general shape optimization (blue). (b) XFOIL's lift-to-drag ratio in flight conditions ( $Re_c = 6000$ ,  $M = 0.1$ ).

point. Hence, the most aerodynamically efficient camber lines for ultra-low Reynolds number flows are producing lift with the high camber while shifting the boundary layer separation downstream. In the literature, two studies provide the same optimal pattern in the camber line shape for incompressible flows in similar ranges of Reynolds number using XFOIL<sup>16</sup> and INS2D,<sup>17</sup> an incompressible 2D Navier–Stokes solver, as performance evaluators.

Thickness distribution optimization tends to a thin leading edge for proper flow adaptation and to a surprising round trailing edge: its impact is evaluated in

the section Evaluation of airfoil optimization with 2D unsteady compressible Navier–Stokes simulations. The optimized thickness distribution with a pre-optimized camber line (Figure 5(a) in green) displays thinner parts at  $x/c = 0.15$  &  $0.8$  that are no longer present in the general shape optimization (Figure 5(a) in blue). Optimization is compensating for the over-cambered line designed for the prescribed leading edge and trailing edge thickness distributions. Evolution of the airfoil shape with an increasing optimization complexity confirms that the camber line and thickness distributions are indeed co-dependent.

Figure 5(b) exhibits that a better lift-to-drag ratio on a larger range of coefficient of lift is achieved for each optimization complexity increment. This is mainly due to a better leading edge flow adaptation and trailing edge decompression permitting wider pressure distributions.

**Compressible airfoil shape optimization: Camber line and thickness distribution**

The flow compressibility directly magnifies the pressure distributions over the airfoil enhancing pressure gradients. Hence, the efforts generated are more important and the boundary layer separation is more easily triggered. Its impact on the airfoil design has been evaluated for a general airfoil shape optimization. The flow rate is set to  $M=0.5$  for avoiding local shocks appearance.

As presented in Figure 6, a compressible airfoil optimization results in an equivalent thickness distribution with a reduced camber compared to incompressible optimization. The reduced camber permits to reduce drag production at low lift production and to achieve a better lift-to-drag ratio in compressible flows.

**Evaluation of airfoil optimization with 2D unsteady compressible Navier–Stokes simulations**

Since the optimization process is based on a simplified steady solver, it is essential to numerically audit the optimal airfoils with a validated solver.

**Assessment of the increasing complexity in the airfoil optimization**

Figure 7 exhibits the aerodynamic performance of each optimization steps’ optimal airfoil in compressible ultra-low Reynolds number flows. The different optimized airfoils have a very close unsteady Navier–Stokes lift-to-drag ratio: small design variations have lesser impact on the airfoil’s aerodynamic performance with the

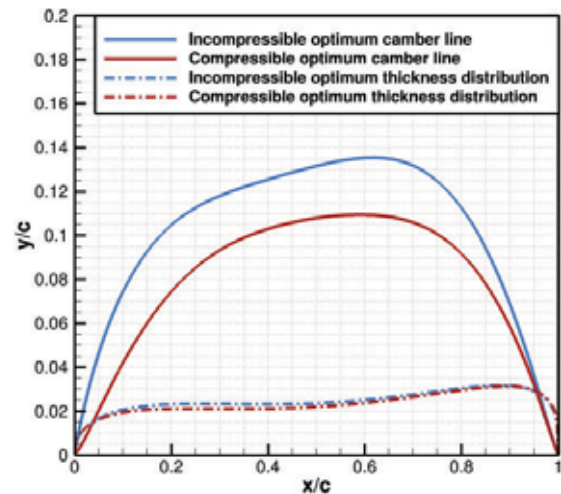


Figure 6. General airfoil shape comparison for a compressible and incompressible optimization.

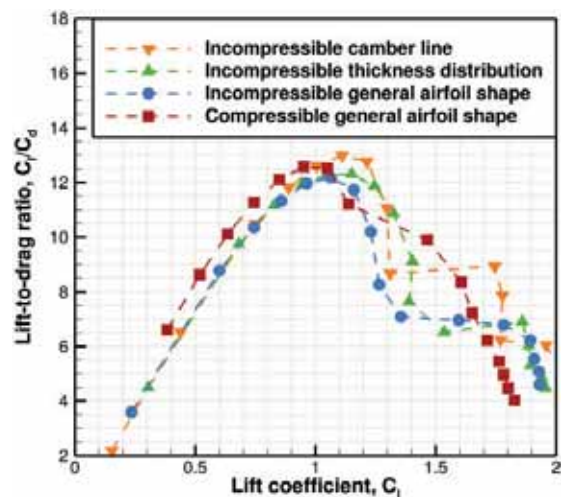
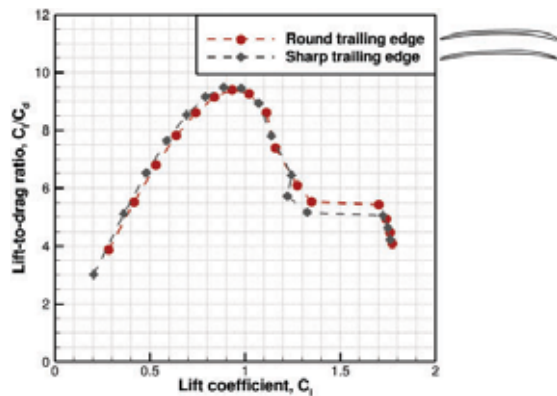


Figure 7. Averaged unsteady 2D N-S lift-to-drag ratio of the optimized airfoils evaluated with elsA in flight conditions ( $Re_c = 6000, M = 0.5$ ).

validated solver than with XFOIL. Compressible optimum generates lower drag for  $C_l < 1$  than more highly cambered optimized airfoils. However, more highly cambered airfoils suffer the drag rise at higher lift generation. Therefore, the 2D optimal camber line depends on the aimed range of lift coefficient. Tendencies are the same for each Reynolds number of the Martian MAV’s range.

**Impact of trailing edge shape on the aerodynamic performance**

The main difference between the optimized and the predefined thickness distribution comes from trailing



**Figure 8.** Evaluation of the impact of the trailing edge shape on the aerodynamic performance: averaged unsteady N-S polar in flight conditions ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ).

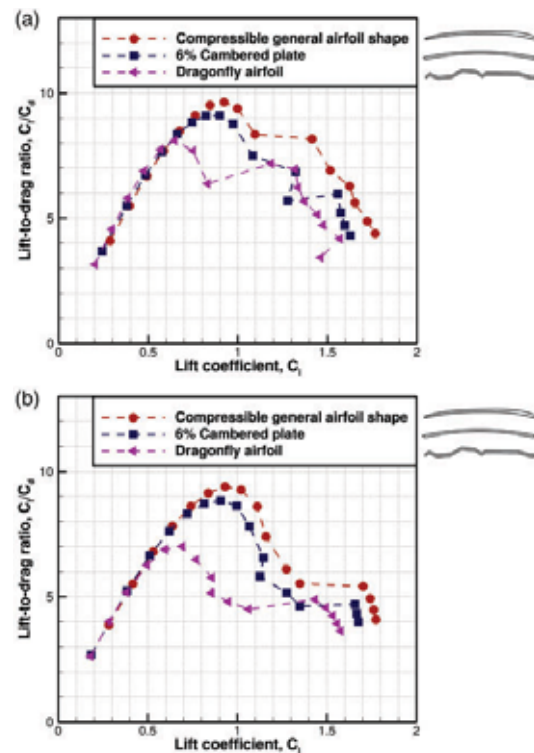
edge definition. Therefore, its impact on the 2D aerodynamic performance is evaluated by producing an optimal compressible airfoil with a sharp trailing edge replacing its unusual round shape.

As presented in Figure 8, round and sharp trailing edge thickness distribution have a similar 2D aerodynamic performance. Considering the Reynolds number range, the boundary layer growth and flow recirculation triggered by separation at the upper surface minimize the magnitude of the trailing edge shape. Hence, for a Martian airfoil optimization, focus needs to be mainly directed towards the camber line distribution and leading edge shape.

#### Evaluation of the optimized airfoil compared to airfoils picked from literature

In order to evaluate the steady optimization process based on XFOIL, the compressible general airfoil shape is compared in regard to lift-to-drag ratio with airfoils considered in the literature as aerodynamically effective in ultra-low Reynolds number flows. The 6% cambered plate has been experimentally proven to be the most effective of the evaluated airfoils for the Martian flight conditions.<sup>13,14</sup> And since biomimicry leads to corrugated airfoils enhancing vortex production, a dragonfly airfoil (Figure 10(b)) is picked; it was also experimentally proven to be the most aerodynamically effective from three sections at different radius of a dragonfly wing at the ultra-low Reynolds number.<sup>11</sup> Both airfoils are generated with a 2% relative thickness distribution.

As presented in Figure 9, the dragonfly airfoil, generating lift on the principle of vortex production enhancement, succeeds to generate low drag and to match with the lift-to-drag ratio of the two other airfoils for a very low lift production  $C_l < 0.6$ . However, for a greater lift production, the drag becomes

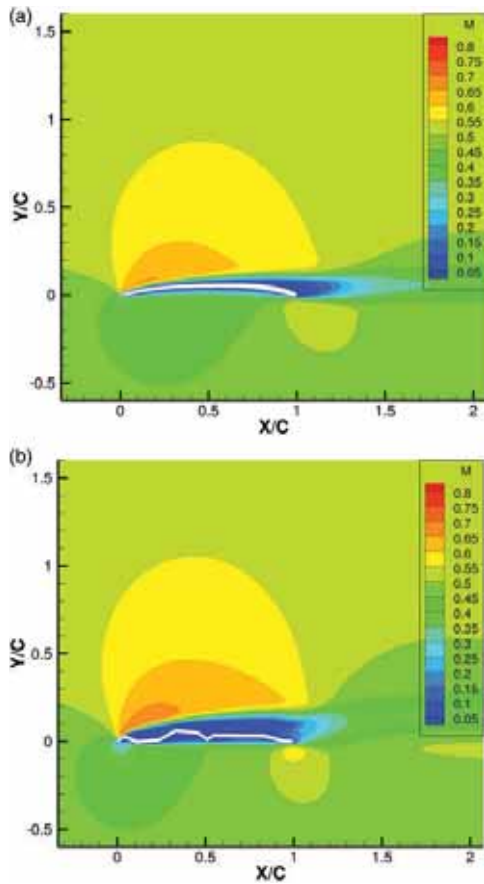


**Figure 9.** Incompressible and compressible 2D aerodynamic performance evaluated with elsA of an optimized airfoil compared to airfoils from literature.<sup>11,14,18</sup> (a) Incompressible averaged unsteady N-S polar in flight conditions ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.1$ ). (b) Compressible averaged unsteady N-S polar in flight conditions ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ).

dominant as the boundary layer detachment is triggered early in chordwise direction degrading the 2D performance. Figure 10 shows that highly cambered airfoils tend to shift the boundary layer separation downstream providing a better lift-to-drag ratio over a wide range of lift production.

The compressible optimum exhibits the best 2D lift-to-drag ratio over the widest range of lift production. However, the 6% cambered plate, also relying on high camber shifting the boundary layer separation downstream, shows similar performance. Therefore, the present optimization process is validated, and the experimentally based assumption, that airfoils with a design close to 6% cambered plate are the most aerodynamically efficient in 2D, is validated too. Nevertheless, a slight modification of 2D flow behavior might have greater impact on 3D flows. Then, it is necessary to investigate the impact of airfoil shapes on the 3D rotor aerodynamic performance.

Note that lift-to-drag ratios are very similar in compressible and incompressible flows for the low lift production. At the higher lift production, the drag rise is more important in compressible flows degrading the 2D lift-to-drag ratio.



**Figure 10.** Two-dimensional averaged unsteady N-S mach contours at similar lift production evaluated with elsA. (a) Averaged unsteady N-S mach contours in flight conditions ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ,  $C_l \sim 0.85$ ) for the compressible general airfoil shape. (b) Averaged unsteady N-S mach contours in flight conditions ( $Re_c = 3000$ ,  $M = 0.5$ ,  $C_l \sim 0.85$ ) for the dragonfly airfoil.

**Experimental investigation of the impact of airfoil shapes on the 3D rotor aerodynamic performance**

The compressible airfoil optimization process has been numerically evaluated in 2D. The next step is to evaluate the impact of airfoil shapes on rotors with a similar planform distribution. In this purpose, an experimental campaign in a depressurized tank has been carried out in collaboration with Centre National d’Études Spatiales (CNES).

*Experimental setup recreating the Martian atmospheric conditions*

The depressurized facility is an 18 m<sup>3</sup> tank located at ONERA’s Fauga center. Inside the tank, a testbed provided by ISAE-SUPAERO is incorporated for the rotor thrust and torque measurement (Figure 11).

Rotor wake is headed towards the tank’s tube, significantly reducing the flow recirculation.

The Martian atmospheric conditions are met in the tank in terms of kinematic viscosity for the flight Reynolds number consistency. The aimed pressure inside the tank has been calculated based on temperature and gas composition. Hence, the performance is compared with dimensionless numbers

$$C_T = \frac{T}{\rho A (\Omega R)^2} \quad C_P = \frac{P}{\rho A (\Omega R)^3} \quad (1)$$

Every experimental rotor has been evaluated in air and CO<sub>2</sub>. The dimensionless performance is comparable with the two gases since no heavy compressibility effects has been reached as the rotating speed has been limited to 4000 r/min for conservative reasons. The following measurements have been evaluated in air. Experimental rotors all have the same planform distribution based on Maryland’s experiment<sup>22</sup> (Figure 12). Therefore, the experimental measurements can be validated with comparison to the original experiment, and the influence of airfoil shapes on the rotor performance can be assessed independently from the planform design.

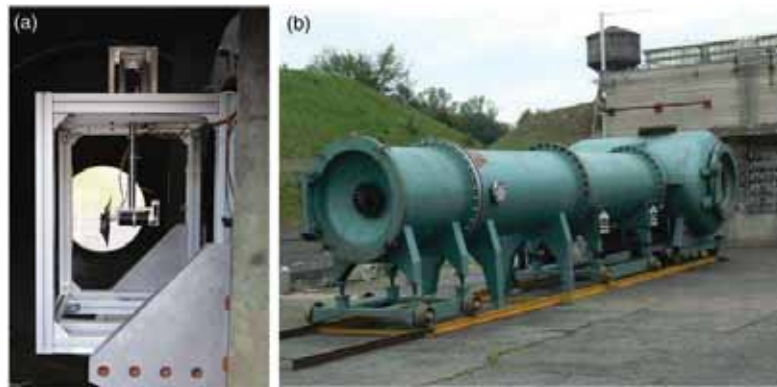
*Validation of experimental facility with comparison to Maryland’s experiment*

Figure 13 displays thrust coefficients of the present experiment compared to Maryland’s<sup>22</sup> for two collective pitch angles with the same rotor shape and production protocol. Maryland’s airfoil is a 6.35% cambered plate with a sharp leading edge and blunt trailing edge. The measured dimensionless thrust varies depending on the experimental facility: the present experiment shows greater thrust coefficients than Maryland’s. The main difference between the two facilities is the depressurized tank size, substantially larger in the present experiment. The hypothesis is that the flow recirculation in Maryland’s smaller tank (0.6 m<sup>3</sup>) tends to increase the induced velocity. As a consequence, it reduces the local blade’s incidence angle and the generated efforts. In the present experiment, the influence of the flow recirculation is lowered by the greater tank size (18 m<sup>3</sup>) and the testbed placement.

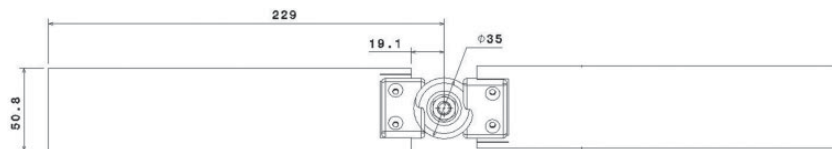
Despite the bias in experimental measurements, both experiments show relative consistency in thrust coefficients with a variation of collective pitch angles. The present experiment is considered validated.

*Influence of airfoil shapes on the rotor performance in the Martian atmospheric conditions*

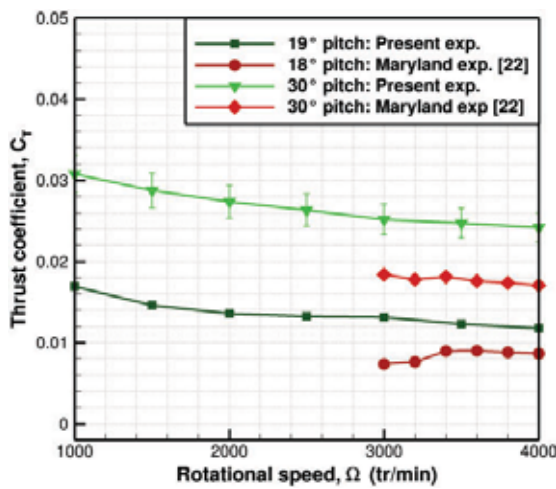
The impact of airfoil shapes on 3D flows is exhibited in Figure 14. The rotor performance shows the same



**Figure 11.** Experimental facility evaluating the rotor performance in the Martian atmosphere. (a) ISAE-SUPAERO's experimental testbed in the depressurized tank; and (b) 18 m<sup>3</sup> depressurized tank located at ONERA's Fauga center.

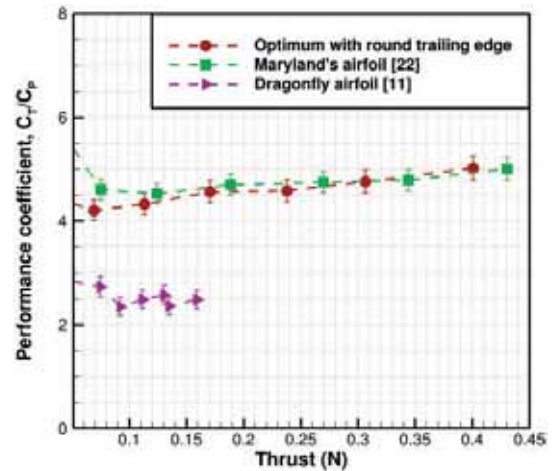


**Figure 12.** Experimental rotors' planform distribution<sup>22</sup> for evaluating the impact of airfoil shapes on the rotor performance—dimensions in mm.



**Figure 13.** Thrust coefficients from the present experiment (with measurement error) compared to measurements from literature.

tendencies as in 2D Navier–Stokes computations for the different airfoil shapes. Highly cambered airfoils shifting boundary layer separation downstream show comparable  $C_T/C_P$  and thrust range while the dragonfly airfoil displays poor performance and thrust range. Therefore, two conclusions can be drawn. Slight variations in the airfoil design have little impact on the rotor performance as long as the airfoil is highly cambered shifting boundary layer separation downstream: close to a 6% cambered plate. Three-dimensional effects do



**Figure 14.** Impact of airfoil shapes on the present experimental rotor performance in air for the same planform distribution (Figure 12) and a collective pitch angle of 19° (1500 < r/min < 4000).

not fully compensate the separated flow experienced by the dragonfly airfoil: dragonfly wings are not optimized for rotating at the ultra-low Reynolds number.

### Conclusions

The present study exhibits a numerical and experimental investigation of the impact of airfoil shapes and optimization on 2D and 3D compressible ultra-low

Reynolds number flows. The main conclusions drawn are the following:

- Laminar unsteady Navier–Stokes solver elsA provides a proper flow simulation and forces prediction in an undisturbed 3D Martian environment.
- XFOIL, a potential flow solver strongly coupled with an integral boundary layer formulation, quickly allows assessing airfoil’s 2D efforts and the boundary layer state without taking on board the entire physics of the flow. It can be used in an airfoil optimization process.
- Subcritical compressibility has little impact on the 2D aerodynamic performance but eases the boundary layer detachment.
- Optimal airfoils for 2D ultra-low Reynolds number flows are thin and highly cambered with leading edge and trailing edge cambers. It allows them to adapt to the incoming flow and to delay the boundary layer separation along with unsteadiness production.
- Small variations in the airfoil design have little impact on the rotor performance as long as the airfoil is highly cambered shifting boundary layer separation downstream: close to a 6% cambered plate.
- 3D effects do not fully compensate nor stabilize the detached flow experienced by airfoils enhancing vortex shedding for lift production.
- Rotor subcritical dimensionless performance is comparable with an air- or CO<sub>2</sub>-filled tank for the same flight Reynolds number.

Based on the present optimized airfoil for the Martian flows, the impact of rotor shape is currently investigated. Rotor optimizations based on a free vortex method solver are performed for isolated and coaxial configurations. The optimization process is evaluated with 3D Navier–Stokes simulations and experimental measurements of both configurations. The ultimate objective is to develop a reliable propulsion system for a 30 cm Martian rotary wing MAV.

### Acknowledgements

The authors would like to thank the “Centre National d’Études Spatiales” (CNES) for its support in the experimental campaign. They also thank the people involved from ISAE-SUPAERO (Rémy Chanton, Sylvain Belliot, Xavier Foulquier, Sébastien Prothin, Thierry Jardin, Valérie Allain, and Bernard Rivière) and from Propulsion Laboratory at ONERA (Christophe Corato, Jérôme Anthoine, Jean-Charles Durand, and Jouke Hijlkema).

### Declaration of conflicting interests

The author(s) declared no potential conflicts of interest with respect to the research, authorship, and/or publication of this article.

### Funding

The author(s) received no financial support for the research, authorship, and/or publication of this article.

### References

1. Young LA, Gulick V, and Briggs GA. Rotorcrafts as mars scouts. In: IEEE aerospace conference, 2002.
2. Balaram J, Canham T, Duncan C, et al. Mars helicopter technology demonstrator. In: *AIAA atmospheric flight mechanics conference*, 2018.
3. Leovy C. Weather and climate on mars. *Nature* 2001.
4. Carmichael BH. Low Reynolds number airfoil survey. *NASA CR 165803*, 1981.
5. Derksen RW, Agelinchaab M and Tachie M. Characteristics of the flow over a NACA 0012 airfoil at low Reynolds numbers. *Adv Fluid Mech* 2008 142–153.
6. Huang RF and Lin CL. Vortex shedding and shear-layer instability of wing at low-Reynolds numbers. *AIAA J* 1995; 1398–1403.
7. Tsuchiya T, Numata D, Suwa T, et al. Influence of turbulence intensity on aerodynamic characteristics of an NACA 0012 at low Reynolds numbers. In: *51st AIAA aerospace sciences meeting*, 2013.
8. Lee D, Kawai S, Nonomura T, et al. Mechanisms of surface pressure distribution within a laminar separation bubble at different Reynolds numbers. *Phys Fluid* 2015.
9. Anyoji M, Numata D, Nagai H, et al. Effects of Mach number and specific heat ratio on low-Reynolds-number airfoil flows. *AIAA J* 2015; 1640–1654.
10. Sunada S, Yasuda T and Yasuda K, et al. Comparison of wing characteristics at an ultralow Reynolds number. *J Aircr* 2002; 331–338.
11. Kesel A. Aerodynamic characteristics of dragonfly wing sections compared with technical aerofoils. *J Exper Biology* 2000; 3125–3135.
12. Anyoji M, Nonomura T, Aono H, et al. Computational and experimental analysis of a high-performance airfoil under low-Reynolds-number flow condition. *J Aircr* 2014; 1864–1872.
13. Bohorquez F. Rotor hover performance and system design of an efficient coaxial rotary wing micro air vehicle. PhD Thesis, University of Maryland, USA, 2007.
14. Benedict M, Winslow J, Hasnain Z, et al. Experimental investigation of micro air vehicle scale helicopter rotor in hover. *Int J Micro Air Veh* 2015; 231–255.
15. Tsuzuki N, Sato S and Abe T. Conceptual design and feasibility for a miniature mars exploration rotorcraft. In: *24th International congress of the aeronautical sciences*, 2004.
16. Liu Z, Dong L, Moschetta JM, et al. Optimization of nano-rotor blade airfoil using controlled elitist NSGA-II. *Int J Micro Air Veh* 2014; 29–42.

17. Kunz PJ. *Aerodynamics and design for ultra-low Reynolds number flight*. PhD Thesis, University of Stanford, USA, 2003.
18. Munday PM, Taira K, Suwa T, et al. Nonlinear lift on a triangular airfoil in low-Reynolds-number compressible flow. *J Aircr* 2015; 924–931.
19. Cambier L, Gazaix M, Heib S, et al. An overview of the multi-purpose elsA flow solver. *J Aero Lab* 2011; 1–15.
20. Cliquet J. *Calcul de la transition laminaire-turbulent dans les codes Navier-Stokes. Application aux géométries complexes*. PhD Thesis, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, France, 2007.
21. Kulfan BM and Bussoletti JE. "Fundamental" parametric geometry representations for aircraft component shapes. In: *11th AIAA/ISSMO multidisciplinary analysis and optimization conference*, 2006.
22. Shrestha R, Benedict M, Hrishikeshavan V, et al. Hover performance of a small-scale helicopter rotor for flying on mars. *J Aircr* 2016; 1160–1167.

# Numerical predictions of low Reynolds number compressible aerodynamics

T. Désert<sup>a,b</sup>, T. Jardin<sup>b</sup>, H. Bézard<sup>a</sup>, J.M. Moschetta<sup>b</sup>

<sup>a</sup>*ONERA, Toulouse, France*

<sup>b</sup>*ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, France*

---

## Abstract

Interest in low Reynolds number compressible flows is emerging due to prospective applications like flight on Mars and in the stratosphere. However, very little knowledge is available, both regarding the flow physics underlying this unique regime and the accuracy of numerical methods for its prediction. In this paper, low and high fidelity numerical approaches are compared with experimental measurements on both airfoils and rotors in the low Reynolds number compressible flow regime. It is shown that low fidelity approaches are suited to aerodynamic optimization despite high viscous and compressible effects. In addition, high fidelity approaches help reveal unique flow features of this regime.

*Keywords:* Aerodynamics, low Reynolds number, compressible, low pressure, airfoils, rotors, Mars

---

## 1. Introduction

The exploration of the planet Mars with Rovers started more than a decade ago, allowing a more detailed description of the planet surface than what was possible so far with Mars orbiters. However, a major drawback of these Rovers is their relatively low speed (partly due to harsh terrain) which, until now, only allowed them to explore a few tens of kilometers - to be compared with the 21,000 km planet circumference. One way to facilitate surface exploration would be to use autonomous flying vehicles which could act as scouts for the Rovers. Unfortunately, the atmosphere of Mars is far from flight-friendly. On

	Earth Sea level	Mars Ground level	Earth Altitude 30 km
Gas	N <sub>2</sub> (78%) O <sub>2</sub> (21%)	CO <sub>2</sub> (96%)	N <sub>2</sub> (78%) O <sub>2</sub> (21%)
Gravity (m.s <sup>-2</sup> )	9.81	3.72	9.71
Density (kg.m <sup>-2</sup> )	1.225	0.014	0.018
Pressure (Pa)	10 <sup>5</sup>	600	1154
Temperature (K)	288	210	227
Speed of sound (m.s <sup>-1</sup> )	340	238	302

Table 1: Properties of Earth and Mars atmospheres

10 the one hand, its density is low which (1) results in low Reynolds number flows that promote both flow separation and high viscous drag and (2) requires to be compensated for by higher speed of the lifting surface to provide a sufficient lift force. On the other hand, its composition and temperature are such that the speed of sound is relatively low, which is conducive to supersonic flow regimes.

15 As a consequence, a typical flying vehicle designed for Mars exploration would operate in the low Reynolds number, compressible flow regime, for which very little knowledge is available.

Table 1 shows properties of the atmosphere of Mars at the ground level and compares it with properties of the atmosphere on Earth at sea level and 30 km

20 above sea level (stratosphere). Note that the purpose here is to show orders of magnitude rather than precise time-averaged values of highly fluctuating properties. It is shown that the properties at 30 km above sea level are quite similar to those on Mars, at ground level, suggesting that vehicles flying in the stratosphere would operate under similar conditions to those described above, i.e. in

25 the low Reynolds number, compressible flow regime, albeit with higher gravity force. The development of stratospheric vehicles has also recently gained interest for applications like Earth observation, telecommunications and navigation.

Overall, low Reynolds number, compressible flow regimes are very poorly documented because of the relatively new applications to which they are re-

30 lated. Apart from Mars and stratospheric flight, the development of high speed  
trains in low pressure tube (e.g. Hyperloop) could greatly benefit from deeper  
knowledge of these regimes, as well as liquid atomization where micro-sized  
droplets are formed and travel at high speed. Yet, a few authors brought to the  
fore unique features in low Reynolds number, compressible flows. For example,  
35 [1] numerically and experimentally investigated the flow past a triangular airfoil  
at Reynolds numbers 3000 and 10000 and Mach numbers 0.15 and 0.5. They  
showed that compressibility tends to elongate the wake, causing the transition  
from linear to non-linear lift and the subsequent vortex-induced lift to be de-  
layed to higher angles of attack. [2] demonstrated similar wake elongation for  
40 the flow past a two-dimensional circular cylinder, below and above the critical  
Reynolds number of the first, Hopf bifurcation. Above the critical Reynolds  
number, this results in a larger vortex-shedding wavelength, i.e. a lower shed-  
ding frequency. Wake elongation was found to be associated with higher drag  
and, in the stable state, with delayed separation.

45 In addition to little knowledge on the flow physics, it is not clear how con-  
ventional, numerical tools used to predict aerodynamic performance are suited  
to low Reynolds number, compressible flows. Yet, the design of small size un-  
manned vehicles flying in low pressure environment relies on the accuracy of  
such numerical tools.

50 In this paper, this issue is addressed by comparing predictions from low and  
high fidelity numerical tools with experimental results obtained under extreme  
conditions with typical Reynolds and Mach numbers in the range [100 – 10000]  
and [0.1 – 0.9] respectively. These numerical tools are applied to the flow past  
airfoils and rotors operating in such regimes. It is shown that while high fidelity  
55 approaches provide reasonable estimates of aerodynamic forces for all operating  
conditions, low fidelity approaches are limited to low angle of attack / pitch  
angle cases, which still make them suitable to aerodynamic optimization. In  
addition, unique features of low Reynolds number compressible flows are re-  
vealed, including, for example, wake elongation and subsequent damping of lift  
60 fluctuations, and displacement of shock foot far from the airfoil surface. Finally,

experimental data for rotors (which are virtually unavailable in the literature) are reported and deeper insight into the resulting, enhanced aerodynamic forces (due to leading edge vortex stability) is provided by means of numerical approaches.

## 65 2. Numerical approaches

In this section, the theory and numerical procedures underlying three different models with increasing complexity are briefly described: (i) two-dimensional potential approaches, (ii) three-dimensional vortex lattice methods (VLM) and (iii) numerical simulations of the two and three-dimensional unsteady Navier-  
70 Stokes equations (NS).

### *2.1. Two-dimensional potential flow methods*

Aerodynamic performance of two-dimensional airfoils is first evaluated with a potential flow panel method combined with an integral boundary layer formulation. The latter treats both laminar and turbulent layers and empirically  
75 determines the transition point using an  $e^N$  method. Preliminary linear stability analysis on triangular and cambered airfoils up to a Reynolds number of 6000 were performed and showed that transition was triggered for  $N < 1$ . Therefore, in what follows, the empirical value for  $N$  is fixed sufficiently large to avoid transition. Moreover, compressibility is intrinsically accounted for in  
80 the compressible boundary layer formulation and applied as a Karman-Tsien correction in the potential method. Xfoil code [3] is used to efficiently solve the problem *via* a global Newton method. Further details on the numerical procedure can be found in [3]. The number of panels used to discretize an airfoil is such that the solution is converged with respect to spatial discretization and is  
85 on the order of 160 for all cases shown in this paper.

### *2.2. Three-dimensional vortex lattice methods*

A vortex lattice approach is used to predict the aerodynamic performance of rotors with relatively low computational cost. Numerical simulations are

performed using ONERA’s in-house code PUMA, which combines lifting line  
90 and free wake models [4]. The lifting line approach relies on two-dimensional  
airfoil polars (obtained from resolution of the Navier-Stokes equations, see next  
section) and applies 3D correction to account for blade sweep and unsteady  
phenomena (e.g. dynamic stall). The free wake approach relies on the theory  
developped by [5] which describes the unsteady evolution of a wake modelled by  
95 a potential discontinuity surface. The blade and wake are discretized using 50  
non-uniformly distributed radial stations (square root distribution for increased  
resolution near the tip). The computation is advanced in time using forward  
Euler scheme with a time step that corresponds to a  $10^\circ$  rotation of the blades.  
Four rotations are needed for initial transients to sufficiently decay.

### 100 2.3. Numerical simulations of the Navier-Stokes equations

The two and three-dimensional unsteady Navier-Stokes equations are nu-  
merically solved using a finite volume method. Compressible and incompressible  
formulations are considered, typically for Mach numbers above and below 0.2  
respectively. Resolution is achieved using ONERA’s in-house code elsA [6] and  
105 StarCCM+ commercial code [7]. Spatial and temporal discretization schemes  
are of second order in both codes, with explicit and implicit temporal marching  
for elsA and StarCCM+ respectively.

#### 2.3.1. Airfoil simulations

For both two-dimensional and three-dimensional airfoil cases at Reynolds  
110 numbers on the order of  $10^3$  and subsonic Mach numbers, it was shown that  
a typical spatial resolution of  $\Delta s/c = 0.01$  allows for the Richardson extrapol-  
olated lift and drag [8] to be approximated within 1.5%. An example of grid  
convergence is shown in figure 1a where the lift coefficient is displayed as a  
function of the typical grid spacing in the wake of the airfoil,  $\Delta x/c$ . 2D and 3D  
115 results are obtained for a  $10^\circ$  angle of attack triangular airfoil [1] at Reynolds  
and Mach numbers 3000 and 0.15, respectively. Figure 1b shows Q-criterion  
isosurfaces coloured by spanwise vorticity, obtained on the 3D configuration for

typical grid spacings of  $c/50$  (2 million cells) and  $c/160$  (70 million cells). It is shown that although the largest grid spacing  $c/50$  captures three-dimensional spanwise instabilities in the airfoil wake (leading to hairpin vortices), it is not able to capture them near the leading edge where the flow exhibits a nearly two-dimensional pattern. As such, it is interesting to note that for this spatial resolution, lift obtained from 3D simulation converges towards that obtained from 2D simulation. Note that the 3D case shown in figure 1 corresponds to a 3.3 aspect ratio wing with symmetrical boundary conditions at the tips. Other 3D configurations with non-slip walls at the tips and with a 0.3 aspect ratio wing will also be addressed in section 5.1. Subscripts  $_{0.3}$  and  $_{3.3}$  are used to denote aspect ratio 0.3 and 3.3 respectively.

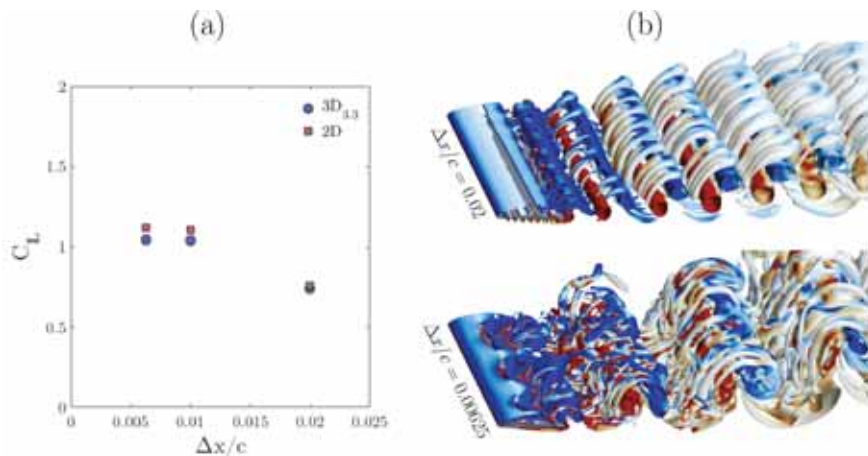


Figure 1: Lift coefficient as a function of grid spacing obtained for 2D and 3D flows past a triangular airfoil (a). Q-criterion isosurfaces coloured by spanwise vorticity contours obtained for grid spacings  $\Delta x/c = 0.02$  (top) and  $0.00625$  (bottom) on the 3D, aspect ratio 3.3 configuration (b).

Furthermore, decreasing the time step beyond  $\Delta t U/c = 0.02$  does not yield significant changes in the results. Therefore, in what follows, NS results will be shown for  $\Delta s/c \leq 0.01$  and  $\Delta t U/c \leq 0.02$ . Structured (hexahedral cells) and unstructured (hexahedral trimmed cells) grids are used with elsA and Star-

CCM+ respectively, resulting in a typical number of cells on the order of  $10^5$  for  
2D cases and  $2.10^6$  and  $2.10^7$  for 3D cases with 0.3 and 3.3 aspect ratio wing,  
135 respectively.

Simulations are run for 100 convective times to ensure that initial transients  
have sufficiently decayed. Afterwards, time averaged quantities are obtained by  
averaging instantaneous values over 20 convective times.

### 2.3.2. Rotor simulations

140 For three-dimensional rotor cases, similar spatial resolution to that used  
for airfoil cases is used ( $\Delta s/c = 0.01$ ) resulting in a typical number of cells  
on the order of  $7.10^7$ . Again, structured (hexahedral cells) and unstructured  
(polyhedral cells) grids are used with elsA and StarCCM+ respectively. On the  
other hand the time step is larger ( $\Delta t U/c = 0.08$ ), which is made possible by the  
145 quasi-steady nature of the flow on the rotor considered in this paper (as will be  
shown in section 5.3). Also note that  $U$  is the velocity at the blade tip such that  
the blade span operates at velocities below  $U$ , hence at lower non-dimensional  
time step.

Simulations are run for 5 rotor rotations to ensure that initial transients have  
150 sufficiently decayed. Time averaged quantities are then obtained by averaging  
instantaneous values over one rotor rotation.

## 3. Experiments

### 3.1. Low pressure wind tunnel

Experimental data by [1] are used to assess the validity of numerical ap-  
155 proaches for airfoils operating in the low Reynolds number, compressible flow  
regime. Data are obtained using the Mars Wind Tunnel (MWT) at Tohoku  
University. The MWT consists of an indraft wind tunnel housed inside a vac-  
uum chamber that allows low-density compressible experiments. It has a 100 by  
150 mm test section with typical turbulence intensity below 1%. The airfoil is  
160 triangular with 30 mm chord length and 100 mm span (hence aspect ratio 3.33)

and a maximum thickness of 1.5 mm. A scheme of the airfoil is provided in section 5.1, figure 3a. Typical operating conditions lead to a Reynolds number on the order of  $10^3 - 10^4$  with Mach numbers on the order of 0.1 - 1. More details on the experimental setup can be found in [1].

### 165 3.2. Low pressure chamber

Experimental measurements of the aerodynamic performance of rotors operating in low pressure environment are conducted in a low pressure chamber of  $18 \text{ m}^3$  volume at ONERA Fauga-Mauzac, figure 2a. The test bench consists of a 0.457 m diameter rotor manufactured out of carbon and rotated by means  
170 of a Faulhaber 4490 H 024B brushless motor, figure 2b. The propulsion set is fixed to a mast on top of which a 10 Newton strain gauge is mounted for thrust measurements. A similar gauge is used at the rear of the motor for torque measurements. Thrust and torque measurements are acquired at a frequency of 10 kHz during 10 seconds, which ensures statistical convergence. In addition, each  
175 measurement is performed four times and reported values are obtained by averaging these four measurements. Data accuracy is derived from the maximum deviation of each measurement to the average value of the four measurements and from discrepancies between measurements and calibration weights (under standard, atmospheric pressure conditions). It was estimated to be below 5%  
180 of reported values.

Experiments are conducted at a pressure of 2000 Pa (minimum achievable pressure is 10 Pa). Both Air and  $\text{CO}_2$  (96%) were tested and yielded similar results, in agreement with previous observations by [9]. Therefore, Air was used for all cases shown in this paper.

## 185 4. Data reduction

Results are analyzed in terms of global and local aerodynamic performance as well as flow quantities.

Global aerodynamic performance of airfoils is assessed using lift  $C_L = 2L/\rho SU^2$  and drag  $C_D = 2D/\rho SU^2$  coefficients, where  $\rho$ ,  $U$ ,  $L$  and  $D$  are the fluid density,

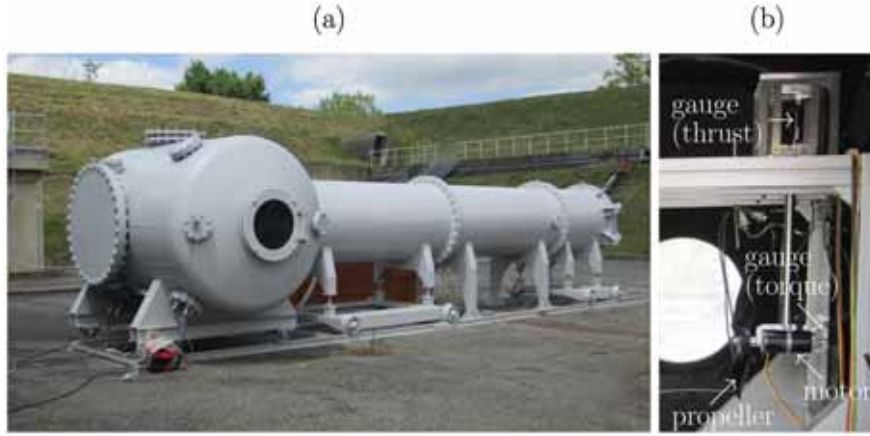


Figure 2: Low pressure chamber (a) and rotor test bench embedded in the chamber (b).

190 freestream velocity, lift and drag forces respectively.  $S$  is the surface area, which is equal to the wing chord  $c$  for 2D cases and to the wing chord times wing span  $c \times b$  for 3D cases. Global aerodynamic performance of rotors is assessed using the thrust  $C_T = T/\rho\pi R^2 U^2$  and torque  $C_Q = Q/\rho\pi R^3 U^2$  coefficients, where  $R$  and  $U$  are the rotor radius and blade tip velocity respectively.

195 Local aerodynamic performance of airfoils is assessed using the pressure coefficient  $C_p = 2(p - p_0)/\rho U^2$ , where  $p$  and  $p_0$  are the dimensional static pressure on and far upstream the airfoil, respectively. Local aerodynamic performance of rotors is assessed using the sectional thrust coefficient  $C_{sT} = sT/\rho S U^2$ , where  $sT$  is the sectional pressure thrust and  $S$  is the area of the blade spanwise section  
 200 (or blade element).

Finally, flow features are displayed using non-dimensional vorticity  $\omega^* = \omega c/U$ , Q-criterion and pressure.

## 5. Results

### 5.1. Evaluation of numerical methods on triangular airfoil

205 The lift and drag coefficients and the lift-to-drag ratio obtained on a triangular airfoil using both potential flow (Xfoil) and Navier-Stokes (elsA and StarCCM+) solvers are first compared with experimental and numerical results from [1]. The potential flow solution is two-dimensional while solutions to the Navier-Stokes equations are presented for 2D and 3D cases. 3D cases with aspect ratios 0.3 and 3.3 are considered. 210 These aspect ratios are chosen to be consistent with numerical simulations (aspect ratio 0.3) and experiments (aspect ratio 3.3) from [1]. An additional case taking into account wind tunnel walls is also simulated. Figure 3 illustrates the airfoil profile and the aspect ratio 3.3, 3D case with wind tunnel test section.

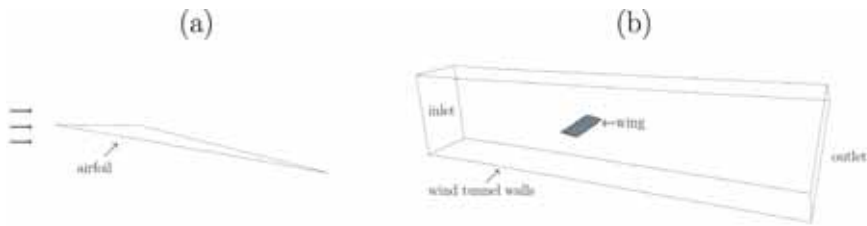


Figure 3: Triangular airfoil profile (a) and computational domain of the ‘wind tunnel’ configuration (b).

215 Figure 4a compares two-dimensional numerical results with experimental results for Reynolds number 3000 and Mach number 0.5. Reasonable agreement between numerical and experimental data are observed at low angles of attack, in the linear regime where the flow is mostly attached. As  $\alpha$  increases and flow separation becomes significant, beyond  $\alpha \approx 5^\circ$ , the lift curve obtained from 2D Navier-Stokes computations progressively diverge from the experimental curve and eventually reaches large discrepancies as the flow fully separates from the airfoil, beyond  $\alpha = 11^\circ$ . 220 The drag curve exhibits a rather similar trend, yet with better approximation of experimental data in the range  $\alpha \in [5^\circ - 11^\circ]$ . On

the other hand, lift and drag obtained from the potential flow solver remains  
225 consistent with experimental data up to large angles of attack.

Figures 4b and 4c compare the lift obtained from 3D Navier-Stokes compu-  
tations with that obtained from experiments. Figure 4b focuses on simulations  
with spanwise extent 0.3 chord (referred to as  $3D_{0.3}$  NS). Recall that symmetri-  
cal boundary conditions are set at the wing tips which makes the configuration  
230 nominally two-dimensional but allows three-dimensional (spanwise) instabili-  
ties to develop and alter the overall flow structure. Again, it is shown that both  
lift and drag obtained from 3D Navier-Stokes computations are in reasonable  
agreement with experimental data for low angles of attack. In addition, there  
is no observable differences between 2D and 3D Navier-Stokes computations for  
235  $\alpha < 11^\circ$ . This suggests that three-dimensional effects are weak in this range  
of angle of attack and is consistent with the fact that the flow is not yet fully  
separated. Beyond  $\alpha = 11^\circ$ , massive separation occurs and promotes three-  
dimensional spanwise instabilities. Hence, both lift and drag coefficients are  
reduced with respect to those obtained from 2D Navier-Stokes computations.  
240 Yet, despite this reduction, 3D Navier-Stokes computations with spanwise ex-  
tent equal to 0.3 chord cannot recover experimental results.

Figure 4c focuses on simulations with spanwise extent 3.3 chords (referred  
to as  $3D_{3.3}$  NS). Here, both symmetrical and wall boundary conditions at the  
wing tips are considered. Comparing with previous results, it is shown that  
245 for symmetrical boundary conditions, the spanwise extent of the computational  
domain has no significant influence on aerodynamic performance, at least for  
spanwise extents above 0.3 chord. In other words, a spanwise extent of 0.3 chord  
is sufficient to capture three-dimensional instabilities and their influence on  
aerodynamic loads at high angles of attack. This is consistent with results from  
250 [1]. Conversely, taking into account wall boundary conditions has a significant  
impact on both lift and drag predictions and results in a much more accurate  
estimation for all three angles of attack tested.

Overall, these results suggest that 3D effects arising from the wind tunnel  
test section tend to limit flow separation. Therefore, 2D Navier-Stokes compu-

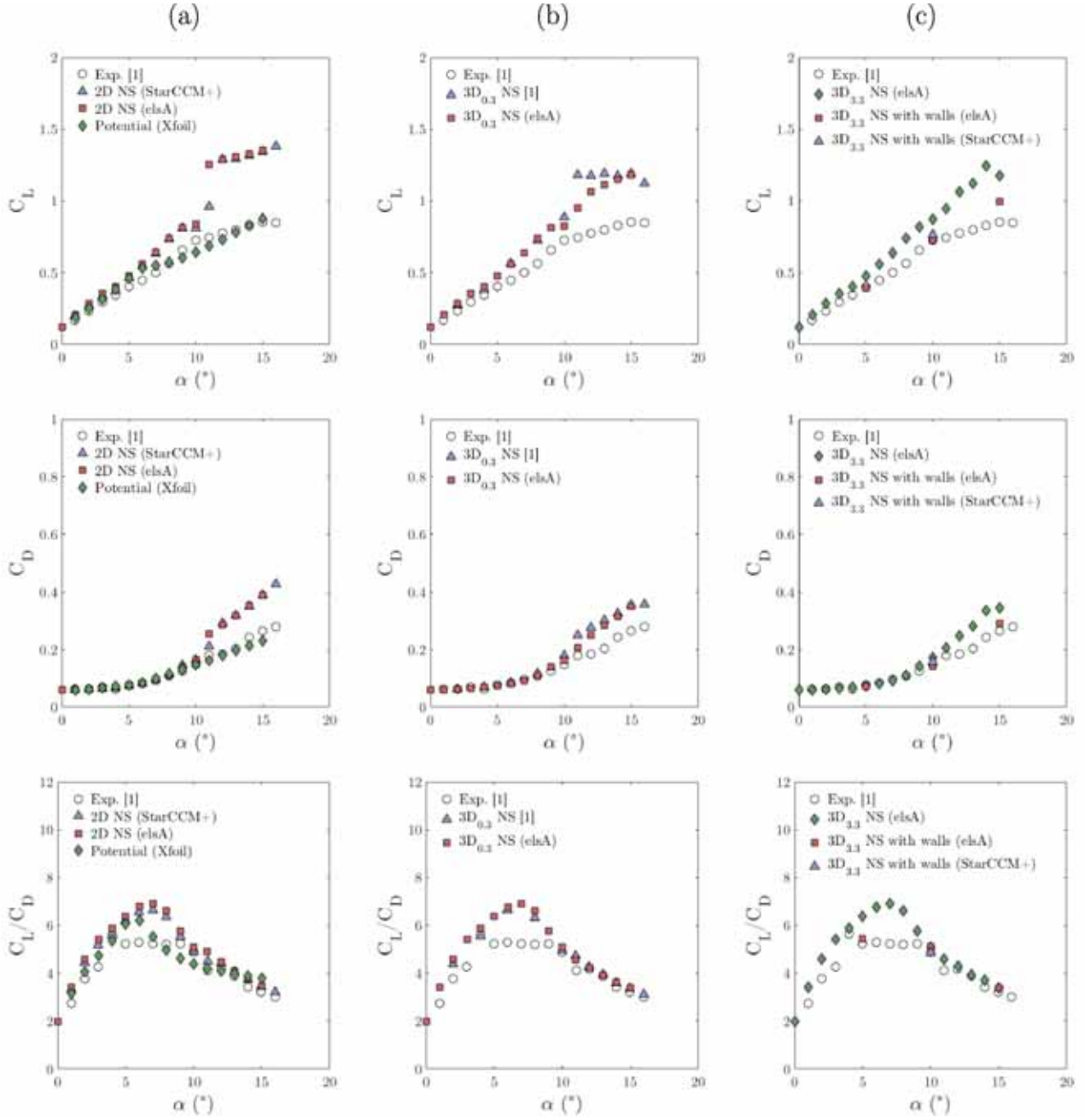


Figure 4: Comparison of lift and drag coefficients and lift-to-drag ratios obtained from numerical approaches and experiments on a triangular airfoil at Reynolds and Mach numbers 3000 and 0.5 respectively. 2D numerical approaches (a) and 3D numerical approaches with spanwise extent 0.3 (b) and 3.3 (c).

255 tations and 3D Navier-Stokes computations with symmetrical boundary condi-  
tions predict early separation, which leads to lift coefficients rapidly diverging  
from experimental values. On the contrary, because 2D potential flow solvers  
fail to predict massive flow separation (at least without special empirical treat-  
ment), the potential flow solution converges towards a partially attached flow  
260 even at high angles of attack. That is, the solution is somehow similar to that  
arising from 3D effects induced by wall boundary conditions. Therefore, despite  
the seemingly accurate prediction of aerodynamic loads over the full range of  
angles of attack tested, potential flow theory should not here be viewed as an  
accurate approach for high angles of attack aerodynamics.

265 Furthermore, because 3D Navier-Stokes computations with wall boundary  
conditions predict experimental data with reasonable accuracy, it can be inferred  
that 3D Navier-Stokes computations with symmetrical boundary conditions are  
suited to the prediction of aerodynamic loads on a nominally two-dimensional  
configuration at large angles of attack. Building on that, the similarity be-  
270 tween 2D and 3D numerical results at low angles of attack suggest that all 2D  
methods are suited to the prediction of aerodynamic loads when the flow is  
mostly attached, i.e. when three-dimensional effects are limited and where the  
efficiency of the airfoil is maximum. A direct outcome is that potential flow  
theory, as well as 2D Navier-Stokes computations, can be used with reasonable  
275 accuracy for airfoil shape optimization in the context of low Reynolds number  
compressible flows.

### *5.2. Reynolds and Mach number effects on cambered airfoil*

In light of the above conclusions, two-dimensional Navier-Stokes simulations  
of the flow past a cambered airfoil are performed to highlight Reynolds and  
280 Mach number effects on aerodynamic performance in the low Reynolds number  
compressible flow regime. The airfoil is a circular cambered plate and has 6.35%  
camber and 1% thickness with sharp leading edge and blunt trailing edge and  
was previously found to exhibit relatively good performance at low Reynolds  
number [10]. Computations are performed for a range of angles of attack  $\alpha \in$

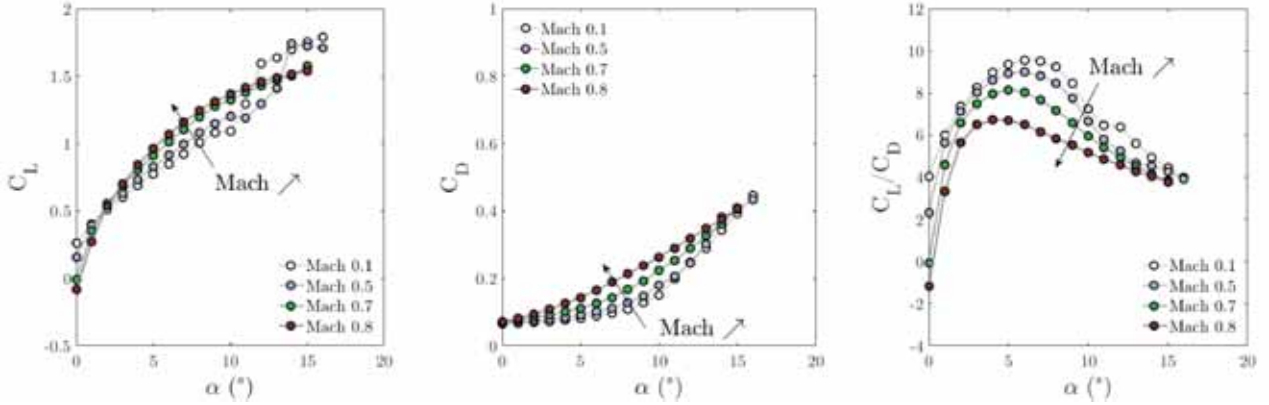


Figure 5: Lift and drag coefficients and lift-to-drag ratios obtained from 2D Navier-Stokes computations for a cambered airfoil at Reynolds number 3000 and Mach numbers 0.1, 0.5, 0.7 and 0.8.

285  $[0^\circ - 15^\circ]$  (with a step of  $1^\circ$ ), for Reynolds numbers 100, 1000, 3000 and 10000 and Mach numbers 0.1, 0.5, 0.7, 0.8 and 0.9.

### 5.2.1. Mach number effects

Figure 5 shows the lift and drag coefficients and the lift-to-drag ratio obtained at  $Re=3000$  for Mach numbers 0.1, 0.5, 0.7 and 0.8. First, it is observed that lift increases with Mach number for a broad range of angles of attack tested, i.e.  $\alpha \in [2^\circ - 10^\circ]$ . Yet, the trend is opposite below  $2^\circ$  and above  $13^\circ$ . This point will be discussed in the next paragraph. Second, it is shown that drag increases with Mach number in a more significant amount than lift, leading to a decrease in lift-to-drag ratio. Finally, it can be observed that the angle of attack corresponding to maximum lift-to-drag ratio decreases with Mach number.

To provide insight into the mechanisms responsible for these trends, figure 6 displays spanwise vorticity contours obtained for Mach numbers 0.1, 0.5 and 0.8 at Reynolds number 3000. For  $\alpha = 2^\circ$ , the flow separates near the trailing edge and the upper and lower surface, opposite sign vorticity layers interact at the trailing edge and roll up into opposite sign vortical structures, leading to a von Kármán vortex street. Alternatively, one can understand the emission

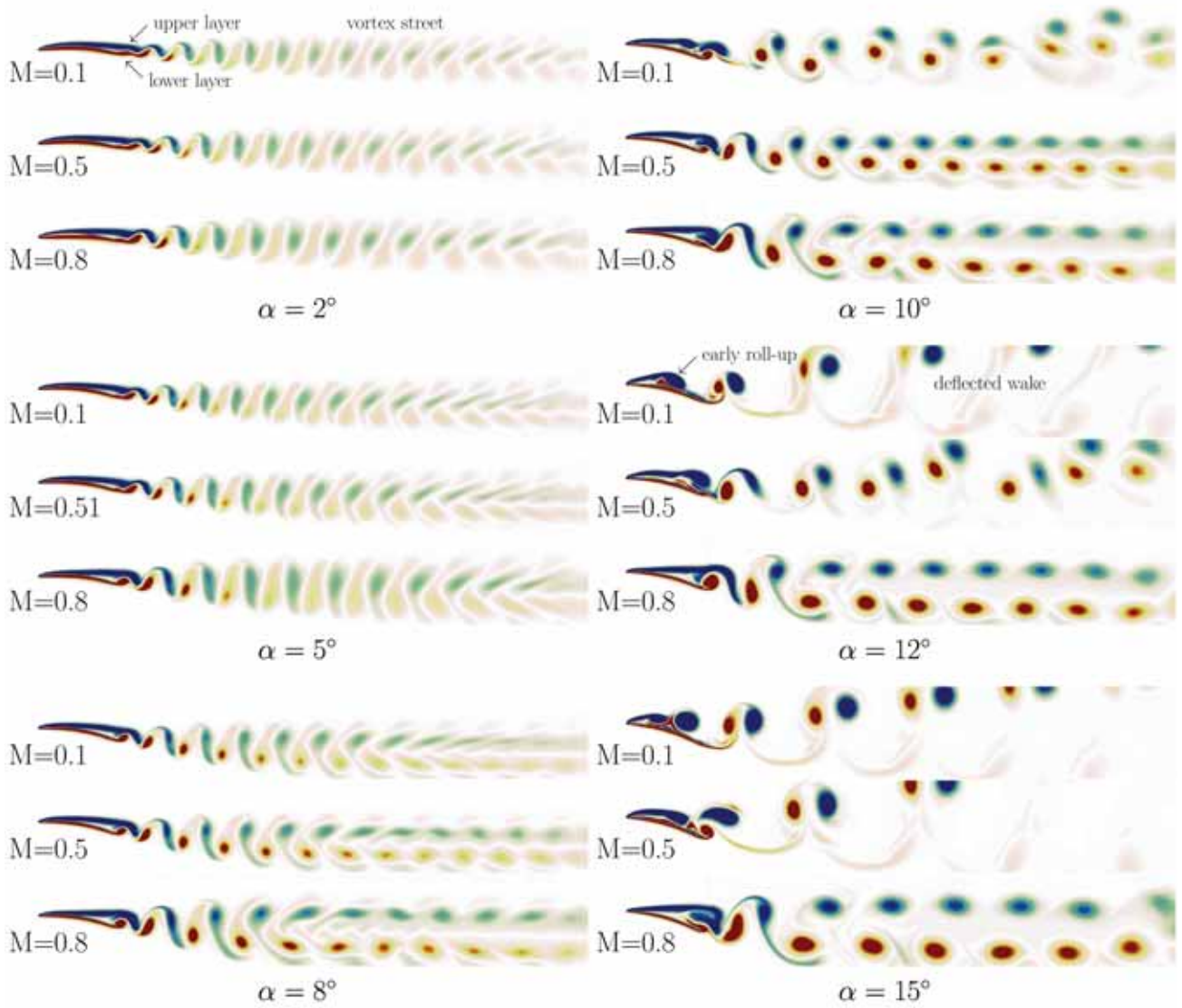


Figure 6: Instantaneous spanwise vorticity flow fields obtained from 2D Navier-Stokes computations for a cambered airfoil at Reynolds number 3000 and Mach numbers 0.1, 0.5 and 0.8. Snapshots are shown for six angles of attack  $\alpha = 2^\circ, 5^\circ, 8^\circ, 10^\circ, 12^\circ$  and  $15^\circ$ .

of trailing edge vortices as the unsteady response of bound circulation to the emission of vortices induced by separation on the upper surface. It can be seen that the width of the vortex street slightly increases with the Mach number, 305 indicating that the separation point moves upstream. Similar observations can be made at  $\alpha = 5^\circ$  and  $8^\circ$ . At this point, the effect of increasing the Mach number at a given  $\alpha$  can thus be viewed as similar to increasing  $\alpha$  at a given Mach number. This tends to increase lift (in the range of  $\alpha$  considered), which supports previous observations on lift trend.

310 For Mach=0.1 and  $\alpha = 10^\circ$  the upper vorticity layer interacts with the upper surface of the airfoil and rolls up into a clockwise rotating vortex before reaching the trailing edge. This ‘early’ interaction leads to an upward deflected wake. This phenomenon is more clearly visible at  $\alpha = 12^\circ$ . For Mach=0.5, such a wake pattern is not observed at  $\alpha = 10^\circ$  but appears at higher  $\alpha$ , see 315 for example  $\alpha = 12^\circ$  and  $15^\circ$ . Conversely, the flow at Mach=0.8 still exhibits a non-deflected wake up to  $\alpha = 15^\circ$ . For the latter, it can be seen that the upper vorticity layer does not roll up into a vortex prior to interacting with the trailing edge, although the separation point appears very close to the leading edge. A direct outcome is that increasing the Mach number reduces the fluctuating loads 320 on the airfoil. For instance, the relative standard deviation of the  $\alpha = 15^\circ$  lift coefficient is equal to 0.104, 0.098, 0.039 and 0.019 for Mach numbers 0.1, 0.5, 0.7 and 0.8 respectively. The absence of ‘early’ vorticity layer roll up can be correlated with the absence of rapid increase in the lift versus  $\alpha$  curve, which explains why lift increases as the Mach number decreases for the highest values 325 of  $\alpha$  tested.

The time-averaged distribution of pressure coefficients  $C_p$  on figure 7 further highlights the vorticity roll up mechanism and its influence on aerodynamic loads at  $\alpha = 12^\circ$ . It is shown that the  $C_p$  distribution on the upper surface of the airfoil is rather flat at  $M = 0.8$ , where no roll up is observed. On the other 330 hand, vorticity roll up at  $M = 0.1$  induces a bump in  $C_p$  distribution, near  $x/c = 0.6$ . This bump is followed by a drop at the rear of the airfoil where vortices are shed and advected into the wake. This specific bump-drop pattern

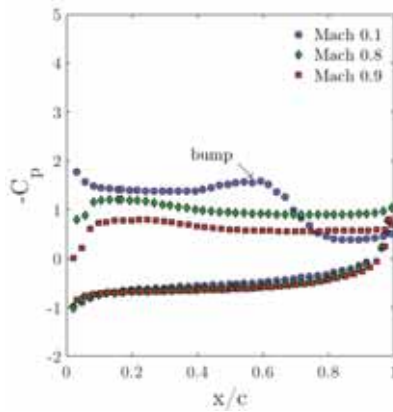


Figure 7: Distribution of time-averaged pressure coefficients  $C_p$  obtained from 2D Navier-Stokes computations for Mach numbers 0.1, 0.8 and 0.9.

resembles that induced by a laminar separation bubble but is here the time-averaged footprint of the unsteady formation and shedding of clockwise rotating vortices. Figure 7 also shows the  $C_p$  distribution at  $M = 0.9$ . It is interesting to note that the distribution is similar to that obtained at  $M = 0.8$  although the flow is transsonic (see figure 8). That is, it is shown that the presence of shocks do not significantly affect the pressure distribution in this low Reynolds number compressible flow regime. Here, enhanced viscous effects (i.e. smooth velocity gradients associated with thick boundary/shear layers) tend to move the shock foot away from the airfoil, which is a unique feature of low Reynolds number compressible flow regimes. In other words, extensively investigated phenomenon such as shock wave boundary layer interaction may not apply here, resulting in completely different responses of aerodynamic performance to transsonic/supersonic regimes.

### 5.2.2. Reynolds number effects

Figure 9 shows the lift and drag coefficients and the lift-to-drag ratio obtained at Mach=0.5 for Reynolds numbers 100, 1000, 3000 and 10000. The trends are in line with existing literature (under incompressible conditions, e.g.

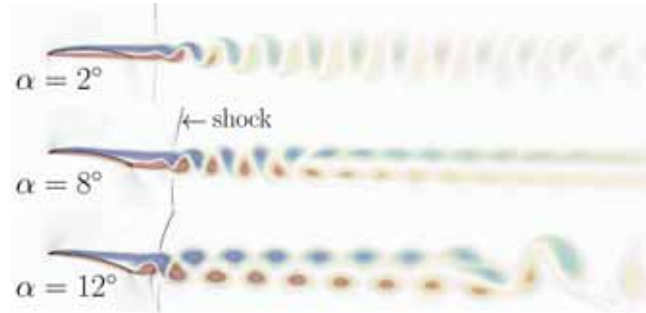


Figure 8: Instantaneous spanwise vorticity flow fields obtained from 2D Navier-Stokes computations for a cambered airfoil at Reynolds number 3000 and Mach number 0.9. Snapshots are shown for three angles of attack  $\alpha = 2^\circ$ ,  $8^\circ$  and  $12^\circ$ . Transparency is applied to vorticity contours, on which contours of pressure gradient magnitude are superimposed to highlight shock waves.

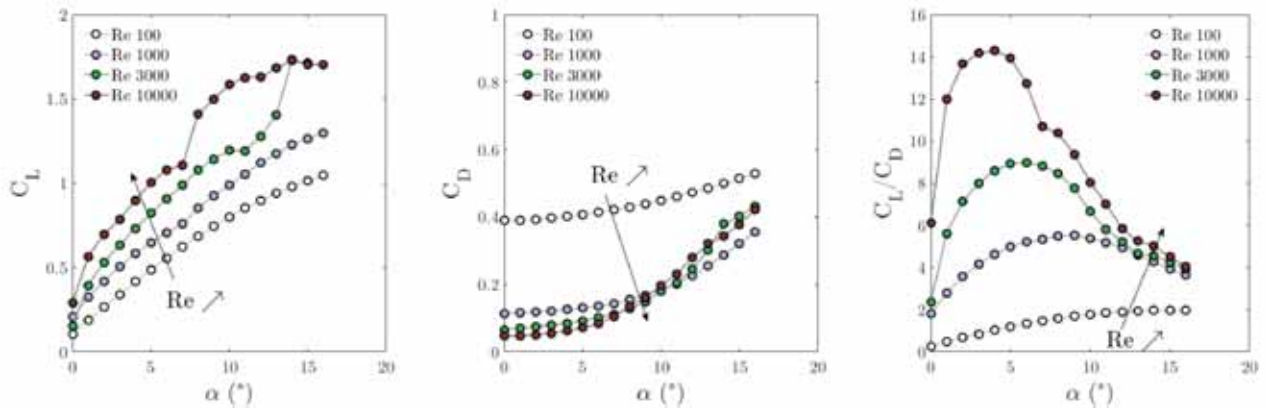


Figure 9: Lift and drag coefficients and lift-to-drag ratios obtained from 2D Navier-Stokes computations for a cambered airfoil at Mach number 0.5 and Reynolds numbers 100, 1000, 3000 and 10000.

[11]) demonstrating a decrease and an increase in lift and drag coefficients with  
Reynolds number, respectively. The increase in drag coefficient is particularly  
severe as the Reynolds number is decreased from 1000 to 100, where viscous  
drag becomes dominant. As a consequence, the lift-to-drag coefficient significantly  
increases with Reynolds number, being an order of magnitude greater  
at  $Re=10000$  than at  $Re=100$ . In addition, it can be seen that the maximum  
lift-to-drag ratio is obtained at larger angles of attack as the Reynolds number is  
decreased. The dependance of aerodynamic performance on Reynolds number  
can here again be correlated with the vorticity flow fields depicted in figure 10.

Figure 10 displays spanwise vorticity contours obtained for Reynolds num-  
bers 100, 1000 and 10000 at Mach number 0.5. For  $\alpha = 2^\circ$ , the flow at  $Re=100$   
is characterized by two thick, opposite sign vorticity layers on the upper and  
lower surfaces of the airfoil, exhibiting a steady pattern. The flow at  $Re=1000$  is  
rather similar, yet with thinner and stronger shear layers. As  $Re$  is increased to  
10000, the upper and lower shear layers interact near the trailing edge, leading  
to an unsteady wake characterized by opposite sign vortical structures. These  
flow patterns are qualitatively similar at  $\alpha = 5^\circ$ .

As  $\alpha$  is increased, the flow at  $Re=100$  remains roughly unchanged. Con-  
versely, it becomes unsteady at  $Re=1000$ , with the shear layers interacting near  
the trailing edge.

At  $Re=10000$  and  $\alpha = 5^\circ$ , the upper shear layer rolls up into a clockwise  
rotating vortex near mid-chord. The latter is advected towards the trailing edge  
where it eventually interacts with the lower shear layer. At  $\alpha = 10^\circ$ , the roll  
up of the upper shear layer is more severe, which leads to a strong interaction  
with the upper surface and the subsequent deflected wake pattern (previously  
described). While the interaction between the clockwise rotating vortex and  
the upper surface of the airfoil at  $Re=10000$  becomes stronger as  $\alpha$  is further  
increased, i.e. as the separation point moves upstream, the upper shear layer  
at  $Re=1000$  is immune to roll up before interacting with the lower shear layer  
at the trailing edge. Therefore, while the wake at  $Re=1000$  exhibits a relatively  
simple pattern characterized by alternate vortices up to  $\alpha = 15^\circ$ , the flow at

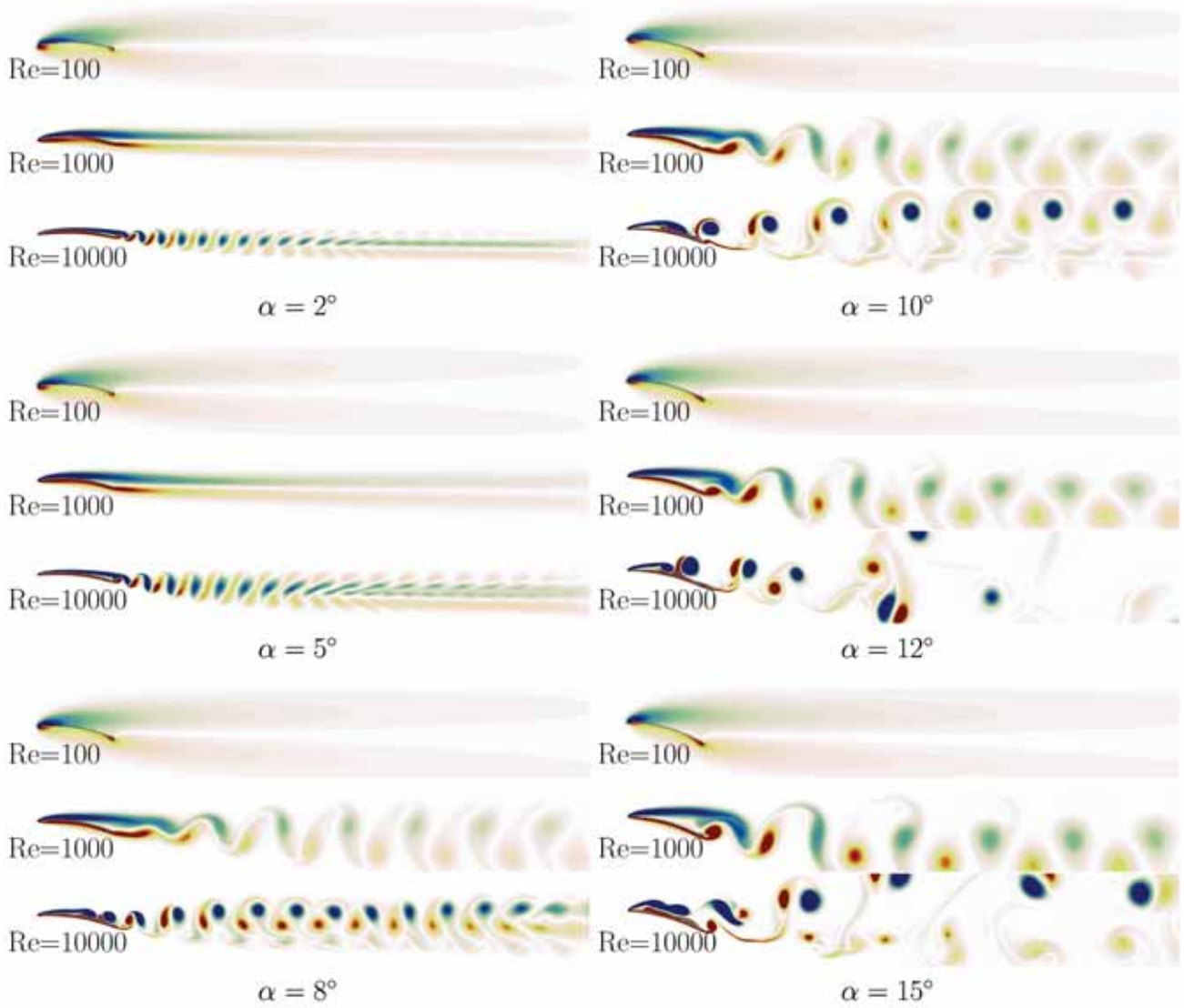


Figure 10: Instantaneous spanwise vorticity flow fields obtained from 2D Navier-Stokes computations for a cambered airfoil at Mach number 0.5 and Reynolds numbers 100, 1000 and 10000. Snapshots are shown for six angles of attack  $\alpha = 2^\circ, 5^\circ, 8^\circ, 10^\circ, 12^\circ$  and  $15^\circ$ .

Re=10000 transits to a chaotic state.

The roll up of the upper shear layer at Re=10000 explains the sudden increase in lift observed at  $\alpha = 8^\circ$  on figure 9. Conversely, the robust shear layers at Re=100 and 1000 explain the smooth increase of the lift coefficient with  $\alpha$ .  
385 That is, at the lowest Reynolds numbers, there is no drastic changes in the flow as  $\alpha$  is increased, leading to a relatively simple relation between lift and the airfoil projected area  $c \times \sin \alpha$ .

Overall, the present results show that, in the low Reynolds number compressible flow regime, both Reynolds and Mach numbers have significant impact on  
390 the flow pattern and the resulting aerodynamic performance. In particular, changes in aerodynamic performance due to variations in Reynolds and Mach numbers are on the same order of magnitude. Therefore, for a given characteristic dimension (e.g. wing chord) and environment pressure, there exists an optimal operating speed (i.e. an optimal Re-Mach couple) that leads to optimal  
395 aerodynamic performance. This is fundamentally different to conventional aerodynamics where large Reynolds and Mach number effects are usually uncoupled.

### 5.3. Evaluation of numerical methods on two-bladed rotor

In this section, the comparison between numerical approaches and experimental data is extended to the flow past a two-bladed rotor operating under hovering  
400 conditions. Based on the previous results that 2D numerical approaches are suited to the prediction of aerodynamic loads in the low Reynolds number compressible flow regime, around maximum efficiency, 3D vortex lattice methods are here applied using polars from 2D Navier-Stokes computations and compared to 3D Navier-Stokes computations and experiments (figure 11). The  
405 blades consist of a 6.35% camber, 1% thick airfoil (see section 5.2) with constant chord and constant twist angle  $\beta$  along the span. It is similar to that tested in [12]. The rotation speed and ambient pressure are such that the Reynolds and Mach numbers at the blade tip are on the order of 6000 and 0.35 respectively.

Figure 11 shows a relatively good agreement between NS and VLM approaches.  
410 These numerical methods, however, overestimate both experimental

thrust and torque coefficients. Discrepancies in thrust and torque predictions somehow compensate each other, leading to a fair approximation of the thrust-to-torque ratio. Despite these quantitative discrepancies, the trends in thrust and torque versus pitch angle are qualitatively similar for numerical and experimental approaches. Overall,  $C_T$  increases to a maximum value at  $\alpha \approx 30^\circ$  and  $C_Q$  continuously increases with  $\alpha$ . As a consequence,  $C_T/C_Q$  exhibits an optimal value, which is found to be around  $10^\circ$  pitch angle.

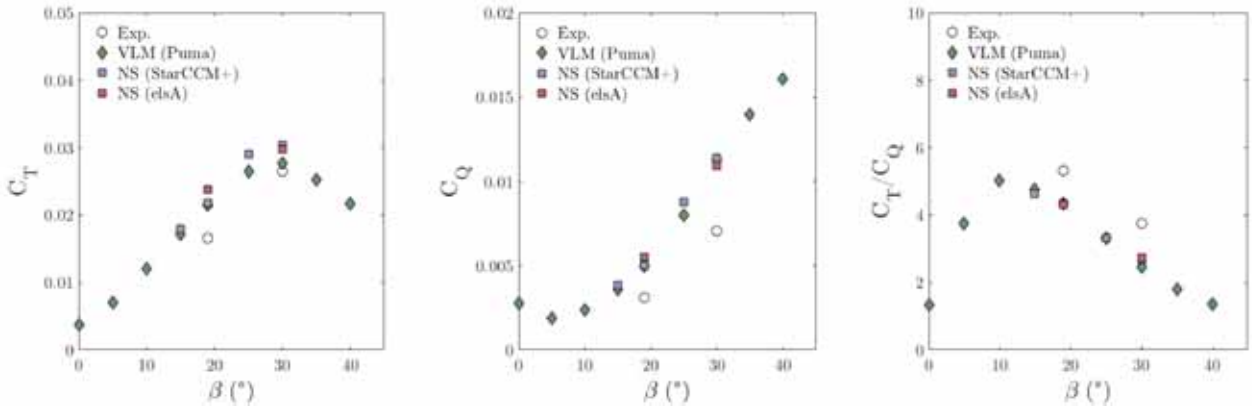


Figure 11: Comparison of thrust and torque coefficients and thrust-to-torque coefficients ratio obtained from numerical approaches and experiments on a two-bladed rotor.

A closer look at the NS and VLM curves reveals closer match between both approaches at low pitch than at high pitch angles. At high pitch angles, results obtained from Navier-Stokes simulations slightly overestimate VLM results. This ‘extra-lift’ obtained with NS simulations may arise from the development of a stable leading edge vortex on the upper surface of the rotor blades. This intrinsically three-dimensional mechanism cannot be predicted by VLM. Figure 12 displays iso-surfaces of Q-criterion obtained from NS simulations for pitch angles  $15^\circ$ ,  $19^\circ$ ,  $25^\circ$  and  $30^\circ$ . At higher pitch angles ( $\beta > 20^\circ$ ), it is shown that the flow separates at the leading edge and rolls up into a conical leading edge vortex (LEV). On the contrary to the LEV that develops on a two-dimensional airfoil and that eventually sheds into the wake, the LEV here

remains stably attached to the blade, inducing a sustained low pressure suction  
430 region on its upper surface, which in turn generates thrust. Stability of the  
LEV is a common feature in the aerodynamics of low aspect ratio flapping and  
revolving wings (which operate in a comparable range of Reynolds numbers)  
and is hypothesized to result from rotational accelerations, making it a funda-  
mentally three-dimensional phenomenon [13, 14]. It can be observed that the  
435 LEV bursts into smaller scale structures near the blade tip as it merges with  
the tip vortex. This phenomenon is also in line with previous numerical and  
experimental observations at low Reynolds numbers (e.g. [15, 16, 17]).

Figure 13 compares the sectional thrust distribution along the rotor blade  
obtained from NS computations with that obtained from VLM. While rea-  
440 sonable agreement between both approaches is observed up to  $25^\circ$  pitch an-  
gle, non-negligible discrepancies are observed at  $30^\circ$  pitch angle where the ef-  
fect of the LEV on thrust is maximum. Discrepancies observed in the range  
 $0.2 < r/R < 0.8$  are partly compensated for by discrepancies at the tip where  
the dynamics of the vortical structures (merging between LEV and tip vortex)  
445 is also very complex and cannot be captured through VLM. As such, despite the  
relatively good agreement observed on figure 11, VLM should not be viewed as  
an accurate method for high pitch angles where separation occurs at the leading  
edge. Note however that special treatment of the two-dimensional polars used  
in VLM can be added to account for rotational effects on LEV stability [18].  
450 Yet, because maximum efficiency is obtained at low pitch angles, present results  
suggest that VLM is suited to the aerodynamic optimization of rotors in the  
low Reynolds number compressible flow regime.

## 6. Conclusion

Flight on Mars and in the stratosphere, high speed trains in low pressure  
455 tubes and liquid atomization share unique atmodynamic features in that they  
involve bodies moving in a compressible viscous flow, i.e. they operate in a  
low-to-moderate Reynolds number, compressible flow regime. Because of the

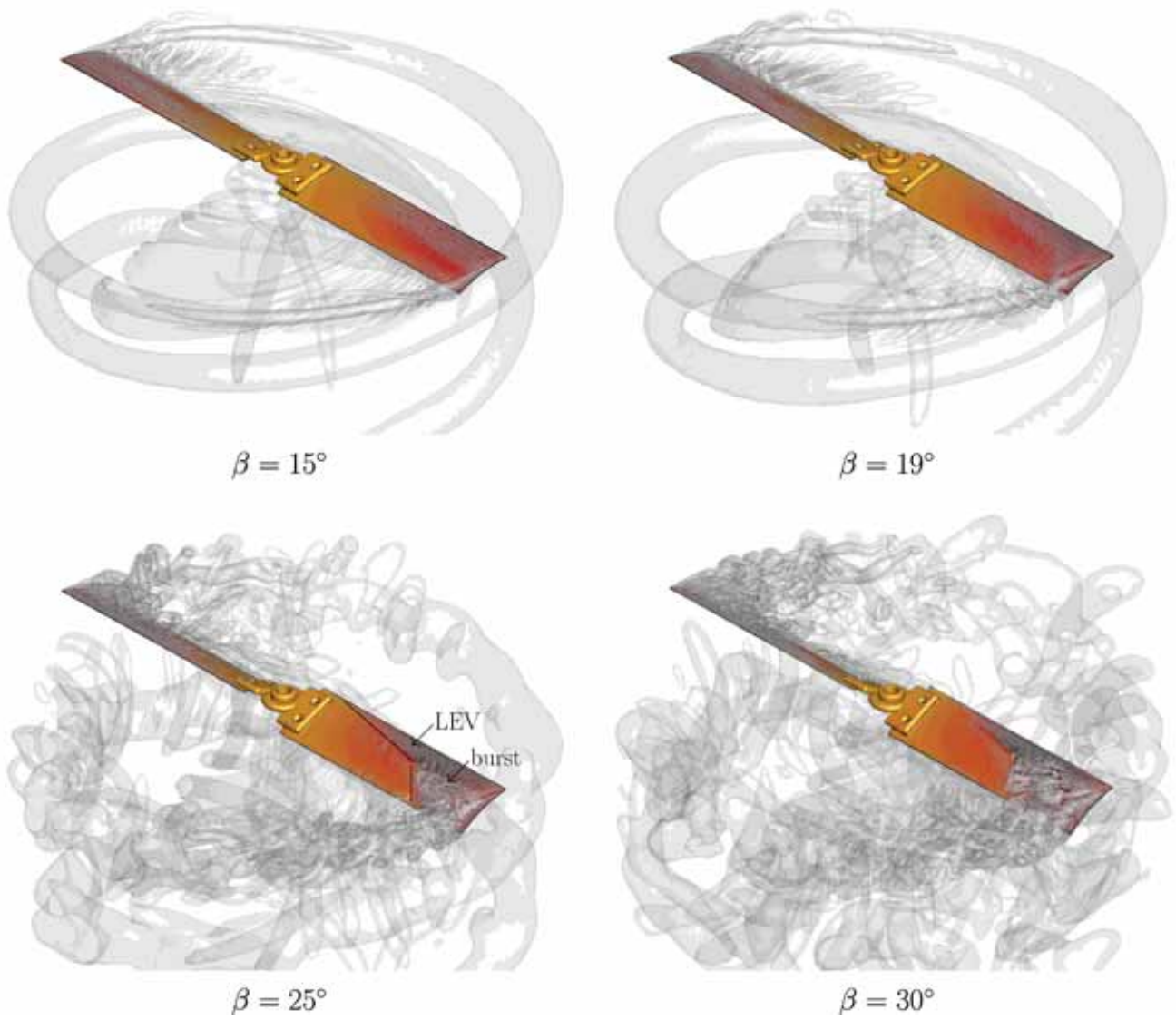


Figure 12: Surface pressure contours and Q-criterion isosurfaces obtained from 3D Navier-Stokes computations for a two-bladed rotor with pitch angle  $15^\circ$ ,  $19^\circ$ ,  $25^\circ$  and  $30^\circ$ .

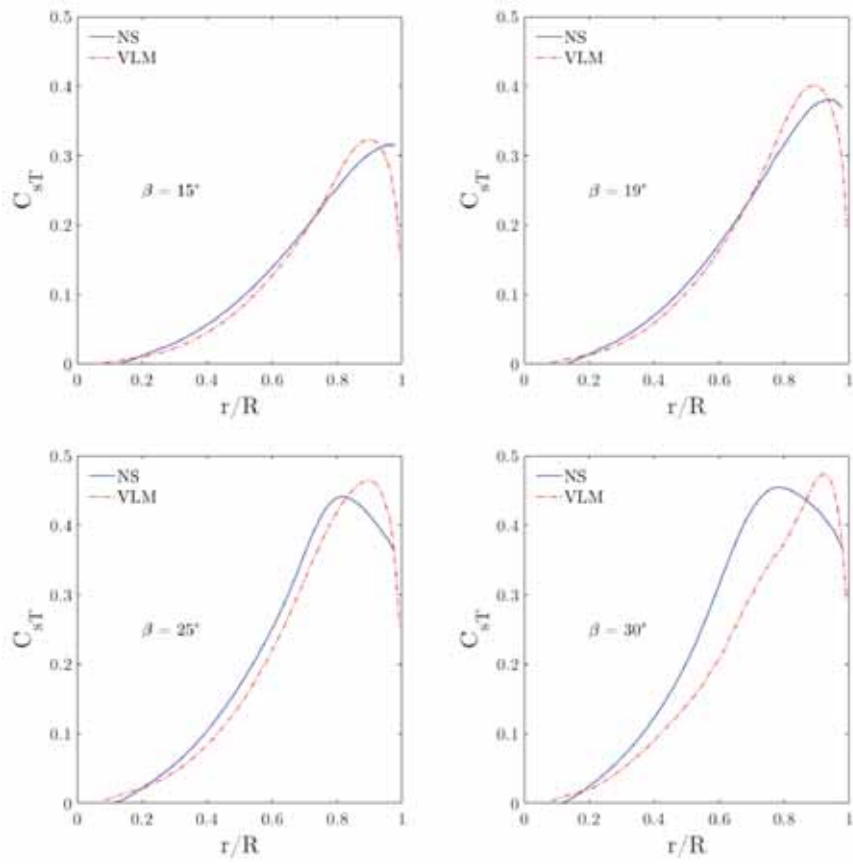


Figure 13: Sectional thrust coefficient as a function of the non-dimensional rotor radius obtained from 3D NS computations and VLM for pitch angles 15°, 19°, 25° and 30°.

very prospective nature of these applications, very little knowledge is available on the physics of low Reynolds number, compressible flows. Furthermore, it is  
460 not clear whether conventional numerical methods used to predict aerodynamic forces on moving bodies are suited to such flow regime.

In this paper, the accuracy of low and high fidelity numerical approaches in the prediction of aerodynamic forces at low Reynolds numbers and moderate subsonic Mach numbers was assessed. Assessment was achieved by comparing  
465 numerical results with experimental data on airfoils from [1] and with present experiments on rotors. It was shown that high fidelity approaches, i.e. numerical resolution of the 3D Navier-Stokes (NS) equations, provide results in generally good agreement with experiments for the whole range of operating conditions tested. On the other hand, it was shown that numerical resolution of the 2D  
470 Navier-Stokes equations, potential flow approaches and Vortex Lattice Methods (VLM) provide reasonable estimation of aerodynamic forces when the angle of attack / pitch angle is low and the flow is attached (or weakly separated). For high angles of attack / pitch angles, these low fidelity approaches fail to predict massive flow separation and subsequent 3D effects, sometimes despite  
475 reasonable agreement with experimental data (which was shown to result from compensating errors). These results indicated that, in the low Reynolds number compressible regime, airfoil and rotor optimization can be achieved with reduced order models.

In addition, the influence of Reynolds and Mach number effects on the flow  
480 past airfoils was analyzed and significant impact on flow separation and subsequent wake patterns was demonstrated. In particular, results indicated that compressibility tends to elongate the airfoil wake and prevent early roll-up of the upper shear layer, in line with previous observations by [1, 2]. This resulted in a re-orientation of the incompressible deflected wake and to a smoother lift-  
485 to-angle-of-attack curve and a damping of lift fluctuations. Moreover, unique features associated with the displacement of the shock foot away from the airfoil surface were revealed for transsonic operating conditions. On the other hand, Reynolds number effects were found to be qualitatively similar to those reported

in extensive works at low Mach numbers. Overall, it was demonstrated that in  
490 the low Reynolds number compressible flow regime, the impact of both Reynolds  
and Mach numbers on aerodynamic performance are on the same order of mag-  
nitude which suggests that for a given characteristic dimension and environning  
pressure, there exists an optimal operating speed that leads to optimal aerody-  
namic performance.

495 Finally, experimental data for rotors operating in the low Reynolds number  
compressible regime were provided and, along with numerical results, similar  
flow pattern to that observed on bio-inspired flapping and revolving wings (i.e.  
stability of the leading edge vortex and enhanced thrust production) were ana-  
lyzed.

500 These results provided insight into the physics of low Reynolds number com-  
pressible flows and into the accuracy of numerical approaches for their predic-  
tion, thereby helping future design of Mars and stratospheric flying vehicles.

## References

- [1] P. Munday, K. Taira, T. Suwa, D. Numata, K. Asai, Nonlinear lift on  
505 a triangular airfoil in low-reynolds-number compressible flow, *J. Aircraft*  
52 (3) (2015) 924–931.
- [2] D. Canuto, K. Taira, Two-dimensional compressible viscous flow around a  
circular cylinder, *J. Fluid Mech.* 785 (2015) 349–371. doi:10.1017/jfm.  
2015.635.
- 510 [3] M. Drela, Xfoil: An analysis and design system for low reynolds number  
airfoils, in: *Low Reynolds number aerodynamics*, Springer, Berlin, Heidel-  
berg, 1989, pp. 1–12.
- [4] R. Boisard, Aerodynamic investigation of a helicopter rotor hovering in  
the vicinity of a building, in: *74th Annual Forum and Technology Display*,  
515 Phoenix, Arizona, USA, May 14-17, 2018.

- [5] M. Mudry, La théorie des nappes tourbillonnaires et ses applications à l'aérodynamique instationnaire, Ph.D. thesis, Université Paris VI, France (1982).
- [6] L. Cambier, M. Gazaix, elsA: An efficient object-oriented solution to CFD complexity, in: 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA, January 14-17, 2002.
- [7] Star-CCM+ user guide, CD-Adapco, 2016.
- [8] P. Roache, Verification and Validation in Computational Science and Engineering, Hermosa, 1998.
- [9] M. Anyoji, Development of a Mars wind tunnel and its applications to low reynolds number and high-subsonic airfoil testing, Ph.D. thesis, Tohoku University, Sendai, Japan (2011).
- [10] F. Bohorquez, Rotor hover performance and system design of an efficient coaxial rotary wing micro air vehicle, Ph.D. thesis, University of Maryland, College Park, USA (2007).
- [11] P. Kunz, I. Kroo, Analysis and design of airfoils for use at ultra-low reynolds numbers, in: Fixed and flapping wing aerodynamics for micro air vehicle applications, 2001, pp. 35–59.
- [12] R. Shrestha, M. Benedict, V. Hrishikeshavan, I. Chopra, Hover performance of a small-scale helicopter rotor for flying on Mars, *J. Aircraft* 53 (4) (2016) 1160–1167.
- [13] D. Lentink, M. Dickinson, Rotational accelerations stabilize leading edge vortices on revolving fly wings, *J. Expl Biol.* 212 (2009) 2705–2719.
- [14] T. Jardin, Coriolis effect and the attachment of the leading edge vortex, *J. Fluid Mech.* 820 (2017) 312–340. doi:10.1017/jfm.2017.222.
- [15] A. Jones, A. Medina, H. Spooner, K. Mulleners, Characterizing a burst leading-edge vortex on a rotating flat plate wing, *Exp. Fluids* 57 (2016) 52.

- [16] A. Medina, A. Jones, Leading-edge vortex burst on a low-aspect-ratio rotating flat plate, *Phys. Rev. Fluids* 1 (2016) 044551.
- 545 [17] T. Jardin, T. Colonius, On the lift-optimal aspect ratio of a revolving wing at low reynolds number, *J. Roy. Soc. Interface* 15 (2017) 20170933.
- [18] Y. Leng, H. Yoo, T. Jardin, M. Bronz, J. Moschetta, Aerodynamic modelling of propeller forces and moments at high angle of incidence, in: *AIAA Science and Technology Forum and Exposition*, 2019.





# Résumé

Un micro-drone à voilure tournante est l'appareil aérien optimal pour assister un rover d'exploration à la navigation sur la planète Mars. Toutefois, les écoulements qu'il rencontre sont compressibles à très faible nombre de Reynolds, ce qui constitue un domaine de l'aérodynamique inédit et quasiment inexploré à ce jour. L'objectif de la thèse est de comprendre, simuler et recréer expérimentalement les phénomènes aérodynamiques liés au régime inédit des écoulements martiens pour concevoir un système propulsif performant. Après avoir validé les outils de simulation numérique, le comportement instationnaire des écoulements est étudié sur des géométries 2D et 3D. L'écoulement est dominé par la viscosité : les couches limites laminares sont épaisses et le décollement a beaucoup d'influence sur son comportement très instationnaire. Par la suite, plusieurs millions de géométries de profil sont évaluées par un processus d'optimisation basé sur un code 2D stationnaire. Les profils optimisés sont fortement cambrés (entre 5.5% et 7%) et de faible épaisseur relative ( $e/c \sim 2\%$ ). Le bord d'attaque et le bord de fuite sont très cambrés pour permettre respectivement l'adaptation à l'écoulement incident et la fixation du point de décollement de la couche limite. À partir des géométries de profils, l'ensemble du système propulsif est optimisé par intégration des polaires 2D. La théorie des éléments de pale permet de déterminer rapidement les configurations les plus performantes aérodynamiquement. Et une méthode de sillage libre permet l'optimisation de rotors isolés et de systèmes propulsifs coaxiaux. Les rotors ont des solidités et des vrillages importants, ce qui rappelle les formes d'hélices marines. Les simulations Navier-Stokes 3D mettent en évidence la tridimensionnalité des écoulements sur la pale, elle est fortement corrélée avec la solidité du rotor et le vrillage de bout de pale. La rotation stabilise la couche limite et donne lieu à un décollement stable au bord d'attaque pour certaines géométries. Le dévrillage en bout de pale permet de stabiliser le tourbillon et de diminuer la perte induite. Un banc de mesure est placé dans un caisson dépressurisé pour estimer les efforts de poussée et de couple générés par les rotors optimisés en conditions aérodynamiques martiennes. Les essais permettent de valider les tendances d'estimation des codes de simulation ainsi que les processus d'optimisation. La configuration bi-rotors coaxiaux, en comparaison avec une configuration à deux rotors adjacents, permet un gain d'encombrement de moitié pour une perte sur la puissance de seulement 15%. C'est la configuration la plus adaptée pour un micro-drone en atmosphère ténue. Un système propulsif coaxial optimisé (de diamètre 30 cm) permettrait de sustenter un micro-drone d'environ 400 grammes en conditions nominales sur la planète Mars.

# Abstract

A micro-rotorcraft is the most suited aerial vehicle for rover navigation assistance on Mars. The martian atmosphere's density, being hundred times lower than on Earth, requires the micro-drone to hover at high rotational speed. Hence, flows on the blade are both compressible and at very low Reynolds number (few thousands). It constitutes a new aerodynamic domain to be explored. The purpose of the dissertation is to understand, simulate and experimentally duplicate the aerodynamic phenomena in a view to design an efficient propulsion system. After a phase of validation of the simulation tools, the flows' unsteady behavior is studied on 2D and 3D geometries. Wall flow is highly viscous : laminar boundary layers are thick and their separation has a huge influence on its unsteadiness. Then, several millions of airfoil geometries are evaluated by an optimization process based on a steady 2D solver. As final result, the optimized airfoil displays a highly cambered shape (between 5.5% and 7%) with low relative thickness ( $t/c \sim 2\%$ ). Leading and trailing edges are strongly cambered, allowing proper incoming flow adaptation and late boundary layer separation. Based on this airfoil geometry, rotor shapes are optimized by two methods. Blade element theory provides a quick investigation of the most aerodynamically efficient configurations. And a free wake solver is applied for the final design of isolated rotors and coaxial dual-rotors. Optimized shapes exhibit important twist and solidity, evoking marine propellers. 3D Navier-Stokes simulations highlight the flow's three-dimensional mechanisms on the blade, which are highly correlated to the rotor's solidity and twist. Rotation stabilizes the blade's boundary layer and a stable leading edge separation is observed in some cases. Blade tip twist reduction diminishes the tip vortex and the induced loss. A thrust and torque measurement setup is placed in a depressurized tank for the evaluation of optimized rotors in martian atmospheric conditions. Performed experiments confirm the solvers' trend and validate the design process. Therefore, chosen coaxial dual-rotors configuration provides an important size gain for a low corresponding power loss ( $\sim 15\%$ ) compared to adjacent dual-rotors. Coaxial dual-rotors are the optimal configuration for a micro-rotorcraft in low-pressure atmosphere flight conditions. Such propulsion system (with a diameter of 30 cm) could lift a 400 grams micro-rotorcraft in hover on the planet Mars.