République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'**E**nseignement **S**upérieur et de La **R**echerche **S**cientifique

Université Yahia FARES de MEDEA



FACULTE DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE DES PROCEDES

THESE DE DOCTORAT

En Génie des procédés

THEME

Analyse numérique de l'interaction fluide structure de l'écoulement de l'air autour d'une structure déformable

Par

ZIANE Farouk

Devant le jury composé de:

- Pr. N.MOULAI MOSTEFA	Professeur U .de Médéa	Président
- Pr.D.SEMMAR	Professeur U .de Blida1	Examinateur
- Dr.M.KEZRANE	Maître de conférences U .de Médéa	Examinateur
- Pr.A.ABDELLAH El-HADJ	Professeur U.de Médéa	Rapporteur

Février 2018

REMERCIEMENTS

Je remercie ALLAH pour m'avoir donné la patience de terminer ce travail.

Je voudrais tout d'abord exprimer ma profonde gratitude à mon Directeur de thèse de doctorat, Pr. Abdellah El-hadj Abdellah, professeur à l'Université de Médéa. Il m'a accordé sa confiance dans l'élaboration de ce travail et a suivi de près ma démarche scientifique pour mener à bien ce travail.

Je tiens à remercier très vivement les membres de jury de soutenance de cette thèse et d'avoir accepté d'être examinateurs :

- Professeur N.Moulai Mostefa, Professeur à l'Université de Médéa, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de soutenance,
- Professeur D.Semmar, Professeur à l'Université de Blida 1, d'avoir accepté d'être examinateur,
- Docteur M.Kezrane, maître de conférence à l'Université de Médéa, d'avoir accepté d'être examinateur.

Je tiens aussi à remercier le Directeur et les membres de laboratoire de Mécanique, Physique et Modélisation Mathématique (LMP2M) de l'université Dr. YAHIA FARES de Médéa), pour son chaleureux accueil.

Sans oublier d'exprimer mes remerciements à tous les Enseignants du département de Génie des Procèdes et Génie mécanique, ainsi qu'à toutes les personnes qui ont contribué de prés ou de loin à l'élaboration de ce travail

Résumé

Dans cette étude, notre objectif principal est l'étude du comportement aérodynamique de l'écoulement autour d'un profil aérodynamique oscillant. Ces études peuvent nous aider à améliorer la conception des micro-véhicules aériens (Mavs) et pour la production de l'électricité (éoliennes), des turbomachines et des rotors d'hélicoptères. L'écoulement bidimensionnel en régime turbulent à faible nombre de Reynolds, pour un fluide incompressible sans transfert de chaleur a été simulé. La méthode des éléments finis est utilisée pour discrétiser le système des équations pour le fluide et le solide. Le code commercial Ansys workbench (CFX) a été utilisé pour résoudre le système des équations couplées. Les paramètres aérodynamiques tels que les coefficients de portance, de traînée et de pression sont analysés. Ainsi différents paramètres sont examinés tel que l'angle d'attaque, le nombre de Reynolds, l'épaisseur du profil aérodynamique et l'effet de la paroi sur l'aile en tangage. Il est montré que le mur a un effet significatif sur les paramètres aérodynamiques du profil. On a constaté que le mur ralentit l'écoulement.

Mots clés profil aérodynamique. Méthode des éléments finis. Turbulent. Tangage. Paroi. Ansys CFX

Abstract

In this study, our main objective is to study the aerodynamic behavior of the flow around an oscillating aerodynamic profile. These studies can help us to improve the design of micro air vehicles (Mavs) and for the production of electricity (wind turbines), turbomachines and the rotors of helicopter. The two-dimensional turbulent flow has a low Reynolds number, for an incompressible fluid without heat transfer is simulated. The finite element method is used to discretize the system equations of fluid and the solid. The commercial code Ansys workbench (CFX) was used to solve the system of coupled equations. The aerodynamic parameters such as the lift, drag and pressure coefficients are analyzed. Thus different parameters are examined such as the angle of attack, the Reynolds number, the thickness of the aerodynamic profile and the effect of the wall on the wing in pitching. It is shown that, the wall has a significant effect on aerodynamic parameters of airfoil. It found that the wall slows down the flow.

Keywords Airfoil. Finite element method. Turbulent. Pitching. Wall. Ansys CFX.

ملخص

في هذه الدراسة، هدفنا الرئيسي هو دراسة السلوك الإيروديناميكي للتدفق حول رفرفة الجنيح الهوائي. ويمكن لهذه الدراسة أن تساعدنا على تحسين تصميم مركبات الهواء الصغيرة (MAVs) وإنتاج الكهرباء (توربينات الرياح)، و توربوماشين و دوارات الهليكوبتر.ولقد تم محاكاة التدفق المضطرب ثنائي الأبعاد مع عدد رينولدز منخفض وبدون نقل حراري.

لقد استخدامنا طريقة عنصر المحد ود (Element finis) لحل نظام المعادلات للسوائل والصلب. ولهذا تم استخدام البرنامج الأنسيس (Ansys CFX) لحل نظام المعادلات المقترنة.

في هذه الدراسة تم تحليل المعاملات الهوائية مثل قوة التحمل، السحب والضغط.

ومن جهة أخرى تم دراسة تأثير المعلمات المختلفة مثل زاوية الهجوم، وعدد رينولدز، وسمك الجنيح الهوائي و ركزنا على تأثير الجدار على التدفق حول الجنيح في حالة اهتزاز .

ولقد تبين أن الجدار له تأثير كبير على المعلمات الهوائية للجنيح .ووجدنا أيضا أن الجدار يبطئ التدفق حول الجنيح .

كلمات المفاتيح: الجنيح الهوائي . الجدار.اهتزاز. التدفق المضطرب. الأنسيس Ansys CFX

TABLE DES MATIERES

Résumé

Table des matières

Liste des figures

Liste des tables

Liste des symboles

Introduction générale …… 11

Chapitre 1 Etude Bibliographique

I.1 Contexte de l'étude …… 14

I.1.1 Micro-Air Véhicule (MAV) ……...…..……... 14

I.1.2 Vol des hélicoptères…….... 16

I.1.3 Eoliennes et hydroliennes ……..... 18

I.2 Profils aérodynamiques …….. 20

I.2.1 Conception de profils aérodynamiques…… 21

I.3 Ecoulement autour d'un profil ……... 22

I.3.1 Calcule les coefficients aérodynamiques……. 23

I.3.2 Propriété de la Couche limite ……... 25

I.3.2.1 Le phénomène de décollement de la couche limite ……... 27

I.4 Concept de base d'une aile oscillante …… 29

I.5 Décrochage de l'aile …… ……. 31

I.5.1 Décrochage dynamique …… 31

I.5.1.1 Le décrochage dynamique léger ……... 32

I.5.1.2 Le décrochage dynamique profond……... 33

I.6 L'état de l'art…… ……... 36

I.6.1 Effet de l'angle d'attaque…….. 36

I.6.2 Effet de la fréquence réduite……. 37
I.6.3 Effet de l'asymétrie sinusoïdale de tangage ……..... 38
I.6.4 Effet de nombre de mach ……... 39
I.6.5 Effet de Turbulence …….. 39
I.6.6 Effet de l'accrétion de glace sur les profiles……. 40
I.6.7 Contrôle de décollement…….. 41
I.6.7.1 Contrôle par générateurs de vortex …… 41
I.6.7.2 Contrôle par volet de Gurney …… 42
I.6.7.3 Technique VDLE (variable droop leading-edge)……..... 43
I.6.7.4 Jets synthétiques…… 45
I.7 Conclusion……... 46

Chapitre 2 Formulations mathématiques et méthode numérique

II.1 Introduction ……..... 47
II.2 Equations gouvernantes …… 47
II.2.1 Principe de conservation de la masse et équation de continuité……. 47
II.2.2 Équation de mouvement ……. 48
II.2.3 Modélisation de la turbulence…….. 48
II.2.3.1 Modèle k-ε……... 49
II.2.3.2 Modèle standard k-ω……. 50
II.3 Méthode des éléments finis ……... 51
II.3.1 Procédure générale d'une analyse par éléments finis ……. 53
II.3.2 Ansys…… 54
II.3.3 Discrétisation des équations en deux dimensions…… 54
II.3.4 Maillage dynamique……. 60
II.5 Conclusion……. 62

Chapitre 3 Résultats et discussions

Introduction…… 63

III.1 Méthodologie ……..... 63

III.1.1 Description du problème ……..... 63

III.1.2 Solveur et conditions aux limites…… 64

III.2 Résultat et discussion ……... 66

III.2.1 Validations du modèle……. 66

III.2.2 Comparaison entre le modèle de turbulence k-ω et k-ε standard…… 70

III.2.3 Effet de l'angle d'attaque ……... 74

III.2.4 Effet de nombre de Reynolds ……. 75

III.2.5 Effet de l'épaisseur du profil …….. 77

II.2.3 Effets de la paroi…….. 79

II.4 Conclusion……. 85

Conclusion Générale ……..... 86

Références

Annexe A

LISTE DES FIGURES

Figure I.1 : De MAV à hélice tournante: (a) Micro-Craft istar (b) Micro craft…… ….. 15

Figure I.2 Prototype de MAV : Mentor…… 15

Figure I.3 Un prototype de micro-véhicule aérien…… 15

Figure I.4 Définitions des 6 degrés de liberté du fuselage…… 16

Figure I.5 Définitions des 3 degrés de liberté d'une pale d'hélicoptère……... 17

Figure I.6 Schémas d'une éolienne à axe horizontal…… 18

Figure I.7 Familles d'hydroliennes ……. 19

Figure I.8 Vocabulaire d'un profil hydrodynamique……... 21

Figure I.9 Distribution de pression sur un profil d'aile d'avion …….. 22

Figure I.10 Forces aérodynamiques exercées sur un profil…….. 23

Figure I.11 Développement d'une couche limite le long d'une paroi solide …….. 25

Figure I.12 les différentes zones de la couche limite turbulente …….. 26

Figure I.13 profils de vitesse lors du décollement ……... 28

Figure I.14 Sillage d'un cylindre ……. 28

Figure I.15 Découlement autour d'un profil d'aile d'avion. Visualisation par fumées réalisées à Cornell University, New York…… 29

Figure I.16 Mouvement d'une aile oscillante de corde c soumis a un écoulement de vitesse U_∞ …….. 30

Figure I.17 Coefficients de portance aérodynamique d'un profil oscillant sous des conditions de décrochage dynamique léger……... 33

Figure I.18 Illustration du décrochage dynamique profonde a) efforts aérodynamiques b) illustration des temps forts du décrochage dynamique…….. 35

Figure I.19 Variation du coefficient de portance en fonction du temps …….. 36

Figure I.20 Coefficients des forces aérodynamiques en fonction de l'angle d'attaque
a) coefficient de traînée C_d , b) coefficient de portance C_L [38] -,k=0.1; +, k=0.125;◊, k=0.17;×, k=0.25……. 37
Figure I.21 Des formes d'ondes sinusoïdales asymétriques définies par le paramètre d'asymétrie S…… . 38
Figure I.22 Générateur de vortex passif sur une bosse dans une soufflerie. …… 42
Figure I.23 Configuration du Volet de Gurny…….. 43
Figure I.24 Schéma d'un profil acronymique avec VDLE …….. 44
Figure I.25 Contours de la verticité autour d'un profil oscillant ……. 44
Figure I.26 Module d'actionneurs électro-mécaniques et système de soufflage pulsé …… 45
Figure I.27 Distribution de la verticité instantané a) sans contrôle b) contrôlé par jet synthétique… …… 46
Figure II.1 Description des éléments avec le nombre des nœuds (linéaires, surfaciques, et volumiques)…… 53
Figure III 1 Illustration d'oscillation d'un profil aérodynamique NACA0012…… 63
Figure III 2. Illustration du domaine de calcule libre …….. 64
Figure III 3. Illustration du domaine de calcule avec la l'effet des parois …….. 65
Figure III 4. Validation Coefficient de portance (*CL*) en fonction de l'angle d'attaque ……. 66
Figure III 5 (a) coefficient de trainée *CD* ,(b)coefficient de portance *CL* en fonction de temps……..... 68
Figure III.6 Coefficient de portance CL en fonction de temps …… 69
Figure III 7. Distribution de vorticité , a) résultat de Liu Zhen b)résultat actuel …… 70
Figure III 8 Coefficient de portance (CL) en fonction de l'angle d'attaque …… 71
Figure III 9. a)coefficient de portance *CL*, b) coefficient de trainée *CD*…….. 72
Figure III 10. Lignes de courant et formation des tourbillons pour le modèle k-ω et le modèle k-ε …… 73
Figure III.11 Influence de l'angle d'attaque $\alpha=5^0,10^0$. a)*CL* coefficient de portance, b) *CD* coefficient de traînée…… 74

Figure III.12 a)coefficient de portance *CL*, b) coefficient de trainée *CD* pour Re= 10^4 et $1{,}35.10^5$…….. 75

Figure III.13 Distributions des lignes de courant à différentes angles d'attaques ascendantes a) Re=$4.10^{3,}$b) Re= $1{,}35.10^5$…….. 76

Figure III.14 a)coefficient de portance *CL*, b) coefficient de trainée *CD* pour les profils NACA0020, NACA0020et NACA0030……..... 77

Figure III.15 Champs de la vorticité a) Profil NACA0030 b) Profil NACA0020 c)Profil NACA0012……... 78

Figure III.16 effet de la paroi sur Les coefficients des forces hydrodynamiques en fonction de temps, a) coefficient de traînée, b) coefficient de portance……... 79

Figure III.17. Le maximum de coefficient de traînée en fonction de la distance h/c……. 80

Figure III.18. Coefficient de portance minimale en fonction de la distance h/c ……. 81

Figure III.19 Contour de pression pour déférents angle d'attaque (ascendante, descendante) 82

Figure III.20 coefficient de pression du profil de tangage à (a)$\alpha=10^0$ ascendante, (b)$\alpha=20^0$ ascendante ,(c) $\alpha=15^0$ descendante, (d)$\alpha=-5^0$……. 83

Figure III.21 distributions des lignes de courant à différentes angles d'attaques pour la distance h=0.5*c*, 2*c* et 30*c*……... 84

LISTE DES TABLEAUX

Tab I.1 : L'effet de L'asymétrie S sur le maximum et minimum des coefficients des forces.. 40

Tab III.1. Le taux d'augmentation de CD_{max} en fonction de la distance h …….. 80

NOMENCLATURE

Notations Latines

b	Envergure du profil	(m)
c	Corde du profil	(m)
C_D	Coefficient de traînée	---
C_L	Coefficient de portance	---
C_M	Coefficient de moment	---
C_p	Coefficient de pression	---
k	Fréquence réduite d'oscillation	[s^{-1}]
$[k^{(e)}]$	Matrice de rigidité de l'élément	---
$F_{Bx} et F_{By}$	Forces du corps par unité de volume dans les directions x et y	[N/m^3]
N_i	Fonction de forme	----
N_i	Fonction de forme	---
$S^{(e)}$	Frontière de l'élément	[m^2]
U_∞	Vitesse à l'infini amont	[m/s]
f	Fréquence du mouvement	[s^{-1}]
n_x, n_y	Composantes du vecteur normal extérieur d'unité à la frontière	---
F_D	Force de traînée par unité de longueur	[N/m]
F_L	Force de portance par unité de longueur	[N/m]
P	Pression	[Pa]

t	Temps	[s]
Re	Nombre de Reynolds	---
u, v, w	Vitesses suivants x, y et z	[m/s]

Notation Grecque

α	L'angle d'attaque	[degré]
v	Viscosité cinématique du fluide considéré	[m^2/s]
ρ	Masse volumique	[Kg/m^3]
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
$\{\delta^{(e)}\}$	Vecteur de déplacement de l'élément	---

Introduction générale

Introduction Générale

L'interaction fluide-structure (IFS) s'intéresse au comportement d'un système constitué par deux entités mécaniques considérées comme distinctes : une structure mobile (rigide ou déformable) et un fluide (en écoulement ou au repos) autour ou à l'intérieur de la structure. L'évolution des deux entités dépendant l'une de l'autre, un phénomène de couplage apparaît. Plus précisément, le mouvement de la structure est influencé par l'écoulement du fluide à travers les efforts transmis à l'interface, et, réciproquement, le mouvement de la structure influence l'écoulement du fluide par les déplacements de l'interface qui entraîne le fluide dans son mouvement.

L'interaction fluide-structure est un sujet de recherche en plein essor. Les problèmes abordés dans ce domaine sont très présents dans les applications industrielles impliquant en même temps deux sous domaines, fluide et structure. On s'intéresse aux vibrations des structures solides en présence de fluides. Parmi ces applications l'écoulement autour le profil aérodynamique oscillant.

L'aérodynamique des profils d'aile est une science très récente dans le domaine de la mécanique, puisque les premiers travaux de recherche numériques et expérimentaux remontent aux vingt unième siècle. L'aérodynamique d'un profil d'aile portant en mouvement par rapport à son milieu environnant, a suscité, de longue date, l'intérêt des chercheurs tant sur le plan fondamental qu'appliqué, et aussi bien numérique qu'expérimental. Les motivations profondes de ces recherches trouvent leurs origines dans la connaissance et la détermination des caractéristiques aérodynamiques des ailes aux différents angles d'incidences numériquement et expérimentalement, et dans leur applications à un très grand nombre de problèmes d'intérêt pratique se situant dans les domaines les plus variés, des secteurs technologiques les plus avancés de l'industrie aéronautique. En se limitant au domaine de l'aérodynamique pure, cette dernière catégorie de phénomènes, constitue l'un des thèmes favori de la grande majorité des recherches actuelles.

L'analyse des écoulements instables autour les ailes oscillantes est très importante pour les applications aéronautiques. Le problème de la prédiction des caractéristiques aérodynamiques de ces ailes est parmi les premiers étudiés dans le développement des sciences aéronautiques. Cette analyse s'est révélée d'une importance pratique considérable. Les études sur les écoulements instables autour les profils aérodynamiques nécessitent de prédire les charges aérodynamiques instables agissant sur des surfaces portantes minces. Les effets bénéfiques potentiels de l'instabilité ont également été attentifs, tels que la performance des turbo-machines, des rotors d'hélicoptères, les éoliennes et les micros air véhicule (MAV) en contrôlant les forces instables de manière optimale. La plupart de ces études concernent soit le mouvement périodique d'un profil aérodynamique dans un écoulement uniforme, soit des fluctuations périodiques dans l'écoulement porche le profil. Il est nécessaire de développer des méthodes d'analyse efficaces que soient utilisées en conjonction avec la recherche structurale pour étudier la dynamique et la stabilité de l'aile et de la structure des ailes soumises aux forces aérodynamiques instables.

Cette étude s'inscrit dans le contexte de l'analyse physique et de modélisation d'écoulements turbulents autour d'obstacles soumis à des effets de rotation en tangage. Elle vise à améliorer la prédiction d'écoulements turbulents autour de structures oscillantes (oscillation en tangage).. Des méthodes efficaces basées sur la théorie des écoulements potentiels sont appliquées jusqu'à présent pour des configurations complexes de machines tournantes. Elles présentent des avantages considérables quant à leur efficacité et robustesse en ce qui concerne la capture de phénomènes associés à la génération de tourbillons dans les régions proche et lointaine de l'obstacle et sont largement utilisées par le secteur industriel. Néanmoins, ces méthodes dépendent de résultats expérimentaux et de par leur concept ne peuvent pas prendre en compte complètement les effets visqueux associés aux régions décollées instationnaires. Pour ces raisons, le secteur aval s'intéresse de plus en plus à des approches CFD, Computational Fluid Dynamics, qui prennent en compte le système des équations de Navier-Stokes moyenné et la modélisation des échelles de la turbulence que l'on ne peut pas résoudre directement. L'approche CFD est plus nécessite la capture correcte de la physique par les schémas de modélisation. En effet, la présence de la paroi solide, région cruciale où naît la turbulence qui se propage ensuite autour de l'obstacle, et le nombre de Reynolds élevé des applications industrielles représentent les verrous principaux quant à l'efficacité de l'approche CFD.

Le but de ce travail est d'étudier numériquement les phénomènes de l'écoulement turbulent bidimensionnel, du fluide incompressible et sans transfert de chaleur autour d'un profil aérodynamique oscillant, pour cela le travail exposé dans cette thèse est organisé autour de trois chapitres :

- Le premier chapitre introduit le contexte général et scientifique dans lequel se place notre étude et est consacré à une synthèse bibliographique sur l'écoulement autour d'un profil aérodynamique oscillant.
- Dans le deuxième chapitre, nous exposons les équations mathématiques et la méthode numérique utilisée qui gouvernent le phénomène physique à étudier.
- Le troisième chapitre décrit la méthodologie détaillée ainsi que les résultats pour les investigations numériques qui ont été réalisées. La simulation numérique a été faite à l'aide du code de calcul ANSYS CFX. Une analyse et une discussion sont présentées dans ce chapitre.

Chapitre I :

Etude bibliographique

I.1 Contexte de l'étude

Le battement des profils aérodynamiques a beaucoup attiré l'attention récemment dans la compréhension de la science fondamentale du vol dans la nature et dans les applications pratiques pour le développement des micro-air-véhicules (MAVs) oiseaux et insectes [1,2,3,4], et pour la production de l'électricité (éoliennes) [5],des turbo-machines, des rotors d'hélicoptères [6]. On explique en bref dans cette partie quelques principaux domaines d'intérêt de ce phénomène.

I.1.1 Micro-Air Véhicule (MAV)

Récemment, un intérêt marqué pour les petits engins volants robotisés s'est développé. Ces engins volants, de la taille d'un oiseau ou d'un insecte, sont communément désignés sous l'appellation de « micro-air véhicule » (MAV) et « nano-air véhicule » (NAV) pour les plus petits. De multiples champs d'application existent pour de tels véhicules. On pense par exemple aux missions d'espionnage et de reconnaissance militaire, à des missions de sauvetage, de recherche, de détection ou d'échantillonage en milieux hostiles, que ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur, ou encore pour la surveillance atmosphérique et les prévisions météorologiques. Bref, ces drones sont promis à un bel avenir, c'est pourquoi il y a une quantité significative d'études portant sur ces sujets. Évidemment, pour que de tels engins puissent être efficaces dans les diverses applications décrites, plusieurs contraintes et exigences se présentent. En effet, un tel drone se doit d'avoir une bonne manoeuvrabilité, de la furtivité, une polyvalence (vol stationnaire et déplacement à basse vitesse, décollage et atterrissage sur différents terrains), une autonomie de vol substantielle, tout en étant à la fois suffisamment petit et léger et à faible coût. Les besoins énergétiques sont donc critiques afin d'assurer le succès d'une mission, ce qui implique entre autres des performances aérodynamiques très élevées.

Ces engins volants, largement inspirés des insectes, des oiseaux et des chauves-souris, deviennent aujourd'hui peu à peu une réalité, avec l'amélioration des techniques d'usinage, de miniaturisation, de contrôle électronique, de stockage énergétique. Cela implique aussi des avancements multidisciplinaires importants concernant la mécanique du vol et le contrôle actif et passif. D'un point de vue physique, la plupart des insectes, des oiseaux et donc des NAVs qui en sont inspirés impliquent de l'aérodynamique instationnaire et des interactions fluide-structure.

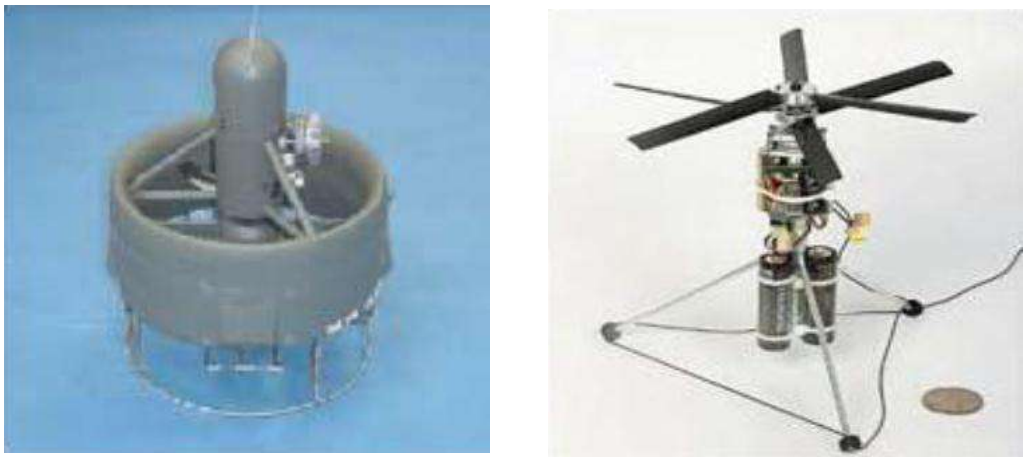


Figure I.1 : De MAV à hélice tournante: (a) Micro-Craft istar (b) Micro craft [7].

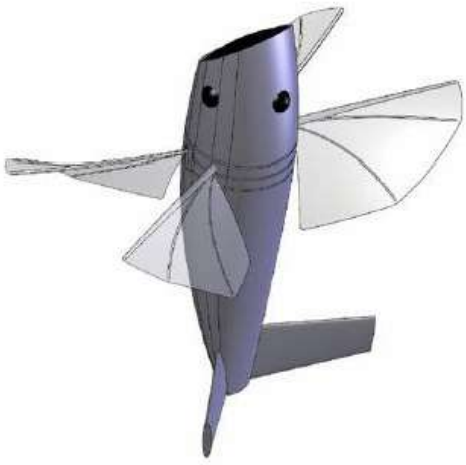


Figure I.2 Prototype de MAV : Mentor

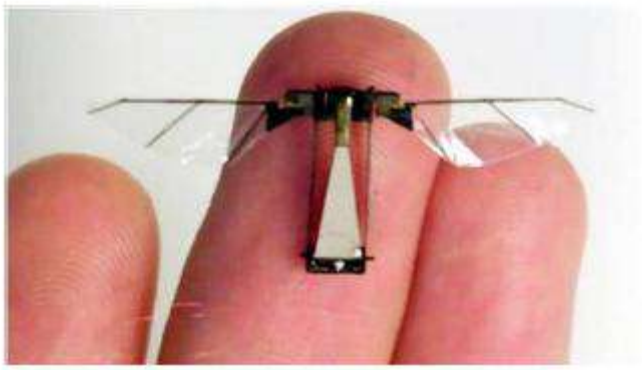


figure I.3 Un prototype de micro-véhicule aérien

Ainsi, toujours en prenant le cas des insectes, on observe chez ceux-ci de multiples applications d'ailes battantes : avec une paire d'ailes ou deux paires d'ailes, avec différentes fonctions de mouvement très complexes (3D) qui varient dans le temps et selon le contexte, avec un mouvement de haut en bas, d'avant-arrière, de rotation et de translation combinées. Ces ailes battent à des fréquences allant typiquement de 5 Hz à 200 Hz chez les insectes, avec des ailes minces déformables, comprenant des membrures rigides et des déformations qui peuvent être à la

fois actives et passives. Bref, une physique très enrichie comparativement à l'aérodynamique traditionnel à grand Re est à la base du vol des insectes et de la propulsion à ailes oscillantes qui profitent ainsi des effets instationnaires tels que le décrochage dynamique, les éjections tourbillonnaires contrôlées et même la capture de sillage. Évidemment, dans un premier temps, afin d'étudier et comprendre ces phénomènes, les cas à l'étude consistent en des simplifications permettant de tirer des informations physiques réalistes à un coût modéré.

I.1.2 Vol des hélicoptères

La dynamique du vol des hélicoptères, qui décrit le comportement global de l'aéronef à voilure tournante, présente de nombreuses non-linéarités qui sont dues aux efforts aérodynamiques (rotors, fuselage, empennage, etc.), aux couplages inertiels, aux interactions aérodynamiques . . . Ces non-linéarités influencent le comportement en vol de l'hélicoptère qui ne peut être rendu par une étude qui se limite à des modèles linéaires.

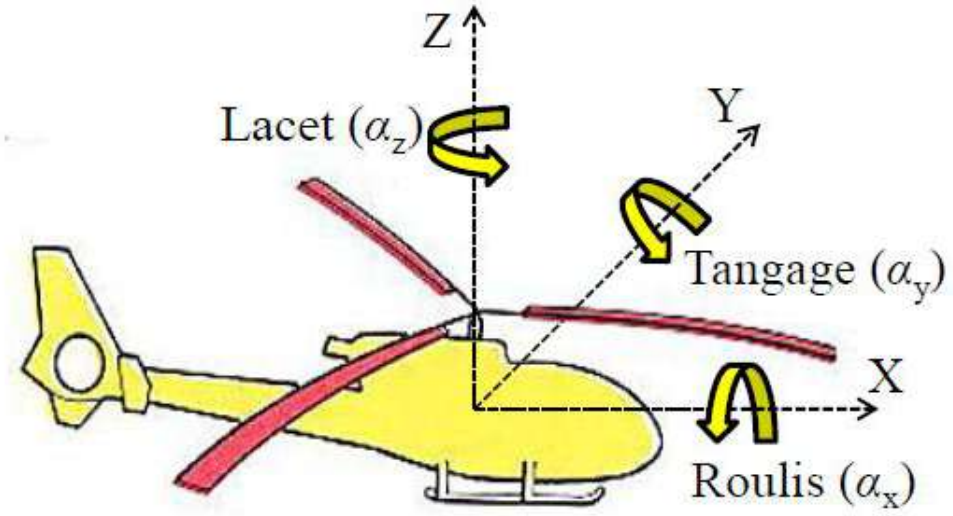


Figure I.4 Définitions des 6 degrés de liberté du fuselage [9]

Généralement la description des mouvements de corps rigide du fuselage est selon les six degrés de liberté décrits en **figure I.4**. Ces mouvements sont, d'une part, les trois mouvements de rotation de roulis (αx), tangage (αy) et lacet (αz), respectivement autour des trois axes X, Y et Z,

et d'autre part, les déplacements de translation du centre de gravité de l'hélicoptère selon ces trois mêmes axes. Ces degrés de liberté sont contrôlés au travers de deux rotors.

D'un point de vue comportement, il est nécessaire de laisser des degrés de libertés de la pale par rapport au moyeu (3 rotations). Nous présentons ces trois mouvements de la pale **figure I.5.**

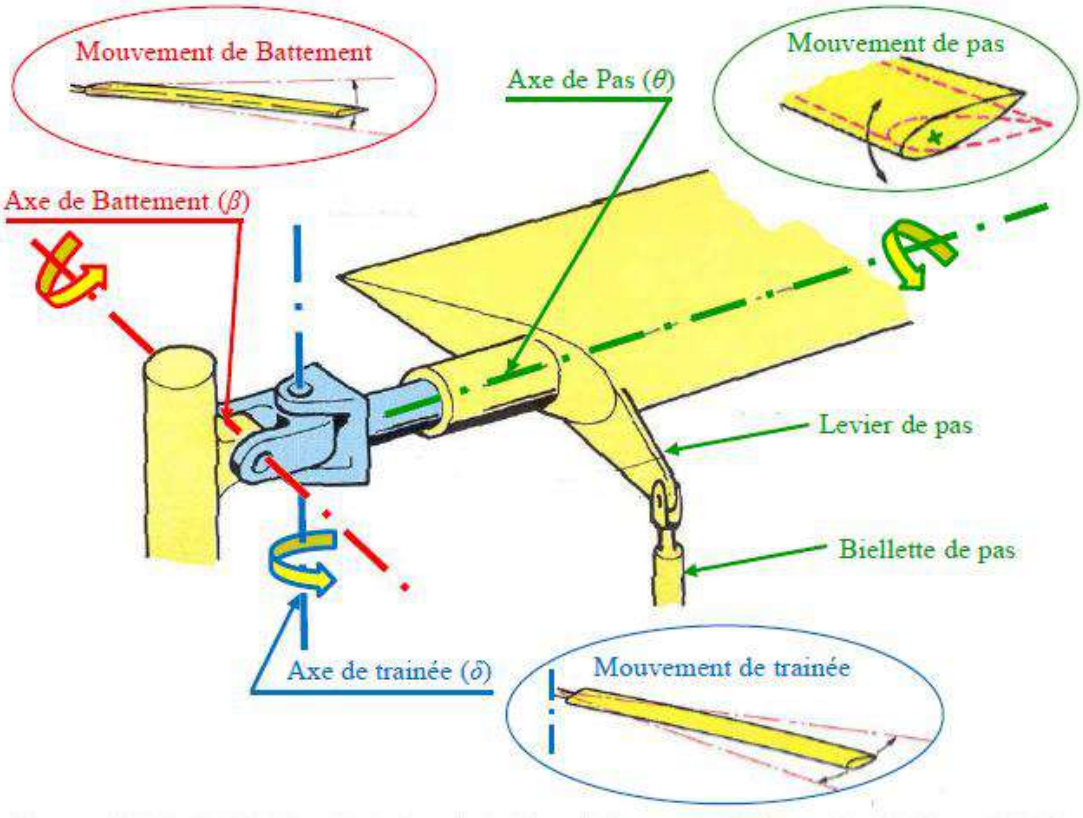


Figure I.5 Définitions des 3 degrés de liberté d'une pale d'hélicoptère [8,9]

Un exemple technologique évident se trouve être une pale de rotor d'hélicoptère. En effet, une pale d'hélicoptère s'assimile à une aile oscillante mue par le seul mouvement de tangage. La situation idéale pour un hélicoptère est d'obtenir une force de portance constante durant tout le cycle du rotor. Pour que la force de portance soit constante, il faut donc faire varier l'angle d'incidence des pales de manière cyclique. Il s'agit alors d'une aile en oscillation de tangage.

I.1.3 Eoliennes et hydroliennes

Une éolienne est une machine qui transforme l'énergie cinétique du vent en énergie électrique ou mécanique. Les pales de l'éolienne balaient le champ des vitesses du vent qui varie dans le temps et autour du disque rotorique, modifiant ainsi localement la pression et la vitesse de l'air, pour cet objet ces pales soumises à deux mouvements rotation et de tangage. Les pales sont faites de profils aérodynamiques semblables à ceux d'une aile d'avion..

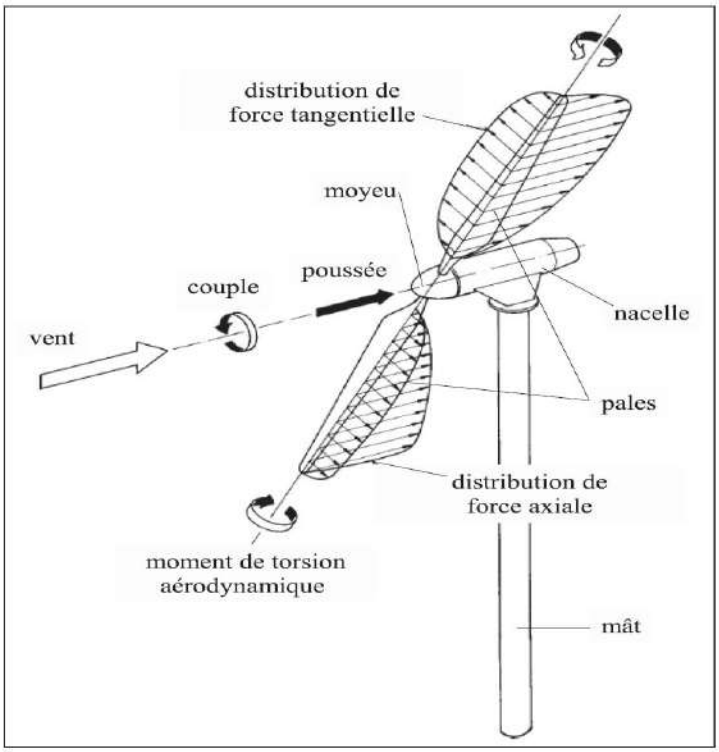


Figure I.6 Schémas d'une éolienne à axe horizontal [10,11]

D'autre part, Les hydroliennes font partie des technologies émergentes qui peuvent extraire cette énergie renouvelable. Elles consistent à installer des turbines sous l'eau pour produire de l'électricité à partir des courants continus des rivières ou cycliques des marées, et ce, sans la construction de barrage. En fait, leur fonctionnement ressemble à celui des éoliennes, mais sous l'eau. Les avantages d'une telle technologie sont une empreinte visuelle et auditive plus discrète,

l'abondance de la ressource pratiquement inexploitée jusqu'à présent et la prévisibilité de cette ressource.

Actuellement, le secteur hydrolien est en pleine effervescence au niveau mondial, plusieurs prototypes sont en développement et commencent à voir le jour. Les conditions politiques et sociales favorables encouragent la croissance rapide de ce secteur et laissent entrevoir un grand potentiel pour les hydroliennes. **La Figure I.7** illustre les trois grandes familles de turbines. Les plus répandues auprès des développeurs actuels sont les turbines à axe horizontal, possiblement pour leur similitude avec les éoliennes classiques et le savoir-faire existant chez les différents fabricants. Les hydroliennes à axe vertical offrent l'avantage d'être insensible à la direction de l'écoulement. Par contre, selon leur configuration, la puissance en sortie n'est pas uniforme et nécessite un redressement. L'aile oscillante se démarque des autres par sa fenêtre d'harnachement rectangulaire parfaitement adaptée au site d'exploitation en eau peu profonde. Que ce soit en rivière ou dans un site marémoteur, les sites à fort courant, donc à grand potentiel énergétique, sont typiquement accompagnés d'une profondeur d'eau limitée. Cette réalité rend difficile l'utilisation de pales rotatives pour de grandes puissances en eau peu profonde.

L'oscillation de l'aile est définie par un mouvement simultané de tangage (rotation alternée) et de pilonnement (translation cyclique). Le tangage de l'aile permet d'orienter la pale selon son

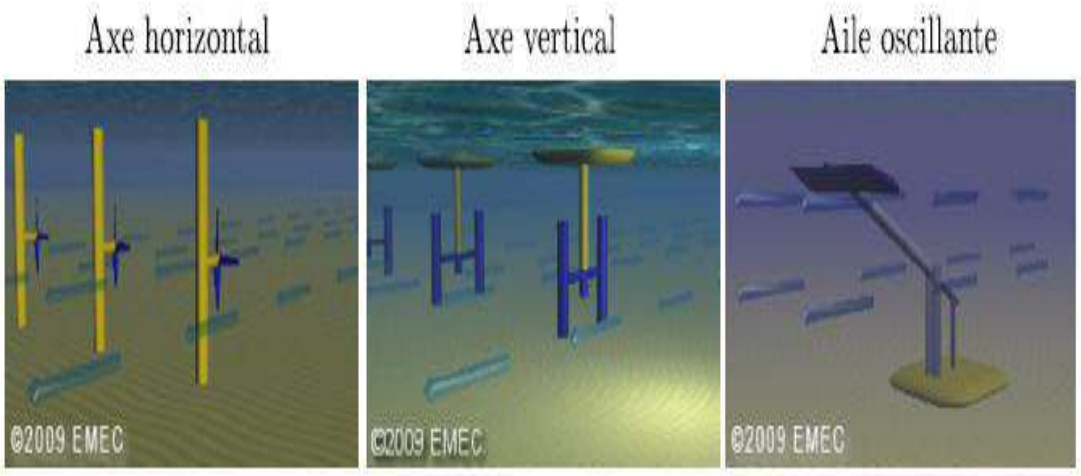


Figure I.7. Familles d'hydroliennes, [12]

déplacement dans le cycle .Les deux mouvements peuvent être imposés et couplés de sorte que la turbine est ramenée à un seul degré de liberté. De cette façon, les fonctions de mouvement, les amplitudes et la fréquence d'oscillation sont définies par le mécanisme. Cette approche sera privilégiée dans le cadre de ce projet. Le pilonnement et le tangage peuvent aussi être contrôlés indépendamment. Une turbine à deux degrés de liberté est très polyvalente et permet une gamme de fonctions de mouvement très large, par contre, le contrôle est plus complexe. Pour simplifier la mécanique de l'aile oscillante, certains proposent des concepts où le tangage est contrôlé passivement par des ressorts, des amortisseurs ou des butées de fin de course. Cette approche peut être intéressante à petite échelle, mais plus difficile à implémenter pour de grandes puissances.

I.2 Profils aérodynamiques

La définition de profils d'ailes d'usage courant permet la détermination de leurs caractéristiques géométriques, d'effectuer l'inventaire des efforts s'exerçant sur un profil aérodynamique, de déterminer les paramètres régissant la transition de la couche limite sur un profil, etc.

Aujourd'hui, la majorité des profils utilisés dans l'industrie aéronautique sont de type NACA (**N**ational **A**dvisory **C**ommitée for **A**éronautics) ou d'autres profils fortement influencés par les investigations réalisées par cet organisme. Pour cette raison une attention particulière est accordée uniquement aux familles de cette catégorie. Le profil désigne la surface résultant de la coupe de l'aile suivant un plan parallèle au plan de symétrie de l'avion. Plan lui même perpendiculaire au plan de la surface alaire,

La figure I.8 est un schéma d'un profil type avec les notations des différents éléments le constituant. Un profil est constitué d'une ligne fermée qui relie le bord d'attaque, point extrême avant du profil (point de courbure maximale), au bord de fuite, point extrême (point anguleux) arrière. La ligne droite joignant le bord d'attaque au bord de fuite est la corde. La ligne moyenne est la ligne passant au centre du profil. La cambrure est définie comme la distance séparant la corde de la ligne moyenne du profil. La face interne du profil est appelée intrados, la face externe, extrados.

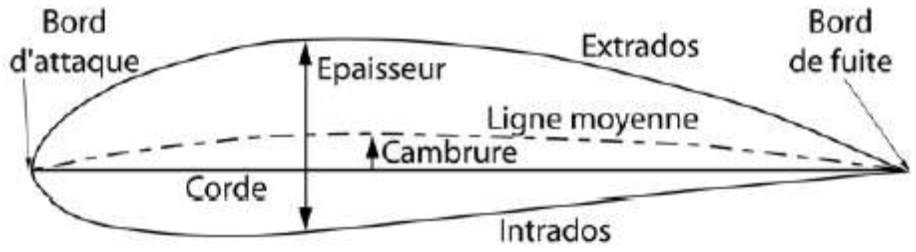


Figure I.8 Vocabulaire d'un profil hydrodynamique

I.2.1 Conception de profils aérodynamiques

Pour la conception de profils aérodynamiques il y a une approche directe consiste à paramétrer la géométrie du profil (en utilisant des fonctions polynomiales par exemple) et à générer des familles de formes aérodynamiques en modifiant ces paramètres. Préférablement, les coefficients polynomiaux sont exprimés en fonction de paramètres physiques et facilement conceptualisables par l'ingénieur.

Les séries de profils NACA à quatre chiffres et à cinq chiffres ont été dessinées par cette méthode avec une paramétrisation polynomiale. Pour la série à quatre chiffres par exemple, les coefficients polynomiaux sont exprimés en fonction de trois paramètres : l''epaisseur relative maximale, la cambrure relative maximale, et la position de la cambrure relative maximale, à titre d'exemple, le profil NACA3412 à une épaisseur maximal 12% avec cambrure maximal de 3% de la corde située à 40% de la corde. Les profils Joukowski sont basés sur la transformation d'un cercle en profil aérodynamique : un paramètre modifie l'épaisseur alors qu'un autre permet de modifier la cambrure. La paramétrisation PARSEC présentée par Sobieczky en 1998 [13,14] utilise les paramètres suivants : la position et le rayon de courbure du bord d'attaque et de l'extremum sur l'intrados et l'extrados, la direction moyenne, l'angle, l''epaisseur et la position du bord de fuite. Cette paramétrisation permet de dessiner des profils conventionnels et supercritiques. Les courbes présentées précédemment (NACA quatre et cinq chiffres, Joukowski, PARASEC) sont spécifiques aux dessins de profils aérodynamiques, mais il est aussi possible d'utiliser des courbes mathématiques plus générales telles que les courbes d'Hermite, les courbes quintiques, les courbes de Bézier, les BSpline ou les NURBS [15,16,17,18].

Le profil de base qui nous sert d'étude est le profil symétrique NACA 00ee. Dans le cas des profils symétriques de cette famille, on se sert de l'expression suivante [19] pour le calcul de sa forme géométrique :

$$y = \frac{e}{0.2}\left(0.29690\sqrt{x} - 0.12600x - 0.35160x^2 + 0.2843x^3 - 0.10150x^4\right) \quad \text{(I.1)}$$

e = l'épaisseur relative maximale du profil

I.3 Ecoulement autour d'un profil

La force de portance est une force causée par un écoulement autour d'un objet et qui agit perpendiculairement à la direction de l'écoulement. Dans le cas d'un objet a portance positive, la pression étant plus grande sous l'objet qu'au-dessus **figure I.9**, le gradient de pression résultant pousse l'objet vers le haut. La force de cisaillement créée par le frottement de l'air sur le profil est inévitable et réduit la force de portance. En aviation, la force de portance pousse le profil vers le haut afin de faire voler un appareil, alors qu'en éolien, la force de portance active les pales d'éoliennes en rotation autour du pivot central afin de générer de l'électricité. Dans les deux cas, la force de portance agit perpendiculairement à l'écoulement autour du profil.

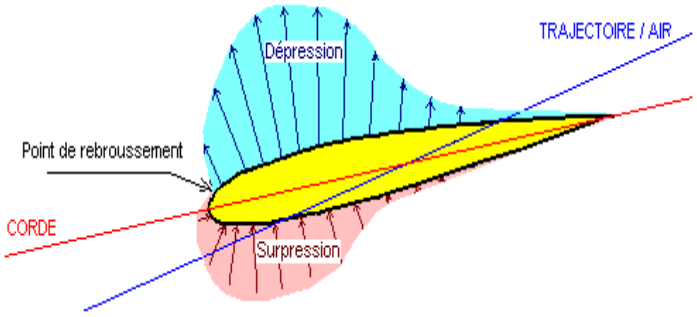


Figure I.9 Distribution de pression sur un profil d'aile d'avion

La force de traînée est une force causée par un écoulement autour d'un objet et qui agit parallèlement à la direction de l'écoulement. Cette force va en opposition au mouvement d'un

aéronef et est indésirable en aviation. Elle est la cause de dépenses énergétiques considérables en carburant

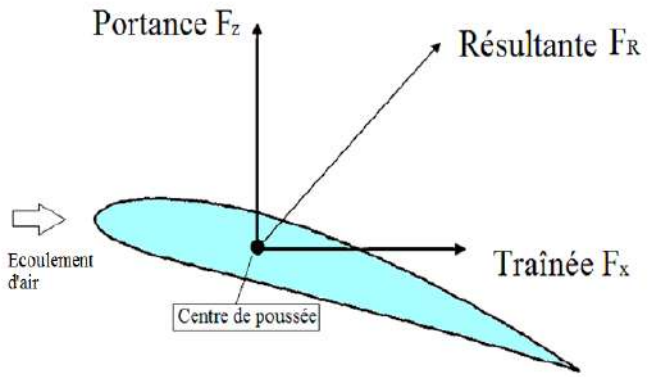


Figure I.10 Forces aérodynamiques exercées sur un profil**.**

Les profils aérodynamiques sont conceptualisés dans le but de maximiser la portance tout en minimisant la traînée. La force de portance est due principalement à une différence de pression occasionnée par la forme du profil et très peu à la force de frottement qui est due au cisaillement occasionné par l'écoulement sur la paroi du profil. La force de frottement réduit la portance, mais son effet est minime, car elle constitue environ 5% de la force de portance. Pour la force de traînée, l'importance de la force de friction par rapport à celle de la force du gradient de pression dépend de l'angle d'attaque du profil. La force de friction joue un rôle majeure dans la traînée, soit plus de 90%, pour un profil à 0° d'angle d'attaque, et son importance diminue avec l'augmentation de l'angle d'attaque, jusqu'à devenir négligeable.

I.3.1 Calcul des coefficients aérodynamiques

La force de traînée et la force de portance agissant sur un objet dépendent des conditions d'écoulement ainsi que de la forme et de la rugosité de surface de l'objet. Il existe des théories pour calculer la force de portance et le moment de tangage, mais pour la traînée, seul des modèles numériques utilisant les équations de Navier-Stokes avec des modèles de turbulence sont actuellement disponibles. Le moyen le plus simple de définir ces forces est de soumettre expérimentalement l'objet étudié à un écoulement aux caractéristiques connues et de les mesurer.

Par la suite, ces objets sont caractérisés par des coefficients de portance et de traînée obtenus à partir de mesures expérimentales. Ces coefficients sont définis comme suit [20,21]:

$$CL = \frac{F_L}{0.5\rho U_\infty^2 cb}, \tag{I.2}$$

$$CD = \frac{F_D}{0.5\rho U_\infty^2 cb} \tag{I.3}$$

avec *CD* et *CL*, les coefficients de traînée et de portance respectivement, F_D et F_L, les forces de trainée et de portance mesurées lors d'expérimentations, U_∞ la vitesse de l'écoulement, *c* la corde du profil, b l'envergure du profil et ρ la densité du fluide.

Coefficient de pression

Le coefficient de pression est un paramètre sans dimension utilisé pour caractériser le champ de pression en tout point de l'écoulement, son expression est donné par :

$$CP = \frac{P - P_\infty}{0.5\rho U_\infty^2} \tag{I.4}$$

Où P est la pression locale, P_∞ est la pression statique.

Coefficient du moment

La produit de la composante de la force latérale perpendiculaire a la fois a la portance ainsi qu'a la traînée par une distance donne un moment qui a tendance a changer l'angle d'attaque de l'aile ; il est en conséquence appelé moment de tangage (M_t) qui caractérise par le coefficient de moment est exprimé par :

$$C_m = \frac{M_t}{0.5\rho U_\infty^2 c^2} \tag{I.5}$$

I.3.2 Propriétés de la Couche limite

La notion de couche limite a été introduite pour la première fois par Prandtl en 1904. C'est une notion importante, car elle permet d'expliquer de nombreux phénomènes de mécanique observes avec les fluides visqueux ; comme la résistance aérodynamique ou la formation de sillage. On définit la couche limite comme une région de faible épaisseur produite par l'écoulement d'un fluide visqueux en présence d'un obstacle. Une couche limite est qualifiée de laminaire, quand la valeur du nombre de Reynolds Re (ordre de grandeur du rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses) est inferieur à une valeur critique seuil. Par exemple, dans le cas d'une plaque plane, l'écoulement est laminaire (turbulent) lorsque Re inferieur (supérieur) a 3.10^5[22].

Dans le cas d'un écoulement autour d'un obstacle solide, la couche limite se développe a partir d'un point d'arrêt A. au voisinage de ce point, l'écoulement dans la couche limite est d'abord laminaire, puis devient turbulent, **figure I.11.**

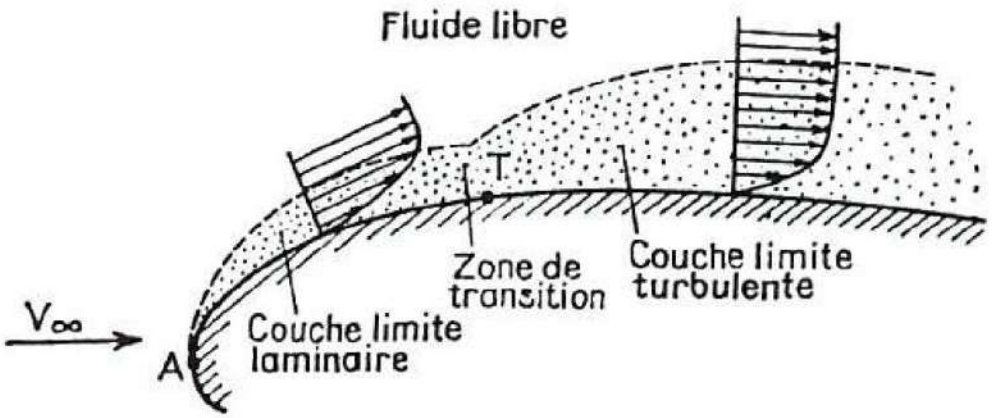


Figure I.11 Développement d'une couche limite le long d'une paroi solide [24]

Le profil de vitesse dans la couche limite suit donc deux comportements indépendants, basés sur deux grandeurs d'échelle distinctes. Usuellement, on distingue deux régions principales, séparées par une zone de raccordement. La région proche de la paroi, appelée région interne, est décrite par l'évolution du frottement pariétal τ_p et on peut considérer que le profil de

vitesse *U(y)* est seulement fonction de cette quantité. Dans cette zone, on définit la loi de paroi $U^+ = f(y^+)$ en utilisant deux variables internes adimensionnées par la vitesse de frottement pariétal u_τ. Cette loi est valable jusqu'à une distance de la paroi où la contrainte visqueuse devient négligeable devant la contrainte turbulente. Dans la région externe, les ordres de grandeur typiques de la turbulence sont l'épaisseur δ de la couche limite ainsi que la vitesse de frottement u_τ et on y définit une loi sensible aux conditions de turbulence extérieure appelée loi de vitesse déficitaire [25]. **La figure I.12** récapitule les différentes zones qui constituent la couche limite, chaque zone étant régie par une loi modélisant l'écoulement dans la région considérée

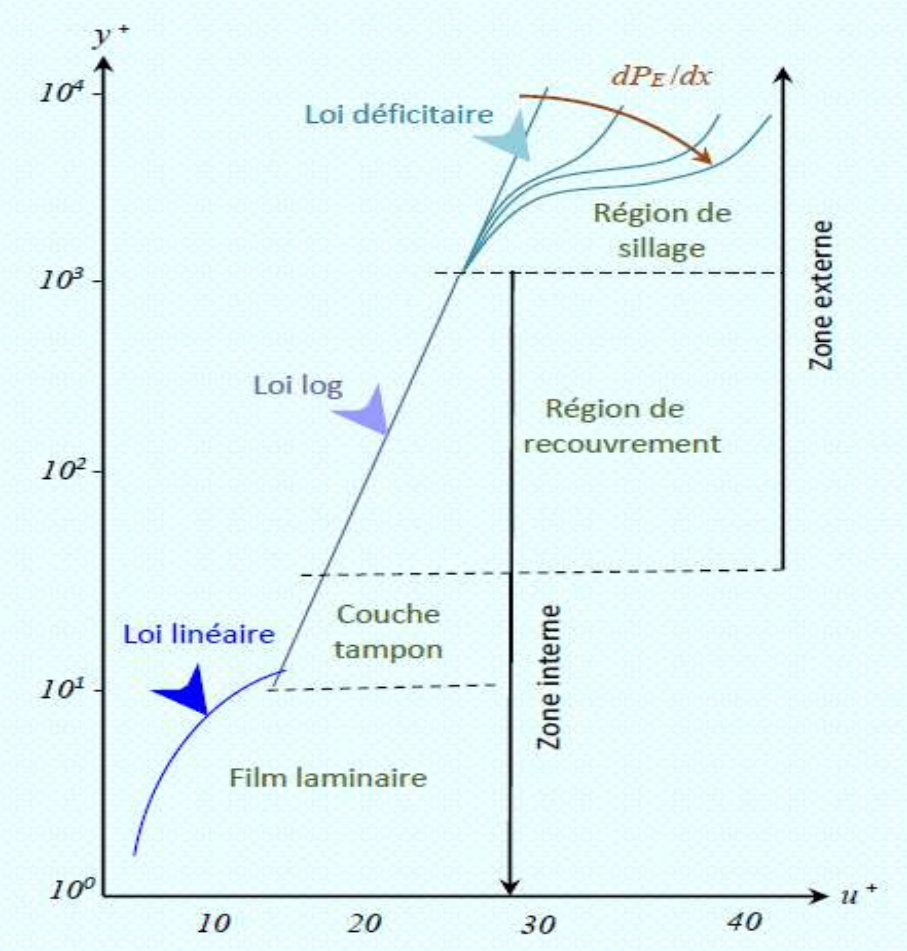


Figure I.12 les différentes zones de la couche limite turbulente [25].

I.3.2.1 Phénomènes de décollement de la couche limite

Lorsqu' un écoulement suit le bord d'une paroi concave (c'est à dire, qui augmente sa section apparente de passage), la conservation de débit sur un ensemble de lignes de courant implique que l'écoulement est ralenti. Ainsi, plus la courbure de la paroi est forte, plus le gradient de pression adverse sera intense et sera susceptible de provoquer le décollement. Comme on peut le voir sur la **Figure I.13**, qui représente un écoulement le long d'une paroi courbée, au fur et à mesure que la paroi s'incline, la courbure du profil de vitesse évolue en perdant de sa concavité jusqu'a un point critique sur lequel sa tangente a l'origine est verticale et correspond à $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$ c'est le point de décollement.

En ce lieu, la contrainte pariétale $\tau_p = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}$ s'annule. En aval du point de décollement, le gradient de pression induit un écoulement a contre-courant, l'épaisseur de la couche limite augmente notablement et les filets fluides quittent la paroi (**Figure I.13**). En y = 0, la condition d'adhérence à la paroi [26] s'écrit :

$$\mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)_{y=0} = \frac{\partial p}{\partial x} \qquad \text{(I.6)}$$

y=0, valable uniquement dans la couche limite ; en dehors elle n'est pas valable.

Le décollement est donc purement un phénomène du a la compétition entre le gradient de pression qui tend à déstabiliser l'écoulement, et les effets visqueux qui tendent à le stabiliser.

D'un point de vue énergétique, il y a alors conversion de l'énergie cinétique des particules en énergie potentielle de pression. L'énergie cinétique est trop faible pour compenser le gradient de pression et les forces pariétales de frottement. Dans cette zone de fluide mort, les particules ont tendance à décoller, car elles sont aspirées par la dépression située au dessus de l'extrados et n'ont plus l'énergie cinétique suffisante pour rester au voisinage de la paroi. La couche visqueuse se détache alors de la paroi, et la couche limite décolle. On observe alors la formation d'un sillage et l'approximation de couche limite n'est plus valable.

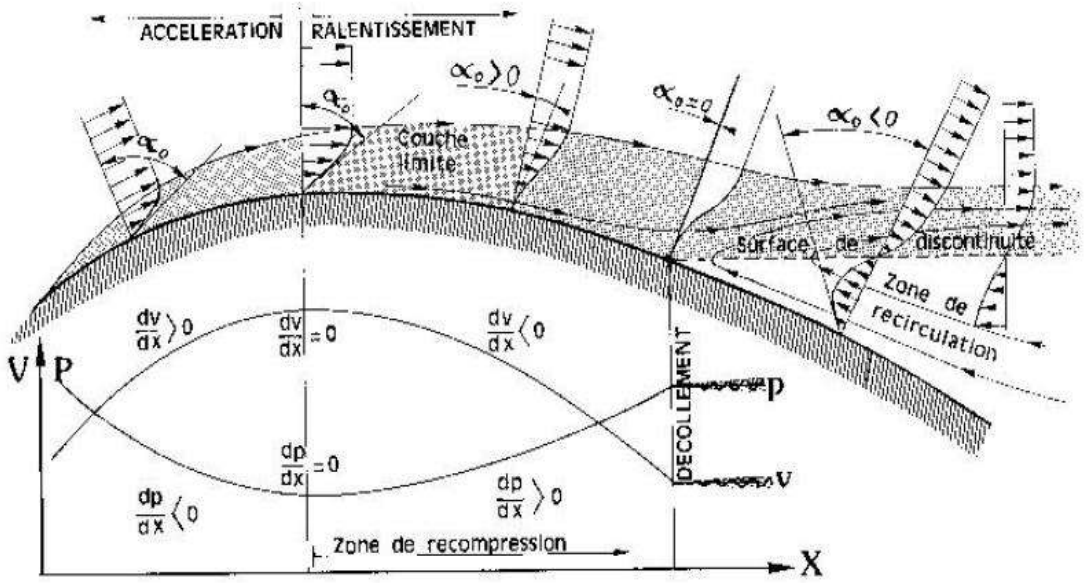


Figure I.13 Profils de vitesse lors du décollement [27]

Le décollement est généralement accompagne par le développement d'instabilité de l'écoulement. Très souvent, des tourbillons se forment dans la région décollée. Ainsi, dans le cas d'un cylindre place dans un écoulement uniforme, on observe pour certaines gammes de nombre de Reynolds, un lâché tourbillonnaire alterne (**figure I.14**).



Figure I.14 Sillage d'un cylindre [28,22]

Un autre cas important de décollement est celui que l'on observe pour un profil d'aile sous une forte incidence (**Figure I.15**). En effet, l'augmentation de l'incidence augmente le gradient de pression qui existe sur l'extrados du profil. Une fois l'incidence atteint une valeur critique (environ 15°), le gradient de pression entraine le décollement de la couche limite avec la formation de tourbillon et d'un sillage épais. Dans cette situation, qui correspond au décrochage, la portance du profil diminue brutalement et la trainée augmente.

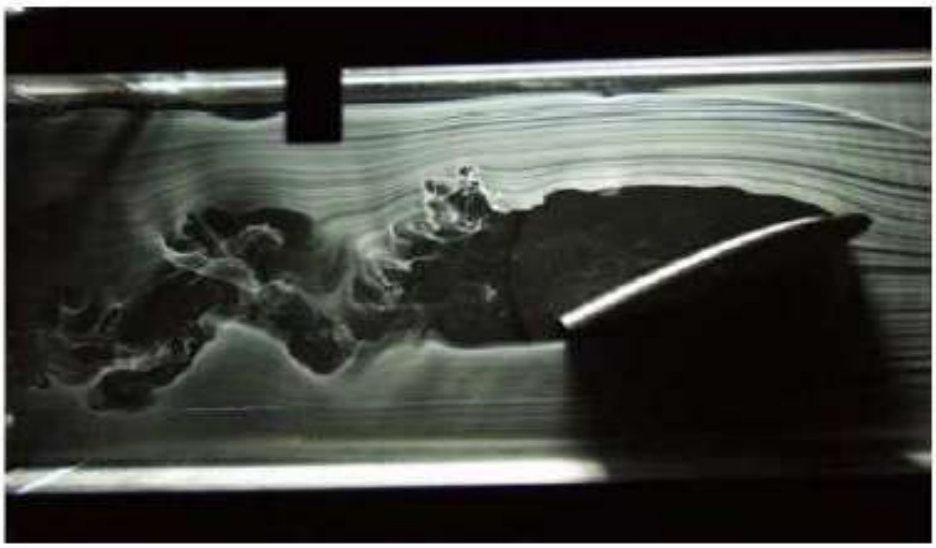


Figure I.15 Décollement autour d'un profil d'aile d'avion. Visualisation par fumées réalisées à Cornell University, New York. [25]

I.4 Concept de base d'une aile oscillante

La propulsion de type ailes oscillantes ou ailes battantes s'observe dans la nature depuis de nombreuses années. Ce mécanisme d'aile oscillante conduit à un intéressant cas pratique d'aérodynamique instationnaire. Ces ailes sont alors animées d'un mouvement de translation dans la verticale nommé pilonnement $h(t)$ ainsi que d'un mouvement de rotation nommé tangage $\alpha(t)$ afin de faire varier son angle d'attaque[1]. Selon l'ajustement des mouvements de pilonne ment et de tangage, le système peut fonctionner en mode extraction d'énergie comme turbine mais aussi en mode propulsion. L'intérêt principal de cette technologie réside dans la possibilité de pouvoir opérer en régime instationnaire et ainsi profiter de forces aérodynamiques ou hydrodynamiques supérieures.

Le cycle décrit par ce type d'aile oscillante se caractérise donc par la combinaison des mouvements de pilonnement et de tangage. Physiquement, il en ressort des paramètres-clés tels la fréquence et l'amplitude d'oscillation ou encore le déphasage entre les deux mouvements et dont l'influence est notable sur les performances et sur le mode d'utilisation. Dans le cadre de cette étude, le cycle de l'aile souhaité est un mouvement harmonique comme montré sur la **figure I.16**. Dans la suite de ce travail, les termes « aile(s) oscillante(s)>> référeront toujours à ce type de mouvement. Il peut être décrit par les deux équations suivantes [1,29] :

$$\alpha(t) = \alpha_0 \sin(\omega t) \tag{I.7}$$

$$h(t) = h_0 \sin(\omega t + \varphi) \tag{I.8}$$

où : α_0 : amplitude de tangage

h_0 : amplitude de pilonnement

ω : fréquence angulaire

φ : angle de déphasage entre les deux fonctions

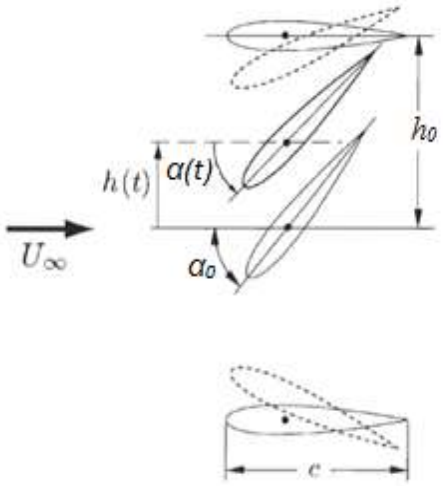


Figure I.16 Mouvement d'une aile oscillante de corde c soumis a un écoulement de vitesse U_∞[29].

I.5 Décrochage de l'aile

Pour des angles d'incidence α inférieurs à environ 15°, l'écoulement reste attaché sur l'aile. Par contre, pour des angles plus élevés, la viscosité de l'air entraîne le décollement de la couche limite côté extrados et l'apparition d'une zone de recirculation côté extrados, c'est-à-dire un écoulement localement contraire au sens de l'écoulement incident. Cet écoulement engendre une surpression de côté extrados et par conséquent une perte de portance : c'est le décrochage de l'aile.



écoulement attaché : aile portante



écoulement décollé : décrochage de l'aile

I.5.1 Décrochage dynamique

Des études sur profils oscillants ont permis de montrer qu'un retard au décrochage se manifeste par rapport au cas statique, permettant d'augmenter la portance du profil mais qu'en contrepartie, le décrochage dynamique est beaucoup plus sévère et entraîne une forte augmentation de la traînée ainsi qu'un retard important au recollement de la couche limite, les forces aérodynamiques mettant en avant de larges boucles d'hystérésis notamment dans le cas où le profil oscille au delà de l'angle de décrochage statique (« Static Stall »). [30]

En fonction notamment de l'angle maximal atteint lors du mouvement, deux régimes de décrochage dynamique peuvent être identifiés : le décrochage dynamique léger lorsque l'incidence maximale atteinte se situe autour de l'angle de décrochage statique ; et le décrochage dynamique profond lorsque l'angle maximal dépasse l'ange de décrochage statique.

I.5.1.1 Décrochage dynamique léger

Les caractéristiques du décrochage dynamique léger sont relativement semblables à celles du décrochage statique, à savoir une perte de portance et une augmentation de la traînée au-delà d'un certain angle limite. La taille de la zone décollée est de l'ordre de l'épaisseur maximale du profil. Cependant, contrairement au cas statique, on remarque un léger retard au décollement et au ré-attachement de la couche limite qui peut se remarquer par la boucle d'hystérésis, ainsi qu'un léger effet d'hypersustentation avec des coefficients de portance supérieurs au cas statique, mais également une augmentation importante de la traînée qui est doublée par rapport au cas statique (**figure I.17**).

Le travail de McCroskey 1981[32] met en évidence une différence de comportement selon la géométrie du profil et le type de décollement dans la couche limite :

- Un décollement de bord d'attaque : pour les profils moyennement épais, les premiers pourcent de corde subissent un gradient de pression important entrainant un décollement brutal de la couche limite au bord d'attaque qui se répand rapidement sur toute la surface du profil. Ce type de décollement produit des variations brutales dans les coefficients aérodynamiques.
- Un décollement de bord de fuite : pour des profils épais, le point de décollement de la couche limite turbulente remonte du bord de fuite vers le bord d'attaque. Ce type de décollement est moins brutal et les efforts aérodynamiques présentent moins d'effets d'hystérésis que dans le cas précédent.

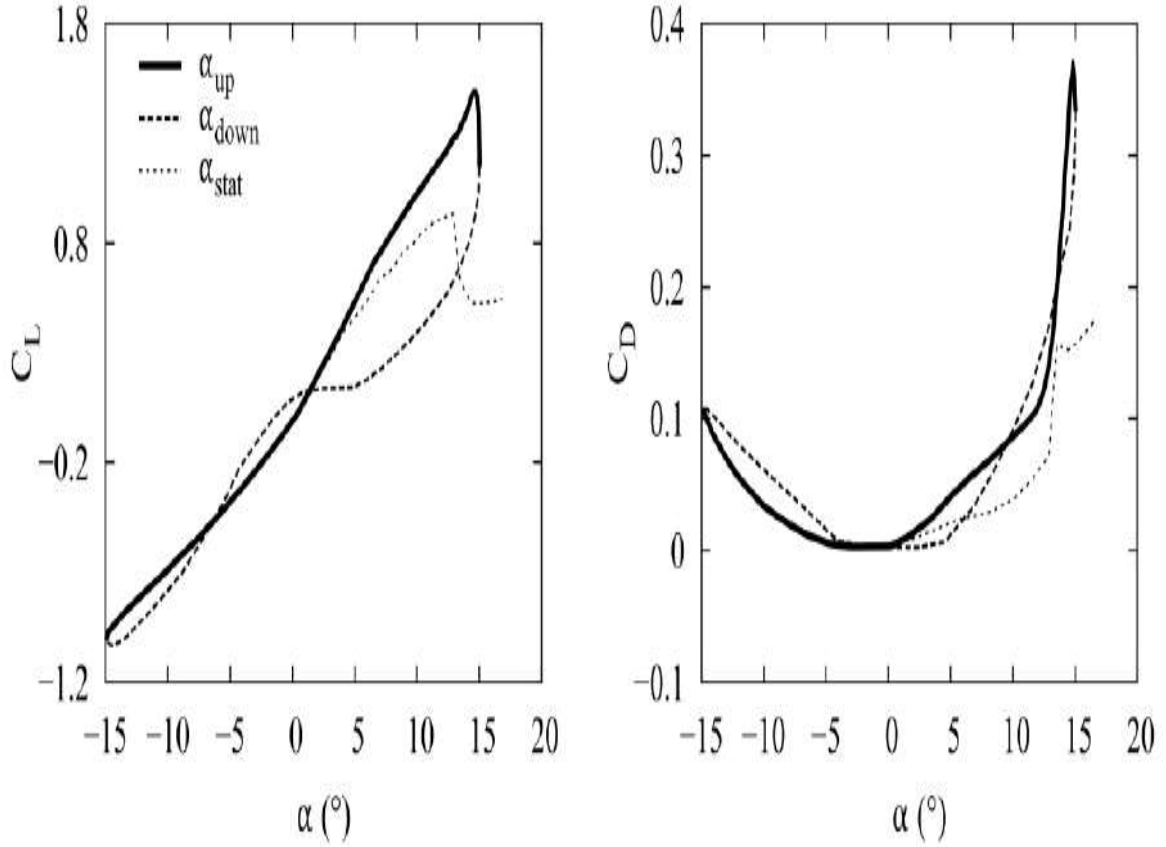


Figure I.17 Coefficients de portance aérodynamique d'un profil oscillant sous des conditions de décrochage dynamique léger [31]

I.5.1.2 Décrochage dynamique profond

Lorsque l'angle d'attaque pendant le mouvement dépasse notablement l'angle de décrochage statique, un régime de décrochage dynamique profond s'installe, caractérisé principalement par le lâcher d'un tourbillon de bord d'attaque ainsi que par un retard au décrochage. **La figure I.18** ci-dessous, extraite de [Lee et Gerontakos, 2008], représente les cycles observés lors du décrochage dynamique ainsi que des schémas des principaux événements intervenant lors du décrochage dynamique profond.

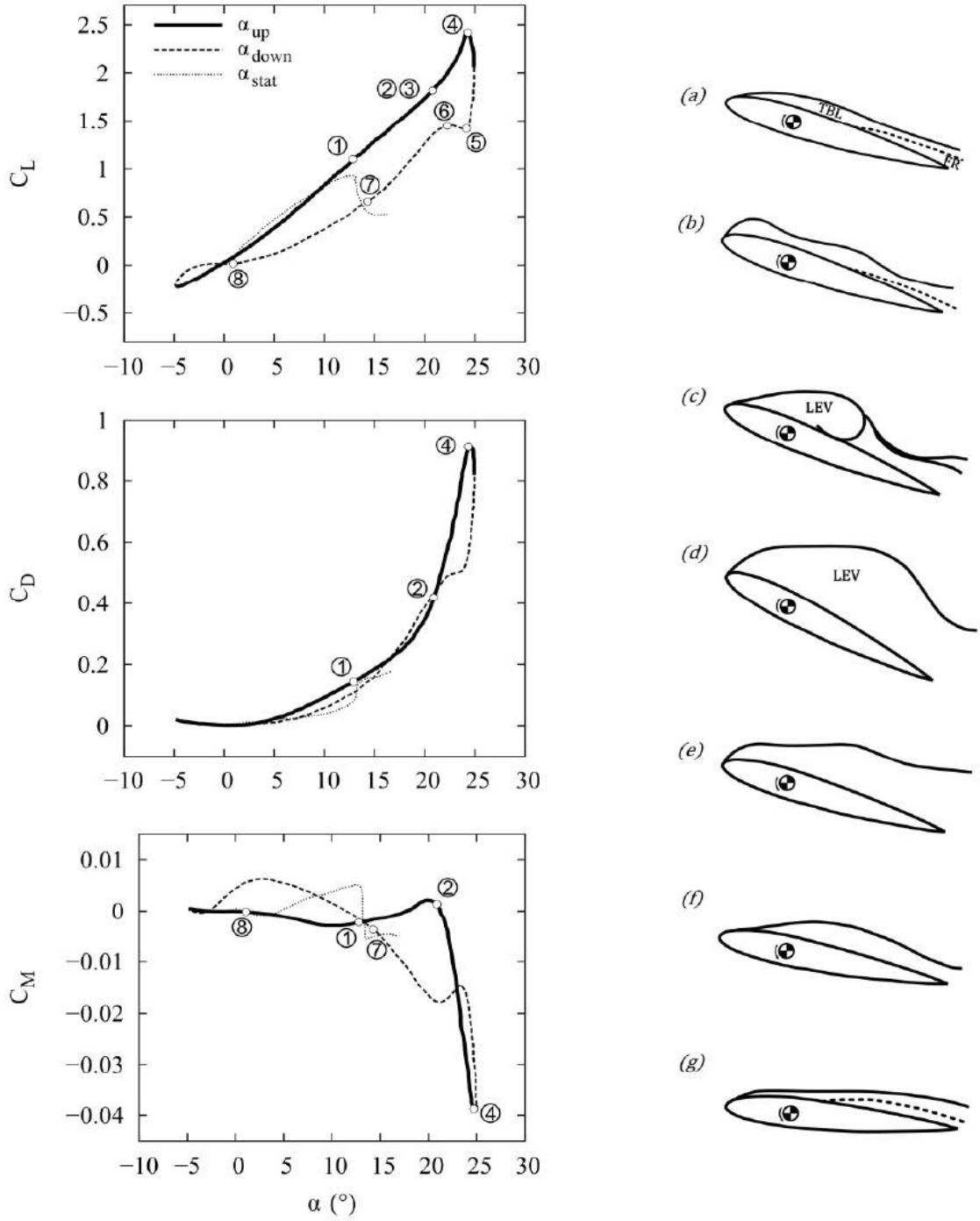
Dans la première partie du mouvement, tant que l'angle d'attaque reste en dessous de l'angle de décrochage statique, l'écoulement reste entièrement attaché le long du profil excepté pour une petite région au voisinage du bord de fuite.

Au point ①, (a), lorsque l'angle d'attaque dépasse l'angle de décrochage statique, une zone de recirculation caractéristique d'un décollement de bord de fuite apparait à l'arrière du profil. Cette zone va se propager progressivement vers le bord d'attaque jusqu'à approximativement 26% de la corde à $\alpha \approx 22°$ (point ②). En amont de cette zone de recirculation, l'écoulement reste attaché avec la présence d'une bulle de décollement laminaire, de longueur environ égale à 6% de la corde, au voisinage du bord d'attaque.

A partir du point ③, (b) ($\alpha \approx 22°$), la couche limite turbulente subit un décollement soudain à environ 0.14*c* qui initie la formation du tourbillon de bord d'attaque (LEV).
Le LEV est convecté rapidement jusqu'au point ④, (d), créant ainsi une augmentation de portance et de traînée importante comparé au cas statique. A l'incidence maximale, le LEV occupe approximativement 90% de la corde.

Après que le LEV dépasse le bord de fuite et soit lâché dans le sillage, l'écoulement devient entièrement décollé (e), la portance chute alors drastiquement jusqu'au point⑤. Il arrive qu'un second LEV moins important se forme le long du profil, ce qui explique l'augmentation de portance observée au point ⑥.

A partir du point ⑦ ($\alpha \approx 14°$), l'écoulement commence recoller du bord d'attaque au bord de fuite et recolle complètement au point ⑧ ($\alpha \approx 1°$) (schémas (f) et (g)).



a) **b)**

Figure I.18 Illustration du décrochage dynamique profonde a) efforts aérodynamiques b) illustration des temps forts du décrochage dynamique [32]

I.6 Etat de l'art

La physique des écoulements instationnaires entre en jeu dans un système à ailes oscillantes comme celui à l'étude dans le cadre de cette thèse. Pour des raisons de simplicité, les effets dus à l'instationnarité ont longtemps été occultés. Des impacts négatifs tels que le battement ou les vibrations subis par les ailes ont finalement mené à en prendre en compte afin de les réduire. Toutefois, des effets bénéfiques sont également liés aux mouvements instationnaires puisque, par exemple, le décrochage dynamique se révèle différent du décrochage statique et se fait ressentir à un angle plus élevé. Une phase apparaît et la valeur des coefficients de portance, de traînée ou de moment peut alors grandement excéder les valeurs statiques. Ces phénomènes sont décrits par plusieurs études, il est intéressant d'analyser les travaux déjà effectués dans ce domaine.

I.6.1 Effet de l'angle d'attaque

L'un des paramètres importants dans le phénomène de tangage d'un profile aérodynamique c'est l'angle d'attaque, des études expérimentaux et numériques [33, 34, 35, 36,37] ont montré qu'il y a un effet important et sensible surtout sur les coefficients des forces aérodynamiques. Si l'angle d'attaque augmente les valeurs moyennes des coefficients de portance C_L et de trainée C_D aussi augmentent. D'autre part des instabilités de l'écoulement lorsque l'angle d'attaque moyen augmente. Comme on peut le voir dans la **figure I.19** des coefficients de forces, les résultats suggèrent que l'angle d'attaque moyen n'a que des effets mineurs sur la période du coefficient de traînée et du coefficient de portance.

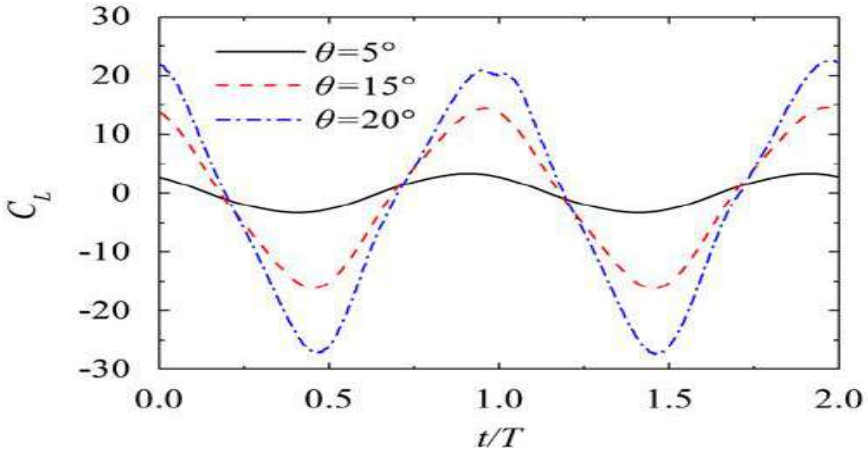
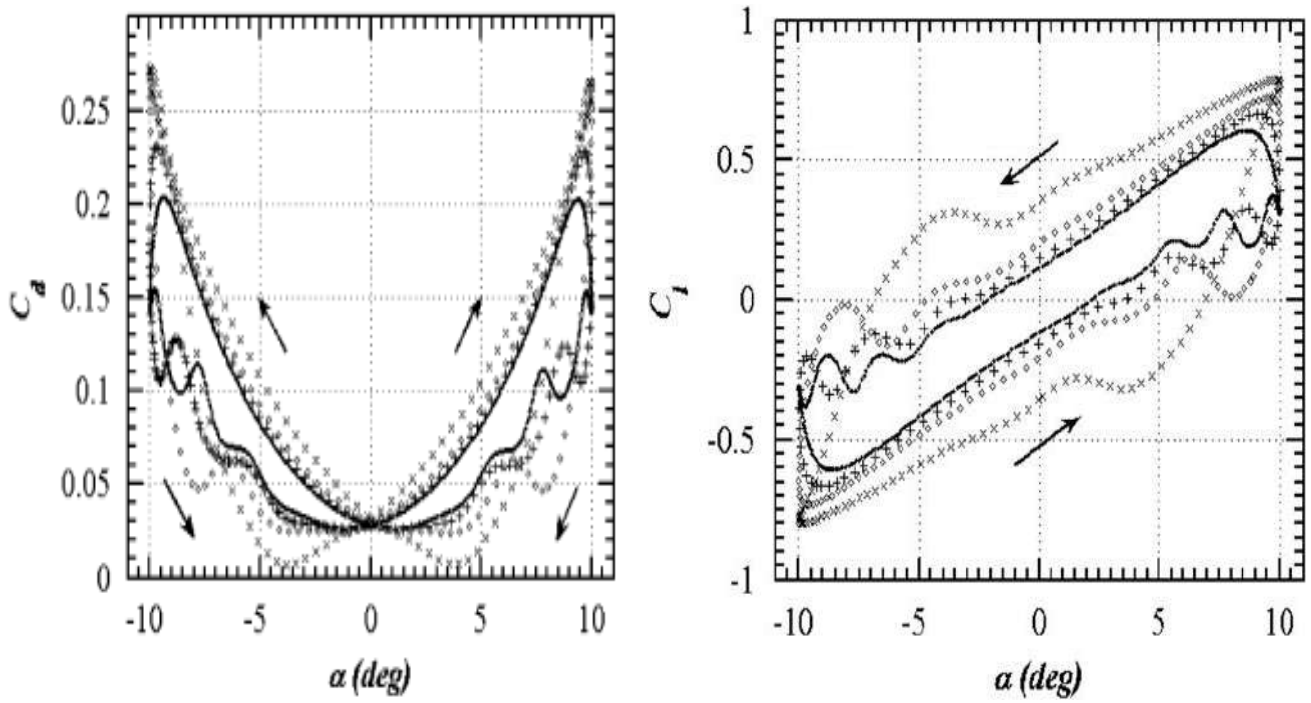


Figure I.19 Variation du coefficient de portance en fonction du temps [35]

I.6.2 Effet de la fréquence réduite

L'effet de la fréquence réduite a été étudié par [38.39] ils ont montré que pour des valeurs plus élevées sont très différente de celle le cas aux basses fréquences. Un effet sur les structures d'écoulement et de vortex sont évidents, Les tailles de vortex Dans une fréquence d'oscillation élevée sont inférieures à ceux à plus faible fréquence. D'autre part les coefficients des forces démontrent un comportement instable en raison des effets de la fréquence de mouvement. À mesure que la fréquence d'oscillation augmente, la période des coefficients de traînée et de portance diminue, L'augmentation de la fréquence produit des effets évidents sur l'amplitude moyenne et la valeur maximale des coefficients de traînée et de portance **figure I.20** Si la fréquence réduite augmente les valeurs moyennes des coefficients de portance C_L et de trainée C_D aussi augmentent.



a) **b)**

Figure I.20 Coefficients des forces aérodynamiques en fonction de l'angle d'attaque a) coefficient de traînée C_d, b) coefficient de portance C_L [38] -k=0.1; +, k=0.125;◊, k=0.17;×, k=0.25.

I.6.3 Effet de l'asymétrie sinusoïdale de tangage

L'effet de l'asymétrie sinusoïdale de tangage en termes d'un paramètre d'asymétrie S [40.41.42.43] est défini comme le pourcentage de la durée d'un cycle requis Pour atteindre l'amplitude minimale à partir de l'amplitude maximale. 50% Correspond à une forme d'onde sinusoïdale parfaite. Une valeur de S plus grande que 50% correspond à un taux de tangage vers le bas plus lent que le tangage vers le haut. Certaines formes d'onde échantillon de ce type de mouvements sont représentées sur la **figure I.21** pour S= 25%, 50%,75%.

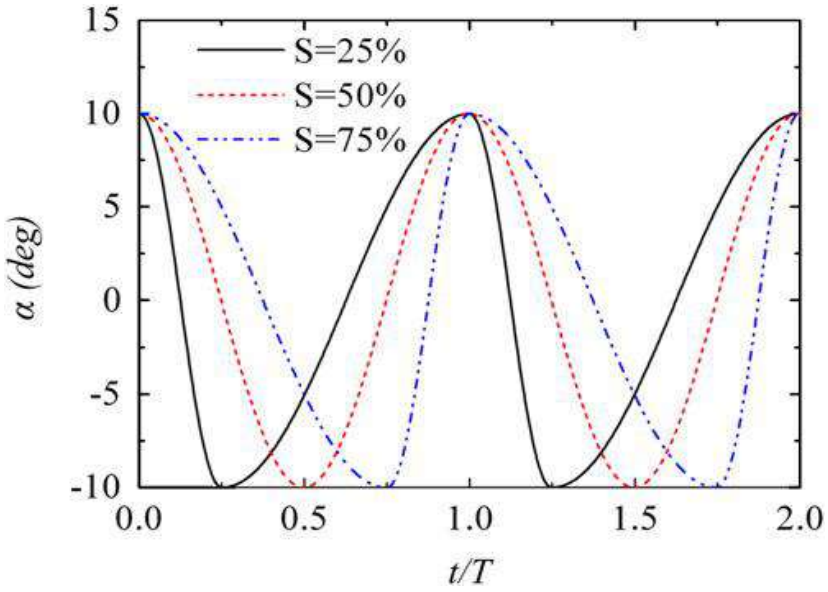


Figure I.21 Formes d'ondes sinusoïdales asymétriques définies par le paramètre d'asymétrie S. [40]

L'effet de l'asymétrie S sur la valeur maximale et minimale du coefficient de portance $C_{l,max}$,$C_{l,min}$ et trainée $C_{d,min}$,$C_{d,max}$ est montré dans le **tableau I.1** [40], il est clair que les valeurs de $C_{l,max}$, $C_{l\ min}$ diminuer avec l'augmentation de S et l'inverse pur le coefficient de trainée. Les résultats actuels suggèrent que le mouvement sinusoïdal asymétrique pourrait être un outil précieux pour obtenir une meilleure performance de poussée lorsqu'un hydrofoil ne subit qu'un pur mouvement de tangage.

Tab I.1 : L'effet de L'asymétrie S sur le maximum et minimum les coefficients des forces [40].

Coefficient des forces	S=25%	S=40%	S=50%	S=60%	S=75%
CL_{max}	0.457	0.445	0.434	0.424	0.405
CL_{min}	-0.406	-0.425	-0.435	-0.446	-0.457
CD_{max}	0.0260	0.0244	0.0234	0.0244	0.0261
CD_{min}	0.0106	0.120	0.0126	0.0120	0.0105

I.6.4 Effet du nombre de mach

L'effet du changement de régime d'écoulement de subsonique à transonique sur les conditions aériennes (coefficient des forces aérodynamique) d'un profile NACA0012 de tangage a été étudié par Koopaee [44]. Cette évaluation du changement de régime est réalisée dans la gamme de nombres de Mach M= 0.65–0.755. Ses résultats montrent que l'effet de l'augmentation du nombre de Mach est d'augmenter et de diminuer le coefficient de portance pendant la descendante et la ascendante respectivement, alors que, à des fréquences réduites, l'effet de l'augmentation du nombre de Mach peut conduire de manière inverse lorsque l'aile se déplace vers son extrême angle d'attaque.

I.6.5 Effet de la turbulence

Les nombres de Reynolds considérés dans l'étude du décrochage dynamique dans la plupart des références vont de 10^4 à 10^6[45], soit des régimes d'écoulement en régime de transition laminaire/turbulent. L'effet de la turbulence est donc un paramètre relativement important à prendre en compte car il conditionne le comportement de la couche limite et peut donc influer sur le processus de décrochage dynamique.

Afin d'étudier l'influence de ce paramètre, Laneville *et al* [46] introduisent une grille de turbulence dans l'écoulement amont afin de tester l'influence de plusieurs taux de turbulence (0.7%, 8% et 15%) sur les courbes des efforts aérodynamiques sur un profil en mouvement de translation circulaire pour un Reynolds de 1.5 x 10^5. Ils montrent que la turbulence stabilise la couche limite, retardant le décrochage statique et dynamique. En régime de décrochage profond, la turbulence affecte la dynamique de formation du tourbillon pouvant même l'éliminer dans certains cas de turbulence élevée.

Une autre approche consiste à déclencher la transition laminaire/turbulent par l'introduction de rugosités de bord d'attaque. Green et all [47] ont comparé des mesures de pression pariétale sur

un profil NACA0015 en oscillation, avec et sans rugosité pour un Reynolds de 8.10^5. Les résultats montrent une différence significative du décrochage dynamique faisant varier le décrochage d'un type bord de fuite à un type bord d'attaque. D'un autre côté, Carr *et all* [48] ont effectué des mesures semblables sur un profil NACA0012 à un nombre de Reynolds plus élevé ($Re = 2.5 \times 10^6$) et ont quant à eux conclu que la présence de rugosités de bord d'attaque ne modifiait pas fondamentalement le processus de développement du décrochage dynamique. D'après Wernert [49], cette différence peut s'expliquer par le nombre de Reynolds plus élevé dans l'expérience de Carr *et al*[48], il est donc probable que la couche limite soit déjà presque entièrement turbulente au bord d'attaque, ce qui expliquerait qu'ils n'aient pas observé de différences notables entre les expériences avec et sans rugosités.

I.6.6 Effet de l'accrétion de glace sur les profiles

Le nord du Québec est un endroit approprié pour la construction des parcs éoliens. Les régions bénéficiées de forts courants d'air et les températures froides font augmenter la densité de l'air, ce qui multiplie le potentiel éolien disponible. Cependant, la rentabilité des parcs éoliens en exploitation dans les milieux nordiques est affectée par les événements givrants fréquents qui caractérisent ce type de climat. Le brouillard combiné avec une basse température provoque une accumulation de glace sur les pales des éoliennes entraînant des pertes dans la production. La glace modifie l'aérodynamique des pales réduisant l'efficience de la turbine, et dans les pires cas, entraîne son arrêt pour éviter des bris mécaniques. La présence de glace peut aussi réduire la durée de vie de l'éolienne, car sa distribution non uniforme sur les pales génère des vibrations.

Afin d'évaluer l'impact de l'accumulation de glace sur la rentabilité des parcs éoliens, les chercheurs dans le domaine travaillent depuis quelques années à analyser les effets de la glace sur les pales. Principalement, en effectuant des tests en soufflerie. D'après les travaux [50.51.52 53.54] généralement, le phénomène de glaçage affecte considérablement le flux de l'écoulement autour du profil aérodynamique et les coefficients aérodynamiques et contribue à la formation d'une bulle de séparation laminaire en aval du bord d'attaque sur la surface supérieure de l'aile , La réduction des performances aérodynamiques de l'aile, y compris une augmentation sensible de la traînée, une diminution de l'angle de décrochage, et une réduction remarquable du coefficient de portance maximal sont parmi les effets majeurs de la glace.

I.6.7 Contrôle de décollement

Le contexte introduit tout au long des paragraphes précédents a permis de montrer la nécessite actuelle de développer des systèmes pour altérer voir supprimer les décollements. C'est exactement l'ambition du contrôle d'écoulement. Dans son ouvrage, Gad-el-Hak [55] d'écrit le contrôle d'écoulement comme la capacité à manipuler de manière passive ou active un écoulement afin d'obtenir un changement désiré. Cette phrase qui résume bien le principe du contrôle, met également en évidence les deux stratégies qui ont été préférées jusqu'a présent, à savoir une première stratégie que l'on qualifiera de passive et une seconde qui par opposition est qualifiée d'active. La première approche consiste principalement à réaliser une modification structurelle de l'obstacle, ce type de contrôle possède une robustesse limitée. Par opposition, adopter une stratégie active consiste à développer des systèmes capables ou non de s'adapter (suivant qu'un contrôle en boucle ouverte ou en boucle fermée est réalisé) et dont le fonctionnement est conditionné par l'utilisation d'une source d'énergie extérieure. Dans ce cas, on sera attentif au bilan entre l'énergie que l'on utilisera pour faire fonctionner le système et celle qui sera gagnée grâce au dispositif. Cependant, même si ce sont ces deux approches qui sont utilisées majoritairement à l'heure actuelle, on peut mettre en évidences l'existence d'une stratégie complémentaire par laquelle on cherche à conserver les avantages des précédentes stratégies de contrôle en s'affranchissant de leurs inconvénients.

Dans la suite, on se propose donc de donner des exemples pertinents de différents dispositifs de contrôle afin d'illustrer les deux stratégies principales existantes (i.e. passive et active) mais également de mettre en évidences les différents phénomènes physiques induits par l'utilisation de ces dispositifs. Notons que l'on s'intéressera indifféremment à des études numériques ou expérimentales [56].

I.6.7.1 Contrôle par générateurs de vortex

Les générateurs de vortex (VGs) sont des dispositifs efficaces constitués des arêtes vives placées à l'extrados de l'aile pour améliorer la performance aérodynamique. La chose la plus importante pour constater l'efficacité des générateurs de vortex, c'est leur emplacement correct sur l'aile. S'ils sont placés trop loin du bord d'attaque, leur performance pendant le décrochage sera négligeable. Cela est dû à la couche limite et à la séparation. Si les vortex sont placés trop

près du bord d'attaque, cela peut causer une résistance accrue. Il est préférable de les monter plus en avant que trop à l'arrière du bord d'attaque.

L'objectif de ces générateurs de vortex consiste à créer des tourbillons d'une manière contrôlée et prévisible. Ces tourbillons ajoutent de l'énergie à la circulation de l'air. Cette dynamique favorise la circulation de l'air et retarde le décollement de l'aile à des angles d'attaque plus élevés.

Les générateurs Vortex sont utilisés pour supprimer la séparation du flux causée par des gradients de pression et des turbulences [57], augmenter la portance [58,59,60] et réduire le traînée [61.62] en générant des vortex discrets en continu pour dynamiser la couche limite mobile plus lente avec le moment fort Fluide en flux libre et dans la partie extérieure de la couche limite [63, 64].



Figure I.22 Générateur de vortex passif sur une bosse dans une soufflerie.

I.6.7.2 Contrôle par volet de Gurney

Le volet de Gurney est une plaque plane de petite hauteur, orientée perpendiculairement à l'écoulement et attachée à l'intrados au niveau de bord de fuite, (**figure I.23**). Le rôle de ce volet est d'augmenter la cambrure effective du profil et de faire tourner l'écoulement amont, ce qui conduit d'après les études [65, 66,67], à une amélioration considérable de la portance avec seulement une petite augmentation de la trainée, à condition que la hauteur du volet reste en dedans de la couche limite.

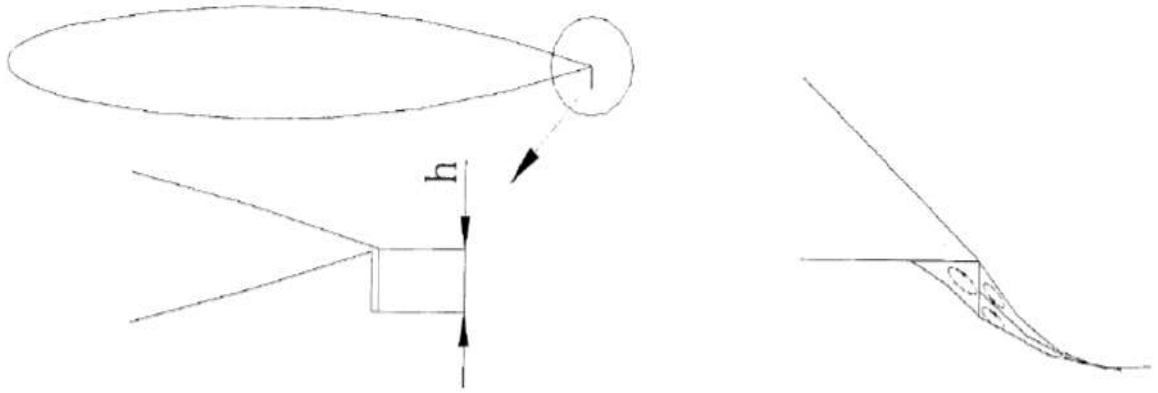


Figure I.23 Configuration du Volet de Gurny [66].

Plusieurs études [68, 69, 70,71] sur le profil d'aile utilisent le volet de Gurney comme un moyen simple pour améliorer les caractéristiques aérodynamiques et contrôler le décollement de la couche limite.

I.6.7.3 Technique VDLE (variable droop leading-edge)

La technique VDLE c'est une nouvelle stratégie pour contrôler le décrochage dynamique pour une aile oscillante. Cette technique consiste à incliner le bord d'attaque du profil par un angle ver l'intrados comme représenté dans **la figure I.24** [72]

En 1987, Perry et al. [73] ont étudié expérimentalement l'efficacité d'un Courbure du bord d'attaque sur l'amélioration des caractéristiques aérodynamiques du profil aérodynamique FX63-137 à faible nombre de Reynolds. Les résultats ont montré que cette technique pourrait d'augmenter le coefficient de portance maximal et l'angle critique du profil aérodynamique FX63-137, et le maximum de coefficient de portance Cl_{max} pourrait être augmenté jusqu'à 9,2% lorsque l'angle de Courbure du bord d'attaque est de 5^0.

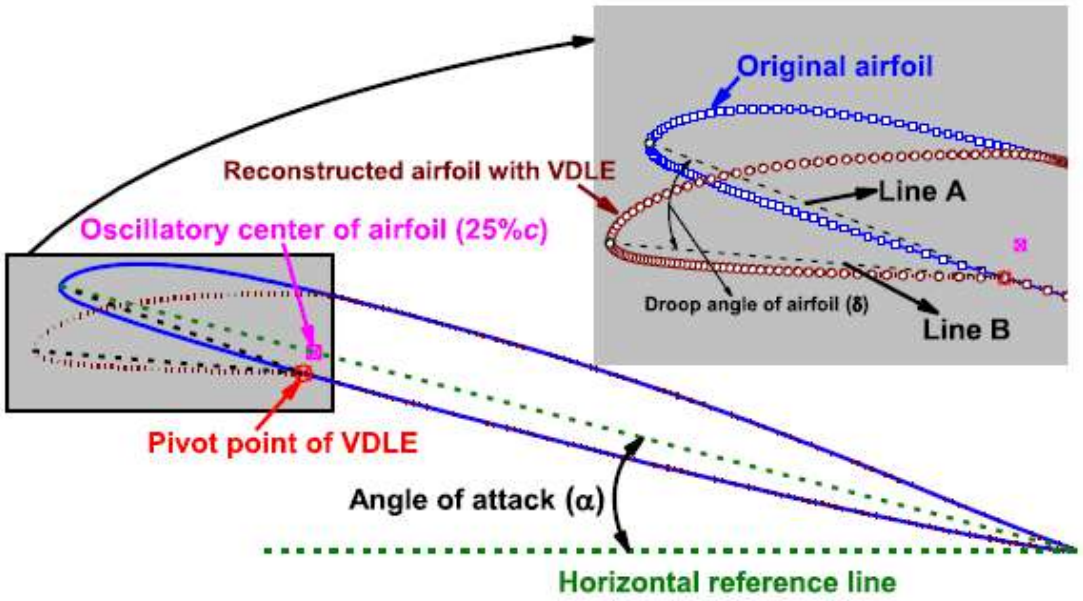


Figure I.24 Schéma d'un profil acronymique avec VDLE [72]

Lee [74] numériquement Il a indiqué que le Courbure du bord d'attaque pourrait réduire d'une manière significative les valeurs absolue du coefficient maximal de moment Cm_{max} et le coefficient de traînée maximal Cd_{max} , et de meilleurs effets de contrôle pourraient être obtenus lorsque l'angle de courbure est de 20°.

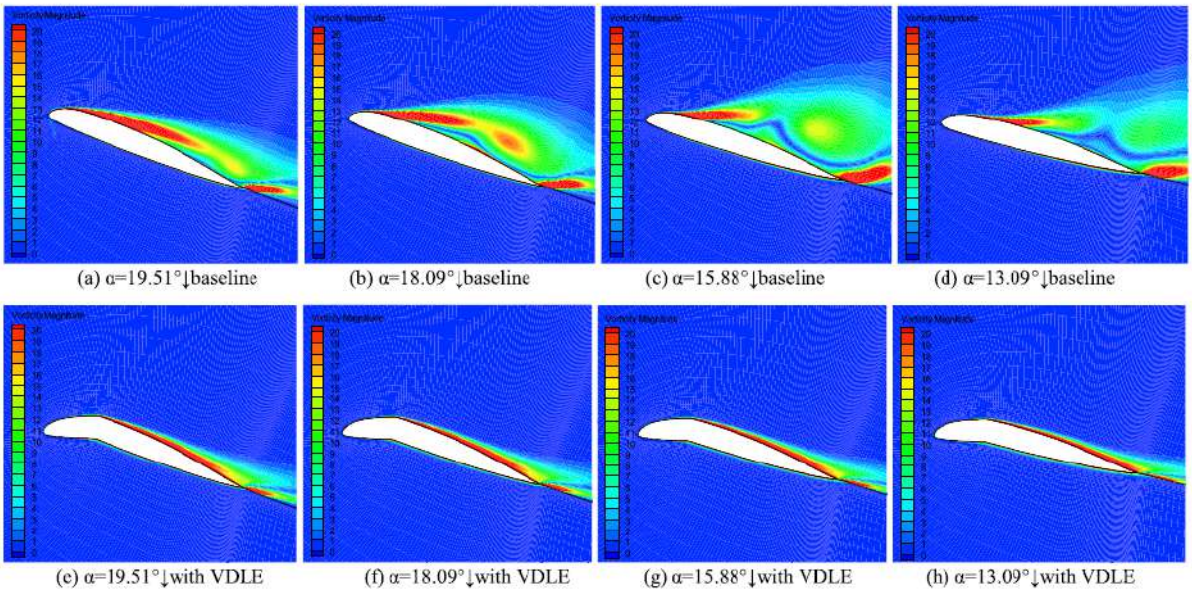


Figure I.25 Contours de la verticité autour d'un profil oscillant [72]

D'autre part Zhao and Zhao [72] ont montré que la technique VDEL contrôle le flux d'écoulement sur l'extrados du profil oscillant et la zone de la verticité **figure I.25** est réduite par apport au cas d'un profil normal ce qui implique que cette technique retarder le décrochage dynamique.

I.6.7.4 Jets synthétiques

Le concept de jet synthétique est assez récent et est issu de l'évolution des systèmes de soufflage et d'aspiration stationnaires. Le contrôle par jet synthétique est classé parmi les moyens de contrôle actif les plus efficaces [75]. Il s'agit d'un écoulement généré par une cavité pulsée qui échange du fluide avec l'extérieur à travers un orifice **figure I.26**. Le fonctionnement de ces appareils est périodique et comporte une phase d'aspiration suivie d'une phase de soufflage.

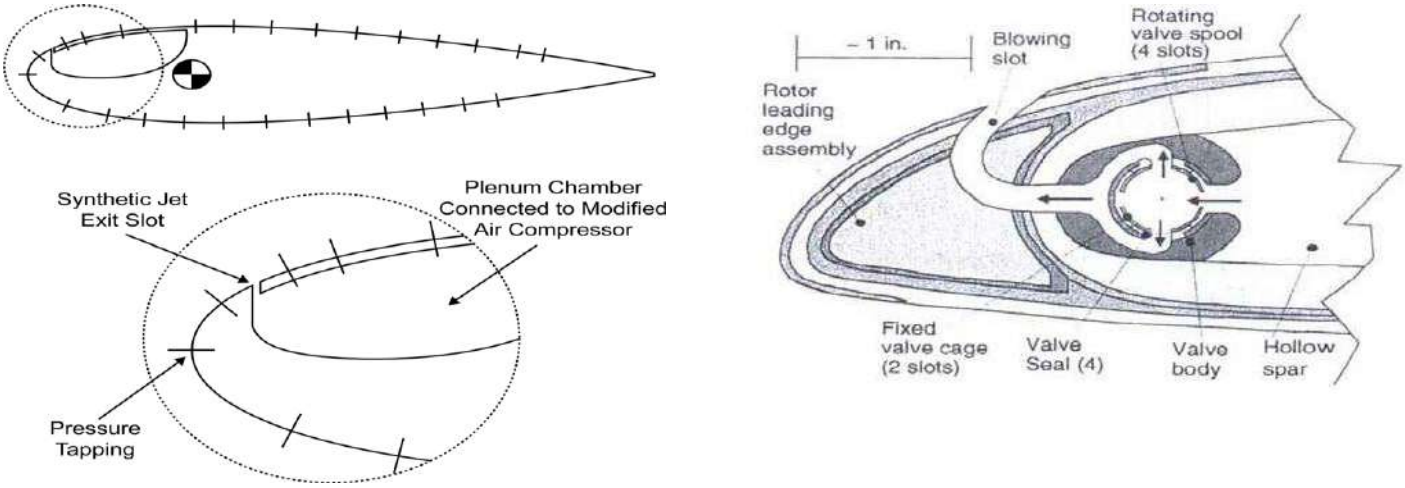


Figure I.26: Module d'actionneurs électro-mécaniques et système de soufflage pulsé [76]

Ces dernières années, des jets synthétiques ont été utilisés pour contrôler le flux de séparation et stabiliser la couche limite par l'ajout / suppression dynamique de structures tourbillonnaires qui vont homogénéiser la vitesse en proche paroi [75,77,78,79,80] Comme montre dans la **figure I.27**. D'autre part Cette technique augmente la portance disponible et la traînée sur le profil est diminuée [81].

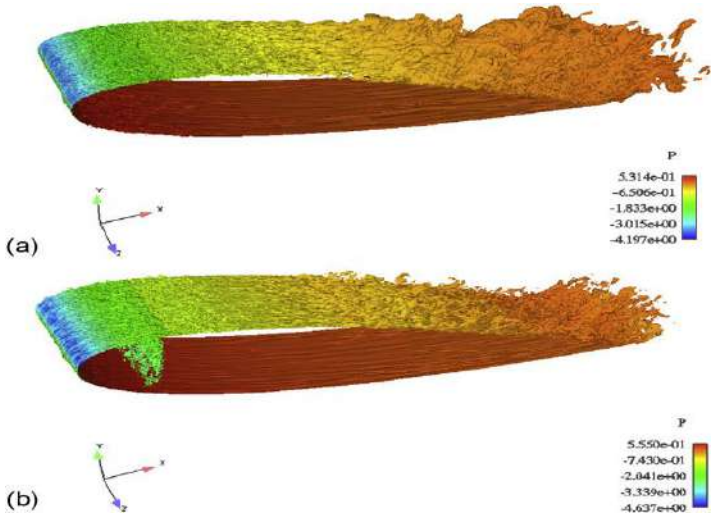


Figure I.27 Distribution de la verticité instantané a) sans contrôle b) contrôlé par jet synthétique [80]

La performance de contrôle des jets synthétique dépend grandement de paramètres tels que l'amplitude, la fréquence et l'emplacement de l'actionnement [**82**]. Par conséquent, une étude paramétrique étendue est nécessaire pour optimiser les paramètres de contrôle.

I.7 Conclusion

L'étude bibliographique proposée dans ce chapitre présente une brève synthèse bibliographique sur le principe de battement des profils aérodynamique, Le sujet de la première partie était d'introduire le contexte dans lequel se place la présente étude et de justifier l'utilisation des ailes oscillante comme support pour l'implémentation de notre étude. Puis nous avons détaillé les caractéristiques et les principaux phénomènes qui régissent l'écoulement autour le profil aérodynamique oscillant en vol.

Chapitre II :

Formulations mathématiques et méthode numérique

II.1 Introduction

En général, pour résoudre les problèmes d'ingénierie spécifiquement en mécanique des fluides, nous construisons des modèles mathématiques pour représenter des phénomènes physiques.

Dans plusieurs cas, ces modèles sont constitués d'équations différentielles avec un ensemble de conditions initiales ou de conditions aux limites. Les équations différentielles sont développées en appliquant des lois fondamentales de conservation d'énergie, de quantité de mouvement et de masse à un système ou à un volume de contrôle.

Un fluide est un objet très déformable qui n'a pas de forme propre. La modélisation des fluides a été introduite par Euler au 17ième siècle puis complétée par Navier et Stokes au 18ième siècle, notamment par la prise en compte de la viscosité. Les équations régissant ce type d'écoulement portent le nom d'équations de Navier–Stokes. Ces équations sont à la base de la mécanique des fluides incompressibles.

II.2 Equations gouvernantes

Les phénomènes d'écoulement et de transport sont régis par les principes de base de conservation tel que la conservation de masse, mouvement et de l'énergie. Tous ces principes de conservation sont résolus selon le modèle de fluide qui donne un ensemble d'équations aux dérivées partielles [83].

II.2.1 Principe de conservation de la masse et équation de continuité

L'équation de continuité pour un fluide incompressible peut être écrite comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \qquad \text{(II.1)}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \qquad \text{(II.2)}$$

Où; ρ, $U_i$représentes la densité et la vitesse du fluide respectivement.

II.2.2 Équation de mouvement

La loi de conservation de quantité de mouvement traduite par les équations de Navier Stokes exprime tout simplement la loi fondamentale de la dynamique à un fluide Newtonien.

Les équations de quantité de mouvement écrites suivants x, y, et z sont :

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho uu}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial \rho uw}{\partial z} = \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial z}\right) \quad \text{(II.3)}$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho uu}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial \rho uw}{\partial z} = \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial z}\right) \quad \text{(II.4)}$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho uu}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial \rho uw}{\partial z} = \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial z}\right) \quad \text{(II.5)}$$

Où u ,v , w représentes les composants cartésiennes du vitesse, , μ la viscosité dynamique du fluide.

II.2.3 Modélisation de la turbulence

Afin de représenter le plus fidèlement les oscillations et la réponse dynamique, une représentation adéquate et précise de l'écoulement autour du profil d'aile doit être réalisée. Le couplage entre la structure et le fluide est entre autres limité par la difficulté de simuler avec précision l'écoulement aérodynamique instationnaire. Il est bien connu que les écoulements instationnaires autour de corps en mouvement sont affectés par la modélisation de la turbulence et de la transition de la couche limite [84,85]. Les impacts de ces modélisations sont critiques, surtout dans les cas d'écoulements dans lesquels des couches limites sont soumises à des gradients de pression adverse, des séparations, des transitions et/ou des rattachements turbulents [87]. L'écoulement étudié autour du profil d'aile comporte plusieurs des caractéristiques physiques complexes énumérées précédemment. Par conséquent, un défi très important concerne la simulation précise des séparations de la couche limite et de la dynamique tourbillonnaire qui s'en suit.

L'approche la plus précise pour la simulation de la turbulence est sans contredit la résolution directe et sans approximation des équations de Navier-Stokes. Cette approche s'intitule DNS (Direct Numerical Simulation) et implique la résolution fine des équations de Navier-Stokes instationnaires.[87]

Dans ce travail on utilise deux modèles de turbulence, le modèle standard k-ε et le modèle standard k-ω. Les modèles de turbulence sont appliqués pour compléter le système d'équations à résoudre.

II.2.3.1 Modèle k-ε

Le modèle k − ε standard (Launder et Spalding, 1972) [88] se base sur le concept Bousinesq (1977). Les termes des contraintes de Reynolds sont:

$$-\rho\overline{u_i u_j} = 2\mu_i s_{ij} - \frac{2}{3}\rho k\delta_{ij} \tag{II.6}$$

$$s_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) \tag{II.7}$$

$$\mu_t = \rho v_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{II.8}$$

L'énergie cinétique turbulente est définie par:

$$k = \frac{1}{2}\overline{u_i u_i} = \frac{1}{2}\left(\overline{u_1^2 + u_2^2 + u_3^2}\right) \tag{II.9}$$

Le taux de dissipation ε de l'énergie cinétique k est donné par:

$$\varepsilon = v\overline{\frac{\partial u_i \partial u_i}{\partial x_j \partial x_j}} \tag{II.10}$$

II.2.3.1.1 Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k\bar{U}_i)}_{1} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]}_{2} + \underbrace{G_k}_{3} + \underbrace{\rho\varepsilon}_{4} \tag{II.11}$$

1 :terme convectif

2 :terme diffusif

3 :taux de production

4 :taux de dissipation

Équation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε est

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon\bar{U}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\varepsilon}{\partial x_j}\right] + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k) - C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \quad \text{(II.12)}$$

Le terme de production G_k est donnée par

$$G_k = -\rho\overline{u_t u_j}\frac{\partial\overline{U_j}}{\partial x_i} = \rho v_t\left(\frac{\overline{\partial U_i}}{\partial x_j} + \frac{\overline{\partial U_j}}{\partial x_i}\right)\frac{\partial\overline{U_i}}{\partial x_j} \quad \text{(II.13)}$$

L'adaptation des constantes standards du modèle donné par Launder et Spalding(1974) rend le système d'équation opérationnel. Elles sont réunies dans le **tableau n°2**:

tableau n°2, Coefficients du Modèle Standard k-ε.

$C_1, C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C\mu$	σ_k	σ_ε	$C_{3\varepsilon}$
1.44	**1.92**	**0.09**	**1.0**	**1.3**	**1.0**

Il est indispensable de savoir que le modèle k − ε est applicable aux écoulements à nombre de Reynolds élevé.

II.2.3.2 Modèle standard k-ω

Le modèle k-ω a deux équations établi par Wilcox (1988) [89.90]. C'est un modèle empirique base sur les équations modélisées du transport de l'énergie cinétique turbulent k et du taux spécifique de la dissipation ω qui définie par: ω=k/v_t ou v_t est la viscosité cinématique turbulente. Les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et le taux spécifique de dissipation ω sont données respectivement par les équations suivant :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\kappa \frac{\partial k}{\partial x_j}\right) + G_k - Y_k + S_k \quad \text{(II.14)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad \text{(II.15)}$$

Dans ces équations, G_k représente la production de l'énergie cinétique de turbulence due aux importants gradients de vitesse, G_ω représente la production de ω. Γ_κ et Γ_ω représentent la diffusivité effective de k et ω respectivement. Y_k et Y_ω sont la dissipation de k et ω dues à la turbulence et S_k et S_ω sont les termes sources.les diffusivités de k et de ω sont données par les formules (II.16) et (II.17) :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \quad \text{(II.16)}$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad \text{(II.17)}$$

Ou σ_k et σ_ω sont respectivement le nombre de Prandtl turbulent pour k et ω, égaux à la valeur deux. La viscosité dynamique turbulente μ_t est donnée par l'équation : $\mu_t = \alpha^* \frac{\rho.k}{\omega}$ ou α^* est un coefficient corrigeant la viscosité turbulente pour les faibles nombres de Reynolds.

II.3 Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis fait partie des outils de mathématiques appliquées. En méthode numérique, la méthode des éléments finis est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles elliptiques en un ensemble d'équations algébriques qui sont faciles à résoudre. Celles-ci peuvent par exemple représenter analytiquement le comportement dynamique de certains systèmes physiques (mécaniques, thermodynamiques, acoustiques, etc.). En mathématique, Il s'agit de remplacer un problème compliqué pour lequel a priori on ne connaît pas de solution, par un problème plus simple que l'on sait résoudre.

L'appellation éléments finis vient de la décomposition du domaine d'étude en éléments : ils sont représentés par un maillage [91]

La méthode d'analyse par éléments finis exige les étapes principales suivantes :

- Discrétisation du domaine dans un nombre fini de sous-domaines (éléments).
- Choix des fonctions d'interpolation.
- Développement de la matrice d'élément pour le sous-domaine (élément).
- Assemblage des matrices d'élément
- Imposition des conditions de frontière.
- Solution des equations.
- Après traitement (Affichage des résultats, …)

Il y a trois approches principales pour construire une solution approximative basée sur le concept de la MEF [91]:

- **Approche directe :** Cette approche est employée pour des problèmes relativement simples, et elle sert généralement comme moyen pour expliquer le concept de la FEA et ses étapes importantes.
- **Résidus pondérées :** C'est une méthode souple et polyvalente, Cette approche utilise directement les équations différentielles relatives, telles que celles du transfert de chaleur et de la mécanique des fluides.
- **Approche variationnelle :** Cette approche est basée sur le calcul des variations, qui est caractérisée par un fonctionnel. Ce fonctionnel correspond à l'énergie potentielle dans la mécanique de la structure.

Dans cette méthode, la transformation du problème d'ingénierie pratique à une représentation mathématique est réalisée en discrétisant le domaine à étudier par des éléments (sous-domaines). Ces éléments sont reliés entre eux par leurs nœuds « communs ». Selon la géométrie et la nature physique du problème, le domaine à étudier peut être discrétisé en utilisant des éléments linéaires, surfaciques, ou volumiques. Des éléments de base utilisés dans la MEF sont montrés sur la **figure (2.1**) [92].

Chaque élément, identifié par un numéro d'élément est défini par une séquence spécifique de numéros de nœuds globaux. La séquence spécifique (généralement dans le sens contraire de la rotation des aiguilles d'une montre) est basée sur le nœud de numérotation au niveau de l'élément [92].

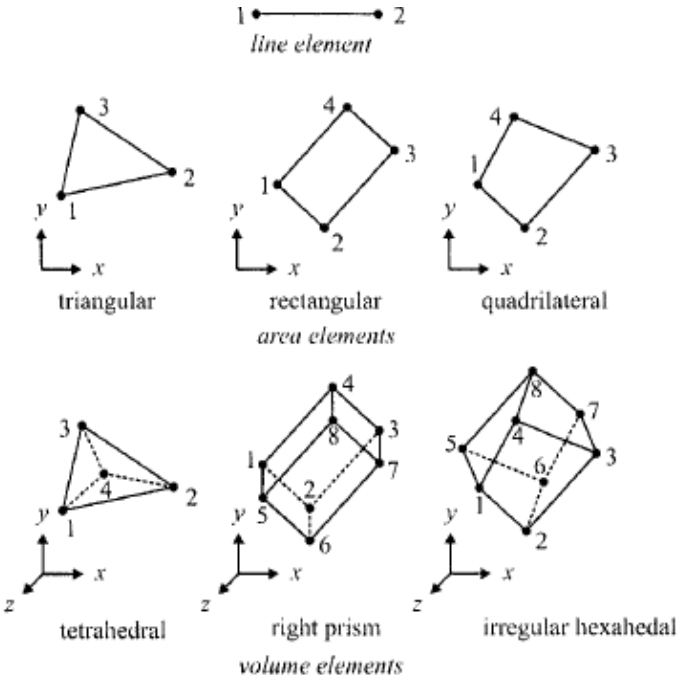


Figure II.1 : Description des éléments avec le nombre des nœuds (linéaires, surfaciques, et volumiques) [92]

II.3.1 Procédure générale d'une analyse par éléments finis

Certaines étapes sont les mêmes pour tous les problèmes physiques abordés par la méthode des éléments finis. Ces étapes sont résumées comme suit :

1 Post préprocesseur

Dans cette phase on définit :

- La géométrie du domaine d'étude.
- Le type d'élément à utiliser.

- Les propriétés physiques du domaine.
- Le maillage du domaine de calcul.
- Les conditions aux limites.
- Les chargements extérieurs.

2 Résolution du problème

Durant cette phase, les codes de calcul basés sur la méthode des éléments finis assemblent les équations algébriques gouvernant le problème en question en une forme matricielle et calcule les valeurs inconnues du champ des variables dans le domaine d'étude.

3 Post processeur

Dans cette phase, on procède à l'analyse et à l'évaluation des résultats trouvés. Une large gamme de logiciels spécialisés est disponible afin de sortir, d'imprimer et de dessiner des résultats sélectionnés. Ce qui permet de donner un jugement sur la qualité des résultats trouvés.

II.3.2 Ansys

Le code de calcul ANSYS est un programme d'éléments Finis permettant d'étudier des structures tridimensionnelles dans les domaines suivants : thermiques, mécaniques, statiques et dynamique linéaires et non-linéaires, interaction fluide-structure, analyse à la fatigue...

Le code propose une libraire d'éléments pour modéliser correctement les structures et les différents effets recherchés (poutres, coques, solide, fluide, matrices de raideur, de masse, d'amortissement, etc.).

II.3.3 Discrétisation des équations en deux dimensions

Les écoulements non visqueux idéalisés par l'intermédiaire de la fonction de l'écoulement ou de la fonction potentielle de vitesse peuvent indiquer l'information valable dans beaucoup de cas. Puisque aucun fluide n'est vraiment non visqueux, l'exactitude de ces analyses

avec l'augmentation de viscosité d'un vrai fluide n'est pas atteinte. Pour illustrer cet effet (et les complications surgissant de la viscosité) nous examinons maintenant l'application de la méthode des éléments finis à la classe restreinte des écoulements visqueux incompressibles [93].

Les présentations et les restrictions applicables aux développements suivants sont :

1. l'écoulement peut être considéré bidimensionnel.
2. pas de transfert de chaleur.
3. l'écoulement instationnaire.

Dans ces conditions, Navier-Stocks a mis des équations représentant la conservation de mouvement :

$$\rho u\frac{\partial u}{\partial x}+\rho v\frac{\partial u}{\partial y}-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial x}=F_{Bx} \qquad \text{(II.18)}$$

$$\rho u\frac{\partial v}{\partial x}+\rho v\frac{\partial v}{\partial y}-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial y}=F_{By}$$

Où :

u et v : sont les vitesses suivants x et y respectivement.

ρ : La densité du fluide,

p : La pression,

μ : La viscosité absolue du fluide,

F_{Bx}, F_{By} : Les forces du corps par unité de volume dans les directions x et y respectivement.

Noter soigneusement que la non linéarité de l'équation (II.18) est dû à la présence des limites conversibles avec l'inertie de la forme $\rho u\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)$ avant le traitement des limites non linéaires directement en ce moment, nous considérons d'abord le cas spécial suivant:

Pour un écoulement d'un fluide ou la viscosité est très petite, le terme de l'inertie (i.e le terme non linéaire précède) peut être négligeable dans la comparaison avec l'effet de la viscosité.

Tels écoulements sont connus par les écoulements de stocks (ou écoulement de rampement), est généralement produit dans le processus de la grande viscosité du fluide, comme les polymères fondus. Négligeant les limites d'inertie, les équations de mouvement deviennent :

$$-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial x}=F_{Bx} \tag{II.19}$$

$$-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial y}=F_{By}$$

L'équation (II.19), les conditions aux limites et l'équation de continuité forme un système de trois équations dont on a trois inconnus : $u(x,y), v(x,y)$ et $p(x,y)$. par conséquent, une formulation d'élément finie inclut trois variables nodales, et leurs discrétisation est comme :

$$\begin{aligned} u(x,y) &= \sum_{i=1}^{M} N_i\,(x,y)u_i = [N]^T\{u\} \\ v(x,y) &= \textstyle\sum_{i=1}^{M} N_i\,(x,y)v_i = [N]^T\{v\} \\ p(x,y) &= \sum_{i=1}^{M} N_i\,(x,y)p_i = [N]^T\{p\} \end{aligned} \tag{II.20}$$

L'application de la méthode de GALERKIN pour les éléments finis en deux dimensions (assumé pour avoir l'épaisseur uniforme d'unité dans la direction de z) rapporte les équations résiduelles :

$$\begin{gathered} \int_{A^{(e)}} N_i\left(-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial x}-F_{Bx}\right)dA=0 \\ \textstyle\int_{A^{(e)}} N_i\left(-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}-\mu\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}+\frac{\partial p}{\partial y}-F_{By}\right)dA=0 \quad i=1,M \\ \int_{A^{(e)}} N_i\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)dA=0 \end{gathered} \tag{II.21}$$

Pendant que les procédures exigées pour obtenir les diverses matrices d'élément sont couvertes en détail dans les développements précédents, nous n'examinons pas l'équation (II.21) entièrement. Au lieu de cela, seulement quelques limites représentatives sont développées est les résultats sont énoncés par inférence.

D'abord, considérons le terme visqueux contenir le dérivé en second lieu spatial du composant de vitesse comme :

$$-\int \mu N_i \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) dA = 0 \quad i = 1, M \tag{II.22}$$

Celle-ci peut-être exprimé aussi par :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(N_i \frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(N_i \frac{\partial u}{\partial y}\right)\right] dA + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial N_i}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial y}\right) dA \quad i = 1, M \tag{II.23}$$

L'application du théorème de Green-Gauss sur la première intégrale dans l'expression (2.23) donne :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(N_i \frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(N_i \frac{\partial u}{\partial y}\right)\right] dA = -\int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} n_x + \frac{\partial u}{\partial y} n_y\right) dS \;\; i = 1, M \tag{II.24}$$

Où

$S^{(e)}$: est la frontière de l'élément et$\left(n_x, n_y\right)$ est les composantes du vecteur normal extérieur d'unité a la frontière. Par conséquent, l'intégrale dans l'expression (II.24) devient :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) dA = -\int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} n_x + \frac{\partial u}{\partial y} n_y\right) dS + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial N_i}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial y}\right) dA \tag{II.25}$$

Noter que le premier terme du côté droit de l'équation (II.25) représente une limite nodale de force de frontière pour l'élément. Une telle limite résulte de l'effort de cisaillement. Car nous avons observé beaucoup de fois, l'annulation de ces limites sur des frontières d'internement et doit être considérée seulement sur les frontières globales 'un modèle fini d'élément. Par conséquent, ces limites sont considérées seulement dans l'étape d'assemblage.

La deuxième intégration dans l'équation (II.25) est une partie de la matrice de rigidité pour le problème liquide. Et comme la limite est liée à la vitesse suivant *x* et à la viscosité, on dénote cette partie de la matrice$\left[k_{u\mu}\right]$.rappelons que l'équation (II.25) représente *M* équation. L'intégrale est convertie en matrice d'employer le premier de l'équation (II.20) pour obtenir :

$$\int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dA\{u\} = \left[k_{u\mu} \right]\{u\} \quad \text{(II.26)}$$

Employer la même approche avec la seconde de l'équation (II.21), les résultats sont semblables. Nous obtenons le résultat analogue :

$$-\int_{A^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) dA = -\int_{S^{(e)}} \mu N_i \left(\frac{\partial v}{\partial x} n_x + \frac{\partial v}{\partial y} n_y \right) dS + \int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y} \right) dA \quad \text{(II.27)}$$

Procèdent comme avant, nous mettons en boite les intégrales de secteur du côté droit comme :

$$\int_{A^{(e)}} \mu \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \frac{\partial [N]}{\partial x} + \frac{\partial [N]^T}{\partial y} \frac{\partial [N]}{\partial y} \right) dA\{v\} = \left[k_{v\mu} \right]\{v\} \quad \text{(II.28)}$$

Vu après la pression les limites et convertir en (II.21) mène à la notation de matrice, la première de l'équation vaut :

$$\int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial x} dA\{p\} = \left[k_{px} \right]\{p\} \quad \text{(II.29)}$$

Et pareillement le deuxième terme de quantité de mouvement contient :

$$\int_{A^{(e)}} [N]^T \frac{\partial [N]}{\partial y} dA\{p\} = \left[k_{py} \right]\{p\} \quad \text{(II.30)}$$

Les composants nodaux de force correspond à la force des corps sont aisément montrés pour être donnés par :

$$\{f_{Bx}\} = \int_{A^{(e)}} [N]^T F_{Bx}\, dA \quad \text{(II.31)}$$
$$\{f_{By}\} = \int_{A^{(e)}} [N]^T F_{By}\, dA$$

Combinant la notation développée dans l'équation (II.26),(II.31), l'équation de mouvement pour l'élément fini sera :

$$\left[k_{u\mu} \right]\{u\} + \left[k_{px} \right]\{p\} = \{f_{Bx}\} + \{f_{x\tau}\} \quad \text{(II.32)}$$
$$\left[k_{v\mu} \right]\{v\} + \left[k_{py} \right]\{p\} = \{f_{By}\} + \{f_{y\tau}\}$$

Ou, pour la perfection, les forces nodales correspondant aux frontières d'élément finies d'intégrales $S^{(e)}$dans les équations (II.25) et (II.27) ont été incluses.

En conclusion, l'équation de continuité est exprimée en termes de vitesses nodales en matrices comme :

$$\int_{A^{(e)}}[N]^T \frac{\partial[N]}{\partial x} dA\{u\} + \int_{A^{(e)}}[N]^T \frac{\partial[N]}{\partial y} dA\{v\} = [k_u]\{u\} + [k_v]\{v\} = 0 \quad \text{(II.33)}$$

Où :

$$[k_u] = \left[k_{px}\right] \int_{A^{(e)}}[N]^T \frac{\partial[N]}{\partial x} dA \quad \text{(II.34)}$$

$$[k_v] = \left[k_{py}\right] \int_{A^{(e)}}[N]^T \frac{\partial[N]}{\partial y} dA$$

Comme il est formulé ici, les équations (II.32) et (II.33) sont un système d'équation algébrique de 3M régissant les valeurs nodales 3M inconnues$\{u\}$,$\{v\}$,$\{p\}$ et peuvent être exprimés formellement comme le système suivant :

$$\begin{bmatrix} \left[k_{u\mu}\right] & [0] & \left[k_{px}\right] \\ [0] & \left[k_{v\mu}\right] & \left[k_{py}\right] \\ [k_u] & [k_v] & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{u\} \\ \{v\} \\ \{p\} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \{f_{Bx}\} \\ \{f_{By}\} \\ \{0\} \end{Bmatrix} \Rightarrow \left[k^{(e)}\right]\{\delta^{(e)}\} = \{f^{(e)}\} \quad \text{(II.35)}$$

$\left[k^{(e)}\right]$: Représente la matrice de rigidité de l'élément. Noter bien que la matrice de rigidité d'élément se compose de neuf sous matrices de M× M, et bien que les différents sous matrices soient symétriques, la matrice de rigidité n'est pas symétrique.

Le développement menant à l'équation (II.35) est basé sur l'évaluation des composants de la pression et de la vitesse au même nombre de nœud. Ce n'est pas nécessairement le cas pour un élément liquide. Une recherche informatique montre qu'une meilleure exactitude est obtenue si les composants de vitesse sont évalues a un plus grand nombre de nœud que de pression. En d'autres termes, les composants de vitesse sont discrétisés en utilisant la fonction évoluée d'interpolation que la variable de pression. Par exemple, un six nœuds d'éléments triangulaires

quadratiques pourrait être employé pour des vitesses, alors que la variable de pression est interpolée seulement aux nœuds faisans le coin, pour cela, l'interpolation linéaire est suffisante. Dans ce cas, l'équation (II.34) ne se tient pas.
L'arrangement des équations et la définition associée de la matrice de rigidité de l'élément dans l'équation (II.35) est basé sur l'ordonne des variables nodales comme :

$$\{\delta\}^T = [u_1 \quad u_2\, u_3 \quad v_1 \quad v_2 v_3 p_1 p_2 \quad p_3]$$

(En utilisant un élément de trois nœuds, par exemple). Une telle commande est bien adaptée pour illustrer le développement des équations de l'élément. Cependant, si les équations globales pour un modèle à plusieurs éléments sont assemblées et les variables nodales globales sont pareillement passées commande, c.-à-d,

$$\{\Delta\}^T = [U_1 \quad U_2 \quad \dots \quad V_1 \quad V_2 \quad \dots \quad P_1 P_2 \quad \dots \quad P_N]$$

Les conditions informatiques sont prohibitivement inefficaces, parce que la rigidité globale a une grande largeur de bande. D'autre part, si les variables nodales sont commandées comme :

$$\{\Delta\}^T = [U_1 \quad V_1\, P_1 \quad U_2 \quad V_2 P_2 \quad \dots \quad U_N \quad V_N P_N]$$

L'efficacité informatique est considérablement améliorée, car la largeur de bande de la matrice est sensiblement réduite. Pour une discussion plus détaillée des matrices réunies et des techniques informatiques associées.

II.3.4 Maillage dynamique

Dans le cas de petits déplacements, un maillage dynamique est suffisant. Il permet de déplacer les nœuds des éléments et, en déformant un peu ces derniers, de suivre le mouvement de la structure. Pour les grands déplacements, les déformations subies par le maillage dégradent sa qualité. Il faut alors remailler le domaine ou à minima les zones les plus déformées. Il est

possible de coupler les deux méthodes de maillage, c'est-à-dire déformer le maillage puis, lorsqu'une zone présente une qualité de maillage inférieure à un critère fixé, la remailler. Le remaillage est une action coûteuse en temps de calcul et délicate à paramétrer [90].

Le comportement du maillage dynamique est traduit sous la forme d'une équation de diffusion :

$$\nabla.\left(k_{disp}^{n}\,\nabla\xi_{i}^{n}\right)=0 \tag{II.36}$$

avec ξ_i^n le déplacement relatif du noeud *n* dans la direction *i* et k_{disp}^n la raideur du maillage au noeud *n* considéré. Cette raideur peut-être imposée par l'utilisateur ou être déterminée par l'une des relations suivantes :

$$k_{disp}^{n}=\left(\frac{1}{V}\right)^{C_{stiff}} \tag{II.37}$$

$$k_{disp}^{n}=\left(\frac{1}{d}\right)^{C_{stiff}} \tag{II.38}$$

La première provoque une augmentation de la raideur lorsque le volume *V* de la maille diminue, la seconde une augmentation de la raideur lorsque la distance *d* à la paroi diminue. Le coefficient C_{stiff} permet de prendre plus ou moins en compte la variation de taille ou de distance. Ces deux relations ont pour but le maintien de la qualité du maillage et de la répartition des mailles du point de vue de leurs tailles. Dans notre cas, nous utilisons une raideur fonction de la distance à la paroi, la valeur par défaut du coefficient est $C_{stiff} = 10$.

L'interprétation de l'équation (II.36) est plus simple dans le cas où k_{disp}^n est constant. On se place alors dans le cas d'une équation du type ressort. Le laplacien du déplacement signifie que l'on utilise un déplacement moyenné sur les nœuds environnants.

II.5 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre les équations qui régissent l'écoulement d'un fluide incompressible turbulent sans transfert de chaleur. Le comportement de fluide est simulé par la résolution des équations de Navier-Stokes dans le régime turbulent. La méthode des éléments finis est utilisée pour discrétiser le système des équations pour fluide et le solide. Le code commercial Ansys est utilisé pour résoudre le système des équations couplées.

Chapitre III :

Résultats et discussions.

Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation et aux discutions des résultats obtenus par simulation numérique du problème présenté dans les chapitres précédents. D'abord on commence par la méthodologie qui inclut la présentation et la description du problème, avec l'illustration de maillage et conditions aux limites, ensuite on a validé nos résultats avec des données expérimentaux et numériques de littérature. Afin de cerner le problème, différents paramètres seront examinés tel que l'angle d'attaque, le nombre de Reynolds, l'épaisseur du profil aérodynamique et l'effet de la paroi sur l'aile en tangage.

III.1 Méthodologie

III.1.1 Description du problème

Généralement pour étudier le problème d'oscillation d'un profil aérodynamique (NACA0012) immergé dans un écoulement d'un fluide, il faut placer le profil à un angle d'attaque (α_0), et est forcé de subir une faible amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha$) et une fréquence d'oscillation (f). La fréquence réduite $\left(k = \frac{\pi f c}{U_\infty}\right)$ est utilisée pour normaliser la fréquence d'oscillation, avec U_∞ la vitesse d'écoulement à l'entrer, et c le corde du profil. Dans ce cas le profil oscille autour d'un pivot fixe à l'aide d'une équation de mouvement sinusoïdale $\alpha(t) = \alpha_0 + \Delta\alpha \sin(2\pi f t)$ [33] Comme montre dans la **figure III.1** :

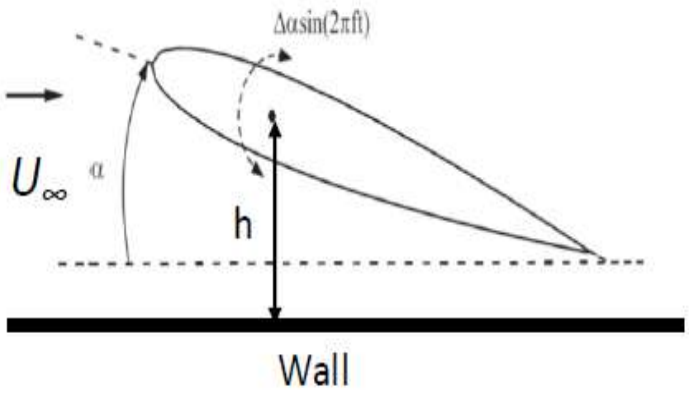
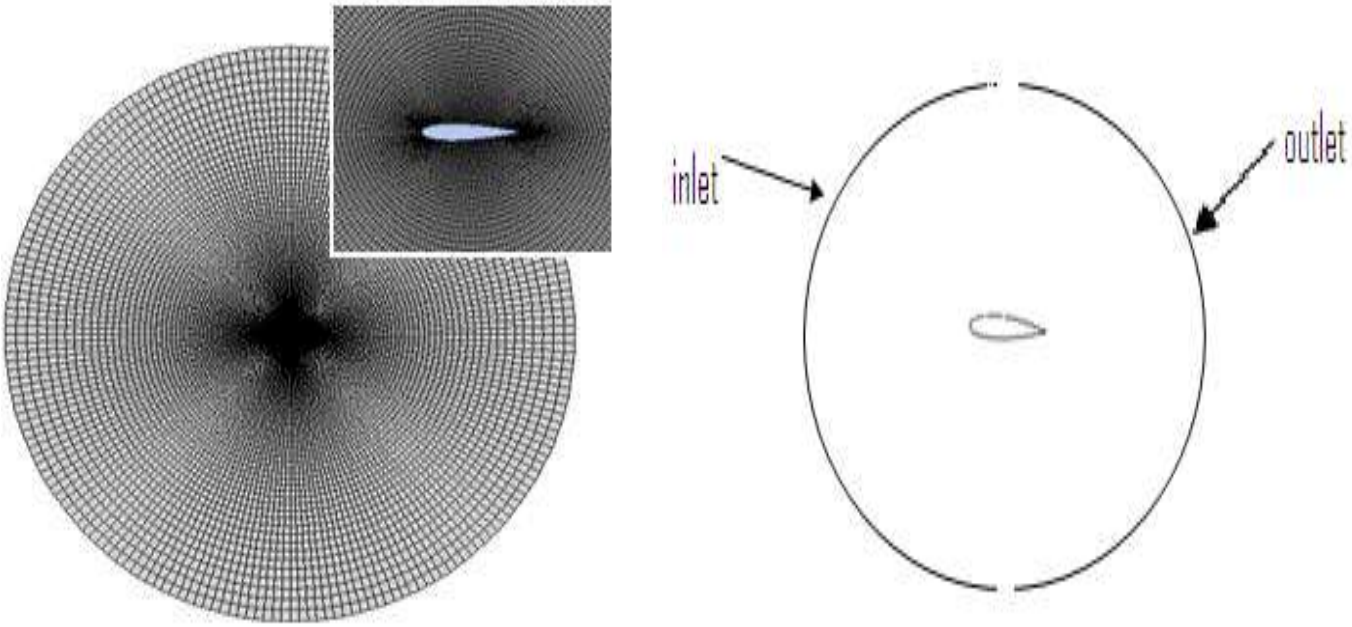


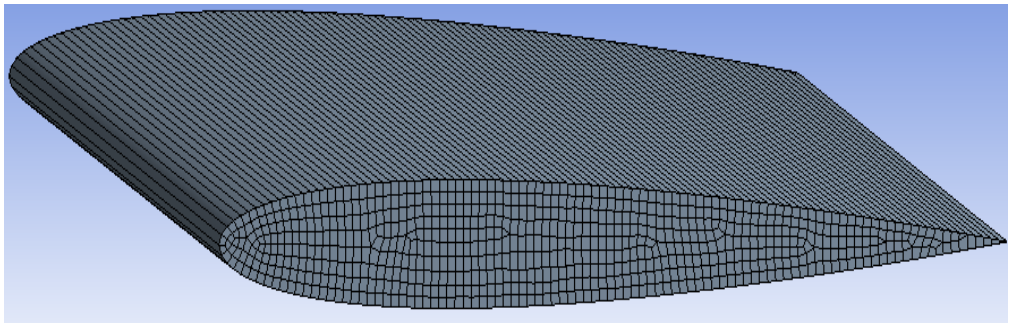
Figure III.1. Illustration d'oscillation d'un profil aérodynamique NACA0012

III.1.2 Solveur et conditions aux limites

Afin de simuler l'écoulement autour d'un profil aérodynamique oscillant et instable on a utilisé le code commercial ANSYS CFX pour résoudre le système des équations couplées. Le travail de calcul est divisé en deux partie, la première partie c'est la structure transitoire qui est le solveur de la structure, la deuxième partie est le CFX qui est le solveur des écoulements.



(a)



(b)

Figure III.2. Illustration du domaine de calcule libre (a) domaine fluide (b) domaine structure

Notre problème bidimensionnel (2D) a été modélisé par le code commercial ANSYS CFX. La qualité de maillage a une grande importance sur les résultats obtenus par un calcul numérique, Pour cela nous divisons notre domaine en deux parties pour avoir un maillage structuré, partie raffinée en proche du profil avec un maillage mobile (déformable) et dans l'autre partie (loin du profil) maillage fixe. **Figure III.2**

Pour le cas libre (sans l'effet des parois), nous choisissons le domaine fluide circulaire (cercle) de rayon 30 fois la corde du profil, avec vitesse d'entrer (velocity inlet) comme condition aux limite et pas de gradient de pression à la sortie (pressure outlet), et paroi (wall) pour les surfaces du profil aérodynamique. Dans ce cas le maillage est caractérisé par le nombre de division (201*100) total nœud 40400 et nombre des éléments 20000.

Concernant le deuxième cas avec l'effet des parois, le domaine de calcule est rectangulaire avec vitesse d'entrer (velocity inlet) comme condition aux limite et pas de gradient de pression pour la sortie (pressure outlet), et paroi (wall) pour les surface du profil aérodynamique et les deux frontière du domaine, **figure III.3.**

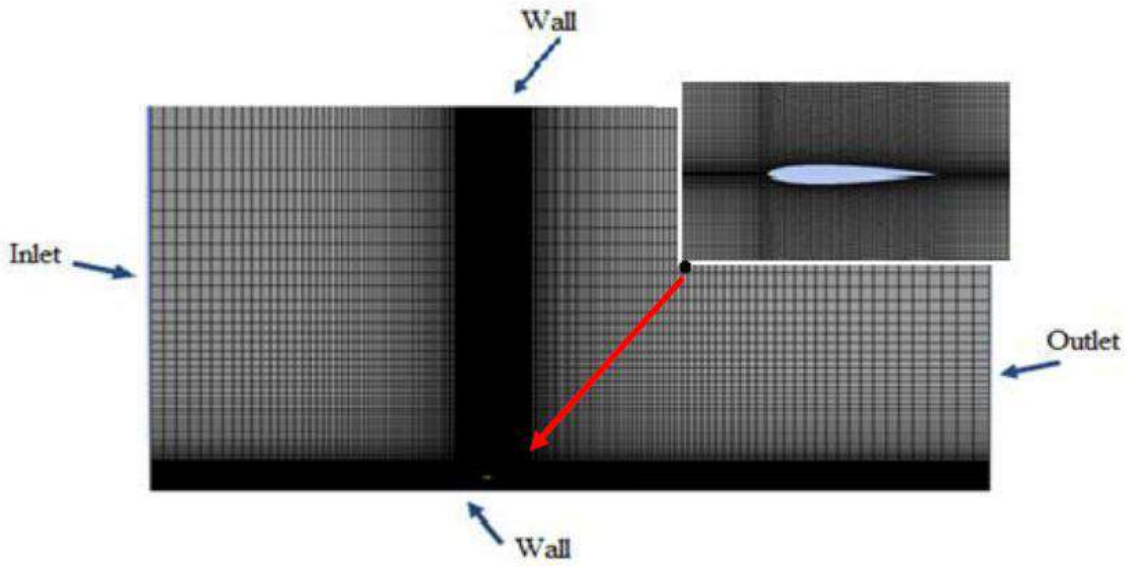


Figure III.3. Illustration du domaine de calcule avec la l'effet des parois

Ce maillage est caractérisé par le nombre de division (201*130) total nœud 188640 et nombre des éléments 93600.

III.2 Résultats et discussions

Dans la première partie de l'étude, le modèle numérique est validé par une comparaison avec les donnés expérimentaux de Lee et Gerontakos [33] et les résultats numériques de Liu Zhen [34]. Dans la deuxième partie, l'effet de mur (paroi) sur le comportement aérodynamique de la structure est analysé.

III.2.1 Validations du modèle

Dans le premier cas on valide les résultats expérimentaux de Lee and Gerontakos (2004), le profil aérodynamique est NACA0012 à une corde c=0.15m et l'envergure b=0.375m. Ce profil est oscille avec une équation sinusoïdale : $\alpha(t) = 10^0 + 15^0 \sin(2\pi f t)$avec la fréquence réduit k=0.05 et le nombre de Reynolds Re=1.35×10^5 et la vitesse de l'écoulement U_∞=14m/s. l'axe de rotation est fixé à 0.25 de la corde. Le modèle de turbulence utilisé k-ω standard avec l'intensité de turbulence est de 0.08%.

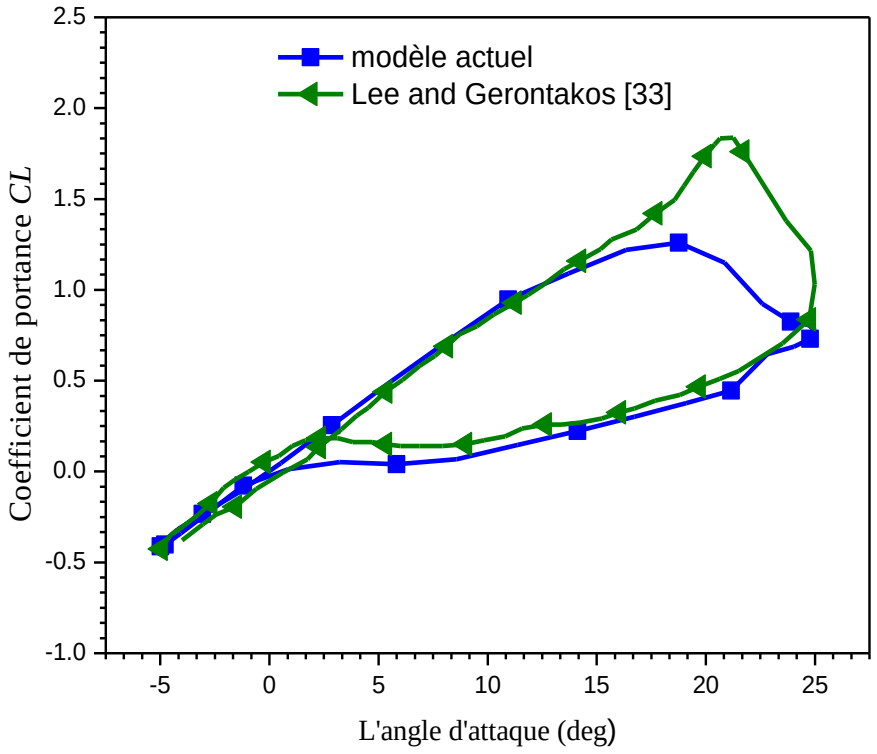


Figure III.4 Validation du coefficient de portance (*CL*) en fonction de l'angle d'attaque

Le coefficient de portance *CL* en fonction de l'angle d'attaque α est calculé numériquement représenté dans la **figure III.4**. On peut voir que, dans la plage des faibles et moyens angles d'attaque $-5^0<\alpha<25^0$, Les résultats du coefficient de la force aérodynamique portance *CL* sont en bon accord avec les données expérimentaux, mais on remarque pour des valeurs de l'angle d'attaque comprises entre 20^0 et 25^0 ($20^0<\alpha<25^0$) il y a une différence importante avec les résultats expérimentaux. D'autre part il est claire que la position d'intersection entre les chemins de course ascendante et descendante à l'angle d'attaque environ de 0^0 ($\alpha \approx 0^0$), implique que dans les deux chemins ascendante et descendent à zéro degré ont une même valeur du coefficient de portance.

La figure III.5 montre le coefficient de portance et de traînée en fonction de temps pour les six courses (période), on remarque que le coefficient de traînée et portance pendant une période, une allure symétrique entre la course ascendante et descendante. Le pic maximal du coefficient de traînée est obtenu après le profil atteint la valeur de l'angle d'incidence maximal $\alpha= 25^0$ est commencé tangage vers le bas, mais le pic maximal du coefficient de portance est obtenu avant la valeur maximale de l'angle d'incidence environ de 18^0, cet angle est appelé l'angle de décrochage. Et les pics minimaux des coefficients sont obtenus si le profil atteint la valeur minimale de l'angle d'incidence $\alpha=-5^0$

Dans le deuxième cas, nous utilisons les donnés numériques de Liu Zhen [34] pour valider le modèle actuel. Les résultats obtenus ici pour l'écoulement d'eau autour d'un profil NACA0012 en tangage. Le profil oscille avec un mouvement suivant une équation sinusoïdale $\alpha(t) = 15^0 - 5^0 \sin(2\pi f t)$, avec une fréquence réduite k=1,57 (f=1Hz). Le profil NACA0012 a une corde c=0.1m et l'envergure b=1m. L'axe de l'oscillation est fixé à 0.33 de la corde. La vitesse de l'écoulement $U_\infty=U_x$ =0.2m/s, et la vitesse selon l'axe y est nulle (U_y =*0*), avec le nombre de Reynolds $Re=2\times10^4$. Le modèle de turbulence utiliser dans ce cas *k-ε* standard.

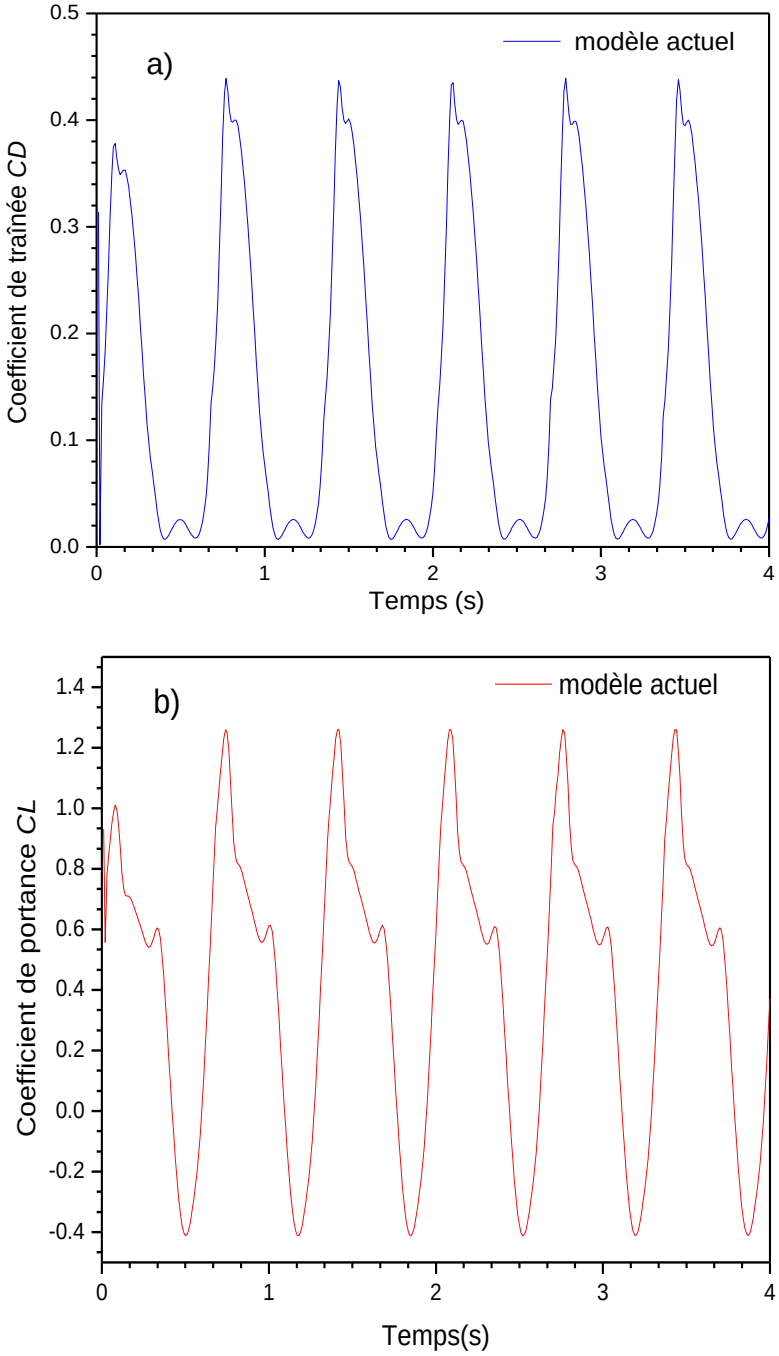


Figure III.5. a) Coefficient de trainée *CD*, b) Coefficient de portance *CL* en fonction de temps

La figure III.6 représente une comparaison entre les résultats numériques actuels avec les résultats numériques de Liu Zhen (2008)[34]. La figure montre le coefficient de portance en fonction de temps pour trois périodes de mouvement. On peut voir que pour des valeurs de

coefficient de portance inférieures à 1,2 les deux résultats sont identique, mais il y'a une différence de 0,15 % lorsque la portance supérieure à cette valeur.

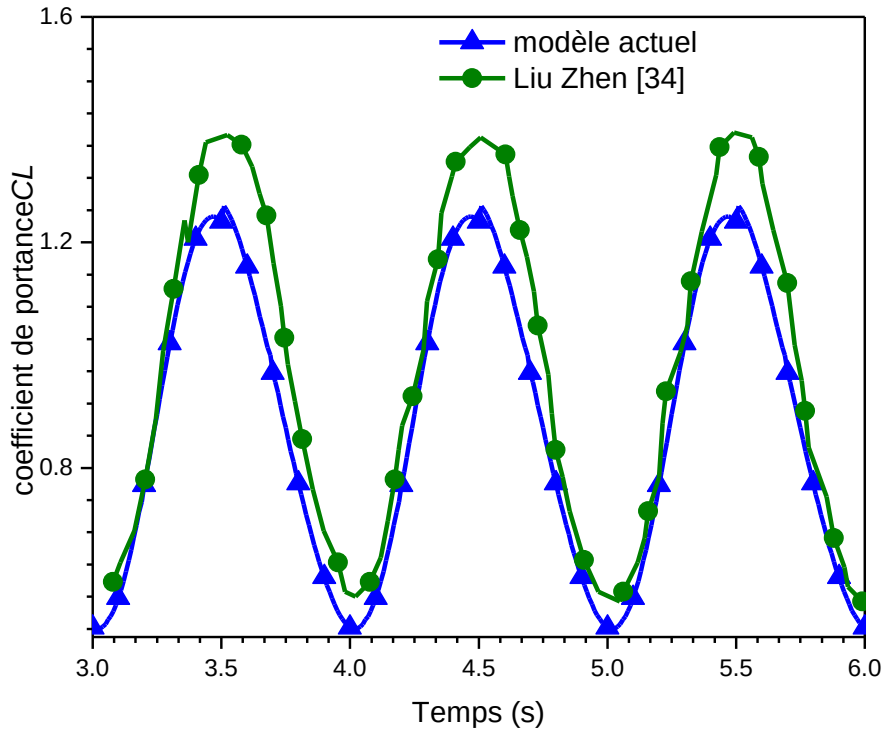


Figure III.6. Coefficient de portance CL en fonction de temps

La figure III.7 représente les contours de distribution de la vorticité pour déférents temps de mouvement, on peut remarquer que la formation du tourbillon couvre la totalité de l'extrados du profil aérodynamique, à t=0.25T deux tourbillons sont générés à partir du bord d'attaque et se déplacent sur l'extrados, à t=0.5T le tourbillon avant est disparu et l'autre tourbillon s'approche vers le bord de fuite , à t=0.75T les tourbillons sont libéré à partir le bord de fuite, à t=T deux tourbillons commencent à apparaître à partir du bord d'attaque sur l'extrados et au bord de fuite des tourbillons sont libérés.

Par conséquent et d'après la comparaison, un bon accord est trouvé entre notre modèle actuel et les résultats expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature.

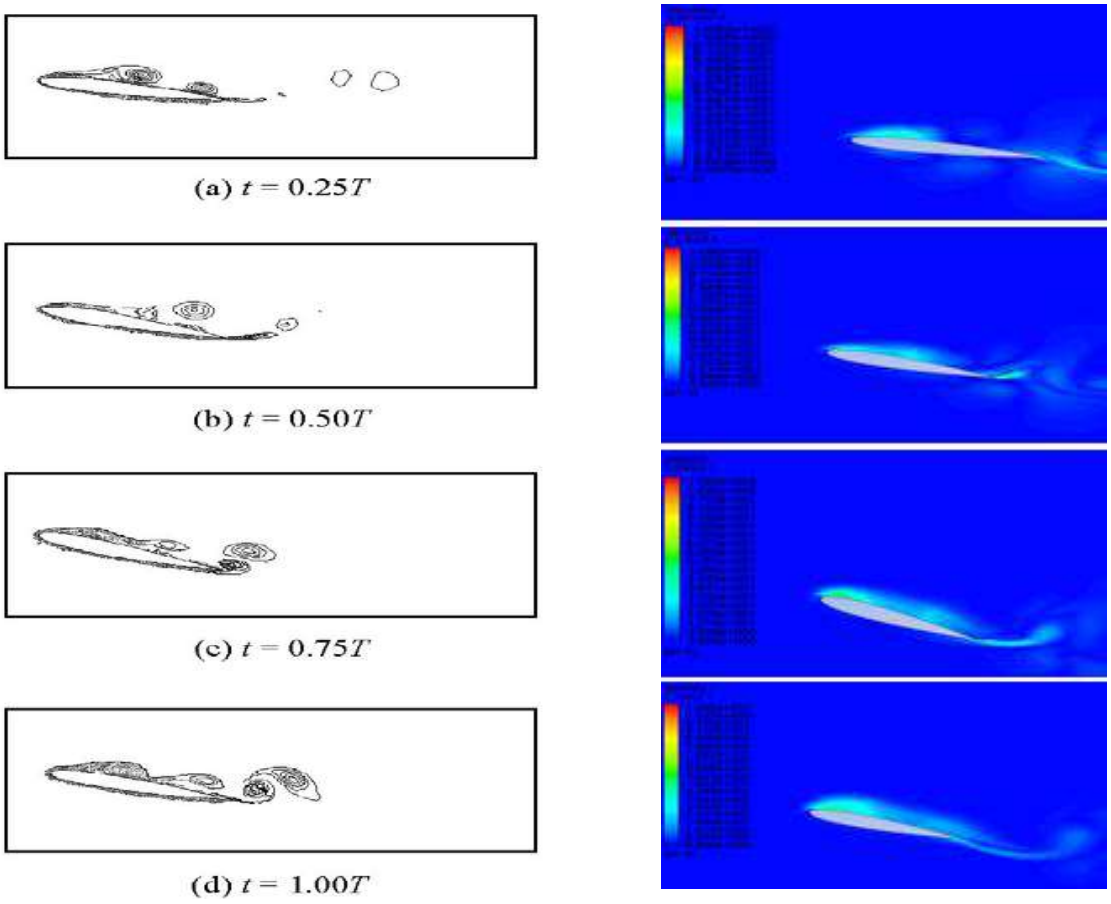


Figure III.7. Distribution de vorticité , a) résultat de Liu Zhen [34], b)résultat actuel

III.2.2 Comparaison entre le modèle de turbulence k-ω et k-ε standard

Dans la partie de validation nous avons utilisé deux modèles de turbulence k-ω et k-ε standard, et pour choisir un modèle qui donne des bons résultats parmi les deux modèles dans la suite de notre étude il faut faire une comparaison entre les deux modèles.

La figure III.8 représente une comparaison entre les deux modèles de turbulence avec les résultats expérimentaux de Lee [33]. En remarque que pour des faibles angles d'attaque les résultats sont identiques, mais si l'angle d'attaque est supérieure à 20^o les résultats du modèle k-ω sont proches de l'expérimental par apport le modèle k-ε. Donc on peut estimer que le modèles k-ω donne des bons résultats par apport le modèle k-ε.

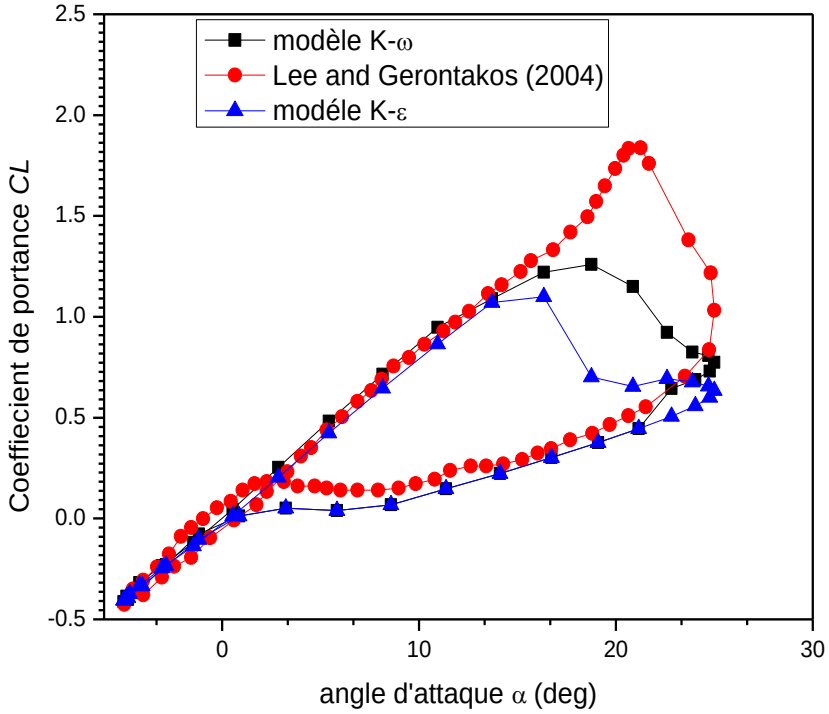


Figure III.8 Coefficient de portance (CL) en fonction de l'angle d'attaque

La figure III.9 montre les coefficients des forces, portance et traînée en fonction de temps. Les pics maximaux des coefficients *CL* et *CD* du modèle k-ω sont supérieurs par apport au modèle k-ε, pour le modèle k-ω le coefficient de portance varie entre -0.4 et 1.26, et pour le modèle k-ε varie entre -0.4 et 1.15, et d'autre part Le coefficient de trainée varie entre 0 et 0.44 pour le modèle k-ω et pour k-ε entre 0 et 0.34.

La Figure III.10 représente une comparaison entre les deux modèles de turbulence pour la formation des tourbillons et les lignes de courant aux différents angles d'attaque. En remarque il y'a une différence importante entre les deux modèle, par exemple la formation des tourbillons est apparue à un angle d'attaque 19.968^0 ascendante pour le modèle k-ε mais pour le modèle k-ω il s'est commencé de former à $\alpha=22^0$ascondante au bord d'attaque, et en même temps la formation de deuxième tourbillon est généré pour le modèle k-ε ($\alpha=22^0$ascondante) et reste former jusqu'à l'angle $\alpha=17{,}562^0$descendante, par contre dans le modèle k-ε les deux tourbillons sont apparus dans deux position de l'ange d'attaque ($\alpha=24^0$ ascendante et descendante). D'autre

part on peut remarquer que les tailles des tourbillons pour le modèle k-ε est plus grand par apport le modèle k-ω.

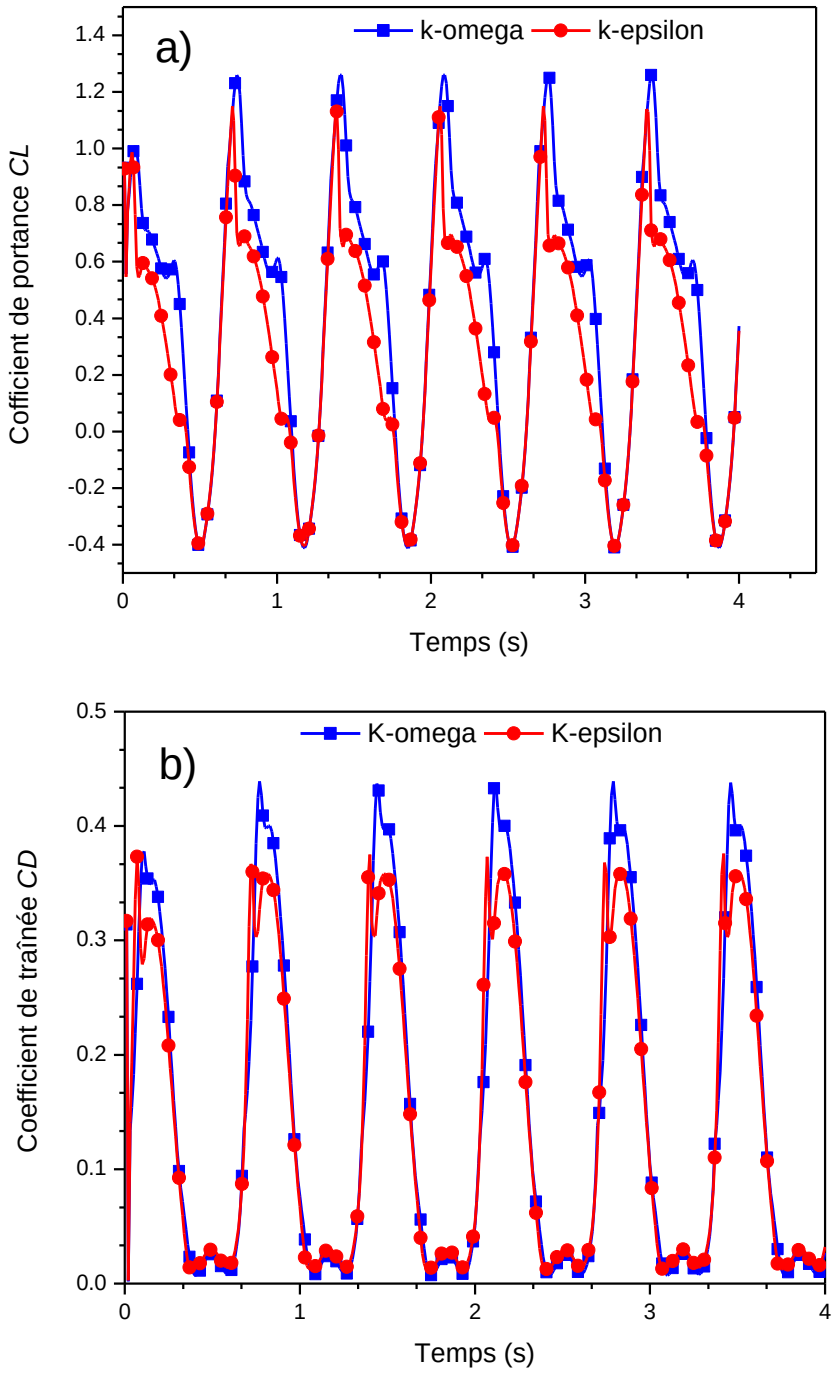


Figure III.9. a)Coefficient de portance *CL*, b) Coefficient de trainée *CD* en fonction de temps

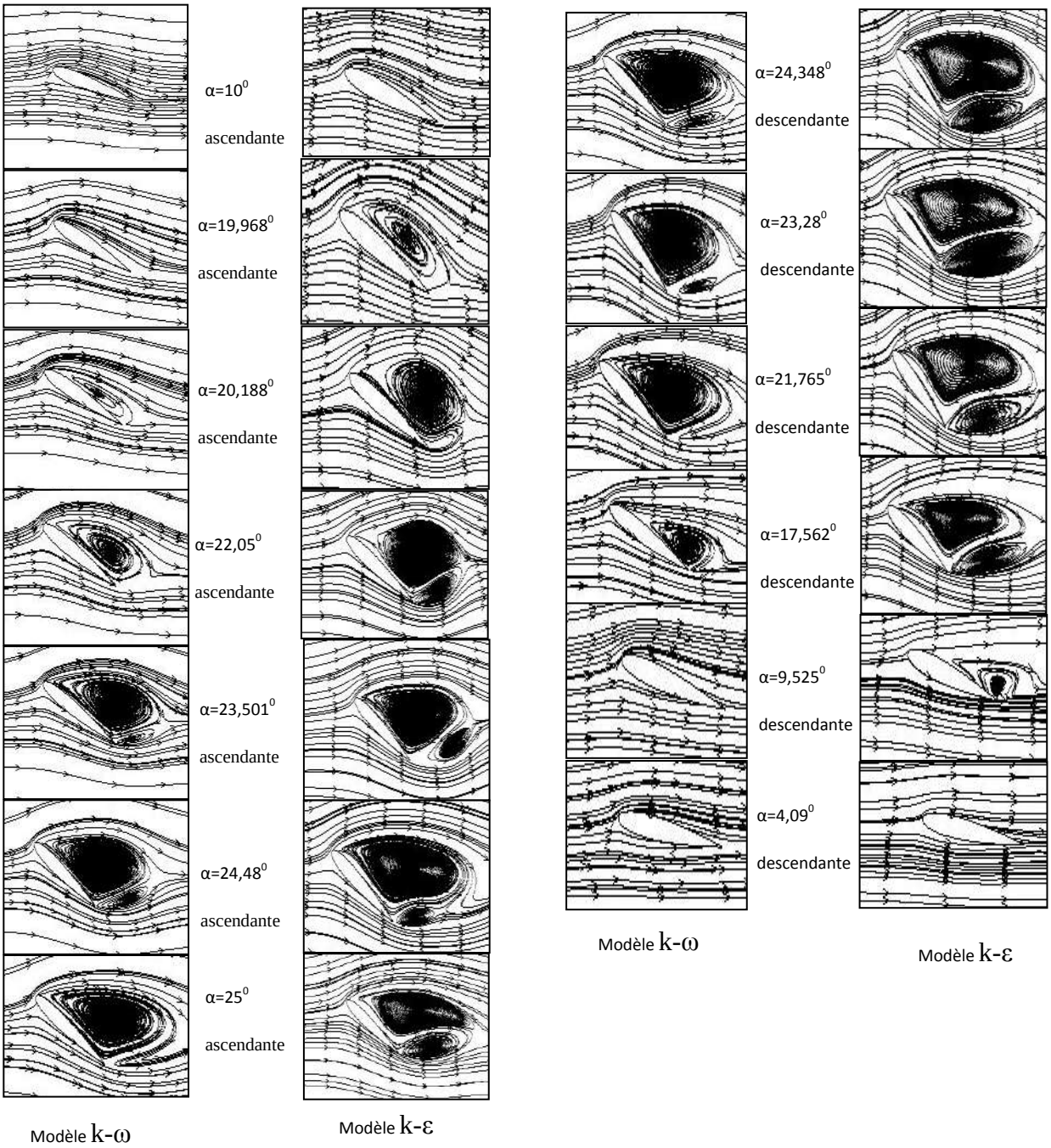


Figure III.10. Lignes de courant et formation des tourbillons pour le modèle k-ω et le modèle k-ε

III.2.3 Effet de l'angle d'attaque

Dans cette partie nous comparons entre deux valeurs de l'angle attaque pour montrer son effet, nous choisissons des valeurs de l'angle d'attaque moyen $\alpha = 10^0$ et 5^0.

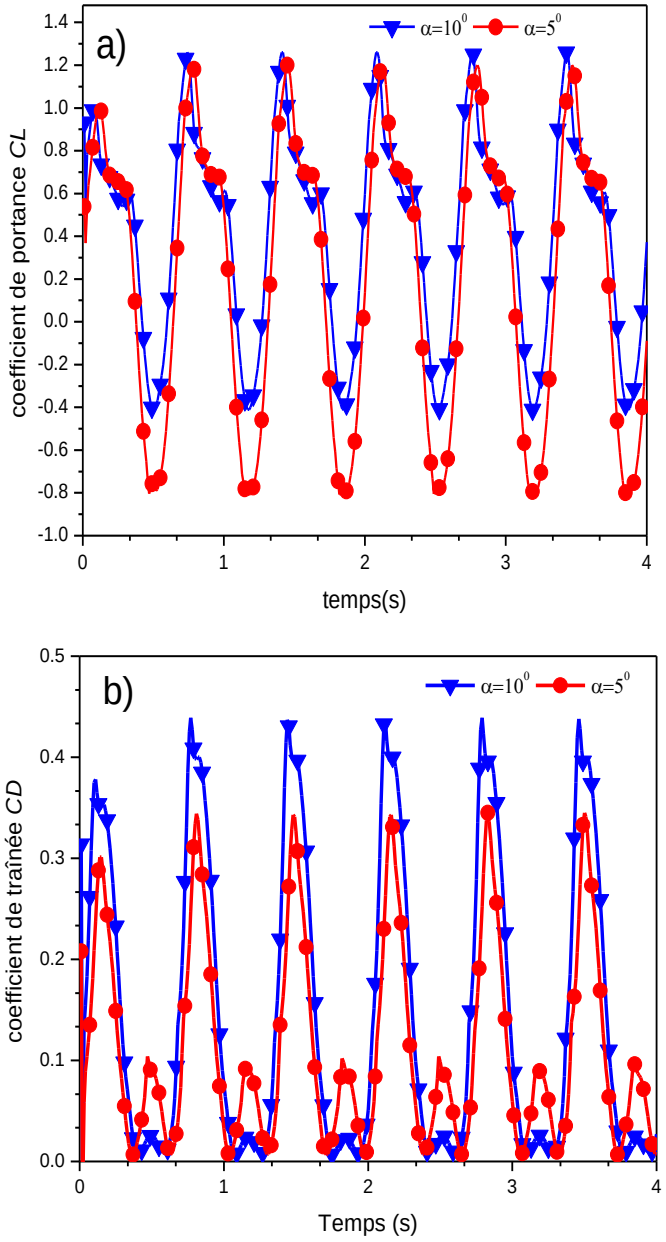


Figure III.11 Influence de l'angle d'attaque $\alpha=5^0,10^0$. a)*CL* coefficient de portance, b) *CD* coefficient de traînée.

La **figure III.11** représente une comparaison entre les deux valeurs de l'angle d'attaque, et illustre les coefficients des forces *CD* et *CL* en fonction de temps. On remarque que l'angle d'attaque moyen α augmente, les valeurs moyennes du coefficient de trainée *CD* et de portance

CL augmentent. Aussi on peut remarquer des instabilités de l'écoulement lorsque l'angle d'attaque moyen diminue. En plus on peut voir, la variation de l'angle d'attaque moyen n'a aucune influence sur la période du coefficient des forces c'est à dire n'influe pas sur l'angle de décrochage.

III.2.4 Effet du nombre de Reynolds

Dans cette partie on s'intéresse d'étudier l'effet du nombre de Reynolds sur les caractéristiques de l'écoulement autour du profil NACA0012 oscillant, pour cela on fait varier le nombre de Reynolds entre 10^4 et 10^5 (Re= 10^4 et Re=1.35 *10^5).

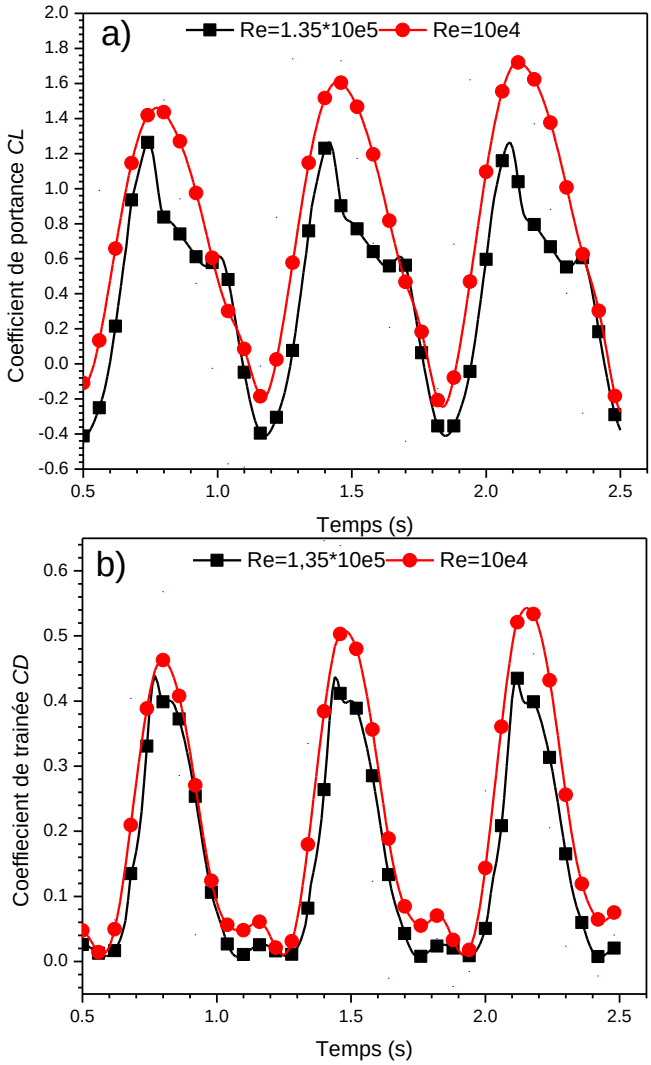


Figure III.12 a)coefficient de portance *CL*, b) coefficient de trainée *CD* pour Re=10^4 et 1,35.10^5.

La **figure III.12** et **III.13** représentent l'effet du nombre de Reynolds sur les coefficients des forces de portance et de trainées et sur la distribution des lignes de courant respectivement. On remarque que si le nombre de Reynolds augmente les valeurs maximales du *CL* et *CD* diminuent et les valeurs minimales augmentent ceci dû à la structure de la couche limite et les lâchers tourbillonnaires. Si le nombre de Reynolds égale à 10^4 le *CL max* est convenable à l'angle d'attaque 15^0 dans le lequel le tourbillon est formé sur l'extrados par contre et pour $Re=1.35*10^5$ le début de décollement environ de l'angle d'attaque $\alpha=18.6^0$.

Les valeurs de coefficient de portance minimales sont convenable à l'angle d'attaque de -5^0 et-4^0 pour $Re=1.35*10^5$ et $Re=10^4$ respectivement ceci à cause de la différance entre la structure des tourbillons.

D'autre part il y'a un avancement de la période des coefficients si le nombre de Reynolds augmente ceci dû à l'augmentation de l'angle de décrochage.

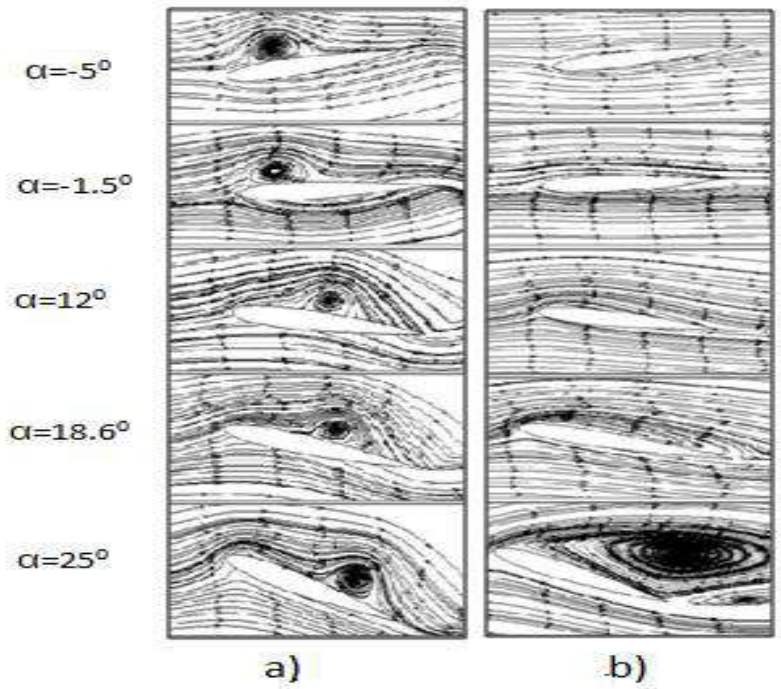


Figure III.13 Distributions des lignes de courant à différentes angles d'attaques ascendantes a) $Re=10^4$, b) $Re= 1{,}35.10^5$

III.2.5 Effet de l'épaisseur du profil

Afin de montrer l'effet de la forme du profil NACA sur les caractéristiques de l'écoulement autour lui on choisi trois profils symétriques de différent épaisseur tel que NACA0012, NACA0020 et NACA0030.

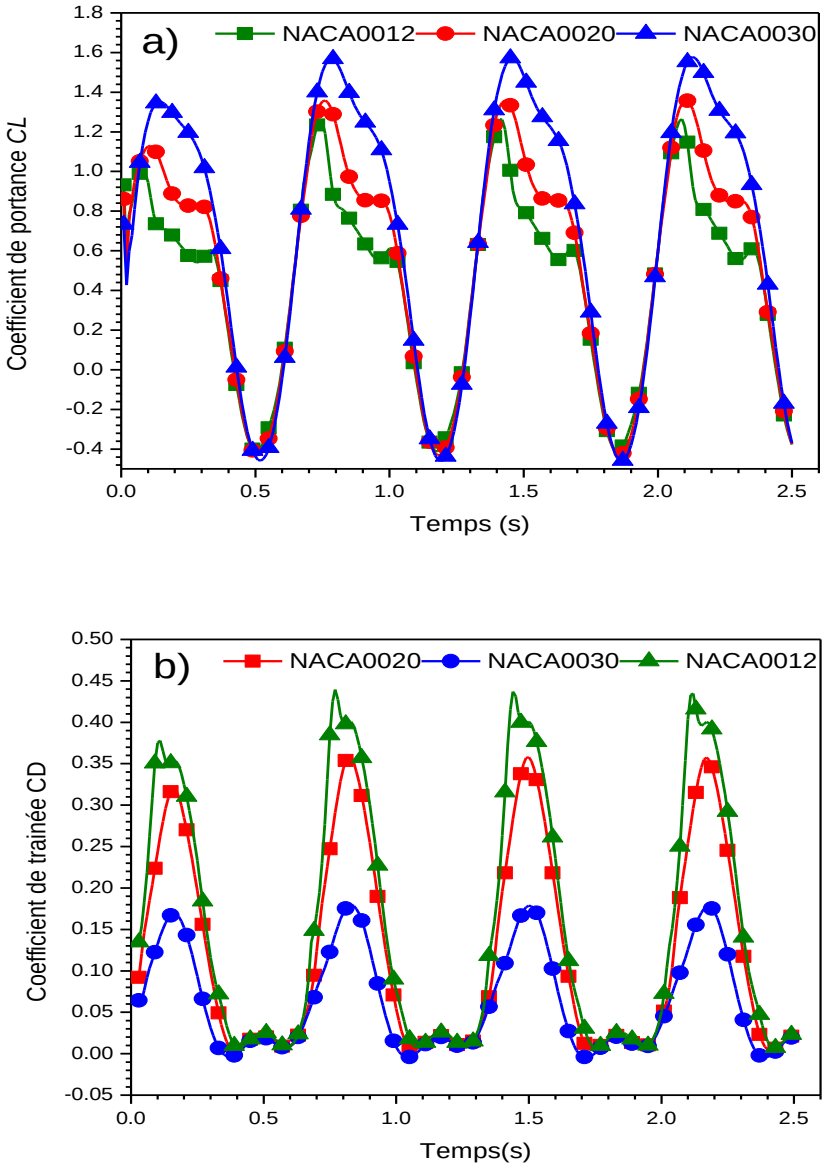


Figure III.14 a)coefficient de portance *CL*, b) coefficient de trainée *CD* pour les profils NACA0020, NACA0020et NACA0030.

La **figure III.14** représente les coefficients des forces aérodynamiques *CL* et *CD* en fonction du temps, on peut observer lorsque l'épaisseur du profil augmente le coefficient de portance *CL* augmente et le coefficient de traînée *CD* diminue cet effet est montré dans la **figure III.15** qui illustre le contour de la vorticité pour déférent angle d'attaque, on remarque que l'épaisseur du profil augmente la réduction de la zone de sillage sur l'extrados du profil est importante c'est-à-dire la vorticité est diminué ce qui implique si le profil plus profilé il y'a un contrôle de décollement, donc si la zone de la vorticité plus importante il y'a une augmentation de la portance et diminution de la traînée.

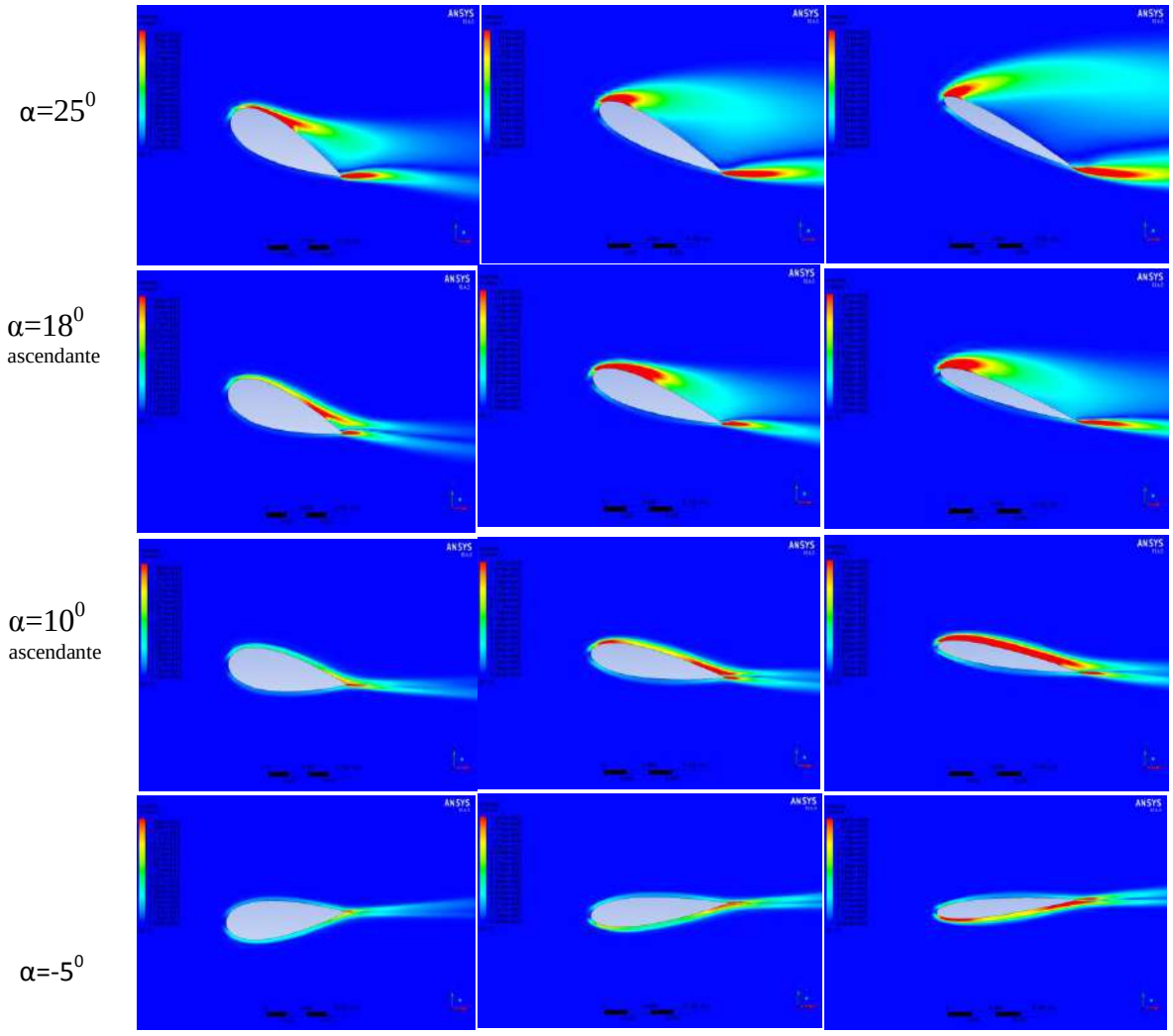


Figure III.15 Champs de la vorticité a) Profil NACA0030 b) Profil NACA0020 c)Profil NACA0012

III.2.6 Effet de la paroi

Maintenant, nous étudions l'effet de la présence d'une paroi proche au profil aérodynamique. Nous varions la distance h entre la paroi inférieure et le profil comme indiqué dans la **figure III.1**. La distance h est choisie en fonction de la corde *c* du profil NACA0012. Les paramètres expérimentaux de Lee et Gerontakos [33] ont été choisis pour notre étude. Nous calculons numériquement les coefficients des forces aérodynamiques représentés dans la **figure III.16** pour cinq distances (*h = 0.5c*, *1c*, *2c*, 4c et *6c*). On constate que, la distance h n'influe pas sur la période de mouvement. Cependant, la paroi a un effet significatif sur les pics maximaux et minimaux du *CL* et du *CD*.

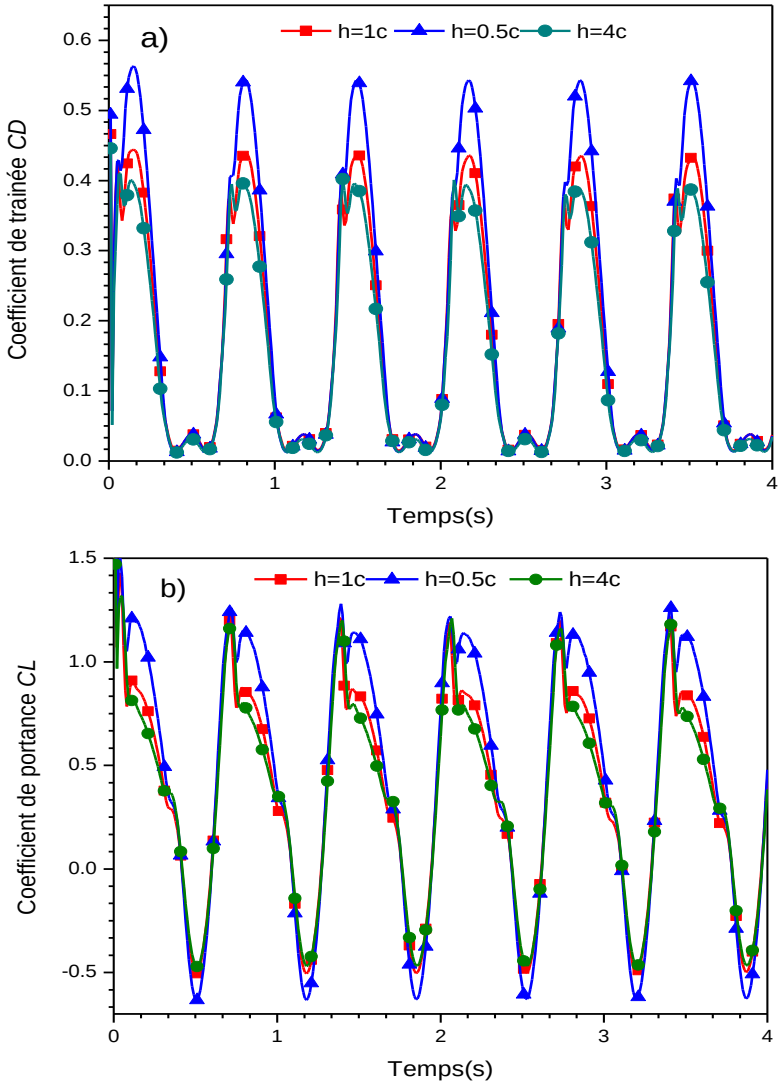


Figure III.16 Les coefficients des forces hydrodynamique en fonction de temps, a) coefficient de traînée, b) coefficient de portance.

Les figures III.17 et III.18 illustrent respectivement le coefficient maximal de traînée *CDmax* et de portance minimal *CLmin*. *CDmax* varie inversement avec la distance *h*. *CDmin* ne varie pas avec une valeur constante d'environ 0.015. D'autre part, *CLmin* varie proportionnellement avec *h*. Cependant, *CLmax* a également une valeur constante d'environ 1.29, cela signifie qu'il n'y a aucune influence sur l'angle de décrochage. On peut conclure que, si la paroi est proche au profil, il y a une décélération significative de l'écoulement. En outre, on peut observer que *h* est supérieure à la valeur *4c*, l'influence de la paroi devient négligeable.

Le taux de ralentissement de l'écoulement est estimé par l'augmentation du coefficient de traînée comme indiqué dans le tableau 1. Ce pourcentage est calculé par rapport au cas de référence *h = 6c*. Lorsque le profil d'aile s'approche de la paroi (*h = 0.5c*), le coefficient de traînée maximal augmente jusqu'à 37%.

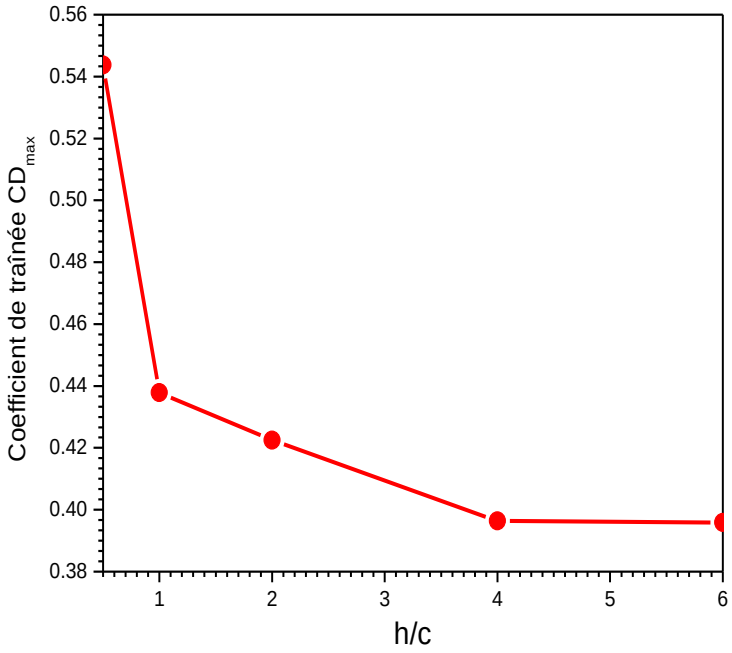


Figure III.17. Le maximum de coefficient de traînée en fonction de la distance h/c

Tab III.1 Le taux d'augmentation de CD_{max} en fonction de la distance h.

	***h*=0.5c**	***h=1c***	***h=2c***	***h=4c***
***CD*max**	0.544	0.438	0.422	0.396
% *CDmax* d'augmentation	37%	11%	7%	0.1%

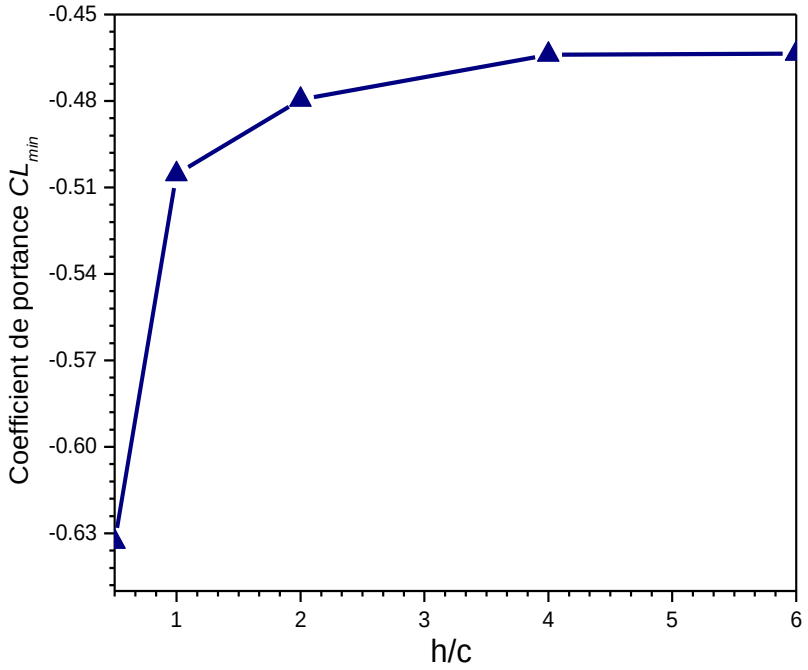


Figure III.18. Coefficient de portance minimale en fonction de la distance h/c

La distribution du contour de la pression est présentée dans la **figure III.19** pour différents angles d'attaque ascendante et descendante, Ces angles sont variés pour différentes distances h (0.5c, 2c et 30c). . Pour les valeurs positives de l'angle d'attaque, on constate que les valeurs de pression positives (surpression) sont situées à l'intrados. Cependant, la pression négative (dépression) est située sur les extrados. Ceci est dû à l'augmentation de la vitesse tangentielle sur la surface supérieure et à la diminution au niveau de l'intrados. De l'autre côté, pour un angle d'attaque négatif, la dépression apparaît sur l'intrados et la surpression sur les extrados. En outre, il ressort clairement de la figure que la zone de la dépression et la surpression sont plus importante lorsque le profil aérodynamique est plus proche de la paroi.

Le coefficient de pression *CP* est défini comme la différence entre la pression locale et statique normalisée par la pression dynamique. Le coefficient de pression *CP* pour différents angles d'attaque est illustré dans la **Figure III.20**. Pour un angle d'attaque positif (**Figure III.20 (a, b, c**)), la forte dépression près du bord d'attaque de l'aile est observée sur extrados. De même, il y a une décélération au bord de fuite qui augmente le *CP* illustrée dans la partie inférieure des courbes. À l'inverse, sur l'intrados, le flux est ralenti par le profil aérodynamique, ce qui

augmente le coefficient de pression *CP*. Le point de stagnation est à la pointe de l'intrados, ainsi dans ce point, la vitesse est nulle et le coefficient de pression *CP* tend vers 1. Cependant, pour l'angle d'attaque négatif, le *CP* se comporte inversement comme le montre la **Figure III.20d**.

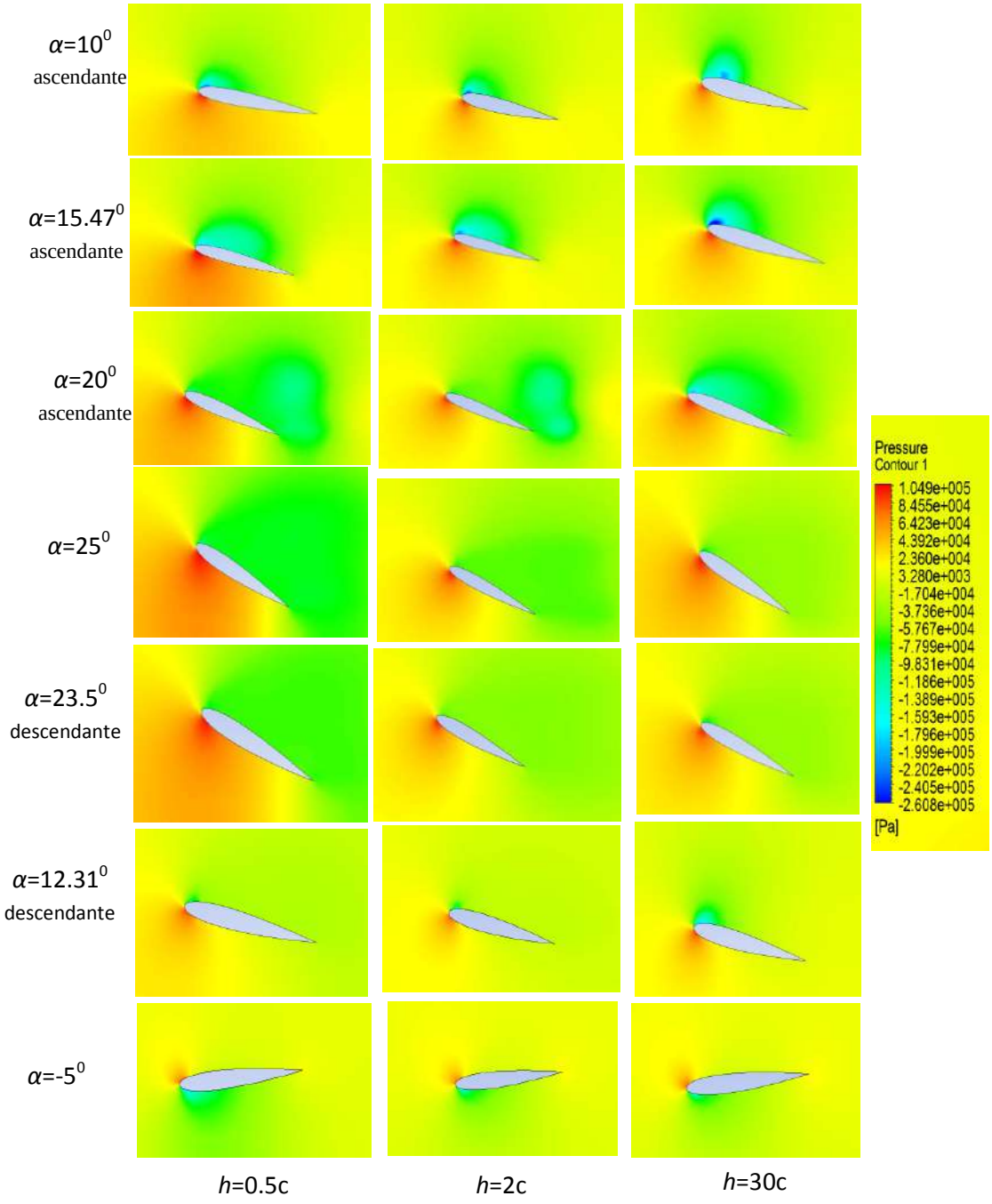


Figure III.19 Contours de pression pour déférents angles d'attaque (ascendante, descendante)

En outre, cette figure illustre également les effets de la présence de la paroi sur le profil aérodynamique. On constate que si le profil d'aile est proche au mur, le coefficient de pression *CP* augmente à l'intrados et diminue sur l'extrados pour des angles d'attaque positifs. Cependant, dans le cas d'angles négatifs, le coefficient de pression *CP* se comporte inversement au premier cas.

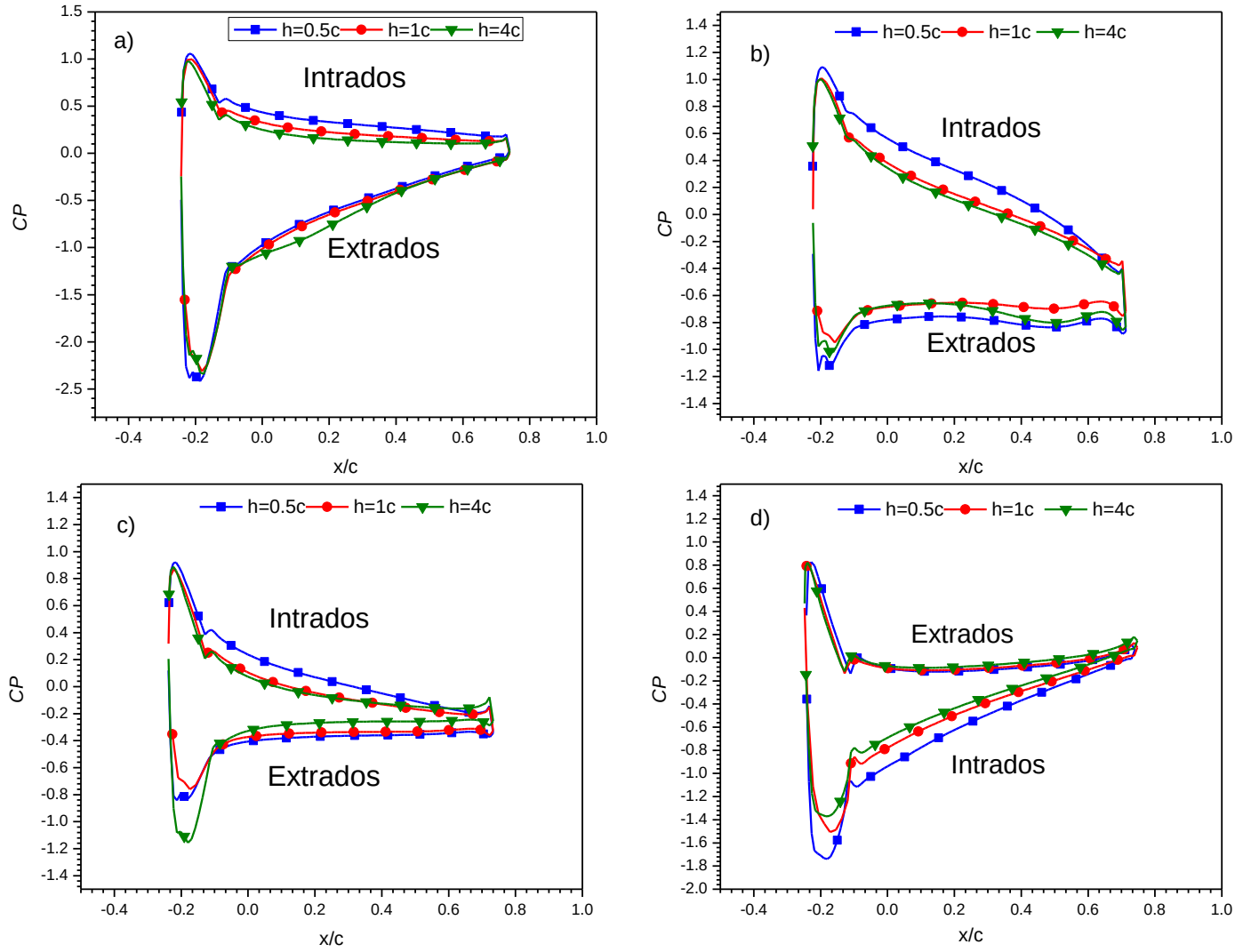


Figure III.20 Coefficients de pression du profil de tangage à (a)α=10^0 ascendante, (b)α=20^0 ascendante ,(c) α=15^0 descendante, (d)α=-5^0

La figure III.21 illustre les lignes de courant de l'écoulement pour différents angles d'attaque. On observe que le lâcher du tourbillon de bord d'attaque créant un décollement massif couvrant la totalité de l'extrados du profil et généralement deux grands tourbillons se forment. Les résultats montrent l'effet de la présence de la paroi sur l'écoulement. Le mur a un effet important sur la formation du tourbillon. La taille des tourbillons augmente, lorsque l'aile aérodynamique s'approche du mur, Ce qu'implique, il y a un ralentissement de l'écoulement.

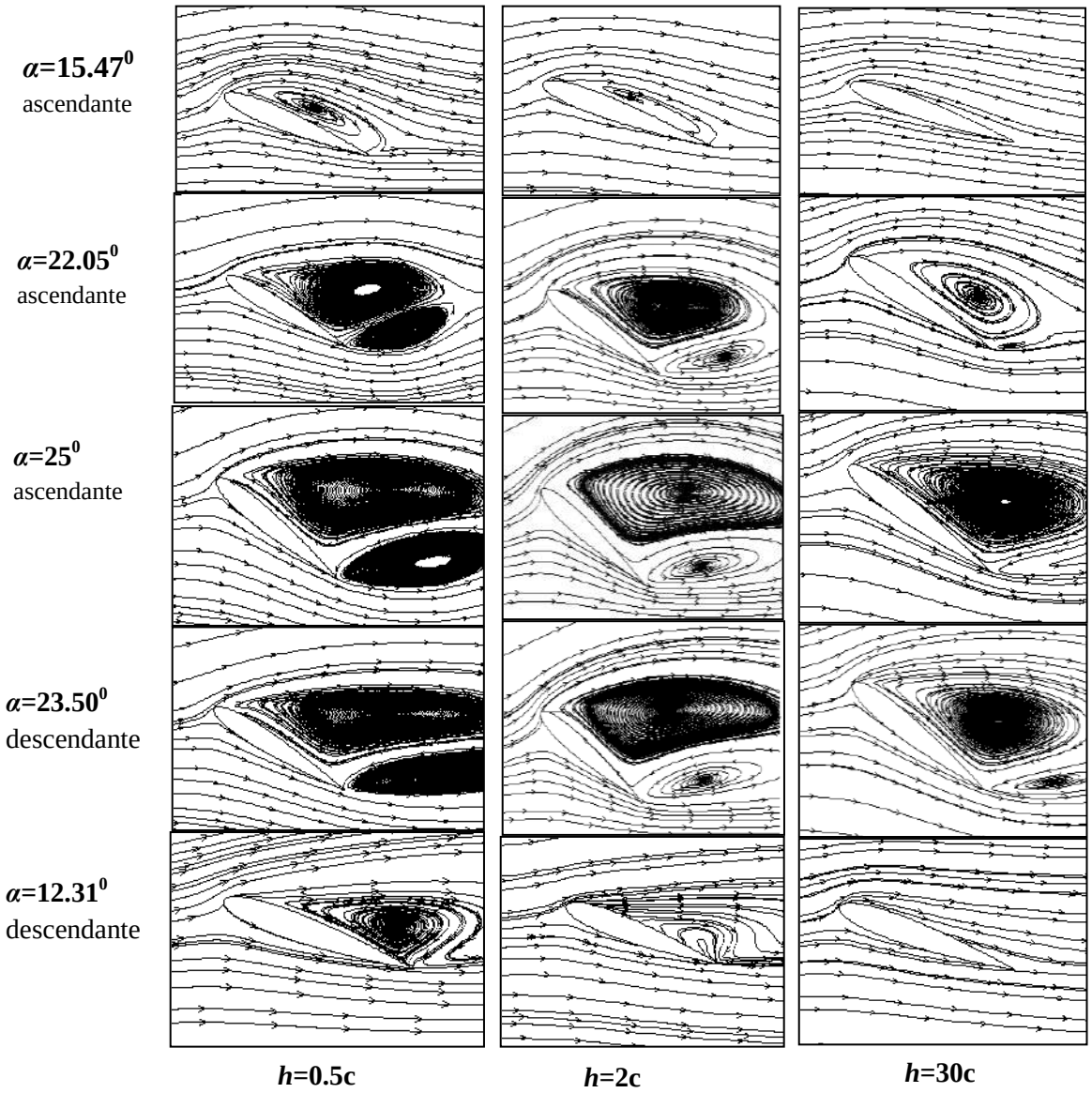


Figure III.21 Distributions des lignes de courant à différents angles d'attaques pour la distance h=0.5*c*, 2*c* et 30*c*

Enfin, il est important de noter qu'il existe des méthodes disponibles dans la littérature pour remédier au ralentissement de l'écoulement [72, 61,81]. Par exemple, le générateur de jet de synthèse [81] est utilisé pour contrôler le décollement qui réduit la région des vorticités.

III.2.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les principaux résultats de l'écoulement d'un fluide incompressible autour d'un profil aérodynamique oscillant en utilisant le code de calcule ANSYS CFX.

Les paramètres aérodynamiques tels que les coefficients de portance, de traînée et de pression sont analysés. Un bon accord est trouvé entre notre modèle numérique et les résultats expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature.

Le nombre de Reynolds a un effet important sur la structure et les lâchers tourbillonnaires et influe sur l'angle de décrochage proportionnellement.

L'augmentation de l'épaisseur du profil permet d'augmenter la portance et diminue la trainée et d'autre part il y'a un contrôle de décollement lorsque le profil plus profilé.

En outre, l'effet de la paroi sur le tangage de l'aile est étudié. On a constaté que le mur a un effet indésirable négatif sur la performance du profil aérodynamique, ce qui ralentit l'écoulement. Ainsi, le pic du coefficient de traînée augmente lorsque le profil aérodynamique s'approche du mur. Le pic du coefficient de traînée est augmenté à environ 37% par rapport à l'écoulement libre lorsque le profil aérodynamique s'approche de la paroi.

Conclusion générale

Conclusion Générale

Cette étude nous a permis de bien comprendre le phénomène de l'interaction fluide structure et le comportement physique pour un écoulement autour d'un profil aérodynamique NACA0012 oscillant et ses conséquence et pour répondre à ces objectifs, nous avons présenté dans un premier temps une revue de littérature et une présentation du cadre théorique de cette recherche, et ce, autant pour la méthodologie que pour l'application pratique concernée. On y présente entre autres le calcul des forces aérodynamiques en propulsion. Ce calcul est nécessaire pour évaluer les performances des ailes oscillantes.

Le comportement de fluide est simulé par la résolution des équations de Navier-Stokes dans le régime turbulent. La méthode des éléments finis est utilisée pour discrétiser le système des équations pour le fluide et le solide. Le code commercial Ansys workbench (CFX) a été utilisé pour résoudre le système des équations couplées. Les paramètres aérodynamiques tels que les coefficients de portance, de traînée et de pression sont analysés. Un bon accord est trouvé entre notre modèle numérique et les résultats expérimentaux et numériques disponibles dans la littérature.

Les résultats montrent que Le nombre de Reynolds a un effet important sur la structure et les lâchers tourbillonnaires, et influe sur l'angle de décrochage proportionnellement. D'autre part si le nombre de Reynolds augmente, les pics maximaux du coefficient de portance *CL* et de traînée *CD* augmentent et diminuent respectivement. D'un autre côté on a trouvé que l'augmentation de l'épaisseur du profil permet d'augmenter la portance et diminue la trainée, et d'autre part il y'a un contrôle de décollement lorsque le profil est plus profilé.

En outre, l'effet de la paroi sur le tangage de l'aile est étudié. Nous avons constaté que la paroi a un effet indésirable négatif sur la performance du profil aérodynamique, ce qui ralentit l'écoulement. Ainsi, le pic du coefficient de traînée augmente lorsque le profil aérodynamique s'approche du mur. Le pic du coefficient de traînée est augmenté à environ 37% par rapport à l'écoulement libre lorsque le profil aérodynamique s'approche de la paroi.

Enfin, il est important de noter qu'il existe des méthodes disponibles dans la littérature pour remédier au ralentissement de l'écoulement. Par exemple, le générateur de jet synthétique est utilisé pour contrôler l'écoulement qui réduit la région des vorticités.

Les perspectives immédiates de ce travail sont relatives à la mise en place de la simulation tridimensionnelle 3D de ce problème, et on recommande d'étudier le couplage des mouvements de pilonnement et de tangage d'un profil proche de la paroi. On propose de changer le modèle de turbulence pour s'approcher les résultats de la réalité. D'autre part on peut suggérer d'utiliser l'une des méthodes de stabilité pour réduire les régions de vortex et pour maintenir la stabilité du profil aérodynamique qui s'approche de la paroi.

Références

Références

[1] Yuan, W.;Lee, R.;Hoogkamp, E.;Khalid,M.: Numerical and experimental simulations of flapping wings. Int.J.of Micro Air Vehichles .Vol 2, Issue 3 (2010).

[2] Shyy,W.;Lian,Y.;Tang,J.;Liu,H.;Trizila,P.;Stanford,B.;Bernal,L.;Cesnik,C.;Friedmann,P.; Ifju,P.: Computational aerodynamics of low Reynolds number plunging, pitching and flexible wings for MAV applications. Acta Mich Sin. 42,351-373 (2008).

[3] Sengupta,T.K.;Vikas,V.;Johri,A.: An improved method for calculating flow past flapping and hovering airfoils. Theor. Comput. Fluid Dyn. 19(6),417-440 (2005).

[4] Ashraf, M.A.;Young, J.;Lai,J.C.S.: Reynolds number, thickness and camber effects on flapping airfoil propulsion. J. Fluids and Structures. 27,145–160 (2011).

[5] Wang,S.; Ingham, D.B.; Mab,L.; Pourkashanian,M.; Tao,Z.: Numerical investigations on dynamic stall of low Reynolds number flow around oscillating airfoils. Computers & Fluids. 39,1529-1541(2010).

[6] Castillo-Rivera, S.; Tomas-Rodriguez,M.: Helicopter nonlinear aerodynamics modelling using VehicleSim. Advances in Engineering Software.100,252-265(2016).

[7] Jones, K.D., T.C. Lund, and M.F. Platzer, "Experimental and Computational Investigation of Flapping Wing Propulsion for Micro Air Vehicles," Fixed and Flapping Wing Aerodynamics for Micro Air Vehicle Applications, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 195, Chapter 16.(2001).

[8] R. Raletz. : Théorie élémentaire de l'hélicoptère. Collection aviation,Cépaduès-éditions, Toulouse, 1990.

[9] Chikhaoui, Z.: Contribution à la modélisation énergétique des hélicoptères en vue de la maîtrise de leurs comportements dynamiques. Thèse de doctorat.ParisTech 2013-ENAM-0061.

[10] HAU, E.:Wind Turbines : Fundamentals, Technologies, Application, Economics. Springer, Berlin, Heidelberg (Allemagne), 2e édition. (2006).

[11] Forcier, L. : Conception d'une pale d'éolienne de grande envergure à l'aide de techniques d'optimisation structurale. Thèse de doctorat. Université du Québec. Montréal(2010).

[12] Plourde Campagna,M. : Hydrolienne à Ailes Oscillantes: conception et modélisation physique et économique de la technologie. Mémoire. Université Laval Québec, Canada (2013) .

[13] Trenker, M.; Hannemann, M.; sobieczky, h.: Parameterized geometries for configuration adaptation. IUTAM Symposium Transsonicum IV. Kluwer Academic Publishers, Goettingue, Allemagne. (2003).

[14] Sainmont,C.: Optimisation d'une aile d'avion à profil adaptable : étude numérique et expérimentale. Mémoire. Université de Montréal. (2009).

[15] L´epine, j.; Guibault, f.; Trépanier, j. y.; Pépin, f.: Optimized non uniform rational b-spline geometrical representation for aerodynamic design of wings. AIAA journal, 39,2033-2041 (2001)

[16] Yu, J. : New efficient methods for airfoil parameterization and iterative inverse aerodynamic design. Maîtrise, Ecole polytechnique de Montréal.(2002).

[17] Painchaud-ouellet, S. : Optimisation aérodynamique de profils d'aile 2D. Maîtrise, Ecole polytechnique de Montréal.(2003).

[18] Pagés, L.: Maximisation de la laminarité d'un profil d'aile par optimisation de la forme de l'extrados. Ecole polytechnique de Montréal.(2007).

[19] Robert C.Nelson., " Flight Stability And Automatic Control .," Mc Graw-Hill, NewYork, (1989).

[20] Mivehchi, A.; Dahl, J.; Licht, S.: Heaving and pitching oscillating foil propulsion in ground effect. Journal of Fluids and Structures. 63,174–187(2016).

[21] Mojtaba A.B.; Rupp ,C.; David S,; Ting, K.: An experimental study on the interaction between free-stream turbulence and a wing-tip vortex in the near-field. Aerospace Science and Technology. 43,395–405(2015).

[22] Aloui,F. : Etude de Contrôle des Ecoulements. Thèse. Université de Toulouse. (2010).

[23] Ducloux,O.: Microsystèmes Magnéto-mécanique (MMMS) pour le contrôle actif d'écoulement aérauliques. Thèse. Ecoule centrale de Lille.(2006) .

[24] Comolet, R.: Mecaniques des fluides expérimentale, Tome II, Dynamique des fluides réels,4^{e} edition,Editions Masson (1994).

[25] Favier,J. : Contrôle d'écoulements : approche expérimentale et modélisation de dimension réduite. Thèse. l'Institut National Polytechnique de Toulouse.(2007).

[26] Schlichting, H.; Gersten, K.: ''Boundary Layer Theory''. Springer.13,18-123(2000).

[27] Chassaing,P. :Turbulence en Mécanique des Fluides. Cépaduès-Editions. 9,14-123(2000).

[28] Van Dyke,M.: ''An Album of Fluid Motion''. Parabolic Press. (1982).

[29] Kinsey, T., Dumas, G.: Parametric study of an oscillating airfoil in a power extraction regime, *AIAA Journal*, Vol. 46, No. 6, (2008), pp. 1318-1330.

[30] Bossard,J . : Caractérisation expérimentale du décrochage dynamique dans les hydroliennes à flux transverse par la méthode PIV (Particle Image Velocimetry) – Comparaison avec les résultats issus des simulations numériques. Thèse. Université de Grenoble.(2012)

[31] Gerontakos, P.; Lee, T.:PIV study of flow around unsteady airfoil with dynamic trailing-edge flap deflection", Experiments in Fluids 45, n. 6, 955-972(2008).

[32] Mccroskey, W.: The Phenomenon of Dynamic Stall, NASA Technical Memorandum 81264. (1981).

[33] Lee, T.; Gerontakos, P.: Investigation of flow over an oscillating airfoil. J. Fluid Mech. 512, 313–341 (2004).

[34] Liu, Z.; Hyun, B.; Kim,M.; Jin, J.-Y.: Experimental and numerical study for hydrodynamic characteristics of an oscillating hydrofoil.J. Hydrodyn. **20**(3), 280–287 (2008).

[35] Lu, K.;Xie, Y,H.; Zhang D. : Numerical study of large amplitude, nonsinusoidal motion and camber effects on pitching airfoil propulsion. J. Fluids and Structures 36,184-194(2013).

[36] Akbari,M.H.; Price, S.J.: Simulation of dynamic stall for a NACA 0012 airfoil using a vortex method. J. Fluids and Structures 17,855-874(2003).

[37] Xiao,Q ,; Liao, W: Numerical investigation of angle of attack profile on propulsion performance of an oscillating foil. Computers & Fluids 39,1366–1380(2010).

[38] Amiralaei M.R.; Alighanbari, H.;Hashemi,S.M.: An investigation into the effects of unsteady parameters on the aerodynamics of a low Reynolds number pitching airfoil. J .Fluids and Structures 26,979-993(2010).

[39] Umar,F.;Hamdani,H.R.; Anwar-ul-Haque1,Chaudhry,S.R.; Parvez,K.: CFD analysis of an oscillating wing at various reduced frequencies .Int. J. Numer. Meth. Fluids.59,173-194(2009).

[40] Lu, K.; Xie, Y.H.; Zhang, D.; Lan, J.B.: Numerical investigations into the asymmetric effects on the aerodynamic response of a pitching airfoil. J. Fluids Struct. **39**, 76–86 (2013).

[41] Sarkar,S.;Venkatraman K. : Numerical simulation of incompressible viscous flow past a heaving airfoil. Int. J. Numer. Meth. Fluids.51,1–29(2006).

[42] Xiao,Q.;Liao,W. : numerical study of asymmetric effect on a pitching foil. Int.J.of Modern Physics C. Vol. 20, No. 10,1663-1680(2009).

[43] Zhang,Y.; Yuan,R. ;Lu,K. ;Xie,Y. : Asymmetric Sinusoidal Motion Effect on Aerodynamics of a Plunging Airfoil. Advanced Materials Research Vols 712-715 pp 1410-1413(2013).

[44] Koopaee, M.K.: Effect of flow regime change from subsonic to transonic on the air loads of an oscillating airfoil. J. Fluids Struct.**50**, 312–328 (2014).

[45] Martinat,G.; Braza,M.;.Hoarau,Y.;Harran,G.: Turbulence modeling of the flow past a pitching NACA0012 airfoil at 10^5 and 10^6 Reynolds numbers.J. Fluids Struct. 24,1294–1303(2008).

[46] Laneville, A. ; Vittecoq, P. ;Côté, J. : Etude expérimentale de l'effet de la turbulence sur le décrochage dynamique. *AGARD CP 386(*1985).

[47] Green, R.; Galbraith, R. A.: An investigation of dynamic stall through the application of leading edge roughness. Technical note Department of Aerospace Engineering - University of Glasgow, pp.17-19. (1994).

[48] Carr, L.;Mcalister, K.; Mccroskey,W.: Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments", NASA Technical Note - NASA TN D-8382. (1977).

[49] Wernert, P. : Méthodes de visualisation PIV appliquées à l'étude du décrochage dynamique profond et comparaison avec des résultats de simulations numériques. *Ph.D Thesis Institut Saint-Louis*. (1997).

[50] Pouryoussefi,S.G. ; Mirzaei,M, Nazemi,M.M, Fouladi.M.; Doostmahmoudi,A. : Experimental study of ice accretion effects on aerodynamic performance of an NACA 23012 airfoil. Chinese J. Aeronautics.29(3):,585–595(2016).

[51] Petrosino,F.; Mingione,G.; A. Carozza,A.: Ice Accretion Model on Multi-Element Airfoil. J. Aircraft Vol. 48, No. 6,(2011).

[52] Broeren, A.P.;Whalen,E.A.; Busch ,GT.; Bragg,M.B.: Aerodynamic simulation of runback ice accretion.J.Aircraft.47(3),924-39.

[53] Bragg,M.B.; Broeren,A.P.; Blumenthal,L.A.: Iced-airfoil aerodynamics. Prog Aerosp Sci.41(5):323–62(2005).

[54] Liu,C.;Wang,Y.: Numerical analysis of ice accretion effects at super -cooled large droplet conditions on airfoil aerodynamics. J. Modern Transportation.19(4),274-278(2011).

[55] Gad-el Hak,M.: Flow control : passive, active, and reactive flow management. Cambridge Univ Pr, (2000).

[56] Feuvrier,A.; Contrôle bio-inspiré d'un sillage turbulent par stratégie passive ou auto-adaptative. Université Orléans.(2015).

[57] Schubauer ,G.B.; Spangenberg, W.G.: Forced mixing in boundary layers. J Fluid Mech.01,10-32. (1960).

[58] Gao,L.;Zhang,H.;Liu,Y.;Han,S.: Effects of vortex generators on a blunt trailing-edge airfoil for wind turbines. Renewable Energy.76,303-311 (2015).

[59] Bragg,M.B.;Gregorek,G.M.: Experimental study of airfoil performance with vortex generators. J Aircr.24,305-9(1987).

[60] Storms,B.L.;Jang,C.S.: Lift enhancement of an airfoil using a Gurney flap and vortex generators. J Aircr;31,542-7(1994).

[61] Zhang, L.; Li, X.; Yang, K.; Xue, D.: Effects of vortex generators on aerodynamic performance of thickwind turbine airfoils. J.Wind Eng. Ind. Aerodyn. **156**, 84–92 (2016).

[62] Nicherson,J.D.: A study of vortex generators at low Reynolds numbers. AIAA paper. (1986).

[63] Lin ,J.C.; Robinson,S.K.; McGhee,R.J.; Valarezo,W.O.; Separation control on high-lift airfoils via micro-vortex generators. J Aircr 31,1317-23(1994).

[64] Wendt,B.J. ; Hingst. : Flow structure in the wake of a wishbone vortex generator. AIAA J.32,2235(1994).

[65] Byerley, A.R.; Sormer, O.; Baughn, J.W.; Simon, T.W.;Van Treuren,K.W.; List, J.: Using Gurney Flaps to Control Laminar Separation on Linear Cascade Blades, Journal of Turbomachinery, 2002-GT-30662(2001).

[66] Ghère, P.; Lenay, J.; Dumas, G.: Gurney Flap Effects Scalling for Low Speed Airfoils. AIAA paper .95-1881(1995).

[67] Li, Y.; Wang, J.; Zhang, P.: Effects of Gurney Flaps on a NACA 0012. Airfoil, Flow, Turbulence and Combustion. 68,27-39(2002).

[68] Myose, R.Y.; Hayashbara, S.; Heron, A.: Flow Visualization Study on the Effect of a Gurney Flap in Low Reynolds Number Compressor Cascades, AIAA 2006-7809(2006).

[69] Xie,Y.H. ;Jiang,W. ; Lu,K. ; Zhang,D. : Numerical investigation into energy extraction of flapping airfoil with Gurney flaps. Energy.109,694-702(2016).

[70] Giguere ,P.; Lemay,J.; Dumas ,G.: Gurney flap effects and scaling for low-speed airfoils. AIAA paper.95-1881(1995).

[71] Li,Y.C.;Wang ,J.J.; Hua,J.: Experimental investigations on the effects of divergent trailing edge and Gurney flaps on a supercritical airfoil. Aerospace Science and Technology.11,91–99 (2007).

[72] Zhao, G.; Zhao, Q.: Dynamic stall control optimization of rotor airfoil via variable droop leading-edge. Aerosp. Sci. Technol. **43**, 406–414 (2015).

[73] Perry,M.L.; Mueller,T.J.: Leading-and trailing-edge flaps on a low Reynolds number airfoil, J. Aircr. 24(9),653–659. (1987).

[74] Lee B.S.;Yee,K.: Passive control of dynamic stall via nose droop with gurney flap. AIAA Paper 2005-1364, (2005).

[75] Glezer,A . ;Amitay,M. : Synthetic Jets. Annual Review of Fluid Mechanics.34,503-529(2002).

[76] McCormick ,D.C: Boundary layer separation control with directed synthetic jets. AIAA 2000-519.(2000).

[77] Rumsey, C.L.;Gatski, T.B.; Sellers III, W.L.; Vatsa, V.N.; Viken, S.A.: Summary of the 2004 CFD validation workshop on synthetic jets and turbulent separation control. AIAA Paper. 2004-2217 (2004).

[78] Wygnanski, I.: The variables affecting the control of separation by periodic excitation. AIAA Paper 2004-2505(2004).

[79] Findanis, N.; Ahmed, N.A.: The interaction of an asymmetrical localised synthetic jet on a side-supported sphere. Journal of Fluids and Structures, doi:10.1016/j. fluidstructs. 2008.02.002.

[80] You,D.;Moin,P.: Active control of flow separation over an airfoil using synthetic jets. J. Fluids Structs.24,1349–1357(2008)

[81] Gilarranz, J.L.; Traub, L.W.; Rediniotis, O.K.: A new class of synthetic jet actuators—part II: application to flow separation control. ASME J. Fluids Eng. **127**, 377–387 (2005).

[82] Duvigneau,R.; Hay,A.; Visonneau,M. : Optimal Location of a Synthetic Jet on an Airfoil for Stall Control. ASME J. Fluids Eng.129 ,833-834(2007).

[83] Yunus A. Çengel, John M. Cimbala, Fluid Mechanics Fundamentals and Applications, higher education, 1221 Avenue of the Americas, New York, 2006.

[84] Julien.S.;Dumas,G.;Métivier,V. : URANS Simulations of High Amplitude Flapping Airfoils. 15th Annual Conference of the CFD Society of Canada. Paper CFD-2007-1117. Toronto. Canada. 27 au 31 mai (2007).

[85] Wéber.S,;. Platzer,M.F.: Computational simulation of dynamic stall on the NLR 7301 airfoil. J. Fluids and Structures Vol. 14, 779-798 (2000).

[86] Yarusevych,S.; Sullivan,P.:.. Kawall,J. G.: Coherent structures in an airfoil boundary layer and wake at low Reynolds numbers. Physics of Fluids Vol. 18, 044101 (2006).

[87] Metivier,V. :Etude des oscillations auto-excitées d'un profil d'aile NACA 0012 à des nombres de Reynolds transitionnels. Mémoire. Université Laval. Québec .(2012) .

[88] Launder, B.E.;Spalding, D.B.:The Numerical Computation of Turbulent Flows. Computer Methods In Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, pp 269-289 (1974).

[89] David.C.Wilcox.:Turbulence Modeling for CFD. 3rd edition, DCW Industries, Inc., La Canada CA(2006).

[90] David,C.Wilcox.: Formulation of the k-omega Turbulence Model Revisited. AIAA Journal, Vol. 46, No. 11, pp. 2823-2838(2008).

[91] Daniel Choï. : Méthode des éléments finis par l'exemple, Groupe Mécanique Modélisation Mathématique et Numérique, Université de Caen, Bld Maréchal Juin, 14032 Caen Cedex, France, Version Avril 2010.

[92] Erdogen Madenci. Ibrahim Guven,: The Finite Element Method and Applications in Engineering Using ANSYS, by Springer Science and Business Media, LLC (2006)

[93] David V. Hutton.: Fundamentals of Finite Element Analysis (the McGraw−Hill Companies), International ed, USA.(2004).

[94] Robin,M.: Validation d'une chaîne de calcul couplé fluide-structure pour le dimensionnement des structures sous écoulement. Thèse de Master, INP ENSE3 - DCNS, (2013).

Annexe A

Author's personal copy

Arab J Sci Eng
DOI 10.1007/s13369-017-2701-1

RESEARCH ARTICLE - MECHANICAL ENGINEERING

Numerical Analysis of the Wall Effect on Flow Around Airfoil Subjected to a Pitching Movement

Farouk Ziane[1] · **Abdellah Abdellah El-Hadj**[1]

Received: 25 March 2017 / Accepted: 12 July 2017
© King Fahd University of Petroleum & Minerals 2017

Abstract In this work, we discuss the problem of the flow around a NACA0012 airfoil subjected to a pitching movement. The set of flow equations coupled with solid movement is solved with a finite element method using ANSYS program. Results show that our numerical model presents a good agreement in comparison with the experimental and the numerical results available in the literature. Next, the airfoil pitching movement is analyzed with the presence of the wall in the flow. It is shown that, the wall has a significant effect on aerodynamic parameters of airfoil. It found that the wall slows down the flow.

Keywords Airfoil · Finite element method · Pitching · Wall · Ansys

List of symbols

b	Length of the airfoil span (m)
c	Airfoil chord length (m)
CD	Drag coefficient
CL	Lift coefficient
CP	Pressure coefficient
f	Frequency of the pitching motion (s^{-1})
F_D	The drag force
F_L	The lift force
p	The pressure
p_∞	The free stream static pressure
U_∞	Free stream velocity ($m\,s^{-1}$)
t	Time, (s)
k	Reduced frequency ($k = \frac{\pi f c}{U_\infty}$)
Re	Reynlods number ($Re = \frac{\rho U_\infty c}{\mu}$)
ρ	Fluid density ($kg\,m^{-3}$)
α	Mean angle of attack (deg)
μ	Fluid dynamic viscosity(Pa s)

✉ Farouk Ziane
zianefarouk@yahoo.fr; lmp2m_cum@yahoo.fr

Abdellah Abdellah El-Hadj
lmp2m_cum@yahoo.fr

[1] Laboratory of Mechanics, Physics, and Mathematical Modelling (LMP2M), University of Medea, 26000 Medea, Algeria

Published online: 20 July 2017

1 Introduction

The flapping motion of airfoil is very important in many applications, such as the development of micro-air-vehicles (MAV), wind turbines, bird and insect movement. This is a subject of many experimental and numerical research works. Lee and Gerontakos [1] has studied the characteristics of the instability of the boundary layer of an oscillating aerodynamic profile. They show experimentally the effect of the parameters of the applied motion on the aerodynamic forces and the oscillation moment. Jung and Park [2] and Fuchiwaki and Tanaka [3] have shown the dependence of the reduced frequency k, the oscillating aerodynamic profile configuration, and the attack angle on vortex formation and their structures. ($k = \frac{\pi f c}{U_\infty}$, where U_∞ is the flow velocity at the inlet, c is the airfoil chord length and f is the frequency of oscillation). Liu et al. [4] studied water flow around an oscillating NACA0012 aerodynamic profile using both particle image velocimetry (PIV) and numerical simulation. They used the turbulence model $k-\varepsilon$ to study the effect of the attack angle and the reduced frequency on aerodynamic forces. They found that when the angle of attack increases, peaks of the aerodynamic forces increase.

Author's personal copy

Wang et al. [5] study numerically an aerodynamic profile NACA0012 oscillating with varying frequencies using $k-\omega$ and $k-\omega$ SST models of turbulence for low Reynolds number. They compared their results with experimental data. They found that the $k-\omega$ SST model gives good results and presents an improvement over the standard $k-\omega$ model. Lu et al. [6] studied the effect of the asymmetry of an oscillating NACA0012 aerodynamic profile for a 2D numerical simulation using the $k-\omega$ SST turbulence model. Authors analyze the effect of several operating parameters (amplitude of the oscillation, reduced frequency k) on airfoil aerodynamics. In addition, they showed that the asymmetric has a sensitive effect on the peaks of the aerodynamic forces coefficients. If the asymmetric approaches the 100%, the effect is positive. Bhat and Govardhan [7] measured the energy transfer of the flow to the aerodynamic wing. These measurements indicate that for the large average angles of attack, there is a transfer of positive energy to the wing over a reduced frequency range k, indicating that there is a possibility of the "Excitation of the aerodynamic profile or even oscillation at low Reynolds number *Re*. In the outside reduced frequency range, the energy transfer is negative and the oscillations would be damped. Koopaee [8] studied numerically the effect of changing the regime of a flow of air around a transonic subsonic wing profile. Author showed that the Mach number inversely influences on the lift coefficient.

Tseng and Cheng [9] numerically compared the dynamic case with the static case to study the structure of the vortex on the extrados of an oscillating profile. Zhao and Zhao [10] studied a new strategy to control the stall of aerodynamic profile variable droop leading edge (VDLE) and showed that this method can reduce peaks in drag coefficients and moment. Tian et al. [11] used the experimental device particle image velocimetry (PIV) to study the effect of the rotational position of an aerodynamic profile NACA0012 on the characteristics of the vortex structures of the flows. Their results demonstrate that if the point of rotation of the profile approaches the leading edge the coefficient of thrust increases.

In this paper, we use a numerical model to investigate the pitching movement of airfoil. The main task is analyses the change airfoil aerodynamic behavior due to the presence of the wall in the vicinity. Fluid-structure formulation with ansys workbench and CFX is employed to solve the problem. The present model is validated by comparing our results with other results available in the literature.

2 Mathematical Modeling

For the incompressible fluid flow, the Navier–Stokes equations are [12]:

$$\nabla \cdot u = 0 \tag{1}$$

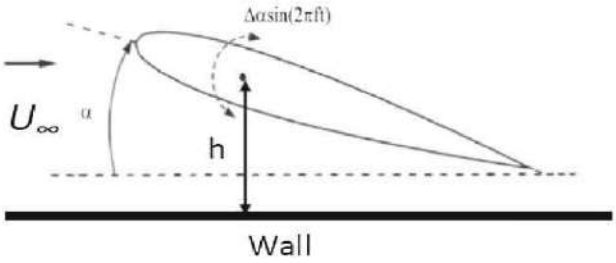


Fig. 1 Schematic of the airfoil NACA0012 in pitching motion

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot (uu) = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 u \tag{2}$$

where ρ[kg/m^3] is the density, ν [m^2/s] is the kinematic viscosity, p is the pressure, and u[m/s] is the vector of velocity.

In this work, the pressure coefficient (CP), lift coefficient (CL), and drag coefficient (CD) have been determined as follows:

$$\mathrm{CP} = \frac{P - P_\infty}{0.5\rho U_\infty^2} \tag{3}$$

$$\mathrm{CL} = \frac{F_L}{0.5\rho U_\infty^2 cb}, \tag{4}$$

And

$$\mathrm{CD} = \frac{F_D}{0.5\rho U_\infty^2 cb} \tag{5}$$

where p_∞ the free stream static pressure, F_L the lift force and F_D the Drag force.

Generally, to study the problem of flow around the pitching aerodynamic profile NACA0012, it is necessary to place the profile at a mean angle of attack (α), and is forced to undergo small amplitude pitching ($\Delta\alpha$) and an oscillation frequency (f) (see Fig. 1). The profile is oscillated around a fixed pivot with the sinusoidal motion equation [1]:

$$\alpha(t) = \alpha + \Delta\alpha \sin(2\pi f t) \tag{6}$$

In this work, to simulate the flow around a pitching aerodynamic profile, we used the finite element method which is available in the commercial code ANSYS CFX. We choose the rectangular fluid domain 2D with velocity inlet as a boundary condition and no pressure gradient for the outlet. The surface of the airfoil and the two border of the domain are set as a wall (Fig. 2). The quality of mesh has a great importance on the results obtained by a numerical calculation. For this, we divide our domain into two parts to have a structured mesh, one part with a very refined and a deformed mesh near to the profile. In the other part, far from the profile, we use a fixed mesh. This mesh has 188640 of nodes and 93600 of elements.