RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIQUE

UNIVERSITÉ YAHIA FARÈS DE MÉDÉA

FACULTÉ DE TECHNOLOGIE

DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE



Cette thèse intitulée:

Simulation des Effets du Vent sur l'Écoulement autour d'Aile Battante

EST PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE DOCTORAT EN 3éme CYCLE

Filière : Génie Mécanique

Spécialité : Mécanique Numérique et Matériaux

PAR

Trifi Mohamed El Amine

Soutenue le 28/11/2023

DEVANT LE JURY COMPOSÉ DE :

Directeur de thèse	Abdellah Abdellah Elhadj	Professeur	U. Médéa
Président	M. BACHENE Mourad	Professeur	U. Médéa
Examinateur 1	M. ZIRARI Mounir	Professeur	U. Médéa
Examinateur 2	M. ABDI Hamid	MCA	U.Blida

REMERCIEMENTS

Je remercie ALLAH qui m'avoir aidé et donné la patience de faire ce travail.

Je tiens à remercier chaleureusement toutes les personnes qui m'ont apporté leur aide précieuse tout au long de ces années de préparation de doctorat : en premier lieu mon directeur de thèse, le Professeur Abdellah Abdellah el hadj et le Docteur Redha Rebhi, pour la qualité de leur encadrement, leur grande compétence, leur disponibilité, leur patience et leurs précieux conseils.

J'aimerais également remercier l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté d'assister à l'évaluation de mon travail, leur temps et leurs efforts sont très appréciés.

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 m'avoir accompagnée et soutenue tout au long de ce doctorat.

Je remercie enfin toute ma famille, en particulier mes parents et mon frère pour leur soutien inestimable au long de ces années de préparation de doctorat.

ملخص

تقدم هذه الأطروحة دراسة عددية للتأثيرات الناتجة عن تغير زاوية ميل مستوى على الأداء الديناميكي الهوائي (القوى الديناميكية الهوائية ، استهلاك الطاقة وهياكل تدفق الجناح). تسمى هذه الزاوية بزاوية الميل β (بحيث $0° \leq \beta \leq 90°$). في هذه الأطروحة ، سيتم دراسة جناح ثنائي الأبعاد NACA0012 باستخدام البرنامج التجاري Ansys Fluent إستنادًا على طريقة الحجم المحدود(MVF) . تم إجراء عمليات المحاكاة العددية باستخدام إعدادات النتائج التجريبية لـ Lee and Gerontako [105].وكذا فحص حركات رفرفة الجناح المتماثلة بزوايا β مختلفة لميل مستوى الحركة بالتزامن مع الإعدادات الحركية الأخرى مثل سعة التذبذب ($15° \leq \Delta\alpha \leq 45°$) ورقم رينولدز($1{,}35.10^5 \leq Re \leq 1{,}35$) لدراسة تأثير هذه الإعدادات على استهلاك الطاقة بالنسبة للجناح NACA0012. بالإضافة إلى ذلك ، سيتم أيضًا عرض ملامح الدوامة والضغط لعدة قيم مختلفة للزاوية β.

أظهرت النتائج أن تغيير المستوى β له تأثير كبير على توليد قوة الرفع C_L وإستهلاك الطاقة E_C.

الكلمات الأساسية: المستوى المائل ، التحويم ، الخصائص الديناميكية الهوائية ، استهلاك الطاقة ، رقم رينولدز ، سعة التذبذب.

Résumé

Cette thèse présente une étude numérique des effets générés par la variation de l'angle d'inclinaison du plan de translation sur les performances aérodynamiques (forces aérodynamiques, consommation d'énergie et structures d'écoulement de l'aile). Cet angle d'inclinaison est appelé β (tel que $90° \leq \beta \leq 0°$). Dans notre travail, un profil aérodynamique bidimensionnel NACA0012 sera présenté à l'aide du logiciel commercial Ansys Fluent basé sur la méthode des volumes finis (MVF). Les simulations numériques sont réalisées en utilisant les paramètres des résultats expérimentaux de Lee et Gerontakos [105]. Les mouvements symétriques de battement d'aile avec différents angles d'inclinaison du plan de course β en conjonction avec d'autres paramètres cinématiques tels que l'amplitude d'oscillation ($15° \leq \Delta\alpha \leq 45°$) et le nombre de Reynolds ($1{,}35.10^5 \leq \mathrm{Re} \leq 1{,}35$) sont examinés pour étudier l'influence de ces paramètres sur la consommation d'énergie du profil NACA0012. De plus, les contours des tourbillons et de la pression pour différentes valeurs de l'angle β seront également présentés. Les résultats montrent que le changement du plan β a un impact important sur la génération du portance C_L, la consommation d'énergie E_C et les structures d'écoulement du profil NACA0012.

Mots clés : plan de course inclinée, vol stationnaire, caractéristiques aérodynamiques, consommation d'énergie, nombre de Reynolds, amplitude d'oscillation.

Abstract

This thesis presents a numerical study of the effects generated by the variation of translation plane inclination angle on the aerodynamic performance (aerodynamic forces, energy consumption, and wing flow structures). This inclination angle is called β (such as $90° \leq \beta \leq 0°$). In our work, a two-dimensional aerodynamic profile NACA0012 will be presented using Ansys Fluent commercial software based on the finite volume method (FVM). Numerical simulations are performed using the parameters of the experimental results of Lee and Gerontakos [105]. Symmetric wing flapping motions with different angles of the stroke plane inclination β in conjunction with other kinematic parameters such as oscillation amplitude ($15° \leq \Delta\alpha \leq 45°$) and Reynolds number ($1{,}35.10^5 \leq \mathrm{Re} \leq 1{,}35$) are examined to investigate the influence of these parameters on the energy consumption of the NACA0012 profile. In addition, the vorticity and pressure contours for different values of β will also be presented. The results show that the change of the plane β has a significant impact on the lift generation C_L, energy consumption E_C and flow structures of profile NACA0012.

Keywords: inclined stroke plane, hovering flight, aerodynamic characteristics, energy consumption, Reynolds number, oscillation amplitude.

Table des Matières

Remerciements

Résumé

Table des matières

Liste des figures

Liste des tables

Liste des symboles

Introduction générale 1

Chapitre 1: Revue bibliographique

1.1 Introduction 4

1.2 Mécanismes du vol des insectes et des oiseaux 6

1.2.1 Le vol plané et le vol à voile 6

1.2.2 Le battement des ailes 9

1.2.3 Le vol avant 10

1.2.4 Vol stationnaire 14

1.3 Mécanismes aérodynamiques instables dans les ailes battantes 18

1.3.1 Tourbillons de bord d'attaque (LEV) 20

1.3.2 Accrochage rapide 25

1.3.3 Capture du sillage 28

1.3.4 Tourbillons d'extrémité (TiVs) 29

1.3.5 Mécanisme Clap-and-Fling 31

1.4 Généralité sur les drones 33

1.4.1 Définition des drones 34

1.4.2 Classification des drones 34

1.4.2.1 Classification des UAVs 35

1.4.2.1.1 Les UAVs HTOL et VTOL. 36

1.4.2.1.2 UAVs à rotors basculants, à ailes basculantes, à corps basculant et à ventilateur caréné 38

1.4.2.1.3 Hélicoptères et UAVs à voilure hélicoïdale. 39

1.4.2.1.4 Les UAVs non conventionnels. 39

1.4.2.2. Classification des µUAVs. 39

1.4.2.2.1 µUAVs ornithoptères 40

1.4.2.2.2 µUAVs Ornicoptère 41

1.4.2.2.3 µUAVs Cyclocoptère 41

1.4.2.3 Classification des MAVs 43

1.4.2.3.1 Les MAVs à voilure fixe. 44

1.4.2.3.2 Les MAVs à aile battante. 45

1.4.2.3.3 Les MAVs à aile fixe/battante. 47

1.4.2.3.4 MAVs à voilure tournante. 48

1.4.2.4 Classification des NAVs 50

1.4.2.5 Classification des PAVs 51

1.4.2.6 Poussière intelligente. 52

1.4.2.7 Les bio-drones. 54

1.4.2.7.1 Les bio-drones taxidermiques. 55

1.4.2.7.2 Les bio-drones vivants 56

1.4.2.8 Les drones hybrides 57

1.4.3 Les applications des drones. 59

1.4.3.1 Missions de recherche et de sauvetage. 60

1.4.3.2. La protection de l'environnement. 61

1.4.3.3. Envoi et livraison de courrier. 62

1.4.3.4. Les drones spatiaux. 62

1.4.3.5. Les drones marins. 63

1.4.3.6. Applications diverses des drones 65

1.5 Revue de la littérature 66

Chapitre 2: Modélisation mathématiques et méthode numérique

2.1 Introduction 72

2.2 Equations gouvernantes 72

2.2.1 Équation de continuité 72
2.2.2 Équation de mouvement 73
2.2.3 Équation d'énergie 73
2.3 Modélisation des écoulements turbulents 74
2.3.1 Simulation numérique directe (DNS) 74
2.3.2 Simulation des grandes structures de la turbulence (LES) 75
2.3.3 Simulation aux équations de Navier-Stokes moyennées (RANS) 76
2.4 Les Modèle de turbulence 78
2.4.1 Modèle de turbulence du premier ordre - Concept de la viscosité turbulente 78
2.4.1.1 Modèle de turbulence à zéro équation 80
2.4.1.2 Modèles de turbulence à une équation de transport 81
2.4.1.2.1 Modèle de turbulence basé sur l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente 81
2.4.1.2.2 Modèle de turbulence de Spalart et Allmaras 82
2.4.1.3 Modèles de turbulence à deux équations de transport 83
2.4.1.3.1 Modèle de turbulence $k\varepsilon$ standard 84
2.4.1.3.2 Modèle de turbulence $k\varepsilon$ RNG 85
2.4.1.3.3 Modèle de turbulence k ε – Realizable 87
2.4.1.3.4 Modèle de turbulence $k\omega$ standard 89
2.4.1.3.5 Modèle de turbulence SST $k\omega$ 90
2.4.2 Modèle de turbulence du deuxième ordre 92
2.5 Le model numérique de l'Ansys Fluent 93
2.5.1 Schéma upwind de deuxième-d 'ordre 97
2.5.2 Schéma pondéré-Corps-force 97
Chapitre 3: Modèle et simulation numérique
3.1 Introduction 98
3.2 Cinématique du mouvement d'aile et principaux paramètres 99
3.3 Domaine de calcul et conditions aux limites 102
3.4 Validation du solveur CFD 103

3.4.1 Analyse de sensibilité du maillage 104

3.4.2 Etude des modèles de turbulence 106

Chapitre 4: Résultats et Discussion

4.1 Introduction 108

4.1.1 L'effet du plan dans le cas $\beta \in [90°, 50°]$ 108

4.1.2 L'effet du plan dans le cas $\beta \in [45°, 0°]$ 112

4.2 L'effet de R_e et $\Delta\alpha$ sur le coefficient d'énergie pour les plans ($\beta = 10°$ et $\beta = 90°$) 117

4.2.1 L'effet de R_e sur le coefficient d'énergie pour les plans ($\beta = 10°$ et $\beta = 90°$) 117

4.2.2 L'effet de $\Delta\alpha$ sur le coefficient d'énergie pour les plans ($\beta = 10°$ et $\beta = 90°$) 117

4.3 L'effet de $\Delta\alpha$ sur les structures tourbillonnaires et la pression du profile pour les plans ($\beta = 10°$ et $\beta = 90°$) 119

4.4 Conclusions 123

Conclusion Générale 125

Références 128

Liste des Figures

Figure 1.1 : Premières tentatives de vol battu. 5

Figure 1.2: Bilan de force du vol plané [7]. 7

Figure 1.3: Les oiseaux tels que les mouettes planent en fléchissant leurs ailes pour ajuster leur vitesse ainsi que pour contrôler leur direction [8]. 8

Figure 1.4: Planeurs à envergure variable [9]. 9

Figure 1.5: Trajectoires des extrémités des ailes par rapport au corps pour une variété de volants, comme indiqué par les flèches. D'après Alexander [6]. 10

Figure 1.6 : Masse en fonction de la fréquence réduite pour les oiseaux et les insectes [8]. 11

Figure 1.7: Diagramme vélocité-vecteur à différents endroits de l'envergure de l'aile pour un vol rapide vers l'avant [8]. 13

Figure 1.8: (a) Schéma des forces résultantes agissant sur une aile extérieure ou intérieure pendant les battements vers le haut et vers le bas. (b) Coups asymétriques d'un pigeon en vol lent [11]. 13

Figure 1.9: Croquis schématiques des rôles de l'aile extérieure et intérieure (a) et de la course ascendante et descendante (b) pour le vol des oiseaux [8]. 14

Figure 1.10: Quelques configurations d'ailes de mouettes pendant le battement [8]. 15

Figure 1.11: Illustration des modes de battement d'ailes d'un colibri [15]. 16

Figure 1.12: En vol stationnaire incliné, la force résultante est verticale et supporte le poids : (a) Mode de vol stationnaire incliné d'une chauve-souris (b) La force résultante dans la course descendante en vol stationnaire incliné est verticale [16]. 17

Figure 1.13: Trajectoire et cinématique des ailes de bourdons [17]. 17

Figure 1.14: Modèle de battement et champ d'écoulement d'un colibri [21]. 19

Figure 1.15: Différents mécanismes associés à l'aérodynamique des ailes battantes pour la génération de forces, a) capture du sillage et tourbillons de départ, b) LEV/décrochage retardé, c) tourbillons de pointe, d) interaction des jets [8]. 21

Figure 1.16 : Quatre mouvements instationnaires typiques du mouvement de plongée et de

tangage : (a) Oscillations transrationnelles-rotationnelles combinées, (b) oscillations purement transrationnelles, (c) oscillations purement rotationnelles, et (d) déformations de type ondes progressives. D'après Rozhdestvensky et Ryzhov [29]. 22

Figure 1.17 : Structure spatiale de l'écoulement des LEV. D'après van den Berg et Ellington [30]. 23

Figure 1.18: Pression à la surface de l'aile et lignes de courant révélant les structures tourbillonnaires issues d'une simulation numérique 3D d'un papillon de nuit en vol stationnaire [32]. 24

Figure 1.19: Séquence d'événements caractérisant le décrochage dynamique d'un profilé NACA 0012. D'après McCroskey et Fisher [37]. 26

Figure 1.20: Les trois schémas de rotation de l'aile : (a) rotation avancée, (b) rotation synchronisée, et (c) rotation retardée. Comme le montrent Dickinson et al. [19] 27

Figure 1.21 : Tracé de la vorticité à 75 % de l'envergure de l'aile. D'après Sun et Tang [35]. 27

Figure 1.22 : Illustrations du mécanisme de capture du sillage [19] [38]. 29

Figure 1.23 : Effet des TiVs sur la génération de portance associée à une plaque plane tangente/plongeante $(\mathrm{AR} = 4)$ au milieu de la course ; d'après Shyy et al [38]. 30

Figure 1.24 : Schéma en coupe d'ailes s'approchant l'une de l'autre pour se frapper (a-c) et s'écarter (d-f), d'après Sane [44] et décrit initialement dans Weis-Fogh [13]. 31

Figure 1.25 : Visualisation expérimentale du mécanisme de clap-et-flap par deux ailes $(\mathrm{M}-\mathrm{T})$ à l'aide de modèles d'ailes robotisées ; d'après Lehmann et al. [45]. 33

Figure 1.26: Les différents types de drones aériens [46]. 35

Figure 1.27 Différents types des UAVs [46]. 37

Figure 1.28 : Différents types de µUAV[46]. 42

Figure 1.29 : Différents types de MAVs [46]. 46

Figure 1.30 : Différentes configurations de FWMAVs, (a) monoplan, (b) tandem, et (c) biplan [74]. 48

Figure 1.31 : Différents types de MAVs à voilure tournante [46]. 49

Figure 1.32 : Différents types de NAVs [46]. 51

Figure 1.33 : Différents types de PAVs: (a, b, c, et d) aile battante , et (e) quad rotor [46]. 52
Figure 1.34 : (a) Structure de mottes de poussière intelligentes, (b, c, d et e) mottes de poussière intelligentes, et (f et g) application de poussière intelligente [46]. 53
Figure 1.35: Taxidermy bio-drones (a) Orvillecopter, (b) Ratcopter, (c) OstrichCopter, and (d) Robosparrow [87,88] 55
Figure 1.36 : Bio-drones vivants [46]. 56
Figure 1.37 : Drones hybrides air-sol [46]. 57
Figure 1.38 : Drones hybrides air-eau [46]. 58
Figure 1.39 : Classification des applications des drones [46]. 60
Figure 1.40: Application des drones dans les missions de recherche et de sauvetage [46]. 61
Figure 1.41: Application des drones à la protection de l'environnement [46]. 62
Figure 1.42 Application des drones au courrier et à la livraison [96-98]. 63
Figure 1.43 : Application des drones dans l'espace [46]. 64
Figure 1.44 : Drones en milieu marin [46]. 65
Figure 1.45 : Applications diverses des drones [46]. 66
Figure 2.1 : champ de vitesse produit par une simulation DNS de turbulence homogène décroissante. 75
Figure 2.2 : champ de vitesse produit par une simulation LES. 76
Figure 2.3 : Une représentation d'un maillage structuré pour la méthode volume fini utilisé pour illustrer la discrétisation d'une équation de transport scalaire en FVM [148]. 94
Figure 3.1 : Schéma du mouvement de battement du profil aérodynamique NACA0012. 100
Figure 3.2 : la géométrie du domaine d'étude. 102
Figure 3.3 : Le maillage du domaine de calcul autour le profil aérodynamique NACA0012. 103
Figure 3.4 : La vue rapprochée du deux type de maillage autour du profil aérodynamique: a) maillage de cellules quadrilatérales structurées; b) maillage de cellules triangulaires non structurées. 104
Figure 3.5 : Comparaison des coefficients de force aérodynamiques pour les deux types de maillage et des données de la littérature [105] : (a) force de traînée ;

(b) force de portance. 105

Figure 3.6 : Comparaison des boucles d'hystérésis des coefficients de force aérodynamiques pour les trois modèles de turbulence et des données expérimentales [105] : (a) force de portance; (b) force de traînée. 107

Figure 4.1 : (a) Coefficient de portance (C_L) en fonction du temps (s) pour les plans de $\beta = 90°, 80°, 70°, 60°$ et $50°$ à l'axe de rotation 0,25c. (b) Coefficient de moment (C_M) en fonction du temps (s) pour les plans de $\beta = 90°, 80°, 70°, 60°$ et $50°$ à l'axe de rotation 0,25c. 109

Figure 4.2 : L'historique du coefficient énergétique (C_E) pour les plans de $\beta = 90°, 80°, 70°,$ $60°$ et $50°$ à l'axe de rotation : (a) 0,25c ; (b) 0. 5c ; (c) 0,25c ; (d) Le coefficient d'énergie moyen (C_E) en fonction de β pour les troix axes de rotation. 110

Figure 4.3 : (a) Coefficient de portance (C_L) en fonction du temps (s) pour les plans de $\beta = 45°, 40°, 30°, 20°, 10°$ et $0°$ à l'axe de rotation $0.25c$; (b) Coefficient de moment (C_M) en fonction du temps (s) pour les cas de β = $45°$,$40°$,$30°$,$20°$,$10°$ et $0°$à l'axe de rotation $0{,}25c$. 113

Figure 4.4 : (a) L'évolution temporelle du coefficient d'énergie (C_E) pour les cas de $\beta = 45°, 40°, 30°, 20°, 10°$ et $0°$ sur l'axe de rotation : (a) $0{,}25c$; (b) 0.5c ; et (c) $0{,}25c$; (d) Coefficient d'énergie moyen (C_E) en fonction de β pour différents axes de rotation à $0{,}5c$, $0.25c$ et $0c$. 115

Figure 4.5 : L'évolution temporelle du coefficient d'énergie (C_E) pour différents nombres de Reynolds (Re) à : (a) $\beta = 10°$ et (b) $\beta = 90°$. 118

Figure 4.6 : (a) L'historique du coefficient d'énergie (C_E) pour différentes amplitudes d'oscillation $(\Delta\alpha)$ à : (a) $\beta = 10°$ et (b) $\beta = 90°$. 118

Figure 4.7 : Les contours du tourbillon, de la pression, de la vitesse et de la ligne de vitesse respectivement pour le plan $\beta = 10°$ à l'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha = 15°$). 120

Figure 4.8 : Les contours du tourbillon, de la pression, de la vitesse et de la ligne de vitesse respectivement pour le plan $\beta = 90°$ à l'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha = 15°$). 121

Figure 4.9 : Les contours de tourbillon et de pression respectivement pour deux cas du plan β ($\beta = 10°$ et $\beta = 90°$) à l'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha = 30°$). 122

Liste des Tableaux

Tableau 1.1 résume les caractéristiques de vol plané de certains pilotes naturels [8]. 8

Tableau 1.2 Les caractéristiques des différents types des UAVs [46]. 36

Tableau 1.3 Les caractéristiques des différents types de μUAVs [46]. 40

Tableau 1.4 Les caractéristiques des différents types de MAVs [46]. 43

Tableau 1.5 La gamme du nombre de Reynolds pour différents types de micro-drones [73]. 47

Tableau 1.6 Les caractéristiques des drones à ailes battantes avec différentes configurations [74]. 47

Tableau 1.7 Caractéristiques des drones à voilure tournante avec différentes configurations [46]. 49

Tableau 1.8 Les caractéristiques des différents types de NAVs [46]. 50

Tableau 1.9 Les caractéristiques des différents types de PAVs [46]. 52

Tableau 1.10 Les caractéristiques des différents types de drones hybrides [46]. 59

Tableau 1.11 Les caractéristiques des drones marins [46]. 64

Tableau 2.1 Longueurs de mélange dans le cas d'écoulements bidimensionnels (d'après Rodi [132]). 80

Tableau 3.1 Les différents résultats de l'analyse de deux types de maillage de cellules quadrilatérales structurées et de cellules triangulaires non structurées . 105

Tableau 3.2 : Les différents résultats de l'analyse de de déférentes modèles de turbulence. 107

Tableau 4.1 Résumé de l'effet de β sur les coefficients de portance maximum et minimum. 109

Tableau 4.2 Résumé de l'effet de β sur les coefficients d'énergie maximum et minimum. 111

Tableau 4.3 Résumé de l'effet de β sur les coefficients d'énergie maximum et minimum pour les axes de rotation à 0.5c et 0c. 112

Tableau 4.4 Résumé de l'effet de β sur les coefficients de portance maximum et minimum. 113

Tableau 4.5 Résumé de l'effet de β sur les coefficients d'énergie maximum et minimum. 114

Tableau 4.6 Résumé de l'effet de β sur les coefficients d'énergie maximum et minimum pour les axes de rotation à 0.5c et 0c. 116

Nomenclature

$A(t)$	Déplacement en translation [m]
A_m	Amplitudes de translation [m]
c	Longueur de corde du profil $[m]$
β	Angle d'inclinaison du plan de course [deg]
$\alpha(t)$	Angle de rotation [deg]
α_0	Angle d'attaque moyen initial [deg]
$\Delta\alpha$	Amplitudes de l'angle rotation [deg]
φ	Différence de phase entre le mouvement de translation et de rotation [deg]
Re	Nombre de Reynolds [-]
C_L	Coefficient de portance [-]
$C_{L\,max}$	Coefficient de portance maximum [-]
$C_{L\,min}$	Coefficient de portance minimum [-]
C_D	Coefficient de traînée [-]
C_M	Coefficient de moment [-]
$C_{M\,max}$	Coefficient de moment maximum [-]
$C_{M\,min}$	Coefficient de moment minimum [-]
E_c	Coefficient d'énergie [-]
$E_{C\,max}$	Coefficient d'énergie maximum [-]
$E_{C\,min}$	Coefficient d'énergie minimum [-]
$\overline{E_C}$	Coefficient d'énergie moyenne [-]
k	Fréquence réduit [-]
ρ	Densité du fluide $[Kg/m^3]$,
μ	Viscosité dynamique du fluide $[Kg/m.s]$
v	Viscosité cinématique [m2/s]
p	Pression [Pa]
F_L	Forces de portance [N]

F_D	Forces de traînée [N]
F_{flap}	Force de battement [N]
M	Moment de rotation [N m]
$P(t)$	Consommation d'énergie [Watt]
U_{ref}	Vitesse de référence $[m/s]$
$\dot{A}(t)$	Vitesse de translation [m/s]
$\dot{\alpha}(t)$	Vitesse de rotation [rad/s]
IT	Intensité de la turbulence %
f	Fréquence de battement [Hz]
T	Période d'un cycle de battement [s]
t	Temps [s]
u,v,w	Composantes de vitesse cartésiennes [m/s]

Introduction Générale

S'inspirer de la nature est un élément clé pour la recherche et le développement scientifique. Le domaine de l'aérodynamique des ailes battantes a été inspiré par les animaux volants comme les oiseaux, les chauves-souris, les insectes et les nageurs efficaces comme les poissons, qui ont des capacités extraordinaires de vol et de nage, comme le vol vers l'avant, les manœuvres et le vol stationnaire. Plus récemment, l'intérêt des chercheurs dans ce domaine s'est accru en raison de l'application possible de micro-véhicules aériens (MAVs) et de véhicules immergés propulsés par des ailes battantes.

Au cours de la dernière décennie, les études numériques et expérimentales du régime à faible nombre de Re sur le concept de mouvement de battement sont devenues très importantes en raison des avancées des micro-technologies permettant le développement de micro-véhicules aériens (MAVs). L'objectif principal des applications MAVs (c'est-à-dire la surveillance de position constante) révèle la nécessité de poursuivre les recherches sur le mode vol stationnaire.

Le vol stationnaire est un mode de vol où le corps est supposé être fixe dans l'espace et la vitesse du flux libre est nulle. L'effet principal du vol stationnaire est de produire une force verticale afin d'équilibrer le poids. Le vol stationnaire peut être symétrique ou asymétrique.

Le vol stationnaire symétrique, également appelé vol stationnaire normal ou vrai, est effectué par des colibris et des insectes comme la drosophile qui planent avec des ailes complètement déployées pendant tout le cycle de battement d'aile (la portance est produite pendant toute la course de l'aile), ce qui est le cas étudié ici.

Pour les oiseaux qui ne sont pas capables de faire pivoter leurs ailes comme dans le cas du colibri, le vol stationnaire asymétrique est utilisé. Afin d'éviter de grandes forces de traînée et des forces de portance négatives, ces oiseaux fléchissent leurs ailes pendant la course ascendante. Le colibri et plusieurs insectes utilisent un vol stationnaire normal où les ailes se déplacent sur un grand angle dans un plan approximativement horizontal en effectuant un mouvement en forme de huit avec un demi course symétrique. Le plan de course dans le cas des chauves-souris et des oiseaux en vol stationnaire est incliné. Ce type de mouvement est appelé

vol stationnaire asymétrique où la majeure partie de la portance est générée pendant la course descendante.

Les objectifs de la présente étude sont de comprendre les phénomènes aérodynamiques du mouvement de battement en vol stationnaire et d'évaluer l'effet de la variation du plan de course incliné en vol stationnaire le long de l'angle β sur le comportement des forces (coefficients de portance, de moment et d'énergie) et l'écoulement autour d'un profil NACA0012. Sur la base des paramètres expérimentaux choisis parmi Lee et Gerontakos [105], l'écoulement autour du profil aérodynamique NACA0012 est résolu en deux dimensions à l'aide du code industriel CFD ANSYS Fluent 16.2. Ces résultats de la simulation, nous permettront de déterminer l'angle approprie du plan de course incliné β pour améliorer l'efficacité du vol stationnaire du profil NACA0012 en mouvement de battement.

Le travail de thèse que l'on présente ici s'est décomposé en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, une étude bibliographique a été menée dans le but de mettre en évidence les principaux mécanismes du vol des insectes et des oiseaux tel que (le vol plané, le vol à voile, le battement des ailes, le vol avant et le vol stationnaire) el les mécanismes aérodynamiques instables dans les ailes battantes tel que (les tourbillons de bord d'attaque (LEV), accrochage rapide, le capture du sillage, les tourbillons d'extrémité (TiVs) et le mécanisme Clap et Fling). De plus, une généralité sur les drones et leur classification.

Le deuxième chapitre, détaille les développements et les modélisations mathématiques des équations régissant l'écoulement simulé.

Le troisième chapitre expose le maillage, les conditions aux limites et la méthode numérique utilisée pour la simulation numérique de l'écoulement autour du profil aérodynamique NACA0012 en utilisant le code Ansys Fluent. Ainsi que l'étude de l'effet de paramètres numériques (le maillage et le modèle de la turbulence) a également été effectuée pour trouver les paramètres numériques approprié qui fournit des meilleurs résultats avec les résultats expérimentaux de Lee et Gerontakos [105] pour la présente étude.

Le quatrième chapitre, consiste sur les résultats et discussions de l'effet de la variation du plan de course de translation suivant l'angle β sur le comportement des forces (coefficients de portance, de moment et d'énergie) et les structures d'écoulement autour d'un profil NACA0012,

ainsi que l'influence de d'autres paramètres cinématiques tels que l'amplitude d'oscillation ($15° \leq \Delta\alpha \leq 45°$) et le nombre de Reynolds ($1{,}35.10^5 \leq Re \leq 1{,}35$) sur la consommation d'énergie (C_E) pour différents angles de l'inclinaison du plan de course β.

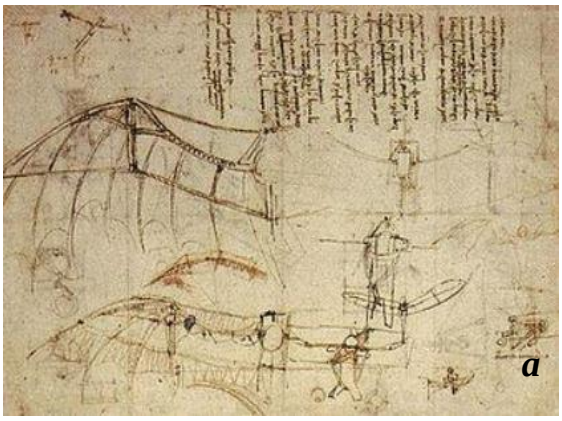
Enfin, la conclusion permettra de récapituler les différents résultats obtenus au cours de l'étude et des perspectives seront également proposées.

CHAPTRE I :

Revue bibliographique

1.1 Introduction

Les gens ont toujours été fasciné par la perfection du vol des oiseaux, et au cours des siècles passés, de nombreux passionnés ont tenté de le copier, malheureusement, dans la plupart des cas sans succès. Vers la fin du XVe siècle, Léonard de Vinci a systématiquement étudié le battement des ailes des oiseaux et a observé et décrit très soigneusement le vol de l'oiseau. Le premier véhicule aéroporté piloté par l'homme avec succès par Otto Lilienthal (vers la fin du XIXe siècle) avait des ailes fixes. Cependant, Lilienthal a également étudié en détail la structure des ailes des oiseaux et a découvert l'importance des ailes profilées cambrées.







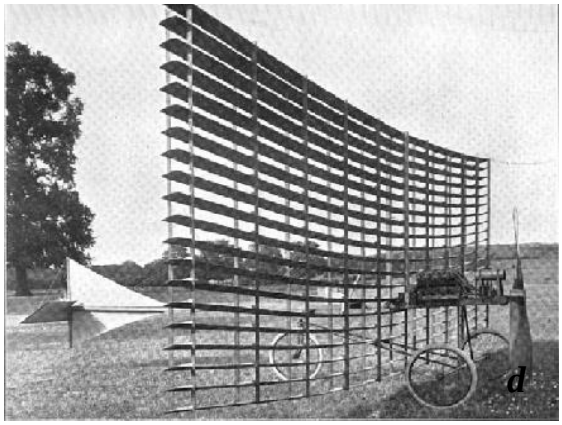




Figure 1.1 : Premières tentatives de vol battu: (a) Étude d'une machine volante par Léonard de Vinci, (b) Modèles des premiers planeurs d'Otto Lilienthal (c) L'Avion de Clément Ader, (d) l'Avion de Horatio Phillips (e) Premier vol motorisé des frères Wright le 17 décembre 1903.

Horatio Phillips à peu près à la même époque avait étudié l'aérodynamique des profils aérodynamiques courbes à double surface et, en 1884, l'avait même breveté. Toutes ces connaissances ont été appliquées par les frères Wright, qui en 1904 ont effectué un premier vol réussi avec un avion plus lourd que l'air de leur propre conception. Leur avion avait aussi des ailes fixes, et les ailes fixes avaient tous les autres avions conçus et exploités par l'homme dans tout le siècle qui a suivi (voir Figure 1.1).

Ce fut un siècle magnifique de recherche et de développement mouvementés de nouveaux avions, et à sa fin, les gens ont fièrement et impudiquement affirmé que les capacités de vol de leurs avions avaient atteint une perfection presque semblable à celle d'un oiseau. Il est assez intéressant de constater qu'au cours du XXe siècle, les gens n'ont presque jamais cherché l'inspiration dans le monde animal. Cependant, vers la fin du siècle dernier, un nouvel intérêt est apparu pour les petits véhicules volants autonomes ou télécommandés. Les soi-disant micro-véhicules aériens (MAVs) devaient être utilisés dans la reconnaissance aérienne dans des espaces ouverts et confinés, dans la surveillance des zones polluées dans lesquelles les gens ne peuvent pas entrer et dans de nombreuses applications militaires. Bientôt, il est devenu clair que si ces véhicules devaient également pouvoir transporter une charge utile raisonnable, ils devraient avoir des ailes rotatives ou mobiles. Étant donné que les MAVs fonctionnent à peu près

aux mêmes nombres de Reynolds que les oiseaux, les chauves-souris et les insectes plus gros, il a récemment ouvert un nouvel intérêt pour l'aérodynamique et la mécanique de vol de chacun d'eux [1].

1.2 Mécanismes du vol des insectes et des oiseaux

Il existe de grandes diversités dans le schéma de vol des oiseaux et des insectes, qui reflètent leurs différences morphologiques et physiologiques et qui offrent des mécanismes de vol et une aérodynamique intéressants qui n'ont pas été complètement compris jusqu'à aujourd'hui. Les plus de dix millions d'espèces d'insectes actuellement estimées [2] comprennent les mouches, qui modifient leurs conditions de vol en fonction de certaines dispositions spécifiques de leurs coups d'ailes [3], offrent différents ajustements des ailes qui rendent les insectes capables de voler avec une extrême maniabilité et stabilité impressionnante [2,4] par rapport aux avions conventionnels à voilure fixe [5]. Dans cette catégorie, nous pouvons distinguer les types de vol suivants :

1.2.1 Le vol plané et le vol à voile

Les animaux volants battent généralement des ailes pour générer à la fois la portance et la poussée. Mais s'ils arrêtent de battre et gardent leurs ailes déployées, leurs ailes produisent activement de la portance et non de la poussée. Lorsque cela se produit, nous les appelons des planeurs. La poussée peut alors être produite par la force gravitationnelle pendant la descente de l'animal. En plus des chauves-souris et des grands oiseaux, on trouve également des planeurs chez les poissons, les amphibiens, les reptiles et les mammifères. Pour maintenir son vol en palier, un animal volant doit produire à la fois une portance et une poussée pour équilibrer la force de gravité, dans la direction verticale, et la traînée, dans la direction horizontale, respectivement. Comme le vol plané se produit sans production active de poussée, l'animal a toujours recours à la force de gravité pour vaincre la traînée.

En vol plané, l'animal incline sa direction de mouvement légèrement vers le bas par rapport à l'air qu'il traverse. Lorsque l'animal s'incline vers le bas, l'angle résultant entre la direction du mouvement et l'air devient l'angle de glissement. L'angle de glissement contrôle directement le rapport portance / traînée. Plus ce rapport est élevé, plus le vol plané est faible. Rappelez-vous

d'un cours de base sur la dynamique des fluides que le rapport portance- traînée augmente avec le nombre de Reynolds, un paramètre proportionnel à la taille de l'animal et à sa vitesse de vol. Les grands animaux volants volent à nombre de Reynolds élevé et ont un rapport portance/traînée important. Par exemple, un albatros errant, dont l'envergure est supérieure à $3\ \mathrm{m}$, a un rapport portance/traînée de 19, tandis que la mouche des fruits, dont l'envergure est de $6\ \mathrm{mm}$, a un rapport de $1{,}8$ [6]. Si l'animal a un faible rapport portance/traînée, il doit planer (s'il le peut) avec une augmentation considérable de l'angle de glissement. Alors que les animaux planeurs prennent une inclinaison vers le bas pour acquérir le vol par gravité, de nombreux oiseaux peuvent s'élever sans battre des ailes. C'est ce qu'on appelle le vol à voile. Au lieu d'utiliser la gravité, le vol à voile utilise l'énergie de l'atmosphère, tels que les courants d'air ascendants [6].

Considérons un planeur faisant un angle θ par rapport au flux libre (voir Figure 1.2). La portance et la traînée sont perpendiculaires et parallèles à l'axe d'inclinaison du planeur, tandis que la force gravitationnelle est invariable pour notre propos. Il est connu que les bons pilotes d'oiseaux atteignent souvent un taux de glissement maximale de 10 à 15 (θ environ $5°$), alors que les albatros errants enregistrent 23 (θ environ $5°$). En utilisant la surface de la forme en plan S et le coefficient de portance C_L :

$$L = \frac{1}{2}\rho S U^2 C_L = mg\cos\theta \approx mg(as\ \theta\ is\ small) \qquad (1.1)$$

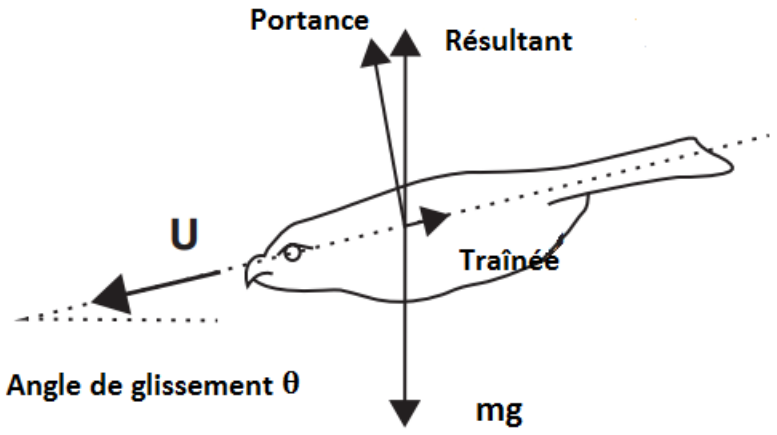


Figure 1.2: Bilan de force du vol plané [7].

En mesurant m, S et U, on constate que le coefficient de portance est généralement < 1. Le maximum de C_L $(environ\ 1{,}5)$ se produit à la vitesse de glissement minimale, lorsque l'oiseau commence à battre des ailes juste avant de décrocher. On peut également estimer les vitesses de glissement en fonction de la taille des oiseaux:

$$U \approx \sqrt{\frac{2W}{\rho S C_L}} \tag{1.2}$$



Figure 1.3: Les oiseaux tels que les mouettes planent en fléchissant leurs ailes pour ajuster leur vitesse ainsi que pour contrôler leur direction [8].

De plus, statistiquement, comme le montre le tableau 1.1, pour la plupart des oiseaux, à l'exception des colibris, l'aire de la forme en plan est $S \propto m^{0.72}$ et la charge alaire est $\frac{W}{S} \propto m^{0.28}$, ce qui donne la vitesse de glissement : $U \propto m^{0.14}$.

Le Tableau 1.1 résume les caractéristiques de vol plané de certains pilotes naturels, montrant que la vitesse de vol plané est effectivement bien corrélée à la racine carrée de la charge alaire, W/S [8].

	la charge alaire (N/m2)	vitesse de glissement (m/s)
Cygne tuberculé	170	21
Albatros errant	140	19
Ultraléger	133	18
Oie cendrée	115	17
Goéland cendré	32	9

La portance (L) étant proportionnelle au carré de la vitesse de vol, les oiseaux contrôlent leur vitesse en faisant varier S et donc la charge alaire (W/S). Cela permet à l'oiseau d'ajuster la plage de vitesse afin que les ailes fonctionnent à une angle d'attaque optimale à toutes les vitesses.

Pour compléter les tendances mises en évidence à la Figure 1.3. La Figure 1.4 illustre ces tendances pour un faucon et un pigeon dans des conditions de vol variées [8].

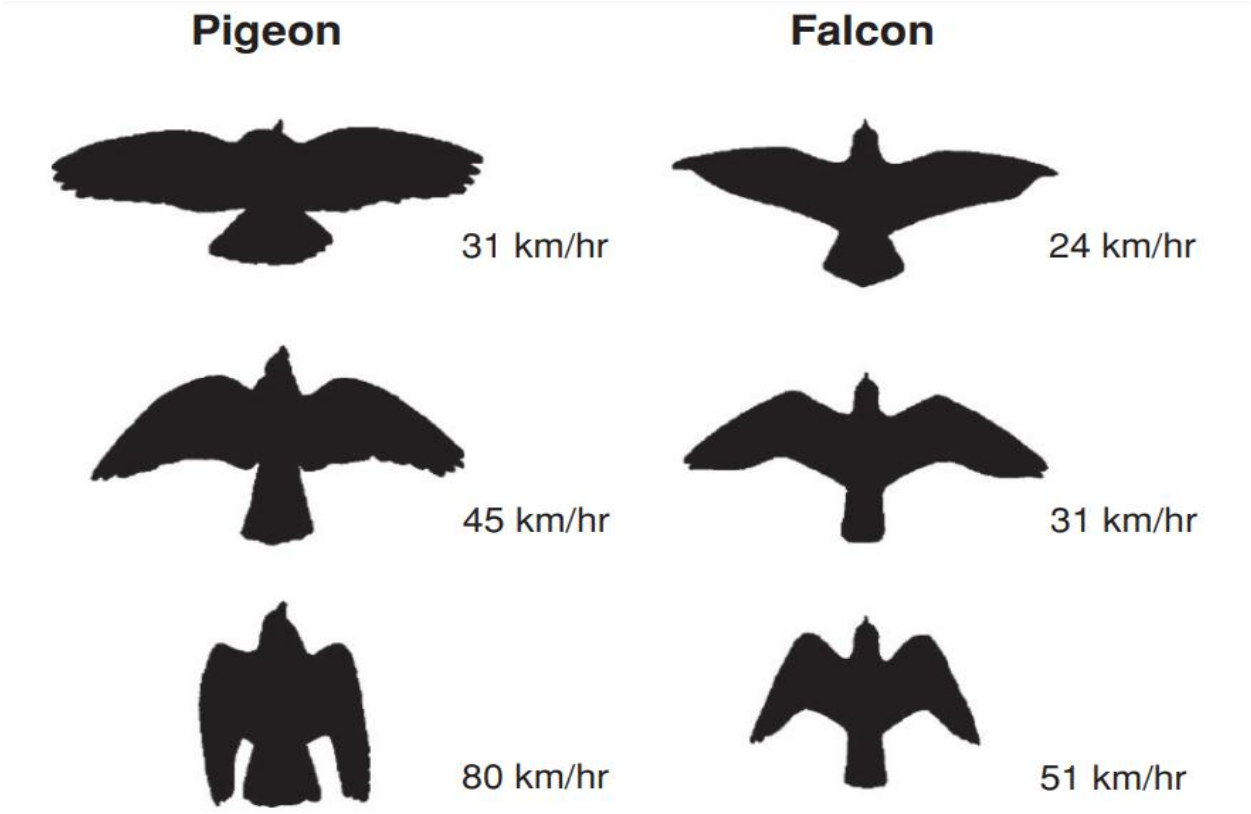


Figure 1.4: Planeurs à envergure variable : l'aile se transforme pour s'adapter à la vitesse de glissement [9].

1.2.2 Le battement des ailes

Une méthode alternative au vol plané et au vol à voile qui est utilisée par de nombreux pilotes biologiques pour produire de la portance et de la poussée est le vol à ailes battantes. Les similitudes entre l'aérodynamique d'une aile battante et celle d'une aile rotative, bien que limitées, illustrent quelques idées principales. Par exemple, les rotors d'un hélicoptère tournent en permanence autour de l'arbre central, tandis que l'écoulement relatif autour des rotors produit la portance. De même, une aile battante tourne, se balance en arc de cercle autour de l'articulation de l'épaule, et inverse sa direction à chaque demi course. Les oiseaux, les chauves-souris et les insectes appliquent une variété de modèles de battement différents en vol stationnaire et en vol vers l'avant pour générer de la portance et de la poussée. Les oiseaux les

plus grands ont des trajectoires relativement simples. Par exemple, une trajectoire ovale de l'extrémité de l'aile est souvent associée aux albatros (voir Figure 1.5). Les petits oiseaux volants présentent des modèles de battements d'ailes plus complexes. La Figure 1.5 illustre les trajectoires très courbes de l'extrémité de l'aile et les trajectoires plus compliquées [8].

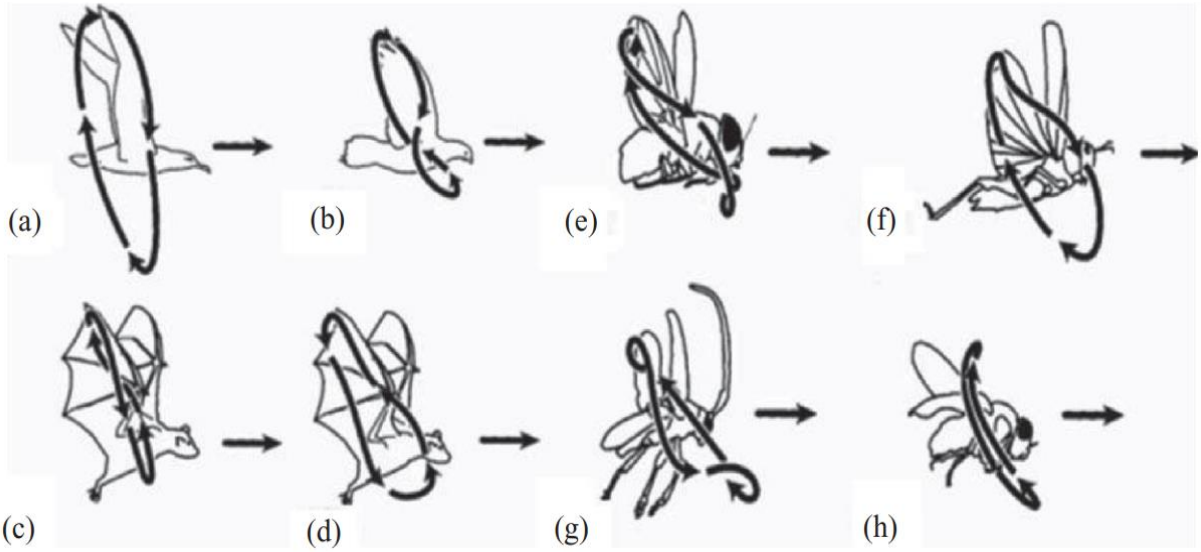


Figure 1.5: Trajectoires des extrémités des ailes par rapport au corps pour une variété de volants, comme indiqué par les flèches. (a) albatros, démarche rapide ; (b) pigeon, démarche lente ; (c) chauve-souris fer à cheval, vol rapide ; (d) chauve-souris fer à cheval, démarche lente ; (e) mouche du vinaigre ; (f) criquet ; (g) scarabée de juin ; (h) mouche des fruits. D'après Alexander [6].

1.2.3 Le vol avant

Lors de l'analyse des performances aérodynamiques d'un volant naturel, un paramètre important est le rapport entre la vitesse d'avancement et la vitesse de battement, qui s'exprime en termes de fréquence réduite k :

$$K = \frac{2\pi f c}{2U_{ref}} \tag{1.3}$$

Où f, c , et U_{ref} sont, respectivement, la fréquence de battement, la longueur moyenne de la corde, et la vitesse de vol avant de l'aéronef. Les effets instationnaires augmentent lorsque la fréquence de battement diminue, et par conséquent, en fonction de la vitesse d'avancement.

En vol lent vers l'avant, la fréquence réduite et l'amplitude des battements d'ailes ont tendance à être élevées, ce qui entraîne des structures d'écoulement très instables. Conformément à la théorie de la ligne de levage [9], la portance d'une aile est liée à la force du tourbillon. Les tourbillons de fuite (tourbillons d'extrémité) ont la même amplitude de circulation que le tourbillon lié. Au début ou à la fin de la course descendante, lorsque la vitesse de battement change de direction, un tourbillon transversal (tourbillon de départ ou d'arrêt) est produit au bord de fuite, et selon le théorème de circulation de Kelvin, ces deux tourbillons transversaux relient les deux tourbillons d'extrémité et entraînent la formation d'un anneau tourbillonnaire.

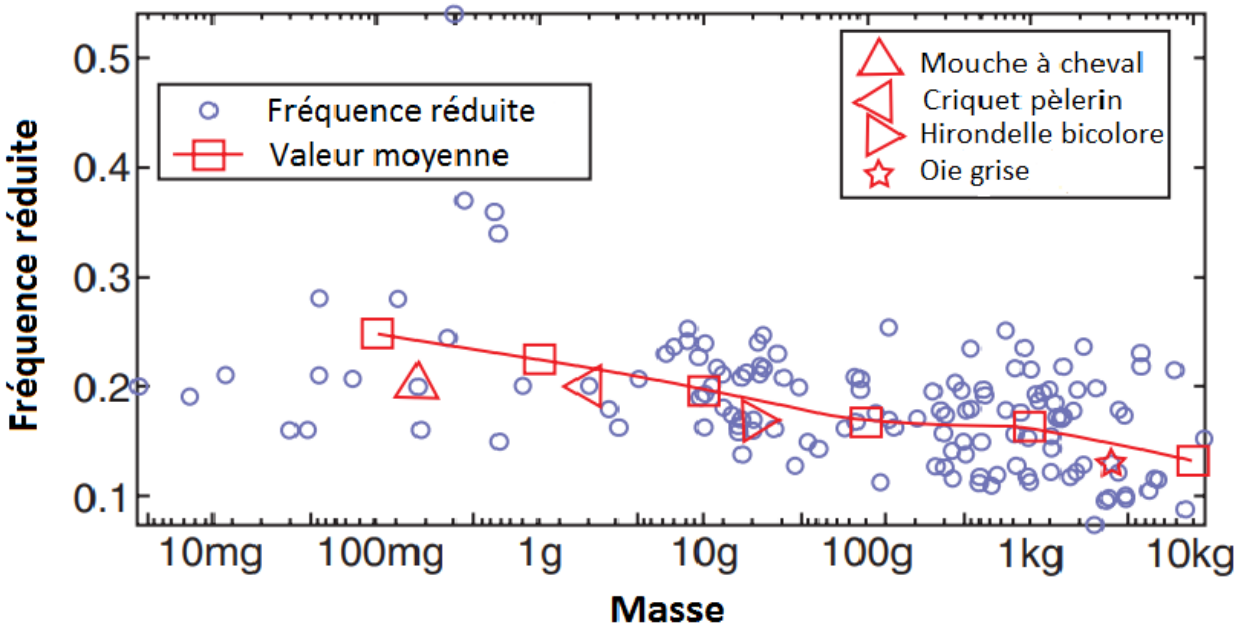


Figure 1.6 : Masse en fonction de la fréquence réduite pour les oiseaux et les insectes [8].

En vol d'avancement rapide, la fréquence réduite et l'amplitude des battements d'ailes ont tendance à être faibles, et le sillage consiste en une paire de tubes tourbillonnaires continus et ondulés ou tourbillons linéaires situés approximativement derrière les extrémités des ailes. Pour évaluer la portance et la poussée des animaux volants, des méthodes instationnaires ou quasi-stationnaires peuvent être utilisées en fonction de l'ampleur de la fréquence réduite. Les premiers travaux Ellington [10] ont montré que l'analyse quasi-stationnaire prédit

considérablement la force aérodynamique nécessaire pour soutenir le poids de l'insecte. Une grande partie de la recherche récente sur les ailes battantes s'est concentrée sur la compréhension des mécanismes aérodynamiques instationnaires résultant du mouvement de l'aile.

La Figure 1.6 montre la corrélation entre la masse d'une aile volante et la fréquence réduite. Globalement, la fréquence réduite diminue au fur et à mesure que la taille et la masse augmentent, ce qui indique que les petits volants sont plus instables dans leur vol que les grands volants. Bien que cette figure n'explique pas comment ils utilisent cette instabilité, elle indique que l'instabilité joue un rôle essentiel dans le mouvement des petits pilotes.

La quantification de la portance et de la poussée générées par le mouvement de battement nécessite des outils plus sophistiqués. Cependant, nous pouvons comprendre le rôle des effets instationnaires en examinant la relation entre la vitesse d'avancement et la vitesse de battement des ailes en termes de fréquence réduite. Il est également à noter que les différentes sections de l'aile fonctionnent différemment dans la génération de la force. Ce concept peut être mieux compris en introduisant la vitesse d'écoulement relative (U_r), définie comme suit [8]:

$$U_r = U + U_f + w_i \qquad (1.4)$$

où U est la vitesse d'avancement de l'oiseau, U_f la vitesse de battement et w_i la vitesse du vent descendant (induit). La vitesse relative détermine les forces aérodynamiques sur l'aile.

Pour un vol rapide vers l'avant, la vitesse du courant descendant est faible et peut être largement négligée. Lorsque l'envergure de l'aile augmente, U_f augmente et change de direction. Par conséquent, la magnitude et la direction de U_r changent également. Puisque $U_r$détermine la force aérodynamique résultante F agissant sur chaque section d'aile le long de l'envergure, F change également de magnitude et de direction. Ces changements sont visibles sur la Figure 1.7. Il est communément admis que pendant la course descendante, la partie intérieure de l'aile produit de la portance et de la traînée, tandis que la partie extérieure produit de la portance et de la poussée. La force aérodynamique nette produite par les ailes pendant la course descendante est dirigée vers le haut et vers l'avant, fournissant à la fois la portance et la poussée.

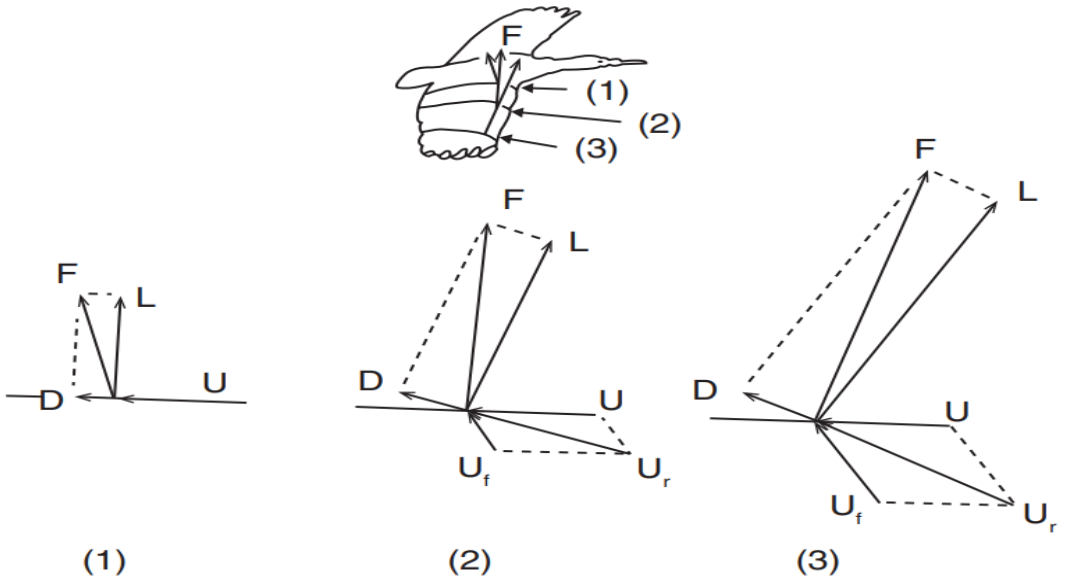


Figure 1.7: Diagramme vélocité-vecteur à différents endroits de l'envergure de l'aile pour un vol rapide vers l'avant [8].

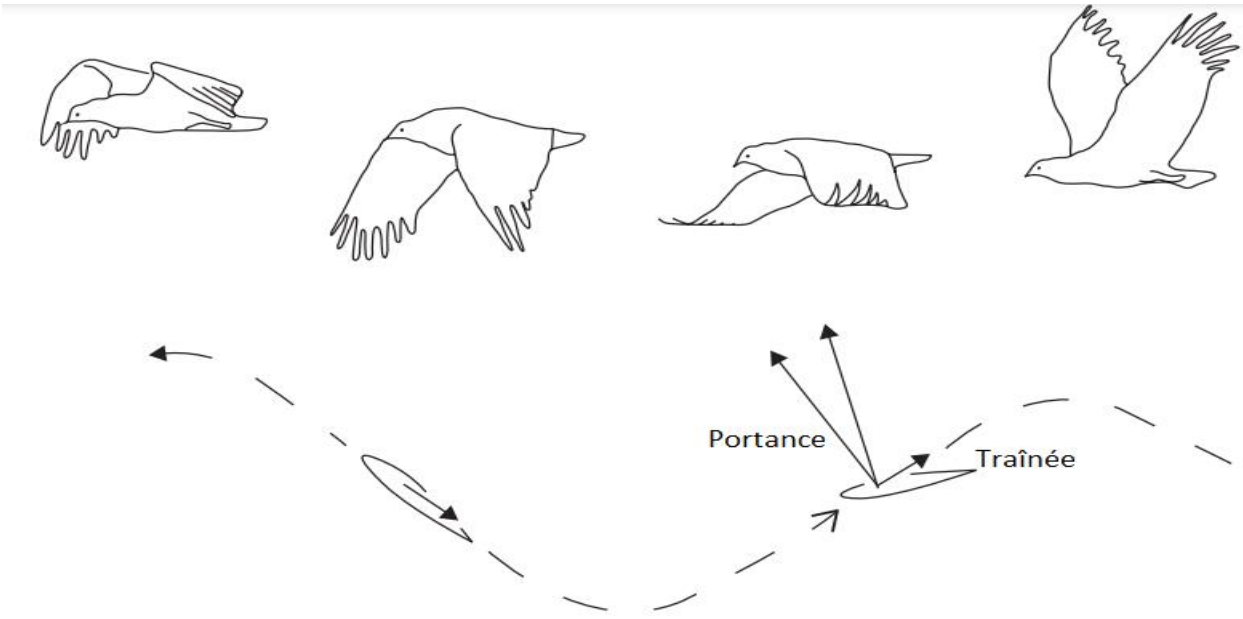


Figure 1.8: (a) Schéma des forces résultantes agissant sur une aile extérieure ou intérieure pendant les battements vers le haut et vers le bas. (b) Coups asymétriques d'un pigeon en vol lent [11].

En général, l'aile extérieure est principalement responsable de la génération de l'appui du poids et de la poussée, surtout lors de la course descendante (voir Figure 1.8). Pour la plupart

des oiseaux, la génération de force est habituellement minimisée lors de la course ascendante afin d'éviter une poussée négative excessive. En outre, la légère ondulation des zones internes de l'aile ne peut pas contribuer de manière significative à la production de la poussée (voir Fig. 1.8). Cependant, les forces exercées sur les ailes internes peuvent être utilisées pour le support de poids tout au long du cycle sans grande pénalité (voir Figure 1.9).

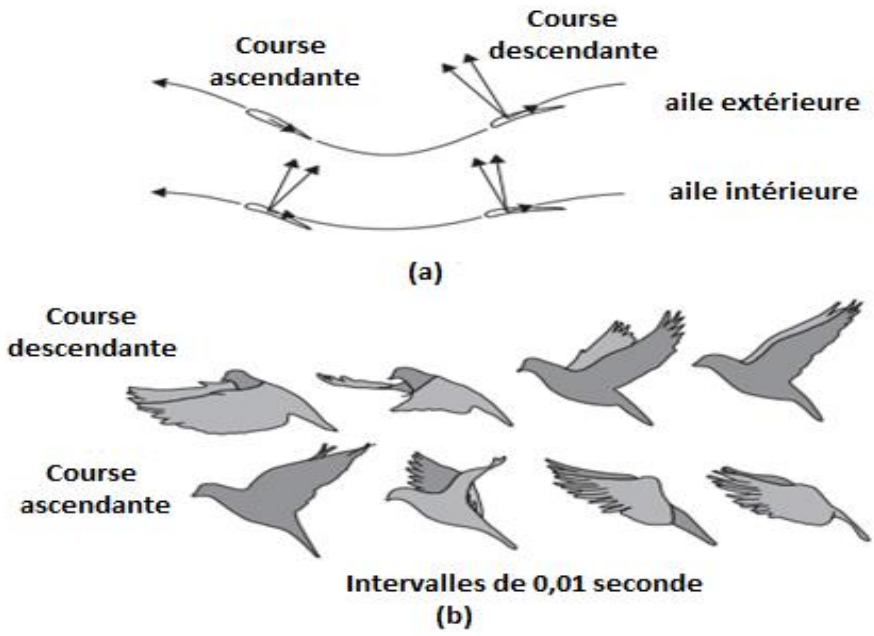


Figure 1.9 : Croquis schématiques des rôles de l'aile extérieure et intérieure (a) et de la course ascendante et descendante (b) pour le vol des oiseaux. [8].

1.2.4 Vol stationnaire

Le vol stationnaire est principalement effectué par des oiseaux et des insectes plus petits. Les oiseaux plus grands ne peuvent effectuer un vol stationnaire que brièvement. Bien que certains grands oiseaux, tels que les crécerelles, semblent faire du vol stationnaire plus régulièrement, en fait ils utilisent le vent entrant pour générer une portance suffisante. Les deux types de vol en stationnaire, symétrique et asymétrique, sont décrites par Norberg [12] et Weis-Fogh [13]. Comme les grands oiseaux ne peuvent pas faire tourner leurs ailes entre la course avant et arrière, ils étendent leurs ailes afin d'obtenir une plus grande portance lors de la course

descendante, tandis que pendant la course ascendante, leurs ailes sont repliées vers l'arrière pour réduire la traînée. En général, la flexion est plus prononcée en vol lent qu'en vol rapide. Ce type de vol stationnaire asymétrique, généralement appelé "course aviaire" [14], est illustré dans la Figure 1.10. Comme on peut le voir, pour éviter les grandes forces de traînée et les forces de portance négatives, ces oiseaux fléchissent leurs ailes pendant la course ascendante en faisant pivoter les primaires (plumes d'extrémité) pour laisser passer l'air.



Figure 1.10 : Quelques configurations d'ailes de mouettes pendant le battement, qui montrent différents stades de la course [8].

Le vol stationnaire symétrique, également appelé vol stationnaire normal ou vrai, ou "course d'insecte", est effectué par les colibris ou les insectes qui planent avec les ailes complètement déployées pendant tout le cycle de battement d'aile. La portance est produite pendant toute la course de l'aile, sauf aux points d'inversion. Les ailes sont tournées et tordues pendant la course arrière, de sorte que le bord d'attaque de l'aile reste le même pendant tout le cycle, mais la surface supérieure de l'aile pendant la course avant devient la surface inférieure pendant la course arrière. Les mouvements de l'aile pendant la course descendante et la course ascendante sont illustrés à la Figure 1.11. Comme on peut le voir, les colibris peuvent faire pivoter leur articulation de l'épaule suffisamment pour retourner l'aile lors du mouvement ascendant.

Comme la plupart des insectes, ils effectuent un vol stationnaire symétrique avec un plan de course horizontal. Notez que, pendant le vol stationnaire, l'axe du corps est incliné à un angle souhaitable et que les mouvements des ailes décrivent un schéma en huit dans le plan vertical.

La plupart des oiseaux et des chauves-souris planent avec le plan de la course incliné à environ 30 degrés par rapport à l'horizontale. Comme l'illustre la Figure 1.12, la force résultante de la course descendante est verticale pour un rapport entre la portance/traînée de 1,7. A l'exception des petites espèces, notamment les colibris, l'aile est généralement fléchie lors de la course ascendante, ce qui minimise les forces sur l'aile. En vol stationnaire incliné, la portance et la traînée sur la course descendante supportent le poids [8].

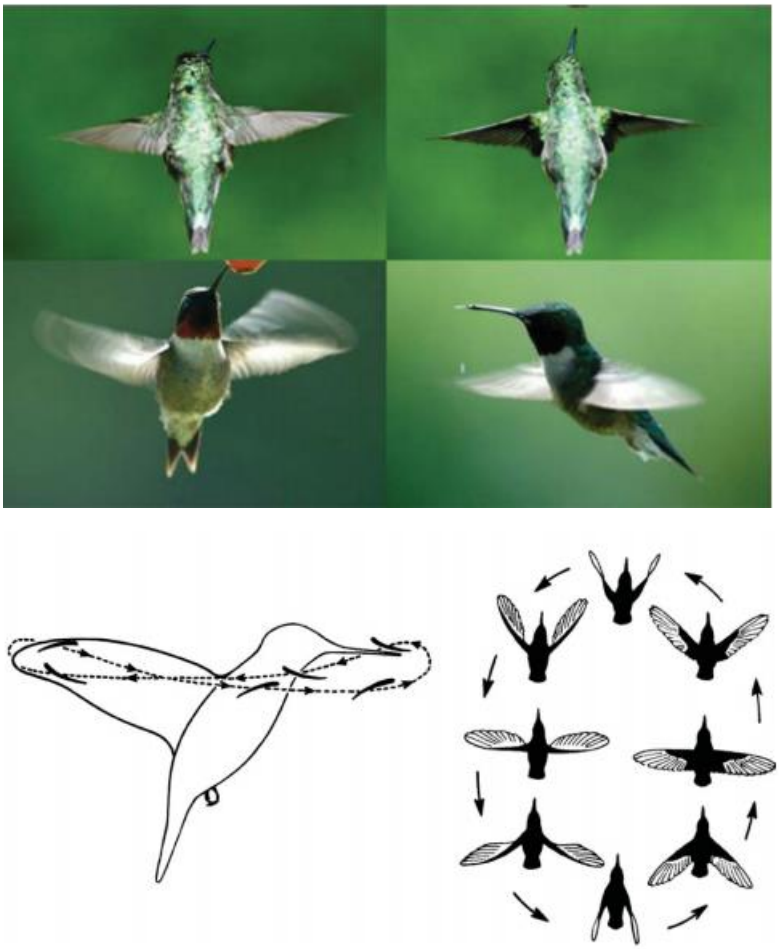


Figure 1.11 : Illustration des modes de battement d'ailes d'un colibri [15]: mouvements vers l'avant et vers l'arrière, mouvements d'ailes flexibles et asymétriques, et un motif en huit.

La Figure 1.13 illustre la trajectoire des ailes et la cinématique associée à différentes vitesses d'un bourdon volant à une vitesse de vol variable. Les ailes battent dans un plan de course et se retournent entre les demi-courses, ce qui entraîne des forces presque symétriques en vol stationnaire. Au fur et à mesure que la vitesse d'avancement augmente, la génération de force

entre les mouvements ascendants et descendants devient progressivement différente en magnitude, avec la course descendante devient plus dominante.

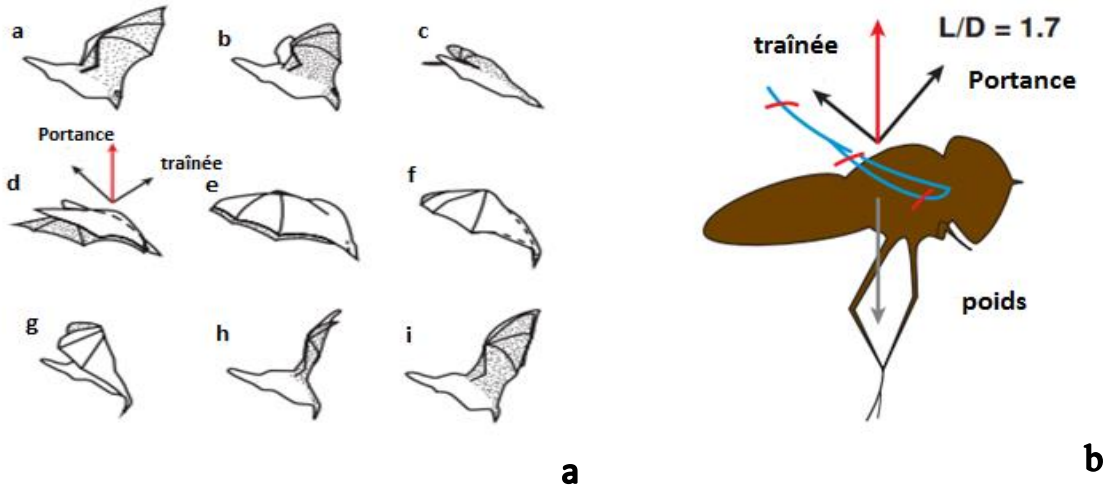


Figure 1.12 : Schéma de vol stationnaire incliné : (a) Mode de vol stationnaire incliné d'une chauve-souris. (b) La force résultante dans la course descendante en vol stationnaire incliné est verticale [16].

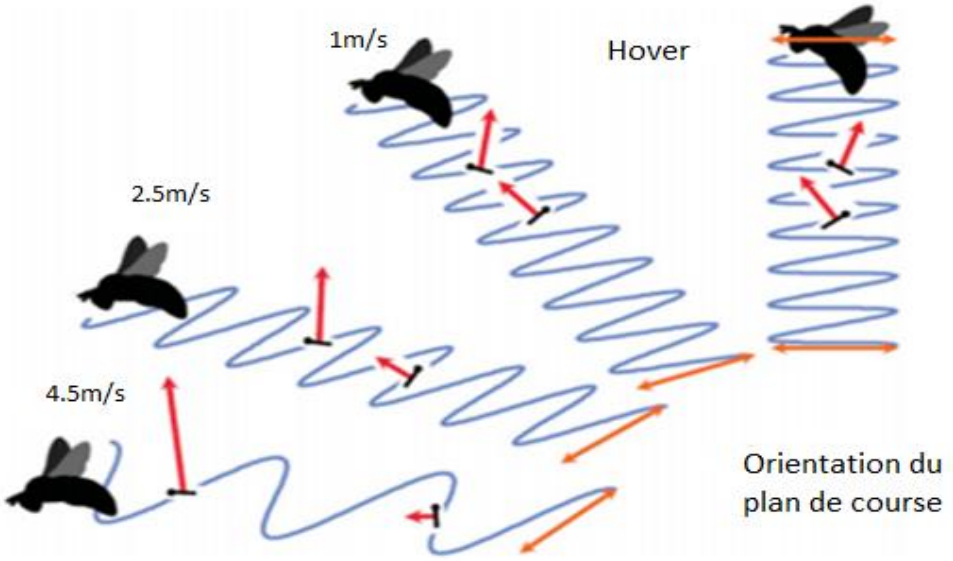


Figure 1.13 : Trajectoire et cinématique des ailes de bourdons. Pendant le vol stationnaire, les forces sont presque symétriques, mais lorsque le bourdon se déplace vers l'avant, la force du mouvement descendant domine [17].

1.3 Mécanismes aérodynamiques instables dans les ailes battantes

Comme cela a été discuté précédemment avec les similitudes géométriques et cinématiques, la similitude dynamique peut être maintenue en augmentant la dimension de l'aile tout en abaissant de manière appropriée la fréquence de battement, ce qui rend le nombre de Reynolds et la fréquence réduite inchangés. Par exemple, Ellington et al. [18] ont utilisé un modèle d'aile robotique pour étudier le flux au-dessus les ailes d'un papillon de nuit en vol stationnaire et a découvert que le LEV s'étendait en spirale vers le bout de l'aile. Leurs résultats des recherches ont fourni une explication qualitative d'un mécanisme particulier de haute portance. Dickinson et al. [19] ont également utilisé un modèle d'aile robotique représentant une mouche des fruits pour mesurer directement les forces et visualiser les schémas d'écoulement autour de l'aile battante. Ils ont mis en évidence deux pics de force pendant la phase de rotation : (i) le mécanisme de rotation associé au cabrage rapide et (ii) le mécanisme de capture du sillage résultant des interactions entre le profil de l'aile et le sillage.

De plus, de nombreuses études utilisant la visualisation des écoulements autour des dépliants biologiques ont été menées, notamment des visualisations de fumée [20] et des mesures de vélocimétrie par images de particules (PIV) [21] [22] pour comprendre leurs mécanismes de vol. De plus, l'avancement de ces technologies expérimentales a permis aux chercheurs d'obtenir non seulement des structures d'écoulement en 2D mais aussi en 3D autour d'insectes biologiques [23]. Par exemple, Srygley et Thomas [24] ont rapporté une étude sur les mécanismes de génération de force des papillons en vol libre en utilisant des visualisations de flux de fil de fumée à grande vitesse pour obtenir des images qualitatives du flux d'air autour des ailes battantes. Ils ont observé des évidences claires de structures LEV. En comparaison, dans le vol des papillons de nuit et des mouches, la structure hélicoïdale et les schémas d'écoulement axial dans le sens de l'envergure semblent être beaucoup plus faibles. Ils ont suggéré que les papillons en vol libre utilisent une variété de mécanismes aérodynamiques pour générer de la force, tels que la capture de sillage, les LEV, les courses ascendantes actives et inactives, la rotation rapide et les mécanismes clap-and-fling.

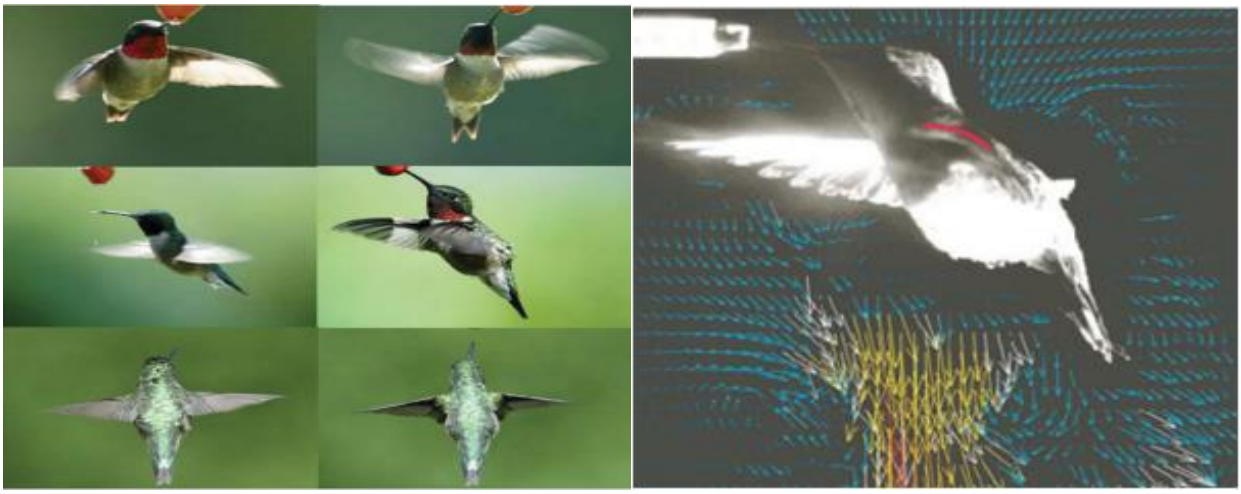


Figure 1.14 : Modèle de battement et champ d'écoulement d'un colibri. L'image du champ d'écoulement est tirée de Warrick et al. [21].

Warrick et al. [21] a utilisé la PIV pour observer le sillage autour des colibris en vol stationnaire (voir Figure 1.14). Ils ont estimé la force aérodynamique sur la base de la circulation calculée en intégrant le champ de vorticité mesuré et ont observé une asymétrie de la force entre la course ascendante et la course descendante. Spécifiquement, les colibris génèrent 75% de la portance pendant la course descendante et 25% pendant la course ascendante. Ils ont signalé une inversion des ailes cambrées pendant la course ascendante, ainsi que des preuves de la formation de LEV, créés pendant la course descendante. Videler et al. [22] ont mesuré l'écoulement autour d'une seule aile de martinet en vol plané rapide dans une expérience en tunnel d'eau en utilisant la technique de vélocimétrie numérique par image de particules (DPIV). Leurs résultats montrent que les martinets en vol plané peuvent générer des LEVs stables à de petits angle d'attaques $(5° - 10°)$. Alors que les ailes des mains en flèche génèrent une portance à l'aide des LEVs, le flux autour des ailes du bras semble rester attaché. Cette discussion présente un échantillon d'investigations expérimentales et de modélisation. De toute évidence, en fonction de la taille et des paramètres de débit des espèces individuelles, divers mécanismes d'amélioration de la portance sont observés. Dans la discussion suivante, nous abordons l'aérodynamique des ailes battantes en nous concentrant sur les mécanismes d'écoulement instationnaire.

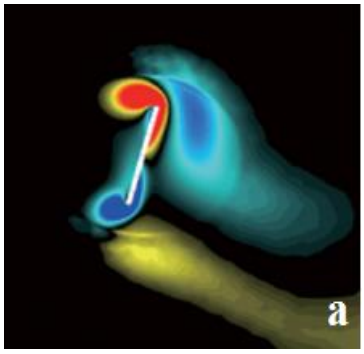
Dans l'ensemble, plusieurs mécanismes aérodynamiques instationnaires associés à l'aérodynamique des ailes battantes pour la génération de force ont été rapportés dans la littérature [8] :

- Décrochage retardé des LEVs.
- Pic de portance dû à la rotation vers le haut.
- Capture du sillage due à l'interaction entre le flux tourbillonnaire et le profil aérodynamique.
- Tourbillon de pointe.
- Jet descendant persistant dans la région du sillage.
- Mécanisme de clap-and-fling.

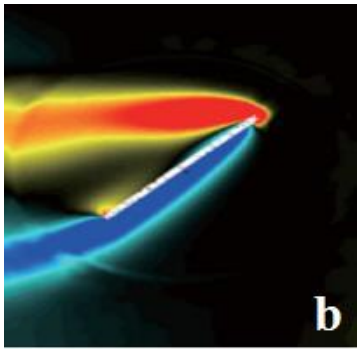
La Figure 1.15.a) illustre le mécanisme de capture de sillage, qui se produit vers le début de la translation. Ce mécanisme produit une augmentation de la portance aérodynamique en transférant à l'aile, au début de chaque demi course, la quantité de mouvement du fluide associée à la perte de flux tourbillonnaire à grande échelle de la course précédente. La Figure 1.15.b) représente Le LEV et son décrochage retardé, tandis que La Figure 1.15.c) représente le jet descendant dans le sillage d'une aile en vol stationnaire. Enfin, les tourbillons de pointe sont représentés dans La Figure 1.15.d) via les lignes de courant instantanées colorées par leurs composantes de vitesse verticale [8].

1.3.1 Tourbillons de bord d'attaque (LEV)

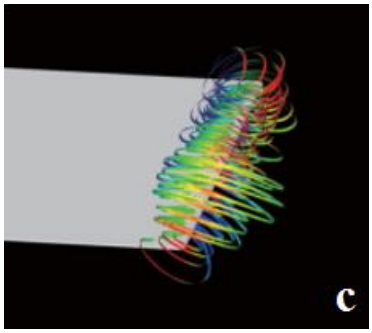
Lorsqu'un profil aérodynamique est accéléré de façon impulsive à une vitesse constante, le tourbillon lié a besoin de temps pour se développer jusqu'à sa force finale, en régime permanent. Selon le rythme de l'accélération, il peut falloir jusqu'à six longueurs de corde pour que la circulation et la portance atteignent 90% des valeurs finales [25]. Cette amélioration de la portance peut être expliquée en partie par l'effet dit de Wagner [26], qui décrit l'aérodynamique instable associée à un profil aérodynamique en accélération. Cependant, si le profil est démarré à une angle d'attaque supérieure à son angle de décrochage, alors un grand tourbillon transitoire se forme au-dessus du bord d'attaque, ce qui peut augmenter considérablement la portance [8].



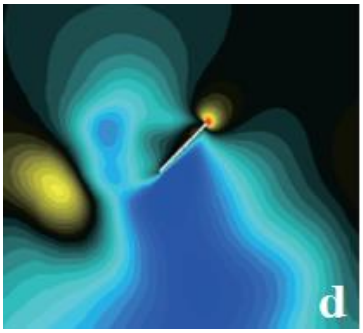
Contours de la vorticité Z



Contours de la vorticité Z



Contours de vitesse verticale sur les lignes de courant



Contours de la vitesse verticale

Figure 1.15 : Différents mécanismes associés à l'aérodynamique des ailes battantes pour la génération de forces, a) capture du sillage et tourbillons de départ, b) LEV/décrochage retardé, c) tourbillons de pointe, d) interaction des jets [8].

Dickinson et Gotz [27] ont mesuré les forces aérodynamiques d'un profil aérodynamique démarré impulsivement à une angle d'attaque élevée dans la gamme de nombre de Reynolds d'une mouche à fruits ($\mathrm{R_e} = 75 - 225$). Ils ont observé que, à des angles d'attaque supérieurs à $13{,}5°$, le mouvement impulsif entraînait la production d'un LEV qui restait attaché à l'aile pour les deux premières longueurs de corde du déplacement, ce qui a entraîné une augmentation de $80\ \%$ de la portance par rapport à la performance mesurée cinq longueurs de corde plus tard. Pour un nombre de Reynolds de $6{,}0 \times 10^4$, Beckwith et Babinsky [28] ont étudié expérimentalement l'importance relative du décrochage retardé et de l'effet Wagner pour une plaque plate démarrée impulsivement ($\mathrm{AR} = 4$). Ils ont montré que la plaque de pré-décrochage montre une augmentation progressive de la force de portance similaire à la

prédiction de Wagner [26] et que la portance de la plaque de post-décrochage augmente plus rapidement pour atteindre à des niveaux supérieurs à l'état d'équilibre, ce qui est un exemple clair de décrochage retardé. Les courbes de force présentées par Beckwith et Babinsky [28] sont similaires à celles observées par Dickinson et Gotz [27] à $\mathrm{Re} < 1{,}0 \times 10^3$, ce qui implique que l'effet de Wagner sur la génération de la force de portance est moins sensible à la variation du nombre de Reynolds. La plupart des recherches sur le phénomène de décrochage dynamique ont été effectuées sur des profils aérodynamiques de tangage. Ce mouvement $2\mathrm{D}$ a été utile pour mettre en évidence les caractéristiques du décrochage dynamique sur les pales d'hélicoptères, la nage des poissons et le vol battu. Les effets visqueux jouent un rôle important dans ces cas. Cela a conduit à une étude plus approfondie du processus de décrochage dynamique, y compris l'évaluation du type de mouvement [29] impliqué (voir Figure 1.16).

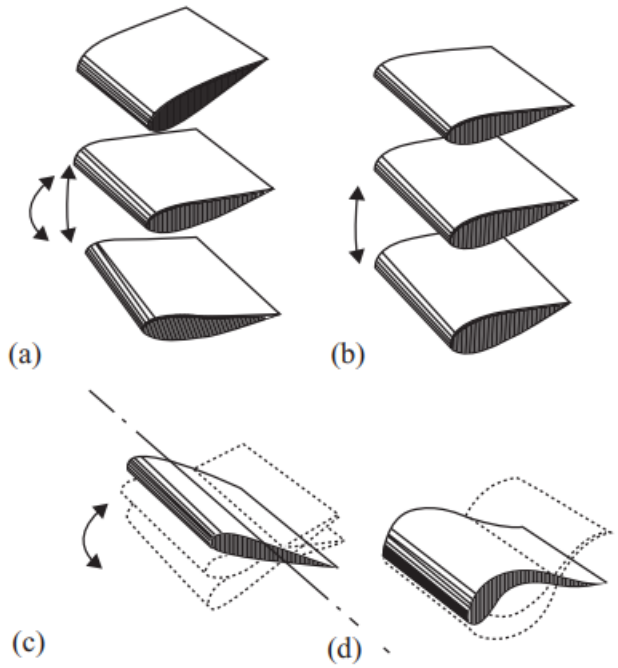


Figure 1.16 : Quatre mouvements instationnaires typiques du mouvement de plongée et de tangage. (a) oscillations transrationnelles-rotationnelles combinées, (b) oscillations purement transrationnelles, (c) oscillations purement rotationnelles, et (d) déformations de type ondes progressives. D'après Rozhdestvensky et Ryzhov [29].

L'avantage potentiel des tourbillons piégés ou attachés aux ailes dans l'amélioration de la portance des ailes battantes est reconnu depuis longtemps [27]. En particulier, le mécanisme de

portance élevée généré par le LEV chez un insecte volant, qui a fait l'objet d'une attention considérable, a été découvert pour la première fois par Ellington et al [18] qui ont démontré la présence d'un tourbillon près du bord d'attaque du modèle d'aile de l'épervier. Ils ont observé un LEV petit mais fort qui persiste à chaque demi-course (course descendante). À partir de ces observations, ils ont proposé que le LEV soit responsable de la génération de la force de portance. De plus, le LEV a une vitesse d'écoulement axiale élevée dans le cœur de l'aile et est stable, se séparant quelque peu de l'aile à environ 75 % de la longueur de l'aile dans le sens de l'envergure et se connectant ensuite à l'aile, puis se connecte à un grand tourbillon d'extrémité enchevêtré. Ils ont en outre suggéré que la stabilité du LEV dans les ailes battantes est maintenue par un écoulement axial dans le sens de l'envergure le long du noyau tourbillonnaire (voir [18]) qui crée un " décrochage retardé ", augmentant ainsi la portance pendant la phase de translation du mouvement de battement. Comme nous l'avons vu précédemment,

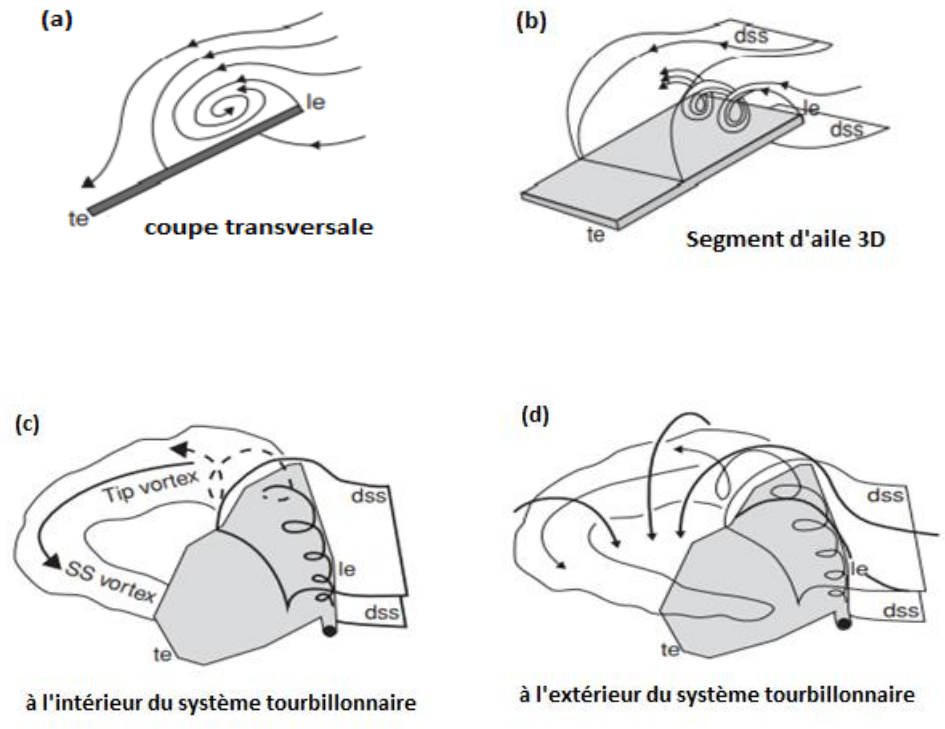


Figure 1.17 : Structure spatiale de l'écoulement des LEV, où le désigne le bord d'attaque, le te désigne le bord de fuite, dss désigne la surface de division de l'écoulement, et le vortex SS désigne le vortex combiné de départ et d'arrêt. D'après van den Berg et Ellington [30].

Ellington et ses collaborateurs [18] [30] ont conçu un modèle robotique à l'échelle $10:1$ pour étudier l'aérodynamique du papillon Manduca sexta (voir Figure 1.17).

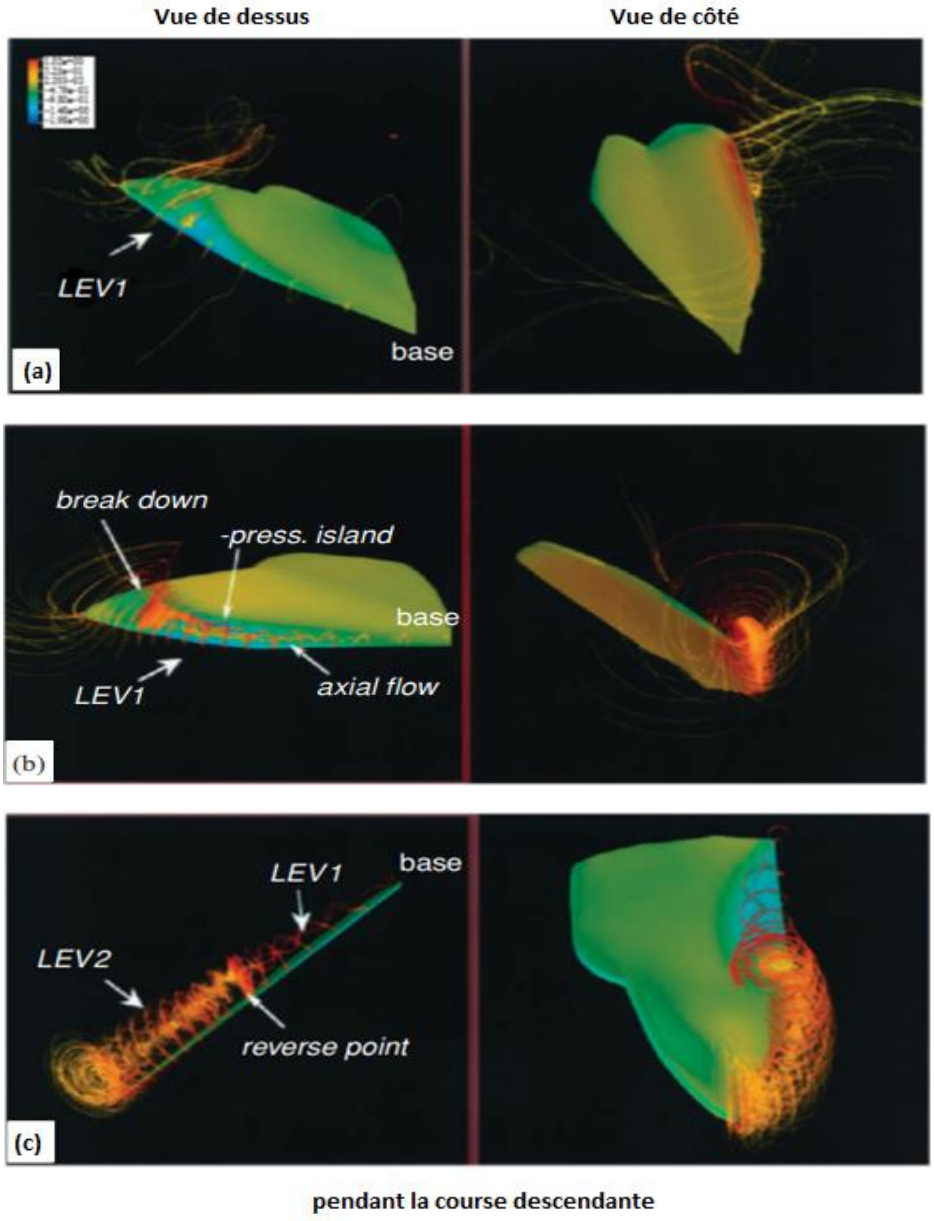


Figure 1.18 : Pression à la surface de l'aile et lignes de courant révélant les structures tourbillonnaires issues d'une simulation numérique $3D$ d'un papillon de nuit en vol stationnaire [32]. (a) Angle de position $\varphi = 30°$; (b) $\varphi = 0°$; (c) $\varphi = -36°$. Le nombre de Reynolds est d'environ $4{,}0 \times 10^3$ et la fréquence réduite est de $0{,}37$.

Afin de maintenir la similitude du nombre de Reynolds et de la fréquence réduite en vol stationnaire, ils préservent fc^2 entre l'insecte réel et le modèle mécanique. En utilisant le même modèle d'aile et la même cinématique que ceux considérés par Ellington et al [18], Liu et Kawachi [31] et Liu et al. [32] ont réalisé des simulations Navier-Stokes instationnaires de l'écoulement autour d'une aile du sphynx Manduca sexta, afin d'étudier l'aérodynamique instationnaire du vol stationnaire. Ils ont démontré les principales caractéristiques du LEV ainsi que l'écoulement axial en spirale pendant les mouvements de translation. Leurs résultats sont cohérents avec ceux observés par Ellington et al [18].

La Figure 1.18 montre que le LEV créé pendant le mouvement de translation précédent et les flux tourbillonnaires établis pendant les mouvements de rotation de pronation et de supination forment ensemble une structure d'écoulement complexe autour de l'aile. L'historique de la portance calculée montre que la portance est produite principalement pendant la course descendante et dans la seconde moitié de la course ascendante. Birch et Dickinson [33] ont étudié les caractéristiques LEV du modèle d'aile battante d'une mouche à fruits au nombre de Reynolds de $1{,}6 \times 10^2$. Ils ont constaté que, contrairement au LEV du modèle d'aile de l'épervier, qui se détache de la surface de l'aile à environ $75\ \%$ de la longueur de l'aile avec la présence d'un fort écoulement axial dans le noyau, le LEV de la mouche des fruits présente une structure tourbillonnaire stable sans décollement pendant la plupart des phases de translation. De plus, un faible écoulement axial est observé dans le noyau tourbillonnaire, ne représentant que 2 à $5\ \%$ de la vitesse moyenne à l'extrémité [33].

1.3.2 Accrochage rapide

Le mécanisme d'augmentation de la portance basé sur le LEV semble être une caractéristique principale pendant le mouvement de translation de la course. En outre, les ailes battantes subissent une rotation rapide des ailes aux extrémités de la course descendante et ascendante, ce qui peut améliorer la force de portance des insectes volants [8].

Kramer [34] a été le premier à démontrer qu'une aile peut subir des coefficients de portance supérieurs à la valeur de décrochage stable lorsqu'elle tourne d'un angle d'attaque faible à un

angle d'attaque élevé, ce que l'on appelle maintenant l'effet Kramer. Les caractéristiques aérodynamiques instationnaires associées à l'angle d'attaque dépendant du temps, y compris l'hystérésis, sont illustrées à la Figure 1.19. *Dickinson et al*. [19] ont utilisé leur Robofly avec un modèle de rotation varié, illustré à la Figure 1.20, pour étudier l'interaction entre la cinématique et la génération de portance. Ils ont identifié deux pics de force aérodynamique à la fin et au début de chaque course (pronation et supination). Ces pics ont été confirmés par les simulations numériques de Sun et Tang [35] et de Ramamurti et Sandberg [36]. En outre, Sun et Tang [35] ont étudié plus en détail trois mécanismes responsables de l'augmentation de la portance par l'aérodynamique instationnaire : (i) l'accélération rapide de l'aile au début d'une course, (ii) le décrochage retardé, et (iii) rotation à accrochage rapide de l'aile vers la fin de la course.

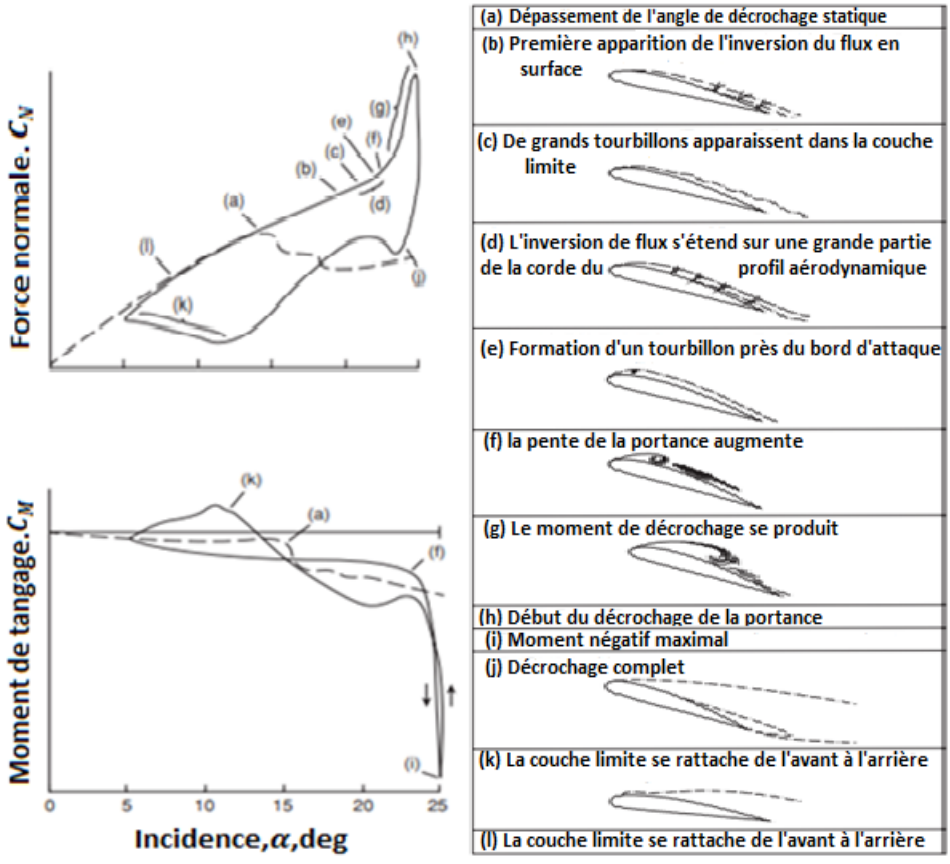


Figure 1.19 : Séquence d'événements caractérisant le décrochage dynamique d'un profilé NACA 0012. D'après McCroskey et Fisher [37].

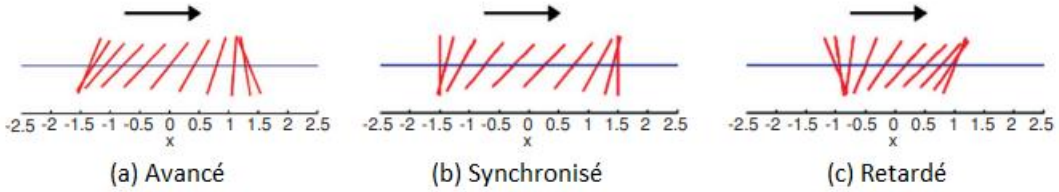


Figure 1.20 : Les trois schémas de rotation de l'aile : (a) rotation avancée, (b) rotation synchronisée, et (c) rotation retardée. Comme le montrent *Dickinson et al*. [19].

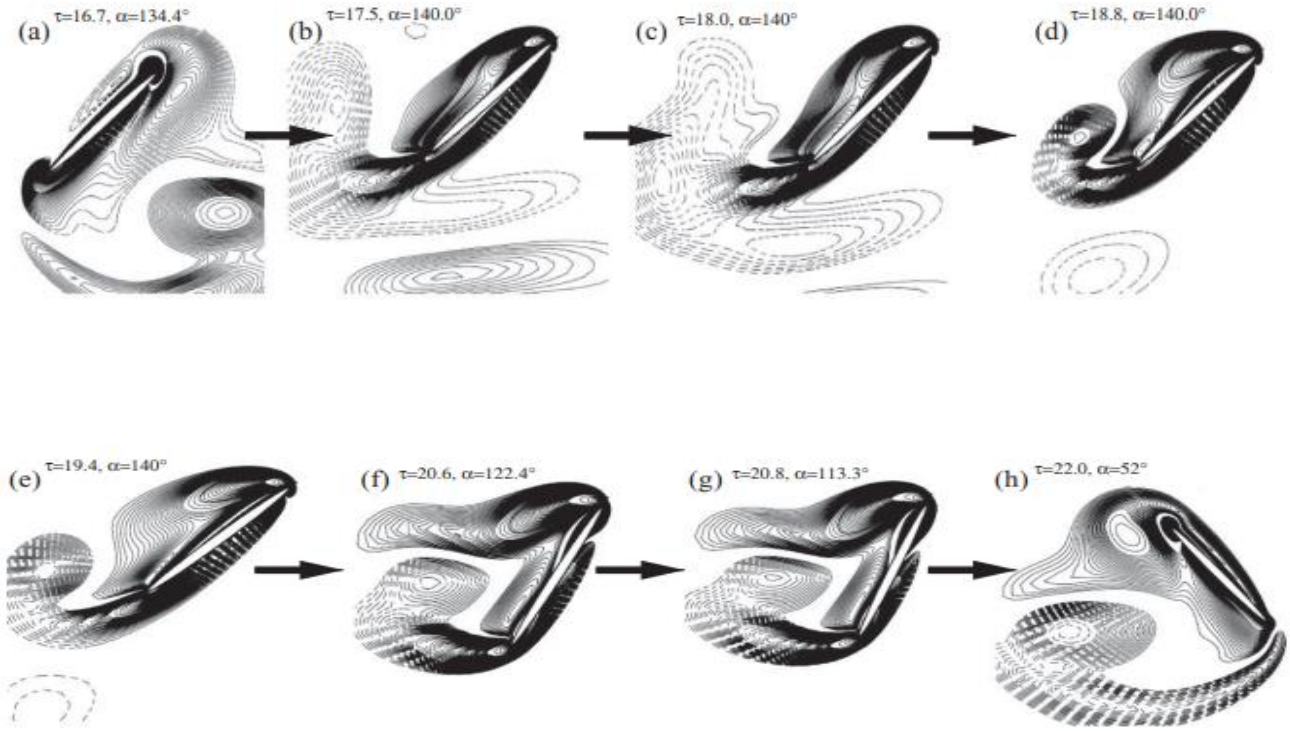


Figure 1.21 : Tracé du tourbillon à 75 % de l'envergure de l'aile. Au début de la course ascendante, l'aile accélère avec de faibles variations de l'angle d'attaque (de α = 46◦ en (a) à α = 40◦ en (c)). De (c) à (e), l'aile se translate avec une vitesse constante à α ∼ 40◦. Le tourbillon dynamique de décrochage ne se détache pas et une grande portance peut être maintenue. De (e) à (f), l'aile se cabre rapidement tout en translatant à vitesse constante, ce qui entraîne une forte augmentation de la portance et de la traînée ; (h) l'aile décélère et la portance diminue rapidement. Le nombre de Reynolds est de 136. D'après Sun et Tang [35].

Le premier pic de force peut être expliqué en se basant sur la circulation rotative. L'augmentation de la force qui en résulte est influencée par le moment de la rotation de l'aile pendant la translation. Ils ont constaté qu'une rotation avancée produit un coefficient de portance moyen $C_L = 1{,}74$, qui est presque $1{,}7$ fois supérieur à celui d'une rotation retardée $(C_L = 1{,}01)$, tandis qu'une rotation symétrique peut atteindre une valeur de $C_L = 1{,}67$. Sur la base de leur analyse informatique, *Sun et Tang* [35] ont suggéré que le premier pic est dû à l'augmentation du tourbillon rapide qui se produit lorsque l'aile subit une rotation rapide vers le haut. La rotation vers le haut et l'augmentation de tourbillon associée sont représentées sur la Figure 1.21 f et g.

Le deuxième pic, appelé capture du sillage est lié à l'interaction entre l'aile et le sillage. Ensemble, ces deux pics contribuent à l'augmentation de la portance. Étant donné que le cabrage et la capture du sillage sont fortement influencés par la cinématique du battement d'ailes, une discussion plus approfondie est fournie ultérieurement pour aider à élucider les variations paramétriques de ces facteurs.

1.3.3 Capture du sillage

Comme l'ont indiqué Dickinson et al. [19], l'interaction aile-sillage peut contribuer de manière significative à la production de portance chez les insectes en vol stationnaire. Ils ont constaté que le deuxième pic est généré au début de chaque course du vol stationnaire lorsque les ailes inversent la direction du mouvement tout en tournant dans le sens de l'envergure. Ce mécanisme physique, appelé capture du sillage, produit une portance aérodynamique en transférant le moment du fluide à l'aile au début de chaque demi-course. Une aile rencontre le sillage créé lors de la course précédente après avoir inversé sa direction, ce qui augmente la vitesse d'écoulement effective autour de l'aile, ce qui génère le deuxième pic de force. Le mécanisme de capture du sillage est illustré à la Figure 1.22. Dickinson et al. [19] ont montré que le deuxième pic de force persiste même en arrêtant l'aile après sa rotation, ce qui indique que le sillage produit par le mouvement de l'aile au cours de la demi-course précédente sert de source d'énergie pour la production de la portance.

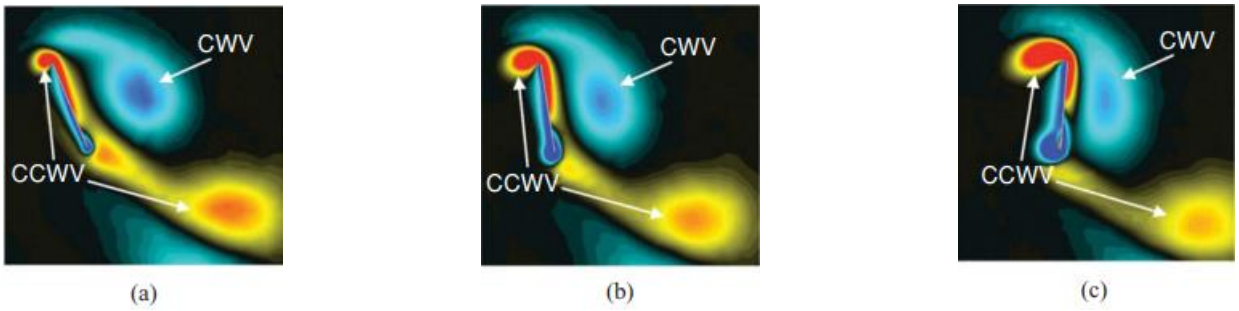


Figure 1.22 : Illustrations du mécanisme de capture du sillage [19] [38]. (a) Supination, (b) début de la course ascendante, et (c) au début de la course ascendante. À la fin de la course, (a), le sillage qui s'est détaché lors de la course précédente, indiqué par CWV, est en route vers la plaque plate. Lorsque la plaque plate se déplace dans le sillage (b-c), la vitesse d'écoulement effective augmente et une force aérodynamique supplémentaire est générée. La couleur du contour indique la composante de la vorticité dans le sens de l'envergure. CWV et CCWV indiquent un tourbillon dans le sens des aiguilles d'une montre et dans le sens inverse.

1.3.4 Tourbillons d'extrémité $(\mathbf{TiVs})$

Les tourbillons d'extrémité (TiVs) associés aux ailes fixes finies diminuent la portance et induisent une traînée [39]. Cependant, dans les écoulements instationnaires, les TiVs peuvent influencer la force totale exercée sur l'aile de trois façons : (i) en créant une zone de basse pression près de l'extrémité de l'aile [38], (ii) par une interaction entre le LEV et le TiV [38], et (iii) la construction d'une structure de sillage par un mouvement descendant et radial du tourbillon de racine et du TiV [40]. Taira et Colonius [41] ont utilisé la méthode des limites immergées pour mettre en évidence la dynamique d'écoulement séparé en $3\mathrm{D}$ et la dynamique des tourbillons pour un certain nombre de plaques plates à faible rapport d'aspect à différents angles d'attaque. À Reynolds de $3{,}0 \times 10^2$ à $5{,}0 \times 10^2$, ils ont montré que les TiVs pouvaient stabiliser l'écoulement et qu'ils présentaient une interaction non linéaire avec les tourbillons détachés. L'influence plus forte du courant descendant des TiVs a entraîné une réduction de la portance pour les plaques à faible rapport d'aspect.

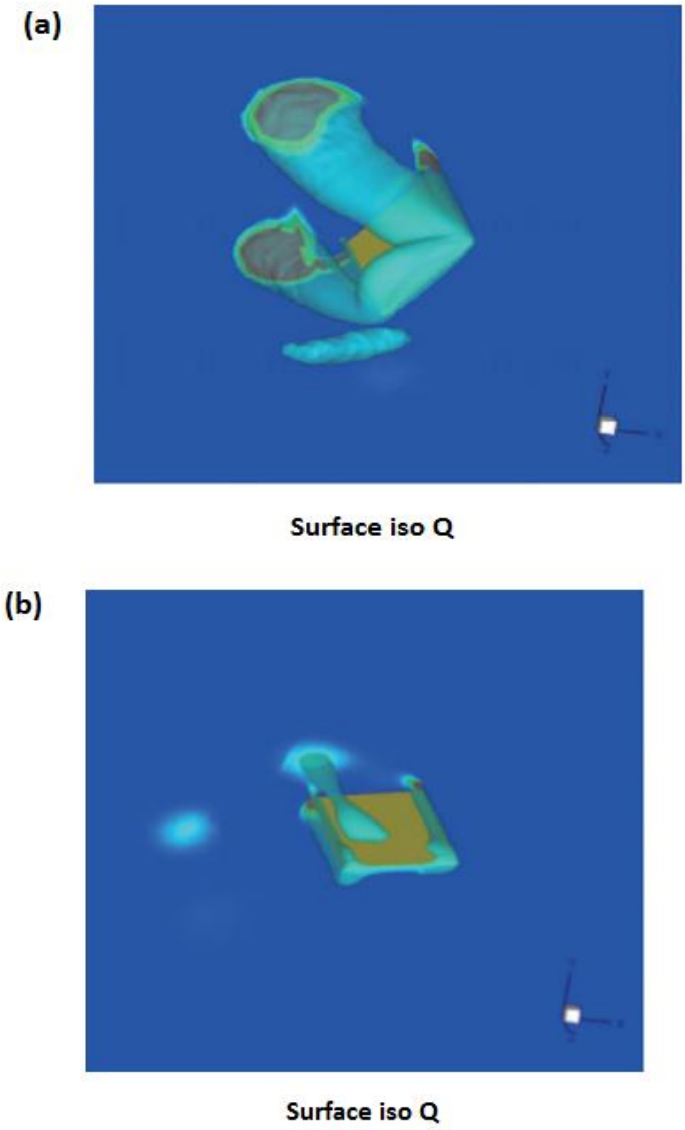


Figure 1.23 : Effet des TiVs sur la génération de portance associée à une plaque plane tangente/plongeante ($AR = 4$) au milieu de la course ; d'après Shyy et al. [38]. (a) Cas de rotation retardée ($2h_a/c_m = 2{,}0$, $\alpha_\alpha = 45°$, et $\phi = 60°$) ; (b) cas de rotation synchronisée ($2h_a/c_m = 3{,}0$, $a_a = 80°$, et $\phi = 90°$).

Pour le mouvement de battement en vol stationnaire, les TiVs peuvent soit favoriser soit avoir peu d'impact sur l'aérodynamique d'une aile battante à faible rapport d'aspect. Shyy et al. [38] ont démontré que pour une plaque plane avec $AR = 4$ à $Re = 64$ avec deux mouvements d'aile différents (comme la rotation retardée et rotation synchronisée ; voir la Figure 1.23), le TiV

a ancré la décharge tourbillonnaire à partir du bord d'attaque, augmentant ainsi la portance par rapport à un calcul 2D avec la même cinématique. Ils ont conclu que les TiVs pouvaient soit favoriser, soit avoir peu d'impact sur l'aérodynamique d'une aile battante à faible rapport d'aspect en faisant varier les mouvements cinématiques [38].

1.3.5 Mécanisme Clap-and-Fling

L'une des manœuvres cinématiques les plus complexes chez les animaux volants est l'interaction entre les ailes gauche et droite lors de l'inversion de la course dorsale, appelée mécanisme du clap-et-fling (Voir Figure 1.24). Cette procédure unique améliore la génération de la portance et est particulièrement observée dans le vol des petits insectes [13]. Elle a également été observée dans d'autres études [16] [42].

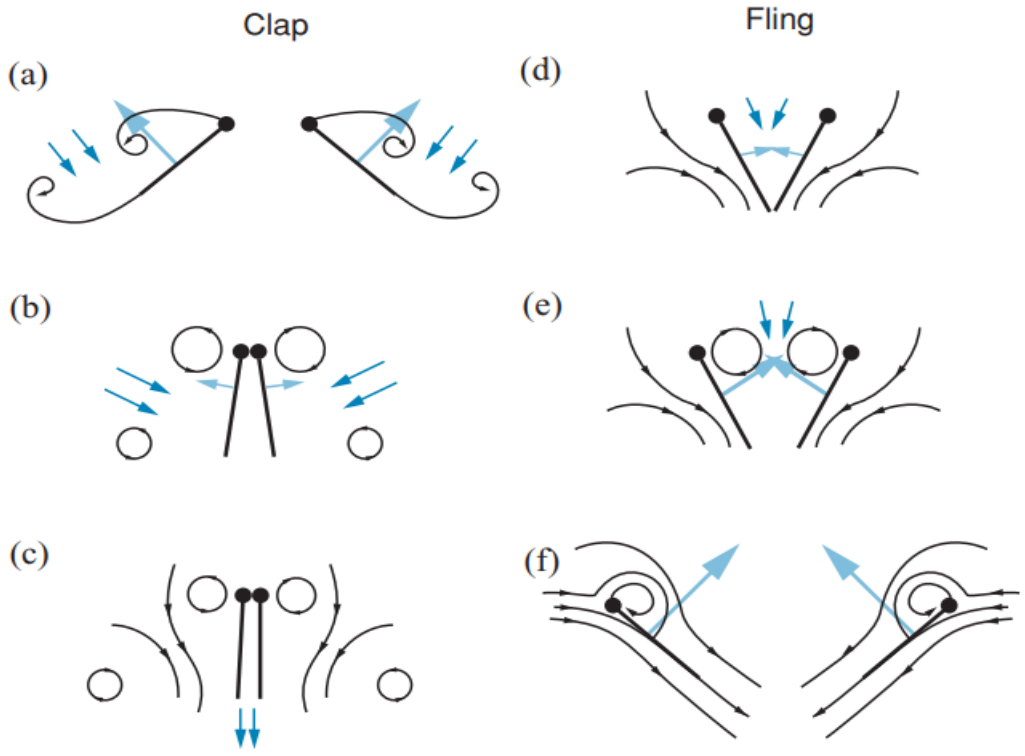


Figure 1.24 : Schéma en coupe d'ailes s'approchant l'une de l'autre pour se frapper (a-c) et s'écarter (d-f), d'après Sane [44] et décrit initialement dans Weis-Fogh [13]. Les lignes noires montrent les lignes d'écoulement et les flèches bleu foncé la vitesse induite. Les flèches bleu clair montrent les forces nettes agissant sur l'aile.

Une cinématique modifiée, appelée "clap-and-peel" a été trouvé chez la drosophile volant en captivité et chez des insectes plus grands comme les papillons, le grillon des buissons, la mante et le criquet [8]. Il semble que le mécanisme de clap-and-fling ne soit pas utilisé de manière continue pendant le vol et qu'il soit plus souvent observé chez les insectes lors de performances de vol maximales pendant le transport de charges [43] ou lorsqu'ils effectuent des virages en vol exigeant de l'énergie.

Les expériences de Marden [43] sur différentes diverses espèces d'insectes ont révélé que les insectes dont le battement d'ailes est de type clap-and-fling produisent environ $25\ \%$ de plus de portance par unité de muscle de vol (valeur moyenne de $79{,}2\ \mathrm{N\,Kg^{-1}}$) que les insectes utilisant la cinématique conventionnelle des ailes (comme les mouches, les punaises, la mante, les libellules, les abeilles guêpes, coléoptères et les sphinx; $59{,}4\ \mathrm{NKg^{-1}}$ valeur moyenne). Lehmann et al. [45] ont utilisé un modèle mécanique à échelle dynamique de l'aile de la mouche des fruits Drosophila melanogaster pour étudier l'augmentation de la force due aux interactions entre les ailes controlatérales pendant l'inversion de la course (clap-and-fling ; voir Figure 1.25). Leurs résultats suggèrent que l'augmentation de la portance pendant le clap-and-fling nécessite une séparation angulaire entre les deux ailes ne dépassant pas $10° - 12°$. Dans les limites de l'appareil robotique, le clap-and-fling a augmenté la production totale de portance jusqu'à $17\ \%$, mais la performance réelle dépendait fortement de la cinématique de la course. Ils ont mesuré deux pics transitoires d'augmentation de la portance et de la traînée pendant la phase de battement : un pic important pendant la phase initiale du mouvement de battement, qui représente la plus grande partie de l'avantage de la production de portance, et un pic plus petit d'augmentation de la force à la fin de l'envol, lorsque les ailes commencent à s'écarter. Leur étude indique que l'effet du clap-and-fling ne se limite pas à la partie dorsale du cycle de course, mais qu'il s'étend au début de la course ascendante.

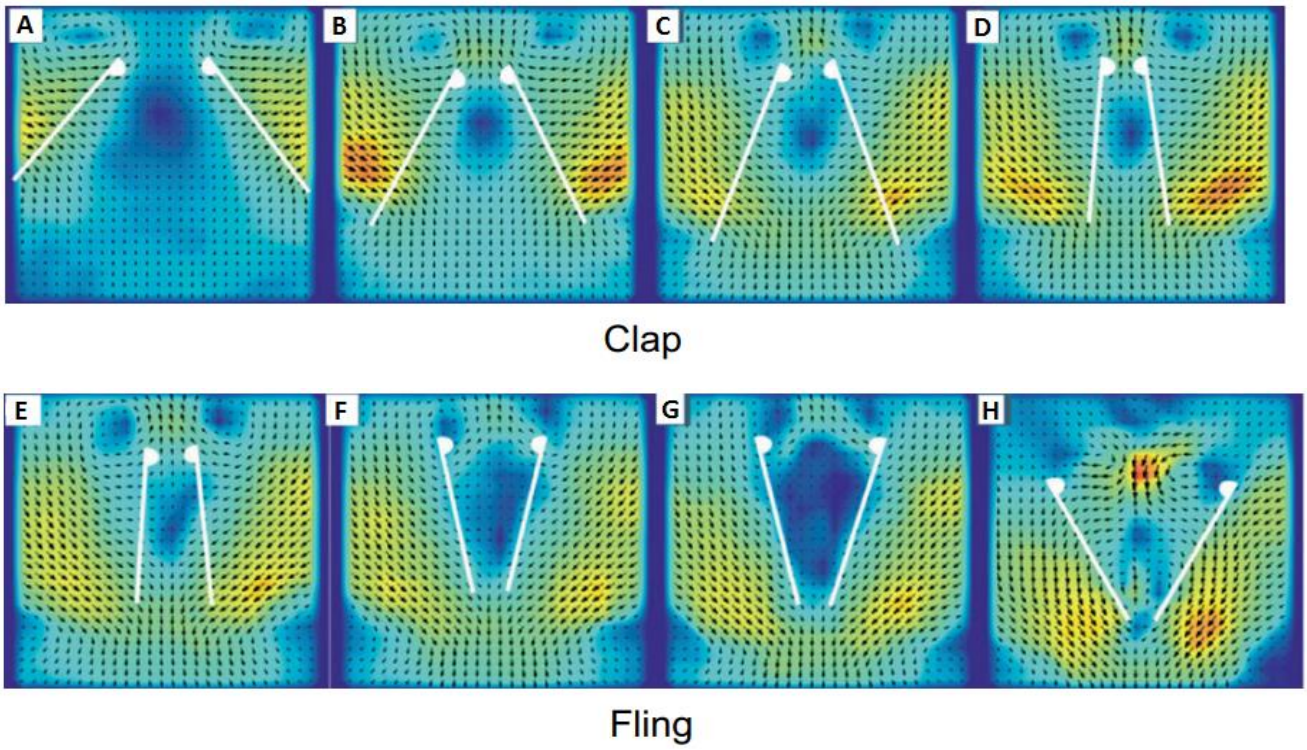


Figure 1.25 : Visualisation expérimentale du mécanisme de clap-et-fling par deux ailes $(\mathrm{A}-\mathrm{H})$ à l'aide de modèles d'ailes robotisées ; d'après Lehmann et al. [45]. La vorticité est représentée selon le code de pseudo-couleurs, et les flèches indiquent la magnitude de la vitesse du fluide, les flèches les plus longues signifiant des vitesses plus importantes.

1.4 Généralité sur les drones

De nos jours, il existe un besoin croissant de drones volants dotés de diverses capacités pour des applications civiles et militaires. Il existe également un intérêt significatif pour le développement de nouveaux drones qui peuvent voler de manière autonome dans différents environnements et des lieux et peuvent accomplir diverses missions. Au cours de la dernière décennie, le large éventail d'applications de ces drones a reçu la plus grande attention, ce qui a conduit à l'invention de différents types de drones de tailles et de poids différents [46]. Dans cette partie de synthèse, nous identifions une nouvelle classification des drones volants qui va des véhicules aériens sans pilote aux poussières intelligentes aux deux extrémités de ce spectre, avec leurs nouvelles applications définies.

1.4.1 Définition des drones

Les véhicules aériens qui ne transportent pas d'opérateur humain, qui volent à distance ou de manière autonome et qui transportent des charges létales ou non létales sont considérés comme des drones [47]. Un véhicule balistique ou semi-balistique, les missiles de croisière, les projectiles d'artillerie, les torpilles, les mines et les satellites ne peuvent pas être considérés comme des drones [48]. Les drones sont des aéronefs capables de voler et d'effectuer une mission sans présence humaine à bord. Cette première caractéristique essentielle justifie leur désignation de Uninhabited (ou Unmanned) Aerial Vehicle (UAV). D'origine anglaise, le mot « drone », qui signifie « bourdon », ou « bourdonnement ». Les progrès en matière de fabrication, navigation, des capacités de contrôle à distance et des systèmes de stockage d'énergie ont rendu possible le développement d'une large gamme de drones qui peuvent être utilisés dans diverses situations où la présence humaine est difficile, impossible ou dangereuse [49]. Les robots volants pour la surveillance militaire, l'exploration planétaire et la recherche et le sauvetage ont reçu la plus grande attention ces dernières années. En fonction des missions de vol des drones, la taille et le type d'équipement installé sont différents. Les avantages considérables des drones ont conduit à une myriade d'études qui se concentrent sur l'optimisation et l'amélioration des performances de ces drones. Selon les caractéristiques mentionnées, les drones bénéficient d'un potentiel pour effectuer une variété d'opérations telles que la reconnaissance, la patrouille, la protection, le transport de charges et l'aérologie [46].

1.4.2 Classification des drones

Au cours des dernières décennies, en raison du développement d'un drone aérien plus petit appelé micro-véhicule aérien, les demandes de missions de renseignement ont augmenté [50]. C'est pourquoi, aujourd'hui, il y a un effort sérieux pour concevoir et fabriquer des drones aériens qui sont très petits pour des missions spéciales. Ces efforts ont abouti au développement de différents types de petits drones avec des formes et des modes de vol variés. Dans la Fig.1.26, présente une classification complète de tous les drones existants.

En général, les drones peuvent être classés en fonction de leurs caractéristiques de performance, notamment le poids, l'envergure, la charge alaire, intervalle, l'altitude maximale,

la vitesse, l'endurance et les coûts de production, sont des paramètres de conception importants qui distinguent les différents types de drones et fournissent des systèmes de classification avantageux. En outre, les drones peuvent être classés en fonction de leur type de moteur [51]. Par exemple, les drones utilisent des moteurs à carburant et les MAVs utilisent des moteurs électriques. La classification des drones proposée dans la Fig.1.26 montre différents modèles de drones en fonction de leur configuration. L'organigramme de la Fig.1.26 prend également en compte les modèles biologiques de micro et de nano-véhicules aériens, qui sont définis comme des oiseaux ou des insectes contrôlables en direct et des oiseaux taxi-dermiques volants.

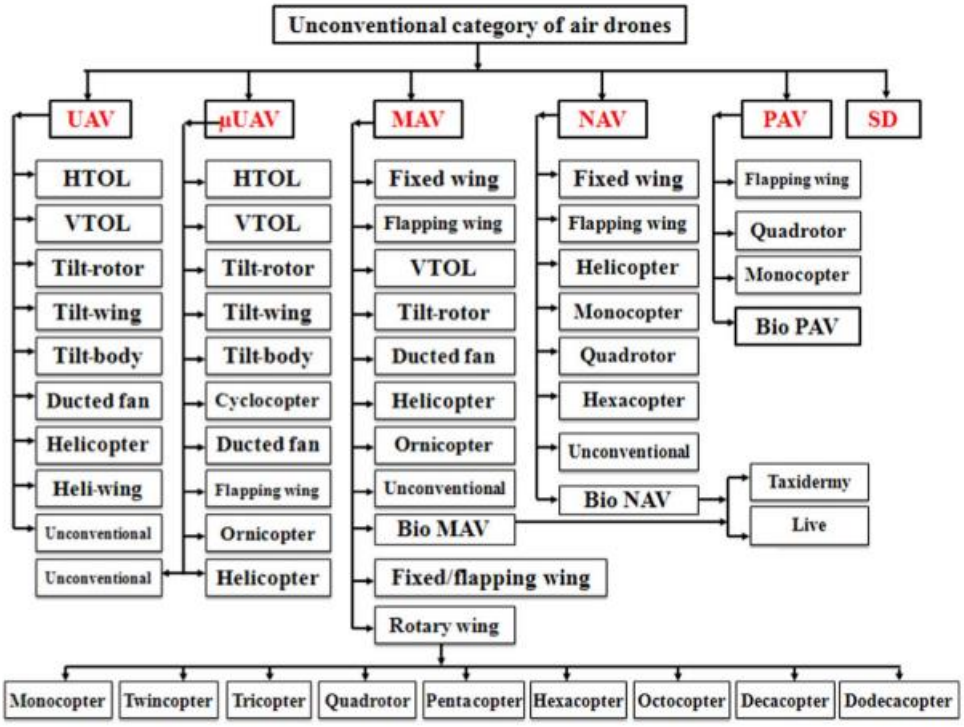


Figure 1.26 : Les différents types de drones aériens [46].

1.4.2.1 Classification des UAVs

Les principaux aspects qui distinguent les UAVs des autres types de petits drones (tels que les MAVs et les NAVs) comprennent l'objectif opérationnel du véhicule, les matériaux utilisés pour sa fabrication, ainsi que la complexité et le coût du système de contrôle [52]. Les UAVs varient largement en taille et en configuration. Par exemple, ils peuvent avoir une envergure

aussi large qu'un Boeing 737 ou plus petite qu'un drone radiocommandé [53]. Des exigences de mission différentes ont donné naissance à divers types des UAVs. Pour cette raison, il est souvent utile de classer les UAVs en fonction de leurs capacités de mission [51]. Comme l'indique la figure 1.26, les UAVs peuvent être considérés comme HTOL (Décollage et atterrissage horizontal), VTOL (décollage et atterrissage vertical), modèle hybride (Aile basculante, rotor basculant, corps basculant et ventilateur canalisé), hélicoptère, héliportage et types non conventionnels. La Figure 1.27 présente différents types de véhicules aériens sans pilote. Dans le Tableau 1.2, les caractéristiques des différents types d'UAV illustrés à la Figure 1.27 sont fournies.

Tableau 1.2 : Les caractéristiques des différents types des $UAVs$ [46]

Nom	*Fabricant*	*Poids*	*Envergure*
[a] RQ-4 Global Hawk	Northrop Grumman	14,628 kg	39.9 m
[b] SkyTote	AeroVironment	110 kg	2.4 m
[c] Bell Eagle Eye	Bell Helicopter	1020 kg	7.37 m
[d] UAV Quad Tilt Wing	của GH Craft Ltd	23 kg	2 m
[e] Specs (Model 100–60)	Freewing Tilt-Body technology (USA)	215 kg	4.9 m
[f] V-bat	MARTINUAV	31 kg	2.74 m
[g] MQ-8 Fire Scout	Northrop Grumman	225 kg to 1430 kg	8.4 m
[h] Boeing X-50 Dragonfly	Boeing and DARPA	645 kg	2.71 m
[i] Air Jelly	Festo	–	–

1.4.2.1.1 Les UAVs HTOL et VTOL.

Après de nombreuses années de développement des drones HTOL (Horizontal Take-Off and Landing), il existe quatre configurations pour ces UAVs, qui sont spécifiées par l'équilibre portance/masse et par la stabilité et le contrôle. Il s'agit de l'empennage arrière, de l'empennage avant, l'empennage arrière sur flèche, et des UAVs sans empennage ou à aile volante [54]. Les configurations mentionnées peuvent avoir les systèmes de propulsion à l'arrière du fuselage (voir

Figure 1.27(a)) ou à l'avant de l'UAV. Les UAVs VTOL à voilure fixe utilisent souvent un système de propulsion vertical à l'avant de leur fuselage, comme illustré à la Figure 1.27 (b), et ont des ailes croisées. Ce type de drones peut décoller et atterrir verticalement et n'a pas besoin de piste pour décoller.



Figure 1.27 : Différents types des UAVs [46] : (a) HTOL , (b) VTOL , (c) UAV à rotor basculant , (d) UAV à aile basculante , (e) UAV à corps basculant , (f) UAV à ventilateur canalisé , (g) hélicoptère , (h) UAVs à voilure hélicoïdale, et (i) UAV non conventionnel.

1.4.2.1.2 UAVs à rotors basculants, à ailes basculantes, à corps basculant et à ventilateur caréné

Pour le mode vol stationnaire, les drones VTOL sont plus efficaces que ceux de HTOL. Ils sont limités en vitesse de croisière à cause du décrochage des pales qui reculent, mais généralement pour des missions à plus longue portée, des UAVs avec une vitesse de croisière plus élevée sont nécessaires [55]. Cependant, la capacité de décollage et d'atterrissage verticaux est précieux. En raison de ces limitations, l'idée d'avoir un type de drone qui combine les capacités des deux types VTOL et HTOL a été introduits [56]. Par conséquent, de nos jours, il existe différents types de drones hybrides, notamment les drones à rotor basculant, à aile basculante, à corps basculant et à ventilateur caréné, comme le montrent les Figures 1.27(c), (d), (e) et 1.27(f), respectivement. Dans les drones à rotor basculant, au début, les rotors sont verticaux en vol vertical, mais pour le vol de croisière, ils s'inclinent vers l'avant de $90°$. Dans les drones à aile basculante, les moteurs sont généralement fixés aux ailes et s'inclinent avec l'aile. Dans ce type de drone, l'angle de l'aile entière est modifié de zéro à $90°$ afin de convertir ses modes de vol de l'horizontal au vertical. Ces deux configurations ont volé avec succès en tant que drones, mais l'UAV à rotor basculant était le plus efficace en vol stationnaire et l'UAV à aile basculante était le plus efficace en vol de croisière.

L'UAV à voilure basculante à aile libre, comme le montre la Figure 1.27(e), est un nouveau type de drone, distinct des ailes fixes et des ailes rotatives. Dans ce type de drones, l'aile est complètement libre de tourner dans l'axe de tangage et le fuselage est un corps portant. La paire d'ailes gauche/droite et le corps de levage central sont libres de tourner autour de l'axe de l'envergure, libres par rapport au vent relatif, et libres l'un par rapport à l'autre [57]. Le corps basculant est également une fixation non conventionnelle d'un type de flèche à un fuselage, de telle sorte qu'il modifie son angle d'incidence par rapport au fuselage en réponse à des facteurs externes. Les avantages de ce type de drones sont le décollage et l'atterrissage courts (STOL), la flânerie à basse vitesse, et une sensibilité réduite à la variation du centre de gravité (CG) [57].

Les UAVs à ventilateur caréné sont des drones dont les " propulseurs " sont enfermés dans un conduit. Le propulseur de ces drones est appelé "ventilateur". Ce ventilateur est composé de deux éléments contrarotatifs pour minimiser la rotation du corps par un couple résultant. Les

UAVs à ventilateur caréné peuvent non seulement décoller et atterrir verticalement, mais peuvent également planer et être contrôlés par deux contre-rotors et quatre surfaces de contrôle (aubes) [55]. Même si la transition vers et depuis le vol de croisière est facile, la séparation de l'écoulement du conduit est une préoccupation [55].

1.4.2.1.3 Hélicoptères et UAVs à voilure hélicoïdale.

De nos jours, les chercheurs conçoivent et fabriquent différents types d'hélicoptères sans pilote pour le décollage vertical, l'atterrissage et le vol stationnaire. Il existe quatre types d'UAV d'hélicoptère, à savoir le rotor simple, le rotor coaxial, le rotor tandem et le quadri rotor [55]. Les UAVs à voilure hélicoïdale sont d'autres types de drones qui utilisent une aile rotative comme pale. Ils peuvent voler comme un hélicoptère verticalement et aussi voler comme un UAV à voilure fixe, comme le montre la Figure 1.27(h) [58].

1.4.2.1.4 Les UAVs non conventionnels.

Les UAVs qui ne peuvent pas être placés dans les catégories définies précédemment sont considérés comme des UAVs non conventionnels. Les robots volants bio-inspirés sont généralement placés dans ce groupe. Par exemple, le FESTO AirJelly [59] qui s'inspire des méduses, comme le montre la Figure 1.27(i), est considéré comme un UAV non conventionnel. Ce drone glisse dans les airs grâce à son unité centrale d'entraînement électrique et à un mécanisme adaptatif intelligent. Ce drone est capable d'effectuer cette tâche parce qu'il est constitué d'un ballon rempli d'hélium. Il existe d'autres UAVs non conventionnels qui volent différemment des UAVs conventionnels, notamment le vol FESTO pingouin [59].

1.4.2.2. Classification des µUAVs.

Un µUAV ou petit UAV (SUAV) est un véhicule aérien sans pilote suffisamment petit pour être transportable par l'homme. Il est généralement lancé à la main et n'a pas besoin d'une piste pour décoller [60]. Les µUAV sont plus grands que les micro-véhicules aériens (MAV), mais peuvent être transportés par un soldat, et plus petits que les UAVs qui ne peuvent pas être transportés et lancés à la main. µUAVs varient considérablement dans leurs configurations. Comme le montre la Figure 1.28, les µUAV peuvent être classés en HTOL, VTOL, modèle hybride

(aile basculante, rotor basculant, corps basculant et ventilateur canalisé), hélicoptère, ornithoptère (aile battante), ornicoptère, cyclocoptère, et les types non conventionnels.

HTOL, VTOL, aile basculante, rotor basculant, corps basculant, ventilateur caréné, hélicoptère, et les µUAV non conventionnels sont similaires aux modèles d'UAV mais ont souvent une taille et un poids plus petits par rapport à eux, comme le montrent les Figures 1.28(a), (b), (c), (d), (e), (f), (g), et (k), respectivement.

Dans le Tableau 1.3, les caractéristiques de certains µUAV illustrés sur la Figure 1.28 sont fournies.

Tableau 1.3 : Les caractéristiques des différents types de µUAVs [46].

Nom	*Fabricant*	*Poids*	*Envergure*
[a] Q-11 Raven	AeroVironment	1.91 kg	1.3 m
[b] HeliSpy II	Micro Autonomous Systems LLC, USA	2 kg	–
[c] ITU Tilt-Rotor	Turkish UAV research	–	–
[d] QUX-02	Japan Aerospace Exploration Agency	3.4 kg	1.38 m
[f] T-Hawk	DARPA	–	–
[g] Sniper 032	Alpha Unmanned Systems	–	1.8 m
[h] SmartBird	FESTO	450 g	1.96 m
[j] Cyclocopter ADEX	Korean Aerospace Research Institute	–	–

1.4.2.2.1 µUAVs ornithoptères

Un ornithoptère, est dérivé des mots grecs d'ornithos qui signifie oiseau et pteron qui signifie une aile, c'est-à-dire qu'il vole en ouvrant et en fermant ses ailes. L'idée d'inventer des ailes d'oiseau pour voler renvoie aux anciennes légendes grecques sur Dédale et Icare. Roger Bacon, dans ses écrits en 1260 CE, a été l'un des premiers à proposer l'idée du vol avancé. Léonard de Vinci, autour de l'année 1490, a commencé à étudier le vol des oiseaux. Il a conclu que les humains sont trop lourds pour voler avec des ailes attachées à leurs bras. Par conséquent, il a

pensé à une machine qui permettrait au pilote de déplacer de grandes ailes au moyen d'axes manuels, de pédales et d'un système de poulies [61]. Le premier ornithoptère a été construit vers 1870 en France par Gustav Trouvé qui a volé pendant environ $70\ \mathrm{m}$ lors d'une exposition en France [61]. Récemment, des chercheurs ont conçu et fabriqué des drones à ailes battantes. Par exemple, FESTO a conçu une aile battante, appelée Smart-Bird, dont l'envergure est égale à $1{,}96\ \mathrm{m}$, peut voler comme un oiseau de mer [62].

1.4.2.2.2 µUAVs Ornicoptère

Un ornicoptère est un hélicoptère sans rotor de queue, mais avec des ailes qui battent comme des ailes d'oiseau, comme le montre la Figure 1.28(i). Le nom d'ornicoptère est une contraction des mots ornithoptère et hélicoptère. En d'autres termes, l'ornicoptère est un hélicoptère qui bat des ailes comme un oiseau pour s'élever dans les airs [63]. Des ingénieurs aéronautiques de l'Université de technologie de Delft [63] ont pensé qu'en faisant battre les pales du rotor principal d'un hélicoptère comme les ailes d'un oiseau, ils pouvaient se passer du rotor de queue et éviter les inconvénients du système NOTAR (NO TAil Rotor) et augmenter la liberté de mouvement en battant des ailes comme un oiseau.

1.4.2.2.3 µUAVs Cyclocoptère

Le cyclocoptère ou le cyclogyro sont des $\mu\mathrm{UAVs}$ qui utilisent des rotors cycloïdaux qui sont constitués de profils aérodynamiques tournant autour d'un axe horizontal pour générer des forces de portance et de poussée, comme le montre la Figure 1.28 (j). Ils peuvent décoller, atterrir, verticalement, et planer comme un hélicoptère. L'aile du cyclocoptère ressemble à une roue à aubes, avec des profils aérodynamiques remplaçant les aubes [46]. Bin et al [64] de l'Université nationale de Singapour ont construit pour la première fois un $\mu\mathrm{UAV}$ cyclogyro qui pouvait faire du vol stationnaire et tourner au bout d'une longe [64].



Figure 1.28 : Différents types de µUAV [46] : (a) HTOL , (b) VTOL , (c) à rotor basculant , (d) µUAV à aile basculante , (e) µUAV à corps basculant, (f) µUAV à ventilateur canalisé , (g) hélicoptère , (h) ornithoptère , (i) ornicoptère , (j) cyclocoptère , et (k) µUAV non conventionnel.

1.4.2.3 Classification des MAVs

Les avions MAVs sont des micro-avions généralement d'une longueur inférieure à 100 cm et un poids inférieur à 2 kg [65]. Ces drones sont regroupés en neuf catégories : Il s'agit des types suivants : aile fixe, aile battante, VTOL, aile rotative, rotor basculant, ventilateur caréné, hélicoptère, ornicoptère et types non conventionnels. Ces drones peuvent transporter des capteurs visuels, acoustiques, chimiques et biologiques, comme le montre la Figure 1.29. Différents types de micro-véhicules aériens attirent diverses disciplines, notamment l'aérospatiale, la mécanique, l'ingénierie électrique et informatique. L'Agence des Projets de Recherche Avancée de Défense (DARPA) limite ces drones aériens à une taille inférieure à 150 mm de longueur, en largeur ou en hauteur et à un poids entre 50 et 100 g [66], mais après l'avènement des NAVs et PAVs, la définition des MAVs a été modifiée. Par conséquent, dans cette revue, les dimensions de ces drones sont considérées comme étant comprises entre 15 cm et 100 cm et le poids entre 50 g et 2 kg. La plus petite dimension des MAVs, par rapport aux UAVs, leur permet d'avoir une gamme de performance plus large . Par conséquent, la conception et la fabrication de ces drones aériens doivent être réalisées avec précision. Le design conceptuel des micro-véhicules aériens diffère généralement de celle des UAVs conventionnels en raison des missions de vol non traditionnelles et de la réduction du temps nécessaire à la conception, à la production et à l'évaluation de ces drones [67].

Tableau 1.4 : Les caractéristiques des différents types de MAVs [46].

Nom	Fabricant	Poids	Envergure
[a] Inverse Zimmerman	Isfahan University of Technology	430 g	43.2 cm
[b] Thunder I	Isfahan University of Technology	350 g	70 cm
[c] NPS flapping-wing	Naval Postgraduate School	14 g	23 cm
[d] Apollo	IdeaFly	1200 g	35 cm
[e] VTOL UAS	Cranfield Aerospace Solutions	–	–
[f] GFS 7	JL Naudin	526 g	60 cm

Pour ce qui est des VTOL, rotor basculant, ventilateur caréné, des hélicoptères, des ornicoptères et des MAVs non conventionnels, ils sont similaires aux modèles de µUAV mais ont

une taille et un poids plus petits par rapport à ces derniers, comme le montrent les Figures 1.29(e), (f), (g), (h), (i), et (j), respectivement. Les caractéristiques de quelques-uns des MAVs présentés sur la Figure 1.29 sont indiquées dans le Tableau 1.4.

1.4.2.3.1 Les MAVs à voilure fixe.

Les MAVs à aile fixe, comme le montre la Figure 1.29(a), sont souvent constitués d'une aile rigide, d'un fuselage et d'une queue qui utilisent un moteur et une hélice comme système de propulsion et peuvent couvrir un large éventail d'environnements opérationnels possibles, notamment les environnements de jungle, désertique, urbain, maritime, montagneux et arctique [68]. En raison de leurs petites dimensions par rapport aux UAVs et de la faible puissance requise, les MAVs à aile fixe sont assez discrets, ont une faible section transversale radar et sont très difficiles à détecter [50,68]. Les MAVs à aile fixe qui volent dans des environnements, tels que des zones urbaines ou forestières, nécessitent des ailes courtes avec de faibles rapports d'aspect, car les drones avec des ailes plus longues sont assez délicats et susceptibles de heurter des obstacles.

En raison des applications des MAVs, telles que la collecte de données ou les patrouilles, il est très important d'avoir une endurance et une portée élevées. Il convient de mentionner que ces deux caractéristiques sont proportionnelles au rapport portance / traînée. Habituellement, Les MAVs à voilure fixe ayant des valeurs de portance/ traînée plus élevées ont de meilleures performances que ceux dont les valeurs sont plus faibles. Le groupe de Mueller [69] a démontré l'importance de la cambrure et de la forme des ailes en effectuant des études en soufflerie. Ils ont indiqué que les plaques cambrées offrent de meilleures performances aérodynamiques. Les MAVs à voilure fixe ont une portée et une endurance plus longues et peuvent voler à une altitude plus élevée que les MAVs à voilure battante et tournante qui effectuent généralement des missions en intérieur avec une vitesse de vol plus lente. Il existe différents types de formes en plan qui sont : des ailes rectangulaires et effilées avec des bords d'attaque en flèche, Zimmerman, Zimmerman inverse et elliptique [46].

1.4.2.3.2 Les MAVs à aile battante.

Les ailes battantes sont généralement conçues en trois classes, à savoir MAV, NAV, et PAV. La conception des MAVs à ailes battantes (FWMAVs) est inspirée des oiseaux. Les ailes battantes PAVs sont inspirées des insectes et les ailes battantes $NAVs$ sont inspirées des organismes situant entre les oiseaux de très petite taille et d'énormes insectes, comme les colibris et les libellules [70]. Les $MAVs$ à ailes battantes se composent des ailes flexibles et battantes qui utilisent un mécanisme d'actionnement pour leur mouvement de battement. La plupart des ailes battantes sont flexibles et légères, comme on l'observe chez les oiseaux et les insectes, ce qui indique que la flexibilité et le poids des ailes sont importants pour leur compétence aérodynamique et leur stabilité de vol [71]. Les recherches sur les ailes battantes naturelles et artificielles ont montré que ces types de véhicules aériens sont plus complexes que les ailes fixes et rotatives, principalement en raison de leur aérodynamique complexe [72].Par conséquent, les oiseaux, les chauves-souris et les insectes ont été étudiés par des biologistes et des chercheurs sur les drones pendant des années, et les études actives dans la communauté de l'ingénierie aérospatiale, motivées par l'intérêt pour le battement d'ailes, ont rapidement augmenté.

L'inspiration biologique indique que le vol avec des ailes battantes présente des avantages uniques en matière de manœuvrabilité. Il existe des défis fondamentaux pour que les ailes fixes et rotatives volent de manière fiable lorsque leur taille sont réduites. Lorsque la surface de l'aile est réduite, une transition d'écoulement vers un faible nombre de Reynolds se produit, ce qui réduit l'efficacité aérodynamique de l'aile [66]. Le Tableau 1.5 présente la plage du nombre de Reynolds pour différentes catégories de micro drones et les configurations d'ailes proposées, telles que l'aile fixe, l'aile battante et l'aile rotative pour chaque plage [73].

Le nombre de Reynolds est l'un des principaux paramètres qui détermine la portance et la traînée des véhicules aériens. Pour les très petits drones, il s'agira probablement d'un écoulement laminaire, mais pour les drones plus grands qui ont des nombres de Reynolds plus élevés, des écoulements mixtes laminaires et turbulents se produisent avec une transition éventuelle. De plus, on peut voir que pour des nombres de Reynolds compris entre 10^4 et 10^6 les drones présentent un phénomène d'écoulement appelé bulle de séparation laminaire (LSB) [73].



Figure 1.29 : Différents types de MAVs [46] : (a) aile fixe , (b) aile battante , (c) aile fixe/ battante , (d) aile rotative , (e) VTOL, (f) ventilateur caréné , (g) rotor basculant, (h) hélicoptère , (i) non conventionnel, (j) ornicoptère.

Tableau 1.5 : La gamme du nombre de Reynolds pour différents types de micro-drones [73].

Type	PAV	NAV	MAV	μUAV	UAV
Reynolds Number	$10^3 - 10^4$	$10^4 - 5\times10^4$	$5\times10^4 - 2\times10^5$	$2\times10^5 - 5\times10^5$	$5\times10^5 - 2\times10^6$
Configuration	Flapping	Fixed, rotary, flapping	Fixed, rotary, flapping	Fixed	Fixed

Les MAVs à ailes battantes peuvent être conçus et fabriqués en trois configurations, à savoir, monoplan, biplan et tandem [74]. Les ailes battantes monoplan appliquent une seule paire d'ailes pour générer la même portance que les oiseaux, comme le montre la Figure 1.30 (b). Les tandems ont deux ensembles d'ailes, avec une aile derrière l'autre, battant indépendamment de la même manière que les libellules comme présenté sur la Figure 1.30 (b). La configuration biplan, illustrée à la Figure 1.30 (c), possède deux paires d'ailes superposées, avec une aile superposée à l'autre, et n'existe pas dans la nature [74]. Dans le Tableau 1.6, le fabricant, le poids et l'envergure des drones à ailes battantes illustrés sur la Figure 1.30 sont indiqués.

Tableau 1.6 : Les caractéristiques des drones à ailes battantes avec différentes configurations [74].

Nom	Fabricant	Poids	Envergure
[a] Slow Hawk 2	Kinkade R/C	397 g	106.7 cm
[b] BionicOpter	FESTO	175 g	63 cm
[c] Butterflys spy drone	Israel Aircraft Industries (IAI)	12 g	20 cm

1.4.2.3.3 Les $MAVs$ à aile fixe/battante.

Les $MAVs$ à ailes fixe/battante sont des modèles hybrides qui utilisent des ailes fixes pour la portance et des ailes battantes pour la propulsion, comme le montre la Figure 1.29(c). Dans ce type de micro-véhicules aériens, le drone se compose généralement d'une aile fixe à faible rapport d'aspect avec une paire d'ailes battantes à rapport d'aspect plus élevé qui battent en contre-phase [75].



Figure 1.30 : Différentes configurations de $FWMAVs$, (a) monoplan, (b) tandem, et (c) biplan [74].

La partie battante de l'aile augmente l'efficacité, fournit une plate-forme équilibrée sur le plan mécanique et aérodynamique, et empêche le décrochage de l'aile fixe en entraînant l'écoulement [75]. Ce type de drone peut également être observé en libellule avec des ailes en tandem, où ils appliquent deux paires d'ailes pour augmenter les forces de portance et de poussée.

1.4.2.3.4 $MAVs$ à voilure tournante.

L'un des principaux mérites des $MAVs$ par rapport aux autres drones, tels que les $UAVs$, est leur petite taille, qui leur permet de voler dans des espaces confinés. Ceci est particulièrement vrai pour les $MAVs$ à aile tournante qui peuvent faire du vol stationnaire et ont une grande maniabilité. Comme le montre la Figure 1.29(d), ayant des pales rotatives ou des systèmes à hélice, ils sont appelés drones à voilure tournante. Contrairement aux modèles à voilure fixe, ces drones peuvent voler dans toutes les directions, horizontalement, verticalement, et peuvent également planer dans une position fixe [55]. Ces caractéristiques en font des drones parfaits pour surveiller les zones difficiles d'accès, telles que les pipelines, les ponts, etc. Les drones à voilure tournante, similaires aux hélicoptères, génèrent de la portance grâce à la rotation constante des pales du rotor [55]. Dans ce type de $MAVs$, plusieurs pales peuvent être utilisées. Ainsi, de nos jours, les chercheurs conçoivent et fabriquent différents types de drones allant de un à douze moteurs. Ceux qui se composent d'un moteur et d'une pale sont connus sous le nom de mono-coptères qui ont été inspirés par les graines tourbillonnantes qui tombent de certains arbres [76], comme le montre la Figure 1.31(a).



Figure 1.31 : Différents types de MAVs à voilure tournante [46], (a) mono-coptère , (b) bi-coptère , (c) tri-coptère , (d) quad-coptère , (e) penta-coptère, (f) hexa-coptère , (g) octo-coptère , (h)déca-coptère , (i) dodéca-coptère .

Tableau 1.7 : Caractéristiques des drones à voilure tournante avec différentes configurations [46].

Nom	Fabricant	Poids	E nvergure
[a] Monocopter	Massachusetts Institute of Technology (MIT)	175.5 g	40.64 cm
[b] OVIWUN	Trek Aerospace Inc	–	–
[d] Aeryon Scout	Aeryon Labs of Waterloo, Ontario, Canada	1700 g	80 cm
[f] ZALA 421-21	ZALA AERO	–	–
[h] Distributed Flight Array	Raffaello D'Andrea	–	–

Les MAVs à ailes rotatives avec deux, trois, quatre, cinq, six, huit, dix ou douze moteurs sont appelés bi- coptères, tri-coptères, quad-rotors ou quad-coptères, penta-coptères, hexa-coptères, octo-coptères, déca-coptères, et dodéca-coptères [77]. Parmi les MAVs à voilure tournante, les quadri-coptères et les hexa-coptères sont les plus connus [52]. Les différents types d'ailes rotatives sont présentés dans la Figure 1.31. Dans le Tableau 1.7, les caractéristiques de certaines voilures tournantes présentées dans la Figure 1.31 sont données.

1.4.2.4 Classification des NAVs

En plus des micro-véhicules aériens, la DARPA a lancé un autre programme sur les nano-véhicules aériens (NAVs) [78] définis comme des drones extrêmement petits et légers avec une envergure maximale de 15 cm et un poids inférieur à 50 g. Ces types de drones ont une portée inférieure à 1 km et une altitude de vol maximale d'environ 100 m [78]. Il existe différentes configurations pour les NAVs, telles que les ailes fixes, les ailes rotatives et les ailes battantes qui sont représentées dans la Figure 1.32. Les caractéristiques de quelques-uns des NAVs présentés à la Figure 1.32 sont indiquées dans le Tableau 1.8.

Tableau 1.8 : Les caractéristiques des différents types de NAVs [46].

Nom	Fabricant	Poids	Envergure
[a] Black Widow	AeroVironment	56.5 g	15.2 cm
[b] Nano Hummingbird	AeroVironment	19 g	16 cm
[c] Black Hornet Nano	Prox Dynamics	16 g	10 cm
[d] Robotic samaras monocopter	University of Maryland	–	7.5 cm
[e] CrazyFlie Nano Quadcopter	Bitcraze	19 g	9 cm
[f] Mini X6 Micro Hexa-copter	HobbyKing	52 g	13 cm
[g] Entomopter	Georgia Tech Research Institute	50 g	15 cm

1.4.2.5 Classification des PAVs

Ces dernières années, les chercheurs ont essayé de concevoir et de fabriquer des drones de la taille d'un insecte [79-82]. A cette fin, une nouvelle classe de drones a été définie comme des pico-véhicules aériens (PAVs) [80]. En raison de leur petite taille et de leur faible poids, il n'existe que quelques types de PAVs. Les quad-rotors et les ailes battantes sont les conceptions utilisées dans les classe des PAVs. Parmi les types mentionnés, récemment, les PAVs à ailes battantes ont reçu plus d'attention que les ailes rotatives (quad rotor) car les insectes à ailes battantes ont montré des performances de vol étonnantes, telles que le vol stationnaire, l'accélération brusque et les virages rapides [79]. De nombreux chercheurs ont travaillé sur des drones micro robotiques.

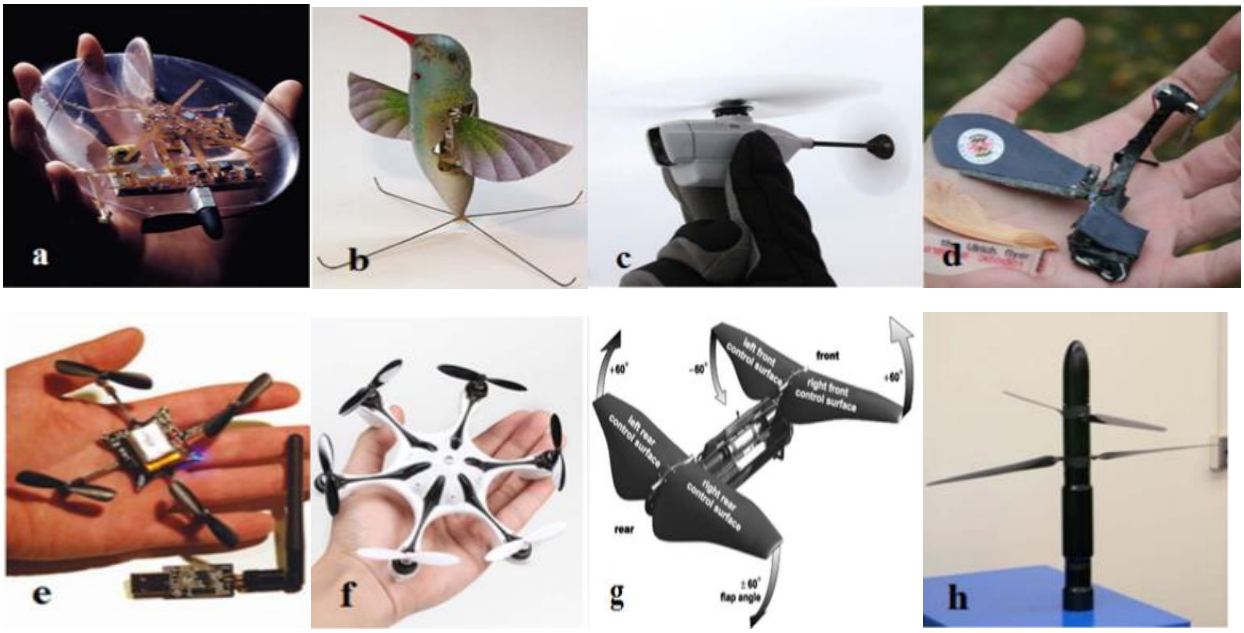


Figure 1.32 : Différents types de NAVs [46] : (a) aile fixe , (b) aile battante , (c) hélicoptère , (d) mono-coptère , (e) quadrotor , (f) hexa-coptère , et (g et h) non conventionnel.

Shimoyama et al. [81] sont les pionniers qui ont travaillé sur le vol micro robotique. Ils ont proposé un plan conceptuel pour un micro robot avec un squelette externe et des articulations élastiques comme chez les insectes. Bien que différentes approches ont été suivies par divers groupes pour concevoir des micro robots Volant, Dickinson et al. [82] ont essayé de construire

un drone de la taille d'un insecte, d'une envergure d'environ $25\ \mathrm{mm}$ et pesant environ 100 mg. Afin d'étudier le vol du papillon, Tanaka et al. [79] ont développé une aile battante minuscule et légère de type papillon dont le poids, l'envergure et la fréquence étaient respectivement égaux à $0{,}4\ \mathrm{g}, 140\ \mathrm{mm}$ et $10\ \mathrm{Hz}$. Bois et al. [80] ont lancé le projet « RoboBee » pour concevoir et fabriquer des PAVs à ailes battantes. Différents types de pico-véhicules aériens sont représentés sur la Figure 1.33. Dans le Tableau 1.9, La Figure 1.33 montre les caractéristiques des deux pico-véhicules aériens fabriqués.

Tableau 1.9 : Les caractéristiques des différents types de PAVs [46].

Nom	Fabricant	Poids	Envergure
[d] RoboBees	Harvard University	0.5g	3 cm
[e] Mesicopter	Stanford University	1.5g	1.5 cm

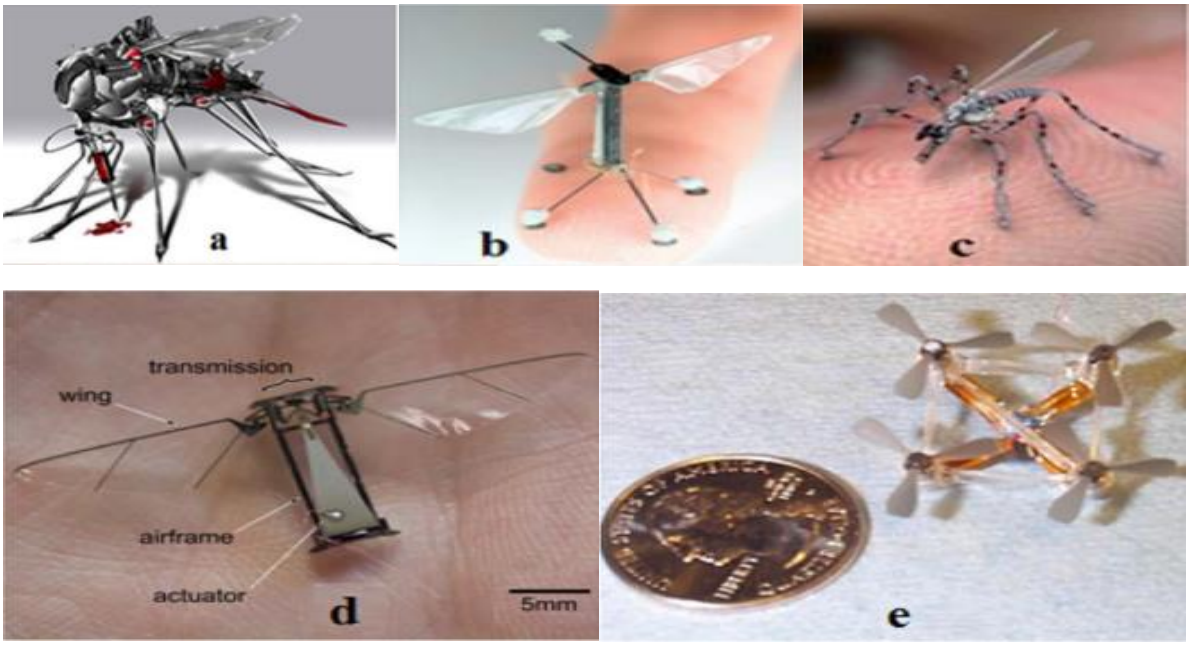


Figure 1.33 : Différents types de PAVs [46] : (a, b, c, et d) aile battante , et (e) quad rotor.

1.4.2.6 Poussière intelligente.

Aujourd'hui, la combinaison de la nanotechnologie, des réseaux de capteurs sans fil et des systèmes micro-électromécaniques (MEMS) joue un rôle important dans une grande variété d'applications, telles que le contrôle du climat, la sécurité des bâtiments et la surveillance de

l'environnement . L'un des exemples intéressant de technologie de réseau de capteurs est le projet de "poussière intelligente", qui consiste en des centaines ou des milliers de minuscules systèmes micro-électromécaniques pouvant être utilisés pour la lumière, la température, La vibration, le magnétisme ou la détection de produits chimiques [83]. Ces robots sont généralement répartis sur certaines zones pour effectuer leurs tâches définies. Par exemple, les nœuds de poussière intelligents peuvent être déplacés par le vent ou peuvent même rester suspendus dans l'air pour surveiller les conditions météorologiques, la qualité de l'air et de nombreux autres phénomènes [46].

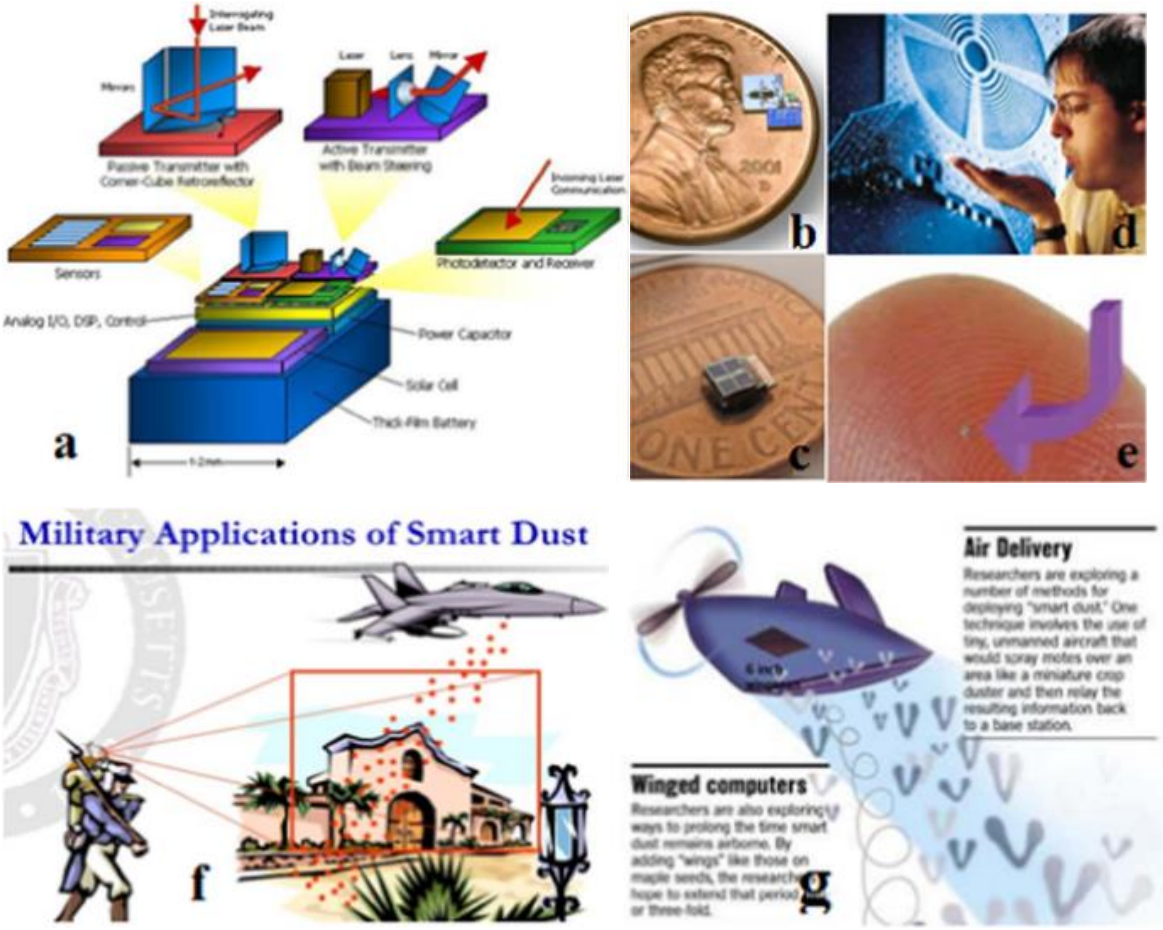


Figure 1.34 : (a) Structure de mottes de poussière intelligentes, (b, c, d et e) mottes de poussière intelligentes, et (f et g) application de poussière intelligente [46].

Les concepts de la poussière intelligente sont nés d'un atelier de la RAND en 1992 et d'une série d'études de la DARPA en 1990 [84]. Puis plus tard développé par Warneke et al. En 2001 [83]. Pister et ses coauteurs [83,85] ont essayé de concevoir un système de communication sans fil pour envoyer et recevoir des données à partir de systèmes de poussière intelligents. La poussière intelligente se compose généralement de nombreux grains de poussière et chaque grain contient un ou plusieurs capteurs, une alimentation électrique, des circuits analogiques, une communication bidirectionnelle et un microprocesseur programmable. Selon la source d'alimentation, qui peut être basée sur des cellules solaires ou des batteries à couches minces, la taille des particules de poussière peut varier de $1\ \mathrm{mm}$ à $3\ \mathrm{mm}$ [85]. Les particules de poussière peuvent être appliquées pour des applications commerciales et militaires. En ce qui concerne les applications militaires, les mottes de poussière contiennent généralement des capteurs acoustiques, de vibrations et de champs magnétiques, qui peuvent être livrés zone cible par des véhicules aériens sans pilote (UAVs) ou des micro-véhicules aériens (MAVs). Récemment, des efforts ont été faits pour incorporer des capteurs chimiques et biologiques aux mottes de poussière [85]. La Figure 1.34 présente des vues schématiques de la poussière intelligente.

1.4.2.7 Les bio-drones.

En raison de l'importance de la reconnaissance et des patrouilles dans les applications civiles et militaires, l'application de nouveaux instruments à ces tâches a fait l'objet d'une grande attention. Parfois, des drones énormes et gigantesques, tels que *Global Hawk*, sont conçus et développés pour accomplir ces missions. Cependant, comme nous l'avons déjà mentionné, les micro-drones, de dimensions et des poids plus petits pourraient attirer l'attention des centres militaires et civils. Il existe différentes techniques pour la conception et la fabrication de petits drones. L'une de ces techniques est l'inspiration des oiseaux et des insectes. Il existe d'autres techniques qui proposent l'utilisation d'oiseaux et d'insectes vivants ou morts pour la reconnaissance et la patrouille ou d'autres missions au lieu de concevoir et fabriquer des drones artificiels [86]. Par conséquent, des insectes ou des oiseaux vivants qui peuvent être contrôlés en utilisant des puces électriques sur eux peuvent être utilisés. Ensuite, les différents types de bio-

drones seront discutés. Dans cette revue, les bio-drones sont divisés en deux catégories, à savoir les drones de taxidermie et les drones vivants.

1.4.2.7.1 Les bio-drones taxidermiques.

L'une des idées innovantes présentées ces dernières années consiste à utiliser les cadavres d'animaux ou d'oiseaux comme plateformes de vol pour les drones. En d'autres termes, les corps taxi-dermiques d'animaux et d'oiseaux sont utilisés comme éléments structurels des drones et sont combinés avec d'autres éléments, tels que des batteries électriques et des capteurs. Jansen [87] a été le pionnier de l'utilisation de corps d'animaux taxidermisés comme plateformes de vol. Il a utilisé les cadavres de différents animaux (chat, rat, autruche, etc.) pour fabriquer des quadri-coptères (Orville-copter et Ostrich-Copter), des tri-coptères (Rat-copter), etc.

Des scientifiques de l'université de Duke, en collaboration avec des étudiants en ingénierie et d'un taxidermiste ont appliqué un oiseau mort taxidermisé animé par un système robotique standard pour étudier le comportement de l'espèce du moineau des marais. Ils ont programmé de simples puces informatiques ”Picaxe” et ont construit un minuscule moteur linéaire qui s'insérait dans la cavité de l'oiseau nommé ”Robosparrow” [88]. Même si cet oiseau de taxidermie a été utilisé pour des études biologiques, il donne aux chercheurs de nouvelles idées pour utiliser les oiseaux taxidermiques comme drones. Différents types de bio-drones en taxidermie sont présentés dans la Figure 1.35.

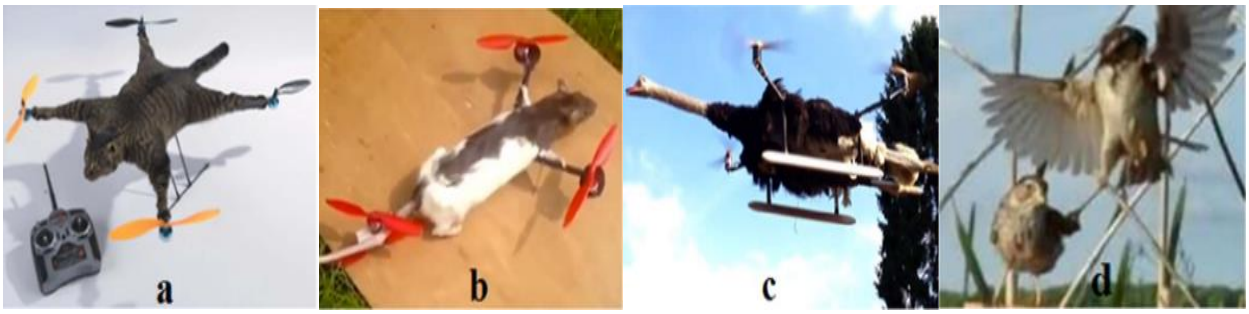


Figure 1.35 : Taxidermy bio-drones (a) Orvillecopter, (b) Ratcopter, (c) OstrichCopter, and (d) Robosparrow [87, 88]

1.4.2.7.2 Les bio-drones vivants

Le développement de systèmes radio à faible puissance et la miniaturisation des circuits numériques couplés à des études neurophysiologiques et à la dynamique du vol des oiseaux et des insectes peut permettre de contrôler le vol des oiseaux et des insectes. Selon les progrès de la technologie de microfabrication et les progrès considérables dans la compréhension du vol des insectes, les chercheurs ont commencé à construire des robots de la taille d'un insecte. Cependant, en raison des limites de la technologie actuelle et des connaissances sur le vol des insectes, la fabrication de minuscules dépliants qui peuvent bien voler dans des environnements réels est une tâche difficile. Aujourd'hui, le plus petit micro-drone est la microrobotique, construite par le Harvard Microrobotics Laboratory avec un poids total de 60 mg [89].



Figure 1.36 : Bio-drones vivants [46] : (a) scarabée contrôlé, (b) schéma d'un insecte contrôlé, (c et d) pigeon contrôlé.

Récemment, certains chercheurs ont tenté de résoudre les problèmes mentionnés en fusionnant des systèmes de contrôle et de communication synthétiques dans des insectes vivants dans le but de contrôler le vol libre. De plus, des scientifiques du Centre de recherche technologique sur l'ingénierie des robots à l'Université des sciences et de la technologie de Shandong en Chine ont pu attacher une puce électronique au cerveau d'un pigeon, ce qui leur a

permis de contrôler à distance les mouvements du pigeon. Ils ont utilisé des électrodes fines comme des cheveux qui ont été implantées dans le cerveau du pigeon à des endroits responsables des mouvements [46]. En outre, les oiseaux peuvent être équipés de certains capteurs, comme un GPS, un modem et une caméra, puis relâchés dans la zone cible pour effectuer la mission sans avoir le contrôle de leurs mouvements. Différents types de bio-drones vivants sont présentés dans la Figure 1.36.

1.4.2.8 Les drones hybrides

De nos jours, des efforts sont faits pour concevoir et fabriquer des drones avec différentes capacités qui peuvent être appliquées dans divers environnements. Différents drones ont été inventés ayant la capacité de marcher et de se déplacer sur le sol et l'eau ou de nager et plonger sous l'eau. Un quadri-coptère de char hybride a été créé par une société nommée *« B »* qui, en réponse à l'actionnement d'un interrupteur, peut transformer le drone d'un char de terre en un quadri-coptère volant dans le ciel (Figure 1.37 (a)) [90]. Le robot *DALER* est un drone qui vole et marche [91] qui consiste en une aile volante à morphologie adaptative qui permet au robot d'effectuer à la fois le vol longue distance et la marche dans des environnements cibles pour des explorations locales.

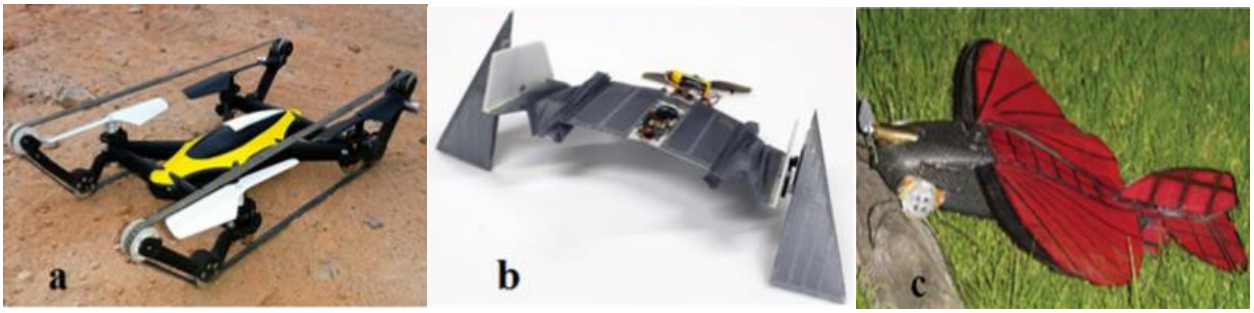


Figure 1.37 : Drones hybrides air-sol : (a) quadri-coptère de char [90], (b) robot DALER [91], et (c) MALV [49].

Ce drone s'inspire de la chauve-souris vampire DesmodusRotundus qui peut effectuer une locomotion aérienne et terrestre avec des compromis limités (Figure 1.37(b)) [91]. En outre, le micro véhicule aéroterrestre $(MALV)$ qui a été conçu par Bachmann et al. [82] est un autre drone capable de voler et de marcher sur des terrains accidentés grâce à un train de roues et de jambes

à souplesse passive (Figure 1.37(c)). Hydroptère de perroquet est un drone qui est considéré comme un remarquable robot hybride dans l'air et dans l'eau (Figure 1.38(a)) [92].

Des chercheurs de l'Université Rutgers ont développé un drone volant et plongeant pour faciliter les opérations de recherche et de sauvetage, désamorcer les mines sous-marines et surveiller les marées noires (Figure 1.38(b)) [93]. En outre, il existe un autre type de drone hybride appelé HexH20, qui peut voler et plonger sous l'eau (Figure 1.38(b)) [93]. Des chercheurs du Laboratoire de robotique aérienne de l'Imperial College de Londres ont conçu un MAV multimodal à aile battante inspiré d'un oiseau amphibie capable de voler, de plonger dans l'eau et de reprendre son vol. Ce micro-véhicule aérien aquatique (AquaMAV) est censé surveiller la qualité de l'eau et effectuer des opérations de recherche et de sauvetage ainsi que des sous-marines (Figure 1.38(d)) [46]. Les Figures 1.37 et 1.38 présentent les drones hybrides air-sol et air-eau. Dans le Tableau 1.10, les caractéristiques des différents types de drones hybrides présentés sur les Figures 1.37 et 1.38.

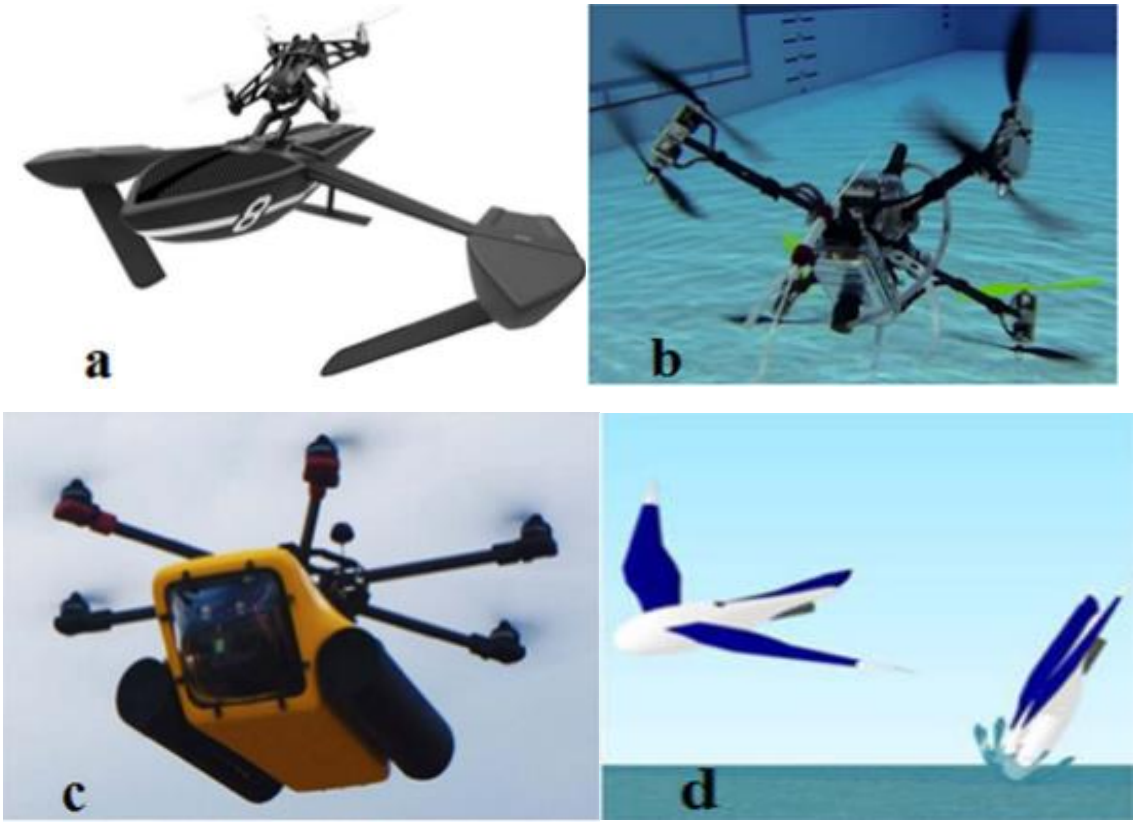


Figure. 1.38 : Drones hybrides air-eau [46] : (a) Hydroptère de perroquet, (b) drone de l'université Rutgers, (c) HexH20, et (d) AquaMAV.

Tableau 1.10 : Les caractéristiques des différents types de drones hybrides [46].

Nom	Fabricant	Poids	Envergure
[1.40-a] B-Unstoppable	Bgobeyond	84 g	23.5 cm
[1.40-b] DALER	Laboratory of Intelligent Systems (EPFL) and (NCCR)	393 g	72 cm
[1.40-c] MALV	Supported by U.S. Department of Defense	118 g	30.5 cm
[1.41-a] Parrot Hydrofoil	Parrot	247 g	34 cm
[1.41-b] Rutgers University drone	Supported by the Office of Naval Research	2000 g	90 cm
[1.41-c] HexH20	QUADH20	4700 g	74 cm

1.4.3 Les applications des drones.

Les applications des drones couvrent un large éventail d'applications civiles et militaires. Les drones peuvent effectuer des missions extérieures et intérieures dans des environnements très difficiles. Les drones peuvent être équipés de divers capteurs et caméras pour effectuer des missions de renseignement, de surveillance et de reconnaissance. Les applications des drones peuvent être classées de différentes manières. Elles peuvent être basées sur le type de missions (militaires/civiles), le type de zones de vol (extérieur/intérieur) et le type d'environnement (sous-marin/sur l'eau/sol/terre). Dans la Figure 1.39, un organigramme des différents types d'applications des drones est présenté.

Comme le montre la Figure 1.39, les drones ont une variété d'applications dans notre vie quotidienne. Les drones peuvent avoir plus de deux cents applications à l'avenir en fonction de leurs types [46]. Par exemple, ces drones peuvent être utilisés pour des missions de recherche et de sauvetage, la protection de l'environnement, le courrier et la livraison, l'exécution de missions dans les océans ou sur d'autres planètes, et d'autres applications diverses. Ces drones peuvent fournir un aperçu rapide de la zone cible sans aucun danger. Les drones équipés de caméras

infrarouges peuvent donner des images même dans l'obscurité. Par exemple, en raison de leurs dimensions réduites, les micro-drones peuvent être utilisés pour la reconnaissance à l'intérieur des bâtiments. Ils peuvent transporter des capteurs spécifiques pour localiser des menaces biologiques, nucléaires, chimiques ou autres. Ensuite, certaines des applications civiles des drones sont discutées [46].

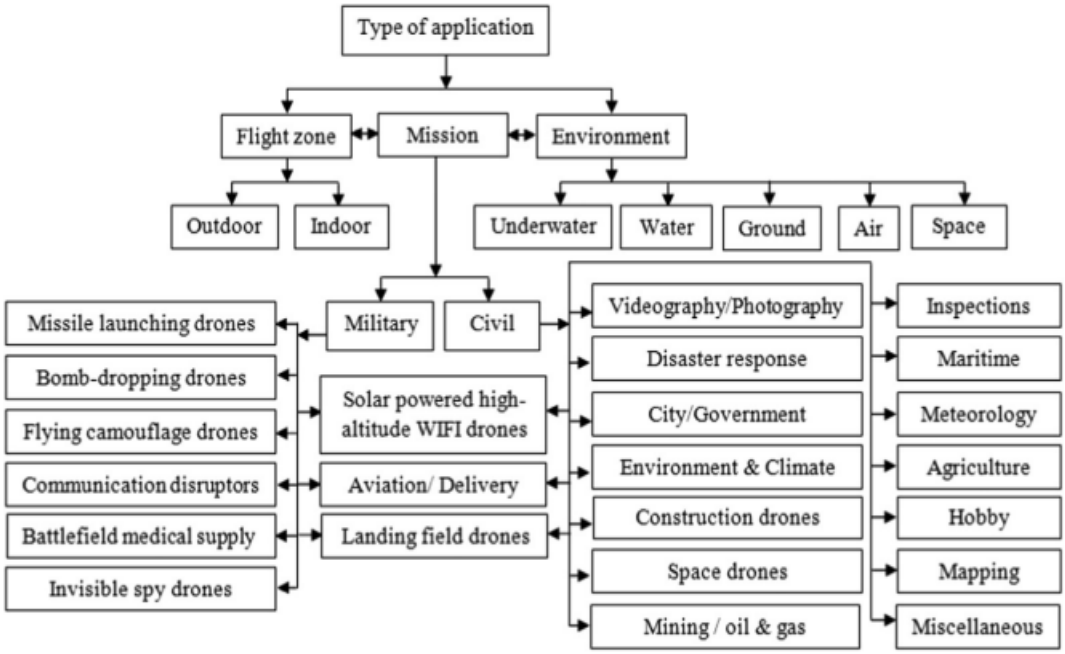


Figure 1.39 : Classification des applications des drones [46].

1.4.3.1 Missions de recherche et de sauvetage.

L'une des applications importantes des drones est leur utilisation dans les missions de recherche et de sauvetage [94]. Dans les opérations de recherche et de sauvetage, chaque seconde est vitale. Afin de fonctionner de la manière la plus efficace possible, il est important de pouvoir obtenir une vue d'ensemble rapide de la situation. Alors que les avions et les hélicoptères pilotés ont besoin de temps pour être prêts à effectuer la mission. Les drones peuvent être mis en action immédiatement sans aucune perte de temps. En raison du rôle important des drones dans les missions de recherche et de sauvetage, ils ont attiré l'attention de nombreux chercheurs.

À cette fin, plusieurs drones ont été conçus et fabriqués pour effectuer ce type de missions [46]. La Figure 1.40 illustre différents concepts de drones de recherche et de sauvetage.



Figure 1.40 : Application des drones dans les missions de recherche et de sauvetage [46].

1.4.3.2. La protection de l'environnement.

Bien que les drones soient considérés comme un élément essentiel des missions militaires, ils sont également de plus en plus utilisés pour réaliser des actions environnementales, comme la gestion des parcs nationaux et des terres agricoles, le suivi de la faune dans différentes zones, l'observation des effets du changement climatique et le suivi de la biodiversité de différents écosystèmes des forêts tropicales aux océans [95]. Ces drones peuvent être utilisés pour la reconnaissance et l'investigation des catastrophes naturelles, notamment les feux de forêt, les avalanches en montagne, etc. Dans la Figure 1.41, certains types de drones utilisés pour la protection de l'environnement sont illustrés.

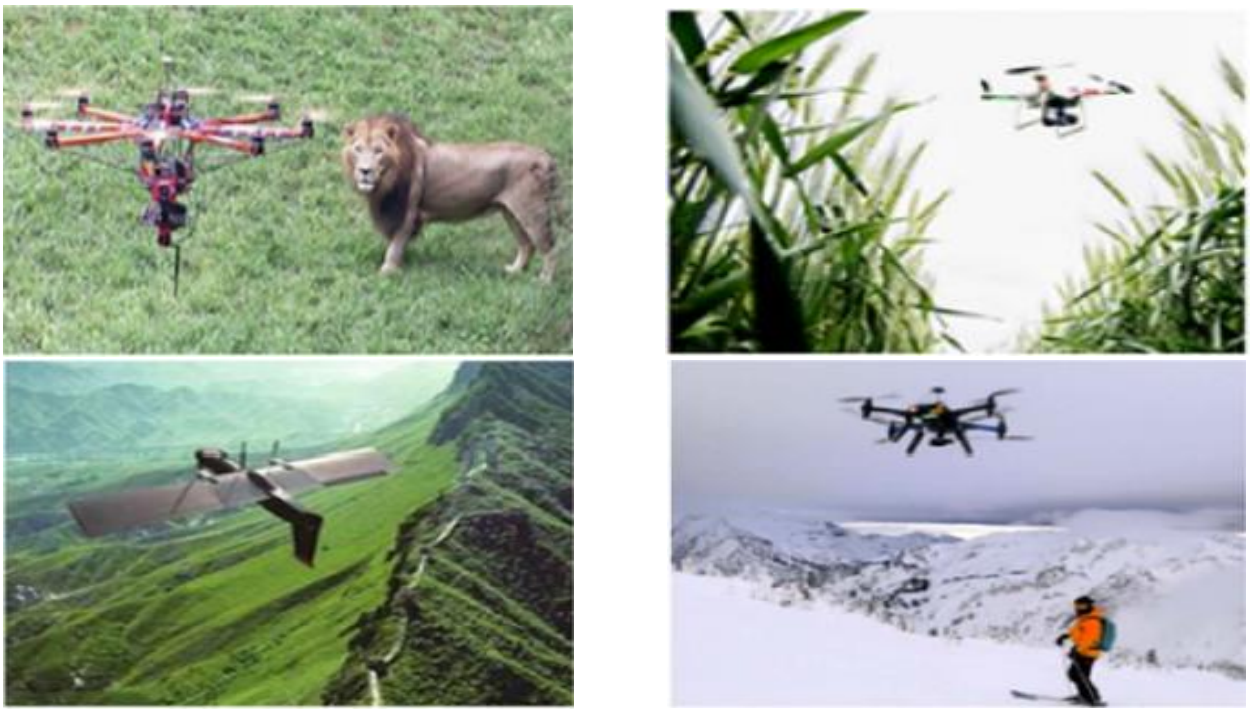


Figure 1.41: Application des drones à la protection de l'environnement [46].

1.4.3.3. Envoi et livraison de courrier.

Récemment, le service de livraison par drone est devenu un sujet intéressant pour différentes entreprises à travers le monde. Par exemple, Amazon et Google aux États-Unis [96], service postal DHL en Allemagne [97] et de nombreuses autres entreprises utilisent des drones pour livrer des colis aux clients. Pour la livraison, les drones conçus atterrissent et décollent verticalement et avoir l'adresse du client pour transporter les cargaisons [46]. Dans la Figure 1.42, quelques drones de livraison sont présentés.

1.4.3.4. Les drones spatiaux.

L'un des environnements dans lesquels les drones peuvent être utilisés est l'espace et l'exploration d'autres planètes, comme Mars. Dans les explorations planétaires, en raison des avantages des drones par rapport aux autres robots, il existe une tendance à concevoir et fabriquer des drones capables de voler et d'effectuer des missions dans des environnements spatiaux. Par exemple, la NASA construit des drones pour explorer d'autres planètes [98]. Différents types de drones ont été conçus et fabriqués afin d'effectuer des missions spatiales et

d'explorations planétaires [98]. La Figure 1.43 présente quelques exemples de drones spatiaux. Il convient de noter que la conception et la fabrication des drones spatiaux doivent être effectuées en fonction de cet environnement. Par exemple, en raison de l'importance de la gravité sur Mars, le poids des drones diffère de celui de la Terre. En effet, le poids diminue de 61,5 % [46].

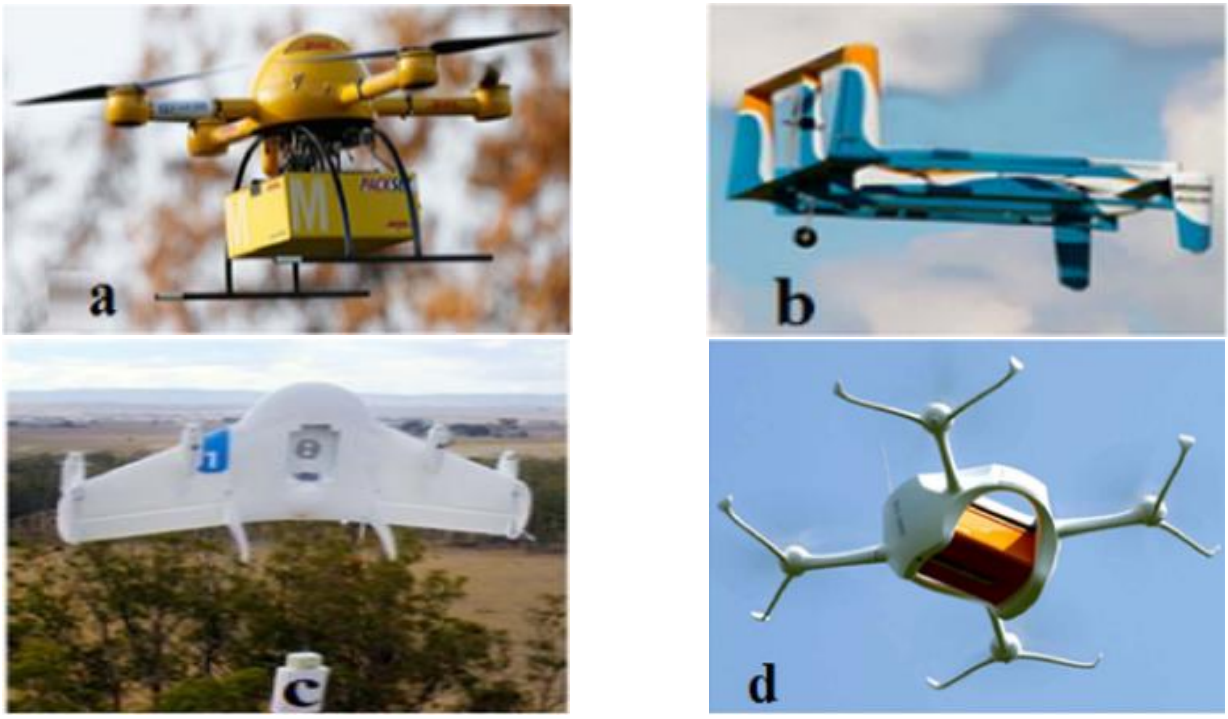


Figure 1.42 : Application des drones au courrier et à la livraison [96-98].

1.4.3.5. Les drones marins

Comme le montre la Figure 1.38, les drones peuvent être appliqués dans les environnements marins pour étudier les organismes marins, identifier l'emplacement des déversements d'hydrocarbures, et pour d'autres applications militaires ou civiles. En raison de l'absence de piste dans les véhicules marins, tels que les sous-marins et les bateaux, la plupart des drones sont lancés verticalement dans ces environnements. Le lancement de drones sous l'eau a été introduit pour la première fois par des chercheurs américains en 2005 [99]. De nos jours, il existe différents types de de drones, dont Scan Eagle [100], Volans [101], Cormorant [102], etc., qui sont lancés depuis des sous-marins. Le lancement réussi de ces drones à partir de sous-marins a offert une

voie pour effectuer des missions critiques de renseignement, de surveillance et de reconnaissance. Sur la Figure 1.44, différents types de drones lancés sous l'eau et les sous-marins sont représentés. Les caractéristiques des drones marins présentés sur la Figure 1.47 sont indiquées dans le Tableau 1.11.

Tableau 1.11 : Les caractéristiques des drones marins [46].

Nom	Fabricant	Poids	Envergure
[a] TacMAV	Applied Research Associates Inc.	363 g	53 cm
[b] Scan Eagle	Boeing	27 kg	3.7 m
[c] Volans	GABLER	–	–
[d] Cormorant	Lockheed Martin	–	13 m

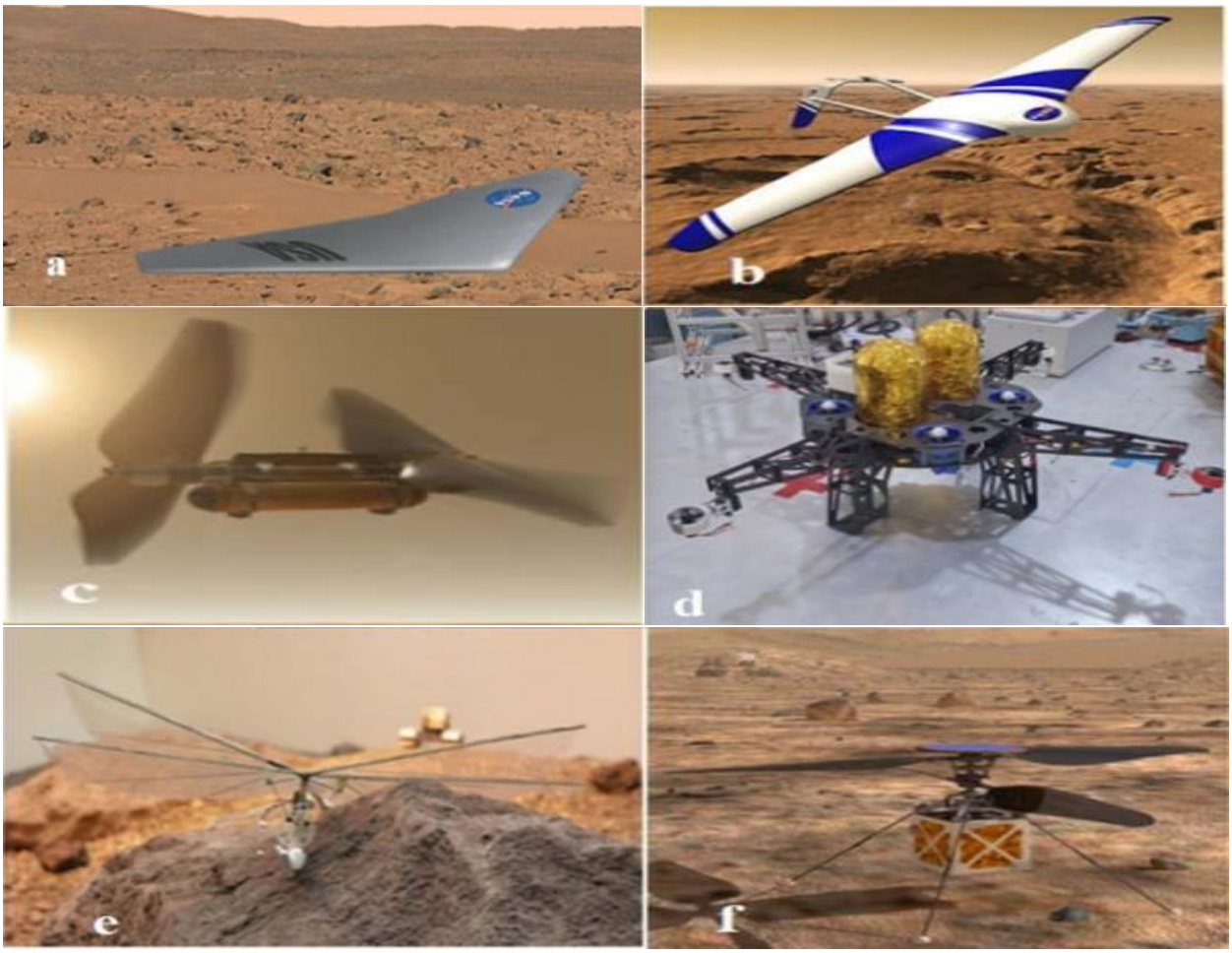


Figure 1.43 : Application des drones dans l'espace [46].



Figure 1.44 : Drones en milieu marin, (a) TacMAV [99], (b) Scan Eagle [100], (c) Volans [101], et (d) Cormorant [102].

1.4.3.6. Applications diverses des drones

Malgré les applications conventionnelles des drones, ils peuvent être utilisés dans certaines missions non ordinaires. Par exemple, la police métropolitaine de Tokyo a dévoilé ses nouveaux anti-drones qui sont utilisés pour abattre les drones méchants ou offensifs dans le ciel. Dans ce type d'application, si un drone suspect est détecté, l'opérateur est d'abord averti. Si l'opérateur n'est pas trouvé ou si le vol se poursuit malgré l'avertissement, un drone intercepteur est envoyé pour attraper le drone suspect, comme le montre la Figure 1.45(a). En outre, les drones peuvent être utilisés comme piste d'atterrissage pour un autre drone (Figure 1.45(b)), peuvent être utilisés pour guider (ou effrayer) les oiseaux pour les éloigner des pistes d'aéroport (Figure 1.45(c)), peut être utilisé pour nettoyer les fenêtres, les gouttières et les panneaux solaires (Figure 1.45(d, e et f)), et pour d'autres applications, comme les loisirs, comme illustré à la Figure 1.45(g et h) [46].



Figure 1.45 : Applications diverses des drones [46], (a) anti-drones, (b) drone de piste, (c) drones qui font fuir les oiseaux des pistes d'aéroport, (d) drones de nettoyage de vitres, (e) drones de nettoyage de gouttières, (f) drones de nettoyage de panneaux solaires, et (g et h) drones de loisirs.

1.5 Revue de la littérature

Le vol des insectes suscite toujours de l'étonnement : décollage en vol arrière, atterrissage au dos d'une feuille, vol stationnaire ou voltiges en tous genres… Leurs performances aériennes inégalées sont longtemps restées inexpliquées, en raison de leur petite taille. Il a fallu le développement des techniques d'imagerie et de calcul pour que l'on comprenne peu à peu comment les insectes volent. La compréhension des mécanismes fondamentaux du vol des

insectes est cruciale dans les applications pratiques pour la conception des micro-véhicules aériens (MAVs) et les éoliennes. Ces dernières années, de nombreuses études numériques et expérimentales ont été menées pour étudier les performances aérodynamiques des insectes, Ces études se concentrent principalement sur la génération de poussée à différentes fréquences de tangage et de plongée et sur l'amélioration des caractéristiques de portance, le développement de l'écoulement et de la dynamique des tourbillons de bord d'attaque (LEV) dans le mouvement de battement. Wernert et al. [103] ont étudié expérimentalement et numériquement le décrochage dynamique profond d'un profil NACA0012 en tangage, La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques a été menée pour le processus de décrochage dynamique profond qui a été étudié dans une soufflerie ouverte à basse vitesse, au moyen de la PIV, de visualisations de feuilles de laser et de calculs Navier-Stokes, et les résultats de calcul étaient en accord avec les résultats expérimentaux. Anderson et al. [104] ont montré qu'une efficacité élevée accompagnée d'un développement de la poussée est associé à la génération de tourbillons de bord d'attaque modérément forts, qui fusionnent ensuite avec les tourbillons de bord d'attaque, qui s'amalgament ensuite avec la vorticité de bord de fuite conduisant à la formation d'un tourbillon de Karman inversé. Lee et Gerontakos. [105] ont étudié Une analyse expérimentale des caractéristiques de la couche limite et des phénomènes de décrochage se développant sur un profil oscillant NACA 0012 à $\mathrm{Re} = 1{,}35 \times 10^5$, et de petites valeurs de fréquence réduite étaient nécessaires pour retarder l'apparition des différents événements de la couche limite et pour produire des variations significatives de l'amplitude des pics de $\mathrm{C_L}$, $\mathrm{C_D}$ et $\mathrm{C_M}$. Wang et al. [106] étudient numériquement l'écoulement de fluide autour de deux profils aérodynamiques NACA0012 à pas sinusoïdal, dans le contexte du régime de faible nombre de Reynolds, $\mathrm{Re} = 10^5$, avec des fréquences variables, en utilisant deux modèles URANS, le modèle standard $\mathrm{k} - \omega$ et le modèle $\mathrm{k} - \omega$ SST avec transition. Ils ont comparé leurs résultats avec des données expérimentales. Ils ont trouvé que le modèle $\mathrm{k} - \omega$ SST donne de bons résultats et présente une amélioration par rapport au modèle standard $\mathrm{k} - \omega$ et peut prédire les données expérimentales avec une précision raisonnable. Amiralaei et al. [107-109] ont étudié les effets des paramètres d'écoulement instable et de système (d, k et Re) sur les coefficients de force instantanés et les modèles d'écoulement sur un écoulement $2\mathrm{D}$ autour d'un profile NACA0012

effectuant un mouvement de tangage dynamique à faible nombre de Reynolds (moins de $5\,000$). Les résultats montrent l'influence substantielle des paramètres instationnaires susmentionnés sur les coefficients de portance et de traînée maximaux, Ces trois paramètres sont importants pour les caractéristiques aérodynamiques. Une fréquence réduite plus élevée élargit la zone des courbes d'hystérésis et augmente la valeur maximale des coefficients de portance. La modification de l'amplitude a entraîné une différence dans les forces aérodynamiques pour un même angle d'attaque. À une amplitude plus élevée, de forts effets de tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuite se sont produits. Bhat et Govardhan. [110] ont étudié expérimentalement les limites du flottement par décrochage d'un profilé $\mathrm{NACA}\ 0012$ à faible nombre de Reynolds en mesurant les forces et les champs d'écoulement autour du profilé lorsqu'il est forcé d'osciller. Ces mesures ont indiqué que pour de grands angles d'attaque moyens du profil, il y a un transfert d'énergie positif vers le profil sur une gamme de fréquences réduites, ce qui indique qu'il y a une possibilité d'excitation du profil ou de flutter de décrochage. Liu et al. [111] ont étudié numériquement les performances des profils aérodynamiques en tangage à des amplitudes élevées. Le mouvement de tangage a retardé l'incidence initiale du LEV, renforçant ainsi les tourbillons. L'amplitude a renforcé la portance maximale et l'incidence de décrochage et a eu un effet significatif sur l'hystérésis. Zakaria et al. [112-113] a étudié expérimentalement le champ d'écoulement et l'augmentation de la portance d'un profilé NACA 0012 soumis à des oscillations plongeantes et a proposé une méthode de réponse en fréquence pour prédire l'aérodynamique instationnaire des oscillations plongeantes d'un profilé. Les résultats montrent que l'augmentation de la portance est causée par les tourbillons qui se détachent du bord d'attaque. L'amplitude de la portance a été augmentée au-delà du régime de décrochage lorsque la fréquence réduite était de $0{,}7$. Wang. [114] a étudié l'aérodynamique instationnaire du battement d'aile bidimensionnel dans le vol stationnaire des insectes, mais avec un plan incliné, en résolvant les équations de Navier-Stokes, et a montré qu'un mouvement stationnaire bidimensionnel peut générer une portance suffisante pour supporter le poids d'un insecte. Sun et Tang. [115] ont développé un modèle computationnel pour examiner le mouvement de battement d'une mouche à fruits en mode de vol stationnaire normal en résolvant numériquement les équations de Navier-Stokes. Leurs travaux ont indiqué que

l'accélération ou la rotation rapide ont une forte influence sur les pics de portance instantanés qui augmentent lorsque la vitesse de translation ou la rotation sont plus élevées. Wang et al. [116] ont étudié la comparaison des calculs bidimensionnels ($2\mathrm{D}$) et des expériences tridimensionnelles ($3\mathrm{D}$) d'une aile en vol stationnaire subissant un mouvement sinusoïdal le long d'un plan de course horizontal dans plusieurs modèles cinématiques qualitativement différents. Dans tous les cas, la traînée calculée se compare bien avec les expériences. La portance calculée concorde dans les cas où les changements sinusoïdaux de l'angle d'attaque sont symétriques ou avancés par rapport aux expériences. Mais les résultats montrés qu'il n'y a pas d'écart notable dans la génération de la force entre le calcul bidimensionnel et l'expérience tridimensionnelle. Ces résultats numériques suggèrent que les simulations tridimensionnelles ne sont pas nécessairement nécessaires pour expliquer la portance élevée générée pendant le vol stationnaire. Yu et Tong. [117] ont étudié théoriquement les effets des durées asymétriques de la course descendante et de la course ascendante dans un vol vers l'avant incliné pour comprendre la physique des écoulements de l'insecte. Leurs résultats indiquent que la course asymétrique avec une durée de course descendante plus longue génère une poussée plus importante mais modifie peu la portance et la puissance aérodynamique d'entrée. Gao et Lu. [118] ont étudié le vol stationnaire normal des insectes avec un effet de sol sur les forces instables et les structures tourbillonnaires pour fournir un aperçu physique de la compréhension de l'aérodynamique et des structures d'écoulement pour le vol stationnaire normal des insectes. Jardin et al. [119] ont étudié expérimentalement les effets des battements asymétriques sur les mouvements de l'aile en vol stationnaire incliné. L'asymétrie a été introduite en différenciant les angles d'attaque de la course descendante et de la course ascendante. Il a été constaté que les mouvements de battement asymétriques en vol stationnaire incliné étaient particulièrement plus efficaces que les mouvements normaux de battement en vol stationnaire dont le plan d'attaque est horizontal. Sudhakar et Vengadesan. [120] ont révélé l'influence des paramètres cinématiques sur la production de force de la course inclinée en vol stationnaire (Re, amplitude de la course, synchronisation de la rotation et durée de la rotation). L'étude s'est concentrée sur l'influence des paramètres susmentionné sur les mécanismes aérodynamiques instables du vol des insectes, à savoir le décrochage retardé, la circulation rotationnelle, la capture du sillage et

la masse ajoutée. De plus, l'importance de l'étude est Re a indiqué que le mécanisme de vol stationnaire asymétrique proposé pour les petits insectes peut ne pas fonctionner. Rival et al. [121] ont étudié la récupération de l'énergie des tourbillons de bord d'attaque (LEV) et de bord de fuite (TEV) dans une configuration en tandem de lames à $\mathrm{Re} = 3 \times 10^4$ et $\mathrm{k} = 0{,}25$, à la fois expérimentalement et numériquement. Pour des différences de phase de $0°, 30°$ et $60°$, une force normale a été générée pendant la course ascendante, ce qui a contribué à réduire la consommation d'énergie. Zhu et Zhou. [122] ont étudié numériquement l'effet de l'asymétrie de la course sur les performances aérodynamiques d'une aile battante bidimensionnelle en vol stationnaire et en vol avant (Les forces de traînée et de portance, l'efficacité de portage et l'efficacité de propulsion), les résultats montrent que pour le vol stationnaire, une course asymétrique appropriée peut améliorer les performances aérodynamiques de l'aile à un faible nombre de Reynolds ($\mathrm{Re} = 15{,}7$), mais qu'elle pouvait ne pas fonctionner à des nombres de Reynolds modérés et élevés ($\mathrm{Re} = 157$ et 1570),et pour le vol vers l'avant, la course asymétrique ne peut pas augmenter simultanément l'efficacité de portance et l'efficacité de propulsion de l'aile. Shanmugam et Sohn. [123] ont réalisé une étude systématique d'une aile battante en vol stationnaire sur un plan de course incliné pour plusieurs espaces paramétriques : les amplitudes de tangage ($15° \leq \Delta\alpha \leq 75°$) en conjonction avec d'autres paramètres cinématiques tels que l'inclinaison du plan de course. ($10° \leq \beta \leq 80°$), l'amplitude de la course ($0{,}5 \leq \mathrm{A_0/c} \leq 5$), différence de phase entre le soulèvement et le tangage ($-45° \leq \varphi \leq 90°$) et le nombre de Reynolds ($15{,}7 \leq \mathrm{Re} \leq 10\,000$) sur Les performances aérodynamiques et les structures tourbillonnaires. Les résultats indiquent que l'amplitude de tangage β a un effet important sur les performances aérodynamiques. Zhao et Zou. [124] Ont analysé et comparé les performances aérodynamiques des ailes battantes avec différentes cambrures. Les résultats montrent que l'aile battante avec une cambrure de $20\ \mathrm{mm}$ est optimale.

Dans cette thèse, nous utilisons un modèle numérique pour étudier le mouvement de battement d'un profil aérodynamique NACA0012, l'objectif principal est d'évaluer l'effet de la variation du plan de course incliné en vol stationnaire le long de l'angle β sur le comportement des forces (portance, moment et énergie coefficients) et l'écoulement autour d'un profil NACA0012. Sur la base des paramètres expérimentaux choisis parmi Lee et Gerontakos [105],

l'écoulement autour du profil aérodynamique NACA0012 est résolu en deux dimensions à l'aide du code industriel CFDANSYS Fluent16.2. En comparant les résultats de la simulation, il est possible de déterminer l'angle approprie du plan de course incliné β pour améliorer l'efficacité du vol stationnaire du profil NACA0012 en mouvement de battement.

CHAPTRE 2 :

Formulations Mathématique

2.1 Introduction

La mécanique des fluides est une branche de la physique qui consiste à étudier l'écoulement des fluides, qui peuvent être en mouvement ou au repos et qui se divise en deux branches : d'une part, la statique des fluides pour les fluides au repos, et d'autre part, la dynamique des fluides qui concerne les fluides en mouvement. En effet, cette dernière consiste à comprendre, anticiper et calculer les écoulements et mouvements des fluides. L'écoulement des fluides est régi par de nombreuses équations, notamment les équations de Navier-Stokes qui sont nécessaires pour évaluer l'écoulement et qui jouent un rôle déterminant dans la recherche sur la dynamique des fluides numérique (CFD) [125] [126]. Toutefois, ces équations sont impossibles à résoudre analytiquement, et de ce fait peuvent être résolus numériquement de façon efficace pour prédire l'évolution d'un fluide.

2.2 Equations gouvernantes

Les équations gouvernantes découlent des principes fondamentaux des lois de Newton et du théorème de transport de Reynold [126], qui peuvent être exprimés sous une forme générale d'équations intégrales. Les équations de continuité, les équations de Navier-Stokes et les équations d'énergie sont les principales équations qui régissent la physique de la mécanique des fluides du problème à résoudre.

2.2.1 Équation de continuité

L'équation de continuité est basée sur le principe de conservation de la masse dans le volume de contrôle, et peut s'écrire en forme différentielle comme suit [127] ;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \rho u_i = 0 \qquad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \qquad (2.2)$$

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

2.2.2 Équation de mouvement

Afin d'examiner les distributions de vitesse et de pression dans un champ d'écoulement, la conservation des équations de masse et de quantité de mouvement doit être résolue dans les conditions aux limites existantes [128]. Cependant, il est difficile voire impossible de définir ces équations de conservation dans des géométries complexes et de les résoudre analytiquement. Par conséquent, les équations doivent être résolues numériquement. Selon la loi de Newton, le mouvement d'un fluide visqueux est défini par les équations de Navier-Stokes sous forme différentielle. Les équations de Navier-Stokes formulent la forme différentielle de la conservation de la quantité de mouvement [129]. Les équations incompressibles de Navier-Stokes en coordonnées cartésiennes sont exprimables comme suit [127];

$$x - \text{direction} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} + gx + \mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \qquad (2.3)$$

$$y - \text{direction} = \frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y} + gy + \mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\right) \qquad (2.4)$$

$$z - \text{direction} = \frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} + gz + \mu\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \qquad (2.5)$$

Où u ,v , w représentes les composants cartésiennes du vitesse ; μ la viscosité dynamique du fluide (Pas), p est la pression de la densité unitaire (Pa), g est l'accélération de la gravité (m/s^2),

2.2.3 Équation d'énergie:

$$\rho c\frac{\partial T}{\partial t} + \rho cu\frac{\partial T}{\partial x} + \rho cv\frac{\partial T}{\partial y} + \rho cw\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}\left(K\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(K\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(K\frac{\partial T}{\partial z}\right) + S \qquad (2.6)$$

Où c est la capacité thermique spécifique ($J.(kg.k)^{-1}$), S est la chaleur qui résulte de la contrainte de surface du liquide en appliquant un travail pour le liquide (J), T est la température du liquide (K), K est la conductivité thermique du liquide ($w.(m.k)^{-1}$).

La formule montre que le processus de conduction thermique est composé de deux parties. La première est la conduction thermique du fluide lui-même. L'autre partie dépend du macro-déplacement du fluide [130].

2.3 Modélisation des écoulements turbulents

Malgré des efforts importants de recherche depuis plus d'un siècle, la modélisation des écoulements turbulents demeure un défi à relever. Il existe principalement trois axes de recherche : les simulations numériques directe DNS (Direct Numerical Simulation), les simulations des grandes structures de la turbulence LES (Large Eddy Simulation), et les simulations aux équations de Navier-Stokes moyennées RANS (Reynolds Average Navier-stokes) plus anciennes et donc largement développées. Ces trois méthodes ont des objectifs et nécessitent des coûts de calcul différents [131].

2.3.1 Simulation numérique directe (DNS)

Premièrement, la méthode DNS n'est basée sur aucun modèle de turbulence. Elle doit donc résoudre numériquement les échelles de Kolmogorov ainsi que les équations de Navier Stokes, ce qui mène à des calculs assez compliqués faisant intervenir de nombreuses variables et des échelles très réduites. C'est donc une méthode assez lente car elle demande beaucoup de calculs et beaucoup de ressources pour effectuer la simulation. Elle reste donc une méthode relativement chère. La faisabilité de cette méthode repose sur le fait que les plus petites échelles des écoulements turbulents ne sont pas infinies et peuvent donc être modélisées. La simulation DNS est donc assez précise pour pouvoir simuler ces petites échelles de temps et d'espace. Elle est basée sur une relation entre le nombre de Reynolds et les échelles de Kolmogorov [125]:

$$\frac{\mathrm{L}}{\eta} \approx \mathrm{Re}^{\frac{3}{4}} \tag{2.7}$$

avec $\eta = (\frac{\nu^3}{\varepsilon})^{\frac{1}{4}}$ et L une dimension caractéristique de la géométrie du problème.

L'exigence de stockage dans une simulation comme celle-ci augmente rapidement avec le nombre de Reynolds. Pour la plupart des applications industrielles, cette méthode requiert trop de ressources et est donc inutilisable. Mais il est vrai que pour certains nombres de Reynolds

assez peu élevés, cette méthode est utilisable et les écoulements simulés présentent alors des caractéristiques très proches de la réalité.

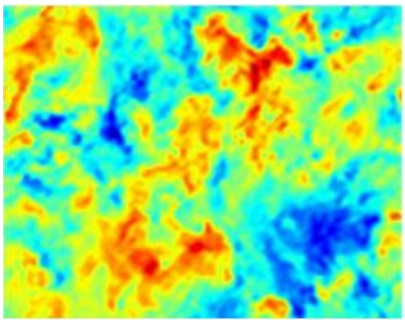


Figure 2.1 : champ de vitesse produit par une simulation DNS de turbulence homogène décroissante [125].

2.3.2 Simulation des grandes structures de la turbulence (LES)

La méthode LES (Large Eddy Simulation) a été introduite par Smagorinsky en 1963 qui est basée sur le même principe que la DNS. Sauf que dans cette méthode on utilise un modèle mathématique SGS (SubGrid Scale modeling) pour filtrer les petites échelles qui sont modélisées et calculer directement les grandes échelles de la cascade turbulente. Cet outil mathématique utilise la formule ci-dessous [132]:

$$\overline{\phi(x,t)} = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\phi(r,\tau)G(x-r,t-\tau)d\tau dr \qquad (2.8)$$

Où G est le filtre déterminant la taille des tourbillons à simuler.

On s'intéresse d'abord aux équations de Navier-Stokes dans le cas d'un fluide incompressible. En appliquant la méthode LES à ces équations, on obtient :

L'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \qquad (2.9)$$

L'équation de Navier-Stokes incompressible :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\overline{u_i u_j}\right) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(2\nu\,\overline{S_{ij}} + \overline{\tau_{ij}}\right) \qquad (2.10)$$

Où $\bar{p}$ est le champ de pression filtré, $\overline{\tau_{ij}}$ le tenseur de Reynolds filtré et $\overline{S_{ij}}$ est le tenseur des déformations évalué à l'aide de la vitesse filtrée.

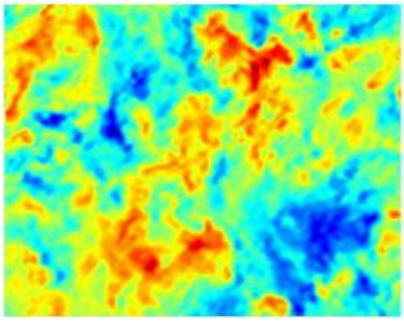


Figure 2.2 : champ de vitesse produit par une simulation LES [125].

Pour les équations de Navier-Stokes dans le cas d'un fluide compressible, chaque équation est filtrée avec un filtrage de Favre (filtrage pondéré en densité). On donne ici de l'équation filtrée de la conservation de la masse :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}\rho\,\overline{u_i} = 0 \qquad (2.11)$$

La complexité de cette méthode réside dans le fait que le champ $\overline{u_i u_j}$ ne soit pas linéaire, il est donc nécessaire de connaître le champ de vitesse non filtré. Ce champ de vitesse doit donc être modélisé à part, ce qui représente une tâche coûteuse et complexe. Les conditions limites pour un problème traité grâce à la méthode LES jouent un rôle important sur les résultats. En effet, elles doivent être assez simples pour être modélisées, apporter suffisamment d'informations sur l'écoulement du fluide (la vitesse ou la viscosité) et être solutions des équations de Navier-Stokes. Afin d'obtenir les meilleurs résultats, les conditions limites devront être choisies avec le plus grand soin [125].

2.3.3 Simulation aux équations de Navier-Stokes moyennées (RANS)

Pour étudier les mouvements des fluides, l'approche aux équations de Navier-Stokes moyennées (RANS) est la plus répandue parmi les logiciels de simulation dans le monde

industriel, car cette méthode présente un temps de calcul plus court que les méthodes LES et DNS, et n'a pas besoin de recourir à des maillages extrêmement fins. Cependant, cette méthode est très empirique et ne s'appuie pas sur de solides démonstrations théoriques [125].

De plus, la méthode RANS s'appuie principalement sur ce qu'on appelle la décomposition de Reynolds, qui consiste, pour une grandeur f, à la décomposer de la façon suivante :

$$f = \overline{f} + f' \tag{2.12}$$

avec $\overline{f}$ la valeur moyenne, dite moyenne de Reynolds et f' qui représente les fluctuations, c'est-à-dire l'écart par rapport à la moyenne.

La décomposition de Reynolds permet alors de simplifier les équations de Navier-Stokes pour donner les équations de Navier-Stokes moyennées, qui prennent en compte la moyenne de Reynolds (Reynolds-averaged Stokes equations - RANS). Pour un fluide newtonien incompressible en écoulement stationnaire, les équations de NavierStokes moyennées en coordonnées cartésiennes sont :

$$\rho\overline{u_j} + \frac{\partial\overline{u_i}}{\partial x_j} = \rho\overline{g_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}[-\overline{p}\delta_{ij} + \mu(\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial\overline{u_j}}{\partial x_i}) - \rho\overline{u_i'u_j'}] \tag{2.13}$$

On peut remplacer la viscosité μ par le tenseur des contraintes σ_{ij}, ce qui donne l'équation de Reynolds :

$$\rho\left(\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial t}\sum_j \overline{u_j}\left(\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial x_j}\right)\right) = \rho\overline{g_i} + \sum_j(\frac{\partial}{\partial x_j})(\sigma_{ij} - \rho\overline{u_i'u_j'}) \tag{2.14}$$

avec $\tau_{ij} = -\rho\overline{u_i'u_j'}$ le tenseur de Reynolds.

La principale différence entre l'équation de Reynolds et les équations de Navier-Stokes moyennées est donc l'utilisation du tenseur des contraintes σ_{ij} au lieu de la viscosité μ pour les équations moyennées. Le tenseur des contraintes est défini par :

$$\overline{\sigma_{ij}} = -\overline{p}\delta_{ij} + \mu(\left(\frac{\partial\overline{u_i}}{\partial x_j}\right) + \left(\frac{\partial\overline{u_j}}{\partial x_i}\right)) \tag{2.15}$$

avec δ_{ij} = 1 si $i = j$

Les deux grandes catégories de modèles de turbulence utilisés par la méthode RANS sont :

- Les modèles du premier ordre basés sur l'hypothèse de Boussinesq, qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide d'une viscosité turbulente :

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) = -\rho \overline{u_i' u_j'} \qquad (2.16)$$

- Les modèles du second ordre dans lesquels les tensions de Reynolds sont directement calculées.

Les modèles du premier ordre sont appelés modèles à viscosité turbulente. Ils traitent de la dissipation de l'énergie cinétique et se concentrent sur l'énergie dissipée à un niveau physiquement correct. Dans les modèles à viscosité turbulente, on néglige les petites cellules de la maille tout en considérant qu'elles sont toujours présentes lors de la modélisation, ce qui permet de ne pas avoir à les simuler. A noter qu'il existe plus de 200 modèles de ce type, qui sont classés en fonction du nombre d'équations de transport résolues en plus des équations de RANS : modèles à une équation (modèle de Prandtl, modèle de Baldwin-Barth, modèle de Spalart-Allmaras…), modèles à deux équations (modèle $k - \varepsilon$, modèle $k - \omega$, modèle SST…).

Les modèles du second ordre sont appelés modèles de transport de la contrainte de Reynolds. Ils résolvent les équations de transport des tensions de Reynolds $\overline{u_i' u_j'}$ et des flux de chaleur turbulents $\overline{u_i' T'}$, qui sont longues et compliquées à résoudre. Ces modèles du second ordre sont en effet plus compliqués à mettre en œuvre que les modèles du premier ordre. Effectivement, ils sont recommandés pour les écoulements turbulents complexes en 3D et réclament beaucoup de ressources [125].

2.4 Les Modèle de turbulence

2.4.1 Modèle de turbulence du premier ordre - Concept de la viscosité turbulente

L'approche de la modélisation statistique de la turbulence nécessite la fermeture du système d'équations régissant le mouvement moyen. Généralement, les méthodes de fermeture sont classées en fonction du nombre d'équations supplémentaires à résoudre. La stratégie adoptée

par les modèles du premier ordre repose sur le concept de viscosité turbulente présenté par Boussinesq en 1877 [133]. Son idée est basée sur l'observation tendant à montrer que le transfert de quantité de mouvement dans un écoulement turbulent est fortement dominé par le mélange des grosses structures. Cette viscosité est notée μ_T et relie linéairement le tenseur de Reynolds à l'écoulement moyen [131]:

$$\rho\overline{u_i' u_j'} = -\mu_T\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}\right) + \frac{2}{3}\rho\bar{k}\delta_{ij} \tag{2.17}$$

Où $\bar{k}$ est l'énergie cinétique moyenne du champ turbulent par unité de masse, appelée de façon plus concise l'énergie cinétique turbulente :

$$\bar{k} = \frac{1}{2}\overline{u_k' u_k'} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \tag{2.18}$$

et δ_{ij} le symbole de Kronecker (δ_{ij} = 1 si i = j et δ_{ij} = 0 si i ≠ j).

la relation (2.17) est bien adaptée à la reproduction des composantes de cisaillement (i.e. $\overline{u'v'}$ et $\overline{v'w'}$) qui sont produites respectivement par le cisaillement dû au sillage et à la couche limite.

La viscosité turbulente, inconnue de prime abord, doit donc être définie. Par analogie avec la théorie cinétique des gaz, la détermination de la viscosité nécessite deux échelles, $\nu \sim u \times l$, où u est la vitesse quadratique des molécules constituant le gaz et l le libre parcours moyen de ces particules (la distance moyenne effectuée par ces particules entre deux chocs). On pourra alors écrire dans notre cas:

$$\mu_T = \rho u_T l \tag{2.19}$$

Où u_T et l représentent respectivement une vitesse et une longueur caractéristique de la turbulence locale. Ainsi, le propos des modèles de turbulence est d'estimer ces deux échelles de la turbulence afin d'approcher au mieux la valeur de μ_T. Le modèle de turbulence sera d'autant plus complexe qu'il cherchera à se rapprocher au plus près de la réalité, à savoir tenir compte des effets de la convection, de la production et de la dissipation de la turbulence le long de l'écoulement [131].

2.4.1.1 Modèle de turbulence à zéro équation

Prandtl [134] propose en 1925 une formulation de la viscosité turbulente utilisant le concept de longueur de mélange, l_m, telle que :

$$\mu_T = \rho l_m^2 \left|\frac{\partial u}{\partial y}\right| \qquad (2.20)$$

Cette longueur, inspirée du libre parcours moyen dans la théorie cinétique des gaz repose sur le principe que le transport de la quantité de mouvement s'effectue sur une distance égale au libre parcours moyen. Le tableau 2.1 rassemble quelques valeurs de longueurs de mélange dans des configurations fréquemment étudiées.

Tableau 2.1 : Longueurs de mélange dans le cas d'écoulements bidimensionnels (d'après Rodi [132]).

Ecoulement	Longueur de mélange, l_m	L
Couche de mélange	0,07L	épaisseur de la couche limite
mélange Jet	0,09L	demi-épaisseur du jet
Sillage	0,16L	demi-épaisseur du sillage
Jet axisymétrique	0,075L	demi-épaisseur du jet
Couche limite :		
−Sous-couche visqueuse logarithmique	$\kappa[1-\exp(-y^+/26)]$	épaisseur et région de la couche-limite
−Partie supérieure $(y/L \geq 0{,}22)$	0,09L	

Ce modèle est dit incomplet car pour d´écrire la longueur de mélange en fonction de la position celle-ci dépend de l'écoulement. D'autre part, cette vision de la turbulence est trop simpliste, car la longueur doit être différente que l'on se positionne dans l'écoulement ou proche des parois. Il semble en pratique que le concept de viscosité turbulente sous cette forme est trop imprécis pour permettre des prédictions satisfaisantes [131].

De plus, si on se place au centre d'une couche de mélange caractérisée par un gradient de vitesse nul, la viscosité turbulente y devient nulle d'après la relation (2.20), ce qui est réfuté par les mesures. Il devient alors nécessaire d'avoir recours à d'autres théories pour mettre en évidence les diverses interactions entre les instabilités de tailles différentes. Pour toutes ces

raisons le modèle de longueur de mélange n'est pas applicable dans une modélisation générale de la turbulence. De ce fait, il sera inséré dans des modèles de turbulence plus complexes pour traiter par exemple le comportement du fluide dans les régions proches des parois [131].

2.4.1.2 Modèles de turbulence à une équation de transport

Les modèles de fermeture à une équation de transport reposent sur l'hypothèse de Boussinesq, et permettent d'ôter le problème d'une viscosité turbulente nulle au milieu d'une couche de mélange. On présente dans la suite deux exemples de ces modèles à une équation [131].

2.4.1.2.1 Modèle de turbulence basé sur l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente

Prandtl et Kolmogorov [135] proposent en 1940 une relation dans laquelle la viscosité turbulente est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie cinétique turbulente [131] :

$$\mu_T = C_k \rho l \sqrt{\bar{k}} \tag{2.21}$$

Le choix du paramètre k vient naturellement de sa présence dans la loi de comportement (2.17). Cette approche est ainsi basée sur la connaissance en tout point de l'écoulement de l'énergie cinétique turbulente :

$$\underbrace{\rho\left(\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j}\right)}_{1} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j}\right)}_{2} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\rho}{2}\overline{u_j' u_i' u_i'} + \overline{p' u_j'}\right)}_{3} - \underbrace{\rho \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{4} - \underbrace{\mu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}}_{5} \tag{2.22}$$

La variation totale de l'énergie cinétique turbulente "1" est équilibrée par [131] :

– "3" la diffusion de l'énergie cinétique turbulente par effet des fluctuations de vitesse et de pression.

– "4" l'interaction avec l'écoulement moyen. Cette énergie, cédée par l'écoulement moyen, est appelée terme de production.

– "5" le taux de dissipation moyen (multiplié ici par la masse volumique), noté par la suite $\bar{\epsilon}$, et toujours positif.

Le terme de diffusion "3" doit être modélisé, c'est généralement le cas à l'aide d'un terme de diffusion par gradient :

$$-\left(\frac{\rho}{2}\overline{u_j' u_i' u_i'} + \overline{p' u_j'}\right) \approx \frac{\mu_T}{\sigma_k}\frac{\partial \bar{k}}{\partial x_i} \tag{2.23}$$

Où μ_T est la viscosité turbulente, et σ_k est le nombre de Prandtl turbulent.

On suppose là que les deux termes ont des effets diffusifs, et peuvent donc être modélisés de façon identique.

De la même manière, le terme de production "4" doit être modélisé, ceci est réalisé à partir de la définition de la viscosité turbulente (2.17) :

$$P_K = -\rho\overline{u_i' u_j'}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \approx \mu_T\left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i}\right)\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \tag{2.24}$$

On cherche donc à équilibrer le transport du taux de dissipation par un terme de convection, un terme source, un terme puits, de la diffusion visqueuse et turbulente. On peut ainsi écrire :

$$\frac{\partial(\rho\overline{k})}{\partial t} + u_j\frac{\partial\overline{(\rho k)}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k}\right)\frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j}\right] + P_K - \rho\bar{\epsilon} \tag{2.25}$$

Ce modèle, comme le précédent, reste incomplet car nécessitant de préscrire l'échelle de longueur en tout point, ce qui reste difficile pour des géométries complexes. L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente reste valable pour des écoulements très fortement turbulents. C'est à dire dans les régions éloignées des effets des parois (i.e. Y^+ supérieur à 30) [131].

2.4.1.2.2 Modèle de turbulence de Spalart et Allmaras

Le modèle de Spalart-Allmaras [136] est un modèle à une équation qui résout une équation de transport modélisée pour la viscosité turbulente cinématique. Ce modèle a été conçu spécifiquement pour les applications aérospatiales impliquant des écoulements délimités par des parois et s'est avéré donner de bons résultats pour les couches limites soumises à des grands gradients de pression [137].

La viscosité turbulente est donnée par la formulation :

$$\mu_T = \rho f_{v1} \tilde{v} \tag{2.26}$$

Où la fonction d'amortissement visqueux f_{v1} est donnée par :

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \tag{2.27}$$

Et

$$\chi \equiv \frac{\tilde{v}}{v} \tag{2.28}$$

Où $\tilde{v}$ est La variable transportée dans le modèle de Spalart-Allmaras qui est identique à la viscosité cinématique turbulente sauf dans la région proche de la paroi est obtenue par la résolution de son équation de transport :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho\tilde{\nu}u_j\right) = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}}\left[\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{(\mu + \rho\tilde{\nu})\frac{\partial\tilde{\nu}}{\partial x_j}\right\} + C_{b2}\rho\left(\frac{\partial\tilde{\nu}}{\partial x_j}\right)^2\right] - Y_\nu \tag{2.29}$$

Où G_ν représente la production de viscosité turbulente et Y_ν sa destruction de la viscosité turbulente qui se produit dans les régions proches des parois liées à l'amortissement visqueux, $\sigma_{\tilde{\nu}}$ et C_{b2} sont des constantes, et μ est la viscosité dynamique.

Le modèle Spalart-Allmaras est performant pour des applications aéronautiques car les écoulements attachés et décollés sont très bien représentés. Il n'est pas étalonné pour les écoulements industriels généraux et produit des erreurs relativement plus importantes pour certains écoulements à cisaillement libre, en particulier les écoulements à jet plan et rond. En outre, il ne peut pas être utilisé pour prédire la décroissance d'une turbulence homogène et isotrope. Ce point est amélioré en considérant des modèles à deux équations de transport [137].

2.4.1.3 Modèles de turbulence à deux équations de transport

Les modèles de turbulence à deux équations permettent de déterminer à la fois une longueur de turbulence et une échelle de temps en résolvant deux équations de transport distinctes. Donc il est très naturel d'introduire l'énergie cinétique turbulente dans la prédiction

de la viscosité turbulente. Le choix du second paramètre, à partir duquel une équation de transport sera écrite, est plus délicat. Plusieurs suggestions ont été proposées basées sur les variables ($\epsilon, \bar{k}l, \bar{\omega}, \frac{1}{\omega}$) [131].

Où ϵ et ω sont respectivement le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation spécifique ($\omega = \epsilon/k$) représentant le taux de dissipation par unité d'énergie cinétique turbulente. Dans tous ces cas, la viscosité turbulente est formulée à partir de l'énergie cinétique turbulente et du second paramètre [131].

2.4.1.3.1 Modèle de turbulence $k - \varepsilon$ standard

Ce modèle a été proposé par Launder et Spalding, [138] et il est fréquemment utilisé dans la simulation des écoulements turbulents, parce qu'il est en général facile à appliquer, robuste et économique.

La viscosité turbulente μ_T est calculée en combinant k et ε comme suit [131]:

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}} \tag{2.30}$$

où C_μ est une constante.
Et est donc écrite par combinaison de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation.

$$\bar{\varepsilon} = \nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \tag{2.31}$$

L'énergie cinétique de turbulence k et son taux de dissipation ε sont obtenus à partir des équations de transport suivantes :

$$\frac{\partial(\rho\overline{k})}{\partial t} + u_j \frac{\partial\overline{(\rho k)}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k}\right)\frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j}\right] + G_K + G_b - \rho\bar{\varepsilon} - Y_M \tag{2.32}$$

$$\frac{\partial(\rho\bar{\varepsilon})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \bar{\varepsilon})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x_j}\right] + C_{1\varepsilon}\frac{\bar{\varepsilon}}{k}(G_K + C_{3\varepsilon}G_b)C_{2\varepsilon}\rho\frac{\bar{\varepsilon}^2}{K}) \tag{2.33}$$

Dans les équations (2.32) et (2.33), G_k caractérise la génération d'énergie cinétique turbulente issue de gradient de vitesse moyenne et des effets de la pesanteur. G_b est la génération d'énergie cinétique de turbulence due à la flottabilité, Y_M représente la contribution de la dilatation

fluctuante dans la turbulence compressible au taux de dissipation global. $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ sont des constantes. σ_k et σ_ε sont appelées nombre de Prandtl, respectivement pour k et ε [131].
Les constantes du modèle, C_μ, $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, σ_k et σ_ε ont les valeurs par défaut suivantes [139] :

$$C_\mu = 0{,}09,\ C_{1\varepsilon} = 1{,}44,\ C_{2\varepsilon} = 1{,}92, \sigma_k = 1,\ \sigma_\varepsilon = 1{,}3.$$

Ces valeurs par défaut ont été déterminées à partir d'expériences pour les écoulements turbulents fondamentaux, y compris les écoulements de cisaillement fréquemment rencontrés comme les couches limites, les couches de mélange et les jets, ainsi que pour la turbulence de grille isotrope décroissante.

Ce modèle a été présenté au début des années 1970 par W.P. Jones et B.E. Launder [140], puis les constantes ont été déterminées par B.E. Launder et D. Spalding [141]. Un des avantages de cette méthode est la prise en compte de la variabilité spatiale de l'agitation turbulente, et sa simplicité de mise en œuvre. Il s'avère être un des modèles les plus répandus dans les applications pratiques à l'usage de l'ingénieur (écoulements dans des conduites par exemple) [131].

2.4.1.3.2 Modèle de turbulence $k - \varepsilon$ RNG

Le modèle RNG $k - \varepsilon$ a été dérivé à l'aide d'une technique statistique appelée théorie des groupes de renormalisation (RNG) à partir de l'équation instantanée de Navier-Stokes. Il est similaire dans sa forme au modèle standard $k - \varepsilon$, mais comprend les améliorations suivantes [137] :

- Le modèle RNG a un terme supplémentaire dans son équation ε qui améliore la précision pour les écoulements rapidement déformés.
- L'effet du tourbillon sur la turbulence est inclus dans le modèle RNG, ce qui améliore la précision des écoulements tourbillonnants.
- La théorie RNG fournit une formule analytique pour les nombres de Prandtl turbulents, tandis que le modèle standard $k - \varepsilon$ utilise des valeurs constantes spécifiées par l'utilisateur.
- Alors que le modèle standard $k - \varepsilon$ est un modèle à nombre de Reynolds élevé, la théorie RNG $k - \varepsilon$ fournit une formule différentielle dérivée analytiquement pour la viscosité

effective qui tient compte des effets à faible nombre de Reynolds.

En conséquence, les équations de transport du modèle $k-\varepsilon$ RNG, sont données par:

$$\frac{\partial(\rho\overline{k})}{\partial t}+u_j\frac{\partial\overline{(\rho k)}}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_T}{\sigma_k}\right)\frac{\partial\overline{k}}{\partial x_j}\right]+G_K+G_b-\rho\overline{\varepsilon}-Y_M \tag{2.34}$$

$$\frac{\partial(\rho\overline{\varepsilon})}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_i\overline{\varepsilon})}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial\overline{\epsilon}}{\partial x_j}\right]+C_{1\varepsilon}\frac{\overline{\varepsilon}}{k}(G_K+C_{3\varepsilon}G_b)-C_{2\varepsilon}\rho\frac{\overline{\varepsilon}^2}{K}-R_\varepsilon \tag{2.35}$$

La principale différence entre les modèles RNG et standard $k-\varepsilon$ réside dans le terme supplémentaire R_ε , défini par la formule :

$$R_\varepsilon=\frac{C_\mu\rho\eta^3(1-{}^{\eta}/_{\eta_0})}{1+\beta\eta^3}\frac{\varepsilon^2}{K} \tag{2.36}$$

Où

$$\eta\equiv\frac{Sk}{\varepsilon},\ \eta_0=4.38,\ \beta=0.012.$$

La procédure d'élimination d'échelle dans la théorie RNG donne une équation différentielle pour la viscosité turbulente :

$$d\left(\frac{\rho^2k}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right)=1.72\frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3-1+C_\nu}} \tag{2.37}$$

Où

$$\hat{\nu}=\frac{\mu_{eff}}{\mu}$$

$$C_\nu\approx100$$

L'équation (2.37) est intégrée pour obtenir une description précise de la façon dont le transport turbulent efficace varie avec le nombre de Reynolds effectif (ou l'échelle de tourbillon), ce qui permet au modèle de mieux gérer les écoulements à faible nombre de Reynolds et près des parois [137].

Dans la limite du nombre de Reynolds élevé, l'équation 2.37 donne :

$$\mu_T=\rho C_\mu\frac{\overline{k}^2}{\overline{\varepsilon}} \tag{2.38}$$

avec $C_\mu=0.0845$, dérivé de la théorie RNG. Il est intéressant de noter que cette valeur de C_μ est très proche de la valeur empirique de 0,09 utilisée dans le modèle $k-\varepsilon$ standard.

Les constantes du modèle $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, σ_k et σ_ε dans l'équation (2.35) ont des valeurs dérivées analytiquement par la théorie RNG . Ces valeurs, utilisées par défaut dans ANSYS Fluent, sont [137]:

$$C_{1\varepsilon} = 1.42,\ C_{2\varepsilon} = 1.68,\ \sigma_k = \sigma_\varepsilon = 0{,}7179.$$

2.4.1.3.3 Modèle de turbulence $k-\varepsilon$ Realizable

Le terme « réalisable » signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, cohérentes avec la physique des écoulements turbulents. Le modèle $k-\varepsilon$ réalisable [142] diffère du modèle $k-\varepsilon$ standard de deux manières importantes [137]:

• une formulation alternative pour la viscosité turbulente.

• Une équation de transport modifiée pour le taux de dissipation ε.

Les équations de transport modélisées pour k et ε dans le modèle réalisable $k-\varepsilon$ sont :

$$\frac{\partial(\rho\overline{k})}{\partial t} + u_j\frac{\partial(\overline{\rho k})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k}\right)\frac{\partial \overline{k}}{\partial x_j}\right] + G_K + G_b - \rho\overline{\varepsilon} - Y_M \qquad (2.39)$$

Et

$$\frac{\partial(\rho\overline{\varepsilon})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j\overline{\varepsilon})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \overline{\varepsilon}}{\partial x_j}\right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2\frac{\overline{\varepsilon}^2}{k+\sqrt{v\varepsilon}} + C_{1\varepsilon}\frac{\overline{\varepsilon}}{k}C_{3\varepsilon}G_b + S_\varepsilon \qquad (2.40)$$

Où

$$C_1 = \max\left[0.43, \frac{\eta}{\eta+5}\right],\ \eta = S\frac{k}{\varepsilon},\ S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$$

Dans ces équations, G_K représente la génération de l'énergie cinétique de la turbulence due aux gradients de vitesse moyenne. G_b est la génération de l'énergie cinétique de la turbulence due à la flottabilité. Y_M représente la contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible au taux de dissipation global. C_2 et $C_{1\varepsilon}$ sont des constantes. σ_k et σ_ε sont les nombres de Prandtl turbulents pour k et ϵ, respectivement.

Comme dans les autres modèles $k-\varepsilon$, la viscosité tourbillonnaire est calculée à partir de [137] :

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}} \tag{2.41}$$

La différence entre le modèle $k-\varepsilon$ réalisable et les modèles $k-\varepsilon$ standard et RNG est que μ_T n'est plus constant. Elle est calculée à partir de :

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \tag{2.42}$$

Où

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \widetilde{\Omega}_{ij}\widetilde{\Omega}_{ij}} \tag{2.43}$$

Et

$$\widetilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k \tag{2.44}$$

$$\Omega_{ij} = \overline{\Omega_{ıȷ}} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \tag{2.45}$$

Où $\overline{\Omega_{ıȷ}}$ est le tenseur de la vitesse de rotation moyenne vu dans un cadre de référence mobile avec la vitesse angulaire ω_k. Les constantes du modèle A_0 et A_s sont données par [137] :

$$A_0 = 4.04, \quad A_s = \sqrt{6}\cos\phi$$

Où

$$\phi = \frac{1}{3}\cos^{-1}(\sqrt{6}\,W), W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3}, \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \bar{u}_ȷ}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_ı}{\partial x_j}\right)$$

On peut voir que C_μ est une fonction des taux de déformation et de rotation moyens, de la vitesse angulaire de la rotation du système, et des champs de turbulence (k et ϵ). On peut montrer que la valeur de C_μ dans l'équation (2.41) retrouve la valeur standard de 0,09 pour une sous-couche inertielle dans une couche limite d'équilibre.

Les constantes du modèle $C_{1\varepsilon}$,C_2, σ_k et σ_ε ont été établies pour garantir que le modèle fonctionne bien pour certains flux canoniques. Les constantes du modèle sont [137] :

$$C_{1\varepsilon} = 1.44,\ C_2 = 1.9,\ \sigma_k = 1.0,\ \sigma_\varepsilon = 1.2.$$

2.4.1.3.4 Modèle de turbulence $\mathbf{k-\omega}$ standard

Le modèle $k-\omega$ standard est basé sur le modèle de Wilcox en 1988 [143], qui intègre des modifications pour les effets à faible nombre de Reynolds, la compressibilité et l'étalement du flux de cisaillement. Ce modèle standard est un modèle empirique basé sur les équations de transport du modèle pour l'énergie cinétique k et le taux de dissipation spécifique ω, qui peut également être considéré comme le rapport entre ε et $k(\omega = \varepsilon/k)$ [145] [137] .

Les équations de transport pour k et ω sont respectivement [139] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j}\right) + G_k - Y_k \tag{2.46}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right) + G_\omega - Y_\omega \tag{2.47}$$

Dans ces deux équations de transport, G représente la génération d'énergie cinétique turbulente ou de la dissipation effective, selon l'indice utilisé, due au gradient de vitesse moyenne. Γ_k et $\Gamma_\omega$représentent la diffusivité effective de k et ω, respectivement. Y_k et Y_ω représentent la dissipation de k et ω par la turbulence.

Les diffusivités effectives pour le modèle $k-\omega$ sont données par :

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \tag{2.48}$$

Et

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \tag{2.49}$$

Où σ_k et σ_ω sont les nombres de Prandtl turbulents pour k et ω respectivement.
La viscosité turbulente est donnée dans ce cas par la relation suivante :

$$\mu_T = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \tag{2.50}$$

Où α^*est un coefficient permettant de diminuer l'influence de la viscosité turbulente en effectuant une correction "bas-Reynolds".

$$\alpha^* = \alpha^*_\infty \left(\frac{\alpha^*_0 + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k}\right) \tag{2.51}$$

Où

$$Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega} \tag{2.52}$$

Et

$$\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}$$

Notez que dans la forme du nombre de Reynolds élevé du modèle $k - \omega$, α_∞^*=α_0^*=1.
Les constantes du modèle sont [137] :

$$\alpha_\infty^*=1,\ \beta_i = 0.072,\ R_k = 6\ ,\ \sigma_k = 2.0,\ \sigma_\omega = 2.0.$$

Ce modèle est très sensible au niveau de turbulence de l'écoulement externe à la couche limite, et ne peut pas être utilisé pour des écoulements externes. L'efficacité de ce modèle pour résoudre l'écoulement dans la région proche de la paroi a soulevé l'idée d'un mélange de deux modèles de turbulence, le modèle $k - \omega$ pour résoudre la région affectée par les effets visqueux, et le modèle $k - \varepsilon$ pour résoudre l'écoulement dans des régions éloignées des parois [137].

2.4.1.3.5 Modèle de turbulence SST $\mathbf{k - \omega}$

Le modèle de transport de contrainte de cisaillement (SST) $\mathrm{k - \omega}$, proposé par Menter [144] en 1994 est un modèle hybride, c'est à dire utilisant des modèles de turbulence différents pour la région proche paroi et dans le reste de l'écoulement. La transition d'un modèle vers l'autre se fait progressivement à partir d'un "mélange" [131].

Le modèle SST $\mathrm{k - \omega}$ est similaire au modèle standard $\mathrm{k - \omega}$, mais comprend les raffinements suivants [137] :

- Le modèle $\mathrm{k - \omega}$ standard et le modèle transformé $\mathrm{k - \varepsilon}$ sont tous deux multipliés par une fonction de mélange et les deux modèles sont additionnés. La fonction de mélange est conçue pour être égale à un dans la région proche de la paroi, ce qui active le modèle standard $\mathrm{k - \omega}$, et zéro loin de la surface, ce qui active le modèle transformé $\mathrm{k - \varepsilon}$.
- Le modèle SST incorpore un terme dérivé de diffusion croisée amortie dans l'équation ω.

- La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour tenir compte du transport de la contrainte de cisaillement turbulente.
- Les constantes de modélisation sont différentes.

Les équations de transport du modèle SST $k-\omega$ sont similaires aux équations (2.46) et (2.47) utilisées par le modèle $k-\omega$ standard.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_k\frac{\partial k}{\partial x_j}\right)+G_k-Y_k \tag{2.53}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\omega\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right)+G_\omega-Y_\omega+D_\omega \tag{2.54}$$

Dans ces équations, le terme G_k représente la production d'énergie cinétique de la turbulence, et est défini de la même manière que dans le modèle standard $k-\omega$. G_ω représente la production de ω. Γ_k et Γ_ω représentent la diffusivité effective de k et ω, respectivement. Y_k et Y_ω représentent la dissipation de k et ω due à la turbulence. D_ω représente le terme de diffusion croisée.

Les diffusivités effectives pour le modèle SST $k-\omega$ sont données par :

$$\Gamma_k=\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k} \tag{2.55}$$

Et

$$\Gamma_\omega=\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \tag{2.56}$$

où σ_k et σ_ω sont les nombres de Prandtl turbulents pour k et ω, respectivement.

La viscosité turbulente est calculée comme suit :

$$\mu_T=\frac{\rho k}{\omega}\frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*},\frac{SF_2}{\alpha_1\omega}\right]} \tag{2.57}$$

où S est l'amplitude de la vitesse de déformation.

Et

$$\sigma_k=\frac{1}{F_1/\sigma_{k,1}+(1-F_1)/\sigma_{k,2}} \tag{2.58}$$

$$\sigma_\omega=\frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1}+(1-F_1)/\sigma_{\omega,2}} \tag{2.59}$$

Les fonctions de mélange F_1 et F_2 sont données par :

$$F_1 = \tanh\left(\Phi_1^4\right) \tag{2.60}$$

$$\Phi_1 = \min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega}\right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2}\right] \tag{2.61}$$

$$D_\omega^+ = \max\left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10}\right] \tag{2.62}$$

$$F_2 = \tanh\left(\Phi_2^2\right) \tag{2.63}$$

$$\Phi_2 = \max\left[2\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega}\right] \tag{2.64}$$

Où y est la distance à la prochaine surface et D_ω^+ est la partie positive du terme de diffusion croisée.

Les constantes du modèle sont [137] :

$$\sigma_{k,1} = 1.176,\ \sigma_{\omega,1} = 2.0,\ \sigma_{k,2} = 1.0,\ \sigma_{\omega,2} = 1.168,\ \alpha_1 = 0.31.$$

2.4.2 Modèle de turbulence du deuxième ordre

Le modèle de contrainte de Reynolds (RSM) [145], [146], [147] est le type le plus élaboré de modèle de turbulence RANS que ANSYS Fluent fournit. Abandonnant l'hypothèse de la viscosité de tourbillon isotrope, le RSM ferme les équations de Navier-Stokes moyennées par Reynolds en résolvant les équations de transport pour les contraintes de Reynolds, ainsi qu'une équation pour le taux de dissipation. Cela signifie que cinq équations de transport supplémentaires sont nécessaires dans les écoulements $2D$, par rapport aux sept équations de transport supplémentaires résolues en 3D [137].

Les équations de transport exactes pour le transport des contraintes de Reynolds, $\rho\overline{u_i' u_j'}$, peuvent être écrites comme comme suit [137]:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\overline{u_i'u_j'}\right)}_{\text{dérivée du temps locale}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\rho u_k\overline{u_i'u_j'}\right)}_{C_{ij}\equiv\text{convection}} = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\rho\overline{u_i'u_j'u_k'} + \overline{p'(\delta_{kj}u_i' + \delta_{ik}u_j')}\right]}_{D_{T,ij}\equiv\text{Diffusion turbulente}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\mu\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\overline{u_i'u_j'}\right)\right]}_{D_{L,ij}\equiv\text{diffusion moléculaire}}$$

$$\underbrace{-\rho\left(\overline{u_i'u_k'}\frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_j'u_k'}\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\right)}_{P_{ij}\equiv\text{production de stress}} \underbrace{-\rho\beta(g_i\overline{u_j'\theta} + g_i\overline{u_i'\theta})}_{G_{ij}\equiv\text{production de flottabilité}}$$

$$+ \underbrace{p'\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}\right)}_{\phi_{ij}\equiv\text{contrainte de pression}} \underbrace{-2\mu\overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_k}\frac{\partial u_j'}{\partial x_k}}}_{\varepsilon_{ij}\equiv\text{dissipation}}$$

$$\underbrace{-2\rho\Omega_k(\overline{u_j'u_m'}\varepsilon_{ikm} + \overline{u_i'u_m'}\varepsilon_{ikm})}_{F_{ij}\equiv\text{production par rotation du système}}$$

$$\underbrace{+ S_{user}}_{\text{terme de source défini par l'utilisateur}} \tag{2.65}$$

Parmi les différents termes de ces équations exactes, C_{ij},$D_{L,ij}$,P_{ij} et F_{ij} ne nécessitent aucune modélisation. En revanche, $D_{T,ij}$,G_{ij}, ϕ_{ij} et ε_{ij} doivent être modélisés pour fermer les équations. La viscosité turbulente μ_T est calculée de manière similaire aux modèles $k-\varepsilon$ [137]:

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{\overline{k}^2}{\overline{\varepsilon}} \tag{2.66}$$

Où

$$C_\mu = 0.09.$$

2.5 Le model numérique de l'Ansys Fluent

La méthode des différences finies repose sur des approximations des dérivées, contrairement à la méthode des volumes finis qui permet la résolution numérique des équations aux dérivées partielles et basé sur des approximations d'intégrales et assure ainsi le principe de conservation [148]. Dans la méthode de volume fini, le calcul numérique est développé en deux étapes. Dans la première, les équations de conservation sont formulées et une approche est adoptée pour évaluer tous les termes. Dans la seconde, un algorithme de solution séquentiel et

séparé est utilisé pour former les matrices d'éléments, les assembler et résoudre le système résultant pour chaque variable séparément [149].

Les équations de conservation dynamique de la variable générique ϕ en trois dimensions qui décrivent les phénomènes de transport pour les écoulements en convection libre sont de la forme générale [150] [148]:

$$\frac{\partial(\rho C_\phi \phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho C_\phi \phi v_i)}{\partial x_i} = \Gamma_\phi \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i^2} + S_\phi \qquad (2.67)$$

où ϕ représente la variable commune d'intérêt sous forme de concentration de la quantité transportée sous une forme adimensionnelle, ρ est la densité de l'air, C_ϕ est le coefficient d'advection, v_i est la composante du vecteur vitesse dans la direction i, Γ_ϕ est le coefficient de diffusion et S_ϕ est le terme source. Ces variables et leurs différents termes sont présentés dans [151] pour un écoulement incompressible en régime permanent [le premier terme de l'équation (2.67) est égal à zéro] [148].

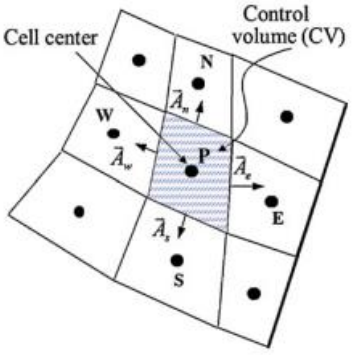


Figure 2.3 : Une représentation d'un maillage structuré pour la méthode volume fini utilisé pour illustrer la discrétisation d'une équation de transport scalaire en FVM [148].

Le logiciel ANSYS/FLUENT utilise l'approche de volume fini centrée sur la cellule (CC), qui est la plus largement utilisée, et qui résout les équations de conservation directement au centre des cellules, et utilise l'interpolation pour exprimer les valeurs variables au centre de l'élément en fonction des valeurs nodales à la surface du volume de contrôle ϕ_f [150] [152]. Dans la première

étape de la méthodologie de volume finit centrée sur la cellule, les valeurs de chaque variable ϕ, qui représentent la valeur moyenne de la cellule entière, sont toutes stockées aux centre de la cellule (P, N, S, E et W sur la Figure 2.3).

Dans la deuxième étape, l'équation (2.67) est intégré dans chaque cellule, obtenant une équation discrète qui conserve chaque quantité sur une base de volume de contrôle [148]:

$$\int_V \frac{\partial(\rho C_\phi \phi)}{\partial t} dV + \int_V [\frac{\partial(\rho C_\phi \phi v_i)}{\partial x_i} - \Gamma_\phi \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i^2}] dV = \int_V S_\phi dV \qquad (2.68)$$

Où V est le volume d'une cellule de calcul.

En intégrant sur la surface d'un volume de contrôle arbitraire V en utilisant le théorème de divergence (théorème de Green), l'équation (2.68) devient [150] [148]:

$$\int_V \frac{\partial(\rho C_\phi \phi)}{\partial t} dV + \oint_{A_e} \rho C_\phi \phi \vec{v} \cdot \vec{n} dA = \oint_{A_e} \Gamma_\phi \nabla\phi \cdot \vec{n} dA + \int_V S_\phi dV \qquad (2.69)$$

Où A_e désigne la surface d'une cellule de calcul, $\vec{n}$ est le vecteur normal à la surface, $\vec{v}$ le vecteur vitesse (=$u\vec{i}$ +$v\vec{j}$ en 2D) et $\nabla\phi$ le gradient de ϕ [= $(\partial/\partial x)\vec{i}$ + $(\partial/\partial y)\vec{j}$ en 2D].

Pour calculer exactement les intégrales de surface des flux convectifs et diffusifs dans l'équation (2.69), il faut connaître l'intégrateur ($\rho C_\phi \phi \vec{v}$ ou $\Gamma_\phi \nabla\phi$) sur toutes les surfaces A_f délimitant le volume de contrôle considéré [150]. Cette information n'est pas disponible puisque les valeurs de toutes les variables ne sont connues qu'aux nœuds de calcul (centre du volume de contrôle). Par conséquent, pour calculer les valeurs de ϕ,il faut faire approximations du flux net à travers la surface de la frontière du volume de contrôle comme la somme des intégrales sur toutes les faces des cellules [150] [153] :

$$\int_V \frac{\partial(\rho C_\phi \phi)}{\partial t} dV + \sum_f^{Nfaces} \oint_{A_e} \rho_f C_\phi \phi_f \vec{v}_f \cdot d\vec{A}_f = \sum_f^{Nfaces} \oint_{A_e} \Gamma_\phi (\nabla\phi)_n \cdot d\vec{A}_f + \int_V S_\phi dV \qquad (2.70)$$

Où $Nfaces$ est le nombre de faces entourant la cellule (e, s, w et n sur la Figure 2.3), ϕ_f est la valeur de convection ϕ à travers la face f, $\rho_f \vec{v}_f \cdot \vec{A}_f$ est la surface de la face f, $(\nabla\phi)_n$ est l'amplitude de la normale $\nabla\phi$ à la face f et V est le volume de la cellule.

Pour réaliser l'étape d'intégration indiquée dans l'équation (2.70) sur une cellule de calcul, deux niveaux d'approximation doivent être effectués [153]. Au premier niveau, l'intégrale de surface (ou de volume) est approximée en termes de valeurs variables ϕ_f à un ou plusieurs endroits de la face de la cellule [150]. Au deuxième niveau, les valeurs variables à ces endroits de la face de la cellule sont approximées en termes de valeurs nodales (centre du volume de contrôle) [150] [152] [148].

Pour le premier niveau d'approximation, on utilise normalement un schéma simple du second ordre pour remplacer les intégrales de surface. Par conséquent, une intégrale de surface est approximée comme un produit de l'intégrateur au centre de la face de la cellule ($\rho_f C_\phi \phi_f \vec{v}_f$ pour le flux convectif et $\Gamma_\phi(\nabla\phi)_n$ pour le flux diffusif) et de la surface $\vec{A}_f$ de la face de la cellule [153]. En supposant que les valeurs de la face de la cellule sont uniformes sur toute la face, et que le champ de vitesse et les propriétés du fluide ρ et Γ sont connus à tous les endroits, l'équation (2.70) donne [154] [155] [148]:

$$\frac{\partial(\rho C_\phi \phi)}{\partial t} V + \sum_{f}^{Nfaces} \rho_f C_\phi \phi_f \vec{v}_n \,.\vec{A}_f = \sum_{f}^{Nfaces} \Gamma_\phi(\nabla\phi)_n \,.\vec{A}_f + S_\phi V \qquad (2.71)$$

Les équations résolues par ANSYS/FLUENT prennent la même forme générale comme l'équation (2.71) et sont faciles à appliquer à des maillages composés de polyèdres arbitraires.

Le deuxième niveau d'approximation pour l'étape d'intégration dans l'équation (2.70) concerne l'estimation des valeurs des variables ϕ_f et de ses gradients normaux aux faces des cellules $[(\nabla\phi)_n]$ à des autres emplacements que les nœuds de calcul pour calculer les flux convectifs et diffusifs dans l'équation (2.71). Parmi les nombreux schémas disponibles dans ANSYS/FLUENT (Première-d 'ordre upwind, Deuxième-d 'ordre upwind, loi de puissance, and QUICK) [148].

2.5.1 Schéma upwind de deuxième-d 'ordre :

Dans l'approche upwind de deuxième-d 'ordre, les quantités aux faces ϕ_f de la cellule sont approximées par les valeurs ϕ_{UP} au nœud en amont de la face f par une expansion en série de Taylor de la solution centrée sur la cellule [156] [150] [148].

$$\phi_f = \phi_{UP} + (\nabla\phi)_{UP} \cdot \Delta\vec{s} \tag{2.72}$$

Où ϕ_{UP} et $(\nabla\phi)_{UP}$ sont la valeur centrée sur la cellule et son gradient dans la cellule amont, et $\Delta\vec{s}$ est le vecteur de déplacement du centre de gravité de la cellule amont au centre de la face. Nous avons choisi la méthode d'évaluation du gradient basée sur les cellules de Green-Gauss pour discrétiser et de calculer le gradient $\nabla\phi$ au centre de la cellule P en utilisant la forme discrète suivante [157] [148]:

$$(\nabla\phi)_P = \frac{1}{V}\sum_{f=1}^{Nfaces} \overline{\phi}_f \vec{A}_f \tag{2.74}$$

Où Nfaces est le nombre de surfaces de délimitation sur le volume élémentaire, et $\overline{\phi}$ est la moyenne arithmétique des valeurs aux centres des cellules voisines.

2.5.2 Schéma pondéré-Corps-force:

Le schéma pondéré par les forces corporelles a été utilisé pour la discrétisation de la pression (gradient normal constant de la différence entre les forces corporelles et la pression), puisque dans les serres, l'effet de la gravité est toujours important et génère de fortes forces de flottabilité. Ce schéma est approprié pour capturer les situations qui impliquent le gradient des forces corporelles similaires à la ventilation des serres où les forces corporelles sont induites par la convection naturelle [158] [148].

CHAPTRE III:

Modèle physique et simulation numérique

3.1 Introduction

Les équations qui gouvernent l'étude du mouvement de battement et de l'écoulement autour d'un profil aérodynamique NACA 0012 (comme indiqué sur la figure 3.1) sont les équations de Navier-Stokes incompressibles bidimensionnelles dépendant du temps et sont données par les relations suivantes :

- Equations de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \mathrm{u}}{\partial \mathrm{t}} + \mathrm{u} \,.\, \nabla \mathrm{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla \mathrm{p} + \mathrm{v} \nabla^2 \mathrm{u} \tag{3.1}$$

- Equation de continuité

$$\nabla \,.\, \mathrm{u} = 0 \tag{3.2}$$

Où u est la vitesse [m/s], p est la pression, ρ est la masse volumique du fluide [kg/m3], v est la viscosité cinématique [m2/s] et le symbole mathématique ∇ représente l'opérateur de gradient et ∇^2 est l'opérateur de laplacien.

Ces équations sont résolues en deux dimensions à l'aide d'un solveur d'équations Navier-Stokes incompressible à volume fini et basé sur la pression qui est largement utilisé dans les études de battement d'ailes dans le passé. Par exemple, Martinat et al. [159] et Wang et al [106] ont utilisé le solveur pour $\mathrm{Re} = \mathrm{O}(10^5)$, similaire à la présente étude.

Le solveur de dynamique des fluides ANSYS Fluent 16.2 a été utilisé pour simuler les forces aérodynamiques et les champs d'écoulement instable autour d'un profil aérodynamique en battement sous une vitesse d'écoulement libre constante avec différents paramètres instationnaires et cinématiques. Les équations gouvernantes ont été discrétisées selon la méthode des volumes finis. Habituellement, il existe trois formes principales de méthodes de simulation de turbulence utilisées pour simuler un profil aérodynamique en battement, c'est-à-dire la simulation numérique directe (DNS), la Simulation aux grandes structures de la turbulence

(LES) et Navier–Stokes moyennées de Reynolds (RANS). C'est très coûteux en calcul d'appliquer les méthodes de simulation de turbulence LES et DNS pour étudier le profil aérodynamique en battement dans la gamme de nombres de Reynolds étudiée dans cette thèse. Pour l'instant, la méthode RANS semble être l'approche la plus appropriée pour conduire les simulations dynamiques d'écoulement avec un coût de calcul acceptable et une précision raisonnable [160]. Par conséquent, dans la présente étude, on utilise la méthode RANS qui être l'approche la plus appropriée. Le modèle de turbulence $\mathrm{k}-\omega$ SST a été choisi pour la simulation à $\mathrm{Re}=1.35\times 10^{5}$. Un code écrit en langage C est ajouté à la plate-forme FLUENT en tant que fonction définie par l'utilisateur (UDF) pour piloter le mouvement du profil aérodynamique en battement. En raison de l'écoulement incompressible, l'algorithme de solution Navier-Strokes basé sur la pression a été choisi et l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) a été appliqué pour le couplage pression-vitesse, tandis qu'un schéma de second ordre a été utilisé pour la discrétisation spatiale des simulations effectuées. Les critères de convergence pour les résidus étaient 10^{-3}.

3.2 Cinématique du mouvement d'aile et principaux paramètres

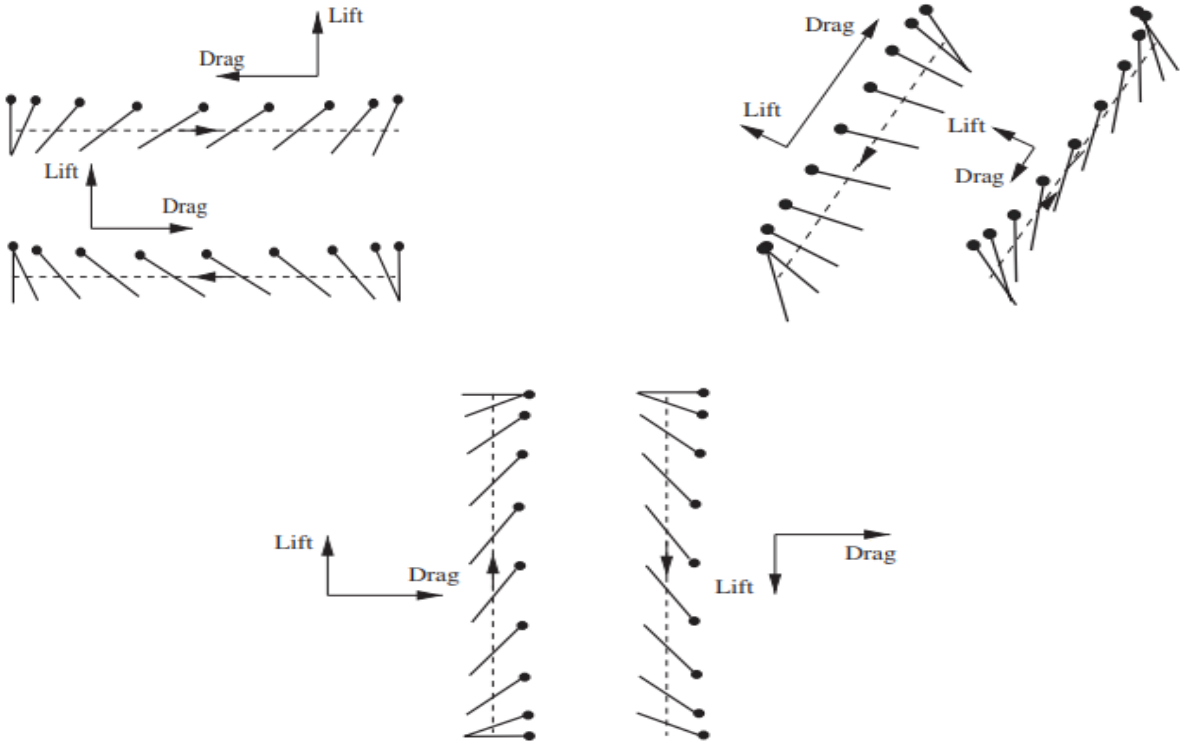
L'écoulement du fluide autour un profil aérodynamique NACA0012 a été largement étudié dans la littérature existante et le mouvement de battement de l'aile a été rapportée à la fois par des études numériques [161] [162] [163] et expérimentales [164]. La géométrie et la cinématique de l'aile battante en vol stationnaire sur les plans horizontal, incliné et vertical sont illustrées à la Figure (3.1). En particulier, le mouvement de battement de l'aile est combiné avec une translation et une rotation dans un plan de course avec un angle d'inclinaison qui peut être décrit comme suit :

$$A(t)=A_m\cos(2\pi ft)(cos\beta, sin\beta) \tag{3.3}$$

$$\alpha(t)=\alpha_0+\Delta\alpha\sin(2\pi ft+\varphi) \tag{3.4}$$

Où $A(t)$ et $\alpha(t)$ sont respectivement le déplacement en translation et l'angle de rotation, f est la fréquence, A_m et $\Delta\alpha$ sont respectivement les amplitudes de translation et de rotation, φ est la différence de phase entre le mouvement de translation et de rotation, α_0 est l'angle d'attaque

moyen initial, le temps est t, et β est l'angle d'inclinaison du plan de course. La vitesse de translation est simplement une fonction harmonique du temps et la rotation se produit autour du centre géométrique de rotation qui se trouve au point $0{,}25c$ du bord d'attaque du profil.



.

Figure 3.1 : Schéma du mouvement de battement du profil aérodynamique NACA0012.

Pour identifier les caractéristiques et la forme de l'écoulement fluide autour d'un profil de vol stationnaire, il existe principalement deux paramètres sans dimension, à savoir le nombre de Reynolds et la fréquence réduite, le nombre de Reynolds est défini comme suit :

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho\, \mathrm{U_{ref}} c}{\mu} \tag{3.5}$$

Où ρ est la densité du fluide $[\mathrm{Kg/m^3}]$, c est la longueur de corde du profil $[\mathrm{m}]$, μ est la viscosité dynamique du fluide $[\mathrm{Kg/m.s}]$ et $\mathrm{U_{ref}}$ est la vitesse de référence $[\mathrm{m/s}]$ qui est définie comme la vitesse maximale de translation de l'aile :

$$U_{ref} = \frac{2\pi A_m}{T} \tag{3.6}$$

Où $T = \frac{1}{f}$ est la période de battement.

La fréquence réduite qui représente le rapport entre la vitesse d'avancement et la vitesse de battement est défini par :

$$k = \frac{\pi f c}{U_{ref}} \tag{3.7}$$

Les composantes de la force sur le profil sont calculées par :

$$C_L = \frac{F_L}{0.5\rho {U_{ref}}^2 c} \tag{3.8}$$

$$C_D = \frac{F_D}{0.5\rho {U_{ref}}^2 c} \tag{3.9}$$

$$C_M = \frac{M_Z}{0.5\rho {U_{ref}}^2 c^2} \tag{3.10}$$

Où F_L , F_D et M_Z sont les forces de portance, de traînée et de moment respectivement.

La consommation d'énergie est déterminée par :

$$P(t) = -\left[F_{flap} \,.\, \dot{A}(t) + M \,.\, \dot{\alpha}(t)\right] \tag{3.11}$$

Où F_{flap} est la résultante de la force de battement dans la direction de la course, $\dot{A}(t)$ est la vitesse de translation, M est le moment de rotation par rapport au point de tangage et $\dot{\alpha}(t)$ la vitesse de rotation de l'aile.

Le coefficient d'énergie est défini par :

$$C_E = \frac{P(t)}{0.5\rho {U_{ref}}^3 c} \tag{3.12}$$

3.3 Domaine de calcul et conditions aux limites

Le domaine de calcul utilisé pour les simulations à une forme circulaire comme le montre la Figure (3.2) qui contient une zone intérieure appelée $\Omega 1$ de 20c de diamètre du point de rotation du profil et une zone extérieure $\Omega 2$ de 25c de diamètre. La taille du domaine de calcul a été choisie de telle sorte qu'elle est assez grande pour rendre les effets de frontière redondants. Par conséquent, les résultats actuels sont insensibles à l'augmentation de la taille du domaine. un flux libre constant sont considérés à l'entrée T_1 comme condition limite et aucun gradient de pression sont imposés à la sortie T_2. En outre, des conditions d'absence de glissement et de gradient de pression normal nul est considérées sur la surface de l'aile.

Comme le montre la Figure (3.3), un maillage de cellules quadrilatérales structurées est utilisé dans la zone intérieure $\Omega 1$ pour englober tout le mouvement du profil qui se déplace selon les équations prédéfinies (3.3) et (3.4) avec des fonctions définies par l'utilisateur (UDF) qui sont développées et attachées au solveur ANSYS Fluent pour contrôler le mouvement dynamique du maillage..., tandis qu'un maillage de cellules triangulaires non structurées est utilisé dans la zone extérieure Ω2 pour répondre à l'exigence de remaillage de la grille à chaque pas de temps.

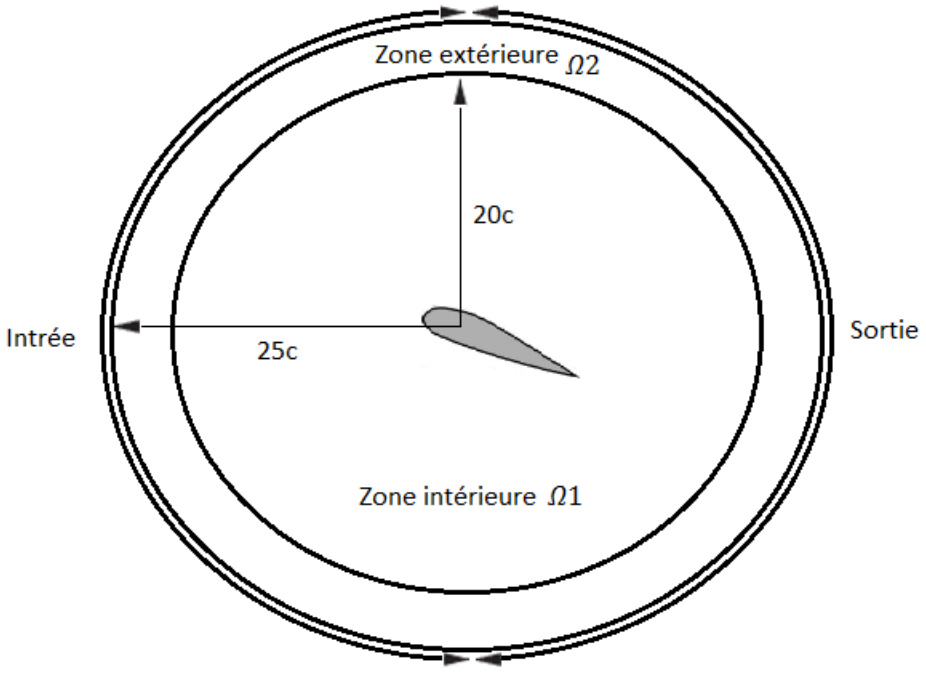


Figure 3.2 : la géométrie du domaine d'étude.

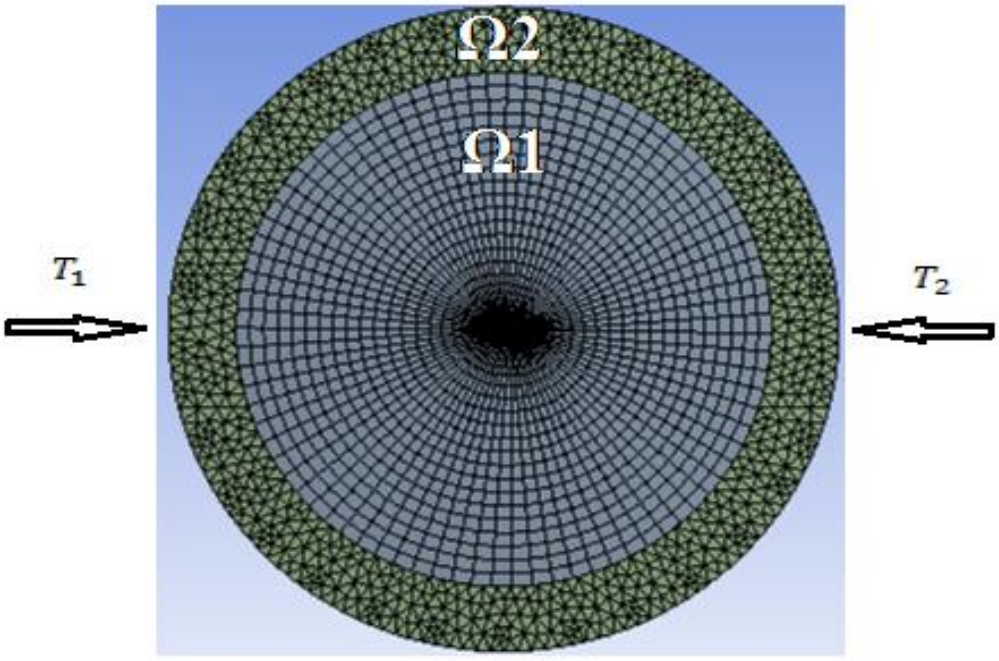


Figure 3.3 : Le maillage du domaine de calcul autour le profil aérodynamique NACA0012.

3.4 Validation du solveur CFD

Pour examiner l'efficacité et la fiabilité du code numérique qualitativement et quantitativement en comparant les résultats de présente travail avec des études expérimentales antérieures disponibles dans la littérature. Les résultats numériques obtenus ont été comparés aux données expérimentales de Lee et Gerontakos [105], pour un mouvement de rotation du profil aérodynamique NACA0012. Ce mouvement de rotation était gouverné par l'équation sinusoïdale : $\alpha(t) = 10^{\circ} + 15^{\circ}(2\pi ft + \varphi)$ avec une fréquence réduite de k = 0,05, le nombre de Reynolds de $Re = 1.35 \times 10^5$, la vitesse d'écoulement $U_\infty = 14\ m/s$, l'axe de rotation est situé à 0,25c du bord d'attaque et l'intensité de la turbulence à l'entrée est de 0,08 %.

Le maillage et le modèle de turbulence sont importants et ne sont pas suffisamment résolus pour le moment. Frink et al. [165] recommandent que les recherches futures se concentrent dans un premier temps sur la recherche de modèles de turbulence adaptés à cette classe

d'écoulements en utilisant un maillage raisonnable avant de consacrer les ressources informatiques importantes nécessaires aux études de sensibilité du maillage.

3.4.1 Analyse de sensibilité du maillage

Une analyse de sensibilité du maillage a été effectuée pour déterminer quel type du maillage était nécessaire pour fournir des résultats de force aérodynamiques précises ainsi que pour résoudre le champ d'écoulement autour des profils aérodynamiques. Cette test de dépendance du maillage a été effectué en comparant les résultats de présente travail avec l'étude expérimentale de Lee et Gerontakos [105] pour les coefficients de portance et de traînée (C_L et C_D) en utilisant des maillage de différentes types pour finaliser le maillage. Comme le montre la figure (3.4), deux configurations du maillage de la zone intérieure $\Omega 1$ différentes ont été testées. Le première est un maillage de cellules quadrilatérales structurées Figure 3.4(a), tandis que le deuxième est un maillage de cellules triangulaires non structurées Figure 3.4(b).

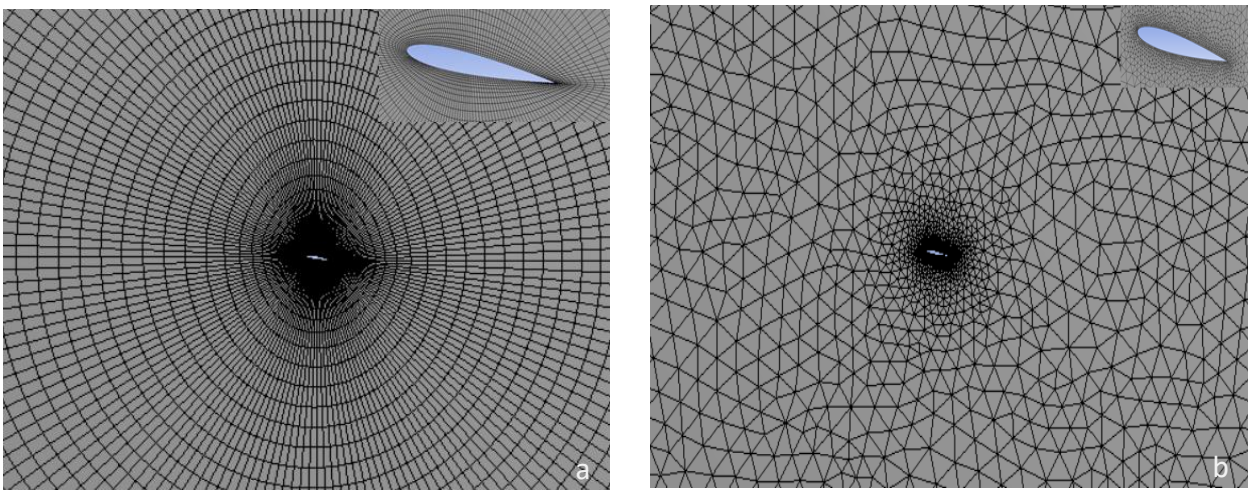


Figure 3.4 : La vue rapprochée du deux type de maillage autour du profil aérodynamique: a) maillage de cellules quadrilatérales structurées; b) maillage de cellules triangulaires non structurées.

la Figures 3.5 représente les résultats de l'étude de l'analyse du maillage pour les coefficients de portance et de traînée (C_L et C_D) avec l'étude expérimentale de Lee et Gerontakos [105]. Les deux types de maillage montrent des erreurs négligeables en bon accord avec les données expérimentales concernant les pics minimum des coefficients de portance et de traînée ($\mathrm{C_{L\,min}}$ et $\mathrm{C_{D\,min}}$) Comme le montre la figure 3.5.

Les résultats des pics maximums des coefficients de portance $C_{L\,max}$ et de traînée $C_{D\,max}$ avec l'étude expérimentale de Lee et Gerontakos [105] pour les deux types du maillage sont résumés dans le tableau 3.1. Comme le montre le tableau 3.1, les données de simulation pour les pics maximums des coefficients de portance $C_{L\,max}$ et de traînée $C_{D\,max}$ présentent une erreur d'environ 6.95% et 14.80% respectivement pour le maillage de cellules quadrilatérales structurées et 1.21% et 21.68% respectivement pour le maillage de cellules triangulaires non structurées. Ces erreurs se situent toujours dans la limite généralement acceptable d'une erreur de simulation inférieure à 30 % et sont liées à la qualité du maillage.

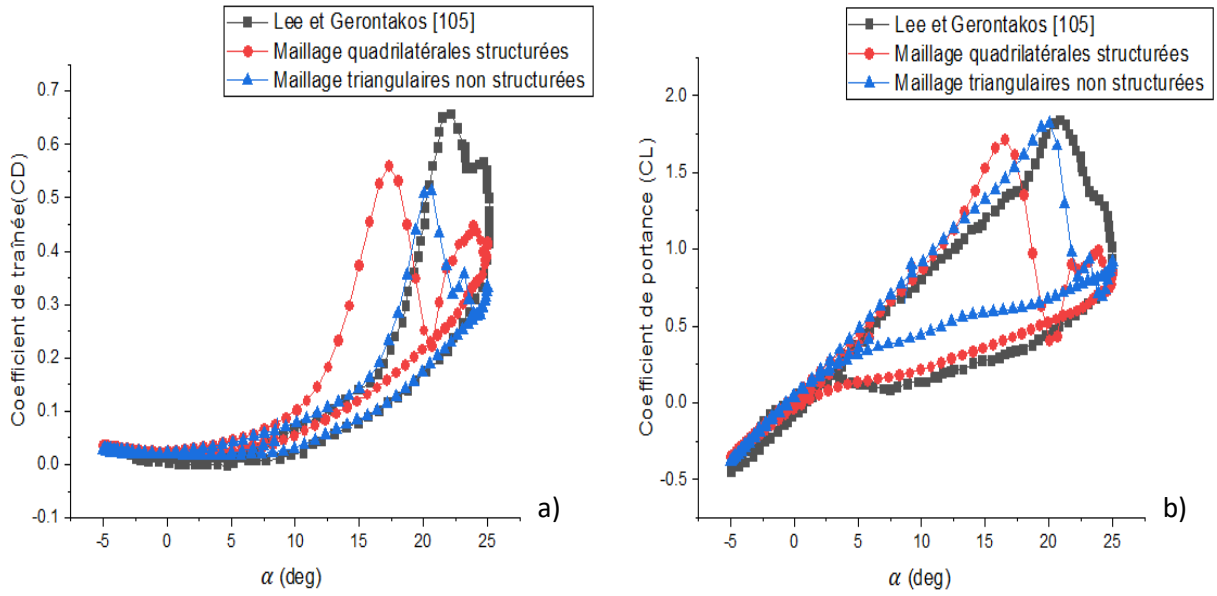


Figure 3.5 : Comparaison des coefficients de force aérodynamiques pour les deux types de maillage et des données de la littérature [105] : (a) Coefficient de traînée ; (b) Coefficient de portance.

Tableau 3.1 : Les différents résultats de l'analyse de deux types de maillage.

Les coefficients	Les résultats numériques		les résultats expérimentaux
	Maillage de cellules quadrilatérales structurées	Maillage de cellules triangulaires non structurées	
$C_{L\,max}$	1.71275	1.81842	1.84082
Erreur %	6.95	1.21	
$C_{D\,max}$	0.5595	0.51433	0.65676
Erreur %	14.80	21.68	

On constate que les résultats obtenus par le maillage de cellules triangulaires non structurées concordent très bien avec les résultats expérimentaux de Lee et Gerontakos [105] qualitativement et quantitativement que le maillage de cellules quadrilatérales structurées pour les coefficients de portance et de traînée (C_L et C_D) . Par conséquent, le maillage de cellules triangulaires non structurées est choisi pour le reste de l'étude.

3.4.2 Etude des modèles de turbulence

L'analyse de déférentes modèles de turbulence a également été effectuée pour trouver le modèle de turbulence approprié qui fournit des meilleurs résultats de présente travail avec les résultats expérimentaux de Lee et Gerontakos [105]. Quatre modèles de turbulence $k-\omega\ SST$, $k-\omega\ Standard$, $k-\varepsilon\ Standard$ et $k-\varepsilon\ RNG$ ont été examinés. Le maillage utilisé pour cette analyse est le maillage de cellules triangulaires non structurées qui a été choisi pour le reste de l'étude. La figure 3.6 montre la comparaison de déférents modèles de turbulence des boucles d'hystérésis du coefficient de portance et de traînée (C_L et C_D) entre la présente étude et les résultats expérimentaux de Lee et Gerontakos [105].

On constate que le changement du modèles de turbulence a un effet significatif sur les coefficients de portance et de traînée (C_L et C_D). Comme le montre la figure 3.6, les modèles de turbulence $k-\omega\ SST$, $k-\omega\ Standard$, $k-\varepsilon\ Standard$ et $k-\varepsilon\ RNG$, indiquent un comportement similaire pour les coefficients de portance et de traînée minimaux ($C_{L\,min}$ et $C_{D\,min}$) qui montrent des erreurs négligeables en bon accord avec les données expérimentales, tandis que les coefficients de portance et de traînée maximaux ($C_{L\,max}$ et $C_{D\,max}$) concernant les deux modèles de turbulence $k-\omega\ SST$ et $k-\omega\ Standard$ ont été fourni des meilleurs résultats qui concordent très bien avec les résultats expérimentaux en comparaison avec les modèles $k-\varepsilon\ Standard$ et $k-\varepsilon\ RNG$. De plus, Comme le montre le tableau 3.2, les deux modèles de turbulence $k-\omega\ SST$ et $k-\omega\ Standard$ produisent un taux d'erreur plus bas que les modèles $k-\varepsilon\ Standard$ et $k-\varepsilon\ RNG$, dans lequel le taux d'erreur des coefficients de portance et de traînée maximaux ($C_{L\,max}$ et $C_{D\,max}$) est inférieur à celui des autres modèles. En conséquence, le modèle de turbulence $k-\omega\ SST$ ont été utilisés pour toutes les simulations de la présente étude.

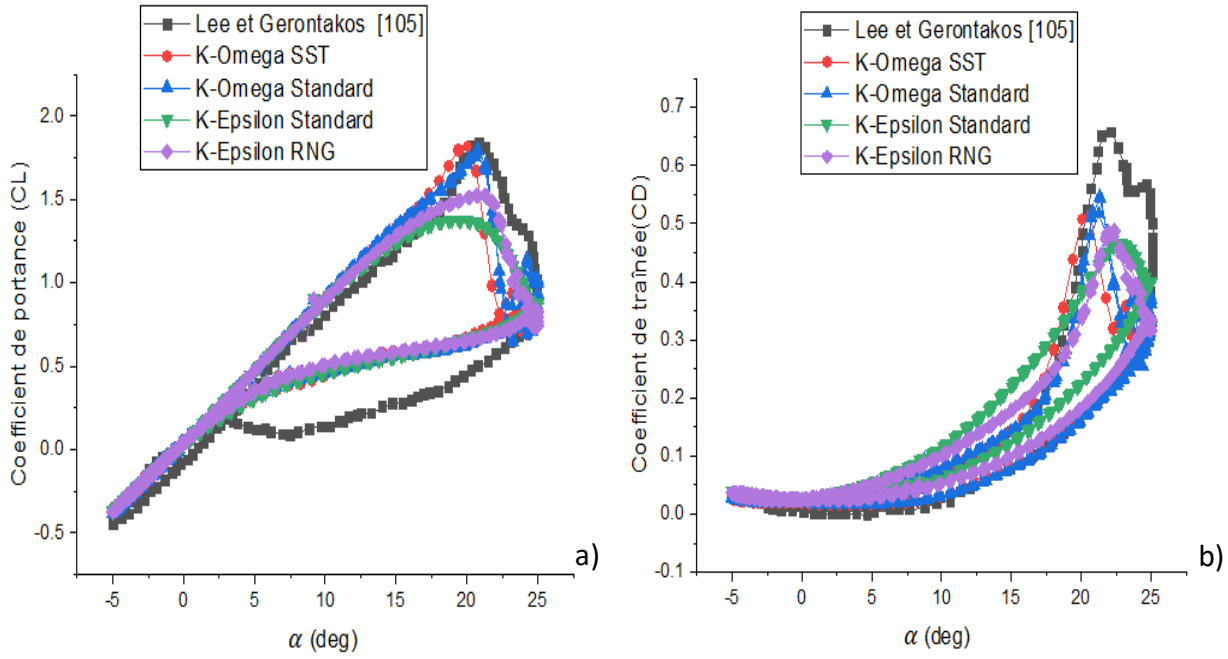


Figure 3.6 : Comparaison des boucles d'hystérésis des coefficients de force aérodynamiques pour les quatre modèles de turbulence et des données expérimentales [105] : (a) Coefficient de portance; (b) Coefficient de traînée.

Tableau 3.2 : Les différents résultats de l'analyse de de déférentes modèles de turbulence.

Les coefficients	Les résultats numériques				les résultats expérimentaux
	$k-\omega\ SST$	$k-\omega\ Standard$	$k-\varepsilon\ Standard$	$k-\varepsilon\ RNG$	
$C_{L\,max}$	1.81842	1.78981	1.37877	1.52205	1.84082
Erreur %	1.21	2.77	25.10	17.31	
$C_{D\,max}$	0.51433	0.54582	0.44953	0.48923	0.65676
Erreur %	21.68	16.89	31.55	25.50	

CHAPTRE 4 :

RÉSULTATS ET DISCUSSION

4.1 Introduction

La présente étude est réalisée pour évaluer les effets de la variation du plan de course de translation suivant l'angle β sur le comportement des forces (coefficients de portance, de moment et d'énergie) et l'écoulement autour d'un profil aérodynamique NACA0012 en vol stationnaire. Cet étude basée sur les paramètres choisis dans l'expérimentale de Lee et Gerontakos [105], les paramètres utilisés ici sont donnés comme suit : la corde du profile $c = 0.15\text{cm}$, l'angle moyenne $\alpha_0 = 10°$, l'amplitude d'oscillation $\Delta\alpha = 15°$, la fréquence réduit $k = 0.05$, le nombre de Reynolds $\text{Re} = 1.35 \times 10^5$,la vitesse de l'écoulement $U_\infty = 14\text{m/s}$, l'intensité de la turbulence à l'entrée est de 0,08 %, l'amplitude de translation $A_m = 3C$ et le retard de phase entre la rotation et la translation $\varphi = 0$.

Dans ce cas on a étudié deux cas particuliers :

- Le premier cas, où $\beta \in [90°, 50°]$ correspond à un vol stationnaire le long d'un plan vertical (β =90°) et un plan de course incliné.
- Le deuxième cas, où $\beta \in [45°, 0°]$ correspond à un vol stationnaire le long d'un plan de course incliné et un plan horizontal (β =0°).

4.1.1 L'effet du plan dans le cas $\boldsymbol{\beta \in [90°, 50°]}$:

Nous présentons sur la Figure 4.1 (a), les traces temporelles du coefficient de portance instantanée (C_L) pour cinq angles de β différentes où $\beta = 90°, 80°, 70°, 60°$, et $50°$.On observe qu'il y a une influence de β sur les pics maximum et minimum du coefficient de portance, dans lequel les coefficients de portance maximum $C_{L\,max}$et minimum $C_{L\,min}$ augmentent par l'augmentation du β à l'exception de la diminution de la valeur du coefficient de portance maximum $C_{L\,max}$ du plan $\beta = 90°$ qui a été inférieur à la valeur du coefficient de portance

maximum $C_{L\,max}$ du plan $\beta = 70°$. On constate que le changement du plan β a un impact important sur le coefficient de portance.

Les effets de β sur $C_{L\,max}$ et $C_{L\,min}$ sont présentés dans le tableau 4.1, qui montre que la variation des deux coefficients $C_{L\,max}$ et $C_{L\,min}$ sont plus élevées.

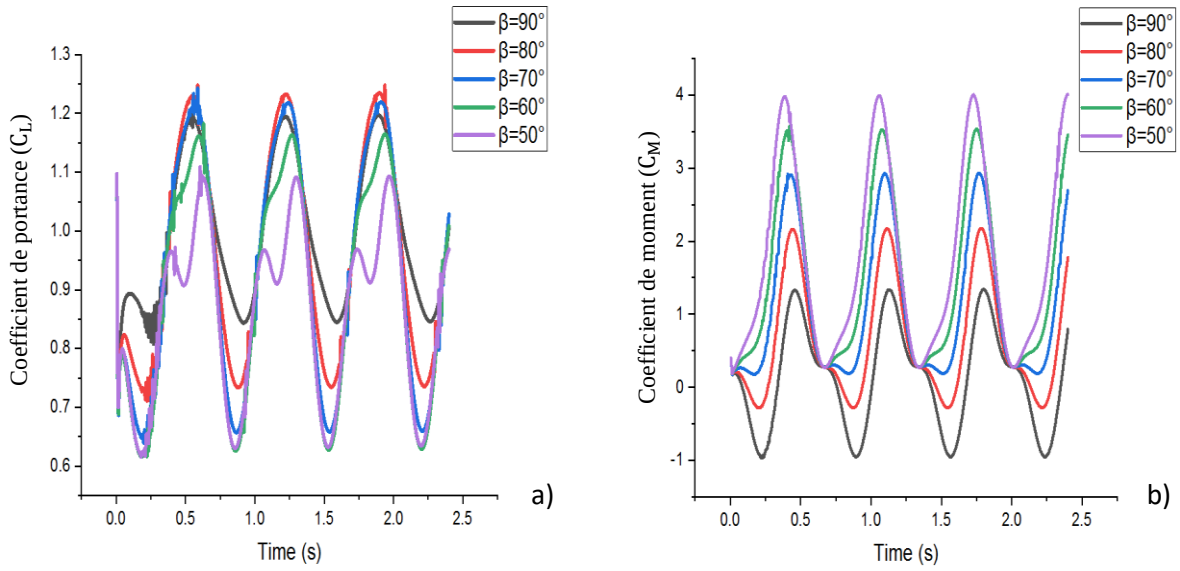


Figure 4.1 : (a) Coefficient de portance (C_L) en fonction du temps (s) pour les plans de $\beta = 90°, 80°, 70°, 60°\ et\ 50°$ à l'axe de rotation 0,25c ; (b) Coefficient de moment (C_M) en fonction du temps (s) pour les plans de $\beta = 90°, 80°, 70°, 60°\ et\ 50°$ à l'axe de rotation 0,25c.

Tableau 4.1 : Résumé de l'effet de β sur les coefficients de portance maximum et minimum.

Coefficient de portance	$\beta = 90°$	80°	70°	60°	50°
cl_{max}	1.20703	1.23246	1.21793	1.16291	1.09113
cl_{min}	0.84399	0.73389	0.65759	0.62609	0.6162

La variation de coefficient de moment (C_M) en fonction du temps est non sinusoïdale pour les plans de $\beta = 90°, 80°$ et $\beta = 70°$, tandis que presque sinusoïdale pour les plans de $\beta = 60°$ et $50°$, comme le montre la Figure 4.1 (b), et on remarque également que les magnitudes de

coefficients de moment pendant le mouvement de rotation augmentent significativement lors de la diminution du plan β.

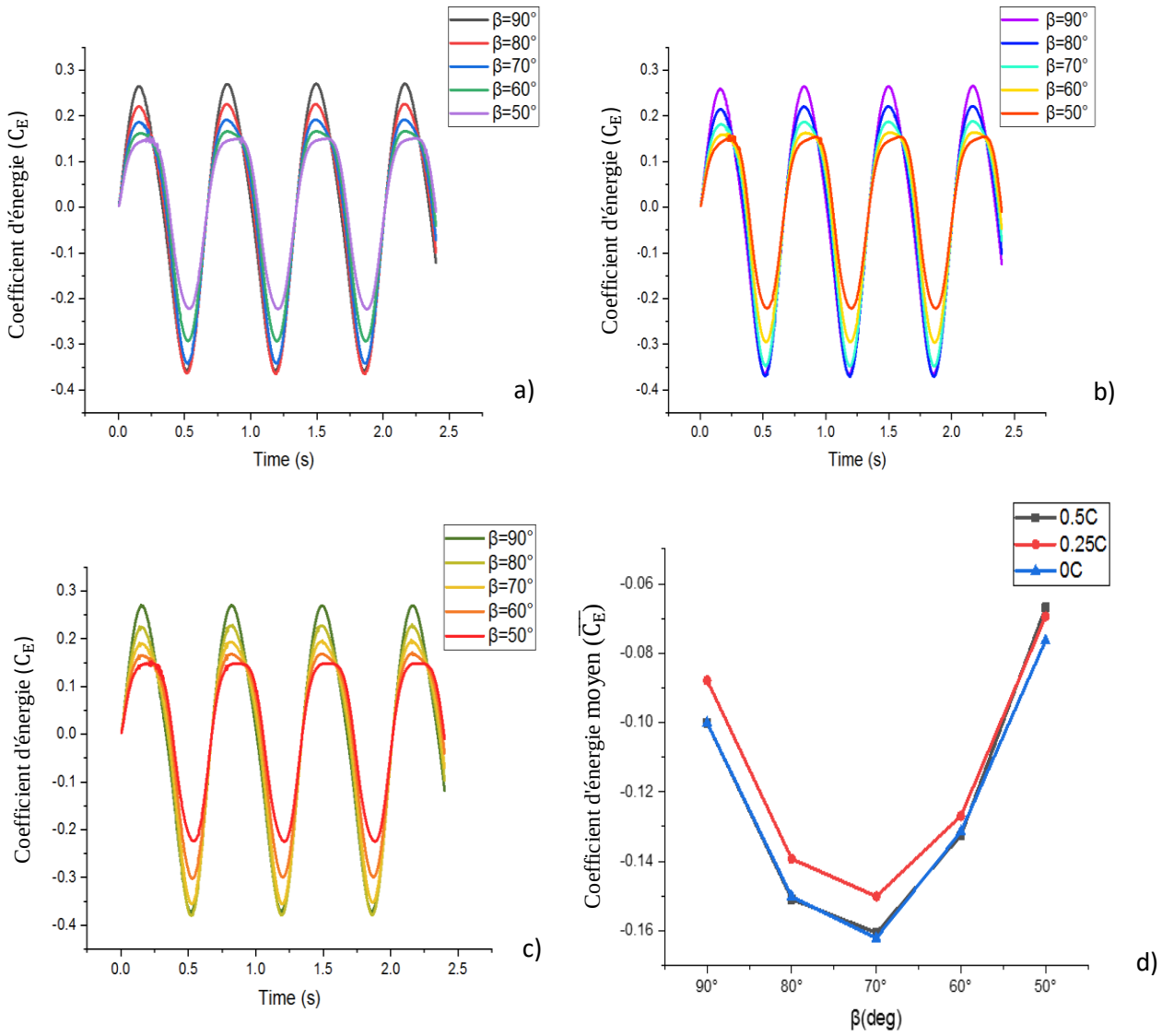


Figure 4.2 : L'historique du coefficient de transfert d'énergie (C_E) pour les plans de β = 90°, 80°, 70°, 60° et 50° à l'axe de rotation : (a) 0,25c ; (b) 0. 5c ; (c) 0c ; (d) Le coefficient de transfert d'énergie moyen ($\overline{C_E}$) en fonction de β pour différents axes de rotation à 0,5c, 0,25c et 0c.

Les performances de la consommation d'énergie d'une aile en rotation et en translation suivant un plan β sont directement liées à la variation des coefficients $C_L$et C_M, comme le montre

l'équation (3.11), La Figure 4.2 (a) montre que le coefficient de transfert d'énergie (C_E) en fonction du temps augment par l'augmentation du plan β, ce qui indique que plus l'inclinaison du plan β grand, plus la consommation d'énergie est plus important. Cependant, Le coefficient de transfert d'énergie (C_E) qui était illustré sur la Figure 4.2 (a), indique que dans chaque cas de β, il y a des parties du cycle du mouvement de battement du profile NACA0012 où l'énergie est fournie au profil ($C_E > 0$), et des parties du cycle où l'énergie est retirée du profil ($C_E < 0$), pour lequel on a prend le plan de $\beta = 90°$, il ressort de cette cas que le coefficient d'énergie atteint une valeur maximale $C_{E\,max}$ de $0{,}26956$ à $\alpha = 24.36°$ pendant la course ascendante, puis diminue de façon monotone pour atteindre une valeur minimale $C_{E\,min}$ de $-0{,}35737$ à $\alpha = -4.88°$ pendant la course descendante, ce qui indique que le coefficient de transfert d'énergie maximum $C_{E\,max}$ augment par l'augmentation de β et le coefficient de transfert d'énergie minimum $C_{E\,min}$ diminue par l'augmentation de β. Les effets de β sur $C_{E\,max}$ et $C_{E\,min}$ sont présentés dans le tableau 4.2, qui montre que la variation des deux coefficients $C_{E\,max}$ et $C_{E\,min}$ sont plus élevés.

Tableau 4.2 : Résumé de l'effet de β sur les coefficients de transfert d'énergie maximum et minimum.

Coefficient d'énergie	$\beta = 90°$	$80°$	$70°$	$60°$	$50°$
$C_{E\,max}$	0.26956	0.22549	0.19133	0.16587	0.15296
$C_{E\,min}$	-0.35737	-0.36484	-0.34147	-0.29278	-0.22242

De plus, on a étudié l'effet de la variation de l'axe de rotation de l'aile sur le coefficient de transfert d'énergie (C_E) avec la variation du plan β ,nous constatons que les traces du coefficient de transfert d'énergie (C_E) (Figure 4.2 (a)-(c)) pour les axes de rotation à $0.25c$,$0.5c$ et $0c$ respectivement montre la même tendance et un comportement similaire, ainsi que, comme on l'a observé, la variation du coefficient de transfert d'énergie (C_E) pour les axes de rotation à $0.5c$ et $0c$ est presque identique, mais la variation du coefficient de transfert d'énergie (C_E) pour l'axe de rotation à $0.25c$ était plus varier que celle du deux axes dernier, cela indique que l'effet de

l'axes de rotation à $0.25c$ sur la variation du coefficient de transfert d'énergie (C_E) est assez évident que celle du deux axes de rotation à $0.5c$ et $0c$ comme on peut le voir sur le tableau 4.3.

Tableau 4.3 : Résumé de l'effet de β sur les coefficients de transfert d'énergie maximum et minimum pour les axes de rotation à $0.5c$ et $0c$.

Coefficient d'énergie	$\beta = 90°$	$80°$	$70°$	$60°$	$50°$
Axe de rotation: 0.5c					
$C_{E\,max}$	0.26417	0.18676	0.16273	0.15402	0.22014
$C_{E\,min}$	−0.36431	−0.34738	−0.29527	−0.22091	−0.37106
Axe de rotation: 0c					
$C_{E\,max}$	0.27007	0.22861	0.19344	0.16769	0.14782
$C_{E\,min}$	−0.37023	−0.3788	−0.35562	−0.29918	−0.22423

La moyenne temporelle de transfert d'énergie ($\overline{C_E}$) est illustrée à la Figure 4.2 (d), qui représente le transfert d'énergie net vers le profil, Ce graphe est réalisé pour évaluer les effets de l'emplacement de l'axe de rotation sur le coefficient de transfert d'énergie moyenne($\overline{C_E}$) en fonction de β. De tout évidence, on a observé de cette figure (Figure 4.2 (d)) que le coefficient de transfert d'énergie moyenne ($\overline{C_E}$) en tous les plans de $\beta = 90°, 80°, 70°, 60°$ et $50°$ avec les trois axe de rotation est complétement négative, et on constate que les deux cas de l'axe de rotation qui sont fixés à $0.5C$ et $0C$ de la corde, le coefficient de transfert d'énergie moyenne ($\overline{C_E}$) est fortement négative que le première cas de $0.25C$. De plus, on observe que le coefficient de transfert d'énergie moyenne ($\overline{C_E}$) diminue progressivement avec la diminution de β et atteint une valeur minimal jusqu'à la valeur de $\beta = 70°$ et commence à augmenter fortement atteignant sa plus grande valeur a $\beta = 50°$. En outre, les courbes montre également que à l'angle d'inclinaison du plan $\beta = 70°$ la consommation d'énergie (l'énergie est retirée du profil) est plus élevée que les autres angles tel que $\beta = 90°, 80°, 60°$ et $50°$.

.

4.1.2 L'effet du plan dans le cas $\beta \in [45°, 0°]$:

La Figure 4.3 (a) représente les coefficients de portance (C_L) en fonction du temps pour six angles du plan β différentes où $\beta = 45°, 40°, 30°, 20°, 10°$, et $0°$. A partir de ce graphe (Figure 4.3

(a)) il a été constaté que l'influence du β sur les pics minimum du coefficient de portance $C_{L\,min}$ est plus importante que l'influence du β sur les pics maximum du coefficient de portance $C_{L\,max}$, dans lequel les valeurs des pics maximum du coefficient de portance $C_{L\,max}$ sont presque identiques pour différentes valeurs de β dans ce cas, tandis que les valeurs des pics minimum du coefficient de portance $C_{L\,min}$ augmentent plus fortement par la diminution des valeurs de β.

Les effets de β sur $C_{L\,max}$et $C_{L\,min}$ sont présentés dans le tableau 4.4, qui montre que la variation du coefficient de portance minimum sont plus élevées.

Tableau 4.4 : Résumé de l'effet de β sur les coefficients de portance maximum et minimum.

Coefficient de portance	$\beta = 45°$	40°	30°	20°	10°	0°
$C_{L\,max}$	1.06096	1.03797	1.01654	1.02027	1.05689	1.11634
$C_{L\,min}$	0.79833	0.66471	0.34263	-0.02435	-0.42474	-0.82823

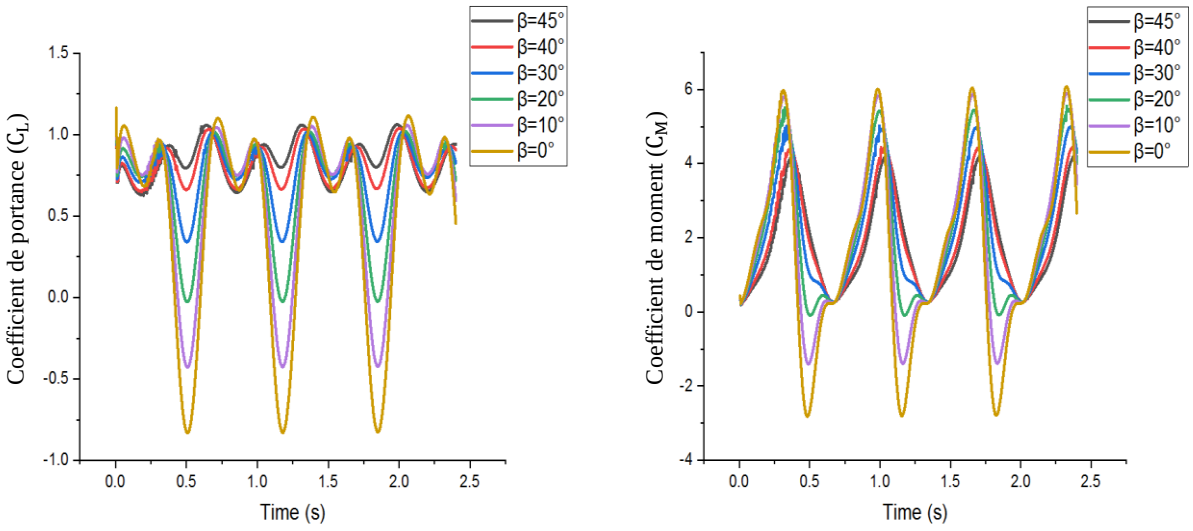


Figure 4.3 : (a) Coefficient de portance (C_L) en fonction du temps (s) pour les plans de $\beta = 45°, 40°, 30°, 20°, 10°$ et $0°$ à l'axe de rotation $0.25c$; (b) Coefficient de moment (C_M) en fonction du temps (s) pour les plans de $\beta = 45°, 40°, 30°, 20°, 10°$ et $0°$ à l'axe de rotation $0{,}25c$.

La Figure 4.3 (b) montre que la variation de coefficient de moment (C_M) en fonction du temps est presque sinusoïdale dans les plans de $\beta = 45°$ et $\beta = 40°$, tandis que, dans les plans de $\beta = 30°, 20°, 10°$ et $0°$ est non sinusoïdale, comme le montre la Figure 4.3 (b), et on remarque également que les amplitudes de coefficients de moment pendant le mouvement de rotation diminue significativement lors de l'augmentation de β. Le changement du coefficient de moment minimum $C_{M\,min}$ était plus significatif que celui du coefficient de moment maximum $C_{M\,max}$.

Le coefficient de transfert d'énergie (C_E) en fonction du temps pour les plans de $\beta = 45°$, 40°, 30°, 20°, 10° et 0° avec l'axe de rotation $0{,}25c$ est illustré à la Figure 4.4 (a), comme observé, il a été remarqué que le coefficient de transfert d'énergie (C_E) augmente par l'augmentation de β, ce qui indique que l'effet du plan β sur la consommation d'énergie est plus important et plus perceptible. Comme on pourrait s'y attendre, la figure 4.4 (a) montre qu'il y a des parties du cycle de mouvement de battement du profil NACA0012 où l'énergie est fournie au profil ($C_E > 0$), et des parties du cycle où l'énergie est retirée du profil ($C_E < 0$), et on peut voir qu'avec l'augmentation de β, le coefficient de transfert d'énergie maximal $C_{E\,max}$ augmente légèrement avec des valeurs plus proches et le coefficient de transfert d'énergie minimal $C_{E\,min}$ augmente de manière significative, cela signifie que β a peu d'effet sur les pics maximaux du coefficient d'énergie $C_{E\,max}$ et a un grand effet sur les pics minimum du coefficient de transfert d'énergie ($C_{E\,min}$). De plus, il a été remarqué que les plans dans lequel $\beta = 20°, 10°$ et $0°$ avait deux pics maximum et minimum, qui sont apparus presque en même temps, mais la valeur du second pic était plus petite que celle du première pour les pics maximum et pour les pics minimum, cela indique que β a un grand effet sur le coefficient de transfert d'énergie (C_E) lors de ce mouvement en particulier sur les plans de $\beta = 20°, 10°$ et $0°$.

Les effets de β sur $C_{E\,max}$ et $C_{E\,min}$ sont présentés dans le tableau 4.5, qui montre que la variation du coefficient $C_{E\,min}$ est plus élevée que $C_{E\,max}$.

Tableau 4.5 : Résumé de l'effet de β sur les coefficients de transfert d'énergie $C_{E\,max}$ et $C_{E\,min}$.

Coefficient d'énergie	$\beta = 45°$	40°	30°	20°	10°	0°
$C_{E\,max}$	0.14971	0.15142	0.15753	0.15967	0.15991	0.15554
$C_{E\,min}$	−0.18368	−0.14648	−0.0842	−0.04379	−0.01962	−0.02558

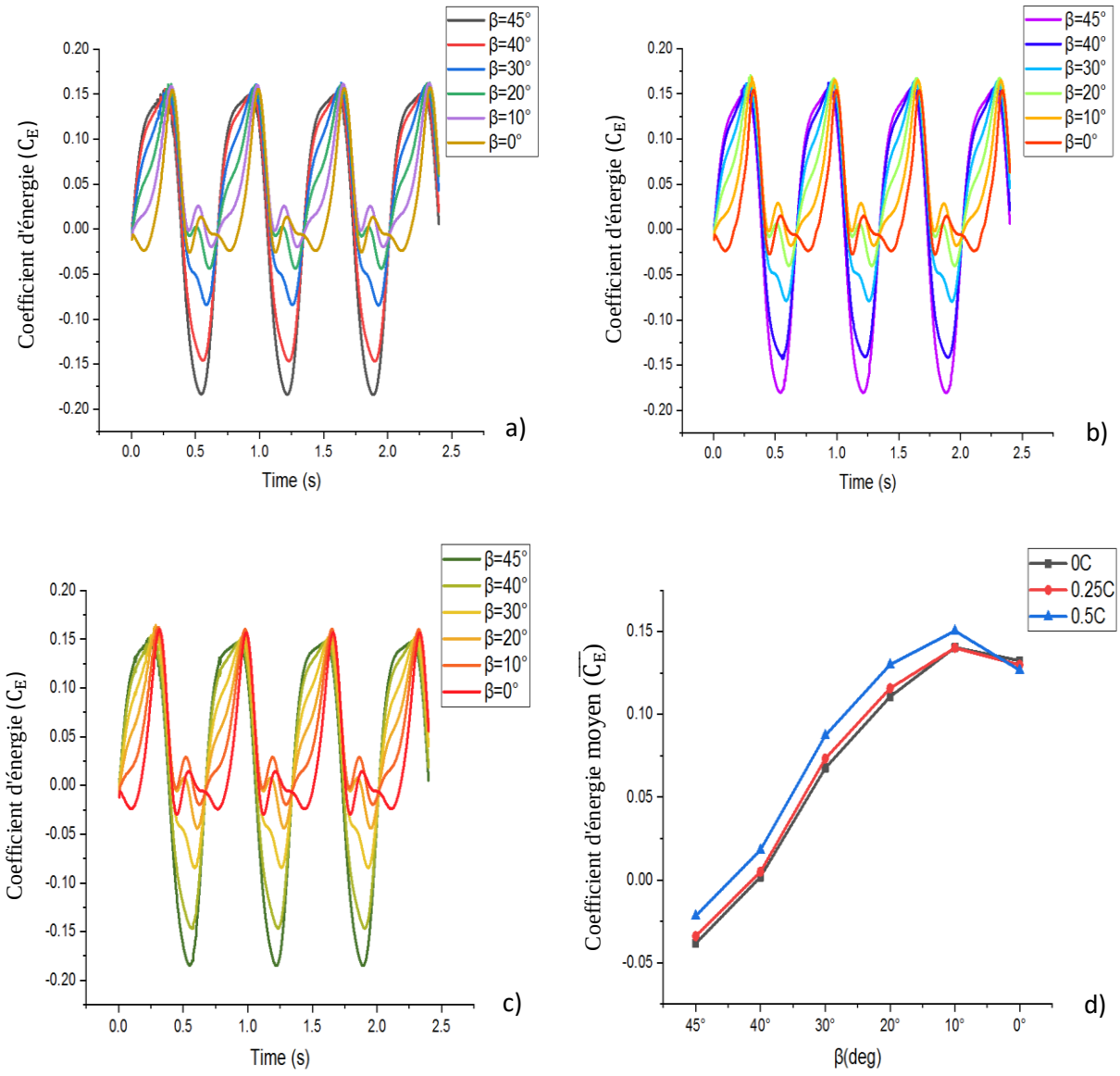


Figure 4.4 : (a) L'évolution temporelle du coefficient de transfert d'énergie (C_E) pour les plans de $\beta = 45°, 40°, 30°, 20°, 10°$ et $0°$ sur les axes de rotation : (a) $0{,}25c$; (b) $0.5c$; (c) $0c$; (d) Coefficient de transfert d'énergie moyen ($\overline{C_E}$) en fonction de β pour différents axes de rotation à $0{,}5c$, $0.25c$ et $0c$.

Les figures 4.4 (a)-(c) représentent le coefficient de transfert d'énergie (C_E) pour les axes de rotation à $0.25c$,$0.5c$ et $0c$ respectivement, ces résultats sont obtenus juste pour étudier l'effet de la variation de l'axe de rotation de l'aile sur le coefficient de transfert d'énergie (C_E) sous la variation du plan β , on trouve que les traces du coefficient de transfert d'énergie (C_E) (Figures

4.4 (a) − (c)) pour les axes de rotation à $0.25c$, $0.5c$ et $0c$ montre respectivement la même tendance et un comportement similaire, ainsi que, comme on l'a observé, la variation du coefficient de transfert d'énergie (C_E) pour les axes de rotation à $0{,}25c$ et $0c$ est presque identique, mais la variation du coefficient de transfert d'énergie (C_E) pour l'axe de rotation à $0.5c$ était supérieur à celui des deux derniers axes, cela indique que l'effet de l'axe de rotation à $0.5c$ sur la variation du coefficient de transfert d'énergie (C_E) est assez évident que celui des deux axes de rotation à $0.25c$ et $0c$ comme le montre le tableau 4.6.

Tableau 4.6 : Résumé de l'effet de β sur les coefficients de transfert d'énergie maximum et minimum pour les axes de rotation à $0.5c$ et $0c$.

Coefficient d'énergie	$\beta = 45°$	40°	30°	20°	10°	0°
Axe de rotation: *0.5c*						
$C_{E\,max}$	0.15839	0.16093	0.16609	0.17019	0.16807	0.15404
$C_{E\,min}$	-0.1801	-0.14286	-0.07879	-0.04003	-0.01757	-0.0273
Axe de rotation: *0c*						
$C_{E\,max}$	0.14647	0.14823	0.15196	0.15453	0.16000	0.15656
$C_{E\,min}$	-0.18483	-0.14648	-0.08435	-0.04373	-0.01954	-0.02408

La moyenne temporelle de transfert d'énergie ($\overline{C_E}$) est illustrée à la figure 4.4 (C).De tout évidence, on a observé de cette figure que le coefficient d'énergie moyenne ($\overline{C_E}$) en tous les plans de $\beta = 45°$, 40°, 30°, 20°, 10° et 0° avec les trois axe de rotation $0.25C, 0.5C$ et $0C$ est complétement positive à l'exception du plan $\beta = 45°$. On observe également dans ce tracé que le coefficient de transfert d'énergie moyenne ($\overline{C_E}$) pour les trois axe de rotation augmente progressivement avec la diminution de β et atteint une valeur maximal jusqu'à le plan de $\beta = 10°$. Donc à partir de ces résultat et les résultats de la première cas $\beta \in [90°, 50°]$ on a remarqué que le coefficient de transfert d'énergie moyenne ($\overline{C_E}$) diminue de manière significative avec la diminution de β jusqu'à atteindre l'angle $\beta = 70°$ et commence à augmenter fortement atteignant sa plus grande valeur a $\beta = 10°$. De plus, le transfert net d'énergie vers l'aile est négative (l'énergie est retirée du profil) pour les plans de $\beta = 90°, 80°, 70°, 60°, 50°$

et $45°$ et devient positive (l'énergie est fournie au profil) pour les plans de $\beta = 40°, 30°, 20°, 10°$ et $0°$.

4.2 L'effet de $\mathbf{R_e}$ et $\Delta\boldsymbol{\alpha}$ sur le coefficient d'énergie pour les plans $(\boldsymbol{\beta = 10°}$ et $\boldsymbol{\beta = 90°})$

4.2.1 L'effet de $\mathbf{R_e}$ sur le coefficient d'énergie pour les plans $(\boldsymbol{\beta = 10°}$ et $\boldsymbol{\beta = 90°})$

Les Figures 4.5 (a) et (b) montrent le coefficient de transfert d'énergie (C_E) en fonction du temps pour les deux plans de β ($\beta = 10°$ et $\beta = 90°$) correspondant à plusieurs nombres de Reynolds : ($Re = 1.35.10^5$, $Re = 1.93.10^5$, $Re = 3.85.10^5$, $Re = 7.72.10^5$, $Re = 10.10^5$, $Re = 13.5.10^5$) à l'axe de rotation $0.25c$. Il ressort de cette figure que les courbes d'hystérésis des coefficients de transfert d'énergie (C_E) diminuent en augmentant le nombre de Reynolds (Re) pour les deux plans de β ($\beta = 10°$ et $\beta = 90°$), ce qui signifie que plus le nombre de Reynolds est élevée, plus la consommation d'énergie diminue, ce qui indique que la variation du nombre de Reynolds a un effet plus significatif sur la consommation d'énergie.

4.2.2 L'effet de $\Delta\boldsymbol{\alpha}$ sur le coefficient d'énergie pour les plans $(\boldsymbol{\beta = 10°}$ et $\boldsymbol{\beta = 90°})$

L'effet de l'amplitude d'oscillation $(\Delta\alpha)$ qui varie de $15°$ à $40°$ avec un intervalle de $5°$ sur la consommation d'énergie est étudié dans cette section comme le montrent les Figures 4.6 (a) et (b),pour les deux plans de β $(\beta = 10°$ et $\beta = 90°)$ à R_e=1.35.10^5 et à l'axe de rotation 0.25C. Il ressort de cette Figure que l'amplitude d'oscillation $(\Delta\alpha)$ influence les pics maximaux et minimaux du coefficient de transfert d'énergie (C_E) de manière différente pour les deux plans de β. Pour le plan $\beta = 10°$, il y a deux pics maximaux et deux pics minimaux pendant la course ascendante et la course descendante de l'aile, dans laquelle un pic minimal du coefficient de transfert d'énergie est plus élevé que celui des pics maximaux. Par contre, pour le plan $\beta = 90°$,on observe qu' il y a un pic maximal et un pic minimal pour les amplitudes d'oscillations $(\Delta\alpha = 15°$ et $\Delta\alpha = 20°)$ et deux pics maximaux et minimaux pour les autres amplitudes d'oscillations $(\Delta\alpha = 25°, \Delta\alpha = 30°, \Delta\alpha = 35°$ et $\Delta\alpha = 40°)$, ce nouveau pic est induit par un grand tourbillon qui a commencé à se former à l'intérieure du profile NACA0012 lors de la course descendante. Évidemment, il est important de noter que l'augmentation de l'amplitude

d'oscillation (Δα) affecte la consommation d'énergie du profile NACA0012 durant le mouvement de translation et de rotation avec la variation du plan β.

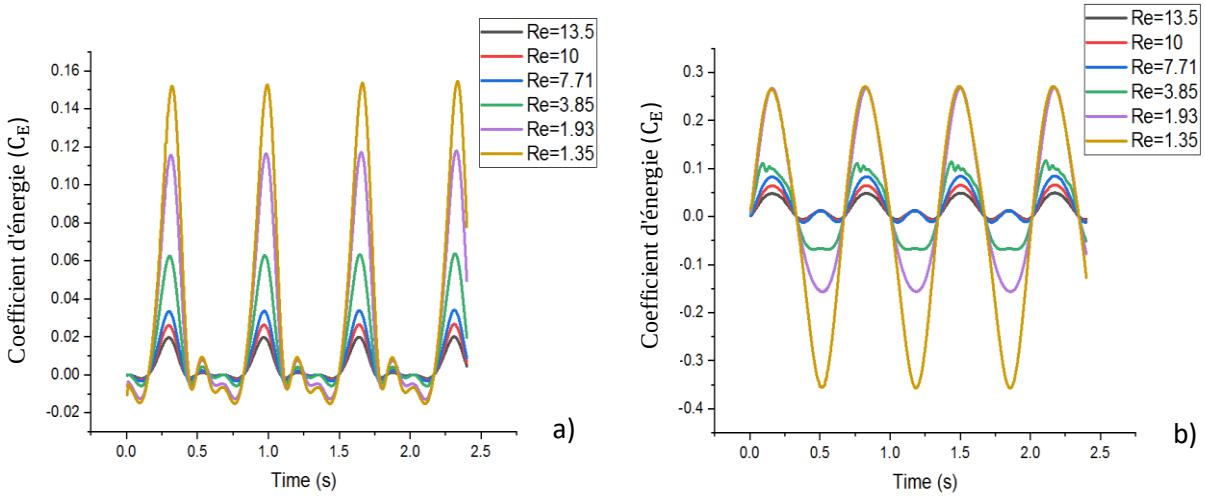


Figure 4.5 : L'évolution temporelle du coefficient de transfert d'énergie (C_E) pour différents nombres de Reynolds (Re) à : (a) $\beta = 10°$ et (b) $\beta = 90°$.

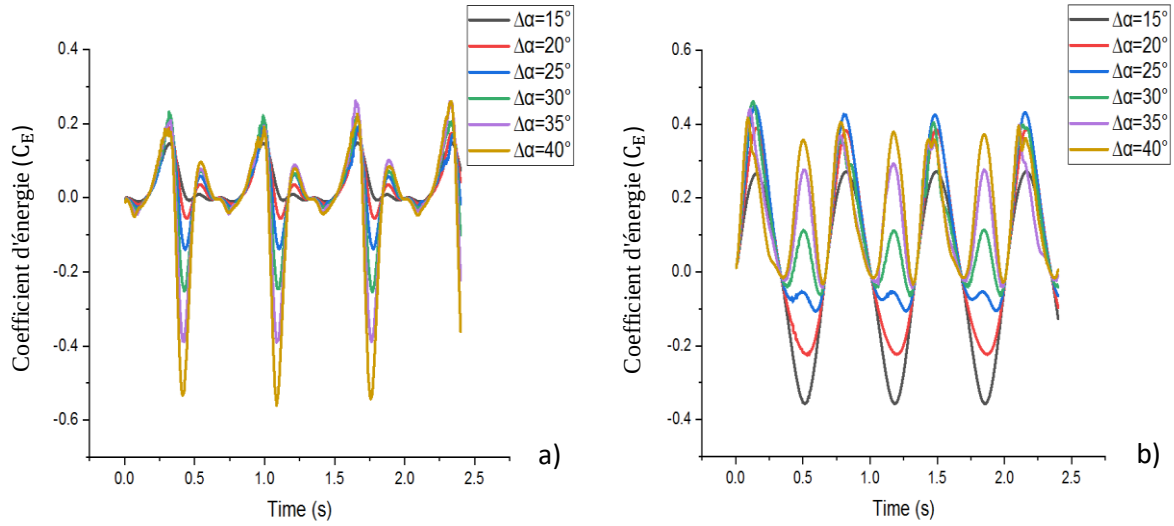


Figure 4.6 : L'historique du coefficient de transfert d'énergie (C_E) pour différentes amplitudes d'oscillation (Δα) à : (a) $\beta = 10°$ et (b) $\beta = 90°$.

4.3 L'effet de $\Delta\alpha$ sur les structures tourbillonnaires et la pression du profile pour les plans ($\beta = 10°$ et $\beta = 90°$) :

Les Figure (4.7) et (4.8), présentent les contours du tourbillon, de la pression, de la vitesse et de la ligne de vitesse respectivement pour deux plans de β , l'un correspondant à le plan $\beta = 10°$ **,** et l'autre correspondant à $\beta = 90°$ à l'axe de rotation $0.25c$ pour différents angles d'attaque du mouvement ascendant ($\alpha = 14.96°$, $\alpha = 18.68°$, $\alpha = 21.19°$, $\alpha = 22.24°$, $\alpha = 24.99°$) et du mouvement descendant ($\alpha = 04.98°$, $\alpha = -01.23°$, $\alpha = -04.99°$) avec le nombre de Reynolds $1.35 * 10^5$. Dans les deux plans de β , en utilisant deux amplitudes d'oscillations ($\Delta\alpha = 15°, \Delta\alpha = 30°$) pour étudie l'effet de ce dernier sur le champ d'écoulement autour du profil aérodynamique NACA0012 en vol stationnaire.

la rotation du profile aérodynamique durant la translation à l'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha = 15°$) (Figure 4.7) entraine le début de la formation des tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuit (LEV et TEV) dans la course ascendante et aucune formation des tourbillons dans la course descendante concernant le cas de $\beta = 10°$, tandis que le deuxième cas de $\beta = 90°$ (Figure 4.8), les tourbillons du bord d'attaque et de bord de fuit (LEV et TEV) ne sont pas clairs et distincts et l'écoulement reste entièrement attaché au profil dans la course ascendante et descendante **,** ce qui est dû au fait que l'angle d'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha = 15°$) n'est pas suffisant pour la formation des tourbillons pour le cas de $\beta = 90°$, contrairement au premier cas de $\beta = 10°$, à partir de cette comparaison entre les deux plans de β, on observe que la variation de l'inclinaison du plans de course de translation a eu un effet plus significatif sur les champs de tourbillon, comme on peut l'observer sur ces contours (Figure 4.7 et Figure 4.8).

La distribution de la pression (Figure 4.7), qui montre que dans le première cas où $\beta = 10°$, correspondant à la course ascendante, il y a une région de haute pression au bord d'attaque de la partie inferieur de l'aile qui subit une diminution de la vitesse d'écoulement et il y a également une région de basse pression à la surface supérieure avec un phénomène de décrochage qui sera génère dans cette partie, tandis que pour la course descendante, la pression diminue dans la partie inferieur et supérieur du profil aérodynamique.

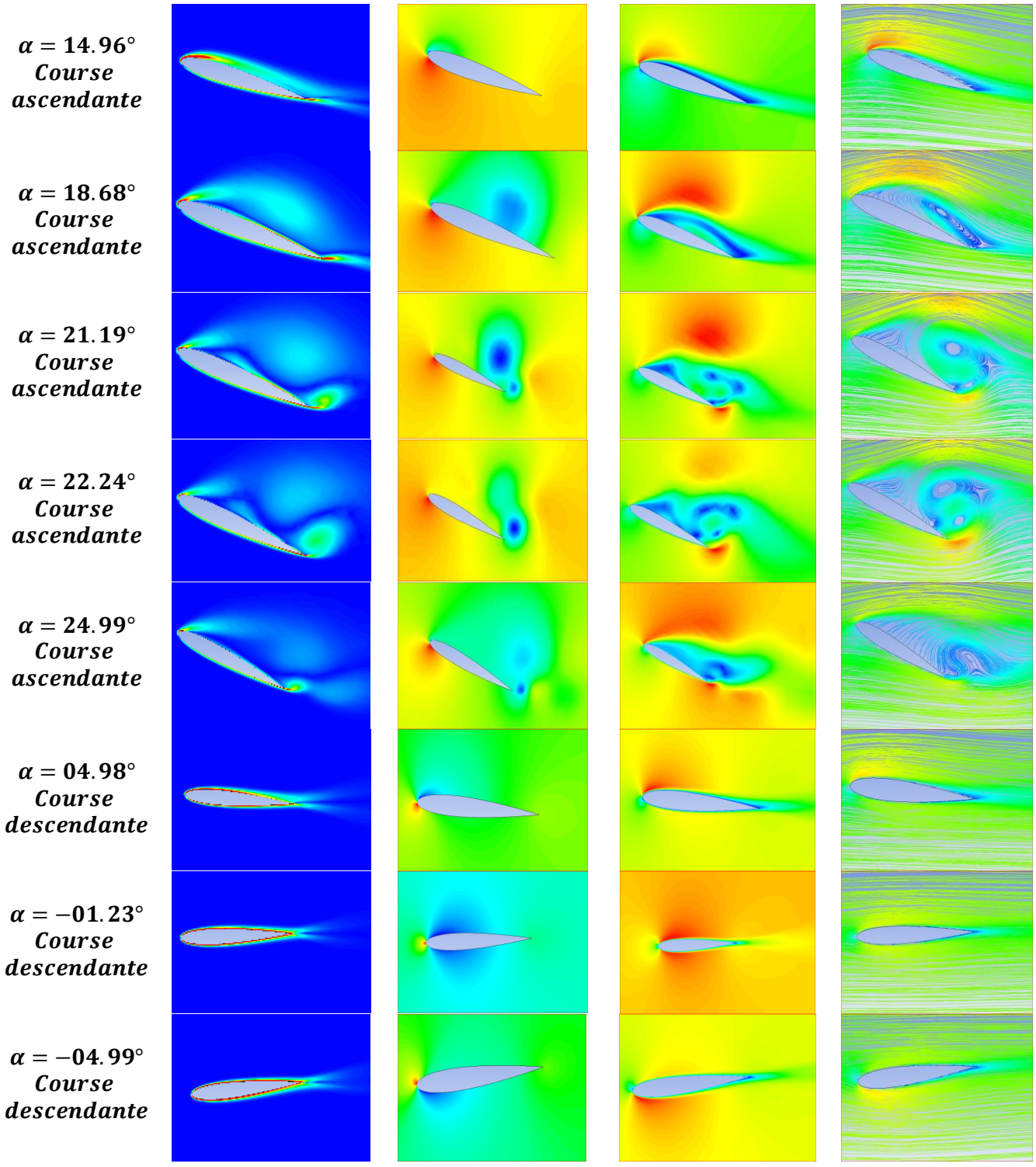


Figure 4.7 : Les contours du tourbillon, de la pression, de la vitesse et de la ligne de vitesse respectivement pour le plan $\beta = 10°$ à l'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha = 15°$).

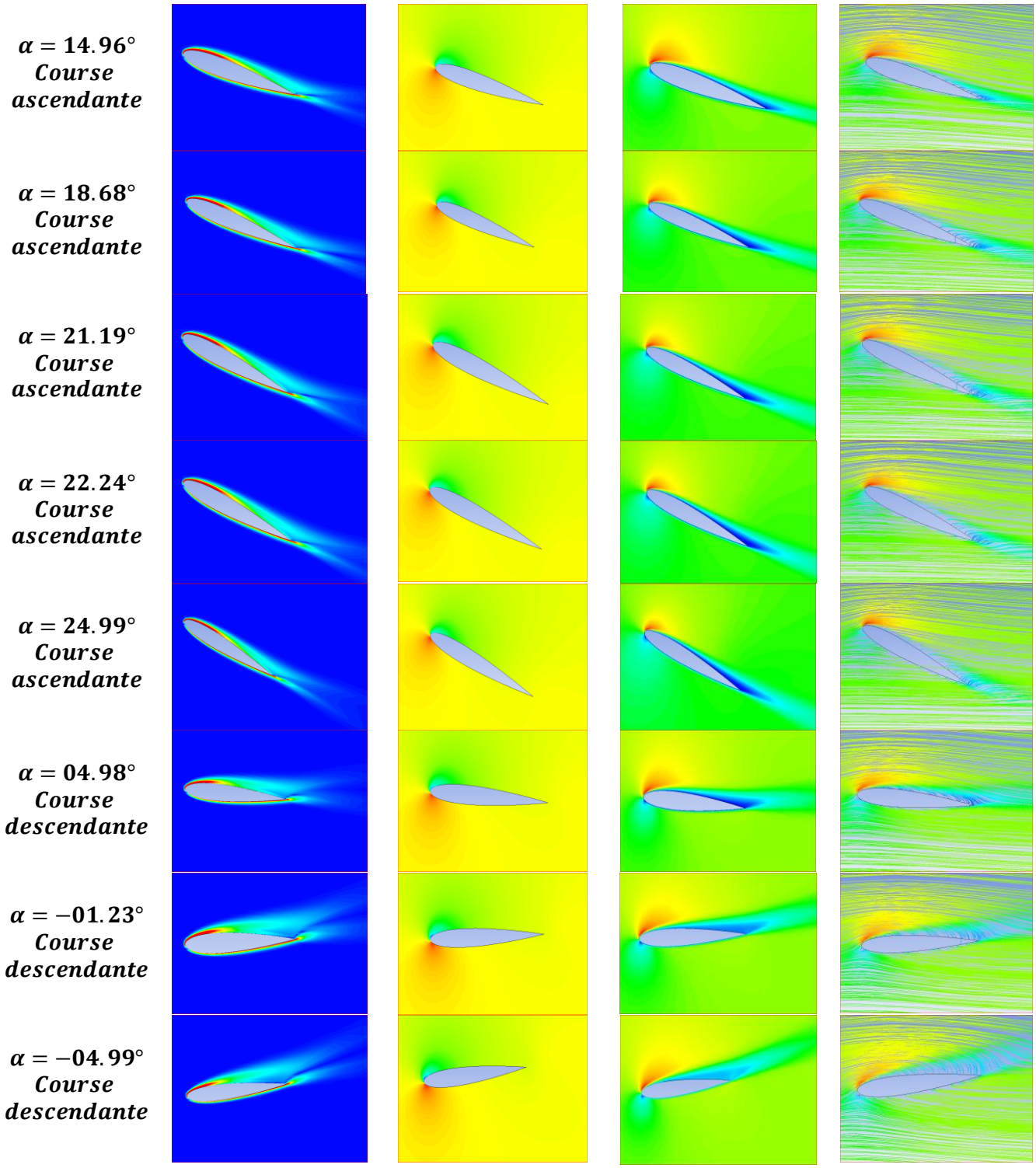


Figure 4.8 : Les contours du tourbillon, de la pression, de la vitesse et de la ligne de vitesse respectivement pour le plan $\beta = 90°$ à l'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha = 15°$).

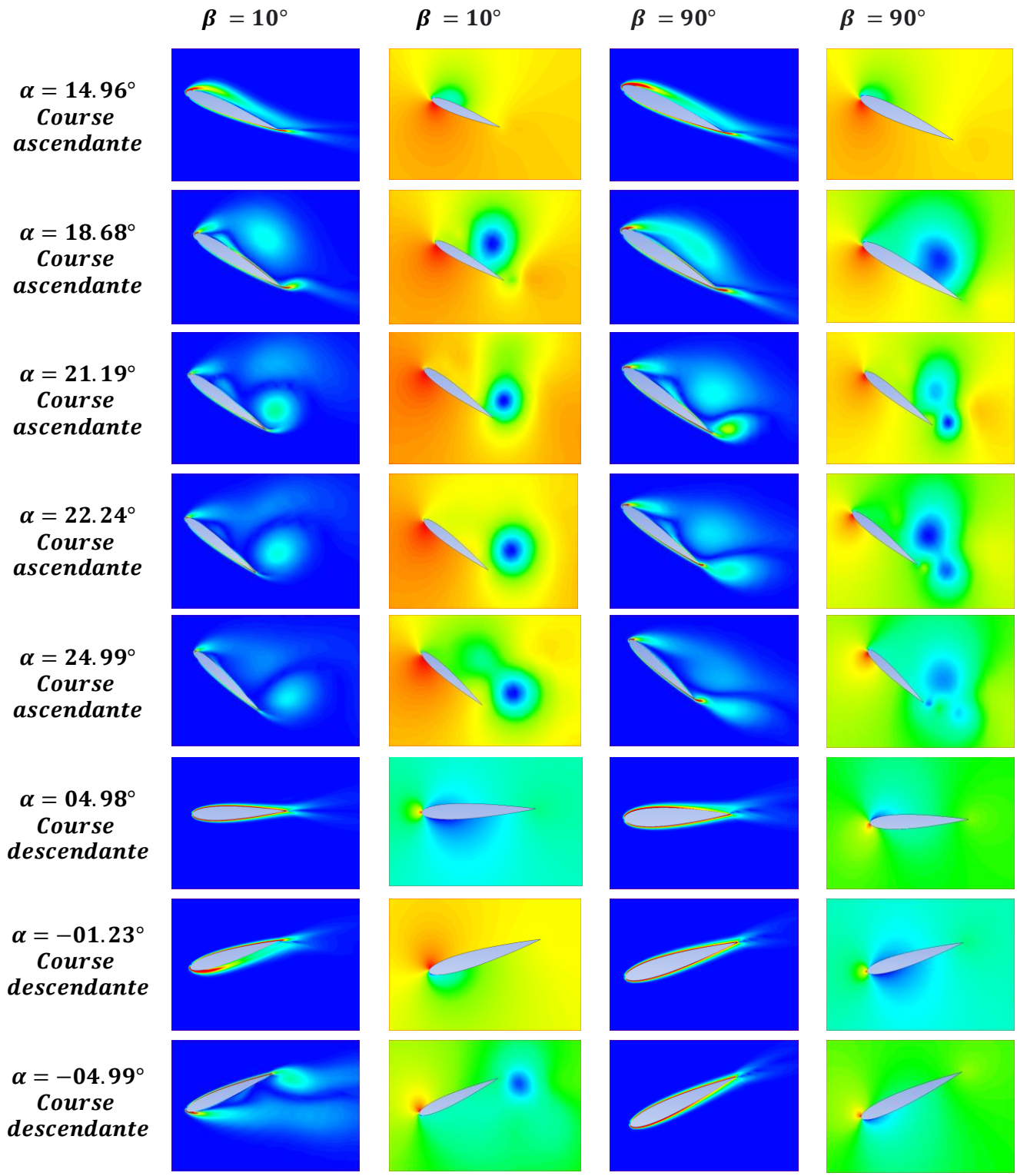


Figure 4.9 : Les contours de tourbillon et de pression respectivement pour deux cas du plan β ($\beta = 10°$ et $\beta = 90°$) à l'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha = 30°$).

Dans le deuxième cas de $\beta = 90°$ (Figure 4.8), il y a une région de haute pression au bord d'attaque de la partie inferieur du profil et une pression relativement faible à la partie supérieur du profil dans la course ascendante et la course descendante.

Pour l'amplitude d'oscillations ($\Delta\alpha = 30°$) (Figure 4.9), il est observé que les structures d'écoulement à différents stades du développement des tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuit (LEV et TEV) dans la course ascendante et descendante sont très grandes et clairs par rapport à l'amplitude d'oscillations ($\Delta\alpha = 15°$),ce qui indique que la variation de l'amplitude d'oscillations ($\Delta\alpha$) a un effet plus significatif sur les champs de tourbillon et de pression avec la variation de l'inclinaison du plan de course de translation β

4.4 Conclusions

Des simulations numériques bidimensionnelles à l'aide d'un logiciel commercial Ansys Fluent ont été effectuées pour un profil aérodynamique NACA0012 battante en vol stationnaire, ces simulations numériques ont été réalisées afin d'étudier l'effet de la variation de l'angle de l'inclinaison du plan de translation β sur les performance aérodynamique d'un profile NACA0012 en mouvement de battement (Les forces aérodynamique, la consommation d'énergie et les structures d'écoulement de l'aile) et pour étudie également l'effet de d'autres paramètres cinématiques tel que l'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha$) et le nombre de Reynolds (Re) sur la consommation d'énergie d'un profile NACA0012 durant le mouvement de battement sous la variation du plan β**.** Les résultats numériques obtenus ont été comparés avec les données expérimentales de Lee et Gerontakos [105]. Cette comparaison a révélé que les résultats numériques sont en accord avec les résultats expérimentaux pour les coefficients de portance et de traînée.

Les résultats montrent que le changement du plan de translation β a une influence significative sur les caractéristiques aérodynamique du profile NACA0012 pendant le mouvement de battement et sur les champs d'écoulement, et à partir de ces résultats on observe que le coefficient de portance augmente par l'augmentation du β concernant le première cas de $\beta \in [90°, 50°]$, tandis que le deuxième cas de $\beta \in [45°, 0°]$, le coefficient de portance augmente plus fortement par la diminution du plan β, et on remarque également que les magnitudes de

coefficients de moment pendant le mouvement de rotation augmentent significativement lors de la diminution du plan β pour les deux cas de β (β $\in [90°, 50°]$ et $\beta \in [45°, 0°]$).

En outre, une augmentation relativement importante du coefficient de transfert d'énergie (C_E) avec l'augmentation de l'angle β pour les deux cas de β (β $\in [90°, 50°]$ et $\beta \in [45°, 0°]$). De plus , le changement de l'axe de rotation a une légère influence sur le coefficient de transfert d'énergie (C_E) avec la variation du plan β pour les trois axe de rotation $0.25C, 0.5C$ et $0C$. De plus, le coefficient de transfert d'énergie moyenne maximale ($\overline{C_{E\,max}}$) est obtenue pour les plans de $\beta = 10°$ et $\beta = 70°$, tandis que le coefficient de transfert d'énergie moyenne minimal ($\overline{C_{E\,min}}$) est obtenue pour les plans de $\beta = 40°$ et $\beta = 45°$, ce qui indique que la variation du plan β a un effet significatif sur le coefficient de transfert d'énergie (C_E) et le coefficient de transfert d'énergie moyenne ($\overline{C_E}$).

D'autre part, l'augmentation du nombre de Reynolds et l'amplitude d'oscillation ($\Delta\alpha$) influencent également le coefficient de transfert d'énergie (C_E) avec la variation du plan β, et il est également constaté que le changement de l'amplitude de rotation ($\Delta\alpha$) a une impact significatif sur les structures de l'écoulement et le développement des tourbillons avec le changement du plan β.

Conclusion Générale

Plusieurs résultats sur l'aérodynamique des ailes battantes ont été effectué au long de ces années dernières en vue d'une application à la conception de micro drones imitant le vol des insectes. Cette travail présent une étude aérodynamique numérique à l'aide du logiciel commercial Ansys Fluent qui a été réalisée pour un écoulement 2D autour d'un profile aérodynamique NACA0012 effectuant un mouvement de battement en régime tourbillonnaire pour fournir un aperçu physique de la compréhension de l'aérodynamique et des structures d'écoulement pour le vol stationnaire des insectes.

Les effets de la variation du plan de course de translation suivant l'angle β sur le comportement des forces (coefficients de portance, de moment et d'énergie) et sur les structures d'écoulement est analysé. L'analyse a été menée au moyen des équations de Navier-Stokes discrétisées basées sur une approche de volumes finis. Cette étude basée sur les paramètres choisis dans l'expérimentales de Lee et Gerontakos [105]. Les coefficients de portance, de moment et de l'énergie sont analysées pour différents plans de course de translation symétrique β et les résultats montrent que pour le vol stationnaire, une angle β appropriée peut améliorer les performances aérodynamiques de l'aile. De plus, on a étudié l'effet de la variation de l'emplacement l'axe de rotation de l'aile sur le coefficient de transfert d'énergie (C_E) avec la variation du plan β et aussi sur le coefficient d'énergie moyenne ($\overline{C_E}$) en fonction de β. En outre, on a également étudié l'effet de d'autres paramètres cinématiques tels que l'amplitude de rotation ($15° \leq \Delta\alpha \leq 45°$) et le nombre de Reynolds ($1{,}35.105 \leq Re \leq 1{,}35$) sur la consommation d'énergie pour différents angles d'inclinaison du plan de course β.

Les brièvement résultats obtenus tirées de la présente étude montrent que le changement du plan β a un impact important sur les performances aérodynamiques du profile aérodynamique NACA0012 en vol stationnaire. Nous avons observé qu'il y a une influence de β sur les pics maximum et minimum du coefficient de portance, dans lequel les coefficients de portance maximum $C_{L\,max}$ et minimum $C_{L\,min}$ augmentent par l'augmentation du β concernant le première cas de $\beta \in [90°, 50°]$, tandis que l'influence du β sur les pics minimum du coefficient de portance $C_{L\,min}$ est plus importante que les pics maximum du coefficient de

portance $C_{L\,max}$ concernant le deuxième cas de $\beta \in [45°, 0°]$, dans lequel les valeurs des pics maximum du coefficient de portance $C_{L\,max}$ sont presque identiques, et les valeurs des pics minimum du coefficient de portance $C_{L\,min}$ augmentent plus fortement par la diminution du plan β, et on remarque également que les magnitudes de coefficients de moment pendant le mouvement de rotation augmentent significativement lors de la diminution du plan β pour les deux cas de β ($\beta \in [90°, 50°]$ et $\beta \in [45°, 0°]$).

De plus, le coefficient de transfert d'énergie (C_E) en fonction du temps augment par l'augmentation du plan β pour les deux cas de β ($\beta \in [90°, 50°]$ et $\beta \in [45°, 0°]$) . Cependant, les coefficients de transfert d'énergie $\mathrm{maximum}\ C_{E\,max}$ et minimum $C_{E\,min}$ augment par l'augmentation de β concernant le première cas de $\beta \in [90°, 50°]$, tandis que, dans le deuxième cas de $\beta \in [45°, 0°]$, le coefficient de transfert d'énergie maximal $C_{E\,max}$ augmente légèrement avec des valeurs plus proches et le coefficient de transfert d'énergie minimal $C_{E\,min}$ augmente de manière significative, cela signifie que β a peu d'effet sur les pics maximaux du coefficient de transfert d'énergie $C_{E\,max}$ et a un grand effet sur les pics minimum du coefficient de transfert d'énergie $C_{E\,min}$ concernant le deuxième cas de β. En outre , le changement de l'axe de rotation influence légèrement le coefficient de transfert d'énergie (C_E) avec la variation du plan β pour les trois axe de rotation $0.25C$, $0.5C$ et $0C$.

D'autre part, on a également observé que le coefficient d'énergie moyenne ($\overline{C_E}$) pour les plans de $\beta \geq 45°$ est complétement négative (l'énergie est retirée du profil), et devient positive (l'énergie est fournie au profil) pour les plans de $\beta \leq 40°$. En plus, les résultats révèlent également que le coefficient de transfert d'énergie moyenne ($\overline{C_E}$) diminue progressivement avec la diminution de β et atteint une valeur minimal jusqu'à la valeur de $\beta = 70°$ et commence à augmenter fortement atteignant sa plus grande valeur a $\beta = 10°$. De plus, ces résultats ont permis d'observer que la consommation d'énergie pour les deux plans de $\beta = 40°$ et $\beta = 45°$ est moins importante que dans les autres plans β. Par conséquent, l'angle $\beta = 40°$ est le plan approprié pour améliorer les performances aérodynamiques du profile aérodynamique NACA0012 en vol stationnaire.

En outre, Les résultats montrent que plus le nombre de Reynolds (Re) est élevée, plus la consommation d'énergie *(*C_E*)* diminue pour les deux plans de β ($\beta = 10°$ *et* $\beta = 90°$). De plus

l'amplitude de rotation $(\Delta\alpha)$ influence les pics maximaux et minimaux du coefficient d'énergie (C_E) de l'aile en vol stationnaire de manière différente pour les deux cas de β ($\beta = 10°$ *et* $\beta = 90°$). Ce qui indique que, pour le plan $\beta = 10°$, il y a deux pics maximaux et deux pics minimaux pendant la course ascendante et descendante de l'aile. Tandis que, pour le plan $\beta = 90°$,on observe qu' il y a un pic maximal et un pic minimal pour les amplitudes d'oscillations $(\Delta\alpha = 15° \; et \; \Delta\alpha = 20°)$ et deux pics maximaux et minimaux pour les autres amplitudes d'oscillations $(\Delta\alpha = 25°, \Delta\alpha = 30°, \Delta\alpha = 35° \; et \; \Delta\alpha = 40°)$, cela prouve que l'amplitude de rotation $(\Delta\alpha)$ a un effet plus significatif sur la consommation d'énergie avec la variation du plan β, et il est également constaté que le changement de l'amplitude de rotation $(\Delta\alpha)$ a une impact significatif sur les structures de l'écoulement et le développement des tourbillons avec le changement du plan β.

Ce travail se concentre sur le mouvement de battement de l'aile en 2D. Cependant, dans la réalité, le vol des insectes est généralement en 3D. Idéalement, le calcul 3D d'un profile aérodynamique NACA0012 battante en vol stationnaire en effet de la variation de l'inclinaison du plan de course de translation β est souhaitable et constitue un objectif dans nos travaux futurs.

Références

[1] R. Dvořák, “Aerodynamics of bird flight,” EPJ Web Conf., vol. 114, pp. 1–8, 2016, doi: 10.1051/epjconf/201611401001.

[2] Dudley, R. The Biomechanics of Insect Flight: Form, Function, Evolution; Princeton University Press: Princeton, NJ, USA, 2000.

[3] Ellington, C.P. The aerodynamics of hovering insect flight: The quasi-steady analysis. Philos. Trans. R. Soc. Lond. 1984, 305, 1–15.

[4] Fry, S.N.; Sayaman, R.; Dickinson, M.H. The aerodynamics of free flight maneuvers in Drosophila. Science 2003, 300, 495–498.

[5] Etkin, B.; Reid, L.D. Dynamics of Flight: Stability and Control, 3rd ed.; John Wiley & Sons, Inc.: New York, NY, USA, 1996.

[6] D. E. Alexander, Nature’s flyers: Birds, insects, and the biomechanics of flight: Johns Hopkins University Press, 2004.

[7] P. M. Alexander, Principles of animal locomotion: Princeton University Press, 2002.

[8] L. H. Shyy W., Aono H., Kang C.-k., An Introduction to Flapping Wing Aerodynamics-Cambridge University Press. 2000.

[9] R. T. Jones, Wing theory: Princeton University Press, 1990.

[10] C. P. Ellington, “The aerodynamics of hovering insect. I. The quasi-steady analysis,” Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series B, vol. 305, pp. 1–15, 1984.

[11] R. H. J. Brown, “The flight of birds,” Journal of Experimental Biology, vol. 30, pp. 90–103, 1948.

[12] U. M. Norberg, Vertebrate flight: Mechanics, physiology, morphology, ecology and evolution: Springer-Verlag, 1990.

[13] T. Weis-Fogh, “Quick estimates of flight fitness in hovering animals, including novel mechanisms for lift production, ”Journal of Experimental Biology, vol.59, pp.169–230, 1973.

[14] A. Azuma, The biokinetics of flying and swimming (2nd ed.): American Institute of

Aeronautics and Astronautics, 2006.

[15] M. Stolpe and K. Zimmer, “Der schwirrflug des kolibri im zeitlupenfilm,” Journal of Ornithology, vol. 87, pp. 136–155, 1939.

[16] C. P. Ellington, “The aerodynamics of hovering insect. III. Kinematics,” Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series B, vol. 305, pp. 41–78, 1984.

[17] C. P. Ellington, “Unsteady aerodynamics of insect flight,” Symposia of the Society for Experimental Biology, 1995, pp. 109–129.

[18] C. P. Ellington, C. van den Berg, A. P. Willmott, and A. L. R. Thomas, “Leading-edge vortices in insect flight,” Nature, vol. 384, pp. 626–630, 1996.

[19] M. H. Dickinson, F.-O. Lehmann, and S. P. Sane, “Wing rotation and the aerodynamic basis of insect flight,” Science, vol. 284, pp. 1954–1960, 1999.

[20] A. K. Brodsky, “Vortex formation in the tethered flight of the peacock butterfly Inachis 10 L and some aspects of insect flight evolution,” Journal of Experimental Biology, vol. 161, pp. 77–95, 1991.

[21] D. R. Warrick, B. W. Tobalske, and D. R. Powers, “Aerodynamics of the hovering Humming birds,” Nature, vol. 435, pp. 1094–1097, 2005.

[22] J. J. Videler, E. J. Stamhuis, and G. D. E. Povel, “Leading-edge vortex lift swifts,” Science, vol. 306, pp. 1960–1962, 2004.

[23] T. Y. Hubel, N. I. Hrristov, S. W. Swartz, and K. Breuer, “Time-resolved wake structure and kinematics of bat flight,” Journal of Experimental Biology, vol. 46, pp. 933–943, 2009.

[24] R. B. Srygley and A. L. R, Thomas, “Unconventional lift-generating mechanisms in free-flying butterflies,” Nature, vol. 420, pp. 660–664, 2002.

[25] C. P. Ellington, “Unsteady aerodynamics of insect flight,”Symposiumof the Society for Experimental Biology, vol. 40, pp. 109–129, 1995.

[26] H. Wagner, “Uber die enstehung des dynamischen auftriebes von tragflugeln,” Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik, vol. 5, pp. 17–35, 1925.

[27] M. H. Dickinson and K. G. Götze, “Unsteady aerodynamic performance of model wings at low

Reynolds numbers,” Journal of Experimental Biology, vol. 174, pp. 45–64, 1993.

[28] R. M. H. Beckwith and H. Babinsky, “Impulsively started flat plate flow,” Journal of Aircraft, vol. 46, no. 6, pp. 2186–2188, 2009.

[29] K. V. Rozhdestvensky and V. A. Ryzhov, “Aerohydrodynamics of flapping-wing propulsors,” Progress in Aerospace Sciences, vol. 39, pp. 585–633, 2003.

[30] C. van den Berg and C. P. Ellington, “The three-dimensional leading-edge vortex of a Hovering modelhawkmoth,”PhilosophicalTransactionsoftheRoyalSocietyofLondon, Series B, vol. 352, pp. 329–340, 1997.

[31] H. Liu and K. Kawachi, “A numerical study of insect flight,” Journal of Computational Physics, vol. 146, pp. 124–156, 1998.

[32] H.Liu, C. P. Ellington, K. Kawachi, C. vandenBerg, and A. P. Willmott, “Acomputational fluid dynamics study of hawkmoth hovering,” Journal of Experimental Biology, vol. 146, pp. 461–477, 1998.

[33] J. M. Birch and M. H. Dickinson, “Spanwise flow and the attachment of the leading-edge vortex on insect wings,” Nature, vol. 412, pp. 729–733, 2001.

[34] M. Kramer, “Die zunahme des maximalauftriebes von tragflugeln bei plotzlicher anstellwinkelvergrosserung, ”ZeitschriftfurFlug technik and Motorluftschiffahrt,vol.23, pp. 185–189, 1932.

[35] M. Sun and J. Tang, “Lift and power requirements of hovering flight in Drosophila virilis,” Journal of Experimental Biology, vol. 205, pp. 2413–2427, 2002.

[36] R. Ramamurti and W. Sandberg, “Simulation of flow about flapping airfoils using finite element incompressible flow solver, ” AIAA Journal, vol. 39, pp. 253–260, 2001.

[37] M. Sun and J. Tang, “Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion,” Journal of Experimental Biology, vol. 205, pp. 55–70, 2002.

[38] W. Shyy, P. Trizila, C.-K. Kang, and H. Aono, “Can tip vortices enhance lift of a flapping wing?,” AIAA Journal, vol. 47, pp. 289–293, 2009.

[39] J. D. Anderson, Fundamentals of aerodynamics: McGraw Hill, 1991.

[40] M. Ramasamy and J. G. Leishman, “Phase-locked particle image velocimetry measurements of a flapping wing,” Journal of Aircraft, vol. 43, pp. 1868–1875, 2006.

[41] K. Taira and T. Colonius, “Three-dimensional flows around low-aspect-ratio wings at low

Reynolds numbers," Journal of Fluid Mechanics, vol. 623, pp. 187–207, 2009.

[42] A. R. Ennos, "Inertial and aerodynamic torques on the wings of Diptera in flight," Journal of Experimental Biology, vol. 142, pp. 87–95, 1989.

[43] J. Marden, "Maximum lift production during takeoff in flying animals," Journal of Experimental Biology, vol. 130, pp. 235–258, 1987.

[44] S. P. Sane, "The aerodynamics of insect flight," Journal of Experimental Biology, vol. 206, pp. 4191–4208, 2003.

[45] F.-O. Lehmann, S. P. Sane, and M. H. Dickinson, "The aerodynamic effects of wing wing interaction in flapping insect wings," Journal of Experimental Biology, vol. 208, pp. 3075–3092, 2005.

[46] M. Hassanalian and A. Abdelke, "Progress in Aerospace Sciences Classi fi cations , applications , and design challenges of drones : A review," no. November 2016, 2017, doi: 10.1016/j.paerosci.2017.04.003.

[47] S.G. Gupta, M.M. Ghonge, P.M. Jawandhiya, Review of unmanned aircraft system (UAS), Technology 2 (4) (2013).

[48] U.K. MoD, Joint Doctrine Note 2/11 the UK Approach to Unmanned Aircraft Systems, UK MoD The Development, Concepts and Doctrine Centre, SWINDON, Wiltshire, 2011.

[49] R.J. Bachmann, F.J. Boria, R. Vaidyanathan, P.G. Ifju, R.D. Quinn, A biologically inspired micro-vehicle capable of aerial and terrestrial locomotion, Mech. Mach. Theory 44 (2009) 513–526.

[50] M. Hassanalian, A. Abdelkefi, Design, manufacturing, and flight testing of a fixed wing micro air vehicle with Zimmerman planform, Meccanica (2016) 1–18. http://dx.doi.org/10.1007/s11012-016-0475-2.

[51] A. Arjomandi, S. Agostino, M. Mammone, M. Nelson, T. Zhou, Classification of Unmanned Aerial Vehicle, Report for Mechanical Engineering class, University of Adelaide, Adelaide, Australia, 2006.

[52] G. Cai, J. Dias, L. Seneviratne, A survey of small-scale unmanned aerial vehicles: recent advances and future development trends, Unmanned Syst. 2 (02) (2014) 175–199.

[53] A. Cavoukian, Privacy and Drones: Unmanned Aerial Vehicles, Information and Privacy

Commissioner of Ontario, Canada, 2012.

[54] V. Stefanovic, M. Marjanovic, M. Bajovic, Conceptual system designs civil UAV for typical aerial work applications, in: Proceedings of the 5th International Scientific Conference on Defensive Technologies, Belgrade, Serbia, 18–19 September, 2012.

[55] R. Austin, Unmanned Aircraft Systems: UAVS Design, Development and Deployment 54, John Wiley & Sons, 2011.

[56] ⟨https://en.wikipedia.org/wiki/Bell_Boeing_V-22_Osprey⟩.

[57] K. Ro, W. Park, K. Kuk, J.W. Kamman, Flight Testing of a Free-wing Tilt-body Aircraft, In AIAA Infotech@ Aerospace, Atlanta, Georgia, 20–22 April 2010, 2010.

[58] S. Pace, X-planes: Pushing the Envelope of Flight, Zenith Imprint, 2003.

[59] A.G. Festo, K.G. Co, Bionic Learning Network, ⟨http://www.festo.com/cms/de-de/4981.htm⟩, (accessed .06.09), 2009.

[60] A.C. Watts, J.H. Perry, S.E. Smith, M.A. Burgess, B.E. Wilkinson, Z. Szantoi, P.G. Ifju, H.F. Percival, Small unmanned aircraft systems for low-altitude aerial surveys, J. Wildl. Manag. 74 (7) (2010) 1614–1619.

[61] N. Chronister, The Ornithopter Design Manual, Published by the Ornithopter Zone, Fifth Edition, 2008.

[62] Festo. (n.d.). SmartBird- bird flight deciphered. Retrieved from festo.com: ⟨http://www.festo.com/cms/en_corp/11369_11437.htm#id_11437⟩.

[63] T. van Holten, M. Heiligers, G.J. van de Waal, The Ornicopter: A Single Rotor without Reaction Torque, Basic Principles, in: Proceedings of the 24th International Congress of the Aeronautical Sciences, Yokohama, Japan, 29 August–3 September, 2004.

[64] H. Yu, L.K. Bin, H.W. Rong, The research on the performance of cyclogyro, in: Proceedings of the 6th Aviation Technology, Integration and Operations Conference Proceedings, AIAA Paper, Vol. 7704, Wichita, Kansas, 25–27 September, 2006.

[65] IMAV 2010 Flight Competition, Mission Description and Rules, ⟨https://www.scribd.com/document/38262061/Mission-on-and-Rules-IMAV-2010⟩.

[66] M. Hassanalian, A. Abdelkefi, M. Wei, S. Ziaei-Rad, A novel methodology for wing sizing of bio-inspired flapping wing micro air vehicles: theory and prototype, Acta Mech. (2016).

http://dx.doi.org/10.1007/s00707-016-1757-4v.

[67] T.P. Combes, A.S. Malik, G. Bramesfeld, M.W. Mc Quilling, Efficient fluid structure interaction method for conceptual design of flexible, fixed-wing microair-vehicle wings, AIAA J. 53 (6) (2015) 1442–1454

[68] T.J. Mueller, Aerodynamic Measurements at Low Reynolds Numbers for Fixed Wing Micro-Air Vehicles, Hessert Center for Aerospace Research, University of Notre Dame, 1999.

[69] F. Zhang, R. Zhu, P. Liu, W. Xiong, X. Liu, Z. Zhou, A novel Micro Air Vehicle with flexible wing integrated with on-board electronic devices, In Robotics, Automation and Mechatronics, IEEE Conference, Chengdu, China, September, pp. 252–257, 2008.

[70] M.A.A. Fenelon, T. Furukawa, Design of an active flapping wing mechanism and a micro aerial vehicle using a rotary actuator, Mech. Mach. Theory 45 (2010) 137–146.

[71] W. Shyy, H. Aono, S.K. Chimakurthi, P. Trizila, C.K. Kang, C.E. Cesnik, H. Liu, Recent progress in flapping wing aerodynamics and aeroelasticity, Progress. Aerosp. Sci. 46 (7) (2010) 284–327.

[72] J.P. Whitney, R.J. Wood, Conceptual design of flapping-wing micro air vehicles, Bioinspiration Biomim. 7 (2012) 036001.

[73] J. Windte, R. Radespiel, U. Scholz, B. Eisfeld, RANS simulation of the transitional flow around airfoils at low Reynolds Numbers for steady and unsteady onset conditions, Technical University Braunschweig,, Institute of Fluid Mechanics, Germany, 2004.

[74] C. Gerrard, M. Ward, Final Year Honours Project Micro Air Vehicle, The University of Adelaide, Australia, 2007.

[75] K.D. Jones, C.J. Bradshaw, J. Papadopoulos, M.F. Platzer, Bio-inspired design of flapping-wing micro air vehicles, Aeronaut. J. 109 (1098) (2005) 385–393.

[76] C. Hockley, B. Butka, The SamarEye: A biologically inspired autonomous vehicle, In Digital Avionics Systems Conference (DASC), 2010 IEEE/AIAA 29th, Salt Lake City, UT, USA, October, 2010.

[77] H. Ubaya, M. Iqbal, First person view on flying robot for real time monitoring, ICON-CSE 1 (1) (2015) 41–44.

[78] L. Petricca, P. Ohlckers, C. Grinde, Micro-and nano-air vehicles: state of the art, Int. J. Aerosp. Eng. (2011).

[79] H. Tanaka, K. Hoshino, K. Matsumoto, I. Shimoyama, Flight dynamics of a butterfly-type ornithopter, in: Intelligent Robots and Systems,(IROS, 2005). IEEE/RSJ International Conference, pp. 2706–2711, August 2005, 2005.

[80] R.J. Wood, B. Finio, M. Karpelson, K. Ma, N.O. Pérez-Arancibia, P.S. Sreetharan, H. Tanaka, J.P. Whitney, Progress on 'pico'air vehicles, Int. J. Robot. Res. 31 (11) (2012) 1292–1302.

[81] L. Shimoyama, H. Miura, K. Suzuki, Y. Ezura, Insect-like microrobots with external skeletons, Control Syst., IEEE 13 (1) (1993) 37–41.

[82] M.H. Dickinson, F.O. Lehmann, S.P. Sane, Wing rotation and the aerodynamic basis of insect flight, Science 284 (5422) (1999) 1954–1960.

[83] B. Warneke, M. Last, B. Liebowitz, K.S.J. Pister, Smart dust: communicating with a cubic-millimeter, Computer 34 (1) (2001) 44–51.

[84] M.M. Rosenthal, Gamebits: digital tricks, Games 24 (3) (2000).

[85] V.S. Hsu, J.M. Kahn, K.S.J. Pister, Wireless Communications for Smart Dust, Electronics Research Laboratory Memorandum Number M98l2, 1998.

[86] Neil Ray, The Cyborg Beetle: Progress or Ethical Deterioration?, BERKELEY, 2010.

[87] ⟨www.makezine.com/2015/03/31/4-taxidermy-drones-yes-thats-thing⟩.

[88] R.C. Anderson, A.L. DuBois, D.K. Piech, W.A. Searcy, S. Nowicki, Male response to an aggressive visual signal, the wing wave display, in swamp sparrows, Behav. Ecol. Sociobiol. 67 (4) (2013) 593–600.

[89] R.J. Wood, October. Liftoff of a 60 mg flapping-wing MAV, In Intelligent Robots and Systems IROS 2007, IEEE/RSJ International Conference on, pp. 1889–1894, 2007.

[90] ⟨http://www.roboticstrends.com/article/b_unstoppable_flying_tank_drone_ launches_on_kickstarter⟩.

[91] L. Daler, S. Mintchev, C. Stefanini, D. Floreano, A bioinspired multi-modal flying and walking robot, Bioinspiration Biomim. 10 (1) (2015) 016005.

[92] S. NathaN, Building bloodhound, IEEE Spectr. 52 (2015).

[93] ⟨http://news.rutgers.edu/research-news/navy-funds-rutgers-develop-droneequally-

Adept-flying-and-swimming/⟩.

[94] P.M. Miller, Mini, micro, and swarming unmanned aerial vehicles: A baseline study, Library of Congress Washington DC Federal Research DIV, November, 2006.

[95] ⟨http://www.simulyze.com/blog/drone-assisted-mapping-applications⟩.

[96] ⟨http://appleinsider.com/articles/15/11/30/amazon-teases-new-details-ofplanned-prime-Air-drone-delivery-service⟩.

[97] M. Heutger, Unmanned Aerial Vehicle in Logistics: A DHL Perspective on Implications and use Cases for the Logistics Industry, DHL Customer Solutions & Innovation, Troisdorf, Germany, 2014.

[98] ⟨http://marsairplane.larc.nasa.gov/platform.html⟩.

[99] Insitu, ScanEagle® Unmanned Aircraft System, 118 East Columbia River Way Bingen, Washington 98605, ⟨www.insitu.com⟩.

[100] B.D. Reineman, L. Lenain, N.M. Statom, W.K. Melville, Development and testing of instrumentation for UAV-based flux measurements within terrestrial and marine atmospheric boundary layers, J. Atmos. Ocean. Technol. 30 (7) (2013) 1295–1319.

[101] T.W. Smoker, Lockheed Martin Corporation, Launched air vehicle system, U.S. Patent Application 14/294,073, 2014.

[102] M.A. Erbil, S.D. Prior, M. Karamanoglu, S. Odedra, C. Barlow, D. Lewis, Reconfigurable unmanned aerial vehicles, in: Proceedings of the International Conference on Manufacturing and Engineering Systems. pp. 392–396, 2009.

[103] Wernert, Philippe, Wolfgang Geissler, Markus Raffel, and Juergen Kompenhans. "Experimental and numerical investigations of dynamic stall on a pitching airfoil." AIAA journal 34, no. 5 (1996): 982-989. https://doi.org/10.2514/3.13177

[104] Anderson, Jamie M., K. Streitlien, D. S. Barrett, and Michael S. Triantafyllou. "Oscillating foils of high propulsive efficiency." Journal of Fluid mechanics 360 (1998): 41-72. https://doi.org/10.1017/S0022112097008392

[105] Lee, T., and P. Gerontakos. "Investigation of flow over an oscillating airfoil." Journal of Fluid Mechanics 512 (2004): 313-341. https://doi.org/10.1017/S0022112004009851

[106] Wang, Shengyi, Derek B. Ingham, Lin Ma, Mohamed Pourkashanian, and Zhi Tao.

"Numerical investigations on dynamic stall of low Reynolds number flow around oscillating airfoils." Computers & fluids 39, no. 9 (2010): 1529- 1541. https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2010.05.004

[107] Amiralaei, Mohammadreza. "Computational fluid dynamic simulation of airfoils in unsteady low Reynolds number flows." USA: Defense Technical Information Center, DTIC (2012).

[108] Amiralaei, M. R., H. Alighanbari, and S. M. Hashemi. "An investigation into the effects of unsteady parameters on the aerodynamics of a low Reynolds number pitching airfoil." Journal of Fluids and Structures 26, no. 6 (2010): 979- 993. https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2010.06.004

[109] Amiralaei, M. R., H. Alighanbari, and S. M. Hashemi. "Flow field characteristics study of a flapping airfoil using computational fluid dynamics." Journal of Fluids and Structures 27, no. 7 (2011): 1068-1085. https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2011.06.005

[110] Bhat, Shantanu S., and Raghuraman N. Govardhan. "Stall flutter of NACA 0012 airfoil at low Reynolds numbers." Journal of Fluids and Structures 41 (2013): 166-174. https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2013.04.001

[111] Liu, Jian, HaiSheng Sun, Yong Huang, Yong Jiang, and ZhiXiang Xiao. "Numerical investigation of an advanced aircraft model during pitching motion at high incidence." Science China Technological Sciences 59, no. 2 (2016): 276-288. https://doi.org/10.1007/s11431-015-5957-2

[112] Zakaria, M. Y., F. Jafari, and M. R. Hajj. "Flow measurements associated with lift enhancement of a plunging airfoil oscillating at high angles of attack and reduced frequencies." In Proc., 32nd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conf., AIAA 2016, vol. 3401. 2016. https://doi.org/10.2514/6.2016-3401

[113] Zakaria, M. Y., H. E. Taha, and M. R. Hajj. "Measurement and modeling of lift enhancement on plunging airfoils: A frequency response approach." Journal of Fluids and Structures 69 (2017): 187-208. https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2016.12.004

[114] Wang, Z. Jane. "Two dimensional mechanism for insect hovering." Physical review letters 85, no. 10 (2000): 2216. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.2216

[115] Sun, Mao, and Jian Tang. "Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion." Journal of experimental biology 205, no. 1 (2002): 55-70. https://doi.org/10.1242/jeb.205.1.55

[116] Wang, Z. Jane, James M. Birch, and Michael H. Dickinson. "Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight: two-dimensional computations vs robotic wing experiments." Journal of Experimental Biology 207, no. 3 (2004): 449-460. https://doi.org/10.1242/jeb.00739

[117] Yu, Yongliang, and Binggang Tong. "A flow control mechanism in wing flapping with stroke asymmetry during insect forward flight." Acta Mechanica Sinica 21, no. 3 (2005): 218-227. https://doi.org/10.1007/s10409-005-0032-z

[118] Gao, Tong, and Xi-Yun Lu. "Insect normal hovering flight in ground effect." Physics of Fluids 20, no. 8 (2008): 087101. https://doi.org/10.1063/1.2958318

[119] Jardin, Thierry, Laurent David, and Alain Farcy. "Characterization of vortical structures and loads based on time resolved PIV for asymmetric hovering flapping flight." In Animal Locomotion, pp. 285-295. Springer, Berlin, Heidelberg, 2010. https://doi.org/10.1007/978-3-642-11633-9_23

[120] Sudhakar, Y., and S. Vengadesan. "Flight force production by flapping insect wings in inclined stroke plane kinematics." Computers & Fluids 39, no. 4 (2010): 683-695. https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2009.11.004

[121] Rival, D., G. Hass, and C. Tropea. “Recovery of energy from leading- and trailing-edge vortices in tandem-airfoil configurations.” Journal of Aircraft 48, no. 1 (2011): 203–211. https://doi.org/10.2514/1.C031062

[122] J. Y. Zhu and C. Y. Zhou, Aerodynamic performance of a two-dimensional flapping wing in asymmetric stroke, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part G-Journal of Aerospace Engineering, 228 (5) (2014) 641651.

[123] Shanmugam, A. R., and C. H. Sohn. "Systematic investigation of a flapping wing in inclined stroke-plane hovering." Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering 41, no. 8 (2019): 1-16. https://doi.org/10.1007/s40430-019-1840-6

[124] Zhao, M., et al., Effects of airfoil on aerodynamic performance of flapping wing, Biomimetic

Intelligence and Robotics, 1 (2021), 100004.

[125] K. Antoine and Al, “Modélisation des écoulements turbulents,” 2021.

[126] Wah-yen, T., Asako, Y., Azwadi, N., Sidik, C., & Rui-zher, G. (2017). Governing Equations in Computational Fluid Dynamics : Derivations and A Akademia Baru Progress in Energy and Environment Governing Equations in Computational Fluid Dynamics : Derivations and A Recent Review. December.

[127] N. Aydın, M. E. Çalışkan, and İ. Karagöz, “Numerical Simulation of Flow Over Different Types of Airfoils,” no. January, 2020.

[128] Y. A. Çengel, J. M. Cimbala, Solutions Manual for Fluid Mechanics: Fundamentals and Applications Second Edition, McGraw-Hill, 2010.

[129] B. Apaçoğlu, “Cfd Analyses of Uncontrolled and Controlled Laminar and Turbulent Flows Over A Circular Cylinder”, Mechanical Engineering Master thesis, TOBB University of Economics and Technology, Ankara 2010.

[130] X. Yuwen, L. Chen, and Y. Han, “Numerical Simulation of Casting Filling Process Based on FLUENT,” Energy Procedia, vol. 17, pp. 1864–1871, 2012, doi: 10.1016/j.egypro.2012.02.324.

[131] Y. Marchesse, “Modélisation de la turbulence,” p. 99, 2010.

[132] W. Rodi. Experience with two-layer models combining the k−ǫ with a one-equation model near the wall. A.I.A.A. Paper, 91-0216, 1991.

[133] J. Boussinesq. Théorie de l’écoulement tourbillonnant, 1877. Mem. Pres. Acad. Sci. XXIII.

[134] Z. A. Prandtl, 1925. Zs Angew. Math. Mech.

[135] A. N. Kolmogorov. Curves in Hilbert space invariant with respect to a one parameter group of motions. Dokl. Akad. Nauk SSSR, 26 (1) :6–9, 1940.

[136] A. K. Lichtarowicz, R. K. Duggins, and E. Markland. "Discharge Coefficients for Incompressible Non Cavitating Flow Through Long Orifices". Journal of Mechanical Engineering Science. 7. 2. 1965.

[137] Fluent Thoery Guide, “Ansys Fluent Theory Guide,” ANSYS Inc., USA, vol. 15317, no. November, pp. 724–746, 2013, [Online].

[138] Fluent 6.2 - User's guide. Fluent Inc.

[139] B. E. Launder and D. B. Spalding. Lectures in Mathematical Models of Turbulence. Academic Press, London, England.1972.

[140] W. P. Jones and B. E. launder. The prediction of laminarization with a two equation model of turbulence. Int. J. Heat Mass Transfer, 15: 301–314, 1974.

[141] B. E. Launder and D. B. Spalding. The Numerical Computation of Turbulent Flows. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3: 269–289, 1974.

[142] T.-H. Shih, W. W. Liou, A. Shabbir, Z.Yang, and J. Zhu. "A New $k-\varepsilon$ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation". Computers Fluids. 24(3). 227–238. 1995.

[143] D. C. Wilcox. Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc. La Canada, California.1998.

[144] F.R. Menter. Two-equation eddy viscosity models for engineering applications. A.I.A.A. Journal, 32: 1598–1605, 1994.

[145] M. M. Gibson and B. E. Launder. "Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer". J. Fluid Mech. 86. 491–511. 1978.

[146] B. E. Launder. "Second-Moment Closure: Present... and Future?". Inter. J. Heat Fluid Flow. 10(4). 282–300. 1989.

[147] B. E. Launder, G. J. Reece, and W. Rodi. "Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure". J. Fluid Mech. 68(3). 537–566. April 1975.

[148] F. D. Molina-aiz, H. Fatnassi, T. Boulard, and J. Roy, “Comparison of finite element and finite volume methods for simulation of natural ventilation in greenhouses,” vol. m, no. July, 2010, doi: 10.1016/j.compag.2010.03.002.

[149] ANSYS, 2004.CompleteUser’sManualSet: ANSYS Theory Reference 9.0.ANSYS, INC., Canonsburg, USA, 1067 pp.

[150] Ferziger, J.H., Peric, M., 2002.Computational Methods for Fluid Dynamics. Springer, Berlin, Germany, p. 423.

[151] Molina-Aiz, F.D., Valera, D.L., Álvarez, A.J., 2004. Measurement and simulation of climate inside Almería-type greenhouses using Computational Fluid Dynamics. Agric. Forest Meteorol. 125, 33–51.

[152] McBride, D., Croft, T.N., Cross, M., 2008. A coupled finite volume method for the computational modelling of mould filling in very complex geometries. Comput. Fluids 37 (2), 170–180.

[153] Ranade, V.V., 2002. Computational Flow Modelling for Chemical Reactor Engineering. Process Systems Engineering. Academic Press, New York, USA, p. 452.

[154] Patankar, S.V., 1980. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. Hemisphere Publishing, New York, USA, p. 197.

[155] FLUENT, 2005. User's Guide. Fluent 6.2. Fluent Inc., Lebanon, USA, 2501 pp.

[156] Barth, T.J., Jespersen, D., 1989. The design and application of upwind schemes on Unstructured meshes. In: Technical ReportAIAA-89-0366, AIAA27th Aerospace Sciences Meeting, Reno, USA.

[157] Tu, J., Yeoh, G.H., Liu, C., 2007.Computational Fluid Dynamics: A Practical Approach. Butterworth-Heinemann, Houston, USA, p. 459.

[158] Roy, J.C., Boulard, T., Kittas, C., Wang, S., 2002. Convective and ventilation transfers in Green houses. Part 1. The greenhouse considered as perfectly stirred tank. Biosyst. Eng. 83, 1–20.

[159] Martinat, G., Braza, M., Hoarau, Y., Harran, G., 2008. Turbulence modelling of the flow past a pitching NACA0012 airfoil at 105 and 106 Reynolds numbers. Journal of Fluids and Structures 24, 1294–1303.

[160] Lu, K., Xie, Y. H., Zhang, D., & Lan, J. B. (2013). Numerical investigations into the asymmetric effects on the aerodynamic response of a pitching airfoil. Journal of Fluids and Structures, 39, 76–86. https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2013.02.001

[161] M.A.Ashraf,J. Young, and J. S. Lai, "Oscillation frequency and amplitude effects on plunging airfoil propulsion and flow periodicity," AIAA J. 50, 2308–2324 (2012).

[162] J. Young and J. C. S. Lai, "Oscillation frequency and amplitude effects on the wake of a plunging airfoil," AIAA J. 42, 2042–2052 (2004).

[163] C. Liang, K. Ou, S. Premasuthan, A. Jameson, and Z. Wang, "High-order accurate simulations of unsteady flow past plunging and pitching airfoils," Comput. Fluids 40, 236–248 (2011).

[164] Bose, C., & Sarkar, S. (2018). Investigating chaotic wake dynamics past a flapping airfoil and the role of vortex interactions behind the chaotic transition. Physics of Fluids, 30(4). https://doi.org/10.1063/1.5019442

[165] N.T. Frink, M. Tormalm, S. Schmidt, et al. Three unstructured computational fluid dynamics studies on generic uninhabited combat air vehicle AIAA J. Aircr., 49 (6) (2012), pp. 1619-1637.