



HAL
open science

Analyse numérique et expérimentale de la sustentation par vol battu. Application aux micro-drones.

Thierry Jardin

► **To cite this version:**

Thierry Jardin. Analyse numérique et expérimentale de la sustentation par vol battu. Application aux micro-drones.. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2009. Français. NNT: . tel-00445266

HAL Id: tel-00445266

<https://theses.hal.science/tel-00445266>

Submitted on 8 Jan 2010

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

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

THÈSE

pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET
D'AEROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique
Secteur de Recherche : Aérodynamique

Présentée par :

Thierry JARDIN

Analyse numérique et expérimentale de la sustentation par vol battu Application aux micro-drones

Directeurs de thèse : **Alain FARCY** et **Laurent DAVID**

Soutenue le 13 novembre 2009 devant la commission d'examen

- Jury -

M. L. JACQUIN	Professeur, Ecole Polytechnique, ONERA, Meudon	Rapporteur
M. C. TROPEA	Professeur, Univ. Darmstadt, SLA, Allemagne	Rapporteur
M. J.M. MOSCHETTA	Professeur, Supaero, ISAE, Toulouse	Examinateur
M. Y. BURY	Professeur associé, ENSICA, ISAE, Toulouse	Examinateur
M. Y. GERVAIS	Professeur, Univ. Poitiers, LEA, Poitiers	Examinateur
M. L. DAVID	Professeur, Univ. Poitiers, LEA, Poitiers	Co-directeur de thèse
M. A. FARCY	Maître de conférence, ENSMA, LEA, Poitiers	Co-directeur de thèse

Remerciements

Ce rapport de thèse est le fruit du travail réalisé au cours de ces trois dernières années au sein du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (LEA) de Poitiers et portant sur l'analyse numérique et expérimentale de la sustentation par vol battu avec pour orientation son application aux micro-drones.

Les simulations numériques et mesures expérimentales effectuées dans ce cadre n'auraient vu le jour sans la participation des ingénieurs et techniciens du laboratoire. A ce titre, je tiens tout d'abord à remercier Patrice Allary pour le support informatique, François Paillé, Laurent Dupuis, Mathieu Rossard, Yvan Jolit et Jean-Pierre Bal pour la conception, réalisation et validation du montage expérimental, et bien sûr, Patrick Braud et Romain Bellanger qui ont su m'apporter tout leur soutien et leur expertise lors des délicates campagnes de mesures tomographiques par balayage rapide.

Mes remerciements vont ensuite à mes encadrants, Alain Farcy et Laurent David, qui, au delà d'avoir défini des axes de recherche strictes et rigoureux, d'avoir encouragé mes travaux par leurs conseils avisés et leur soutien moral, sont apparus pour moi comme des amis, contribuant à ce que ces années passées en leur compagnie restent un souvenir inoubliable.

Je souhaite par ailleurs remercier Messieurs Laurent Jacquin et Cameron Tropea qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'être les rapporteurs de ce manuscrit. Leur vision m'a notamment permis d'appréhender ces travaux avec un peu plus de recul, repositionnant les résultats obtenus vis-à-vis du contexte général de la mécanique des fluides fondamentale. Merci à Messieurs Jean-Marc Moschetta, Yannick Bury et Yves Gervais qui ont également accepté de juger mon travail.

Enfin, je n'oublie pas mes amis thésards et permanents de l'ENSMA et du LEA, en particulier, Jean-François Capot, Michael Quinch, Tony Surquinch et Nicolas Dixdeder ; Romain et Malik, ainsi que Christophe Sicot, Luis Fernando Gouveia de Moraes, Jacques Borée et Françoise Tournier.

Nomenclature

Symboles

A	Amplitude linéaire d'un cycle de battement
a_i	Accélération du fluide suivant les composantes $i = x, y, z$ de l'écoulement
c	Corde du profil de l'aile
C_D	Coefficient de traînée
C_{eff}	Coefficient d'efficacité
C_L	Coefficient de portance
C_p	Coefficient de puissance
C_q	Coefficient de qualité
C_T	Coefficient d'effort total
C_y	Coefficient sustentateur
f	Fréquence de battement de l'aile
Re	Nombre de Reynolds
St	Nombre de Strouhal
T	Période d'un cycle de battement
V_0	Vitesse de translation uniforme (<i>ou</i> maximale) de l'aile
V_i ou u_i	Vitesse du fluide suivant les composantes $i = x, y, z$ de l'écoulement
$V(t)$	Vitesse de translation instantanée de l'aile
x_0	Position du centre de rotation de l'aile ($x_0 = 0$: bord d'attaque)
$\alpha(t)$	Incidence instantanée de l'aile
β	Inclinaison du plan de battement
$\gamma(t)$	Accélération de translation instantanée de l'aile
Γ	Circulation
δ	Distance parcourue par l'aile
$\Delta\tau_r$	Temps de rotation de l'aile
$\Delta\tau_t$	Temps d'accélération/décélération de l'aile
λ	Allongement de l'aile
λ_2	Seconde valeur propre du tenseur $S^2 + \Omega^2$
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
ρ	Masse volumique
Φ	Amplitude angulaire d'un cycle de battement
$\phi(t)$	Vitesse de révolution instantanée de l'aile
ω	Vorticité
$\omega(t)$	Vitesse de rotation instantanée de l'aile
*	(valeurs) Adimensionnalisées
d	(évènement) Associé à la phase de downstroke
u	(évènement) Associé à la phase d'upstroke

Abréviations

BET	Blade Element Theory (Théorie de l'élément de la pôle)
BQM	Bilan de Quantité de Mouvement
DNS	Direct Numerical Simulation (Simulation numérique directe)
LEV	Leading Edge Vortex (Tourbillon de bord d'attaque)
MAV	Micro Air Vehicle (Micro-drone)
PIV	Particle Image Velocimetry (Vélocimétrie par Imagerie de particules)
RV	Rotation Vortex (Tourbillon de rotation)
SB	Seperation Bubble (Bulbe de recirculation)
SV	Starting Vortex (Tourbillon de démarrage)
TEV	Trailing Edge Vortex (Tourbillon de bord de fuite)

Table des matières

1	Introduction générale	3
1.1	Contexte	4
1.2	Problématique	4
1.3	Présentation de l'étude	6
2	Etude bibliographique : l'aérodynamique du vol battu	9
2.1	L'approche quasi-stationnaire	10
2.2	Mécanismes instationnaires	10
2.2.1	Effet Wagner	11
2.2.2	Clap-and-fling	11
2.2.3	Décrochage dynamique	12
2.2.4	Effet Kramer	13
2.2.5	Interaction profil/sillage	14
2.2.6	Masse ajoutée	15
2.3	Effets tridimensionnels	16
2.3.1	Mouvement de translation	16
2.3.2	Mouvement de révolution	18
2.4	Etudes paramétriques	20
2.4.1	Paramètres de translation/révolution	20
2.4.2	Paramètres de rotation	23
2.4.3	Paramètres de forme	25
2.4.4	Optimisation aérodynamique	25
2.5	Application aux micro-drones	27
2.6	Conclusion	28
3	Méthodes d'investigation	31
3.1	Approche numérique	32
3.1.1	Equations générales	32
3.1.2	Méthodes de résolution	32
3.1.3	Validité du modèle	35
3.1.4	Périodicité	35
3.2	Approche expérimentale	35
3.2.1	Similitude de Reynolds	35
3.2.2	Montage expérimental	38
3.2.3	Vélocimétrie par Imagerie de Particules 2 composantes (PIV2D-2C)	39
3.2.4	Visualisation par traceurs solides planaire	43
3.2.5	Tomographie par balayage rapide (PIV3D-3C)	44
3.3	Détermination d'efforts par bilan de quantité de mouvement	49
3.3.1	Introduction	49
3.3.2	Théorie	50
3.3.3	Méthodes de résolution	52
3.3.4	Validation numérique	53
3.3.5	Etude paramétrique	55
3.4	Identification des structures tourbillonnaires	60
3.4.1	Vorticité ω	61
3.4.2	Critère λ_2	61
3.4.3	Critère Q	61

3.4.4	Circulation	62
3.5	Coefficients aérodynamiques	62
4	Mécanismes instationnaires bidimensionnels : asymétrie en vol stationnaire	65
4.1	Cinématiques de battement	66
4.1.1	Paramétrisation	66
4.1.2	Condition de vol stationnaire	68
4.2	Etude préliminaire : mécanismes instationnaires sur un cas symétrique référence	69
4.2.1	Description phénoménologique	69
4.2.2	Efforts instationnaires	72
4.2.3	Dissociation des mécanismes instationnaires	75
4.2.4	Performances aérodynamiques moyennes	80
4.3	Etude paramétrique : influence de la dissymétrie du mouvement	81
4.3.1	Comparaison phénoménologique	81
4.3.2	Impact sur les efforts instationnaires	85
4.3.3	Discussion de l'influence des principaux mécanismes instationnaires	88
4.3.4	Action sustentatrice	92
4.3.5	Impact sur les performances aérodynamiques moyennes	93
4.3.6	Généralisation (<i>Annexe A</i>)	95
4.4	Comparaison des résultats numériques et expérimentaux	96
4.5	Conclusion	98
5	Mécanismes instationnaires tridimensionnels	101
5.1	Cinématiques de battement	102
5.2	Influence de l'extrémité libre (<i>translation rectiligne</i>)	102
5.2.1	Etude préliminaire : mécanismes tridimensionnels sur un cas référence	103
5.2.2	Effets d'allongement	114
5.3	Influence du gradient de vitesse incidente (<i>révolution</i>)	119
5.3.1	Description phénoménologique	120
5.3.2	Efforts instationnaires	120
5.3.3	Stabilité de l'écoulement	123
5.3.4	Écoulement transverse	124
5.4	Conclusion	126
6	Conclusion générale	129
6.1	Synthèse	130
6.2	Perspectives	132
A	Etude paramétrique bidimensionnelle : généralisation	143
A.1	Comparaison phénoménologique	143
A.2	Impact sur les efforts instationnaires	146
A.3	Impact sur les performances aérodynamiques moyennes	149

Chapitre 1

Introduction générale

Sommaire

1.1	Contexte	4
1.2	Problématique	4
1.3	Présentation de l'étude	6

1.1 Contexte

Les progrès réalisés dans le domaine de l'aérodynamique instationnaire à bas nombre de Reynolds, notamment en réponse au formidable essor des micro-technologies, ont permis le développement récent des micro-drones *ou* MAVs (Micro Air Vehicles). Au début des années 1990, ces aéronefs inhabités, semi-autonomes ou autonomes, sont apparus comme une solution possible aux problèmes liés à l'exploration de territoires en milieux contraignants¹. En 1997, l'agence fédérale pour les projets de recherches avancées de défense américaine (DARPA) lance un programme pluriannuel visant à concevoir un engin caractérisé par une taille maximale de l'ordre de 15 cm, un poids oscillant entre 50 et 100 g, une autonomie comprise entre 20 mn et 1 h et un rayon d'action de quelques kilomètres.

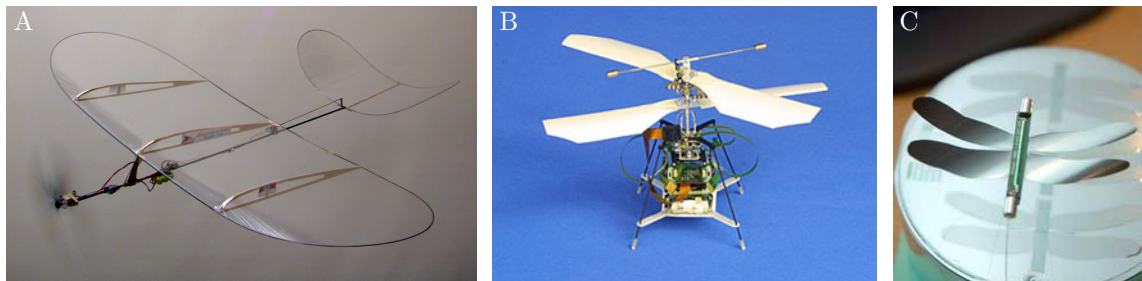


FIG. 1.1 – Prototypes de micro-drones *ou* MAVs. C4 (A) (<http://lis.epfl.ch/>), μ FR-II (B) (<http://www.epson.co.jp/>), Libellule (C) (<http://www.silmach.com/>).

Les micro-drones, présentés suite à cet appel d'offre et dans le cadre de manifestations européennes et internationales (ex : *EMAV*, *MAV*) se divisent en trois catégories principales fonctions de leur mode de sustentation :

- Voilure fixe
- Voilure tournante
- Voilure battante *ou* vibrante

L'intérêt du mode de sustentation par voilure fixe (Fig.1.1.A) réside en une vitesse de vol élevée couplée à une autonomie raisonnable et une complexité de réalisation minimale. Au contraire, la particularité des micro-drones à voilure tournante (Fig.1.1.B) tient en leur capacité à effectuer du vol stationnaire ainsi qu'en leur agilité de vol en lieu confiné. Cependant, dans les deux cas, les concepteurs restent confrontés au compromis charge utile/stabilité/autonomie, directement lié aux performances aérodynamiques de l'aéronef. Ainsi, de par l'observation du monde vivant, le concept de vol battu *ou* vol vibré (Fig.1.1.C) semble prospectivement intéressant aux nombres de Reynolds caractéristiques des micro-drones. L'étude poussée de ce mode de sustentation pourrait en effet conduire à la réalisation de systèmes à forte portance et grande efficacité aérodynamique, apte au vol stationnaire et particulièrement discret sur le plan acoustique².

1.2 Problématique

Avant toute chose, il convient de différencier le vol battu indissociable d'une vitesse d'avancement (tel que celui observé chez les oiseaux) du vol battu capable de sustentation stationnaire (tel que celui observé chez les insectes ou encore le colibri) et qui constitue l'objet de la présente étude.

Le vol battu, inspiré du monde vivant, est caractérisé par un mouvement de battement d'aile qui peut être décomposé suivant quatre phases distinctes répétées de manière périodique (Fig.1.2). La phase dite de **downstroke** qualifie le mouvement de l'arrière vers l'avant et de haut en bas. Par opposition, la phase dite d'**upstroke** qualifie le mouvement de l'avant vers l'arrière et de bas en haut. Ces deux phases de translation sont bornées par des phases de rotation - **supination** et **pronation** - qui assurent la bonne orientation du bord d'attaque.

¹Reconnaissance en espaces réduits, surveillance d'ouvrages...

²Spectre acoustique plus étendu que celui généré par une voilure tournante

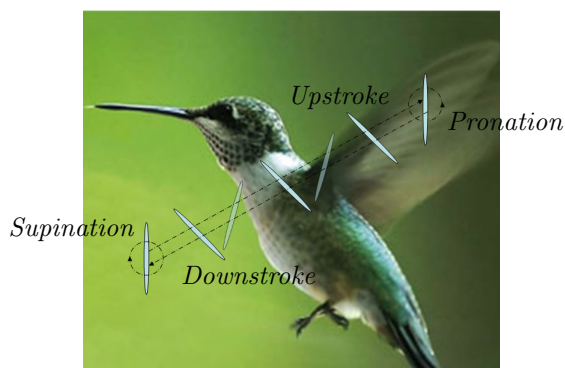


FIG. 1.2 – Illustration des phases de **downstroke**, **upstroke**, **supination** et **pronation** constitutives du mouvement de battement (*Colibri*).

L'écoulement induit par un tel mouvement présente une dynamique tourbillonnaire complexe, fortement non-linéaire et instationnaire. L'intérêt scientifique repose alors sur la compréhension fine du mode de génération des différentes structures cohérentes constitutives du sillage dont le comportement spatio-temporel (intensité, forme, position) s'assimile étroitement aux modifications du champs de pression environnant, et donc aux forces de traînée et de portance subies par l'aile. Plus particulièrement, l'analyse fondamentale du vol battu ainsi que l'évaluation de son adaptabilité au développement de micro-drones requiert l'établissement d'une corrélation précise entre phénomènes physiques et efforts aérodynamiques résultants, et ce pour différentes configurations de battement (cinématiques symétriques/asymétriques, écoulement 2D/3D...). Cette démarche s'avère d'autant plus adaptée à l'étude du vol stationnaire pour lequel les effets instationnaires sont prépondérants vis-à-vis des effets quasi-stationnaires. En effet, le degré d'instationnarité peut en premier lieu être évalué par le paramètre k , ou fréquence réduite, reflétant l'importance relative des effets quasi-stationnaires et instationnaires (Walker, 1925) :

$$k = \frac{\omega c}{2U} \quad (1.1)$$

avec c , U et ω désignant respectivement la corde, la vitesse d'avancement et la vitesse angulaire de l'aile en révolution autour de son emplanture. Aux faibles valeurs de k , la vitesse d'avancement domine l'écoulement environnant de sorte que les effets quasi-stationnaires sont prépondérants vis-à-vis des effets instationnaires. Par opposition, aux grandes valeurs de k correspondent des effets instationnaires prépondérants. Le vol stationnaire représente le cas extrême où la vitesse d'avancement est nulle et la fréquence réduite infinie. Dans ce cas précis, nous verrons par la suite que la sustentation ne peut s'expliquer par une approche quasi-stationnaire.

La problématique posée dans le cadre du vol stationnaire (envisagé dans cette thèse) implique le recours à des moyens d'investigations spécifiques, adaptés à l'étude d'écoulement fortement non-linéaire et instationnaire à bas nombre de Reynolds. Principalement, ces derniers s'articulent autour de deux approches distinctes : les approches numérique et expérimentale.

La première, dont le développement est étroitement lié à celui des technologies informatiques, repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes. Elle donne accès à l'ensemble du champ de vitesse et du champ de pression à tous les instants, pour un coût relativement faible. Plusieurs méthodes de calcul tel que la résolution en repère non-inertiel, la résolution par maillage mobile ou par maillage chimère peuvent être adaptées à la simulation numérique d'une aile en battement. Toutefois, la validité des résultats obtenus numériquement se doit d'être vérifiée par confrontation avec les résultats expérimentaux.

La seconde s'avère beaucoup plus délicate de mise en œuvre. D'une part, la mesure des champs de vitesse instantanés générés autour de l'aile en mouvement nécessite dans certains cas l'utilisation de techniques optiques avancées (haute-fréquence, multi-caméras...) aujourd'hui peu répandues. D'autre part, la détermination des efforts aérodynamiques par voies « conventionnelles » (balances à jauges de déformation, balances piézo-électriques, prises de pression) est ici sujette à des erreurs relatives importantes associées à la gamme de mesure (de l'ordre du gramme) et à la présence d'une composante inertielle induite par le mouvement de la maquette. Bien qu'encore en cours de développement, la

technique de mesure non-intrusive par bilan de quantité de mouvement constitue alors une alternative envisageable.

Dans ce cadre, les objectifs de la thèse sont :

- Le développement et la mise en œuvre de techniques de mesure avancées (bilan de quantité de mouvement, tomo-PIV) adaptées à l'étude du vol battu.
- L'analyse détaillée des mécanismes instationnaires jugés responsables des performances d'une voilure battante.
- L'évaluation de l'influence des cinématiques de battement (symétriques et asymétriques) sur l'occurrence de ces mécanismes instationnaires.
- La mise en évidence et compréhension des effets tridimensionnels qui leur sont associés.

1.3 Présentation de l'étude

Le corps de l'étude se décompose en quatre parties.

La première partie (**chapitre 2**) dresse un état de l'art des travaux menés jusqu'à ce jour sur l'aérodynamique du vol battu, se restreignant principalement aux configurations de vol stationnaire. Tout d'abord, l'évocation des échecs liés à l'approche quasi-stationnaire mène à la description des mécanismes instationnaires fondamentaux, responsables de la sustentation observée dans le monde vivant. Si l'occurrence des mécanismes de décrochage dynamique, des effets Kramer et de masse ajoutée ou encore de l'interaction profil/sillage semble communément admise, leur contribution relative reste quelquefois ambiguë, dénotant la nécessité d'une vision plus globale de l'aérodynamique caractéristique d'une aile battante. En second lieu, la confrontation des études tridimensionnelles révèle une discordance manifeste quant à la compréhension des phénomènes physiques à l'origine, dans certaines configurations, d'une stabilisation de l'écoulement. En particulier, l'influence d'une extrémité libre ou de la présence d'un gradient de vitesse incidente sur la dynamique de l'écoulement et leur dépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds ou de l'allongement semblent globalement incomprises. Enfin, l'étude systématique de cas démontre l'influence des cinématiques de battement et paramètres de forme sur les performances aérodynamiques des voilures battantes ; étape indispensable vers l'optimisation et la conception de micro-drones.

L'étude bibliographique constitue alors un point d'appui essentiel pour la définition des objectifs de la thèse. Toutefois, la compréhension des phénomènes aérodynamiques bi et tridimensionnels mis en jeu lors de la sustentation par vol battu requiert l'utilisation de moyens d'investigations adaptés. En ce sens, la seconde partie (**chapitre 3**) s'attache à définir les méthodes numériques et expérimentales envisagées dans cette optique. Deux aspects particulièrement novateurs en ressortent. Tout d'abord, après un rappel de ses principes fondamentaux et de son application aux écoulements bidimensionnels, la technique de mesure par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) est adaptée à la mesure tridimensionnelle résolue en temps des champs de vitesse générés par une aile battante d'envergure finie. Les paramètres de la méthode dite par balayage rapide *ou* tomo-scan (système de mesure haute fréquence) sont justifiés vis-à-vis de la dynamique instationnaire de l'écoulement. Par la suite, la détermination d'effort non-intrusive par bilan de quantité de mouvement (BQM) est détaillée puis validée numériquement. Outre l'estimation de la précision de ce type de mesure « volumique », cette étape permet de préciser un seuil adapté à la résolution temporelle des données expérimentales. Enfin, les différents critères et indicateurs aérodynamiques utilisés dans la suite de l'étude sont explicités.

Ces méthodes sont en premier lieu appliquées à l'étude de configurations bidimensionnelles (**chapitre 4**). Dans un premier temps, la corrélation entre comportement spatio-temporel des structures cohérentes et efforts aérodynamiques résultants est effectuée sur un cas symétrique de référence. Les approches « directe » puis par dissociation du mouvement rendent compte de l'impact des différents phénomènes physiques sur la dynamique et les performances globales d'une aile de profil NACA0012 battant à un nombre de Reynolds de 1000. L'interprétation des différents mécanismes instationnaires permet dans un second temps d'évaluer, dans le cadre d'une étude paramétrique, l'influence de la dissymétrisation du mouvement de battement, mettant notamment en exergue la sensibilité de l'écoulement au phénomène d'interaction profil/sillage. Les cinématiques asymétriques semblent alors favoriser l'efficacité d'une voilure battante.

En second lieu, le **chapitre 5** aborde le point délicat que constitue l'impact des effets tridimen-

sionnels sur la dynamique globale de l'écoulement (aile de profil NACA0012 battant à Reynolds 1000). Une première partie est consacrée à l'étude d'une aile d'envergure finie dont les phases d'upstroke et de downstroke sont définies par une translation rectiligne. L'action exclusive du tourbillon marginal sur la tridimensionnalisation de l'écoulement, manifestement peu dépendante de l'allongement, est alors quantifiée puis interprétée. Une seconde partie traite du cas particulier où les phases d'upstroke et de downstroke sont définies par une révolution de l'aile autour de son emplanture. L'action stabilisatrice d'un gradient de vitesse incidente directement assimilable à la vitesse angulaire de révolution de l'aile est alors analysée. Une attention particulière est portée à l'établissement d'un flux transverse observé de l'emplanture vers l'extrémité libre de l'aile.

Enfin, le **chapitre 6** résume les résultats obtenus dans les chapitres précédents afin d'apporter une vision globale des principaux mécanismes aérodynamiques spécifiques au vol battu stationnaire.

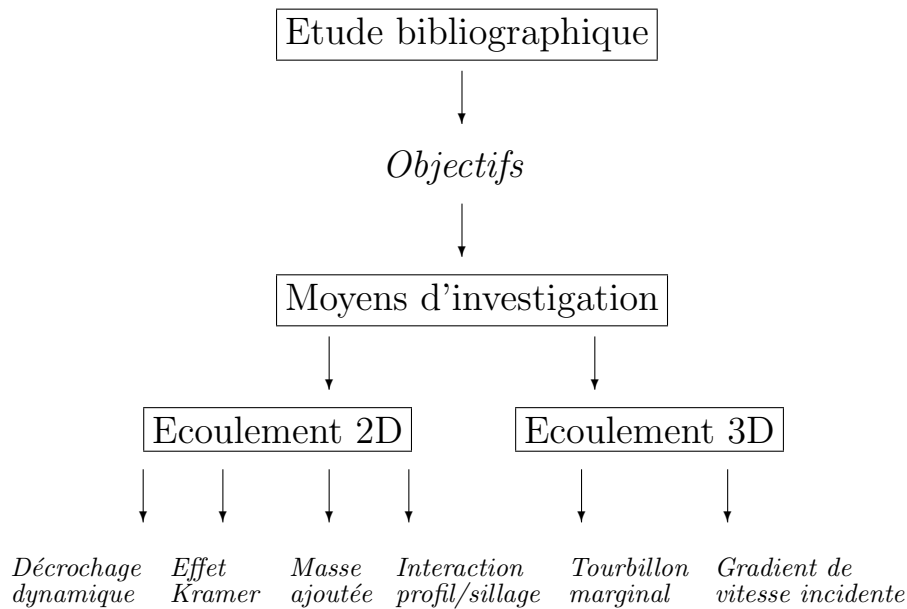


FIG. 1.3 – Démarche adoptée pour la compréhension globale de l'aérodynamique instationnaire du vol battu

Chapitre 2

Etude bibliographique : l'aérodynamique du vol battu

Sommaire

2.1	L'approche quasi-stationnaire	10
2.2	Mécanismes instationnaires	10
2.2.1	Effet Wagner	11
2.2.2	Clap-and-fling	11
2.2.3	Décrochage dynamique	12
2.2.4	Effet Kramer	13
2.2.5	Interaction profil/sillage	14
2.2.6	Masse ajoutée	15
2.3	Effets tridimensionnels	16
2.3.1	Mouvement de translation	16
2.3.2	Mouvement de révolution	18
2.4	Etudes paramétriques	20
2.4.1	Paramètres de translation/révolution	20
2.4.2	Paramètres de rotation	23
2.4.3	Paramètres de forme	25
2.4.4	Optimisation aérodynamique	25
2.5	Application aux micro-drones	27
2.6	Conclusion	28

Historiquement, l'intérêt porté au mode de sustentation par vol battu s'assimile étroitement à l'étude du vol des insectes. Au début du siècle dernier, **Magnan (1934)** déclare à ce propos : « Tout d'abord poussé par ce qui se fait en aviation, j'ai appliqué aux insectes les lois de la résistance de l'air, et je suis arrivé avec M. Sainte-Lague à cette conclusion que leur vol est impossible ». Ce paradoxe suggère l'existence de phénomènes aérodynamiques particuliers régissant l'écoulement généré par une aile en vol battu et dont l'essence même s'écarte des théories conventionnelles de l'époque. Dans une progression logique visant à mettre en évidence les objectifs de la thèse, ce chapitre s'attache à présenter les recherches liées à l'étude des différents mécanismes instationnaires mis en jeu et à leur influence sur les performances aérodynamiques des voilures battantes en vol stationnaire.

2.1 L'approche quasi-stationnaire

Les études bio-aérodynamiques pionnières dans l'évaluation des forces générées sur une aile en vol battu reposent sur l'approche quasi-stationnaire. Celle-ci revient à émettre l'hypothèse suivante : l'effort généré à un instant t sur un profil en mouvement instationnaire qui translate à vitesse $V(t)$ et angle d'attaque $\alpha(t)$ est égal à celui généré en mouvement stationnaire à vitesse et angle d'attaque identiques. Analytiquement, on note $F(t) = F(V, \alpha)$.

Dans les années 50, **Jensen (1956)** présente une mesure par caméras rapides des paramètres cinématiques (accélération $\gamma(t)$, vitesse $V(t)$ et angle d'attaque $\alpha(t)$) d'une aile de sauterelle en vol d'avancement. Par ailleurs, il réalise la mesure des efforts stationnaires $F(V, \alpha)$ générés sur l'aile placée en soufflerie, aux vitesses et angles d'attaque déterminés précédemment. Pour ces pesées, afin de simuler le gradient de vitesse incidente présent le long de l'envergure d'une aile en révolution autour de son emplanture, l'aile est positionnée dans la couche limite de la soufflerie. L'effort instationnaire $F(t)$ déterminé par approche quasi-stationnaire rend notamment compte de l'importance relative des phases du mouvement de battement. Par exemple, Jensen affirme que dans le cas précis de la sauterelle, 80% de la portance est produite lors de la phase de downstroke. La validité d'une telle approche repose ici sur la correspondance entre la moyenne temporelle de $F(t)$ et la valeur de pesée globale mesurée directement sur l'insecte placé en soufflerie.

Plus tard, **Weis-Fogh (1973)** applique l'approche quasi-stationnaire à la sustentation par vol battu sans vitesse d'avancement¹. Les efforts stationnaires sont ici déterminés de manière théorique et couplés aux cinématiques de mouvement d'aile de différents types d'insecte. En conclusion, Weis-Fogh avance que l'hypothèse quasi-stationnaire semble être une approximation convenable pour la majorité des espèces traitées (ex : scarabé, papillon de nuit). Il souligne cependant que pour certaines autres espèces (ex : libellule, syrphé), elle ne permet pas d'expliquer la sustentation en vol sans avancement, et donc que l'instationnarité de l'écoulement joue un rôle majeur dans la génération d'efforts aérodynamiques.

Ellington (1984) passe en revue les études quasi-stationnaires bio-aérodynamiques menées sur différentes espèces en vol sans vitesse d'avancement. Il démontre que dans la majorité des cas, le coefficient de portance stationnaire maximal rencontré lors d'un cycle de battement (ex : *Drosophila virilis*, $Re = 200$, Vogel (1967); *Tipula*, $Re = 1500$, Nachtigall (1977)) n'excède pas ou peu le coefficient de portance moyen nécessaire à la sustentation (ex : *Drosophila virilis*, $Re = 210$, Weis-Fogh (1972); *Tipula*, $Re = 630$, Weis-Fogh (1973)). Par ailleurs il est peu probable que l'effort stationnaire soit réellement atteint compte-tenu de l'effet Wagner (voir §2.2.1). Ellington critique fortement l'approche quasi-stationnaire et renforce ainsi l'idée que l'analyse de l'instationnarité de l'écoulement est indispensable à la compréhension du mode de sustentation par vol battu sans avancement.

Ces trois études succèdent aux travaux de Walker (1925), von Holst & Küchemann (1941) et Osborne (1951) qui introduisent l'approche quasi-stationnaire et la BET (Blade Element Theory) à l'analyse du vol battu, mais dont les résultats sont jugés peu fiables (Weis-Fogh & Jensen, 1956) compte tenu de l'imprécision des données cinématiques.

2.2 Mécanismes instationnaires

Les échecs de l'approche quasi-stationnaire quant à la prédiction des efforts instationnaires générés lors du vol battu sans vitesse d'avancement amènent à se pencher sur l'analyse des structures instation-

¹Notons que ce type de vol est conventionnellement qualifié de vol stationnaire mais que par soucis de clarté cette qualification n'est pas employée dans ce paragraphe

naires qui caractérisent l'écoulement. De manière générale, les études s'accordent à présenter quatre mécanismes instationnaires essentiels dans la génération d'efforts :

- le décrochage dynamique, caractérisé par la formation d'un tourbillon de bord d'attaque *ou* LEV (pour Leading Edge Vortex)
- l'effet Kramer
- l'interaction profil/sillage
- les effets de masse ajoutée

En outre, il existe deux autres mécanismes non-impliqués ou d'importance négligeable dans le cadre de cette thèse, mais dont les caractéristiques méritent toutefois d'être soulignées :

- l'effet Wagner
- le mécanisme de clap-and-fling

2.2.1 Effet Wagner

Le départ impulsif d'un profil initialement au repos génère une circulation dans le fluide environnant. Selon **Wagner (1925)**, cette circulation n'atteint pas immédiatement sa valeur d'état stationnaire. Le délai observé entre la mise en mouvement du profil et l'atteinte d'une circulation stationnaire provient de deux phénomènes. Premièrement, il existe une latence inhérente à l'action visqueuse au niveau du bord de fuite et, par conséquent, un temps fini avant l'établissement de la condition de Kutta. Deuxièmement, le champ de vitesse induit par le tourbillon de démarrage, *ou* Starting Vortex (SV), généré au bord de fuite s'oppose à l'augmentation de circulation autour du profil. La circulation stationnaire est atteinte une fois le SV suffisamment éloigné du profil. L'effet Wagner est étudié expérimentalement par **Walker (1931)**.

Contrairement aux mécanismes abordés par la suite, l'effet Wagner tend à atténuer les efforts en deçà des niveaux prédits par l'approche quasi-stationnaire. Cependant, dans une étude expérimentale bidimensionnelle plus récente, **Dickinson & Götz (1993)** indiquent qu'aux nombres de Reynolds qui caractérisent les micro-drones, l'effet Wagner est négligeable. Cette remarque semble provenir du fait que l'hypothèse de non-viscosité inhérente aux calculs de Wagner est inappropriée aux écoulements à bas nombre de Reynolds.

2.2.2 Clap-and-fling

Le mécanisme de battement clap-and-fling (Fig.2.1) est proposé par **Weis-Fogh (1973)** suite à une étude menée sur le vol de la guêpe chalcide. Il se décompose en deux phases distinctes.

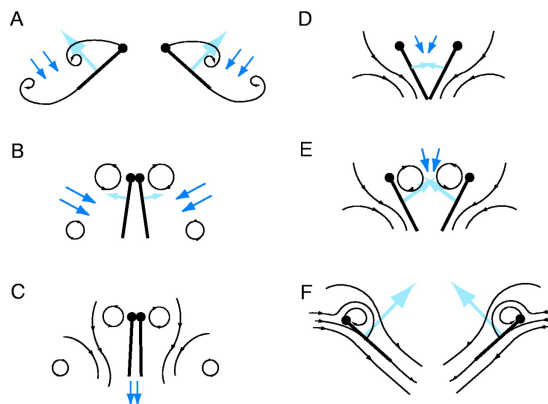


FIG. 2.1 – Schématisation du mécanisme de clap-and-fling (Sane 2003)

Au cours de la première phase, dite « clap », les ailes se rapprochent (dorsalement) (Fig.2.1.A) pour rentrer en contact, d'abord par l'intermédiaire de leur bord d'attaque (Fig.2.1.B), puis par celui de leur bord de fuite (Fig.2.1.C), de sorte que les circulations générées par chacune d'elle s'annulent. En conséquence, la vorticité lâchée dans le sillage est atténuée. Selon Weis-Fogh (1973) et Lighthill (1973), cette atténuation permet à la circulation générée autour de l'aile de se développer plus rapidement lors du battement suivant, la présence de vorticité agissant comme inhibiteur. Parallèlement, le rapprochement des ailes implique la génération d'un jet fluide (Fig.2.1.C) agissant comme une source de portance.

Lors de la seconde phase, dite « fling », les ailes s'écartent (Fig.2.1.D), laissant place à une zone dépressionnaire au niveau des extradors. En s'engouffrant dans cette zone, l'air impulse le développement de circulation autour de l'aile et la formation d'un tourbillon de bord d'attaque (Fig.2.1.E), générateur de portance (voir §2.2.3). De plus, similairement à la phase précédente, les tourbillons de démarrage des deux ailes (de circulation opposée) s'annulent, permettant à la circulation de s'établir plus rapidement par atténuation de l'effet Wagner (Fig.2.1.F).

Compte-tenu des remarques établies préalablement sur l'effet Wagner aux faibles nombres de Reynolds, l'action du mécanisme de clap-and-fling sur la génération de portance semble être moins prononcée que Weis-Fogh (1973) ne l'avait pensé. Par ailleurs, le clap-and-fling est peu répandu dans le monde des insectes (Marden, 1987) et son analyse ne saurait expliquer d'un point de vue général la sustentation par vol battu. Toutefois, les phénomènes aérodynamiques qui en résultent poussent Bennett (1977), Maxworthy (1979) ou encore Spedding & Maxworthy (1986) à étudier expérimentalement ce mécanisme. Notons par ailleurs que les analyses théoriques de Lighthill (1973) et Sunada *et al.* (1993) fournissent une vision à la fois qualitative et quantitative des mécanismes de génération de portance dans le cadre d'une approche d'écoulement potentiel.

2.2.3 Décrochage dynamique

Le phénomène de décrochage dynamique présenté dans ce paragraphe est associé au mécanisme de décollement présent dans un écoulement régi par un profil en mouvement à fort angle d'attaque dans un fluide environnant. Sa mise en évidence est établie par **Walker (1931)** lors de l'étude expérimentale de modèles d'ailes d'avion à incidence supérieure à l'incidence de décrochage. Le phénomène est alors identifié comme une portance accrue lors de la mise en mouvement du profil.

Lorsqu'un profil est mis en mouvement (de manière impulsive ou non) à forte incidence dans un fluide environnant, les lignes de courant décollent au niveau du bord d'attaque pour recoller en amont du bord de fuite. Ce décollement s'assimile à la formation d'une zone de recirculation (tourbillon de bord d'attaque *ou* LEV) fortement dépressionnaire au niveau de l'extrados, et donc génératrice de portance accrue. Le tourbillon de bord d'attaque est alimenté par le mouvement jusqu'à ce que sa taille atteigne une dimension critique pour laquelle le recollement n'est plus possible. Ce dernier est alors lâché dans le sillage, impulsé notamment par la formation parallèle d'un tourbillon de bord de fuite (TEV), impliquant une chute de portance considérable. Le phénomène se répète avec la formation d'un second LEV, dont la taille critique est toutefois inférieure à celle observée pour le premier LEV. Les lâchers successifs des LEVs et TEVs effectués de manière périodique constitue l'état de « lâcher de von Kàrman ». En conséquence, l'effort aérodynamique instationnaire subi par le profil, résultant de l'évolution temporelle des structures tourbillonnaires, prend aussi un caractère périodique. Ainsi, si en moyenne la portance est inférieure à la portance de décrochage, elle atteint des valeurs instantanées particulièrement élevées lors des phases d'attachement des LEVs. Le décrochage dynamique s'assimile à la présence du premier tourbillon de bord d'attaque dont l'attachement présente une durée de vie accrue en comparaison à celles observées pour les LEVs suivants. De par son importance dans le domaine de l'aéronautique (notamment dans le cadre d'études liées aux pâles d'hélicoptères), ce phénomène est largement étudié ; on notera par exemple l'approche analytique de **Polhamus (1971)**.

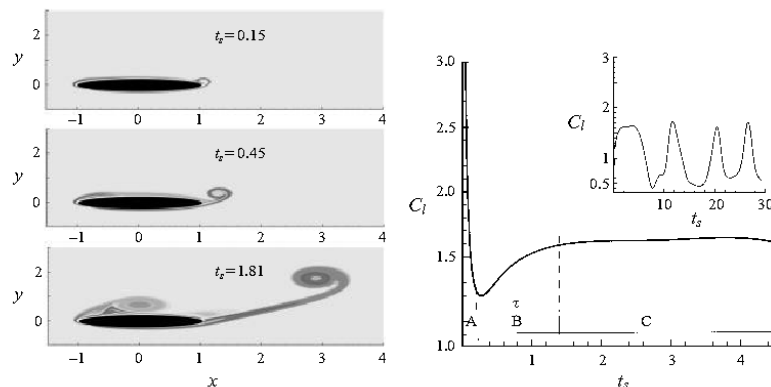


FIG. 2.2 – Décrochage dynamique sur une ellipse en départ impulsif à Reynolds 1000 et angle d'attaque 40° (Wang, 2000a)

L'observation du phénomène de décrochage dynamique dans le cadre de la sustentation par vol battu est réalisée expérimentalement par **Maxworthy (1979)**. La visualisation par colorant de l'écoulement hydrodynamique généré par un modèle mécanique reproduisant le battement de clap-and-fling à Reynolds 32 et 13000 met en évidence la présence de tourbillons de bord d'attaque lors de la phase de « fling ». La circulation liée à ces tourbillons semble nettement plus importante que celle prévue par l'approche théorique d'écoulements potentiels de Lighthill (1973). Dès lors, la présence du LEV sur l'extrados de l'aile est considéré comme le phénomène instationnaire manquant à la théorie quasi-stationnaire pour expliquer la sustentation par vol battu chez les insectes.

Dickinson & Götz (1993) présentent des mesures d'efforts instationnaires (obtenus par capteurs deux composantes à jauges de déformation) couplés à des visualisation par caméra CCD de l'écoulement généré autour d'un profil bidimensionnel accélérant jusqu'à vitesse constante dans une solution de sucrose, pour différents Reynolds ($10 < Re < 10000$) et angles d'attaque. Les mesures d'efforts instationnaires sont réalisées une corde après avoir atteint une vitesse constante de manière à éviter la mesure des composantes inertielles liées à la phase d'accélération. Au delà du lien établi entre le phénomène de décrochage dynamique et la génération de portance et traînée, l'étude démontre que la formation du LEV est favorisée aux plus grandes valeurs du nombre de Reynolds. Cette dépendance semble se dissiper au cours de la translation. Dickinson & Götz observent par ailleurs que dans la gamme de Reynolds étudiée, le lâcher du LEV se produit après environ 4 cordes de translation. Cette remarque est particulièrement consistante avec les observations biologiques sur les insectes qui semblent avoir une amplitude de battement comprise entre 2 et 4 cordes, bénéficiant ainsi entièrement du phénomène de décrochage dynamique.

2.2.4 Effet Kramer

Lors des phases de pronation et de supination (rotations bornant les phases d'upstroke et de downstroke) assurant la bonne orientation du bord d'attaque, l'aile battante subit un mouvement de rotation associé à un mouvement de translation. L'écoulement autour du profil tend alors à s'écarter de la condition de Kutta par la présence d'un point d'arrêt en amont du bord de fuite. De manière à rétablir cette condition de Kutta, une circulation supplémentaire est générée autour du profil, agissant favorablement ou défavorablement sur la production de portance selon le sens de la rotation. Cet effet fut expérimentalement mis en évidence par **Kramer (1932)**.

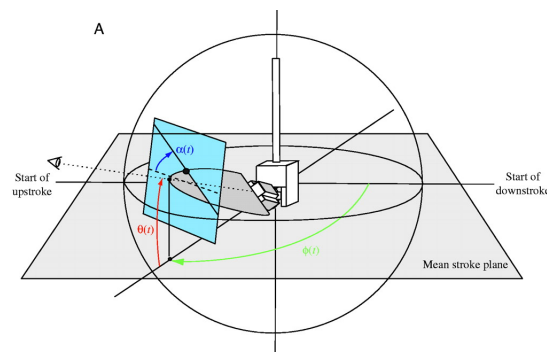


FIG. 2.3 – Schématisation du mécanisme Robofly (Sane & Dickinson, 2001)

Bennett (1970) démontre l'influence du mouvement de rotation (combiné au mouvement de translation) sur la génération de portance dans le cadre de la sustentation par vol battu. Outre la génération supplémentaire de circulation évoquée précédemment, le changement impulsif d'incidence tend à retarder ou à exagérer le décrochage (décrochage dynamique) selon que la rotation tende à respectivement augmenter ou diminuer l'angle d'attaque. Notons que Bennett assimile, à tort, la génération de circulation à l'effet Magnus qui exclut toute implication implicite ou explicite de la condition de Kutta et ne peut en conséquence pas réellement s'appliquer à des profils présentant des singularités.

Dickinson et al. (1999) réalisent une étude basée sur un modèle mécanique de Drosophile (Robofly - Fig.2.3) plongé dans une solution de sucrose (Reynolds 136). Les mesures d'efforts instationnaires (système Dickinson & Götz (1993)) révèlent la présence de pics de traînée et portance précédant et succédant le retournement du profil (fin et début d'upstroke et downstroke). En outre, l'étude

systématique de cinématiques de battement présentant un déphasage entre le mouvement de translation et celui de rotation met en évidence différentes amplitudes de pics de traînée et portance en fin d'upstroke et downstroke. Précisément, une rotation dite « avancée » tend à maximiser ces pics, une rotation dite « retardée » tend à les minimiser. Cette observation mène les auteurs à attribuer la production d'effort correspondante à l'effet Kramer.

2.2.5 Interaction profil/sillage

Si l'effet Kramer explique la présence de pics d'efforts en fin d'upstroke et de downstroke, il ne peut être tenu responsable pour la présence de pics en début d'upstroke et de downstroke; l'étude de Dickinson *et al.* (1999) révèle notamment que l'occurrence de ces derniers est indépendante du déphasage entre mouvement de translation et de rotation. Une explication possible de l'accroissement d'efforts en début d'upstroke et de downstroke repose sur la présence d'une interaction forte entre l'aile et les structures tourbillonnaires générées lors des battements précédents (Fig.2.4).

A l'aide du dispositif expérimental présenté dans Dickinson & Götz (1993) (mouvement bidimensionnel), Dickinson (1994) évalue l'influence de la cinématique de rotation de l'aile sur les efforts générés directement après le retournement. L'étude démontre que sous certaines conditions, la présence de structures tourbillonnaires lâchées dans le sillage (Fig.2.4.B) induit la génération d'un jet fluide orienté vers l'intrados (Fig.2.4.C,D,E), impliquant une augmentation rapide des efforts aérodynamiques. Ce jet peut entre autres agir sur l'incidence effective de l'aile comme mis en évidence pour la configuration particulière à angle d'attaque 0° . Il apparaît clairement que l'intensité et la direction du jet fluide dépend étroitement du comportement des structures tourbillonnaires et, par conséquent, de la cinématique du battement précédent le retournement.

Le phénomène d'interaction profil/sillage est observé dans une seconde série d'essais réalisés sur le mécanisme tridimensionnel Robofly (Dickinson *et al.*, 1999). La procédure d'analyse consiste ici à arrêter le mouvement en fin de battement et à évaluer les efforts générés sur l'aile alors immobile. Il est constaté que la traînée et la portance persistent pendant plusieurs dixièmes de secondes et présentent des comportements identiques à ceux observés sans mis en arrêt du profil. Parallèlement, les mesures par vélocimétrie par imagerie de particules indiquent la présence de vitesses induites comparables à la vitesse de translation maximale de l'aile.

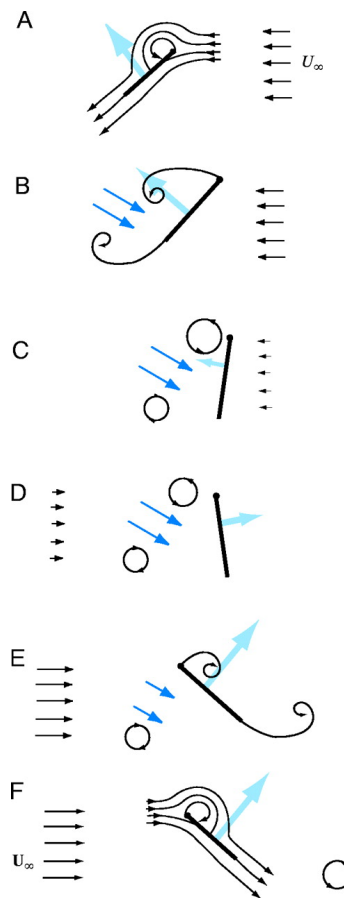


FIG. 2.4 – Interaction profil/sillage (Sane, 2003)

L'établissement d'un lien direct entre pics de traînée et portance (en début d'upstroke et de downstroke) et interaction profil/sillage est toutefois sujet à controverses. Sun & Tang (2002b) résolvent numériquement les équations de Navier-Stokes en repère inertiel autour d'une aile et pour des cinématiques identiques à celles utilisées expérimentalement par Dickinson *et al.* (1999). Dans un premier temps, ils dénotent des efforts quasi identiques que l'aile soit mise en mouvement à partir d'un état de repos ou qu'elle ait précédemment effectué un battement. Dans un second temps, ils démontrent l'influence de l'accélération sur la production de traînée et portance : des pics d'amplitude comparable à celle observée expérimentalement sont obtenus pour des accélérations fortes. En conclusion, ils attribuent la génération d'effort en début de battement à l'accélération de l'aile (concept de « masse ajoutée », voir §2.2.6) et non au phénomène de « capture tourbillonnaire ».

En vue de lever l'ambiguïté sur l'origine des efforts succédant le retournement de l'aile, Birch & Dickinson (2003) présentent une procédure expérimentale calquée sur l'analyse de Sun & Tang

(2002b) (c.à.d. comparaison des efforts générés lors de la mise en mouvement et après quatre cycles de battement). Ils montrent la présence d'un pic lié à l'accélération de l'aile lors du premier battement, dont l'amplitude reste toutefois inférieure à celle du pic observé après quatre cycles, suggérant l'influence de l'interaction de profil/sillage. En outre, ils précisent que le jet fluide généré par les structures tourbillonnaires précédemment lâchées dans le sillage renforce le décollement de bord d'attaque et la formation du LEV, favorisant d'autant plus la génération de portance.

En conséquence, on retiendra l'importance conjointe du phénomène de « capture tourbillonnaire » et de l'accélération de l'aile en début d'upstroke et de downstroke.

Alléguant les études de Maybury & Lehmann (2004), Reavis & Luttges (1988), Saharon & Luttges (1989), Soms & Luttges (1985) ou encore Wang *et al.* (2003), **Lehmann (2008)** souligne qu'une forme distincte, moins conventionnelle, de capture tourbillonnaire est mise en évidence pour les configurations d'ailes en tandem. La figure 2.5 illustre ce phénomène dont l'occurrence dépend étroitement du déphasage et de l'écartement vertical entre chacune des deux ailes. En particulier, la production de portance de l'aile inférieure peut varier d'un facteur 2 suivant qu'elle précède ou succède l'aile supérieure (Maybury & Lehmann, 2004). Cette observation a deux origines : 1) l'atténuation ou destruction du tourbillon de bord d'attaque de l'aile inférieure par l'action du tourbillon de démarrage de l'aile supérieure et 2) la présence d'un flux descendant ou « downwash » affectant l'incidence effective de l'aile inférieure.

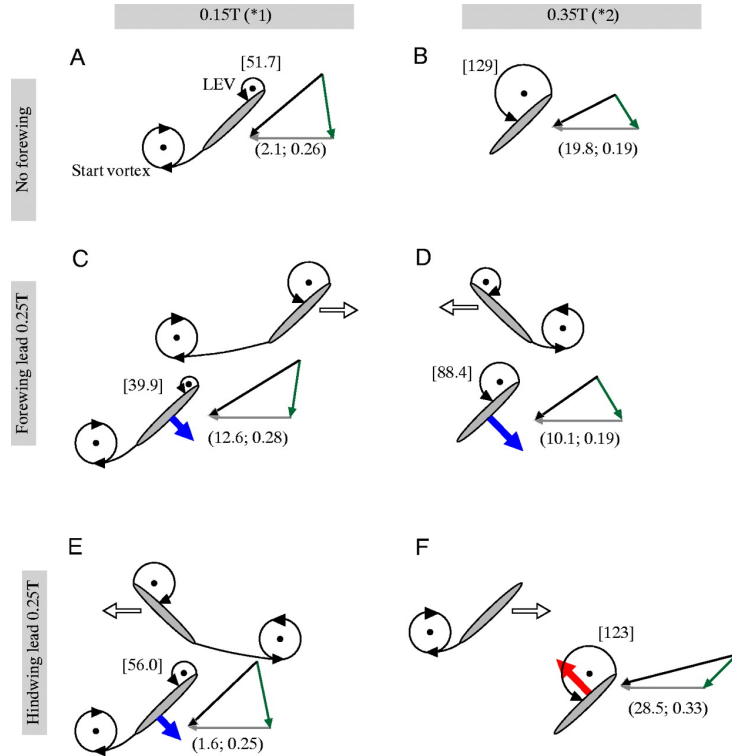


FIG. 2.5 – Schématisation de la dynamique tourbillonnaire générée par une (A,B) et deux (C,D,E,F) ailes à 0.15 (A,C,E) et 0.35 (B,D,F) période de battement. Influence du déphasage entre ailes supérieure et inférieure sur le phénomène de capture tourbillonnaire (Maybury & Lehmann, 2004)

2.2.6 Masse ajoutée

La corrélation établie par **Sun & Tang (2002b)** entre phases d'accélération et pics d'efforts aérodynamiques trouve son origine dans le concept de masse ajoutée (**Sedov, 1965**). Ce dernier émane de la seconde loi de Newton : dans le vide, une force F appliquée à un corps de masse M lui communique une accélération γ tel que $F = M\gamma$. Or, si le corps se trouve dans un fluide, la force est partiellement utilisée pour communiquer une accélération aux particules fluides de sorte que $F = M\gamma + \Delta F$. Dans le cas d'un écoulement irrotationnel de fluide parfait, cette correction ΔF est proportionnelle à l'accélération du corps, la masse ajoutée M_a étant le coefficient de proportionnalité : $F = (M + M_a)\gamma$. En outre, ce coefficient est défini tel que $M_a = K\rho v$, avec ρ et v respectivement densité et volume du fluide déplacé et K coefficient de masse ajoutée. Pour un profil bidimensionnel de corde c , $\rho v = \rho\pi c^2/4$. Il convient de préciser que, contrairement aux autres mécanismes, la force dérivant de cette masse ajoutée n'est pas d'origine circulaire. En particulier, le fait qu'elle agisse conjointement aux forces d'origine circulaire la rend difficilement identifiable.

Selon **Ellington (1984)**, cette force de réaction se décompose en trois termes représentant respectivement les effets inertiels liés à l'accélération de translation du centre de masse virtuel et au moment

dynamique de rotation de la masse virtuelle, ainsi qu'une pseudo-circulation associée à la rotation de la masse virtuelle.

2.3 Effets tridimensionnels

Récemment, une attention particulière a été portée au caractère tridimensionnel de l'écoulement généré par une aile d'envergure finie. On distinguera dans ce paragraphe les cas où l'aile est en translation simple (*ou* rectiligne) de ceux où l'aile effectue un mouvement de révolution autour de son emplanture. En effet, contrairement aux cas de translation simple, les cas de révolution impliquent un gradient de vitesse incidente le long de l'envergure de l'aile induisant une composante tridimensionnelle forte au sein de l'écoulement.

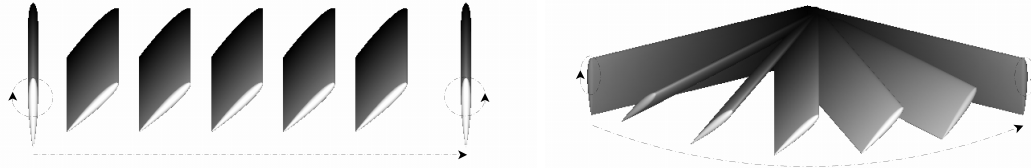


FIG. 2.6 – Représentation des mouvements de battement de translation simple (gauche) et de révolution (droite).

2.3.1 Mouvement de translation

Dans le cadre de l'étude de la sustentation par vol battu, l'approche bidimensionnelle est régulièrement envisagée en vue de recourir à des méthodes d'investigation moins lourdes que nécessaire en approche tridimensionnelle. Cependant, si elle permet la mise en évidence des principaux mécanismes instationnaires régissant l'écoulement, elle omet l'influence d'une composante tridimensionnelle transverse (dans le sens de l'envergure) issue notamment de la formation d'un tourbillon marginal en bout d'aile. Ce phénomène d'importance significative en aéronautique résulte de la production de portance, c'est-à-dire de la différence de pression présente entre l'intrados et l'extrados d'une aile. Les études relatant l'influence du tourbillon marginal sur la dynamique des tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuite se limitent à des configurations dites de profil oscillant.

Un profil en oscillation génère un sillage de type allée de von Kàrman dont le comportement dépend fortement de la fréquence réduite ($k = \pi f D / U_0$, avec f fréquence d'oscillation, D longueur caractéristique du profil et U_0 vitesse du courant amont). En particulier, Freymuth (1988), Koochesfahani (1989) ou encore Jones & Platzer (1999) démontrent expérimentalement, dans des cas bidimensionnels, que certaines valeurs de k engendrent une allée de von Karmàn dite « inversée » à l'origine d'une force de poussée².

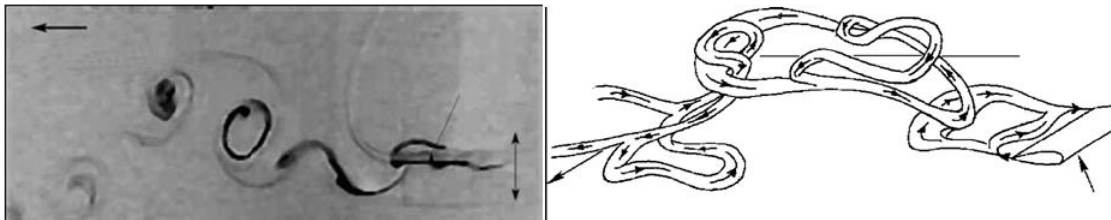


FIG. 2.7 – Visualisation (gauche, 2D - Parker *et al.* (2002)) et schématisation (droite, 3D - von Ellenrieder *et al.* (2003)) de la structure du sillage en aval d'un profil NACA0030 d'allongement ∞ et 3, $St = 0.35$

von Ellenrieder *et al.* (2003) réalisent des essais comparables sur un profil à allongement fini. Au delà de l'influence néfaste des tourbillons marginaux sur l'efficacité propulsive du profil (notamment de par la présence d'un flux descendant *ou* downwash), ils constatent une topologie d'écoulement

²Lewin & Haj-Hariri (2003) et Lua *et al.* (2007) précisent que le sillage généré (caractère symétrique ou asymétrique) dépend étroitement de l'interaction entre LEV et TEV et soulignent l'importance non seulement de la fréquence réduite mais aussi de l'amplitude d'oscillation

significativement différente de celle présentée en configuration bidimensionnelle (Fig.2.7). Précisément, il apparait des connexions entre les tourbillons marginaux (TVs) et les tourbillons transverses (LEVs et TEVs) à l'origine de boucles tourbillonnaires.

Dong et al. (2006) analysent numériquement par une méthode de frontières immergées l'influence du rapport d'aspect sur la topologie de l'écoulement générée par un profil ellipsoïdal oscillant. Deux comportements de sillage distincts sont mis en évidence pour des allongements faibles (2.55 et 1.27) et élevé (5.09). Dans le premier cas, les boucles tourbillonnaires lâchées dans le sillage se referment par fusion des tourbillons marginaux, formant une succession d'anneaux tourbillonnaires obliques. Ces derniers sont dans un premier temps interconnectés par la présence de branches tourbillonnaires qui, par la suite, se dissipent pour laisser place à une succession d'anneaux distincts. Le second cas s'illustre par l'absence de fusion des tourbillons marginaux et, par conséquent, l'absence d'anneaux tourbillonnaires. Les boucles tourbillonnaires présentent alors une structure en enchevêtrement particulièrement complexe.

Les caractéristiques précises de ce type d'écoulement (oscillation) ne sont ici pas décrites en détail car s'écartant du cadre de la thèse ; le lecteur pourra entre autres se référer à **Blondeaux et al. (2005)**, **Parker et al. (2007)** et **von Ellenrieder et al. (2008)**.

Par ailleurs, peu d'études traitent de configurations à caractère fondamental visant à isoler l'effet du tourbillon marginal. **Ringuette et al. (2007)** adoptent une approche expérimentale basée sur la mesure PIV du champ de vitesse généré par une plaque plane en translation normale à Reynolds 3000. En particulier, l'influence de l'allongement et de la présence ou non de plaques de garde limitant la formation du tourbillon marginal est évaluée. Mentionnant les travaux de Lisoski (1993), les auteurs révèlent tout d'abord que l'effet d'allongement sur la génération de trainée n'est significatif qu'en deçà de $\lambda = 10$. En outre, ils précisent que la formation du tourbillon marginal 1) limite le développement du tourbillon de bord d'attaque de sorte que, à proximité du bout libre (90% de l'envergure), ce dernier présente un comportement stable et 2) en assure le confinement jusqu'à environ 75% de l'envergure (Fig.2.8). Précisément, cette position (75%) semble diviser l'écoulement en deux régions suivant qu'il soit dominé par la dynamique du tourbillon marginal ou par celle du tourbillon de bord d'attaque. Enfin, ils suggèrent que le comportement spatial de l'écoulement est indépendant de l'allongement. En d'autres termes, l'influence du tourbillon marginal dépend uniquement de l'éloignement (distance absolue) au bout libre. Par conséquent, l'effet d'envergure est en proportion plus intense pour les ailes de faible allongement. Qui plus est, ce point semble être à l'origine d'une dépendance entre comportement temporel de l'écoulement et allongement.

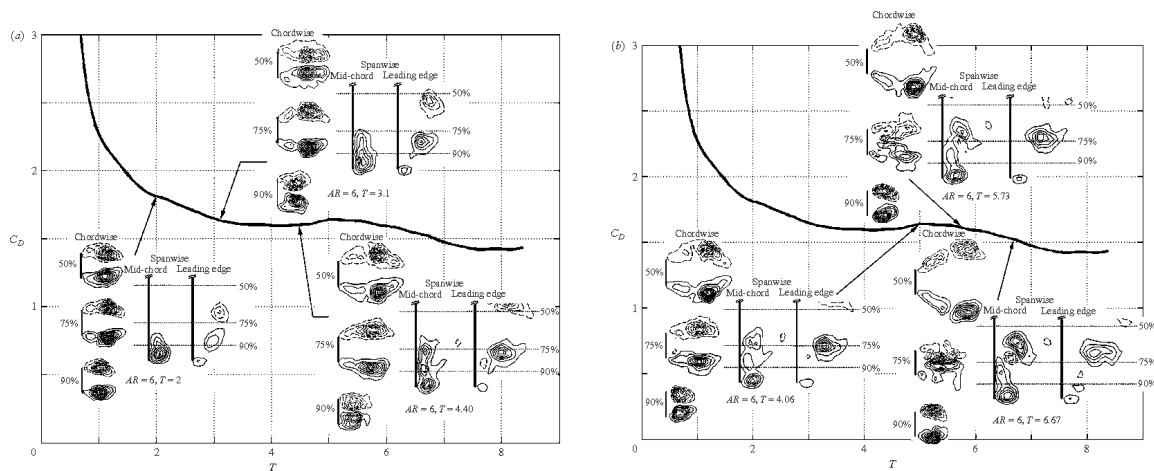


FIG. 2.8 – Coefficient de traînée en fonction du temps adimensionnel mesuré sur une plaque plane d'allongement 6 en translation normale. Corrélation avec les champs d'iso-vorticité obtenus à 50, 75 et 90% de l'envergure ainsi qu'au bord d'attaque et à mi-corde, aux instants $T = 2, 3.1, 4.4$ (gauche) et $T = 4.06, 5.73, 6.67$ (droite) (Ringuette et al., 2007)

2.3.2 Mouvement de révolution

Comme cela a été préalablement évoqué, les configurations d'ailes en révolution sont fondamentalement différentes des configurations d'ailes en translation de par la présence d'un gradient de vitesse incidente établi suivant l'envergure. De manière comparable à l'écoulement généré par les systèmes rotatifs (ex : voilures tournantes, éoliennes), il convient ici de considérer, dans le repère lié à l'aile, la présence de forces inertielles de Coriolis et centrifuge affectant significativement la dynamique tourbillonnaire.

Maxworthy (1979) réalise des visualisations directes de l'écoulement généré par un modèle mécanique reproduisant la cinématique de clap-and-fling. Il met en évidence la présence d'un courant transverse au centre du tourbillon de bord d'attaque (LEV), induit par le gradient de vitesse incidente résultant du mouvement de révolution. Il suggère l'effet stabilisateur (illustré par l'absence de lâcher tourbillonnaire) de ce courant transverse sur la dynamique du tourbillon de bord d'attaque (voir aussi **Maxworthy (1981)**).

Cette hypothèse est plus tard corroborée par **van den Berg & Ellington (1997)** qui visualisent le champ tridimensionnel généré par un modèle mécanique de sphinx (*Manduca sexta*) à Reynolds 5000. Ils observent un LEV stable prenant une forme conique, de la base à environ 60-70% de l'envergure, puis fusionnant en bout d'aile avec le tourbillon marginal. L'hypothèse suivante est avancée : le courant transverse permet d'évacuer la vorticit   vers le tourbillon marginal, pr  venant une accumulation de vorticit   au sein du LEV qui deviendrait instable. Par cons  quent, la partie stable du LEV s'  tendant de la base    60-70% de l'envergure reste attach  e au profil, la partie extr  me (instable) li  e au tourbillon marginal   tant lâch  e vers la mi-course.

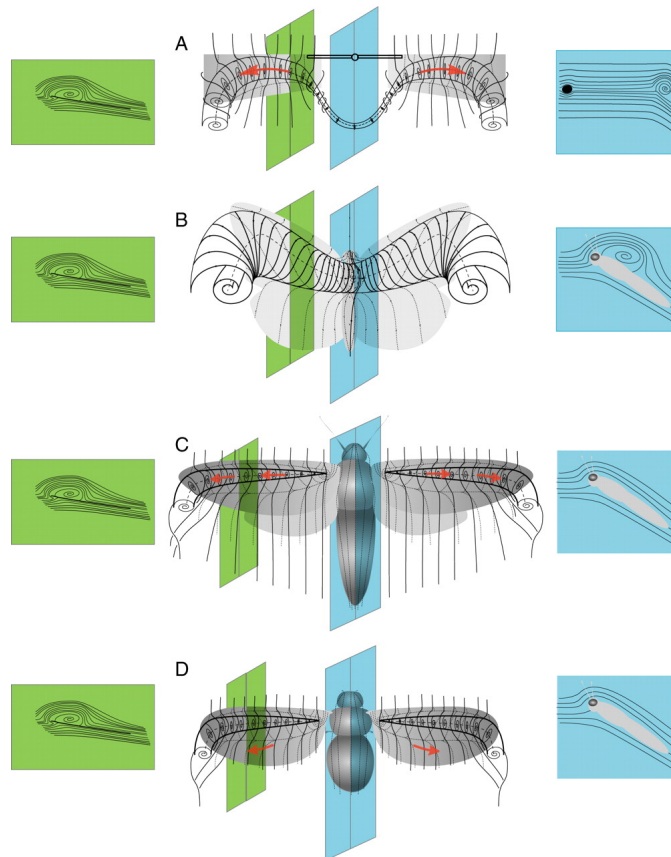


FIG. 2.9 – Sch  matisation du comportement tridimensionnel du LEV (Bomphrey *et al.*, 2005) observ  e par : Maxworthy (1979) (A) ; Luttges (1989) (B) ; Ellington *et al.* (1996), van den Berg & Ellington (1997) (C) ; Birch & Dickinson (2001) (D)

Liu *et al.* (1998)   tudient num  riquement cette m  me configuration et rapportent des r  sultats semblables. En particulier, ils localisent le point d'  volution du LEV de l'  tat stable    l'  tat instable    environ 75% de l'envergure et l'assimilent au point de rencontre de deux courants oppos  s : l'un induit par le gradient de vitesse incidente du au mouvement de r  volution, l'autre g  n  r  e par le gradient de

pression du tourbillon marginal. Selon la vitesse de révolution, ces courants peuvent avoir l'un sur l'autre une influence variable et, par conséquent, faire varier la position du point dit de « breakdown » (ou d'éclatement) au cours du cycle de battement.

Récemment, **Lu & Shen (2008)** identifient 4 sous-structures composantes du LEV dans une approche expérimentale basée sur la visualisation d'isocontours Q tridimensionnels déterminés à 3 instants durant la phase de translation d'une aile battant à Reynolds 1635. Comparativement à van den Berg & Ellington (1997) et Liu *et al.* (1998), ils rapportent une position du point de « breakdown » plus proche de l'emplanture de l'aile ainsi que des vitesses transverses deux fois supérieures. Notons que cette étude affine le schéma de « dual LEV » dressé préalablement par Lu *et al.* (2006); deux sous-structures composantes du LEV, semblables à celles observées sur ailes delta (Gordnier & Visbal, 2003; Taylor & Gursul, 2004), y étaient identifiées suivant la valeur du nombre de Reynolds et de l'angle d'attaque mais indépendamment de l'allongement.

Birch *et al.* (2004) évaluent l'influence du Reynolds sur l'écoulement tridimensionnel généré par le mouvement de révolution d'un modèle mécanique de drosophile (Robofly). A Reynolds 1400, le LEV présente une forme conique et un comportement stable résultant de la présence d'un courant transverse intense en son sein (vitesses atteignant une fois et demi la vitesse de bout d'aile). De plus, les visualisations démontrent la présence d'un second flux transverse en aval du LEV. Au contraire, seul ce flux aval semble présent à Reynolds 120, pour lequel le LEV stable montre un aspect plus bidimensionnel. Les auteurs suggèrent donc que le transport de vorticité via un flux axial n'est pas indispensable à la stabilité du LEV à faibles Reynolds. Ce point de vue est appuyé par l'étude préliminaire de **Birch & Dickinson (2001)** dans laquelle le positionnement de plaques limitant le développement d'un courant transverse sur l'aile ne semble pas altérer la stabilité du LEV (contrairement aux observations récentes de **Swanton *et al.* (2008)**). Pour ces configurations, l'influence possible du flux descendant induit par le tourbillon marginal (« downwash ») est évoqué. Récemment, la reconstruction spatio-temporelle³ (tridimensionnel et résolu en temps) de l'écoulement généré à Reynolds 256 (**Poelma *et al.*, 2006**) apporte toutefois des précisions quant à cette dynamique tourbillonnaire. Dans la phase initiale d'accélération, le courant transverse n'est pas encore établi, et l'augmentation de circulation au sein de l'écoulement est linéairement proportionnelle à la distance parcourue par le profil. Dans la seconde phase d'état dit quasi-stationnaire, deux structures stables contra-rotatives sont à l'origine d'un courant transverse situé en aval du LEV et qui pourrait effectivement être responsable de l'état stable observé. Ces structures sont formées par les LEV et TEV, chacun prolongé par un tourbillon marginal qui lui est propre (Fig.2.10).

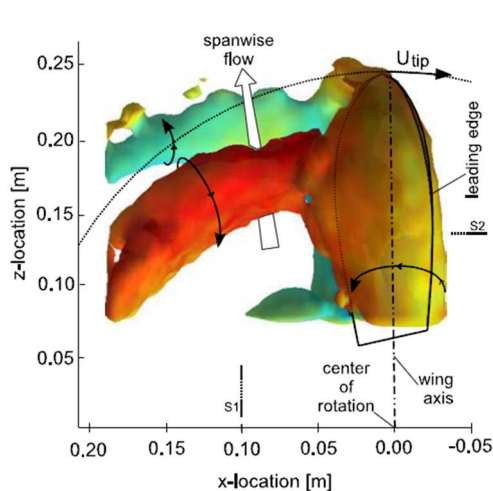


FIG. 2.10 – Isocontours Q de l'écoulement généré par une aile en révolution à Reynolds 256 (Poelma *et al.*, 2006)

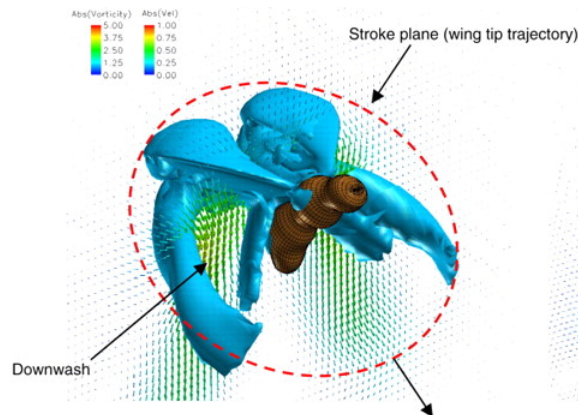


FIG. 2.11 – Iso-vorticité de l'écoulement généré en vol battu asymétrique à Reynolds 134 (Aono *et al.*, 2008)

La résolution numérique des équations de Navier-Stokes 3D permet à Viieru *et al.* (2006) et Shyy &

³Technique « phase lock » (assurée par la reproductibilité des essais)

Liu (2007) de reporter des résultats comparables. A Reynolds 6000, un courant transverse relativement intense est présent au cœur d'un LEV de forme conique éclatant au trois-quart de l'envergure. A Reynolds 120, le courant transverse s'atténue fortement, le LEV est connecté au tourbillon marginal et ne présente plus de point d'éclatement. A Reynolds 10, le LEV se bidimensionnalise davantage et forme avec les tourbillons marginal et de démarrage une structure annulaire.

Parallèlement, les visualisations par fumée (Luttges, 1989) et mesures PIV (Bomphrey *et al.*, 2005) réalisées directement sur insectes dénotent la présence d'un LEV stable malgré l'absence d'un courant transverse significatif. Bomphrey *et al.* (2005) suggèrent que la fréquence de battement de certaines espèces est adaptée à la fréquence caractéristique du lâcher tourbillonnaire, c.à.d. que la longueur du trajet effectué pendant les phases d'upstroke et de downstroke ne permet pas à l'instabilité de se manifester.

Récemment, Andro (2008) analyse la stabilité de l'écoulement généré par une aile de profil NACA0012 translatant à vitesse constante à différents Reynolds. La confrontation des résultats obtenus par approche théorique bidimensionnelle et approche expérimentale tridimensionnelle (allongement 9.6) révèle que l'occurrence d'un lâcher tourbillonnaire est repoussée vers les grandes incidences à faibles Reynolds. En particulier, conformément aux prédictions numériques de Miller & Peskin (2004), l'instabilité disparaît pour des valeurs du Reynolds inférieures à 29. L'auteur suggère donc que l'attachement du tourbillon de bord d'attaque observé par Birch *et al.* (2004) résulterait plutôt d'une stabilité globale de l'écoulement que d'un mécanisme de convection de vorticités ou encore d'un effet « downwash ».

En outre, suite aux mesures PIV effectuées sur modèle mécanique à Reynolds 19500, Ramasamy *et al.* (2005) démontrent la présence de lâcher tourbillonnaire malgré l'évidence de fortes vitesses transverses au sein du LEV.

Sun & Lan (2004) mettent en évidence une structure d'anneau tourbillonnaire formée par l'ensemble LEV-TV-SV à l'aide d'une méthode de résolution numérique chimère pour la modélisation du vol de la libellule. Cet anneau est à l'origine d'un jet générant une partie de la portance nécessaire à la sustentation⁴. Une représentation de ce phénomène dénoté par Aono *et al.* (2008) est illustrée en figure 2.11. En outre, par une confrontation des calculs tridimensionnels avec ceux bidimensionnels de Wang (2000a) et Lan & Sun (2001), Sun & Lan (2004) suggèrent une diminution de portance liée aux effets tridimensionnels de l'ordre de 20%.

On notera par ailleurs que l'effet bénéfique du tourbillon marginal sur la génération de portance, ainsi que l'influence de la fréquence de battement sur la taille et l'attachement de ce dernier, sont étudiés par Hong & Altman (2006a,b) dans le cas de profil battant dans un plan vertical à un Reynolds d'environ 15000.

2.4 Etudes paramétriques

Dans le but d'évaluer l'importance relative des différents mécanismes instationnaires sur les performances aérodynamiques des voilures battantes, les activités de recherche se sont attachées à analyser l'influence des paramètres cinématiques sur la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement et les efforts résultants. A terme, l'un des intérêts majeurs pour l'application aux micro-drones réside en la définition d'une cinématique de battement présentant des performances optimales en terme de portance et/ou efficacité aérodynamique. Les différents paramètres étudiés sont illustrés en figure 2.12. Un récapitulatif des résultats est proposé en fin de chapitre (Tab.2.1).

2.4.1 Paramètres de translation/révolution

La dynamique tourbillonnaire et, par conséquent, les efforts générés par une aile battante lors des phases de translation/révolution reposent globalement sur sept paramètres : le **nombre de Reynolds** Re , la **fréquence de battement** f , l'**amplitude de battement** A/Φ , le **temps d'accélération/décélération** $\Delta\tau_t$, l'**angle d'attaque** α et l'orientation du plan de battement repérée par l'**angle d'inclinaison** β ou la **déviations par rapport à l'horizontal** Θ .

⁴La présence d'un jet descendant induit est spécifique aux cinématiques de battement de la libellule qui s'effectuent suivant un plan incliné contrairement à la majorité des autres espèces. Wang (2000a) introduit ce mécanisme sustentateur par des simulations numériques bidimensionnelles de battements asymétriques

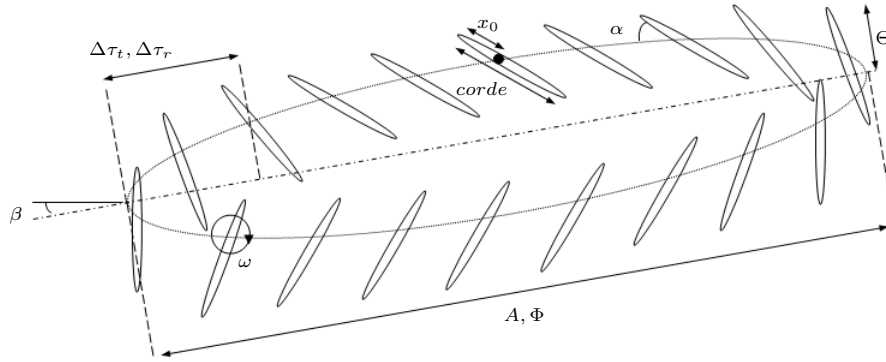


FIG. 2.12 – Schématisation des différents paramètres cinématiques de battement étudiés dans la littérature

La variété des fréquences de battement rencontrée chez les insectes poussent les chercheurs à évaluer l'influence de ces dernières sur les performances aérodynamiques des ailes battantes. Toutefois, on précise que les travaux correspondants se restreignent à l'étude de profils oscillants ou battants avec vitesse d'avancement et s'écartent donc partiellement du cadre de cette thèse. Les approches théoriques de Glauert (1929), Lighthill (1970) ou encore Chopra (1976) démontrent que l'efficacité propulsive de profils oscillants croît de façon monotone avec une fréquence d'oscillation décroissante. Au contraire, les études expérimentales (ex : Triantafyllou *et al.* (1991)) révèlent la présence de fréquences optimales. Wang (2000b) publie une analyse numérique en accord avec ces résultats et affirme que les fréquences optimales sont étroitement liées à l'échelle de temps caractérisant la formation des structures tourbillonnaires et, en particulier, le lâcher du tourbillon de bord d'attaque.

Sane & Dickinson (2001) confrontent les mesures d'efforts obtenus pour 191 cinématiques de battement reproduites par le modèle mécanique Robofly. Dans un premier temps, l'analyse des paramètres de translation démontre (Fig. 2.13) :

- une valeur du coefficient de portance moyenné $\overline{C_L}$ maximale (1.8 - 2) pour des angles d'attaques fixés entre 40 et 50° (quelque soit l'amplitude de battement)
- une augmentation monotone du coefficient de traînée moyenné $\overline{C_D}$ avec l'angle d'attaque (quelque soit l'amplitude de battement)
- une dépendance faible de $\overline{C_L}$ et $\overline{C_D}$ à l'amplitude de battement. Notons que cette observation provient en partie du caractère tridimensionnel de l'écoulement qui assure une stabilité du LEV durant la totalité de la phase de battement (voir §2.3.2). Ce point ne s'applique probablement pas aux configurations bidimensionnelles pour lesquelles l'occurrence d'un lâcher tourbillonnaire peut se manifester si l'amplitude excède 4 cordes (Dickinson & Götz, 1993).

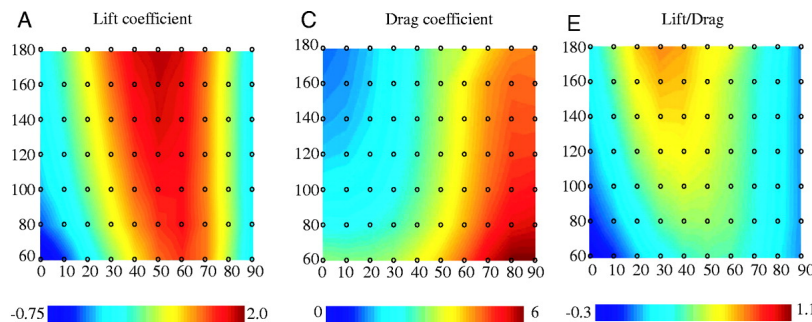


FIG. 2.13 – Cartographie des coefficients de portance, de traînée et du rapport d'efficacité, fonctions de l'angle d'attaque (abscisse) et de l'amplitude de battement (ordonnée) (Sane & Dickinson, 2001)

Wu & Sun (2004) confortent ces résultats par une approche numérique identique à celle établie par Sun & Tang (2002b). En outre, ils démontrent que si l'influence du Reynolds peut être considérée comme négligeable dans la gamme $100 < Re < 1800$, les coefficients de portance et traînée sont significativement affectés (respectivement diminué et augmenté) pour $Re < 100$. Ce constat illustré par la figure 2.14 serait imputable à l'action des forces visqueuses sur l'intensité du tourbillon de bord d'attaque. Au préalable, **Wang (2000a)** affirme qu'à suffisamment haut Reynolds ($Re > 157$), la génération de portance est effectivement dominée par la pression dynamique plutôt que par les forces visqueuses et constate une insensibilité des efforts au Re . L'étude numérique proposée par **Kurtulus (2005)** dans le cas d'un profil NACA0012 bidimensionnel suggère également cette insensibilité (essais à $Re = 500, 1000, 2000$) et met en évidence la proportionnalité établie entre efforts aérodynamiques et angle d'attaque.

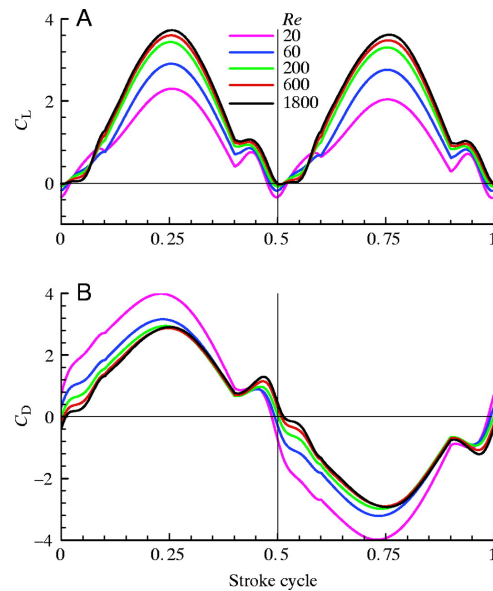


FIG. 2.14 – Influence du Reynolds sur les coefficients de portance (A) et traînée (B) (Wu & Sun, 2004)

Par ailleurs, les travaux (Kurtulus, 2005) portent sur l'influence des temps d'accélération et de décélération de l'aile en début et fin de battement. Il est indiqué que les pics d'effort de part et d'autre du retournement de l'aile sont accrus pour des temps réduits impliquant une augmentation des coefficients de traînée et portance moyens (conformément aux résultats de Sun & Tang (2002b) présentés au paragraphe 2.2.5). Récemment, Bos *et al.* (2008) constatent par une approche numérique bidimensionnelle que la modération de l'accélération de translation lors des phases de retournement (caractéristiques utilisées par certaines espèces d'insectes) réhausse de façon significative l'efficacité aérodynamique (rapport portance/traînée).

Les cinématiques de battement étudiées par voies expérimentales ou numériques résultent dans la majorité des cas de la simplification des cinématiques biologiques observées chez les insectes. En particulier, le plan de battement est régulièrement assimilé à une droite alors qu'il subit en réalité une déviation Θ^5 (chez certaines espèces) définissant un mouvement en « U », en « ellipse » ou encore en « huit ». **Sane & Dickinson (2001)** évaluent l'influence de cette déviation sur le comportement instationnaire et moyen des coefficients de traînée et portance résultant de cinématiques en « ellipse » et en « huit ». Deux points principaux sont avancés :

- Un mouvement descendant en début de battement amplifie l'interaction profil/sillage et donc la production de portance.
- Malgré l'influence relativement importante du paramètre de déviation sur le comportement instationnaire des coefficients de traînée et portance, la valeur moyenne de ces derniers ne semble affectée que de manière négligeable.

D'un point de vue zoologique, **Bos *et al.* (2008)** suggèrent que cette déviation permet de niveler les efforts au cours du cycle de battement.

Par ailleurs, les recherches concernent principalement les cinématiques de battement dites symétriques, c.à.d. s'établissant suivant un plan de battement⁶ horizontal, la majorité des espèces ayant recours à ce type de sustentation (Weis-Fogh, 1973). **Wang (2004)** concentre ses travaux sur les configurations dites asymétriques, c.à.d. s'établissant suivant un plan de battement incliné (d'un angle β), pour lesquelles la traînée contribue à la génération de l'effort sustentateur. Succinctement, l'auteur démontre une indépendance de l'effort sustentateur et de la puissance consommée (représentée par le

⁵ Θ désigne l'angle entre les directions moyenne et instantanée de l'aile

⁶Plan de battement moyen dans le cas de configurations en « ellipse » ou en « huit »

coefficient de qualité, voir chapitre suivant) moyens vis-à-vis de l'angle d'inclinaison β dans la gamme $\beta \in [0; 60]$.

En conséquence, on retiendra 1) l'importance de l'incidence de l'aile responsable de l'intensité du décollement au bord d'attaque et, *de facto*, de l'intensité du tourbillon de bord d'attaque, 2) l'influence négligeable du Reynolds pour des valeurs fixées supérieures à ~ 100 3) l'influence négligeable de l'amplitude de battement (dans le cas d'écoulements tridimensionnels liés aux configurations d'aile en révolution) et 4) l'effet bénéfique d'un temps d'accélération/décélération réduit sur la génération d'effort aérodynamique, mais néfaste sur l'efficacité résultante. En outre, les études portant sur les paramètres de déviation/inclinaison semblent très limitées et ne permettent pas d'apporter des conclusions précises quant à leur effet sur les performances aérodynamiques des voilures battantes.

2.4.2 Paramètres de rotation

Les phases de rotation agissent sur la génération d'efforts à la fois par l'effet Kramer et par le phénomène d'interaction profil/sillage. De ce fait, les coefficients aérodynamiques présentent un comportement particulièrement sensibles aux paramètres de rotation. On distinguera notamment la position du **centre de rotation** x_0 , la **durée de rotation** $\Delta\tau_r$ liée à la **vitesse de rotation** ω ou encore le **déphasage** phase de translation/phase de rotation ϕ .

Sane & Dickinson (2002) confrontent les mesures d'efforts obtenus sur 171 cinématiques reproduites par le modèle mécanique Roboffy à Reynolds 115. La procédure expérimentale consiste à accélérer l'aile d'un état de repos à 0° d'incidence, puis de la soumettre à un mouvement de rotation à vitesse angulaire constante. L'étude démontre une dépendance de l'effort induit par le mouvement de rotation C_{rot} à la vitesse angulaire $\hat{\omega}$ et à la position du centre de rotation de l'aile \hat{x}_0 ($\hat{\cdot}$ indique l'adimensionnalité des valeurs). En particulier, contrairement aux prédictions théoriques, C_{rot} augmente linéairement avec la vitesse angulaire pour $\hat{\omega} > 0.123$. Parallèlement, C_{rot} diminue linéairement avec la position du centre de rotation, approchant une valeur nulle pour $\hat{x}_0 = 75\%^7$, conformément aux prédictions théoriques. Les mesures amènent les auteurs à proposer une révision des modèles quasi-stationnaires en insérant les contributions liées aux effets rotationnels et inertiels. Le modèle résultant ne tient cependant pas compte du phénomène fondamentalement instationnaire de « capture tourbillonnaire ». Notons que ce dernier peut toutefois être quantifié par comparaison des efforts modélisés avec ceux mesurés.

En accord avec l'étude de Sane & Dickinson (2002), **Sun & Tang (2002a,b)** mettent en évidence, par approche numérique d'une aile tridimensionnelle en vol battu, l'atténuation des pics de traînée et portance précédant le retournement de l'aile conjointement au recul du centre de rotation (vers le bord de fuite) et à la diminution du temps de rotation $\Delta\tau_r$.

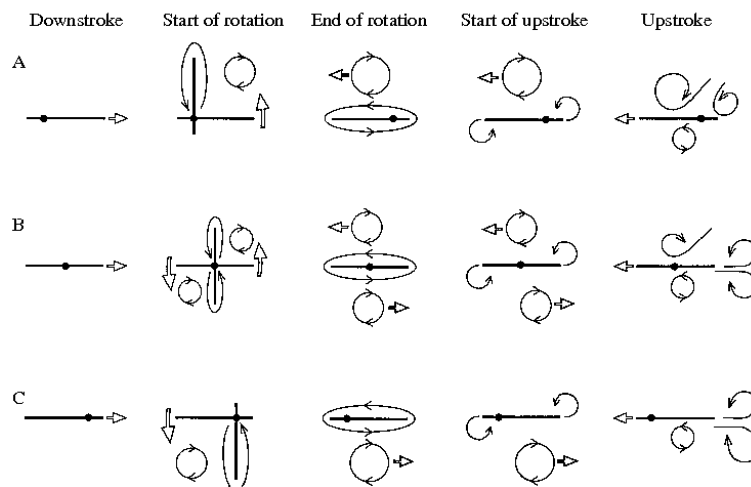


FIG. 2.15 – Schématisation de la dynamique tourbillonnaire générée par une aile bidimensionnelle dont le centre de rotation est positionné à 75 (A), 50 (B) et 25% (C) de la corde (Dickinson, 1994)

⁷0% et 100% désigne respectivement le bord d'attaque et le bord de fuite

Préalablement à ces travaux, **Dickinson (1994)** dénote l'influence de ω et x_0 sur les efforts succédant la phase de retournement d'une aile bidimensionnelle de par leur action sur le phénomène de « capture tourbillonnaire » (Fig.2.15). Ce dernier semble renforcé par un positionnement du centre de rotation proche du bord de fuite. **Kurtulus (2005)** identifie des résultats semblables dans le cas d'un profil NACA0012 bidimensionnel en configuration de vol battu. En particulier, le positionnement du centre de rotation à 25, 50 et 75% de la corde révèle respectivement la présence de pics de portance précédant, précédant/succédant et succédant le retournement de l'aile. Toutefois, l'analyse moyenne démontre que les coefficients de traînée et portance diminuent avec le recul du centre de rotation. Par ailleurs, les cinématiques de battement sont ici paramétrisées par la position du début des phases de rotation, équivalent à une durée de rotation $\Delta\tau_r$. L'auteur constate un accroissement de l'effort moyen en fonction de $\Delta\tau_r$. Ce point est nuancé par **Wu & Sun (2004)** qui, dans le cas d'une aile tridimensionnelle, présente une influence négligeable de $\Delta\tau_r$ sur les valeurs moyennes des coefficients de traînée et portance. Précisément, la diminution de $\Delta\tau_r$, et donc l'augmentation de la vitesse angulaire moyenne $\bar{\omega}$, induit un pic d'effort plus important mais s'étalant sur un temps plus court en amont du retournement de l'aile (Fig.2.16). Ces effets opposés semblent se compenser pour n'affecter que de façon négligeable les performances aérodynamiques.

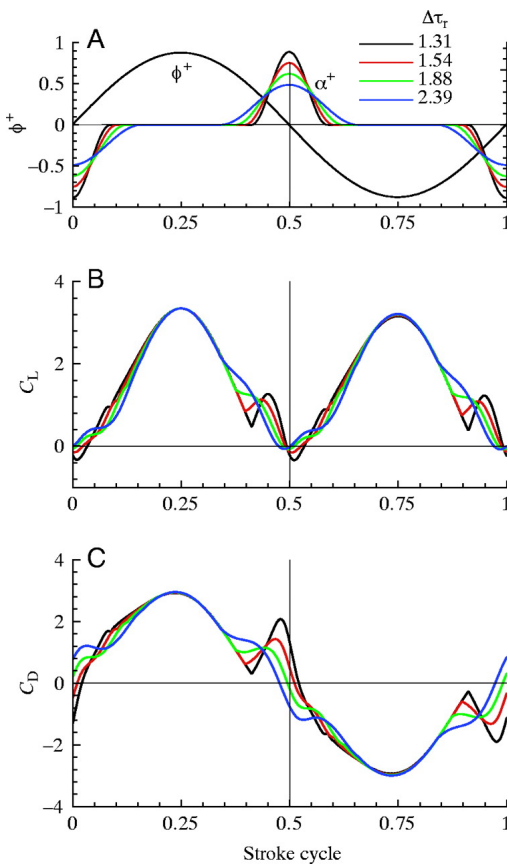


FIG. 2.16 – Influence du temps de rotation $\Delta\tau_r$ sur les coefficients de portance (B) et traînée (C) correspondants aux cinématiques de battement (A) (Wu & Sun, 2004)

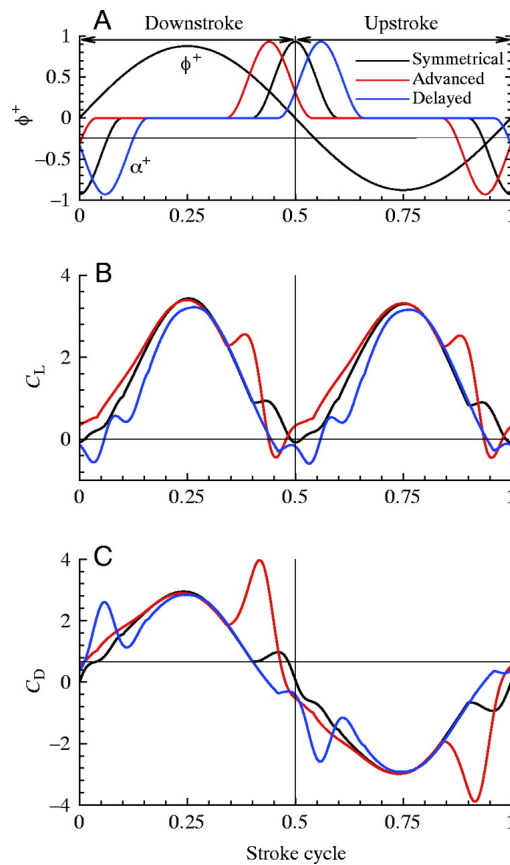


FIG. 2.17 – Influence du déphasage ϕ sur les coefficients de portance (B) et traînée (C) correspondants aux cinématiques de battement (A) (Wu & Sun, 2004)

L'un des paramètres essentiels dans la génération d'efforts liés au mouvement de rotation réside dans le décalage ϕ entre phases de translation et phases de rotation (**Dickinson et al., 1999**). Il convient ici de distinguer trois catégories de mouvement selon que la rotation soit avancée, en phase ou retardée relativement au changement de direction de l'aile. Globalement, comparativement aux configurations à rotation en phase, les recherches expérimentales (**Sane & Dickinson, 2001**) et numériques (**Ramamurti & Sandberg, 2002; Sun & Tang, 2002a,b; Wu & Sun, 2004**) assimilent respectivement les configurations à rotation respectivement avancée ou retardée à une augmentation ou atténuation des pics de portance en début et fin de battement (Fig.2.17). Si l'explication pour l'augmentation ou l'atténuation du pic de portance précédant le changement directionnel de l'aile (fin de battement) est

commune à l'ensemble des publications, à savoir une contribution plus ou moins importante de l'effet Kramer, les auteurs identifient diverses sources responsables de l'augmentation ou de l'atténuation du pic de portance observé en début de battement. D'une part, la rotation de l'aile tendant ici à réduire la circulation générée par la translation (la vitesse de rotation du bord d'attaque s'ajoute à la vitesse de translation contrairement à la phase de fin de battement pour laquelle la vitesse de rotation du bord d'attaque s'oppose à la vitesse de translation), **Sun & Tang (2002a,b)** et **Wu & Sun (2004)** affirment qu'une rotation respectivement minimisée ou maximisée (rotation avancée ou retardée) lors de cette phase implique une augmentation ou diminution de la circulation autour de l'aile. D'autre part, **Sane & Dickinson (2001)** et **Ramamurti & Sandberg (2002)** précisent que dans le cas d'une rotation avancée, la modification du sillage induite par le mouvement de rotation produit un phénomène de capture tourbillonnaire relativement fort (impliquant une augmentation de portance en début de battement), contrairement au cas de rotation retardée pour laquelle ce phénomène est quasi-absent. En outre, l'interaction profil/sillage étant un mécanisme fondamentalement instationnaire, Sane & Dickinson démontrent que l'influence de ϕ est étroitement liée au temps de rotation $\Delta\tau_r$.

L'étude de **Wang et al. (2004)** confronte les coefficients aérodynamiques moyens obtenus dans le cadre d'une approche numérique bidimensionnelle avec ceux issus d'une approche expérimentale tridimensionnelle. Les coefficients de portance et traînée expérimentaux moyens sont respectivement (0.93, 1.28), (0.86, 1.34) et (0.38, 1.10) pour les configurations à rotation avancée, en phase et retardée ; les coefficients de portance et traînée numériques moyens étant respectivement (1.10, 1.36), (0.82, 1.44) et (0.19, 1.21). De même, l'analyse numérique de **Wu & Sun (2004)** donne les résultats suivants : (1.84, 2.11), (1.66, 1.67) et (1.32, 1.61).

2.4.3 Paramètres de forme

La définition géométrique d'une aile repose sur 1) la forme de son profil, 2) son allongement et 3) son état de surface.

Peu d'études relatent l'influence de la forme du profil sur la dynamique tourbillonnaire et la génération d'efforts aérodynamiques. L'une des raisons provient de la nature même des mécanismes instationnaires mis en jeu, à savoir issus de décollements francs faiblement sensibles à ce type de paramètre. Récemment, par une étude théorique de stabilité globale bidimensionnelle, **Dergham et al. (2009)** démontrent en ce sens que les structures du premier vecteur propre instable observée à l'aval d'un profil NACA0012, d'une ellipse, d'un cylindre fixe et d'un cylindre tournant sont identiques. En outre, conformément aux résultats expérimentaux obtenus sur ailes d'envergure finie, l'approche permet d'établir que le Strouhal $St_d = fcsin(\alpha)/U_0$ (avec f fréquence de lâcher, c corde du profil et U_0 vitesse de l'écoulement amont) caractéristique du lâcher tourbillonnaire à l'aval d'un profil NACA0012 est indépendant de l'angle d'attaque.

D'un point de vue plus pratique, **Hsieh et al. (2009)** décomposent numériquement l'effort généré par une aile bidimensionnelle en vol battu suivant la méthode proposée par Chang (1992)⁸. Ils démontrent que les profils cambrés favorisent la production de portance⁹ par l'accroissement de la composante liée à la génération de vorticité dans le fluide environnant mais que l'épaisseur du profil semble avoir un effet d'ordre négligeable.

Dans une étude numérique tridimensionnelle, Luo & Sun (2005) comparent les efforts générés par plusieurs ailes d'insectes en mouvement de révolution. Les auteurs révèlent que 1) la forme de l'aile est d'influence négligeable, 2) l'effet d'allongement n'excède pas 10% et 3) une surface corrug e n'est néfaste aux performances aérodynamiques (augmentation de la traînée) qu'aux faibles incidences, les dimensions de la zone décollée   fortes incidences étant largement supérieures aux dimensions caractéristiques des corrugations.

2.4.4 Optimisation aérodynamique

La conception de micro-drones   ailes battantes repose en partie sur la définition de cinématiques de battement optimales en terme de génération d'effort sustentateur, consommation de puissance ou encore rapport d'efficacité. Dans ce cadre, les études paramétriques passées en revue dans le paragraphe

⁸La portance se décompose en quatre termes associés respectivement   la vitesse et   l'accélération du profil, ainsi qu'  la vorticité de surface (+ frottement) et de volume

⁹Portance croissante : ellipses 1/8, 1/10, 1/12, NACA0012, N-10, CLARK-V et S1223

2.4 présentent deux intérêts majeurs. D'une part, elles permettent d'établir un lien physique entre paramètres cinématiques et performances aérodynamiques, étape indispensable vers la déduction logique de trajectoires optimales. D'autre part, elles procurent une base de données conséquente pouvant être traitée par algorithme génétique en vue d'évaluer une trajectoire proche de l'optimale.

Milano & Gharib (2005) réalisent une série d'essais basée sur la mesure de portance résultant du mouvement de battement décrit par une plaque plane rectangulaire d'allongement 6. Quatre paramètres cinématiques sont introduits : l'amplitude de battement d_{travel} , la vitesse de translation maximale U_{max} , l'angle d'attaque θ_0 et la vitesse de rotation ω . Les données expérimentales, notées sous la forme $x_i = (U_{max}, d_{travel}, \theta_0, \omega)_i$, représentent une population de 50 individus pour l'algorithme génétique développé par Milano & Koumoutsakos (2002) et programmé pour maximiser la portance moyenne générée au cours des quatre premiers cycles de battement. L'approche résulte en l'obtention d'un ensemble de solutions « également optimales » représentées par la figure 2.18. Les auteurs démontrent alors que l'ensemble des solutions est caractérisé par 1) un nombre de Reynolds de l'ordre de 6000 et 2) des temps de formation (Gharib *et al.*, 1998) compris entre 3.6 et 4.6. En particulier, ces valeurs s'apparentent à la génération de tourbillons présentant des circulations maximales (Gharib *et al.*, 1998; Dabiri & Gharib, 2005). Rappelons brièvement que dans le cadre d'un profil à deux degrés de liberté, le temps de formation s'écrit sous la forme :

$$T^* = \int_{t_0}^t \frac{u(\tau) + \frac{1}{2}c\omega(\tau)\cos(\theta(\tau))}{c\sin(\theta(\tau))} d\tau \quad (2.1)$$

avec $u(t)$, $\omega(t)$, $\theta(t)$ vitesse de translation, vitesse angulaire, angle d'attaque instantanés de l'aile et c corde du profil.

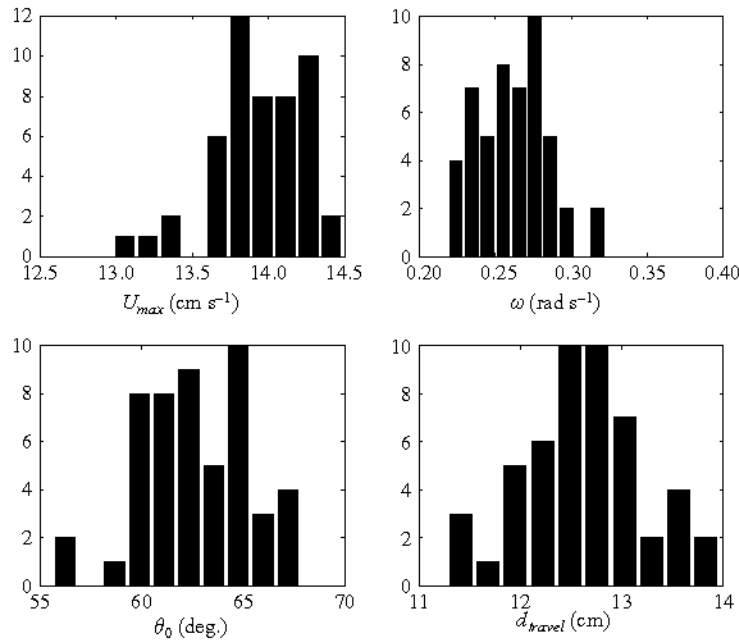


FIG. 2.18 – Histogramme de la population $x_i = (U_{max}, d_{travel}, \theta_0, \omega)_i$ convergée par algorithme génétique (critère de maximum de portance) (Milano & Gharib, 2005)

En outre, les approches numériques et expérimentales s'avèrent particulièrement coûteuses et lourdes de mise en oeuvre. Une approche alternative repose sur les techniques de modélisation aérodynamiques offrant un compromis attractif entre précision/qualité des prédictions et temps de calcul. Globalement, ces dernières se distinguent suivant 4 méthodes :

- Les méthodes stationnaires basées entre autres sur la théorie de Froude.
- Les méthodes quasi-stationnaires (évoquées au paragraphe 2.1).
- Les méthodes semi-empiriques s'appuyant sur des données expérimentales ou numériques pour la prise en compte empirique des effets non-linéaires.
- Les méthodes instationnaires introduisant des fonctions pour la modélisation du sillage et des décollements (ex : fonctions de Wagner, Küssner, Sear ou encore Lowey).

Le lecteur pourra se référer à **Ansari *et al.* (2006)** pour une revue plus détaillée.

Récemment **Berman & Wang (2007)** s'appuient sur un modèle quasi-stationnaire quasi-tridimensionnel (BET) (Pesavento & Wang, 2004; Andersen *et al.*, 2005) couplé à un algorithme d'optimisation combinant les caractéristiques d'un algorithme génétique (Milano & Koumoutsakos, 2002) et d'un optimiseur de type gradient (Powell, 1970). Pour trois espèces d'insecte (c.à.d. à morphologie donnée), les auteurs cherchent les paramètres cinématiques tendant vers un minimum de puissance consommée. Outre les restrictions physiologiques (ex : angle de révolution Φ inférieur à 180°), l'unique contrainte impose bien sûr que l'effort sustentateur soit supérieur ou égal au poids de l'insecte. Deux points sont avancés : 1) les résultats obtenus sont en adéquation avec les cinématiques de battement réelles des espèces considérées, 2) l'utilisation d'un bord d'attaque unique pour les solutions optimales semble suggérer l'occurrence d'une rotation (pronation/supination) passive, c.à.d. provoquée par les phénomènes aérodynamiques.

Par ailleurs, on évoquera succinctement les travaux de Tuncer & Kaya (2005) visant à maximiser la poussée et/ou efficacité propulsive d'un profil en oscillation par optimisation de type gradient.

2.5 Application aux micro-drones

Ce paragraphe présente succinctement quelques contributions récentes consacrées à l'élaboration et à la réalisation de micro-drones à ailes battantes. Bien que son contenu sorte quelque peu du cadre de l'étude bibliographique destinée à l'analyse purement aérodynamique du mode de sustentation par vol battu, il paraît intéressant d'évoquer l'aboutissement de certains travaux.

Les travaux réalisés par l'équipe de Platzer & Jones (ex : Platzer & Jones (2006); Jones & Platzer (2006); Kaya *et al.* (2007) - *Naval Postgraduate School, USA*) constituent un support à la fois numérique et expérimental pour la conception d'un nouveau type de système propulsif. Leur prototype de mini-drone, bien qu'inapte au vol stationnaire, reste à ce jour l'un des modèles les plus représentés à travers les conférences liées au secteur de l'aéronautique (Fig.2.19.A).

L'université technologique de Delft aux Pays-Bas développe actuellement le prototype DelFly (Fig.2.19.B) dont la sustentation repose en partie sur le mécanisme de « clap-and-fling ». La version la plus miniaturisée, équipée d'une caméra, a une dimension caractéristique de 10 cm pour un poids avoisinant les 3 g. Un engin comparable ($L = 10\text{ cm}$, $m = 2.3\text{ g}$) s'appuyant également sur l'action combinée de quatre ailes est réalisé par l'équipe de Kawamura au Japon (Kawamura *et al.*, 2007) (*Fukuoka Institute of Technology, Japon*). On notera par ailleurs les travaux récents de Shkarayev & Silin (2009) ($L = 15\text{ cm}$, $m = 9\text{ g}$ - *University of Arizona, USA*).

Deux autres projets traitant davantage de nanotechnologies s'attachent à concevoir des engins dont la dimension caractéristique est de l'ordre du cm pour un poids situé entre 10 et 100 mg. Le premier est issue d'une collaboration française constituée notamment de laboratoires de l'ONERA et du CNRS (Dargent *et al.*, 2007). Le second (Fig.2.19.C), mené par l'équipe de Wood (Wood, 2007a,b) de l'université de Harvard, dérive du projet MFI développé depuis plusieurs années par l'équipe de Fearing à l'université de Berkeley (Steltz *et al.*, 2007).

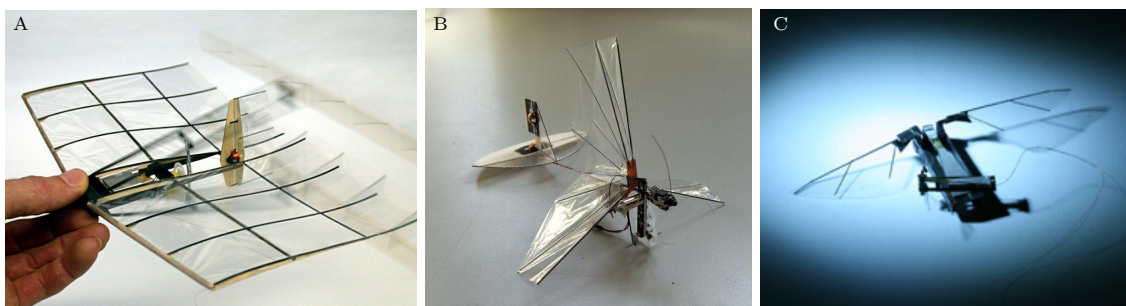


FIG. 2.19 – Prototypes de MAVs élaborés par l'équipe de : Platzer & Jones (A) (Platzer & Jones, 2006), DelFly (B) (<http://www.delfly.nl/>) et Wood (C) (<http://micro.seas.harvard.edu/>)

2.6 Conclusion

En réponse à l'avènement récent des micro-drones *ou* MAVs, nombre de travaux visant à élucider l'aérodynamique des voilures battantes ont vu le jour ces dix dernières années (en témoignent le nombre d'actes du dernier congrès *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting*). Au-delà des études pionnières basées sur l'approche quasi-stationnaire, reconnue aujourd'hui inadaptée à ce type de dynamique fondamentalement instationnaire, ces travaux dégagent trois axes majeurs.

Le premier axe repose sur la compréhension fine des mécanismes instationnaires à l'origine des performances prometteuses observées chez les insectes. Si l'identification des phénomènes de décrochage dynamique, d'interaction profil/sillage ou des effets Kramer et de masse ajoutée semble communément admise (Dickinson *et al.*, 1999), leur prépondérance relative ou leur interprétation phénoménologique restent problématiques. Ce point provient en partie du caractère zoologique de beaucoup d'études se restreignant au vol d'une seule espèce, occultant certains régimes de vol et donc une compréhension plus globale du mode de sustentation par vol battu. Dans le cadre de l'application aux micro-drones, il convient effectivement de souligner que le biomimétisme peut s'avérer inadapté, les espèces animales ayant évoluées sous contraintes physiologiques et comportementales ici inexistantes.

Le deuxième axe concerne l'étude des effets tridimensionnels, et en particulier leur impact sur les mécanismes instationnaires. Deux phénomènes sont à considérer : 1) la présence d'un tourbillon marginal et 2) l'établissement d'un gradient de vitesse incidente le long de l'envergure dans le cas spécifique d'ailes en révolution autour de leur emplanture. Récemment, un intérêt notable est porté à ces configurations (ailes en révolution) pour lesquelles l'action stabilisatrice du gradient de vitesse incidente sur le comportement du tourbillon de bord d'attaque est évoquée (van den Berg & Ellington, 1997). Toutefois, compte-tenu de la diversité des résultats publiés, l'origine précise d'une telle stabilisation reste vague. Par ailleurs, un point d'autant plus marquant reste le nombre très limité d'études visant à isoler l'influence exclusive du tourbillon marginal et à en analyser la dépendance vis-à-vis du facteur d'allongement.

Le troisième axe relève de l'étude systématique de cas, permettant d'évaluer l'influence des différents paramètres cinématiques sur les performances aérodynamiques des voilures battantes. Si l'obtention d'une quantité substantielle de données a permis une première approche vers la définition de cinématiques optimales en vol « normal » *ou* symétrique, peu d'études traitent de cinématiques dites asymétriques. Ces dernières semblent pourtant particulièrement propices aux développements d'engins performants, notamment en terme d'efficacité aérodynamique (Wang, 2004).

Dans ce contexte, plusieurs orientations méritent d'être envisagées. Tout d'abord, on dénote la nécessité de développer des outils d'analyse adaptés à l'établissement d'une corrélation précise entre mécanismes instationnaires et efforts résultants (chapitre 3) en vue de renforcer ou d'élargir les connaissances actuelles sur l'origine des performances aérodynamiques des voilures battantes. Ce point passe en second lieu par l'étude de cinématiques jusqu'alors peu voire inexplorées (chapitre 4); puis par l'analyse détaillée des effets tridimensionnels (chapitre 5).

	Re	A, Φ	α	$\Delta\tau_t$	x_0	$\Delta\tau_r, \omega$	ϕ	β	Θ	approche
Bos <i>et al.</i> (2008)									×	num. 2D
Dickinson (1994)		×	×		×	×				exp. 2D
Dickinson <i>et al.</i> (1999)							×			exp. 3D
Kurtulus (2005)	×		×	×	×	×				num. 2D /exp. 2D
Ramamurti & Sandberg (2002)							×			num. 3D
Sane & Dickinson (2001)		×	×			×	×		×	exp. 3D
Sane & Dickinson (2002)					×	×				exp. 3D
Singh <i>et al.</i> (2005)			×		×		×			exp. 3D
Sun & Tang (2002 <i>a</i>)						×	×			num. 3D
Sun & Tang (2002 <i>b</i>)				×	×	×	×			num. 3D
Wang (2000 <i>a</i>)	×	×								num. 2D
Wang (2004)									×	num. 2D
Wang <i>et al.</i> (2004)							×			num. 2D /exp. 3D
Wu & Sun (2004)	×	×	×			×	×			num. 3D

TAB. 2.1 – Récapitulatif des publications relatant l'influence des paramètres cinématiques de battement en vol stationnaire

Chapitre 3

Méthodes d'investigation

Sommaire

3.1	Approche numérique	32
3.1.1	Equations générales	32
3.1.2	Méthodes de résolution	32
3.1.3	Validité du modèle	35
3.1.4	Périodicité	35
3.2	Approche expérimentale	35
3.2.1	Similitude de Reynolds	35
3.2.2	Montage expérimental	38
3.2.3	Vélocimétrie par Imagerie de Particules 2 composantes (PIV2D-2C)	39
3.2.4	Visualisation par traceurs solides planaire	43
3.2.5	Tomographie par balayage rapide (PIV3D-3C)	44
3.3	Détermination d'efforts par bilan de quantité de mouvement	49
3.3.1	Introduction	49
3.3.2	Théorie	50
3.3.3	Méthodes de résolution	52
3.3.4	Validation numérique	53
3.3.5	Etude paramétrique	55
3.4	Identification des structures tourbillonnaires	60
3.4.1	Vorticité ω	61
3.4.2	Critère λ_2	61
3.4.3	Critère Q	61
3.4.4	Circulation	62
3.5	Coefficients aérodynamiques	62

Les mécanismes aérodynamiques bi et tridimensionnels, fondamentalement instationnaires, mis en jeu lors de la sustentation par vol battu imposent le recours à des moyens d'investigation plus ou moins complexes permettant 1) la caractérisation des structures tourbillonnaires de l'écoulement et 2) la mesure des efforts aérodynamiques résultants. En ce sens, l'analyse entreprise dans cette thèse repose sur l'utilisation de techniques numériques et expérimentales complémentaires, adaptées à la caractérisation bi et tridimensionnelle résolue en temps des différents phénomènes physiques. Dans un premier temps, nous nous attachons donc à présenter les principes, mise en œuvre et validité ou précision de telles approches (principalement DNS et PIV). La nécessité d'établir une corrélation précise entre mécanismes instationnaires et efforts aérodynamiques nous conduit ensuite à s'intéresser au concept de « bilan de quantité de mouvement » pour lequel nous évaluons l'adaptabilité à la détermination non-intrusive de forces. Enfin, nous verrons que l'identification de structures cohérentes au sein de l'écoulement ainsi que l'évaluation des performances aérodynamiques globales requiert, respectivement, l'utilisation de critères de détection et de coefficients aérodynamiques spécifiques.

3.1 Approche numérique

3.1.1 Equations générales

En vue d'analyser l'écoulement aérodynamique généré par une aile en vol battu, la première approche consiste à résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes instationnaires par la méthode des volumes finis. L'étude étant conduite à un nombre de Reynolds $Re = cV_0/\nu = 1000$ (où c et V_0 désignent respectivement la corde et la vitesse de translation maximale de l'aile) avec une vitesse de déplacement de l'aile de l'ordre du m/s, on se restreint à la forme incompressible laminaire des équations, notées en tenseur cartésien :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2}(u_i) \quad (3.2)$$

dont les symboles sont listés ci-dessous (Tab.3.1).

t	temps
x_i	coordonnées cartésiennes
u_i	composantes de vitesse
p	pression
ρ	masse volumique
ν	viscosité cinématique

TAB. 3.1 – Symboles des équations de Navier-Stokes.

3.1.2 Méthodes de résolution

La résolution numérique des équations s'effectue à l'aide du code de calcul industriel StarCD v4.06 installé sur station Transtec 64 bits équipée de deux processeurs quadricœurs cadencés à 2 GHz et de 16 Go de RAM.

3.1.2.1 Couplage pression-vitesse

La contrainte majeure lors de la résolution des équations de Navier-Stokes réside dans la satisfaction de la conservation de la masse, c'est-à-dire dans l'obtention d'un champ de vitesse à divergence nulle (Eq.3.1). Notons que cette difficulté est une conséquence de l'absence d'une équation indépendante pour la pression. Dans le cadre d'une formulation en variables primitives (en opposition à la formulation à potentiel vecteur), plusieurs méthodes peuvent alors être envisagées; on distinguera de manière exhaustive les méthodes directes, les méthodes de type prédiction-correction, les méthodes de projection ou encore la méthode du Lagrangien augmenté.

Le couplage pression-vitesse est ici traité par un schéma itératif de type prédiction-correction. L'approche repose sur une première étape d'estimation du champ de pression p^* permettant de déterminer

un champ de vitesse u_i^* par l'intermédiaire de la forme discrétisée des équations de quantité de mouvement (Eq.3.2). Toutefois, ce champ de vitesse « prédit » ne satisfait pas l'équation de continuité (Eq.3.1). On procède donc à une seconde étape de correction de la pression, notée alors $p = p^* + p'$, entraînant une correction sur les vitesses, notées $u_i = u_i^* + u_i'$. L'introduction des termes de correction dans l'équation de continuité discrétisée conduit à l'obtention d'une équation dite de correction de pression. Le schéma itératif SIMPLE consiste en une étape de prédiction des champs de pression et vitesse (à divergence non nulle) et une étape de correction. Ici, on a recours à un schéma de type PISO mettant en jeu plusieurs étapes de correction¹, dont le nombre est limité par des critères de convergence (Tab.3.2). Le coefficient de sous-relaxation pour les étapes de correction de pression est fixé à 0.9.

Le découplage des équations de Navier-Stokes permettant de traiter chaque variable primitive indépendamment donne lieu à un système d'équations algébriques linéaires relativement lourd. La résolution de ce système est ici effectuée par la méthode du gradient conjugué (GC) préconditionnée par la décomposition de Cholesky incomplète.

	Vitesses	Pression
Solver tolerance	0.01	0.001
Sweep limit	100	1000
Pressure under-relaxation factor = 0.9		
Corrector limit = 1000		
Corrector step tolerance = 0.25		

TAB. 3.2 – Récapitulatif des paramètres de l'algorithme PISO (StarCD user guide).

3.1.2.2 Discrétisation des équations

L'algorithme PISO décrit précédemment repose sur un schéma temporel particulier, basé sur l'approche d'Euler implicite couplée à des correcteurs explicites. La précision résultante se situe entre le premier et le deuxième ordre. Par ailleurs, la discrétisation spatiale s'effectue par schéma décentré amont du premier ordre pour les équations de quantité de mouvement et par schéma centré du second ordre pour l'équation de continuité.

3.1.2.3 Maillage et conditions aux limites

La résolution des équations de Navier-Stokes par méthode des volumes finis s'effectue sur un maillage de type OH non conforme.

Approche 2D : Dans le cadre d'une première approche bidimensionnelle, le maillage est constitué d'une région circulaire « interne » de rayon 4 cordes composée de 32256 cellules ($144 \times 224/radial \times orthoradial$) et d'une région circulaire « externe » de rayon 15 cordes composée de 6272 (56×112) cellules (Fig.3.1). Les dimensions et le raffinement de la première région assurent une diffusivité acceptable des structures tourbillonnaires et, en conséquence, une modélisation cohérente du phénomène d'interaction profil/sillage. La dimension radiale de la première maille en surface est de 3, 5 et 3% de l'épaisseur du profil au bord d'attaque, centre et bord de fuite respectivement. Le facteur d'expansion moyen et la non-orthogonalité moyenne des cellules, critères de qualité du maillage, sont de 1.02 et 8° respectivement. La seconde région est introduite en vue d'éloigner les conditions aux limites externes de sorte que leur influence sur la prédiction de l'écoulement soit minimisée. Le centre du profil situé à mi-corde correspond au centre du maillage.

Une condition de Dirichlet sur la pression est appliquée à la limite extérieure du domaine permettant au flux aérodynamique d'être entrant ou sortant. Au niveau de la surface du profil, les vitesses (condition de Dirichlet) sont introduites par l'intermédiaire d'une condition de non-glissement associée à une approche par maillage mobile. Cette dernière s'effectue à l'aide d'une routine utilisateur dans laquelle les vitesses de translation et de rotation constitutives du mouvement de battement sont calculées à chaque instant. Enfin, une condition de symétrie est appliquée sur les faces avant et arrière du maillage.

¹Soulignons que l'approche PISO telle que formulée originellement par Issa (1986) n'a recours qu'à deux étapes de correction

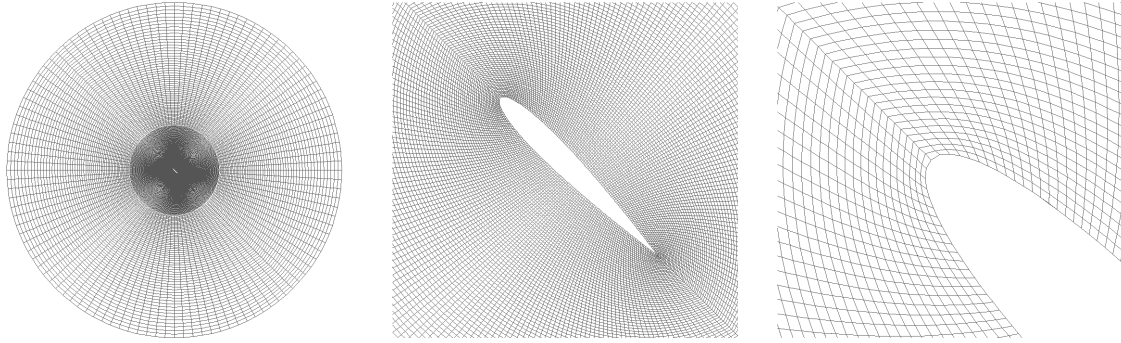


FIG. 3.1 – Maillage 2D : vue globale (gauche), zoom région interne (centre), zoom bord d'attaque (droite).

Approche 3D : L'approche tridimensionnelle repose sur deux types de maillage selon que l'aile soit en configuration de translation ou de révolution. Dans les deux cas, on procède à une extrusion du maillage bidimensionnel. Une première extrusion cartésienne effectuée par 30 tranches suivant la composante hors plan assure la définition de l'envergure de l'aile. On note que les cellules sont plus lâches côté emplanture où les éventuelles vitesses transverses sont susceptibles d'être quasi-nulles. Une seconde extrusion cylindrique de 10 tranches assure la modélisation du saumon. La distinction entre les deux types de maillage est définie par la présence ou non d'une troisième extrusion cylindrique de 10 tranches au niveau de l'emplature. En conséquence, le nombre de cellules définissant le volume fluide est de $38528 \times 40 = 1541120$ et $38528 \times 50 = 1926400$ pour les configurations de translation et de révolution (Fig.3.2) respectivement. Le facteur d'expansion moyen et la non-orthogonalité moyenne des cellules sont de l'ordre de ceux obtenus pour l'approche 2D (1.06 et 5.5°).

Qui plus est, les configurations en translation imposent une condition de symétrie à l'emplature de l'aile, inexistante dans les cas de révolution pour lesquels la totalité de la limite extérieure est sujette à une condition de Dirichlet sur la pression. On note bien sûr que quelque soit la configuration envisagée, les vitesses au niveau du profil sont introduites par l'intermédiaire d'une condition de non-glissement associée à une approche par maillage mobile.

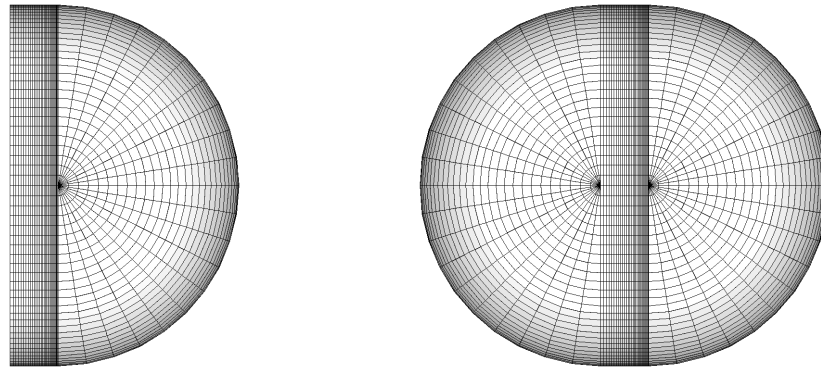


FIG. 3.2 – Maillage 3D : configuration de translation (gauche), configuration de révolution (droite).

3.1.2.4 Pas de temps et condition CFL

Le nombre de Courant *ou* CFL est défini comme étant le rapport entre le trajet décrit par une particule fluide durant un intervalle de temps Δt et la taille de maille Δx . Il constitue une condition de convergence pour la résolution de problèmes aux dérivées partielles :

$$CFL = \frac{U\Delta t}{\Delta x} \quad (3.3)$$

Le pas de temps est fixé à 10^{-4} s ($\approx 1/1000^{\text{ème}}$ de période) impliquant un nombre de Courant moyen inférieur à 1 dans le cas de configurations bi et tridimensionnelles.

3.1.2.5 Parallélisme

Le partitionnement du domaine fluide pour le calcul en parallèle est réalisé manuellement. On procède à une découpe géométrique conduisant à une série de régions annulaires concentriques composées d'un nombre équivalent de cellules. La communication inter-nœuds s'effectue par l'intermédiaire d'une librairie MPI.

3.1.3 Validité du modèle

La validité du modèle numérique 2D établi précédemment repose sur la convergence des résultats vis-à-vis du nombre de mailles, de la position de la limite extérieure du domaine de calcul et du pas de temps. En particulier, les figures 3.3, 3.4 et 3.5 présentent l'évolution temporelle des coefficients de traînée et portance calculée pour 3 maillages ($N_{cellules} = 20000, 40000, 60000$), 2 positions de frontière externe ($R = 15, 20$ cordes) et 3 valeurs du pas de temps ($\Delta t = 4.10^{-4}, 10^{-4}, 5.10^{-5}$ s). On considère pour ces essais une cinématique de battement symétrique avec un angle d'attaque en translation fixé à 45° (voir chapitre 4).

Le modèle numérique 3D est limité par les capacités de calcul. Par comparaison des coefficients de traînée et portance (Fig.3.6) et des iso-contours de vorticité (Fig.3.7) obtenus pour deux maillages, on démontre que malgré une sous-estimation significative des efforts, la résolution spatiale utilisée ($N_{cellules} = 1.6 M$) semble adaptée   la mise en évidence des principaux mécanismes instationnaires.

3.1.4 Périodicité

Lors des simulations numériques, le profil est mis en mouvement   partir d'un état de repos. Cette condition initiale affecte la dynamique de l'écoulement durant les premiers cycles de battement. En vue de s'affranchir de l'influence de cette dernière, nous présentons les résultats obtenus lors de la 7 me période pour laquelle l'écoulement est considéré périodique (Fig.3.8).

3.2 Approche expérimentale

3.2.1 Similitude de Reynolds

Les paramètres de battement établis précédemment ($corde = 1\text{ cm}$, $f \approx 10\text{ Hz}$) rendent extrêmement complexe le recours aux méthodes d'investigation expérimentales envisagées de par les restrictions qu'ils imposent sur la résolution spatio-temporelle des données (dimensions faibles, mouvement rapide). Par conséquent, il convient ici de définir une configuration permettant de s'affranchir de ces restrictions tout en conservant les caractéristiques intrinsèques de la dynamique instationnaire de l'écoulement. En mécanique des fluides, ces caractéristiques sont équivalentes   nombre de Reynolds donné. Ainsi, en vue de réaliser les essais expérimentaux dans des conditions adaptées aux mesures envisagées, on choisit ici de travailler dans l'eau, impliquant la possibilité d'augmenter les dimensions du profil et de diminuer la vitesse de translation maximale tout en conservant le nombre de Reynolds. Ceci équivaut dans un sens   augmenter la résolution spatio-temporelle des données. Conformément aux simulations numériques, les vitesse et longueur caractéristiques sont définies par la vitesse de translation maximale V_0 et la corde c du profil respectivement. La similitude de Reynolds donne :

$$Re = \frac{V_{0,air} \cdot c_{air}}{\nu_{air}} = \frac{V_{0,eau} \cdot c_{eau}}{\nu_{eau}} \quad (3.4)$$

Le tableau 3.3 confronte les paramètres de battement utilisés dans l'air (simulations numériques) et dans l'eau (essais expérimentaux)   Reynolds 1000.

Re=1000	ν ($10^{-6}m^2/s$)	c (m)	V_0 (m/s)
air	14.5388	0.01	1.45388
eau	1	0.06	0.01667
rapport eau/air	0.06878	6	0.01146

TAB. 3.3 – Similitude air/eau.

En outre, la fréquence réduite est conservée :

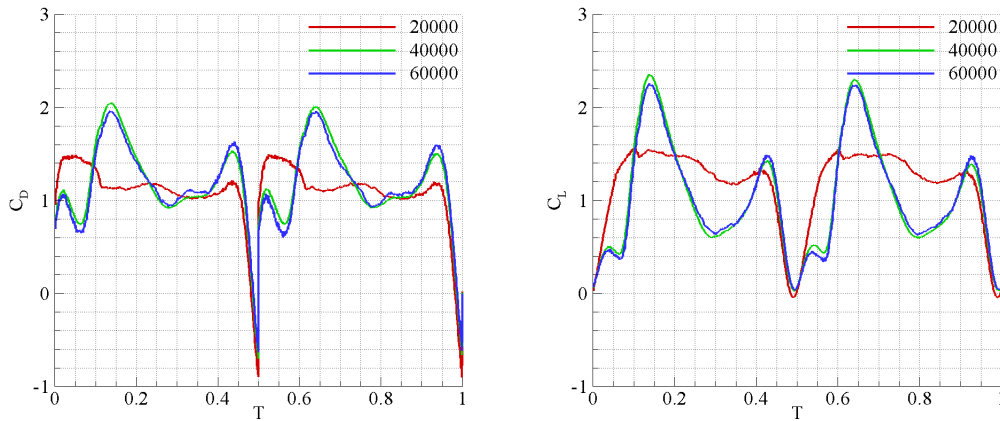


FIG. 3.3 – Convergence des coefficients de traînée et portance instationnaires vis-à-vis du nombre de mailles ($R = 15$, $\Delta t = 10^{-4}$ s).

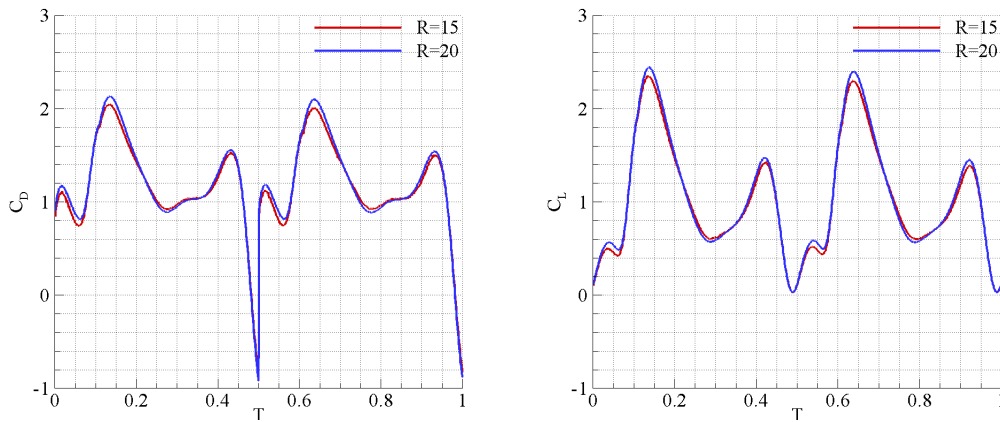


FIG. 3.4 – Convergence des coefficients de traînée et portance instationnaires vis-à-vis de la position de la limite extérieure du domaine ($N_{cellules} = 40000$, $\Delta t = 10^{-4}$ s).

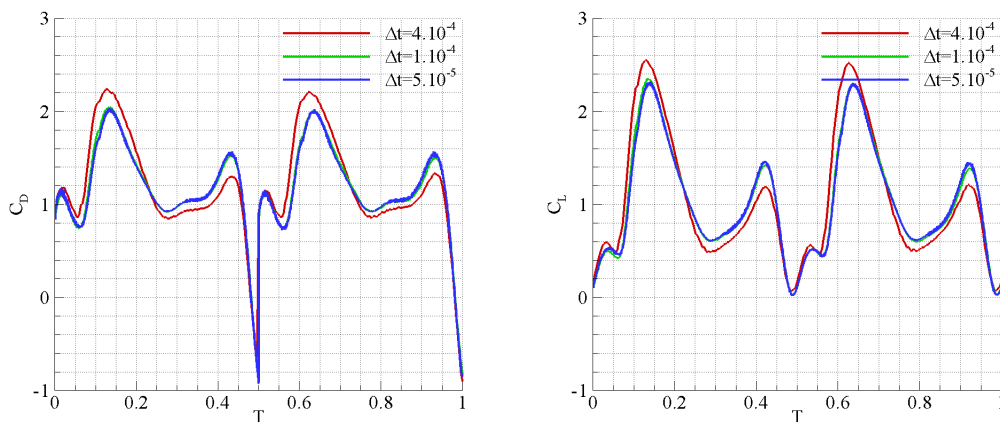


FIG. 3.5 – Convergence des coefficients de traînée et portance instationnaires vis-à-vis du pas de temps ($N_{cellules} = 40000$, $R = 15$).

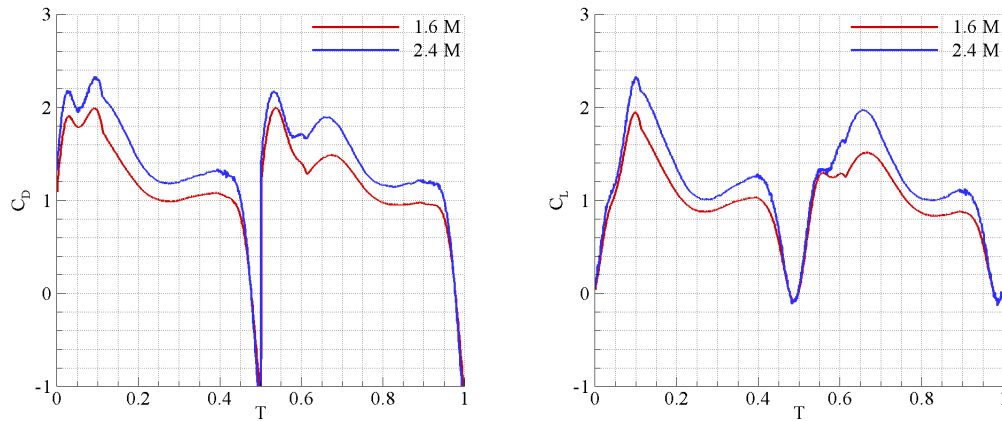


FIG. 3.6 – Coefficients de traînée et portance instationnaires obtenus pour deux maillages : envergure définie par 30 tranches ($N_{cellules} = 1.6 M$) (rouge) et 50 tranches ($N_{cellules} = 2.4 M$) (bleu).

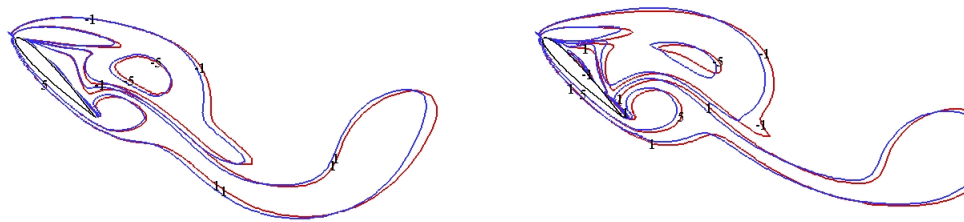


FIG. 3.7 – Contours d'iso-vorticité transverse $\omega_z^* = -5, -1, 1, 5$ à 50 (gauche) et 75% (droite) de l'envergure d'une aile d'allongement $\lambda = 4$ en configuration de vol battu. Comparaison des résultats obtenus pour deux maillages : envergure définie par 30 tranches ($N_{cellules} = 1.6 M$) (rouge) et 50 tranches ($N_{cellules} = 2.4 M$) (bleu).

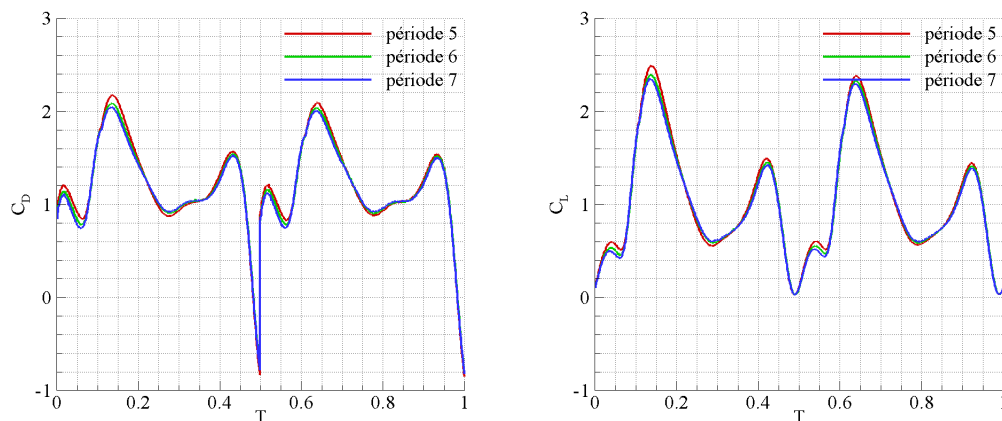


FIG. 3.8 – Coefficients de traînée et portance instationnaires obtenus au cours des 5, 6 et 7^{ème} périodes de battement.

$$f^* = \frac{f_{air} \cdot c_{air}}{V_{0,air}} = \frac{f_{eau} \cdot c_{eau}}{V_{0,eau}} = 0.07 \quad (3.5)$$

avec f fréquence de battement du profil.

3.2.2 Montage expérimental

Les essais expérimentaux sont réalisés dans une cuve à eau en Altuglas de dimensions $1 \times 1 \times 1.5 \text{ m}^3$. L'aile bidimensionnelle est définie par un profil NACA0012 en résine transparente² de corde 6 cm et d'envergure 50 cm, fixé de part et d'autre par liaison pivot à deux plaques planes transparentes profilées (Plexiglas) limitant les effets tridimensionnels. Dans le cadre de configurations tridimensionnelles, l'aile n'est fixée qu'à une extrémité, l'autre (saumon³) étant libre. Trois allongements sont considérés : $\lambda = 2, 4$ et 6 . On rappelle que le choix d'un profil NACA0012 inadapté aux écoulements bas Reynolds n'est ici pas critique compte tenu des configurations étudiées, c.à.d. impliquant des écoulements quasi-constamment décollés.



FIG. 3.9 – Vue d'ensemble du montage expérimental.

Les mouvements de translation et de rotation caractérisant les cinématiques de battement (définies en détail au chapitre 4) sont assurés indépendamment l'un de l'autre par deux moteurs asservis (Fig.3.10) :

- La translation (moteur 1) s'effectue au moyen d'une vis sans fin entraînant un chariot monté sur rails et solidaire du profil par l'intermédiaire des plaques planes.
- La rotation est transmise du moteur 2 (solidaire du chariot) au profil à l'aide d'une courroie montée sur deux poulis.

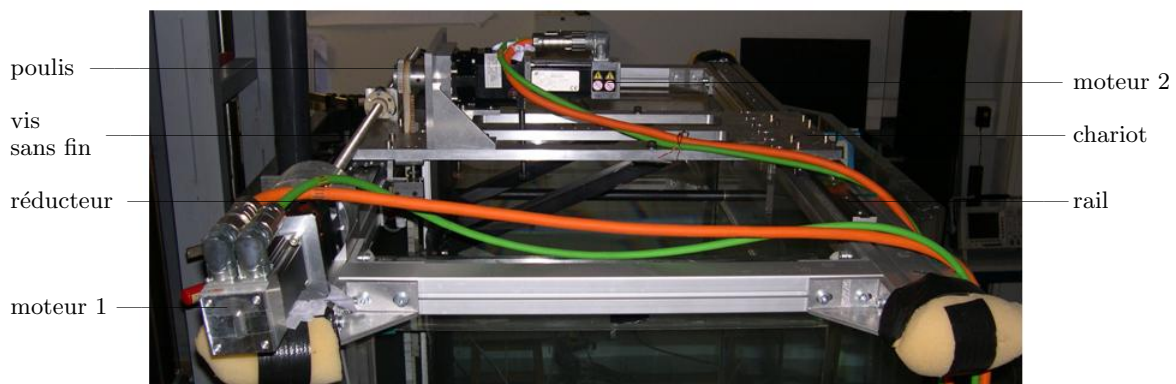


FIG. 3.10 – Système de déplacement.

Un tour moteur est décrit par 65536 points codeurs (16 bits). Compte tenu du rapport de réduction des réducteurs ($RR = 5$) équipant chaque moteur, du rapport de réduction du système de poulis

²Réduisant les effets d'ombre lors des mesures optiques

³Le saumon est défini par une extrusion cylindrique du profil NACA0012

($RR = 42/32$) couplé au moteur 2 (Fig.3.10) et du pas de la vis sans fin (4 mm), un point codeur représente un déplacement de respectivement $0.01 \mu\text{m}$ et 0.001° pour les mouvements de translation et de rotation. La discrétisation des lois de mouvements au centième de seconde induit une erreur de l'ordre de 300 et 10 points codeurs au cours d'un cycle de battement de sorte que les déplacements parasites n'excèdent pas $4 \mu\text{m}$ et 0.01° en translation et en rotation. Une vérification de la répétabilité du cycle a toutefois été réalisée par comparaison du positionnement du profil avant et après dix périodes de battement. On précise que le chargement des lois de mouvement dans les variateurs Leroy-Somer illustrés sur la figure 3.9 s'opère par l'intermédiaire du logiciel SyPTPro-Control Techniques.

En outre, il convient de noter qu'entre chaque essai expérimental, un délai d'au moins 15 minutes est nécessaire à l'obtention d'un environnement fluide « au repos ».

3.2.3 Véllocimétrie par Imagerie de Particules 2 composantes (PIV2D-2C)

3.2.3.1 Principe

La Véllocimétrie par Imagerie de Particules est une technique de mesure optique non-intrusive permettant la détermination des vitesses d'un écoulement fluide. L'approche la plus simple, qualifiée de PIV2D-2C, repose sur la mesure planaire des deux composantes de vitesse collinéaires au plan de mesure. Le principe général consiste à ensemençer l'écoulement à l'aide de particules appelées traceurs. Le plan de mesure est alors éclairé par une source LASER en deux instants successifs. A chaque impulsion LASER, une caméra digitale synchronisée au système LASER et placée perpendiculairement au plan de mesure réalise une acquisition d'image de particules. Chacune des deux images est divisée en un nombre de sous-fenêtres sur lesquelles on détermine par intercorrélation des niveaux de gris le déplacement des particules entre les deux instants. La connaissance de l'intervalle de temps Δt entre deux images permet de remonter aux vitesses de l'écoulement. Cette approche est aujourd'hui largement utilisée en mécanique des fluides expérimentale et n'est par conséquent pas décrite en détail dans cette thèse ; le lecteur pourra entre autres se référer à Westerweel (1997) et Raffel *et al.* (1998).

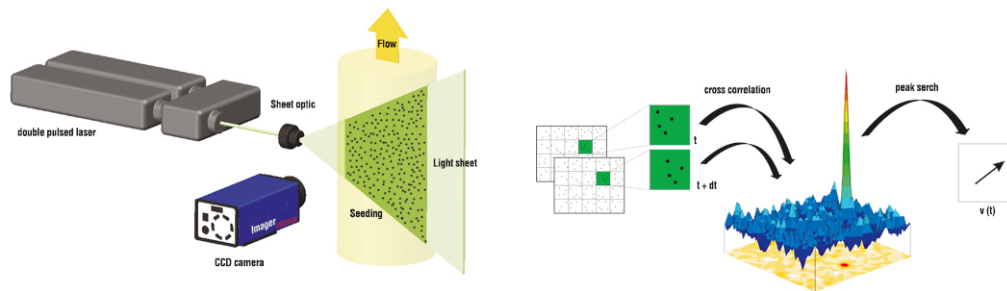


FIG. 3.11 – Principe de la PIV (www.lavision.de).

Toutefois, il convient de préciser certains points essentiels dans la réalisation de mesures de qualité ainsi que dans l'établissement d'un traitement de données adapté à l'écoulement étudié.

Ensemencement : Un bon ensemençement doit être constitué de particules suivant les perturbations de l'écoulement sans en modifier les caractéristiques. Le temps de réponse d'une particule, défini par $\tau_0 = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu}$ (avec d_p et ρ_p respectivement diamètre et masse volumique des particules), couplé à la solution de l'équation de Boussinesq-Oseen (BBO) rendant compte du bilan des forces particule/fluide permet de définir une fréquence de coupure au delà de laquelle la particule ne peut plus suivre l'écoulement. En pratique, pour une fréquence de coupure fixée, on choisit d_p tel que $d_p < \sqrt{\frac{18\mu}{\rho_p f_c} \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{(1-s)^2 - 1}}}$ où μ est la viscosité dynamique du fluide et s solution de l'équation BBO, encore appelée vitesse de glissement. Par ailleurs, les particules doivent être de bon diffuseur de lumière à 90° . Enfin, leur concentration doit assurer la présence d'une dizaine de particules par fenêtre d'interrogation.

Source LASER : L'intensité lumineuse doit permettre une bonne détection des particules et résulte du choix conjoint de la puissance LASER, de l'épaisseur e de la nappe et de la durée des impulsions

LASER. On note que dans le cas d'écoulements strictement bidimensionnels (par opposition aux cas tridimensionnels), l'épaisseur de la nappe n'est pas un facteur critique dans la mesure ou aucun risque de perte de particules hors du plan n'est à appréhender. En outre, l'orientation (orthogonalité par rapport aux caméras d'acquisition) et l'homogénéité de la nappe restent des paramètres essentiels.

Acquisition d'images : L'intervalle de temps entre deux images successives (Δt) est défini de sorte que le déplacement d'une particule n'excède pas un quart de fenêtre (Keane & Adrian, 1990). Cette donnée dépend donc de la résolution spatiale déterminée lors du fenêtrage (étape d'intercorrélation). En outre, il doit être suffisamment important de manière à éviter la présence de faibles déplacements conduisant aux erreurs de précision liées à l'approximation sub-pixel. Par ailleurs, la qualité des images découle en partie de la taille des pixels et du mode de codage des caméras (nombre de bits).

Traitement d'images : Le traitement d'images peut s'avérer nécessaire préalablement à l'étape d'intercorrélation de manière à limiter les effets parasites notamment générés par la réflexion de la nappe LASER en paroi (insertion d'un masque) ou encore par la présence de bruit ambiant (soustraction du bruit de fond).

Intercorrélation : L'étape d'intercorrélation repose sur le choix de la méthode de corrélation (directe ou par FFT), du processus itératif (nombre de passes), des options de fenêtrage (taille des fenêtres, recouvrement) ou encore de l'utilisation d'algorithmes adaptatifs, de déformation d'image et de pondération de la fenêtre de corrélation.

Post-traitement : L'étape d'intercorrélation amène à l'obtention de champs de vecteurs expérimentaux déterminés à l'instant $t + \frac{\Delta t}{2}$. Ces derniers peuvent présenter des valeurs erronées, qui restent toutefois limitées si les étapes précédentes ont été effectuées avec précaution. De manière à écarter les vecteurs vraisemblablement faux, il convient de recourir à l'utilisation de filtres, notamment sur le rapport signal/bruit représenté par la hauteur des pics de corrélation (rapport entre 1^{er} et 2nd pic de corrélation).

3.2.3.2 Mise en œuvre

Ensemencement : L'ensemencement de la cuve est effectué par des billes de verre creuses de diamètre $d_p = 15 \mu m$ et de masse volumique $\rho = 1.4 g/cm^3$. La concentration est fixée de sorte que le nombre de particules par fenêtre d'interrogation soit environ égal à 10. Le volume d'une fenêtre d'interrogation étant $V_f = S_f \times e = 13.8 mm^3$, avec S_f surface de fenêtre et e épaisseur de nappe LASER (voir paragraphe suivant), le nombre de particules introduites dans la cuve est de $N_p = 1.5 \times 10^9 \times 10/13.8 \approx 1.1 \times 10^9$, soit $C \approx 7.25 \times 10^8 p/m^3$. Compte tenu de la masse d'une particule $m_p = \rho \pi d^3/6 = 2.5 \times 10^{-9} g$, ceci correspond à une masse totale d'environ 3 g. Les effets de sédimentation ainsi que la non-homogénéité des particules (d_p étant un diamètre moyen) impose toutefois de réhausser cette valeur : la masse de particules réellement introduite dans la cuve est de 6 g.

Source LASER : L'éclairage du plan de mesure, d'épaisseur $e = 1 mm$, est réalisé à l'aide d'un LASER argon Spectra-Physics (capacité maximum 10 Watts) délivrant un signal continu de 4.5 Watts. L'utilisation d'un signal continu⁴ est rendu possible par le temps d'exposition caméra relativement élevé lié à la faible vitesse caractérisant le déplacement du profil. De manière à limiter les effets d'ombre, l'intensité lumineuse est acheminée *via* une succession de lentilles optiques d'une part (30%) et par l'intermédiaire d'une fibre optique d'autre part (70%), assurant un éclairage identique de part et d'autre du profil. Les rayons émettent dans 7 longueurs d'onde comprises entre 476 et 512 nm.

Acquisition d'images : Deux caméras JAI équipées de capteurs de résolution 1600×1200 pixels (taille de pixel de $7.4 \mu m$) et de dynamique de codage 10 bits (utilisées ici en 8 bits) acquièrent les images de particules dans le plan médian du profil à intervalle de temps régulier. Ce dernier est fixé à $\Delta t = 51.4 ms$, correspondant à 1/1000^{ème} de période de battement. En se basant sur une vitesse caractéristique V_0 égale à la vitesse de translation maximale du profil, on obtient un déplacement des particules $\Delta x = 0.86 mm$ soit 3.7 pixels, c'est-à-dire proche du quart de fenêtre pour un fenêtrage 16×16 pixels. Le temps d'exposition est de 1/120^{ème} de seconde. L'acquisition, réalisée par l'intermédiaire du logiciel

⁴Intensité plus faible qu'un signal pulsé délivré par les systèmes standards de type Nd :YAG

IRIS, est déclenchée en début de période par un signal trigger délivré par les variateurs du système de déplacement du profil et indexé sur point codeur. La cadence d'acquisition est ensuite maintenue par un générateur de délai EG (R&D Vision). Les deux caméras sont disposées côte à côte de sorte qu'elles possèdent une zone de recouvrement commune. Ainsi, outre l'obtention d'une résolution spatiale accrue (pour une taille de champs donnée), l'utilisation de deux caméras permet l'accès à tous les points de mesure du domaine pouvant être cachés par effet de perspective. Ce point est notamment essentiel pour la détermination d'efforts par bilan de quantité de mouvement présentée par la suite. Des objectifs de distance focale 50 mm, F#2.8 pour une zone de $370 \times 280 \text{ mm}^2$ sont utilisés. Enfin, on précise que le positionnement et l'orientation des caméras (assiette, inclinaison) sont gérés par l'utilisation de têtes trois axes montées sur système de déplacement robotisé (Fig.3.9). Insistons simplement sur le fait que les données expérimentales sont obtenues dans le repère absolu, c'est-à-dire qu'il existe un mouvement relatif entre le profil et les caméras.

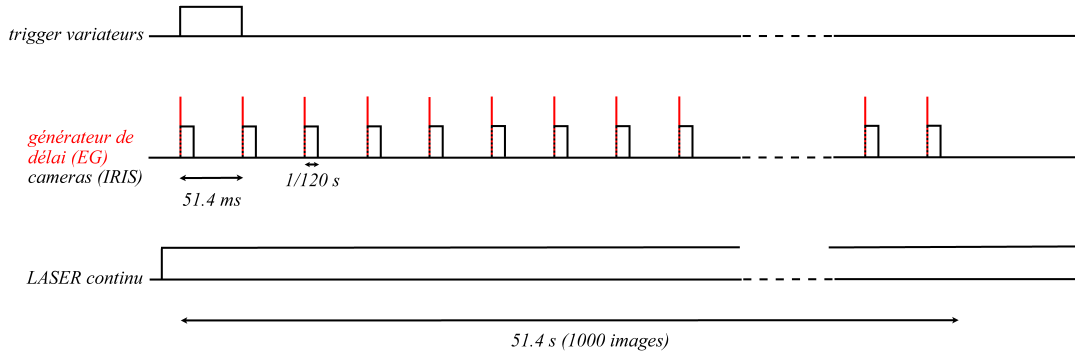


FIG. 3.12 – Chronogramme : procédure d'acquisition du système PIV2D-2C.

Intercorrélation : La corrélation croisée entre images de particules est effectuée à l'aide du logiciel Davis 7.2 (LaVision). Les données acquises étant résolues en temps, on procède à une corrélation dite séquentielle. En d'autres termes, pour des images obtenues aux instants $t, t + \Delta t, t + 2\Delta t, \dots, t + n\Delta t$ on calcule les champs de vitesses aux instants $t + \frac{\Delta t}{2}, t + \frac{3\Delta t}{2}, t + \frac{5\Delta t}{2}, \dots, t + \frac{(n+1)\Delta t}{2}$. Le choix de la méthode de corrélation résulte du compromis entre temps de calcul et précision recherchée. Une méthode adaptative multipasses (Scarano, 2000) est ici adoptée. Son principe consiste à effectuer un premier calcul de corrélations croisées sur des fenêtres d'interrogation de taille relativement grande. Ces fenêtres sont ensuite scindées en 4 parties égales (sous-fenêtres) sur lesquelles le calcul de corrélations est réitéré. Préalablement à cette étape, les sous-fenêtres sont décalées du déplacement calculé à la première itération de manière à limiter la perte de particules dans le plan. La procédure peut être prolongée jusqu'à la résolution souhaitée. Dans cette thèse, on a recours à un calcul à trois itérations dont les paramètres sont listés en tableau 3.4 ⁵.

fenêtrage	nombre de passes	recouvrement	fonction de pondération
64×64 pixels	2	75 %	□
32×32 pixels	2	75 %	□
16×16 pixels	1	50 %	○

TAB. 3.4 – Paramètres de corrélation croisée.

Post-traitement : La perte de particules hors du plan ou encore la présence de réflexions parasites peuvent être à l'origine de vecteurs aberrants. Ces derniers sont détectés puis supprimés à l'aide de critères de validation tel que, par exemple, la « validation par gamme », la « validation par pic/délectabilité » ou les validations basées sur modèles statistiques (test de la moyenne/médiane locale). Ici, on a recours dans un premier temps à la « validation par pic » dont le principe consiste à écarter les vecteurs dont le rapport premier pic/second pic de corrélation (rapport signal/bruit) est inférieur à une valeur seuil notée Q. En particulier, Q est fixée à 1.2, conformément aux suggestions de Keane & Adrian (1990). Dans un second temps, les vecteurs dont la norme présente un écart à la médiane (déterminée sur une fenêtre 3×3 englobant le vecteur à valider) compris entre 1.2 et 2

⁵Il convient de préciser qu'aucun (pré) traitement d'images n'est ici appliqué

fois la valeur rms sont écartés puis remplacés par les valeurs estimées à partir des pics de corrélations secondaires. Notons qu'ils sont uniquement supprimés et non remplacés si la norme présente un écart à la médiane supérieur à 2 fois la valeur rms . Enfin, les groupes constitués de 10 vecteurs aberrants sont écartés.

3.2.3.3 Couplage des données

A l'issue de ces étapes, deux champs de vecteurs vitesse traités correspondant à chacune des deux caméras sont obtenus (à chaque instant). Ces derniers sont couplés aux conditions aux limites du profil (vitesses en surface) puis interpolés par une méthode de krigeage (*ou* Kriging) sur un maillage de résolution spatiale identique à celle obtenue par PIV2D-2C. Par soucis de concision, on précisera simplement que le krigeage est une méthode d'interpolation spatiale permettant une estimation linéaire basée sur l'espérance mathématique ainsi que la variance de la donnée spatialisée (Journel & Huijbregts, 1978). Le champ final a une dimension de 580×280 mm². La figure 3.13 illustre cette démarche ; on note que les données localisées respectivement à gauche et à droite du profil proviennent des caméras gauche et droite.

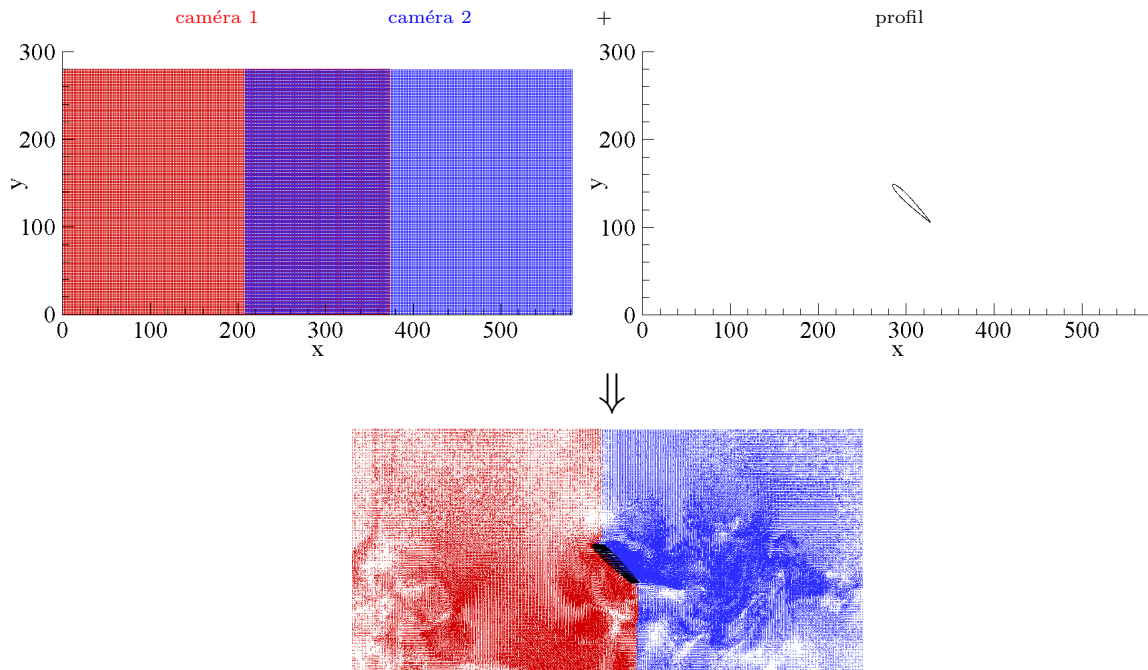


FIG. 3.13 – Illustration du couplage des données des deux caméras aux conditions aux limites du profil.

3.2.3.4 Estimation de la précision

Malgré les précautions prises dans la réalisation de mesures de qualité, il convient d'estimer la précision des données PIV pouvant être entâchées par les erreurs de détection, de rms ou de biais.

Erreur de détection : L'erreur de détection provient d'un ensemencement insuffisant, de la présence de forts gradients de vitesse, de la perte de particules hors plan ou encore de réflexions parasites. Elle est quantifiable par le nombre de vecteurs aberrants repérés lors des étapes de validation (ex : validation par gamme, par pic). Dans cette étude, on montre que la proportion de vecteurs aberrants est de l'ordre de 1% (dénombrement réalisé sur 1000 champs constitutifs d'une période de battement).

Erreurs rms et de biais : Considérons un champ de particules déplacé d'un champ de vecteurs connus. La différence entre le déplacement mesuré d et le déplacement réel D est notée ΔD . On identifie alors trois types d'erreurs (Fincham & Spedding, 1997).

L'erreur de biais notée $E_b(d) = 1/n_d \sum_{i=1}^{n_d} \Delta D(i, d)$ définit l'écart entre le déplacement réel et la moyenne des n_d déplacements mesurés. Elle provient d'une part du fait que les particules sont imagées sur un maillage discret de pixels, c.à.d. qu'il existe une différence entre la position réelle d'une

particule et son image. De ce fait, l'erreur de biais augmente avec le rapport taille de pixel/diamètre de particule. D'autre part, la détection de la position du pic de corrélation s'effectue de même sur un maillage discret de sorte que les déplacements calculés tendent vers des valeurs en nombre entier de pixels. Ces phénomènes qualifiés de « peak-locking » dépendent entre autres de la méthode de corrélation. Le logiciel Davis 7.2 (LaVision) traite ce problème par une approximation gaussienne trois points des pics de corrélation. Par ailleurs, la représentation des fonctions de densité de probabilité (PDF) de déplacement en pixel met en évidence l'importance de ce phénomène vis-à-vis des mesures PIV (Fig.3.14). En particulier, il convient de s'assurer que les PDF présentent des répartitions non-biaisées vers les valeurs entières.

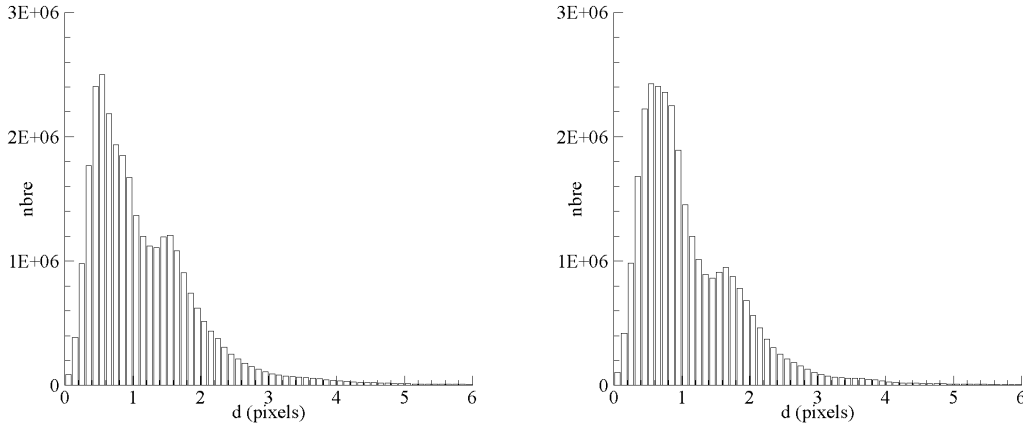


FIG. 3.14 – Fonctions de densité de probabilité (PDF) du déplacement en pixel évalué sur les 1000 champs des caméras 1 (gauche) et 2 (droite).

L'erreur *rms* notée $E_{rms}(d) = \sqrt{1/n_d \sum_{i=1}^{n_d} (\Delta D(i, d) - E_b(d))^2}$ représente les fluctuations autour de cette moyenne. Ses sources sont multiples : ensemencement, éclairage inhomogène, sensibilité de la caméra... Contrairement à l'erreur de biais, elle est proportionnelle au diamètre des particules. Cette remarque conduit à un compromis préconisant un diamètre (image) de particules compris entre 2 et 4 pixels (Prasad *et al.*, 1992; Fincham & Spedding, 1997). On note qu'un décalage de fenêtre adapté permet de réduire fortement la contribution de cette erreur *rms*. Ici, le diamètre image des particules est de l'ordre de 4 pixels, le décalage ou recouvrement étant fixé à 50% de la taille de fenêtre (Tab.3.4).

L'erreur *rms* réelle notée $E_{réelle}(d) = \sqrt{1/n_d \sum_{i=1}^{n_d} (\Delta D(i, d))^2}$. En imposant un déplacement connu à une image de particules issue de l'expérimentation, il est possible de quantifier cette erreur « globale », c'est-à-dire d'évaluer l'incertitude de mesure associée à la fois à la mise en œuvre des essais expérimentaux et aux algorithmes de traitement d'images. On estime dans notre cas que l'erreur *rms* réelle reste inférieure à 0.2 pixel.

3.2.4 Visualisation par traceurs solides planaire

3.2.4.1 Principe

La visualisation par traceurs solides est une technique optique non-intrusive permettant l'analyse topologique d'un écoulement. Contrairement à la PIV, les informations obtenues par cette approche sont exclusivement qualitatives. Le principe repose sur la visualisation de la trajectoire des particules fluides et constitue en ce sens une approche lagrangienne de la dynamique tourbillonnaire. On rappelle que l'approche lagrangienne définit un champ de vitesse sous la forme $U(r_0, t_0, t)$ de sorte que la trajectoire d'une particule fluide donnée par l'intégration temporelle de ce dernier se note $r(t) = r_0 + \int_{t_0}^t U(r_0, t_0, t') dt'$. Par opposition, le champ de vitesse eulérien issu des mesures PIV s'écrit sous la forme $U(x, t)$. La visualisation consiste donc à ensemencer l'écoulement à l'aide de traceurs adaptés puis à éclairer le plan de mesure par une source LASER. Une caméra digitale placée perpendiculairement au plan de mesure réalise alors une acquisition d'images de particules avec un temps d'exposition long. Le choix de ce dernier ($t - t_0$) est défini de façon à intégrer le champ de vitesse lagrangien dans des proportions propices à la visualisation des structures tourbillonnaires. Cette technique présente deux intérêts : elle permet une première analyse relativement rapide (en comparaison

à la PIV) de l'écoulement, aucun traitement ou post-traitement n'étant requis ; elle constitue une approche complémentaire aux mesures PIV, le point de vue eulérien rendant l'analyse des structures tourbillonnaires particulièrement délicate dans certaines configurations.

3.2.4.2 Mise en œuvre

Les visualisations par traceurs solides planaires s'effectuent suivant un protocole comparable à celui décrit précédemment pour les mesures PIV2D-2C. Par soucis de concision, on abordera uniquement les modifications apportées aux paramètres de mesures correspondants.

Ensemencement : 10 g de billes de verres creuses sont nécessaires à l'ensemencement de la cuve à eau. La concentration résultante est $C \approx 2.5 \times 10^9 \text{ p/m}^3$.

Source LASER : La puissance du signal continu délivré par le LASER argon Spectra-Physics est fixée à 2.5 Watts.

Acquisition d'images : Les caméras JAI de dynamique de codage 10 bits acquièrent une image de particule tous les $\Delta t = 2572.4 \text{ ms}$, correspondant à $1/20^{\text{ème}}$ de période de battement. Le temps d'exposition est fixé à 50 ms . Des objectifs de distance focale 50 mm, F#11 sont utilisés.

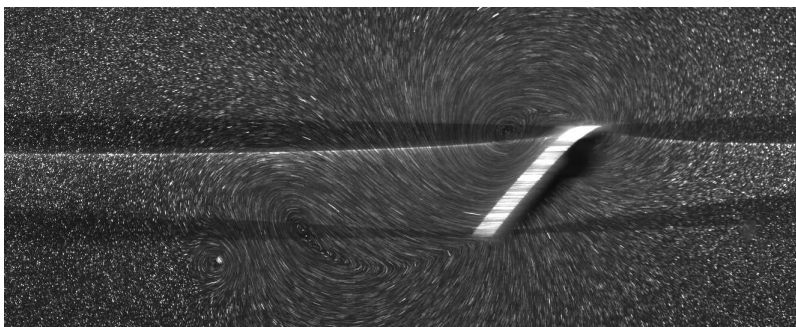


FIG. 3.15 – Visualisation par traceurs solides de l'écoulement généré autour d'un profil entamant un cycle de battement.

3.2.5 Tomographie par balayage rapide (PIV3D-3C)

Si la mesure planaire des deux composantes de vitesse collinéaires au plan de mesure est adaptée aux configurations bidimensionnelles, elle s'avère approximative/incomplète dans le cas d'écoulements à caractère tridimensionnel. Une approche alternative repose alors sur la mesure planaire des trois composantes de la vitesse (PIV2D-3C). Cette technique stéréoscopique nécessite l'utilisation de deux caméras focalisant sur un plan commun (plan de mesure) mais avec un angle de vue différent. Toutefois, réitérer de telles mesures dans différents plans pour accéder à une cartographie tridimensionnelle de l'écoulement est particulièrement fastidieux, notamment lorsqu'il s'agit d'étudier des corps en mouvement (ex : Poelma *et al.* (2006), Lu & Shen (2008)). Ainsi, plusieurs méthodes visant à mesurer directement les trois composantes de la vitesse au sein d'un volume fluide ont été développées au cours de ces dix dernières années. On distinguera de manière exhaustive (Arroyo & Hinsch, 2008) :

- Les mesures basées sur la technique de défocalisation pour lesquelles la position d'un traceur est évaluée à partir de sa forme imagée. Cette dernière est étroitement liée à la distance séparant la particule du plan de focalisation optimal par les effets d'astigmatisme.
- Les mesures holographiques où la position d'un traceur est déterminée à partir de son hologramme. Ce dernier est obtenu par superposition d'une onde lumineuse de référence avec celle éclairant les particules d'ensemencement.
- Les mesures tomographiques nécessitant le recours à au moins trois caméras focalisant sur un volume commun avec différents angles de vue. Le processus de reconstruction tridimensionnelle s'appuie sur des techniques algébriques permettant de calculer un volume de voxels.
- Les mesures par balayage rapide où l'obtention d'une cartographie des particules au sein d'un volume fluide provient de la répétition à haute fréquence d'enregistrements planaires en plusieurs plans adjacents.

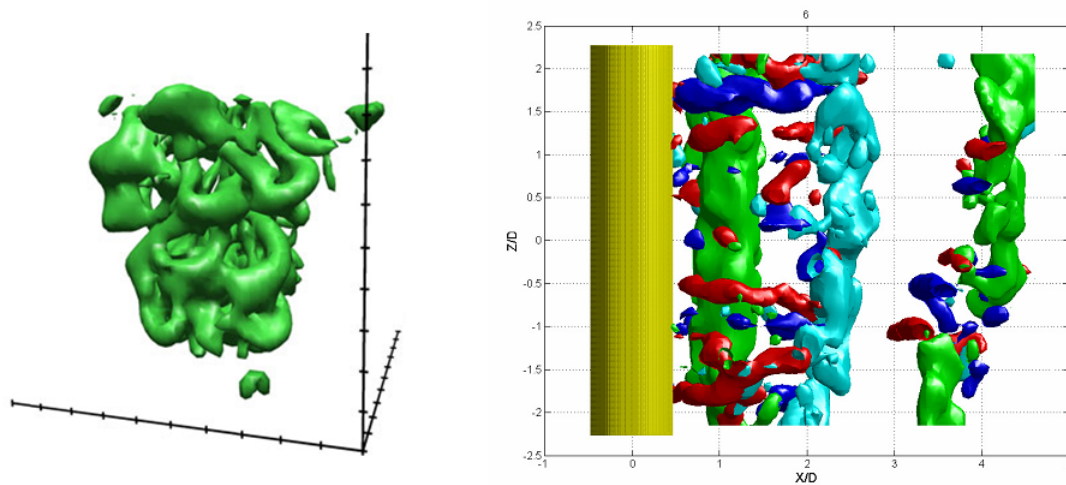


FIG. 3.16 – Mesures PIV3D-3C d'un jet turbulent par balayage rapide (gauche) (Hori & Sakakibara, 2004) et du sillage d'un cylindre de section circulaire par tomographie (droite) (Scarano *et al.*, 2006).

En vue d'analyser l'écoulement tridimensionnel établi à proximité d'une aile battante d'envergure finie, on a recours aux mesures par balayage rapide dont le principe est présenté par la suite.

3.2.5.1 Principe

Contrairement aux mesures PIV2D qui consiste à corrélérer des images de particules bidimensionnelles dites « pixélisées », la tomographie repose sur la corrélation d'images de particules tridimensionnelles, représentées par des voxels. Dans le cadre de mesures tomographiques par balayage rapide, les champs de particules 3D sont obtenus par la répétition à haute fréquence d'enregistrements planaires en plusieurs plans adjacents. Lorsque l'étude porte sur des écoulements instationnaires, il convient de s'assurer que la fréquence caractéristique de l'instationnarité peut être considérée négligeable vis-à-vis de la fréquence de balayage. Compte tenu des moyens techniques actuels, ce point limite l'utilisation d'une telle approche aux écoulements bas Reynolds.

De façon générale, les paramètres à considérer pour la réalisation de mesures de qualité sont comparables à ceux détaillés au paragraphe 3.2.3.1. Néanmoins, il existe quelques particularités spécifiques aux mesures 3D ainsi qu'à l'utilisation de système d'acquisition haute-fréquence (ex : génération du volume LASER, profondeur de champs).

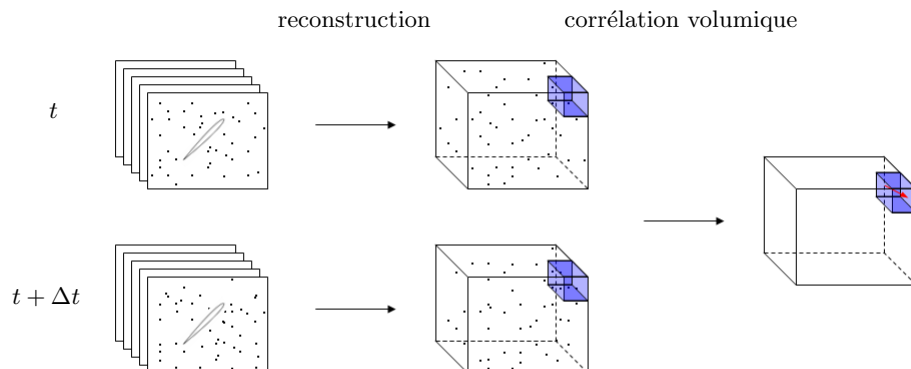


FIG. 3.17 – Principe de la tomo-PIV.

3.2.5.2 Mise en œuvre

Ensemencement : L'ensemencement de la cuve est effectué par des billes de verre creuses de diamètre $d_p = 10 \mu\text{m}$ et de masse volumique $\rho = 1.4 \text{ g/cm}^3$. La masse introduite est $m = 10 \text{ g}$, correspondant à un nombre de particules $N_p = m/m_p \approx 14 \times 10^9$, soit $C \approx 9 \times 10^9 \text{ p/m}^3$.

Source LASER : L'éclairage du volume de mesure est réalisé à l'aide d'un système LASER Quantronix Darwin-Duo Nd :YLF de puissance 2×20 mJ couplé à un miroir oscillant. La profondeur du volume, limitée par la profondeur de champs des caméras rapides (voir paragraphe suivant), est de 83 mm et se discrétise en 100 plans rigoureusement parallèles et équidistants sur un intervalle de temps fixé à 25 ms, correspondant à une fréquence LASER de 4 kHz. Plusieurs remarques sont ici adressées. 1) L'oscillation du miroir est décrite par un générateur basse fréquence délivrant un signal triangulaire asymétrique et périodique d'amplitude 12.5 V et de fréquence 10 Hz discrétisé sur 1000 points. Le caractère asymétrique du signal provient du fait que le logiciel Davis 7.2 (LaVision) chargé de l'acquisition des images de particules impose un temps fini supérieur à 50 ms entre deux volumes de mesure. Par conséquent, l'aller et retour décrivant une oscillation représente respectivement un tiers (≈ 34 ms) et deux tiers (≈ 66 ms) de la période du signal fixée à 100 ms (voir paragraphe suivant). Par soucis de clarté, on précise donc que la fréquence de balayage $f_b = 40$ Hz diffère de la fréquence d'oscillation du miroir $f_o = 10$ Hz. 2) En outre, l'oscillation mécanique du miroir étant à l'origine d'effets inertiels perturbant la linéarité du mouvement, il convient d'effectuer les mesures PIV lors des phases linéaires de sorte que l'équidistance entre plans LASER soit respectée. Ce point implique notamment un balayage du miroir sur une profondeur supérieure à la profondeur du volume de mesure (100 mm). La phase linéaire est repérée par un marqueur, indiqué sur le chronogramme 3.18. 3) Le faisceau LASER interfère avec une série de lentilles optiques : une lentille divergente accentuant l'angle de débatement du miroir, une lentille convexe de diamètre 145 mm redressant le faisceau lumineux de manière à assurer le parallélisme des plans, un barreau étalant le faisceau LASER en un plan LASER de 0.8 mm d'épaisseur.

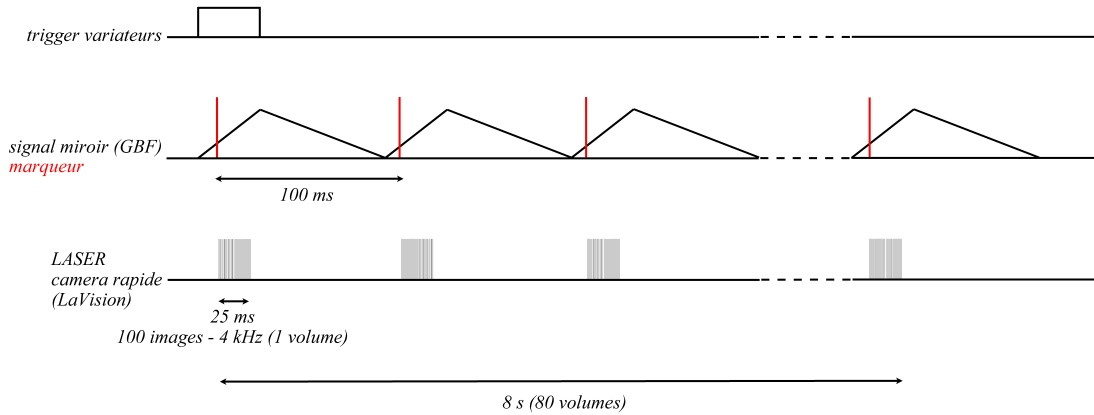


FIG. 3.18 – Chronogramme : procédure d'acquisition du système PIV3D-3C.

Acquisition d'images : Par l'intermédiaire du logiciel Davis 7.2 (LaVision), le LASER est synchronisé avec une caméra rapide Photron équipée de capteurs de résolution 1024×1024 pixels et de dynamique de codage 10 bits. Tous les $\Delta t = 100$ ms, cette dernière réalise l'acquisition de 100 images de particules à une fréquence de 4 kHz (Fig.3.18). Opérer à une telle fréquence implique plusieurs restrictions. 1) La résolution finale des images est limitée à 1024×784 pixels. 2) La capacité de stockage (RAM) de la caméra étant de 8 Go, le temps d'acquisition est limité à 8 s (80×100 images). 3) L'énergie lumineuse restituée aux capteurs CCD (relativement faible compte tenu du temps d'exposition) détermine le choix d'une ouverture importante F#8 limitant la profondeur de champs (Eq.3.6) et, *de facto*, la profondeur du volume de mesure à 83 mm. Une estimation de la profondeur de champs peut être obtenue au préalable par l'expression suivante (Raffel *et al.*, 1998) :

$$\delta_Z = 2f_{\#}d_{diff}(M + 1)/M^2 \quad (3.6)$$

avec M facteur d'agrandissement et d_{diff} diamètre de diffraction :

$$d_{diff} = 2.44f_{\#}(M + 1)\lambda \quad (3.7)$$

En se basant sur une vitesse caractéristique V_0 égale à la vitesse de translation maximale du profil, on obtient un déplacement des particules $\Delta x, y, z = 1.67$ mm soit environ 4.5 et 2 voxels dans les directions longitudinales (x, y) et transverse (*profondeur* z) respectivement, c'est-à-dire proche du quart de fenêtre pour un fenêtrage de $32 \times 32 \times 8$ voxels. Dans le cas d'un déplacement strictement

transverse, ceci implique qu'une particule située dans un plan LASER pl à l'instant t se trouvera dans un plan LASER $pl \pm 2$ à l'instant $t + \Delta t$. En d'autres termes, compte tenu de la fréquence d'acquisition d'un volume ($T = 1/f = 0.25 \text{ ms}$), il existe une incertitude sur le pas de temps de l'ordre de $2 \times 0.25 = 0.5 \text{ ms}$, correspondant à une erreur de déplacement inférieure à 0.01 mm . En outre, en considérant une échelle de temps caractéristique de l'ordre de $(c \times \sin(\alpha))/(St_d \times V_0) = 20 \text{ s}$ avec $St_d = 0.124$ (Dergham *et al.*, 2009), $c = 0.06 \text{ m}$ et $\alpha = 45^\circ$ et en estimant qu'une résolution temporelle suffisante peut être obtenue par une discrétisation de cette échelle de temps en 10 points (voir §3.3), le temps d'acquisition d'un volume de particules (25 ms) peut effectivement être considéré négligeable.

Des objectifs de distance focale 50 mm pour une zone de $370 \times 280 \text{ mm}^2$ sont utilisés. Notons que ces dimensions varient suivant la profondeur du volume de mesure; $370 \times 280 \text{ mm}^2$ étant une valeur moyenne.

Les dimensions du volume de mesure et le temps d'acquisition n'étant pas suffisant pour la description spatio-temporelle complète de l'écoulement, il convient de réitérer les mesures à différentes positions transverses (le long de l'envergure) et différents instants au cours du cycle de battement. Cette démarche est rendue possible par le caractère périodique et reproductible de l'expérience. En particulier, on se restreint à un demi-cycle de battement (les cinématiques considérées étant symétriques) et l'on procède à un recouvrement spatial longitudinal et transverse de respectivement 20 et 5 mm , ainsi qu'à un recouvrement temporel de 1 s , entre les différents volumes de mesure. En temps, 4 essais sont nécessaires à la définition d'une demi-période. En espace, 2 , 4 et 5 essais sont nécessaires à la définition de l'envergure pour les allongements 2 , 4 et 6 respectivement. La mesure tridimensionnelle résolue en temps des écoulements étudiés requiert au total $4 \times (2 + 4 + 5) = 44$ essais. Au regard de ces remarques, on précise que le positionnement longitudinal/transversal de la caméra dépend de l'intervalle de temps/volume à mesurer (Fig.3.19).

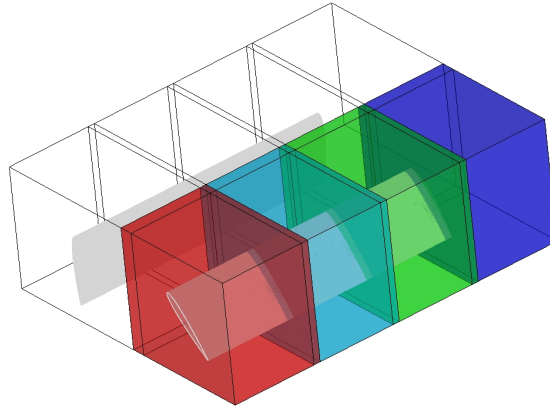


FIG. 3.19 – Schématisation des différents volumes de mesure. Décalage en temps (de coloré à non-coloré) et en espace (d'une couleur à l'autre).

Intercorrélation : La corrélation croisée entre volumes de particules est effectuée à l'aide d'un code C++. Les données acquises étant résolues en temps, on procède à une corrélation séquentielle. Le processus itératif est relativement basique : la corrélation FFTW 3D s'effectue en une passe, sans recouvrement, sur des fenêtres fixes de $32 \times 32 \times 8$ voxels et avec une approximation subpixel parabolique 3 points. Soulignons que le volume de corrélation est non-isotrope, c'est-à-dire que la résolution spatiale transverse (profondeur) est inférieure à la résolution spatiale longitudinale.

Post-traitement : Les champs de vecteurs tridimensionnels sont ici post-traités par un filtre médian $3 \times 3 \times 3$. Précisément, les vecteurs dont la norme présente un écart à la médiane supérieure à 1.2 fois la valeur *rms* (médiane et valeur *rms* déduites sur le volume $3 \times 3 \times 3$ englobant le vecteur à valider) sont supprimés puis remplacés par la médiane.

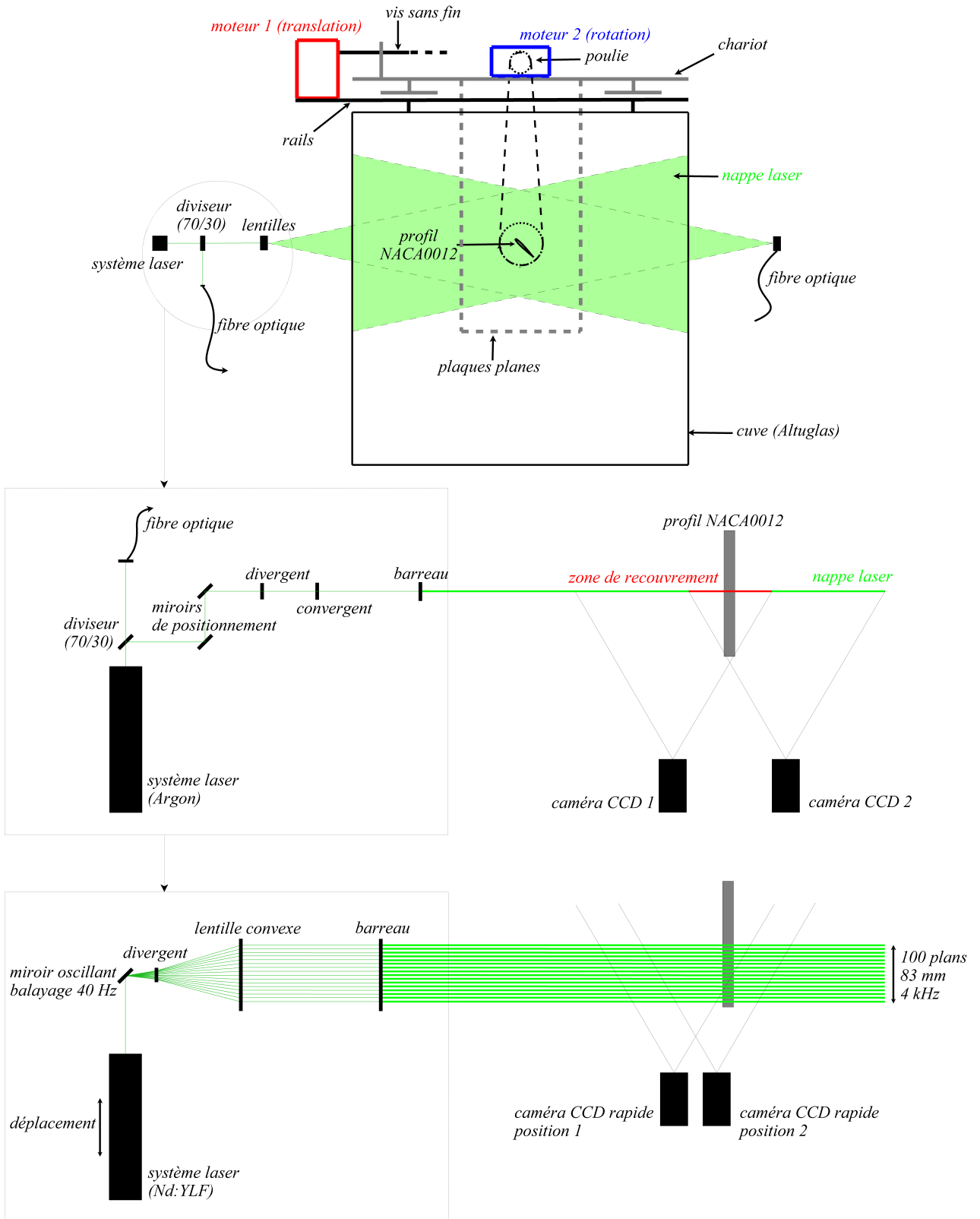


FIG. 3.20 – Schématisation d'ensemble des moyens expérimentaux : montage (haut), système d'acquisition PIV2D-2C (milieu), système d'acquisition PIV3D-3C (bas).

3.3 Détermination d'efforts par bilan de quantité de mouvement

3.3.1 Introduction

L'étude aérodynamique d'un corps repose de façon générale sur deux catégories de mesures. La première consiste en une caractérisation de l'écoulement, c'est-à-dire à analyser les propriétés (position, intensité) et l'évolution temporelle des structures tourbillonnaires résultant des décollements, principalement au moyen de prises de pression et de méthodes de mesures optiques (visualisations par traceurs solides, LDV, PIV). La seconde repose sur la détermination des efforts subis par le corps, et qui résultent directement du comportement de ces structures. Les balances à jauges de déformation permettent une mesure d'efforts moyennée en temps, l'utilisation de balances piézo-électriques étant préconisée pour des mesures instationnaires. Notons en outre le recours aux méthodes d'intégration de pression le long de la surface du corps (prises de pression, « Pressure Sensitive Paint ») ou à la mesure de déficit de vitesse dans le sillage pour l'évaluation de la traînée (Jones, 1936; Brune, 1994).

La détermination d'efforts aéro-hydrodynamiques par bilan de quantité de mouvement (et ses variantes) (Noca *et al.*, 1997; Unal *et al.*, 1997; Noca *et al.*, 1999) constitue une approche alternative aux méthodes évoquées précédemment. Le principe repose sur le couplage des deux catégories de mesure, de manière à déterminer les efforts à partir des champs de vitesses instationnaires obtenus par les méthodes de mesures optiques résolues en temps. Outre son caractère non-intrusif, l'approche permet d'établir une corrélation temporelle exacte entre la topologie de l'écoulement et les efforts qui en résultent, ce qui n'est pas à priori le cas lorsque différentes techniques d'investigation sont utilisées pour d'une part caractériser l'écoulement et d'autre part déterminer les efforts. La méthode permet par ailleurs de s'affranchir des coûts de maquetisation, liés notamment à l'implantation de prises de pression. Enfin, dans le cadre de l'étude de la sustentation par vol battu et plus généralement du développement des micro-drones, l'approche revêt un avantage supplémentaire du fait de son adaptabilité aux écoulements bas Reynolds et aux profils en mouvement. Pour de telles configurations, le recours aux balances piézo-électriques soumet la mesure à des erreurs relatives particulièrement élevées induites par la gamme de mesure (efforts faibles de l'ordre de la dizaine de gramme) et par la présence d'une composante inertielle (en mouvement non-uniforme).

L'approche peut être appréhendée suivant plusieurs formes distinctes.

La formulation de base décrite en détail dans ce chapitre découle de l'équation de quantité de mouvement sous forme intégrale. Unal *et al.* (1997) (à partir des données obtenues par Lin & Rockwell (1997)) l'appliquent à une configuration de cylindre oscillant dans un fluide au repos. Les portances expérimentales déterminées par balance, mesure de circulation et bilan de quantité de mouvement semblent concorder, malgré la présence de déviations liées selon les auteurs aux effets tridimensionnels ainsi qu'à une résolution spatio-temporelle insuffisante. Récemment, par une approche similaire, Kurtulus *et al.* (2007) caractérisent les efforts résultants de l'échappement tourbillonnaire à l'aval d'un cylindre fixe de section carré à Reynolds 4900. Les travaux démontrent la faisabilité de cette méthode et évoquent la difficulté liée à la détermination du terme de pression présent de manière explicite dans l'équation de bilan de quantité de mouvement. Ce dernier point est à l'origine des variantes présentées dans les paragraphes suivants.

En introduisant le concept de vorticité impulsionnelle proposé par Moreau (1952) puis repris plus tard par Lighthill (1986) (« impulse concept »), il est possible de s'affranchir du terme de pression. La détermination des efforts résulte alors de l'intégration d'un « moment de vorticité » sur l'intégralité du domaine fluide (domaine fluide infini). Lin & Rockwell (1996) appliquent ce concept à la configuration de cylindre oscillant. L'étude se limite aux premiers pas de temps de manière à assurer un confinement de la vorticité proche du cylindre. Par ailleurs, Noca *et al.* (1997) proposent une formulation basée sur la connaissance de l'écoulement dans un volume de contrôle fini, écartant ainsi la contrainte que représente la nécessité d'accéder à la totalité du champ de vorticité. L'approche est validée numériquement et appliquée expérimentalement sur la configuration de cylindre oscillant. La comparaison avec la mesure par balance révèle un désaccord à la fois sur l'amplitude et la phase du signal, justifié en partie par l'approximation bidimensionnelle de l'approche appliquée à un écoulement tridimensionnel.

Noca *et al.* (1999) dérivent une troisième formulation faisant uniquement appel à des intégrales surfaciques. L'équation dite « de flux » est obtenue à la condition que l'écoulement soit à divergence nulle. Tan *et al.* (2005) évaluent la validité d'une telle approche (influence du volume de contrôle,

d'une composante de vitesse tridimensionnelle) à partir de simulations numériques bi et tridimensionnelles.

De façon comparable, Protas *et al.* (2000) implémentent numériquement avec succès l'approche de Quartapelle & Napolitano (1983) dans laquelle le terme de pression est éliminé, au prix toutefois de l'introduction d'une nouvelle variable dépendante uniquement de la géométrie du volume de contrôle.

Enfin, on précise que Noca *et al.* (1999) démontrent, dans le cadre d'une étude paramétrique numérique, l'insensibilité des résultats aux variantes de l'approche bilan de quantité de mouvement. Le lecteur est invité à s'y référer pour une démonstration mathématique des formulations correspondantes.

3.3.2 Théorie

3.3.2.1 Généralités

Soit un volume quelconque $\Omega(t)$ délimité par une surface $\partial\Omega(t)$ de normale \vec{n} dépendant du temps. On note que chaque point de la surface $\partial\Omega(t)$ est animé d'une vitesse $\vec{W}(t)$ ne coïncidant pas forcément avec la vitesse du fluide \vec{V} . Pour une propriété scalaire $f(M, t)$, le résultat suivant est admis :

$$\frac{d}{dt} \left[\iiint_{\Omega(t)} f(M, t) dV \right]_{t_0} = \iiint_{\Omega(t_0)} \frac{\partial f}{\partial t}(M, t_0) dV + \iint_{\partial\Omega(t_0)} f(M, t_0) \cdot \vec{W}(M, t_0) \cdot \vec{n} dS \quad (3.8)$$

Le membre de gauche représente ici la variation totale de $f(M, t)$, les premier et second membres de droite étant respectivement liés à la variation instantanée de $f(M, t)$ et au flux induit par le déplacement de $\partial\Omega$.

Considérons maintenant un domaine matériel $D = \Omega$ tel que $\vec{W}(\partial D, t) = \vec{V}(\partial D, t)$. En d'autres termes, aucun flux de masse n'est exercé à travers ∂D , D étant toujours constitué des mêmes particules fluides. Ce domaine D est soumis aux lois de conservation de la physique⁶. La relation (3.8) devient :

$$\frac{d}{dt} \left[\iiint_{D(t)} f(M, t) dV \right]_{t_0} = \iiint_{D(t_0)} \frac{\partial f}{\partial t}(M, t_0) dV + \iint_{\partial D(t_0)} f(M, t_0) \cdot \vec{V}(M, t_0) \cdot \vec{n} dS \quad (3.9)$$

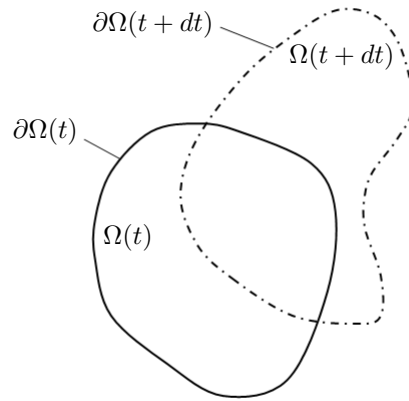


FIG. 3.21 – Représentation du domaine d'intégration Ω .

De manière à appliquer les lois de conservation, on choisit un domaine matériel D qui coïncide à l'instant t_0 avec Ω (formulation pour un volume de contrôle Eulerien). On a donc :

$$\iiint_{D(t_0)} \frac{\partial f}{\partial t}(M, t_0) dV = \iiint_{\Omega(t_0)} \frac{\partial f}{\partial t}(M, t_0) dV \quad (3.10)$$

ce qui conduit naturellement d'après (3.8) et (3.9) à :

⁶Etablir une loi de conservation revient à donner une valeur à la variation totale $\frac{d}{dt} \left[\iiint_{D(t)} f(M, t) dV \right]$ (ex : $\Sigma \vec{F}$ pour la quantité de mouvement)

$$\begin{aligned}
& \frac{d}{dt} \left[\iiint_{D(t)} f(M, t) dV \right]_{t_0} - \iint_{\partial D(t_0)} f(M, t_0) \cdot \vec{V}(M, t_0) \cdot \vec{n} dS \\
&= \frac{d}{dt} \left[\iiint_{\Omega(t)} f(M, t) dV \right]_{t_0} - \iint_{\partial \Omega(t_0)} f(M, t_0) \cdot \vec{W}(M, t_0) \cdot \vec{n} dS
\end{aligned} \tag{3.11}$$

et par suite :

$$\begin{aligned}
& \frac{d}{dt} \left[\iiint_{D(t)} f(M, t) dV \right]_{t_0} = \frac{d}{dt} \left[\iiint_{\Omega(t)} f(M, t) dV \right]_{t_0} \\
& + \iint_{\partial \Omega(t_0)} f(M, t_0) \cdot [\vec{V}(M, t_0) - \vec{W}(M, t_0)] \cdot \vec{n} dS
\end{aligned} \tag{3.12}$$

où le membre de gauche représente la variation totale de $f(M, t)$ sur le volume matériel coïncidant.

3.3.2.2 Quantité de mouvement

Cette formulation générale permet donc d'établir des bilans sur le domaine D . Nous nous attachons ici à établir un bilan de quantité de mouvement, ce qui revient à écrire l'égalité entre dérivée particulaire du tenseur des quantités de mouvement et tenseur des forces extérieures appliquées au système. Ces dernières se composent des forces volumiques (ex : gravité) et des forces de contact (ex : contraintes de pression, visqueuses). En particulier, pour l'application à un domaine englobant un profil, on notera analytiquement :

$$\frac{d}{dt} \left[\iiint_{D(t)} \rho \vec{V} dV \right]_{t_0} = -\vec{F}(t) - \iint_{dD(t)} p \vec{n} dS + \iint_{dD(t)} \vec{\tau} \cdot \vec{n} dS \tag{3.13}$$

où $-\vec{F}(t)$ représente la force⁷ exercée par le profil sur la limite intérieure du domaine (coïncidant avec la surface du profil), les deux derniers termes de droite correspondant aux forces de pression et aux forces visqueuses s'exerçant sur la limite extérieure du domaine. Notons qu'aucune force de volume n'est ici prise en compte. En conséquence, à partir de 3.12 et 3.13 et en assimilant D à Ω à l'instant t_0 , il est possible d'évaluer l'effort subi par le profil et résultant du comportement de l'écoulement établi à proximité :

$$\vec{F}(t) = -\frac{d}{dt} \left[\iiint_{\Omega(t)} \rho \vec{V} dV \right]_{t_0} - \iint_{\partial \Omega(t_0)} \rho \vec{V}(t) \cdot (\vec{V} - \vec{W}) \cdot \vec{n} dS - \iint_{\partial \Omega(t)} p \vec{n} dS + \iint_{\partial \Omega(t)} \vec{\tau} \cdot \vec{n} dS \tag{3.14}$$

avec

$$\vec{\tau} = \mu (\vec{\nabla} \otimes \vec{V} + \vec{\nabla} \otimes \vec{V}^t) \tag{3.15}$$

3.3.2.3 Simplifications et application pratique

On choisira dans notre cas un domaine mobile de volume constant pour un écoulement incompressible⁸. Par ailleurs, on négligera les forces visqueuses, ce qui est généralement le cas lorsque la limite du domaine est suffisamment éloignée du corps à étudier. On montre ici que ces dernières ne contribuent que pour 0.1% à l'effort total. La formulation finale utilisée dans cette thèse pour le calcul des forces est donc :

⁷Composée des forces de pression et de frottement visqueux

⁸Pour un exemple d'application aux écoulements compressibles moyennés en temps, se référer à van Oudheusden *et al.* (2007a) et van Oudheusden *et al.* (2007b)

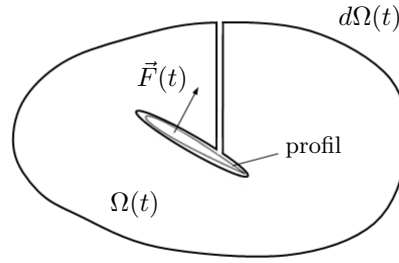


FIG. 3.22 – Schématisation du principe de détermination d'effort par bilan de quantité de mouvement.

$$\vec{F}(t) = -\rho \iiint_{\Omega} \frac{d\vec{V}}{dt} dV - \rho \iint_{\partial\Omega} (\vec{V} \cdot \vec{n})(\vec{V} - \vec{W}) dS - \iint_{\partial\Omega} p \vec{n} dS \quad (3.16)$$

Insistons sur le fait que le terme $-\rho \iint_{\partial\Omega} (\vec{V} \cdot \vec{n})(\vec{V} - \vec{W}) dS$ n'est pas intégré sur la surface du profil, $(\vec{V} - \vec{W})$ étant nul pour une condition de non-porosité.

En pratique, les termes instationnaires et convectifs (deux premiers termes du membre de droite) se déduisent directement des champs de vecteur caractérisant la dynamique de l'écoulement. Ils représentent respectivement la variation de quantité de mouvement au sein du volume de contrôle (domaine Ω), liée à l'instationnarité de l'écoulement, et la convection à travers la surface de contrôle (limite $\partial\Omega$). Le troisième terme représente les contraintes normales à la surface de contrôle et nécessite la connaissance de la pression p , obtenue par intégration du gradient de pression le long de la surface de contrôle. Le gradient de pression se détermine par l'équation de quantité de mouvement :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) - \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (u_i) \quad (3.17)$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide. Par la suite, l'intégration des propriétés de l'écoulement au sein du volume de contrôle se réduit à l'intégration au sein d'un domaine bidimensionnel.

3.3.3 Méthodes de résolution

La résolution de l'équation de bilan de quantité de mouvement au sein du volume de contrôle s'effectue à l'aide d'un code C++ programmé suivant une architecture souple permettant l'implantation pratique de différents algorithmes et schémas numériques.

3.3.3.1 Schémas d'intégration

Les intégrales de surface et de volume (qui se réduisent ici à des intégrales surfaciques et linéiques respectivement) se résolvent au moyen de la formule d'intégration numérique de Simpson. Cette approche consiste à approximer la fonction f à intégrer par une parabole, tel que sur un intervalle $[a, b]$ de milieu m on ait :

$$I = \frac{b-a}{3n} (f_a + f_b + 4f_m) \quad (3.18)$$

l'erreur résultante est :

$$E = -\frac{(b-a)^5}{180n^4} f^{(4)}(\eta) \quad (3.19)$$

avec $\eta \in [a, b]$. Notons que l'intervalle $[a, b]$ est découpé en n intervalles pour une précision accrue.

Les formules de dérivation spatio-temporelles sont de type centré d'ordre 2 :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(x_{n+1}) - f(x_{n-1}))}{2\Delta x} \quad \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{f(t_{n+1}) - f(t_{n-1}))}{2\Delta t} \quad (3.20)$$

3.3.3.2 Calcul du terme de pression

Comme il a précédemment été évoqué, le calcul de la pression p s'effectue par intégration du gradient de pression le long de la surface de contrôle (Eq.3.17). Lorsque les champs de vitesses sont soumis à une incertitude expérimentale, cette étape d'intégration induit un phénomène de propagation d'erreur. Précisément, l'erreur réalisée sur un vecteur vitesse se répercute sur le gradient de pression puis se propage, par intégration, le long de la surface de contrôle. On note similairement que, par ce biais, les erreurs de troncature liées à l'algorithme de résolution peuvent affecter significativement les résultats. De manière à limiter cet effet, l'écoulement peut être considéré comme potentiel dans les zones de vorticit e n egligeable (Kurtulus *et al.*, 2007), de sorte que la pression se d eduit de l' equation :

$$p = \frac{\partial \phi}{\partial t} + p_{tot} - \frac{1}{2} \rho |\vec{V}|^2 \quad (3.21)$$

avec p_{tot} pression totale et ϕ fonction potentielle. En outre, sous certaines conditions, une forme simplifi ee peut  etre consid er ee en n egligeant la contribution li ee  a la d eriv ee temporelle de ϕ ( equation de Bernoulli). Toutefois, on d emontre que la propagation d'erreur li ee  a l'introduction d'un bruit al eatoire de l'ordre de 2.5% ne repr esente que 0.2% de l'int egr ale de pression le long de la surface de contr ole. L'utilisation d'une telle m ethode semble davantage adapt ee lorsqu'il s'agit de d eterminer une distribution surfacique de pression plut ot que lin eaire (ex : de Kat *et al.* (2008)).

Par ailleurs, selon que l'int egration se fasse dans le sens trigonom etrique ou anti-trigonom etrique, la distribution de pression le long de la surface de contr ole sera diff erente. En particulier, la propagation d'erreur est d'autant plus importante que le nombre de pas d'int egration est grand. Par cons equent, la valeur de p est d eduite de la pond eration des valeurs de pression calcul ees suivant les deux approches :

$$p = \frac{p_{trigo} \cdot (n - s) + p_{anti-trigo} \cdot s}{n} \quad (3.22)$$

avec s abscisse curviligne et $[A, B]$ domaine d'int egration d ecoup e en n intervalles (Fig.3.23). Lorsque l'hypoth ese d' ecoulement potentiel est consid er ee, cette m ethode permet notamment l'obtention d'une distribution de pression continue d'un point de vorticit e n egligeable  a un point de vorticit e non-n egligeable.

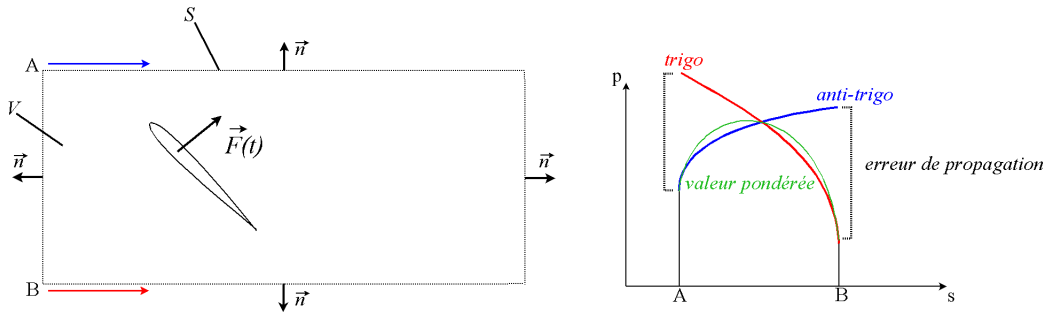


FIG. 3.23 – Repr esentation du volume et de la surface de contr ole et sch ematization grossi ere du processus de pond eration de la pression.

L'int egration du gradient de pression prend la forme discr etis ee au 2nd ordre suivante :

$$p^{n+1} = p^n + \frac{\Delta s}{2} \left(\left. \frac{dp}{ds} \right|_n + \left. \frac{dp}{ds} \right|_{n+1} \right) \quad (3.23)$$

3.3.4 Validation num erique

Dans un premier temps, l'approche bilan de quantit e de mouvement (BQM) est appliqu ee aux champs de vitesses d etermin es num eriquement par r esolution directe des  equations de Navier-Stokes (DNS). On consid ere ici un profil NACA0012 bidimensionnel en d epart impulsif. La translation s'effectue sur 10 cordes,  a Reynolds 1000 et angle d'attaque 45°. Le calcul DNS est effectuée suivant le protocole d ecrit au paragraphe 3.1. L'int er et consiste  a valider la m ethode de r esolution expos ee pr ec edemment par comparaison des efforts obtenus par bilan de quantit e de mouvement avec ceux obtenus par int egration de la pression et des contraintes visqueuses le long du profil (retourner es par le

code DNS) (Fig.3.24). On précise que le calcul DNS étant effectué sur un maillage de type OH non conforme (voir §3.1), les champs de vitesse obtenus sont interpolés sur un maillage structuré régulier comparable à celui obtenu expérimentalement par PIV (voir §3.2), et dont la résolution est définie à 60 mailles par corde.

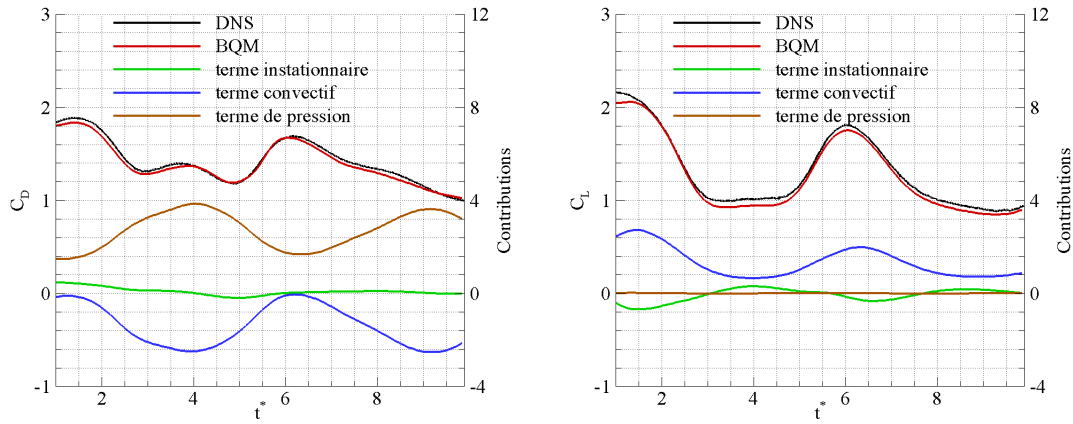


FIG. 3.24 – Comparaison des coefficients de traînée C_D et portance C_L obtenus par intégration de la pression et des contraintes visqueuses le long du profil (DNS) et par bilan de quantité de mouvement (BQM). Cinématique stationnaire.

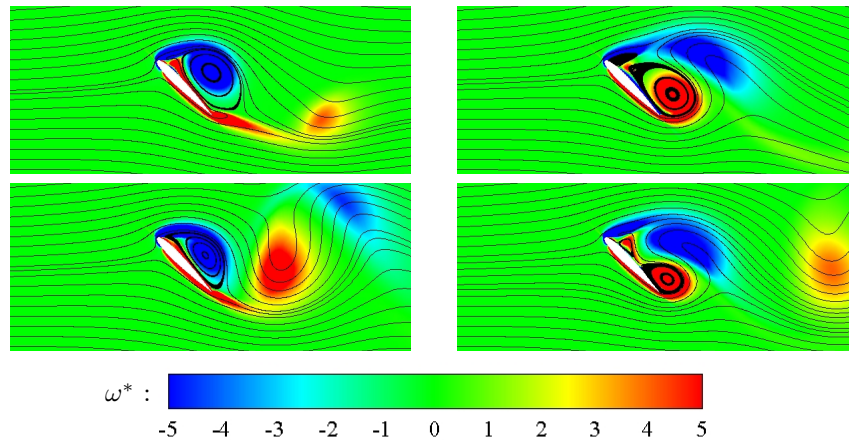


FIG. 3.25 – Lâcher tourbillonnaire à l'aval d'un profil NACA0012 en départ impulsif. Champs de vorticité et lignes de courant aux instants $t^* = 2, 4, 6$ et 8 .

Le comportement instationnaire des coefficients de traînée et portance reflète le détachement des structures tourbillonnaires à l'aval du profil illustré en figure 3.25. En particulier, les pics d'effort s'assimilent à l'attachement du tourbillon de bord d'attaque (LEV) au niveau de l'extrados ($t^* = 2$ et 6 , où $t^* = tV_0/c$ avec c et V_0 corde et vitesse de translation du profil). On note que les résultats obtenus suivant les deux approches (BQM et DNS) sont en accord malgré la présence d'un léger décalage. Ce dernier émane des différentes approximations liées à l'algorithme de résolution (troncature, propagation d'erreur, schéma d'intégration/dérivation), à l'étape d'interpolation sur maillage structuré régulier ou encore, dans des proportions à priori négligeables, à la capacité du solveur CFD à satisfaire le bilan de quantité de mouvement.

Par ailleurs, on remarquera simplement que 1) les termes instationnaires présentent des oscillations de faibles amplitudes autour de la valeur 0 (par définition, leur valeur moyenne tend vers 0) et que 2) le terme de pression relatif au calcul de la portance est négligeable. On verra par la suite que ces remarques sont favorables à la consistance de l'approche expérimentale.

Composante inertielle : Dans le cas de cinématiques instationnaires telles que celles rencontrées en configuration de vol battu, une composante inertielle représentant les effets de masse ajoutée intervient

dans l'évaluation d'efforts par bilan de quantité de mouvement. Précisément, cette contribution est prise en compte dans le terme convectif de l'équation 3.16. La figure 3.26 (zone grisée) confronte les coefficients aérodynamiques obtenus par DNS et BQM lors de la mise en rotation et décélération du profil après 10 cordes de translation. On note successivement : 1) une hausse de la traînée et de la portance peu après $t^* > 10$ résultant de l'effet Kramer induit par la rotation du profil, 2) une diminution brusque de la traînée et de la portance au delà de $t^* > 10.5$ associé à la décélération de translation, 3) la génération d'une force de poussée issue de l'interaction forte entre structures tourbillonnaires de sillage et profil dès $t^* > 11$ (Fig.3.27).

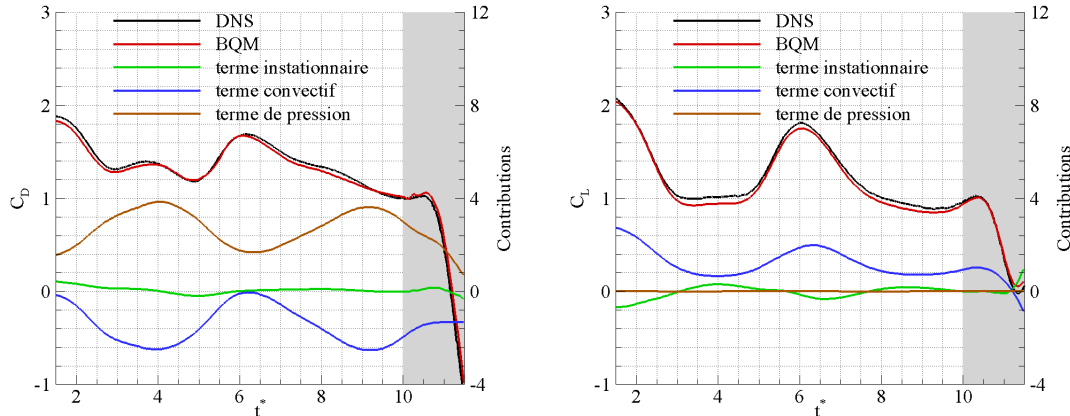


FIG. 3.26 – Comparaison des coefficients de traînée C_D et portance C_L obtenus par intégration de la pression et des contraintes visqueuses le long du profil (DNS) et par bilan de quantité de mouvement (BQM). Cinématique instationnaire.

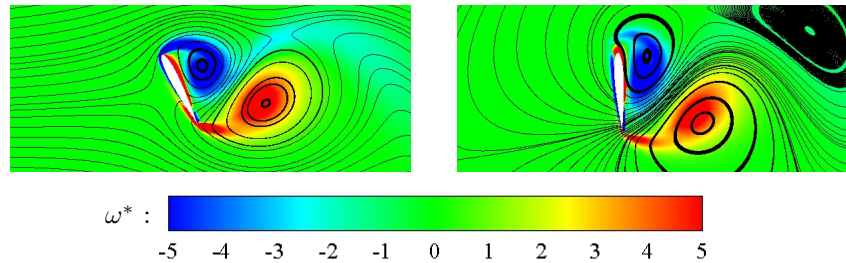


FIG. 3.27 – Lâcher tourbillonnaire   l'aval d'un profil NACA0012 en phase de rotation et décélération. Champs de vorticité et lignes de courant aux instants $t^* = 11$ et 11.5 .

3.3.5 Etude paramétrique

Dans un second temps, on s'attache   évaluer l'influence des différents paramètres rentrant en jeu dans le processus de résolution de l'équation de bilan de quantité de mouvement. L'utilisation de champs DNS est ici particulièrement adaptée dans la mesure où elle permet de s'affranchir des incertitudes liées   l'expérimentation. Le tableau 3.5 confronte les valeurs moyennes des coefficients aérodynamiques et de leurs contributions respectives, sur l'intervalle $t^* \in [1; 10]$, obtenues pour les différents cas d'étude. Le tableau 3.6 met en évidence l'erreur moyenne réalisée par rapport au cas de référence utilisé pour la validation numérique.

Influence de la résolution spatiale : Le calcul BQM précédent est ici réitéré pour des maillages de réolutions spatiales inférieures :   savoir 40 et 20 cellules par corde, la résolution du cas de référence étant définie   60 cellules par corde. L'analyse des résultats permet d'avancer trois points : 1) une résolution spatiale faible tend   sous-estimer les efforts, 2) l'erreur réalisée provient essentiellement des termes convectifs et de pression, celle issue du terme instationnaire étant minimisée par les dimensions de la zone d'intégration (intégration sur la surface et non le contour), 3) la prédiction des termes convectif et de pression relatifs au coefficient de traînée est dégradée du fait de la position des zones

	$\overline{C_D}$	insta.	conv.	press.	$\overline{C_L}$	insta.	conv.	press.
Ref.	1.396	0.077	-1.402	2.721	1.256	-0.074	1.332	-0.003
40 cell./c	1.390	0.077	-1.394	2.707	1.254	-0.072	1.328	-0.002
20 cell./c	1.372	0.073	-1.471	2.770	1.213	-0.072	1.304	-0.019
bruité, $\Delta t^* = 0.12$	1.400	0.077	-1.404	2.728	1.258	-0.073	1.333	-0.002
bruité, $\Delta t^* = 0.36$	1.398	0.077	-1.404	2.726	1.257	-0.073	1.333	-0.003
bruité, $\Delta t^* = 1.40$	1.502	0.144	-1.404	2.762	1.315	-0.008	1.333	-0.010

TAB. 3.5 – Coefficients de traînée $\overline{C_D}$, portance $\overline{C_L}$ moyens et contributions instationnaire, convective et de pression moyennes obtenus par BQM pour différentes paramétrisations.

	C_D	insta.	conv.	press.	C_L	insta.	conv.	press.
40 cell./c	0.006	0	0.012	0.015	0.010	0.014	0.011	0.004
20 cell./c	0.023	0.011	0.098	0.093	0.043	0.011	0.028	0.016
bruité, $\Delta t^* = 0.12$	0.437	0.025	0.014	0.440	0.063	0.057	0.011	0.020
bruité, $\Delta t^* = 0.36$	0.274	0.008	0.014	0.273	0.033	0.020	0.011	0.017
bruité, $\Delta t^* = 1.40$	0.308	0.071	0.014	0.241	0.079	0.081	0.011	0.024

TAB. 3.6 – Erreurs moyennes introduites par une résolution spatiale faible et par la présence de bruit (pour différents pas de temps Δt^*) sur les coefficients aérodynamiques et leurs contributions respectives.

d'intégration, particulièrement sujettes aux gradients de vitesse et de pression. On rappelle que les efforts de traînée et de portance dérivent principalement des déficits de vitesse et de pression entre les limites respectivement aval-amont et supérieure-inférieure du volume de contrôle.

Influence du bruit de mesure : Les vecteurs vitesses obtenus à l'issue du calcul DNS sont ici bruités par une erreur aléatoire de distribution uniforme. En accord avec les observations faites sur données expérimentales (ex : Stanislas *et al.* (2005)), on considère une erreur absolue moyenne de l'ordre de 0.1 pixel, correspondant à une erreur relative de l'ordre de 2.5% (compte tenu de la résolution spatiale et relativement à la vitesse de translation du profil). L'intérêt consiste à mettre en évidence l'influence d'une possible incertitude expérimentale sur le comportement des coefficients de traînée et portance et de leurs contributions respectives.

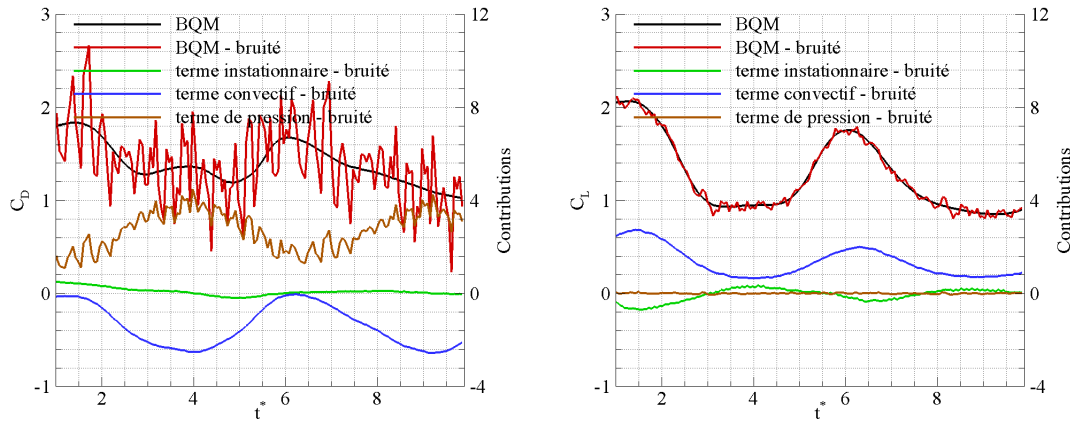


FIG. 3.28 – Influence d'un bruit aléatoire (représentatif d'une erreur expérimentale de l'ordre de 0.1 pixel) sur la détermination des coefficients de traînée et portance.

La figure 3.28 révèle plusieurs points. Dans un premier temps, le coefficient de traînée est significativement affecté par la présence de bruit. Ce point est attribuable au terme de pression dont la contribution est ici substantielle et dont la détermination est dégradée par 1) la présence d'opérateurs différentiels dans l'équation 3.17 tendant à amplifier l'erreur de mesure ainsi que par 2) le phénomène de propagation d'erreur évoqué au paragraphe 3.3.3.2. Au contraire, les termes instationnaire et convectif semblent peu sensibles à la présence de bruit. On note que leur expression analytique ne laisse apparaître respectivement qu'une et aucune étape de dérivation. Les résultats présentés au tableau

3.6 démontrent que l'erreur absolue moyenne réalisée sur le coefficient de traînée provient quasi-exclusivement de l'erreur absolue moyenne réalisée sur le terme de pression. Par ailleurs, l'évaluation du coefficient de portance paraît plus robuste. Conformément aux remarques précédentes, les termes instationnaire et convectif correspondant sont faiblement affectés par la présence de bruit. En outre, la contribution instantanée du terme de pression n'excède pas 2% du coefficient de portance. L'erreur absolue moyenne réalisée sur ce dernier est ainsi homogènement répartie parmi les différents termes instationnaire, convectif et de pression.

On note que l'erreur commise sur les termes instationnaire et de pression dépend indirectement du choix du pas de temps Δt intervenant dans les équations 3.16 et 3.17 (voir paragraphe suivant). Pour une valeur adaptée, l'introduction d'un bruit aléatoire de distribution uniforme de 2.5% induit une erreur absolue moyenne de l'ordre de 15.6% et 1.6% sur les coefficients de traînée et portance.

Influence de la résolution temporelle : La résolution exacte de l'équation de bilan de quantité de mouvement, et en particulier celle des termes instationnaire et de pression, impose le recours à des données résolues en temps. Cette nécessité borne la valeur de Δt par une limite supérieure au delà de laquelle les champs d'accélération calculés ne seront plus représentatifs de la dynamique réelle de l'écoulement. Par ailleurs, l'erreur de mesure expérimentale repercutée sur les termes instationnaire et de pression peut être minimisée par l'utilisation d'un Δt élevé. Le choix de ce paramètre doit donc faire part d'une attention particulière.

La figure 3.29 met en évidence l'influence de la valeur de Δt sur les valeurs et erreurs absolues moyennes calculées pour la traînée et ses contributions. On rappelle que l'on fait référence ici à un pas de temps adimensionné Δt^* et que certaines valeurs caractéristiques sont listées dans les tableaux 3.5 et 3.6. Les résultats démontrent qu'une augmentation de Δt^* de 0.12 à 0.35 induit une diminution de l'erreur absolue moyenne réalisée sur les termes instationnaire et de pression relatifs au coefficient de traînée de l'ordre de respectivement 68% et 38%, sans en modifier la valeur moyenne. Des effets comparables sont observés sur les contributions relatives au coefficient de portance avec une baisse de l'ordre de 65% et 15%. Cette amélioration paraît optimale pour $\Delta t^* \in [0.5; 1]$. Au delà de $\Delta t^* = 1$, l'évaluation de l'accélération est erronée. En particulier, pour $\Delta t^* = 1.40$, les coefficients de traînée et portance moyens sont surestimés de respectivement 7.6% et 4.7%. Cette surestimation ne semble toutefois pas critique compte tenu des contributions relativement faibles du terme instationnaire et de la partie instationnaire du terme de pression.

Ainsi, dans ce cas particulier, fixer $\Delta t^* = 0.5$ semble être une paramétrisation appropriée. Par une analyse théorique de stabilité globale, Dergham *et al.* (2009) démontrent que le Strouhal St lié à la fréquence de lâcher tourbillonnaire f en aval d'un profil NACA0012 est $St = fcsin(\alpha)/V_0 = 0.124$, où c et α sont respectivement la corde et l'angle d'attaque du profil. En considérant cette valeur comme représentative de l'instationnarité de l'écoulement, les résultats précédents suggèrent qu'une résolution temporelle suffisante est obtenue (c.à.d. que les données sont effectivement résolues en temps) par la discrétisation de l'échelle de temps caractéristique de l'écoulement en *seulement* 10 instants.

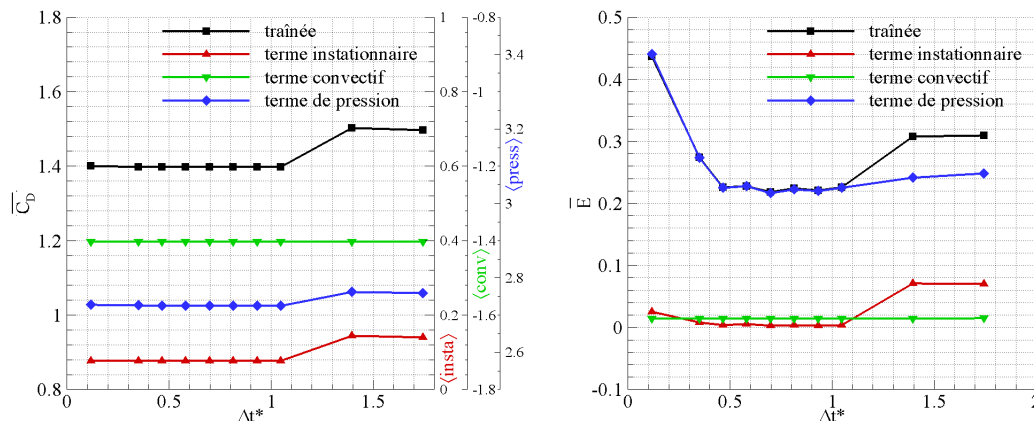


FIG. 3.29 – Influence du pas de temps sur les valeurs et erreurs absolues moyennes du coefficient de traînée et de ses contributions instationnaire, convective et de pression.

Toutefois, en vue de lisser les oscillations temporelles liées à la présence d'une incertitude expérimentale,

tale, les champs de vitesses PIV instantanées sont filtrés par une série de polynômes temporels du 5^{ème} ordre déterminés par moindres carrés sur l'intervalle $[-0.26t^*; 0.26t^*]$. La figure 3.30 confronte les coefficients de traînée et portance obtenus pour deux valeurs de Δt^* sur champs expérimentaux brutes avec ceux obtenus sur champs expérimentaux filtrés. Les données traitées correspondent à la phase d'upstroke de la configuration de vol battu symétrique référencée paramétrée par les angles $\alpha_d = \alpha_u = 45^\circ$ (voir chapitre 4).

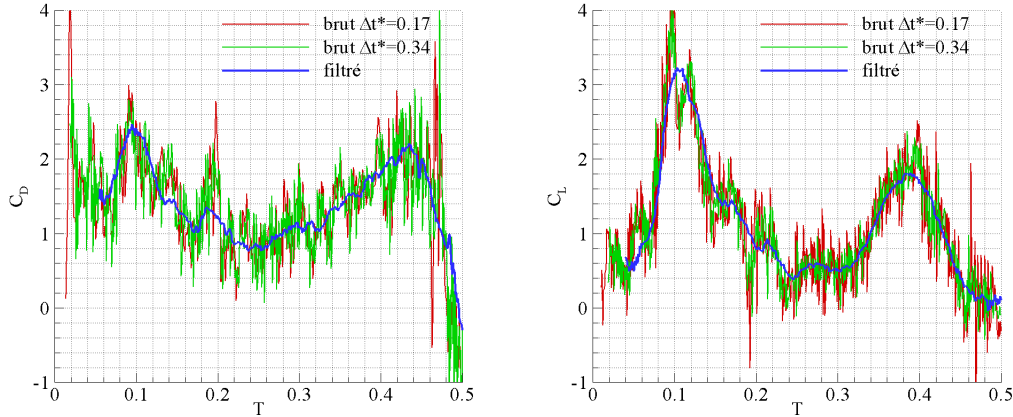


FIG. 3.30 – Influence du pas de temps et effet du lissage polynomial temporel sur la détermination expérimentale des coefficients de traînée et portance générés lors de la phase d'upstroke d'un profil NACA0012 en vol battu symétrique.

Influence de la composante tridimensionnelle (approximation bidimensionnelle) : La reproduction expérimentale de configurations dites bidimensionnelles est particulièrement délicate du fait de l'influence des conditions aux limites qui impliquent généralement la présence d'une composante de vitesse tridimensionnelle. En d'autres termes, les champs de vitesses obtenus par PIV2D-2C ne sont pas strictement à divergence nulle. L'intérêt de ce paragraphe consiste à mettre en exergue l'influence d'une possible composante tridimensionnelle sur la détermination d'effort par bilan de quantité de mouvement. On considère une aile tridimensionnelle de profil NACA0012 et d'allongement $\lambda = 4$ en départ impulsif. La translation s'effectue sur 10 cordes, à Reynolds 1000 et angle d'attaque 45° . L'approche BQM est appliquée aux champs de vitesses planaires obtenus par DNS à mi-envergure. Les coefficients aérodynamiques résultants sont comparés à ceux déduits de l'intégration de la pression et des contraintes visqueuses le long du profil dans cette même section (Fig.3.31).

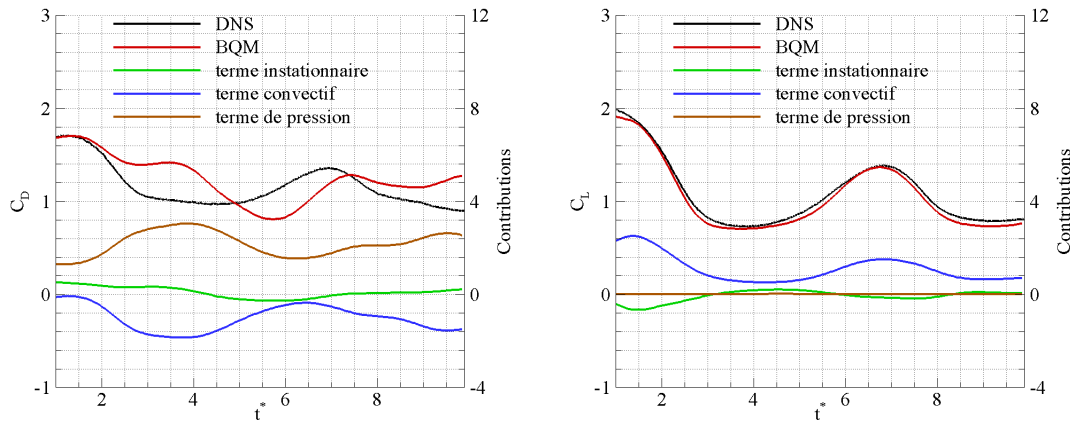


FIG. 3.31 – Comparaison des coefficients de traînée C_D et portance C_L obtenus par intégration de la pression et des contraintes visqueuses le long du profil (DNS) et par bilan de quantité de mouvement (BQM) à mi-envergure d'une aile d'allongement $\lambda = 4$.

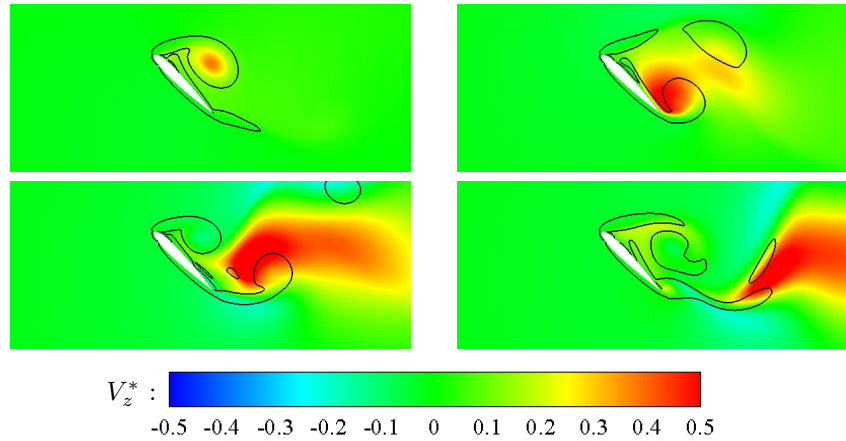


FIG. 3.32 – Lâcher tourbillonnaire à l’aval d’une aile NACA0012 d’allongement 4 en départ impulsif. Champs de vitesse transverse et contour d’iso-vorticité $\omega^* = 4$ obtenus à mi-envergure aux instants $t^* = 2, 4, 6$ et 8.

On constate premièrement que contrairement aux coefficients de portance, les coefficients de traînée présentent des comportements significativement différents à partir de $t^* \approx 2$. La représentation des champs de vitesse transverse (Fig.3.32) suggère un lien entre cette divergence de résultats et l’interaction des zones à fortes vitesses transverses avec les limites du volume de contrôle. On peut alors émettre quelques remarques.

Les zones à fortes vitesses transverses ne franchissent pas les limites supérieures et inférieures du volume de contrôle. Les termes convectifs et de pression relatifs au calcul du coefficient de portance ne sont donc pas significativement affectés. En outre, compte tenu de l’adéquation entre portance BQM et portance DNS, il semble que la présence d’une composante tridimensionnelle n’influe guère sur le terme instationnaire. Au contraire, les zones à fortes vitesses transverses franchissent continuellement la limite avale du volume de contrôle à partir de $t^* \approx 2$. Les termes convectifs et de pression relatifs au calcul du coefficient de traînée sont donc significativement affectés. L’erreur commise sur ce dernier peut atteindre 50% de la valeur DNS pour des vitesses transverses de l’ordre d’une demi fois la vitesse de translation du profil.

De telles observations suggèrent qu’au delà du fait qu’une approche bidimensionnelle est de toute évidence inadaptée à l’étude d’écoulements tridimensionnels, une estimation acceptable du coefficient de portance peut être obtenue par une définition judicieuse du volume de contrôle. De plus, il semble possible d’évaluer la précision des mesures si l’ordre de grandeur des vitesses transverses est connu.

Influence du volume de contrôle : En théorie, le choix du volume de contrôle n’affecte pas la détermination d’effort par bilan de quantité de mouvement. En pratique, il s’avère essentiel puisque responsable de l’importance relative des différentes contributions instationnaire, convective et de pression. Or, il a précédemment été mis en évidence les difficultés rencontrées lors de l’évaluation du terme de pression. Il semble donc intéressant de définir un volume de contrôle minimisant la contribution relative de pression (zones d’intégration sujettes le moins possible aux gradients de vitesse) tout en limitant la longueur d’intégration de façon à réduire la propagation d’erreur.

La figure 3.33 présente l’influence du volume de contrôle sur l’évolution temporelle du coefficient de traînée obtenu lors de la phase d’upstroke de la configuration de vol battu symétrique référence paramétrée par les angles $\alpha_d = \alpha_u = 45^\circ$ (voir chapitre 4). On démontre que si la tendance générale semble conservée, des dispersions pouvant atteindre jusqu’à 50% du signal sont observées à certains instants critiques. Cette remarque se doit d’être prise en considération lors de l’analyse des résultats.



FIG. 3.33 – Influence du volume de contrôle sur la détermination expérimentale du coefficient de traînée généré lors de la phase d'upstroke d'un profil NACA0012 en vol battu symétrique.

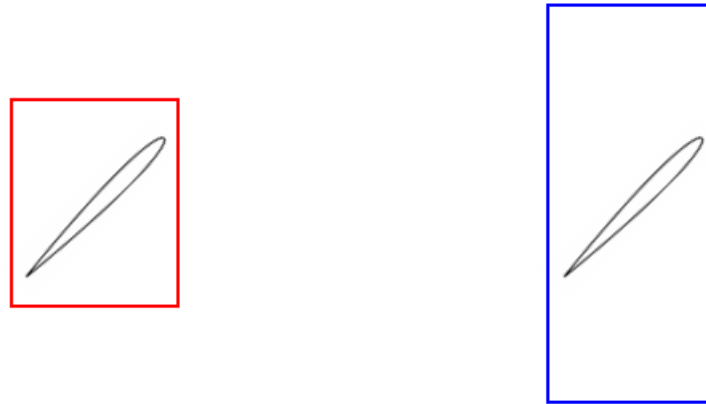


FIG. 3.34 – Volumes de contrôle employés pour la détermination expérimentale des coefficients de traînée (gauche) et portance (droite).

L'étude entreprise dans ce paragraphe a permis d'aborder de façon critique le concept de détermination d'effort par bilan de quantité de mouvement. Si cette méthode s'avère ici particulièrement appropriée à l'établissement d'une corrélation précise entre champs de vitesse et efforts aérodynamiques résultants, notamment du fait de son adaptabilité aux écoulements à bas nombres de Reynolds et aux profils en mouvement, il convient de considérer avec attention sa sensibilité aux différents paramètres de calcul ; à savoir la résolution spatio-temporelle des données expérimentales, la définition du volume de contrôle ou encore la présence d'une composante de vitesse transverse. La maîtrise de ces paramètres est effectivement indispensable à l'analyse rigoureuse du comportement instationnaire des structures de l'écoulement vis-à-vis des efforts résultants, permettant une compréhension plus fine des mécanismes sustentateurs mis en jeu lors du vol battu.

3.4 Identification des structures tourbillonnaires

L'analyse des données numériques et expérimentales repose sur la visualisation des champs de vitesse obtenus respectivement par résolution directe des équations de Navier-Stokes (DNS) et par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). Cependant, la mise en évidence de structures cohérentes ou mouvements vorticiels (CS) peut s'avérer ambiguë, en particulier selon que les champs de vitesse soient représentés dans un repère relatif ou absolu. On note par ailleurs que la définition même de ce qu'est un tourbillon reste aujourd'hui sujet à controverses. En vue d'analyser précisément le comportement spatio-temporel de ces structures pour ensuite les corrélérer aux efforts subis par le profil, il

convient d'avoir recours à des critères de détection tourbillonnaire spécifiques. On s'attachera ici à présenter trois types de critères locaux⁹ complémentaires : la vorticité ω , le critère λ_2 et le critère Q .

3.4.1 Vorticité ω

La vorticité est définie comme étant le rotationnel de la vitesse, c'est-à-dire reliée à la quantité de vitesse angulaire que subit localement le fluide. Dans un espace tridimensionnel (x, y, z) de composantes de vitesse $\vec{V}(u, v, w)$, on note :

$$\vec{\omega} = \text{rot}\vec{V} = \vec{\nabla} \wedge \vec{V} = \begin{pmatrix} \partial w / \partial y - \partial v / \partial z \\ \partial u / \partial z - \partial w / \partial x \\ \partial v / \partial x - \partial u / \partial y \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Cette approche présente cependant plusieurs inconvénients. D'une part, elle ne permet pas la distinction entre régions tourbillonnaires et zones de cisaillement, ce qui peut être particulièrement contraignant lors de l'analyse d'écoulement en proche paroi. Par ailleurs, dans le cas de structures présentant une dynamique intense (c.à.d. mettant en jeu de fortes variations de vorticité en son sein), elle peut indiquer la présence de plusieurs tourbillons bien qu'un seul tourbillon continu soit réellement présent.

3.4.2 Critère λ_2

Le critère λ_2 est développé par **Jeong & Hussain (1995)** en réponse, entre autres, aux inconvénients cités précédemment. Sa définition prend pour point de départ le critère de minimum de pression, habituellement assimilé au noyau tourbillonnaire mais ne pouvant s'appliquer d'un point de vue général à tout type d'écoulement (compte tenu des effets visqueux et de l'influence du cisaillement instationnaire).

Le gradient des équations de Navier-Stokes (Eq.3.2) donne :

$$a_{i,j} = -\frac{1}{\rho} p_{,ij} + \nu u_{i,jkk} \quad (3.25)$$

où $a_{i,j}$ (accélération) peut se décomposer en une partie symétrique et une partie antisymétrique :

$$a_{i,j} = \underbrace{\left[\frac{DS_{ij}}{Dt} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} \right]}_{\text{symétrique}} + \underbrace{\left[\frac{D\Omega_{ij}}{Dt} + \Omega_{ik}S_{kj} + S_{ik}\Omega_{kj} \right]}_{\text{antisymétrique}} \quad (3.26)$$

avec S et Ω les parties symétrique et antisymétrique du tenseur des gradients de vitesse respectivement. $p_{,ij}$ étant symétrique, on peut écrire :

$$\frac{DS_{ij}}{Dt} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} - \nu S_{ij,kk} = -\frac{1}{\rho} p_{,ij} \quad (3.27)$$

De manière à s'affranchir de l'influence du cisaillement instationnaire et des effets visqueux, les premier et dernier termes du membre de gauche sont négligés. La présence d'un minimum local de pression étant lié à l'existence de deux valeurs propres positives du tenseur $p_{,ij}$, on recherche donc la présence de deux valeurs propres négatives du tenseur $S^2 + \Omega^2$. En notant λ_1 , λ_2 et λ_3 ces valeurs propres avec $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$, la détection de structures tourbillonnaires revient à vérifier la négativité de λ_2 . On note que contrairement à la vorticité, ce critère ne permet pas de nuancer l'intensité tourbillonnaire, d'où l'intérêt d'avoir recours aux deux approches.

3.4.3 Critère Q

Q désigne le second invariant du tenseur des gradients de vitesse :

$$Q = -\frac{1}{2} u_{i,j} u_{j,i} = -\frac{1}{2} (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3) \quad (3.28)$$

⁹Par opposition au critère non-locaux (ex : Γ_1 , Γ_2 (Graftieaux *et al.*, 2001))

Ce critère, introduit par **Hunt *et al.* (1988)**, représente les poids relatifs du taux de cisaillement (tenseur S) et de la vorticité (tenseur Ω). Une structure tourbillonnaire se caractérise par une valeur de Q positive.

Jeong & Hussain (1995) démontrent que les critères Q et λ_2 sont équivalents pour des écoulements bidimensionnels.

3.4.4 Circulation

L'intensité d'une structure tourbillonnaire peut en outre se quantifier par sa circulation Γ . Le théorème de Stokes en donne la formulation :

$$\Gamma = \int_l \vec{V} \cdot d\vec{l} = \iint_A \vec{\omega} d\vec{A} \quad (3.29)$$

l et A étant respectivement le contour fermé et l'aire d'intégration englobant la structure. L'application pratique d'une telle approche nécessite la définition d'un contour adapté, choisi notamment par des critères indépendants du repère considéré. Dans la suite des travaux, Γ sera calculée par intégration de la vorticité dans l'aire caractérisée par $Q > 0$ (équivalent à $\lambda_2 < 0$).

3.5 Coefficients aérodynamiques

L'évaluation des performances aérodynamiques du mode de sustentation par vol battu repose sur l'analyse de coefficients adimensionnels dérivés de la mécanique du vol. La nomenclature présentée dans cette partie doit faire part d'une attention particulière puisque l'un des intérêts majeurs du vol asymétrique en comparaison au vol symétrique provient de considérations trigonométriques simples liées à la définition des coefficients adimensionnels. Ce point est évoqué en détail au chapitre 4.

Un profil en mouvement subit un effort $\vec{F}(t)$ résultant du comportement du fluide environnant. Cet effort peut être décomposé suivant deux repères distincts :

- Un repère absolu de composantes horizontale et verticale $F_x(t)$ et $F_y(t)$.
- Un repère aérodynamique de composantes collinéaire et orthogonale au déplacement en translation du profil $F_D(t)$ (traînée) et $F_L(t)$ (portance).

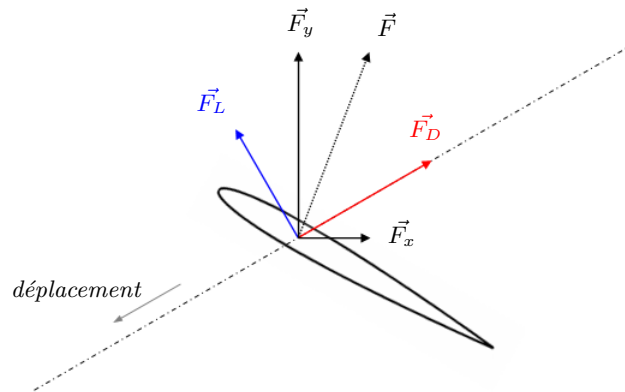


FIG. 3.35 – Schématisation des composantes \vec{F}_D , \vec{F}_L , \vec{F}_x et \vec{F}_y de l'effort total \vec{F} .

Conventionnellement, ce repère aérodynamique est lié à la vitesse de translation du profil de sorte que, dans le cas de vol battu, la traînée est globalement positive durant la totalité du cycle de battement. Par soucis de clarté, on définit toutefois la composante $F'_D(t)$, toujours collinéaire au plan de battement mais dans un repère fixe. Cette grandeur est globalement négative/positive durant les phases d'upstroke/downstroke.

Les formes adimensionnelles de ces composantes se notent respectivement $C_x(t)$, $C_y(t)$, $C_D(t)$ et $C_L(t)$ et sont définies tel que :

$$C_i(t) = \frac{2F_i(t)}{\rho S U^2} \quad (3.30)$$

où ρ est la masse volumique du fluide environnant, S la surface caractéristique du profil et U la vitesse caractéristique du profil. Dans les cas bidimensionnels, S et U sont respectivement assimilés à la corde c et à la vitesse de translation maximale V_0 du profil. Dans les cas tridimensionnels, S et U sont respectivement assimilés à la surface λc^2 (λ : *allongement*) et à la vitesse maximale V_0 du centre aérodynamique de l'aile. Notons que la littérature ne reporte pas systématiquement les mêmes adimensionnalisations ; certains auteurs privilégient la vitesse moyenne plutôt que la vitesse maximale ou encore la vitesse en bout d'aile plutôt qu'au centre aérodynamique.

Dans le cadre de l'étude paramétrique exposée au chapitre 4, il convient dans un premier temps d'avoir recours aux valeurs moyennées de ces coefficients. On note :

$$\overline{C_i} = \frac{1}{T} \int_0^T C_i(t) dt \quad (3.31)$$

les coefficients moyennés sur un cycle de battement de période T .

Ainsi, on définit simplement le coefficient d'efficacité comme étant le rapport entre le coefficient d'effort vertical moyen (nécessaire à la sustentation) et le coefficient de traînée moyen (s'opposant au déplacement et agissant comme consommateur d'énergie) :

$$\overline{C_{eff}} = \frac{\overline{C_y}}{\overline{C_D}} \quad (3.32)$$

le coefficient de puissance donnant une estimation de la puissance à fournir pour vaincre la traînée :

$$\overline{C_p} = \frac{1}{T} \int_0^T C_D(t) \frac{V^3(t)}{V_0^3} dt \quad (3.33)$$

ainsi que le coefficient de qualité comparant l'effort sustentateur généré à la puissance consommée :

$$\overline{C_q} = \frac{\overline{C_y}^{3/2}}{2\overline{C_p}} \sqrt{\frac{c}{2A}} \quad (3.34)$$

où A représente l'amplitude de battement de l'aile, la surface balayée étant $S_b = 2A \times \lambda c$. Notons que cette définition provient de la théorie de Froude permettant d'évaluer la puissance théorique nécessaire à la sustentation d'un disque portant $\overline{P_t} = \overline{F_y}^{3/2} / \sqrt{2\rho S_b}$ en fluide parfait.

Chapitre 4

Mécanismes instationnaires bidimensionnels : asymétrie en vol stationnaire

Sommaire

4.1 Cinématiques de battement	66
4.1.1 Paramétrisation	66
4.1.2 Condition de vol stationnaire	68
4.2 Etude préliminaire : mécanismes instationnaires sur un cas symétrique référence	69
4.2.1 Description phénoménologique	69
4.2.2 Efforts instationnaires	72
4.2.3 Dissociation des mécanismes instationnaires	75
4.2.4 Performances aérodynamiques moyennes	80
4.3 Etude paramétrique : influence de la dissymétrie du mouvement . . .	81
4.3.1 Comparaison phénoménologique	81
4.3.2 Impact sur les efforts instationnaires	85
4.3.3 Discussion de l'influence des principaux mécanismes instationnaires	88
4.3.4 Action sustentatrice	92
4.3.5 Impact sur les performances aérodynamiques moyennes	93
4.3.6 Généralisation (<i>Annexe A</i>)	95
4.4 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux	96
4.5 Conclusion	98

L'étude du mode de sustentation par vol battu peut-être appréhendée suivant deux approches : l'une, à caractère zoologique, visant à élucider les mécanismes aérodynamiques spécifiques à certaines espèces du monde vivant (ex : Lighthill (1973); Ellington *et al.* (1996)); l'autre, destinée à une application pratique (MAVs) portant sur l'analyse systématique des paramètres potentiellement favorables à la définition de cinématiques optimales en terme de portance, efficacité aérodynamique ou sur le plan énergétique global (ex : Milano & Gharib (2005)). Dans le cadre de cette seconde approche, nous nous attachons ici à caractériser l'aérodynamique d'un profil NACA0012 bidimensionnel décrivant un mouvement de battement (tangage/pilonnement) à Reynolds 1000.

Nous abordons tout d'abord une configuration référence définie par une cinématique de battement symétrique pour laquelle nous établissons une corrélation précise entre comportement spatio-temporel des structures cohérentes et efforts résultants. Une attention particulière est portée à l'identification des principaux phénomènes physiques mis en jeu et à la quantification de leur contribution vis-à-vis des performances aérodynamiques instationnaires et moyennes.

En second lieu, nous nous attachons à comprendre les particularités liées aux cas de battements asymétriques dont les cinématiques même suggèrent une efficacité aérodynamique accrue. Les résultats obtenus dans le cadre d'une étude paramétrique révèlent, entre autres, la sensibilité de l'écoulement au phénomène de capture tourbillonnaire. Des considérations simples sont alors envisagées en vue d'optimiser les performances globales.

La confrontation entre résultats numériques et expérimentaux et la compréhension relativement générale des mécanismes mis en jeu mènent alors à l'analyse critique des outils d'investigation décrits au chapitre précédent. Cette étape révèle la pertinence des données obtenues.

4.1 Cinématiques de battement

4.1.1 Paramétrisation

On considère le battement d'un profil NACA0012 à Reynolds 1000. L'amplitude de battement A est fixée à 6 cordes. Le profil est animé d'un mouvement de translation à vitesse V et angle d'attaque α constants sur 4 cordes (2 cordes de part et d'autre de sa position moyenne). Au delà de ces 4 cordes, il subit une rotation combinée à une décélération ou à une accélération de translation selon qu'il termine ou entame la phase d'upstroke ou de downstroke. Les temps de rotation et de décélération ou accélération adimensionnés par le rapport V_0/c , notés respectivement $\Delta\tau_r$ et $\Delta\tau_t$, sont fixés égaux à π . La vitesse de translation constante V_0 est définie par le nombre de Reynolds tel que :

$$Re = \frac{V_0 \cdot c}{\nu} \quad (4.1)$$

avec c corde du profil. La période de battement se déduit de l'expression suivante :

$$T = \frac{4c}{V_0} \left(2 + \frac{\pi}{2}\right) \quad (4.2)$$

impliquant une fréquence de battement d'environ 10 Hz en configuration réelle (*air* : $c=10$ mm).

Les paramètres de l'étude sont les angles d'attaque d'upstroke α_u et de downstroke α_d . Le choix conjoint de ces valeurs permet de distinguer deux types de battement :

- les configurations de type symétriques pour lesquelles $\alpha_u = \alpha_d$ (Fig.4.2)
- les configurations de type asymétriques pour lesquelles $\alpha_u \neq \alpha_d$ (Fig.4.3)

L'intérêt de ce chapitre étant de mettre en évidence l'effet de la dissymétrisation du mouvement (c.à.d. de la différence $\alpha_u - \alpha_d$) sur les performances aérodynamiques des voilures battantes, on traitera les données suivant trois groupes caractérisés par une valeur de α_d fixée : à savoir $\alpha_d = 30^\circ$, $\alpha_d = 45^\circ$ et $\alpha_d = 60^\circ$.

Le centre de rotation est positionné au quart corde. La vitesse angulaire ω des phases de supination et de pronation dépend de la différence ($\alpha_u - \alpha_d$). L'angle d'attaque en début et à mi-période est égal à $\alpha_u + (\alpha_d + \alpha_u)/2$, soit 90° dans le cas particulier de configurations symétriques.

La résolution numérique des équations de Navier-Stokes impose la continuité des accélérations définissant les mouvements de translation et de rotation. Une discontinuité de ces dernières impliquerait

une discontinuité du champ de pression. Ce critère est assuré par l'utilisation de lois de mouvement polynomiales du 4^{ème} ordre sur les vitesses, explicitées comme suit (sur un quart de période) :

pour $t^* \in [0; \pi/2]$

$$V^*(t^*) = \gamma_{t^*=0}^* t^* + at^{*2} + bt^{*3} + ct^{*4} \quad (4.3)$$

$$\omega^*(t^*) = \omega_{t^*=0}^* + dt^{*2} + et^{*3} + ft^{*4} \quad (4.4)$$

pour $t^* \in [\pi/2; T^*/4]$

$$V^*(t^*) = 1 \quad (4.5)$$

$$\omega^*(t^*) = 0 \quad (4.6)$$

où $\gamma_{t^*=0}^*$ et $\omega_{t^*=0}^*$ désignent respectivement les accélérations de translation ($\gamma^* = \gamma c/V_0^2$) et vitesse angulaire ($\omega^* = \omega c/V_0$) adimensionnées à $t^* = 0$. Soulignons que t^* représente le temps adimensionné tV_0/c avec $t^* = 0$ début du cycle de battement (début de la phase d'upstroke). La figure 4.1 présente l'évolution temporelle de la position et de la vitesse de translation de l'aile (communes à toutes les configurations) ainsi que celle de son incidence (représentée par l'angle $\alpha' = 90^\circ - \alpha$) et de sa vitesse angulaire.

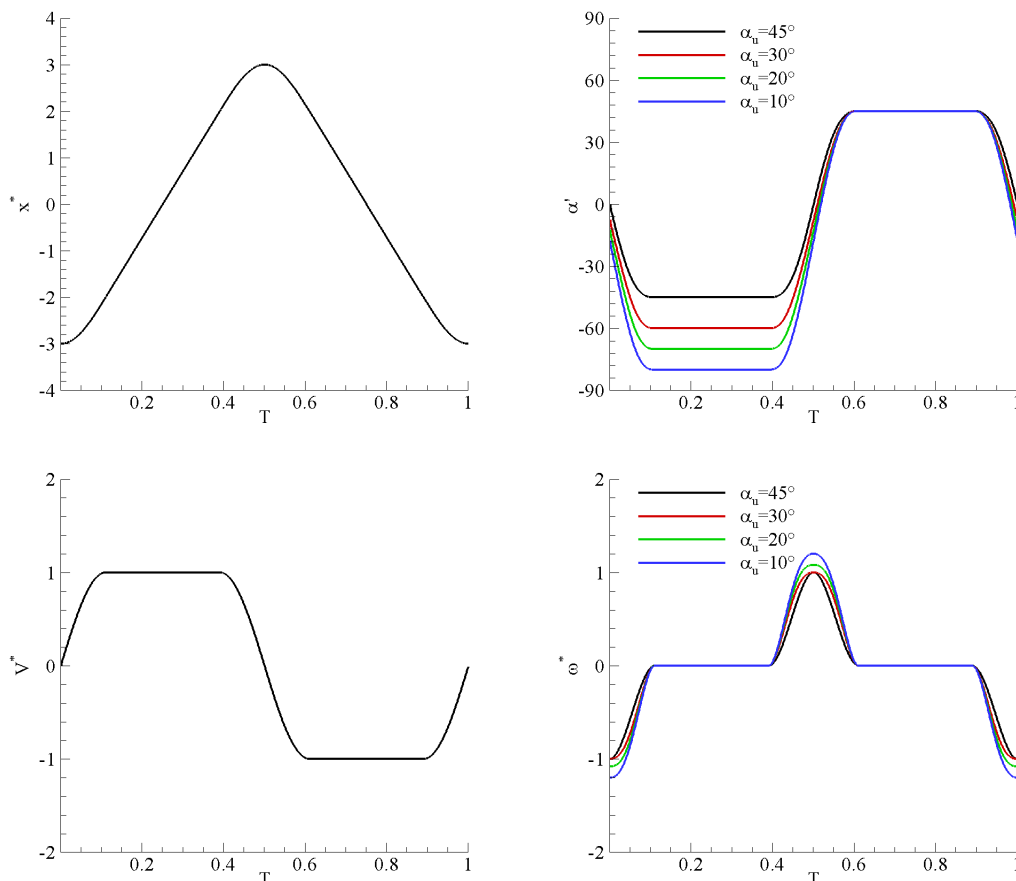


FIG. 4.1 – Cinématiques de battement des configurations $\alpha_d = 45^\circ$, $\alpha_u = 45^\circ, 30^\circ, 20^\circ, 10^\circ$. Position adimensionnée (en haut à gauche), incidence α' (en haut à droite), vitesse de translation adimensionnée (en bas à gauche) et vitesse de rotation adimensionnée (en bas à droite) en fonction de la période de battement.

Le tableau 4.1 dresse un récapitulatif des valeurs caractéristiques des paramètres de battement en vue de faciliter une éventuelle comparaison avec la littérature.

α_d	α_u	$\gamma_{t^*=0}^*$	a	b	c	$\omega_{t^*=0}^*$	d	e	f
30	10	1	0.0122	-0.1993	0.0282	-1.32	0.1729	1.1422	-0.5804
30	20	"	"	"	"	-1.20	-0.0271	1.2729	-0.6023
30	30	"	"	"	"	-1.14	0.2107	0.9083	-0.4764
45	10	"	"	"	"	-1.20	0.3107	0.8429	-0.4654
45	20	"	"	"	"	-1.08	0.1107	0.9736	-0.4873
45	30	"	"	"	"	-1	0.2026	0.7741	-0.4107
45	45	"	"	"	"	-1	-1.2158	0.516	0
60	10	"	"	"	"	-1.02	0.0108	1.039	-0.4983
60	20	"	"	"	"	-0.96	0.2486	0.6743	-0.3723
60	30	"	"	"	"	-0.84	0.0486	0.805	-0.3942
60	45	"	"	"	"	-0.72	0.1864	0.5057	-0.2795
60	60	"	"	"	"	-0.6	0.3242	0.2064	-0.1643

TAB. 4.1 – Récapitulatif des valeurs cinématiques caractéristiques des différents cas d'étude

4.1.2 Condition de vol stationnaire

On se restreint ici à l'étude de configurations en vol stationnaire par opposition aux configurations en vol d'avancement. Cette condition se traduit par la formulation suivante :

$$\overline{C_x} = \frac{1}{T} \int_0^T C_x(t) dt = 0 \quad (4.7)$$

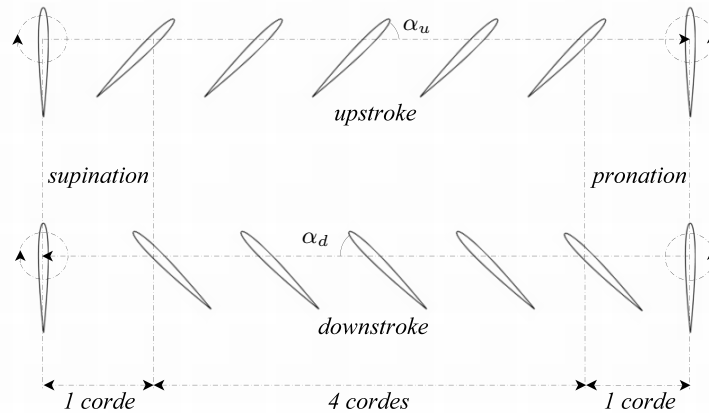
En introduisant le paramètre β caractérisant l'inclinaison du plan de battement, on obtient :

$$\overline{C_x} = \overline{C'_D} \times \cos(\beta) - \overline{C_L} \times \sin(\beta) = 0 \quad (4.8)$$

puis

$$\tan(\beta) = \frac{\overline{C'_D}}{\overline{C_L}} \quad (4.9)$$

On remarque que les configurations symétriques s'effectuent globalement suivant un plan de battement horizontal ($\beta = 0$) dans la mesure où les traînées d'upstroke et de downstroke s'annulent ($\overline{C'_D} = 0$), contrairement aux configurations asymétriques qui s'effectuent suivant un plan de battement incliné (Fig.4.2,4.3). L'utilisation du terme « globalement » souligne la possibilité d'un plan de battement incliné (comportement non symétrique de l'effort aérodynamique résultant) associé à une cinématique de battement symétrique. Ce point attribué aux fortes non-linéarités caractérisant l'écoulement a notamment été mis en évidence par Bos *et al.* (2008).

FIG. 4.2 – Cinématique de battement. Représentation de la configuration symétrique $\alpha_d = \alpha_u = 45^\circ$.

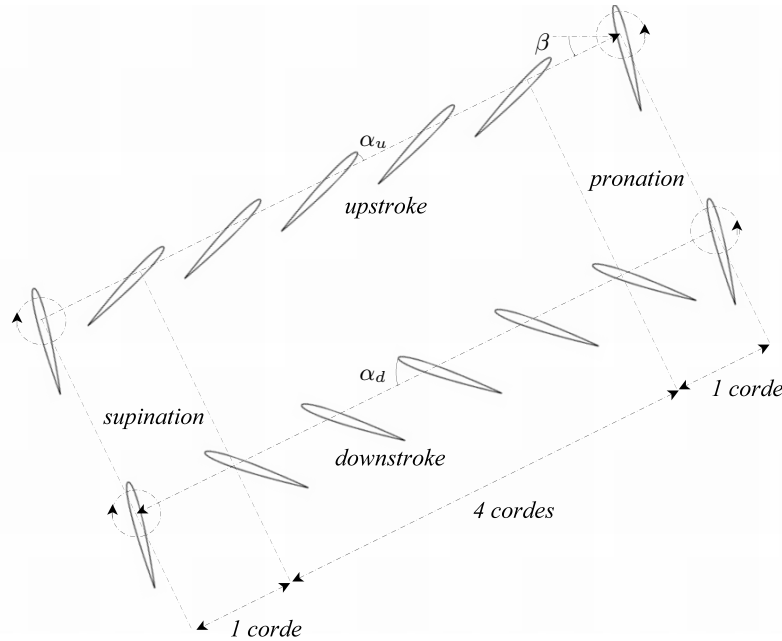


FIG. 4.3 – Cinématique de battement. Représentation de la configuration asymétrique $\alpha_d = 45^\circ$, $\alpha_u = 20^\circ$.

4.2 Etude préliminaire : mécanismes instationnaires sur un cas symétrique référence

Caractérisons tout d’abord le comportement spatio-temporel des structures de l’écoulement générées pour le cas de base symétrique illustré en figure 4.2, ainsi que l’influence de ces dernières sur la génération d’efforts aérodynamiques instationnaires. Cette étape s’avère indispensable à plusieurs niveaux :

- Elle permet de cadrer l’étude paramétrique vis-à-vis d’un cas de référence.
- Elle renforce et affine les informations présentées au chapitre 2 sur les mécanismes instationnaires induits par une aile en vol battu stationnaire.
- Elle évalue la correspondance entre résultats numériques et expérimentaux.

On se base pour cela sur l’analyse des champs de vorticité adimensionnée obtenus expérimentalement par PIV2D-2C et numériquement par DNS. On précise que les efforts correspondants dérivent respectivement de l’équation de bilan de quantité de mouvement (voir chapitre 3) et de l’intégration de la pression et des contraintes visqueuses le long du profil.

4.2.1 Description phénoménologique

La figure 4.4 présente les champs de vorticité adimensionnée obtenus à intervalle de temps régulier ($1/20^{\text{ème}}$ T) lors de la septième période de battement. Par soucis de clarté, on procède à l’identification chronologique des structures tourbillonnaires de l’écoulement, repérées par les sigles LEV, SV, TEV et RV (pour Leading Edge Vortex, Starting Vortex, Trailing Edge Vortex et Rotation Vortex) et indicées par les symboles $d, u, 1, 2, \dots$ (pour downstroke, upstroke et ordre d’occurrence). On distingue les phases caractérisées par des vitesse de translation et angle d’attaque constants, notées *Upstroke* et *Downstroke*¹, de celles définies par des vitesse de translation et angle d’attaque variables, notées *Supination* et *Pronation*.

Supination (Upstroke) : A l’instant $t = 0$, l’aile entame la phase d’upstroke. Sa vitesse de rotation est maximale, sa vitesse de translation est nulle. L’écoulement est régi par la présence de trois structures distinctes générées lors de la phase de battement précédente. Précisément, on distingue deux structures

¹Précisons que cette qualification est adoptée en vue de faciliter la description phénoménologique, les termes *Upstroke* et *Downstroke* désignant en réalité la totalité d’une phase de translation

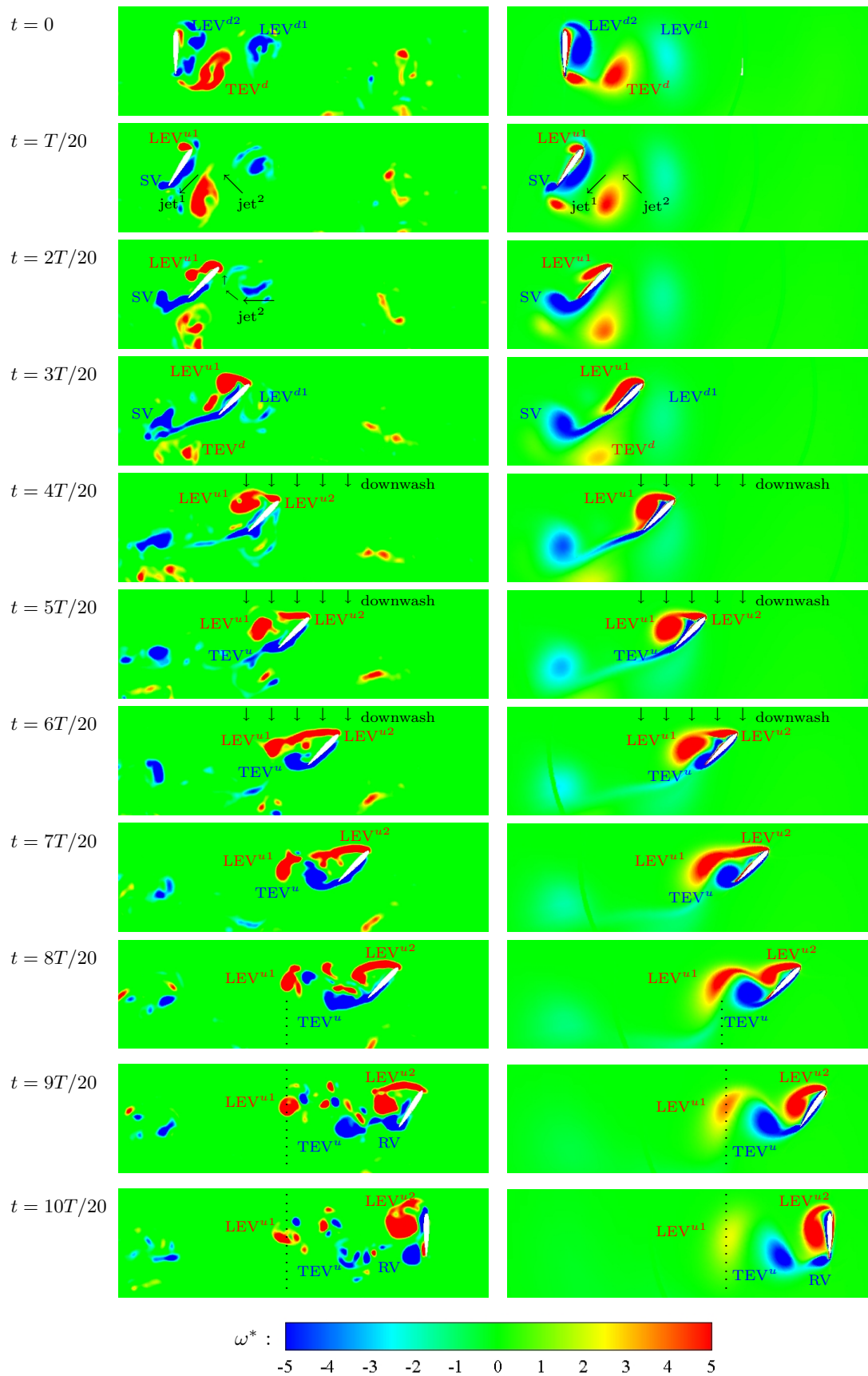


FIG. 4.4 – Champs de vorticité adimensionnée obtenus par PIV2D-2C (gauche) et DNS (droite) pour le cas de base $\alpha_d = 45^\circ$, $\alpha_u = 45^\circ$. Phase d'upstroke.

à vorticité négative (LEV^{d1} , LEV^{d2}) (rotation horaire) issues du décollement de bord d'attaque et une structure à vorticité positive (TEV^d) (rotation trigonométrique) au voisinage du bord de fuite.

La seconde structure de bord d'attaque LEV^{d2} entre en interaction avec le profil dès $t = T/20$. Cette dernière glisse sous l'intrados vers le bord de fuite. Son action, combinée à celle du tourbillon de bord de fuite TEV^d , semble favoriser la génération du tourbillon de démarrage SV 1) en créant un dipôle accélérant le fluide à proximité du profil (jet¹) et 2) en fournissant un surplus de vorticité. La vitesse du bord de fuite résultant de la combinaison des mouvements de translation et de rotation étant quasi nulle à cet instant, nous sommes effectivement amenés à penser que la génération du tourbillon de démarrage serait plus graduelle en l'absence de ce dipôle. L'analyse quantitative des champs de vitesse obtenus numériquement et expérimentalement démontre que, dans cette zone, l'écoulement atteint des vitesses de l'ordre de 1.7 fois la vitesse de translation référence V_0 du profil.

Par ailleurs, on note la formation d'un tourbillon de bord d'attaque à vorticité positive (LEV^{u1}) résultant de la vitesse du bord d'attaque ($V_{ba}(t) \approx V_0$) associée à une incidence élevée ($\alpha_u(t) = 55^\circ$). Aussi, il est probable que la cellule tourbillonnaire convectée au dessus de l'aile et issue de la scission du tourbillon LEV^{d2} favorise le décollement de bord d'attaque. De plus, de façon analogue au mécanisme décrit précédemment, on constate la présence d'un second jet fluide (jet²) dirigé vers le bord d'attaque et dérivant du dipôle tourbillonnaire formé par les structures de sillage LEV^{d1} et TEV^d .

Upstroke : A l'instant $t = 2T/20$, l'aile atteint sa vitesse de translation maximale V_0 et son angle d'attaque d'upstroke $\alpha_u = 45^\circ$. La formation du tourbillon de bord d'attaque LEV^{u1} , d'abord entretenue par le mouvement, est accélérée par le jet fluide (jet²) identifié précédemment.

Ainsi, à l'instant $t = 3T/20$, on montre que l'écoulement est dominé par la structure de bord d'attaque LEV^{u1} se développant au niveau de l'extrados conjointement à l'éloignement du dipôle formé par les structures SV et TEV^d . Le tourbillon de bord d'attaque LEV^{d1} est quant à lui convecté sous l'aile où il se dissipe rapidement.

Des remarques identiques peuvent être avancées pour $t = 4T/20$. Toutefois, l'« éjection » de fluide au niveau du bord d'attaque, caractérisée par l'angle du plan de cisaillement, semble ici réduite. Si cette tendance est en partie attribuable à l'absence de jet renforçant la vitesse relative du fluide au niveau du bord d'attaque, elle dérive principalement de la présence d'un flux descendant significatif résultant de la production de portance lors des phases de battement précédentes. Ce flux, matérialisé sur la figure 4.5 par des lignes de courant, est plus communément appelé « downwash ». On montre qu'à cet instant, la composante verticale de la vitesse de l'écoulement deux cordes en amont de l'aile et à hauteur du centre de rotation atteint des valeurs de l'ordre de 0.27 fois la vitesse de translation référence V_0 . De manière approchée, on peut en conséquence considérer un angle d'attaque effectif de l'ordre de $\arctan(0.27) \approx 15^\circ$ en deçà de l'incidence imposée par la cinématique de battement. Cet ordre de grandeur est en accord avec ceux reportés dans la littérature (Birch & Dickinson, 2001).

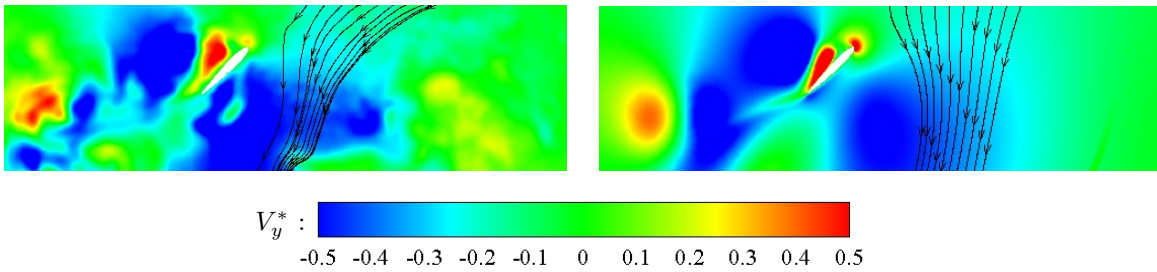


FIG. 4.5 – Illustration du phénomène de « downwash ». Composante verticale de la vitesse adimensionnée et lignes de courant obtenus par PIV2D-2C (gauche) et DNS (droite) pour le cas de base $\alpha_d = 45^\circ, \alpha_u = 45^\circ$ à l'instant $t = 4T/20$.

Par ailleurs, les visualisations par traceurs solides (Fig.4.6,4.7) permettent d'identifier la naissance d'une seconde cellule tourbillonnaire au niveau du bord d'attaque LEV^{u2} . On note que les simulations numériques lui prédisent une apparition légèrement plus tardive.

A l'instant $t = 5T/20$, on distingue la formation d'un tourbillon de bord de fuite TEV^u dont la croissance va favoriser le lâcher du tourbillon de bord d'attaque LEV^{u1} . La structure composée des deux cellules LEV^{u1} et LEV^{u2} s'étire progressivement ($t = 6T/20$) pour finalement se scinder en deux tourbillons réellement distincts ($t = 7T/20$). Conformément aux observations de Dickinson & Götz (1993), le profil a parcouru environ 4 cordes au moment du lâcher.

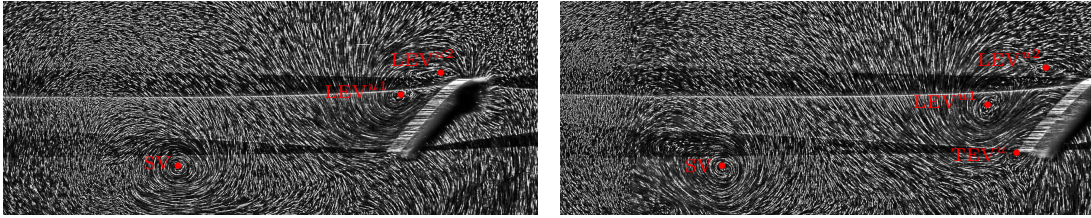


FIG. 4.6 – Mise en évidence de la formation des tourbillons de bord d’attaque LEV^{u2} et de bord de fuite TEV^u . Visualisations par traceurs solides (caméra 1) aux instants $t = 4T/20$ (gauche) et $t = 5T/20$ (droite).

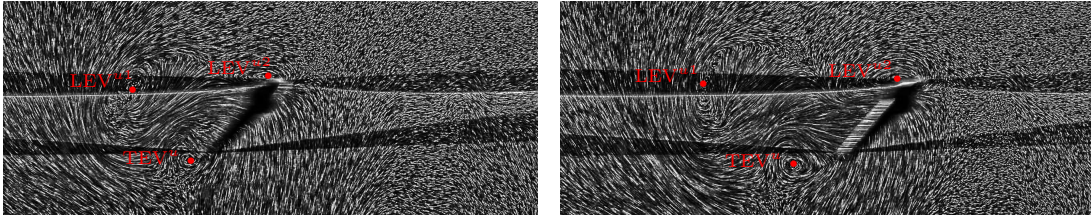


FIG. 4.7 – Mise en évidence du lâcher tourbillonnaire (LEV^{u1}). Visualisations par traceurs solides (caméra 2) aux instants $t = 6T/20$ (gauche) et $t = 7T/20$ (droite).

Pronation (Upstroke) : A l’instant $t = 8T/20$, l’écoulement présente un comportement de type « allée de von Karman ». L’aile initie alors un mouvement de rotation combiné à une décélération de translation. Le tourbillon LEV^{u1} , lâché dans le sillage vers $t = 7T/20$, tient ici une position fixe (repérée par des pointillées sur la figure 4.4). Le tourbillon LEV^{u2} , attaché au profil, est convecté à vitesse $\approx V_0$. Ainsi, conjointement à la décélération de l’aile, ce dernier semble progressivement entraîné vers l’extrados sous les effets d’inertie ($t = 9T/20$ et $t = 10T/20$). En parallèle, la mise en rotation du profil impulse le lâcher du tourbillon de bord de fuite TEV^u et la formation rapide d’un tourbillon de rotation RV.

A mi-période, l’aile achève la phase d’upstroke. Elle est animée d’un mouvement strictement opposé à celui imposé à $t = 0$. L’écoulement est alors caractérisé par les deux structures de bord d’attaque LEV^{u1} et LEV^{u2} ainsi que les deux structures de bord de fuite TEV^u et RV. On précise que cette dernière, bien que visible sur les champs obtenus par simulation numérique, n’était pas identifiable expérimentalement à $t = 0$. Ainsi, on dénote un désaccord entre résultats numériques et expérimentaux concernant le caractère symétrique de l’écoulement. Nous discuterons ce point au paragraphe 4.4.

4.2.2 Efforts instationnaires

La formation de tourbillons au sein de l’écoulement modifie de façon conséquente le champ de pression environnant et, de ce fait, affecte substantiellement les efforts subis par le profil. Dans ce paragraphe, on s’attache donc à établir une corrélation précise entre comportement spatio-temporel des structures cohérentes et instationnarité des efforts résultants. En outre, compte tenu des cinématiques de battement imposées, on précise que ces derniers dépendent étroitement des effets Kramer et de masse ajoutée. La figure 4.8 confronte les composantes de traînée et portance obtenues numériquement et expérimentalement durant la phase d’upstroke, résultant des répartitions de pression ($p^* = p/0.5\rho V_0^2$) illustrées en figure 4.9.

Supination (Upstroke) : A l’instant $t = 0$, l’orientation verticale de l’aile justifie un effort de portance quasi-nul. A l’inverse, l’effort de traînée atteint des niveaux notablement élevés ($C_D \approx 0.8$). Trois points semblent en être à l’origine. Premièrement, l’accélération de translation de l’aile, alors maximale, induit des effets de masse ajoutée conséquents. Deuxièmement, la rotation de l’aile perturbe le champ de vitesse environnant en favorisant la génération d’une zone rotationnelle au voisinage de l’extrados et en modulant la zone rotationnelle du LEV^{d2} . Les conséquences directes en sont : 1) la présence d’une zone dépressionnaire en proche extrados et 2) l’atténuation forte de la dépression liée au LEV^{d2} (Fig.4.10). Enfin, on note une légère surpression associée à l’action du jet¹ (alors couplé au RV) au niveau du bord de fuite.

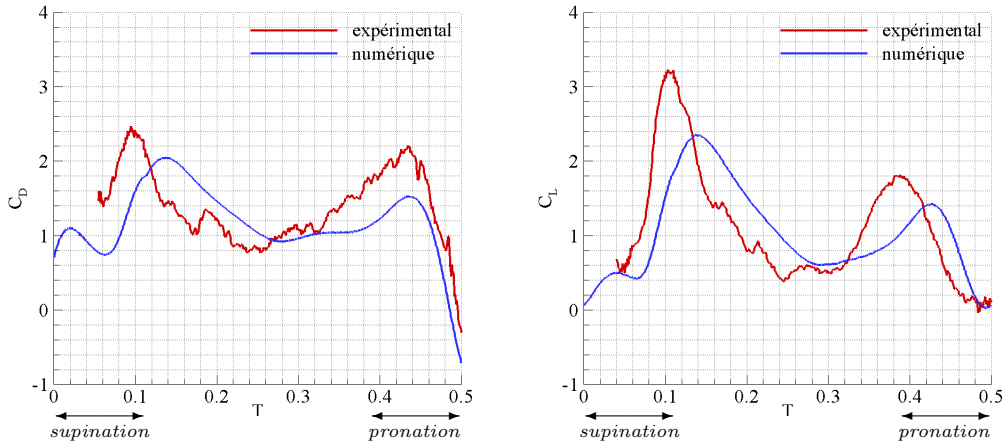


FIG. 4.8 – Coefficients de traînée C_D et portance C_L résultant du mouvement de battement symétrique ($\alpha_d = 45^\circ$, $\alpha_u = 45^\circ$) d'un profil NACA0012 à Reynolds 1000. Comparaison des valeurs obtenues numériquement et expérimentalement lors de la phase d'upstroke.

Sur l'intervalle $t \in [0; 0.06T]$, le comportement des efforts est particulièrement complexe. Dans un premier temps, on constate une hausse rapide des coefficients de traînée et portance résultant des effets inertiels liés à l'accélération de translation du profil. Cet évènement est suivi par l'atténuation du coefficient de traînée à partir de $t = 0.02T$, probablement issue de l'interaction structures de sillage/profil et de l'effet Kramer. D'abord, la convection du tourbillon LEV^{d2} sous l'intrados déplace l'action du jet fluide jet¹ et s'assimile à la présence d'une zone fortement dépressionnaire en proche paroi. Ensuite, la rotation de l'aile tend à créer une circulation supplémentaire opposée à celle générée par la translation. Un comportement plus nuancé mais attribuable aux mêmes mécanismes est mis en évidence pour le coefficient de portance à partir de $t = 0.04T$. On précise en ce sens que la diminution de la surface projetée de l'aile sur l'axe vertical accentue l'atténuation du coefficient de traînée tout en limitant celle du coefficient de portance.

L'instant $t = 0.06T$ marque une hausse considérable des composantes de traînée et portance. Ce comportement dérive essentiellement 1) de la formation du tourbillon de bord d'attaque LEV^{u1} créant une zone de dépression locale au niveau de l'extrados, agissant conjointement 2) à la suppression progressive de l'action dépressionnaire du LEV^{d2} sous l'intrados, 3) à l'action du jet², issu des TEV^d et LEV^{d1} , opposée aux conditions aux limites du profil et 4) aux effets de masse ajoutée.

Upstroke : En conséquence, les simulations numériques et essais expérimentaux révèlent des niveaux d'effort maximaux aux instants $t = 0.1T$ et $t = 0.14T$ respectivement. A $t = 0.15T = 3T/20$, on dénote clairement la présence de zones dépressionnaire (action du LEV^{u1}) et de surpression (action du jet²) intenses caractérisées par des niveaux de pression maximaux de l'ordre de respectivement $p^* = -3.5$ et $p^* = 1.2$ s'étendant du bord d'attaque au bord de fuite (Fig.4.9). A $t = 0.20T = 4T/20$, la zone dépressionnaire présente une topologie comparable, le noyau dépressionnaire s'étant toutefois déplacé vers le bord de fuite. La représentation de la seconde valeur propre du tenseur hessien de la pression rend plus précisément compte de la localisation des minimums locaux de pression (identifiés en bleu sur la figure 4.9).

Parallèlement, la zone de surpression s'atténue conjointement à l'éloignement du LEV^{d1} et, *de facto*, au déplacement du jet². On distingue donc une baisse significative des efforts aérodynamiques entre ces deux instants. Par la suite, il apparaît clairement que l'évolution instationnaire des coefficients de traînée et portance s'assimile alors étroitement au comportement spatio-temporel du LEV^{u1} (notons effectivement que l'aile se translate à angle d'attaque et vitesse constants de sorte qu'aucune composante dérivant des effets Kramer et de masse ajoutée n'est à prendre compte; et que les structures tourbillonnaires LEV^{d1} , LEV^{d2} et TEV^d responsables pour la majorité des efforts liés au phénomène de capture tourbillonnaire se dissipent fortement). En revanche, l'influence des phases de battement précédentes reste significative de par la présence du flux descendant induit ou « downwash », affectant prioritairement la composante de portance. Par conséquent, les efforts tendent progressivement vers un minimum local ($C_D \approx 0.9$ et $C_L \approx 0.6$ à $t = 0.26T$ et $t = 0.28T$), tendance qui coïncide avec l'éloignement progressif du LEV^{u1} et l'amorce du lâcher tourbillonnaire.

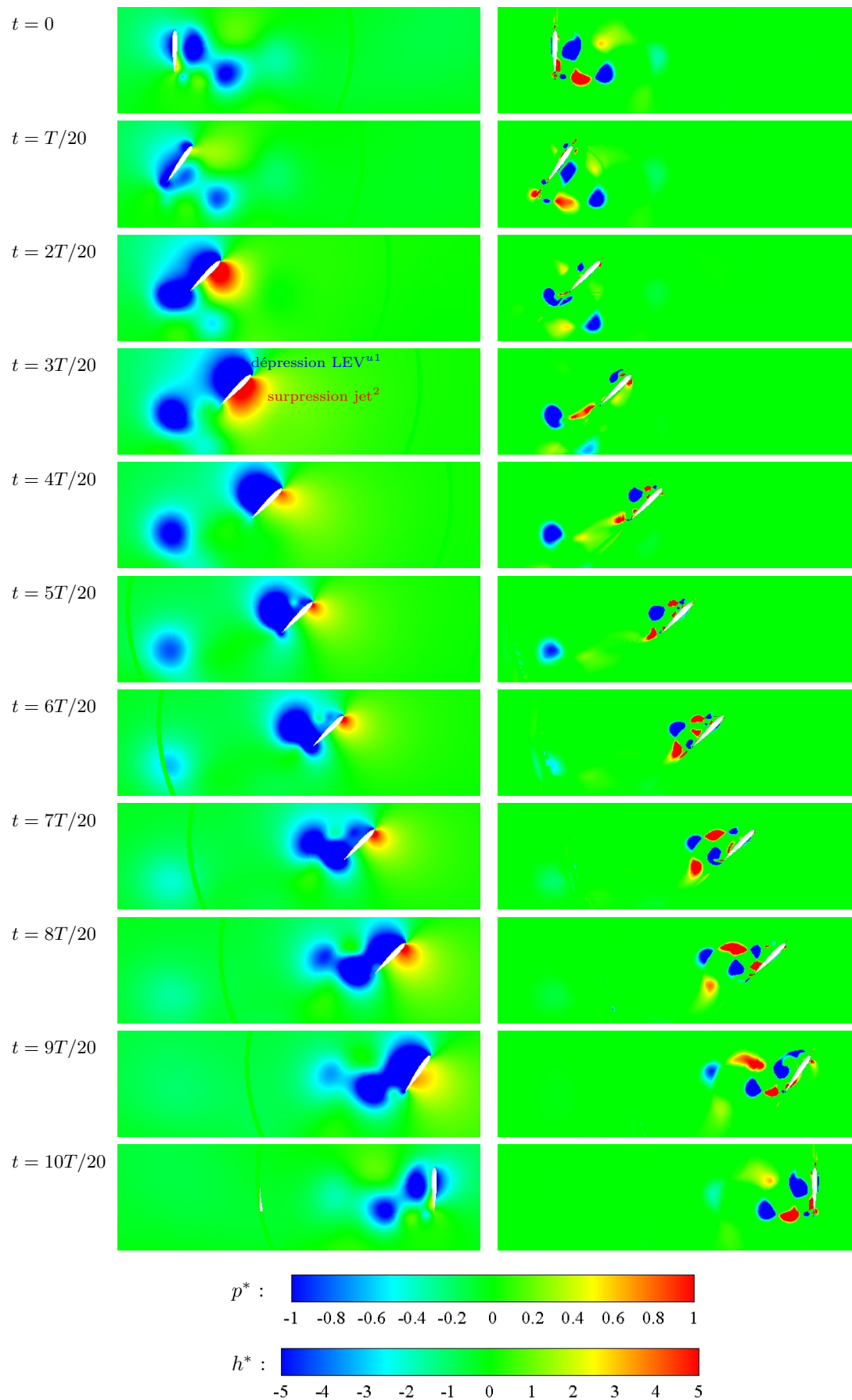


FIG. 4.9 – Champs de pression (gauche) et seconde valeur propre du tenseur hessien de la pression (droite) adimensionnée obtenus par DNS pour le cas de base $\alpha_d = 45^\circ$, $\alpha_u = 45^\circ$. Phase d'upstroke.

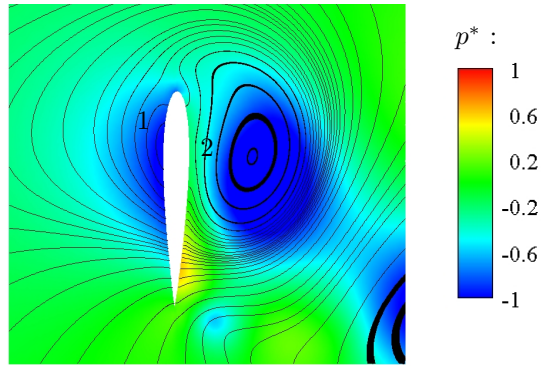


FIG. 4.10 – Illustration de la dépression (1) et de l’atténuation de la dépression liée au LEV^{d2} (2) induites par la mise en rotation du champ de vitesse au voisinage de l’aile. Champ de pression et lignes de courant à l’instant $t = 0$.

De façon identique, la formation du tourbillon LEV^{u2} s’apparente à l’apparition d’une seconde zone dépressionnaire à l’origine d’une nouvelle hausse de l’effort normal, identifiable vers $t \approx 0.3T$.

Pronation (Upstroke) : L’augmentation de l’effort normal est rapidement soutenue par la mise en rotation de l’aile à l’origine d’une circulation supplémentaire *ou* effet Kramer dès $t = 0.4T$. En outre, il convient de préciser que l’augmentation ou la diminution de la surface projetée du profil sur respectivement la verticale ou l’horizontale tend à augmenter la composante de traînée au détriment de la composante de portance. L’effet Kramer est par la suite contrecarré par les effets inertiels liés à la décélération de translation de l’aile de sorte que les efforts chutent brusquement jusqu’à la mi-période. Les niveaux de C_D négatifs (action propulsive) découlent des effets de masse ajoutée combinés à l’action du champ de vitesse induit par la rotation de l’aile (phénomène identique à celui présenté en figure 4.10).

4.2.3 Dissociation des mécanismes instationnaires

Si l’interprétation physique globale des efforts aérodynamiques vis-à-vis des mécanismes fondamentalement instationnaires régissant l’écoulement est rendue possible par une telle démarche de corrélation « directe », la quantification précise de l’effet de chacun d’eux s’avère délicate eu égard au caractère simultané de leur action. Dans ce paragraphe, on cherche donc à dissocier les mécanismes liés à l’interaction profil/sillage, aux mouvements de rotation et aux accélérations/décélérations de l’aile. On procède pour cela à une décomposition par étapes du mouvement de battement. Le tableau 4.2 propose un descriptif de chacune des configurations considérées. De toute évidence, une telle démarche doit être appréhendée avec réserves compte tenu de la non-linéarité du problème étudié ; l’écoulement ne peut effectivement pas être considéré comme la superposition linéaire de solutions « simples ».

Configuration	Description
A	7 ^{ème} période de battement
B	1 ^{ère} période de battement
C	1 ^{ère} période de battement avec translation seule ($\alpha(t) = Cst$)
D	Départ impulsif ($\alpha(t) = Cst, V(t) = Cst$)

TAB. 4.2 – Descriptif des configurations envisagées pour la décomposition par étapes du cas de référence.

L’angle d’attaque et la position instantanés de l’aile n’étant pas directement comparables d’une étape à l’autre, on raisonne ici sur l’évolution du coefficient d’effort total $C_T = \text{sgn}(C_D)\sqrt{C_D^2 + C_L^2}$ et de la différence ΔC_T^2 fonction du déplacement adimensionné $\delta^* = \delta/c$ (Fig.4.11). Précisons simplement

$$^2\Delta C_T = C_{T,A} - C_{T,B}; C_{T,B} - C_{T,C}; C_{T,C} - C_{T,D}$$

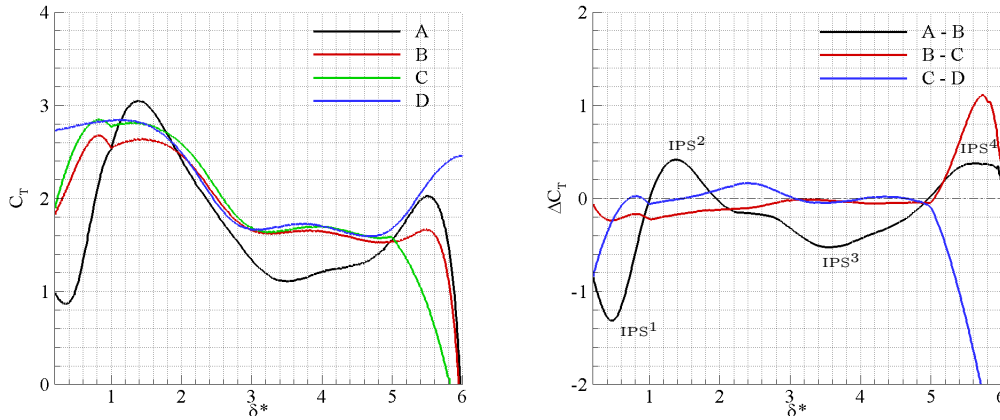


FIG. 4.11 – Coefficients d'efforts totaux C_T en fonction du déplacement adimensionné δ^* obtenus par DNS pour les configurations A, B, C et D (Tab.4.2) (gauche) et différences ΔC_T représentatives de l'interaction profil/sillage (A-B), mouvement de rotation (B-C) et accélération/décélération de l'aile (C-D) (droite). Le sigle IPS repère les variations d'efforts associées à l'interaction profil/sillage.

que $\delta^* = 0$ correspond au début d'une phase de battement (upstroke ou downstroke). L'analyse s'appuie sur la comparaison des champs de vorticité adimensionnée obtenus par DNS et présentés en figure 4.12.

4.2.3.1 Interaction profil/sillage

A l'instar des études menées par Sun & Tang (2002b) et Birch & Dickinson (2003), la mise en évidence du phénomène de capture tourbillonnaire s'effectue par comparaison des efforts et champs de vorticité obtenus lors des 1^{ère} et 7^{ème} périodes de battement. On identifie quatre phases distinctes suivant que le sillage favorise ou atténue la génération d'efforts.

Phase 1 ($\delta^* \in [0; 1]$) : En premier lieu, on constate que l'action dépressionnaire du LEV^{d2} sous l'intrados observée lors de la 7^{ème} période de battement (voir $\delta^* = 0.25$ en figure 4.12) réduit de plus de moitié les efforts dérivant de la formation du LEV^{u1} et des effets de masse ajoutée. Précisément, l'effort total atteint dans ce cas un minimum local de l'ordre de $C_T \approx 0.9$ à $t = T/20$, $\delta^* \approx 0.25$ alors qu'il avoisine $C_T \approx 2$ lors de la 1^{ère} période.

Phase 2 ($\delta^* \in [1; 2]$) : L'influence néfaste de l'interaction profil/sillage sur la génération d'efforts est manifeste jusqu'à 1 corde de déplacement, après quoi elle semble effectivement à l'origine d'un pic sustentateur conséquent issu de la surpression causée par l'action du jet² impactant l'intrados (semblablement aux résultats de Dickinson (1994)). A $t = 3T/20$, $\delta^* \approx 1.5$, ce phénomène induit une augmentation de C_T de l'ordre de 15%. Par ailleurs, les circulations associées au tourbillon de démarrage $\Gamma_{A,num}^* = 1.86$ dans le cas A et $\Gamma_{B,num}^* = 1.07$ dans le cas B à $t = 4T/20$, $\delta^* \approx 2.3$, confirment les commentaires avancés au paragraphe 4.2.1 quant à l'influence du jet¹ sur la formation du SV.

Phase 3 ($\delta^* \in [2; 5]$) : En outre, le développement du LEV^{u1} semble perturbé par la présence du flux « downwash » induit lors des phases de battement précédentes³, lui conférant un aspect plus compact et bloquant son expansion sur sa partie supérieure. On constate en ce sens qu'à l'instant $t = 6T/20$, $\delta^* \approx 3.7$, le plan de cisaillement caractéristique du décollement de bord d'attaque suit un plan horizontal alors qu'une éjection plus franche associée à une zone dépressionnaire plus étendue en proche extrados est observée en l'absence de sillage. Cette remarque témoigne d'une diminution de l'incidence effective de l'aile. Par conséquent, de 2 à 5 cordes de déplacement, l'effort total obtenu lors de la 7^{ème} période atteint des niveaux nettement en deçà de ceux observés lors de la 1^{ère} période. La représentation du champ de vitesse verticale moyen en figure 4.13 illustre les zones d'influence du « downwash ».

³Notons de même que le « downwash » nuance l'action sustentatrice du jet²

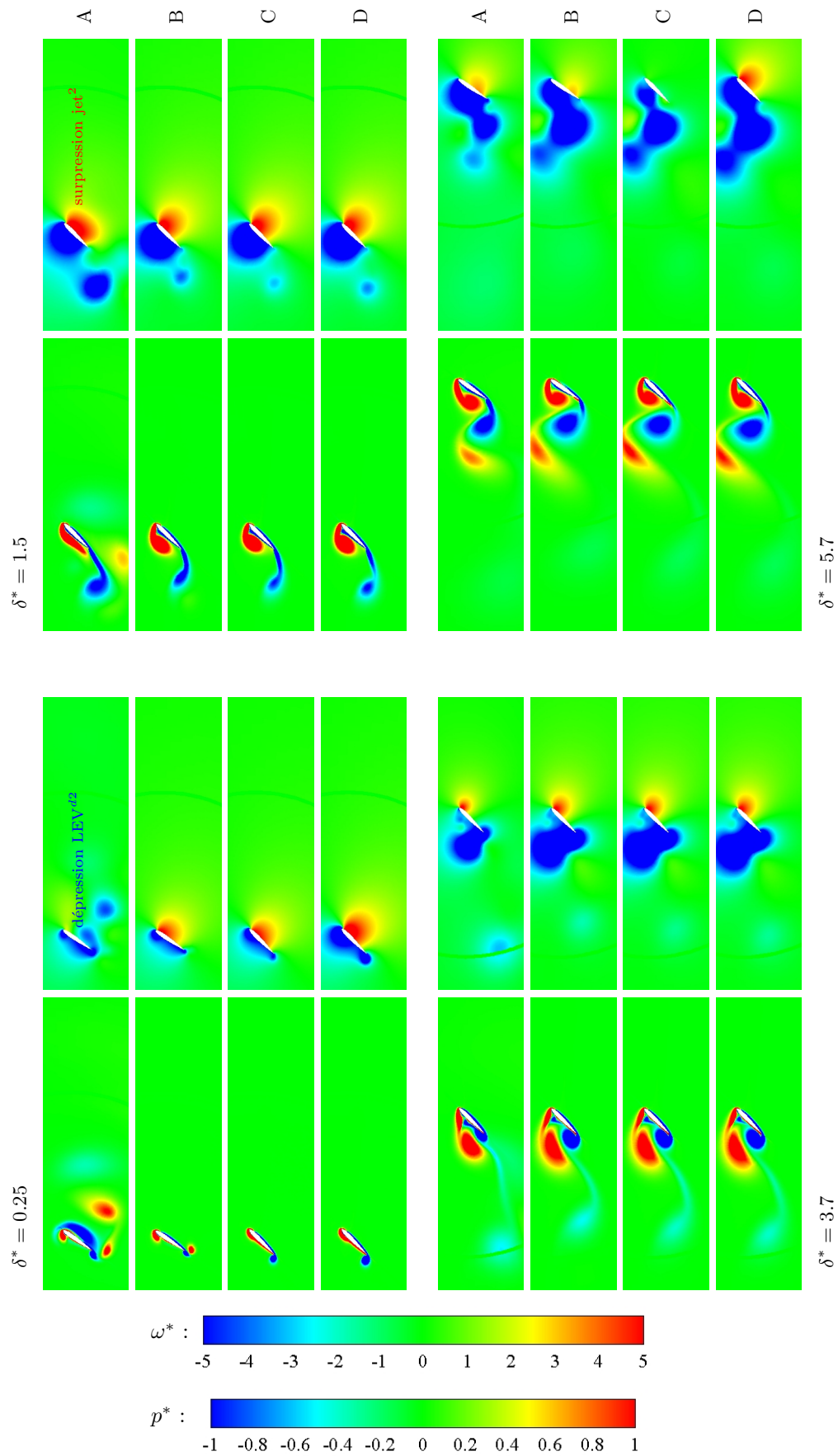


FIG. 4.12 – Champs de vorticité et de pression adimensionnés obtenus par DNS : comparaison des configurations A, B, C et D aux positions $\delta^* = 0.25, 1.5, 3.7$ et 5.7 .

Phase 4 ($\delta^* \in [5; 6]$) : Le dernier point marquant concerne le surplus d'effort obtenu au delà de $\delta^* \approx 5$, attribuable à la modification topologique du sillage. L'interaction profil/sillage semble effectivement à l'origine d'une accélération de la dynamique tourbillonnaire. Le lâcher du LEV^{u1} (forcé en partie par son confinement engendré par l'effet « downwash », c.à.d. par son incapacité à s'étendre au niveau de sa partie supérieure) et, *de facto*, la formation du LEV^{u2} sont en ce sens plus précoces en présence de sillage. A l'instant $t = 8T/20$, $\delta^* \approx 5.1$, les circulations associées au LEV^{u2} sont de $\Gamma_{A,num}^* = 1.63$ dans le cas A et $\Gamma_{B,num}^* = 1.24$ dans le cas B.

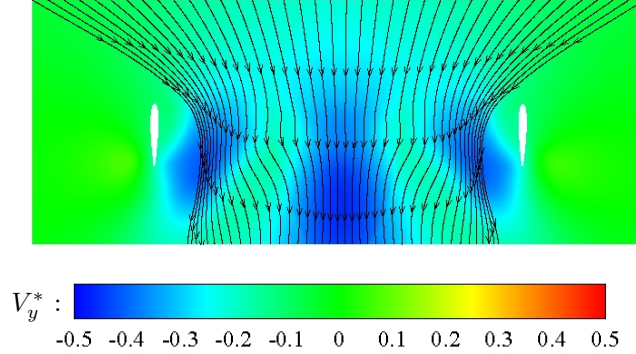


FIG. 4.13 – Illustration moyenne du phénomène de « downwash ». Composante verticale de la vitesse adimensionnée moyennée sur une période de battement et lignes de courant obtenues par DNS pour le cas de base $\alpha_d = 45^\circ$, $\alpha_u = 45^\circ$. Les profils sont positionnés aux deux extrémités de la course.

Ainsi, on démontre que le terme de « capture tourbillonnaire » ou interaction profil/sillage s'apparente à 4 phénomènes coexistants, repérés sur la figure 4.11 par l'indice IPS : 1) l'interaction du tourbillon de sillage LEV^{d2} avec l'intrados, 2) l'action sustentatrice du jet² impactant l'intrados, 3) la réduction de l'angle d'attaque effectif par le flux induit « downwash » et, de ce fait, 4) la modification de la dynamique tourbillonnaire.

4.2.3.2 Contribution des phases de rotation

En poursuivant une logique identique, on tente d'isoler les mécanismes physiques liés à la rotation du profil en début et fin de battement. L'analyse repose sur la comparaison des résultats obtenus durant la 1^{ère} période de battement, dans le cas de référence et pour un angle d'attaque constant $\alpha(t) = 45^\circ$. Les études menées antérieurement à cette thèse (voir chapitre 2) permettent d'ores-et-déjà d'appréhender le mouvement de rotation comme une superposition de trois mécanismes distincts : 1) la modification de l'angle d'attaque et donc de l'effort dit quasi-stationnaire, 2) l'action de la masse ajoutée induite par les vitesse et accélération de rotation et 3) l'augmentation/diminution de la circulation ou effet Kramer. Si la modélisation des efforts quasi-stationnaires nécessitent la connaissance des polaires du profil considéré sur une large gamme d'incidence, les effets Kramer et de masse ajoutée peuvent, dans une première approximation, se déduire directement des cinématiques de battement. D'après Fung (1969) (voir aussi Theodorsen (1935); Sedov (1965)), Ellington (1984) propose une estimation théorique de l'effort normal dérivant des effets de masse ajoutée liée aux vitesse et accélération rotationnelles de l'aile :

$$F_{MA(r)} = \frac{1}{4} \rho \pi c^2 \left[\frac{\partial \omega}{\partial t} c \left(\frac{1}{2} - \hat{x}_0 \right) + \omega U \right] \quad (4.10)$$

ainsi qu'une estimation théorique de l'effort normal induit par effet Kramer :

$$F_{Kramer} = \rho U \Gamma = \rho U \pi \omega c^2 \left(\frac{3}{4} - \hat{x}_0 \right) \quad (4.11)$$

avec ρ masse volumique du fluide, c corde du profil, ω vitesse de rotation, \hat{x}_0 position adimensionnée par la corde du centre de rotation, U vitesse de translation et Γ circulation liée à l'effet Kramer; $\pi(\frac{3}{4} - \hat{x}_0)$ désignant le coefficient de rotation. Notons toutefois que ces expressions découlent d'une linéarisation de formulations plus complexes dans le cadre d'écoulement potentiel, pour des angles limités et des oscillations de faibles amplitudes. La représentation de $C_{MA(r)}$ et C_{Kramer} en figure 4.14 fournit une estimation avant-tout qualitative des effets de rotation.

On distingue trois phases, définies par des vitesse de translation et angle d'attaque constants ou variables.

Phase 1 ($\delta^* \in [0; 1]$) : En début de battement, la vitesse de bord d'attaque induite par la rotation de l'aile s'additionne à la vitesse de translation, tendant ainsi à réduire significativement la circulation existante (C_{Kramer}). Parallèlement, les effets de masse ajoutée n'agissent que modérément sur l'effort normal, le terme d'accélération contrebalançant celui de vitesse dans l'expression de $F_{MA(r)}$. Ainsi, l'influence relativement faible du mouvement de rotation à cet instant, illustré par la courbe B-C sur l'intervalle $\delta^* \in [0; 1]$, indique que la modification de l'effort quasi-stationnaire s'oppose fortement à ces deux contributions dont le bilan global est nettement négatif.

Phase 2 ($\delta^* \in [1; 5]$) : Par la suite, on démontre que le décalage (B-C) observé perdure au delà de $\delta^* = 1$, position marquant l'arrêt du mouvement de rotation. Précisément, les composantes liées à l'effet Kramer et à la masse ajoutée sont alors nulles et l'effort quasi-stationnaire identique pour les deux configurations B et C. La persistance du décalage souligne clairement la modification du sillage instationnaire probablement induite par une accentuation du décollement de bord d'attaque. Le LEV^{u1} présente, dans le cas de référence, un noyau dépressionnaire légèrement plus en retrait de l'aile et agit de façon moins prononcée sur l'effort résultant.

Les caractéristiques topologiques des deux écoulements tendent tout de même progressivement vers un état quasi-identique, en atteste la convergence des deux courbes d'effort total qui présentent des tendances similaires sur l'intervalle $\delta^* \in [3; 5]$.

Phase 3 ($\delta^* \in [5; 6]$) : A $t = 8T/20$, $\delta^* \approx 5.1$ (on rappelle que $\delta^* = 5$ marque la mise en rotation du profil), la vitesse de bord d'attaque induite par la rotation de l'aile se soustrait à la vitesse de translation, favorisant ainsi la génération de circulation (C_{Kramer}). Les effets de masse ajoutée liés à la vitesse de rotation agissent également en ce sens ($C_{MA(r)}$). A ce stade, la divergence des courbes d'efforts totaux B et C en figure 4.11 dénote clairement l'action bénéfique du mouvement de rotation sur la génération d'effort résultant. Précisément, à $\delta^* \approx 5.5$, l'aile décélérant à angle constant subit un effort deux fois inférieur à celui généré dans le cas de référence.

4.2.3.3 Influence des variations de vitesse de translation

De façon comparable, l'influence des phases d'accélération et de décélération respectivement en début et fin de battement est évaluée par comparaison des efforts obtenus lors de la 1^{ère} période de battement, pour les configurations à angle d'attaque constant et à angle d'attaque et vitesse constants (départ impulsif). Les différences observées émanent principalement de deux points : 1) la modification de l'effort quasi-stationnaire lié à la vitesse de translation instantanée et 2) l'action de la masse ajoutée issue de l'accélération/décélération de translation. Cette dernière peut-être approximée par l'expression suivante (Sedov, 1965; Ellington, 1984) :

$$F_{MA(t)} = \frac{1}{4} \rho \pi c^2 \gamma \quad (4.12)$$

où γ désigne l'accélération de translation de l'aile.

Phase 1 ($\delta^* \in [0; 1]$) : Intuitivement, les relations liant l'effort total à d'une part la masse ajoutée et d'autre part la variation des efforts quasi-stationnaires semblent relativement simples. Toutefois, le fait que ces deux mécanismes agissent conjointement résulte en un comportement particulier de l'effort total qui présente une légère « bosse » à $\delta^* \approx 0.75$, observable sur les courbes B et C. On montre que cet accroissement local s'interrompt à $\delta^* = 1$, position marquant l'arrêt de la phase d'accélération. Des résultats analogues, tant dans l'occurrence que dans l'amplitude, sont reportés par Sun & Tang (2002b) pour un temps d'accélération $\Delta\tau_t$ comparable.

Phase 2 ($\delta^* \in [1; 5]$) : Sur l'intervalle $\delta^* \in [1; 3]$, la courbe C-D s'écarte progressivement de la valeur nulle pour venir tanguer $\Delta C_T = 0.2$ à $\delta^* \approx 4$. Par un raisonnement analogue à celui employé au paragraphe 4.2.3.2, on démontre que l'absence de composantes de masse ajoutée et la stricte correspondance des cinématiques de battement des deux configurations C et D, à cet instant, implique

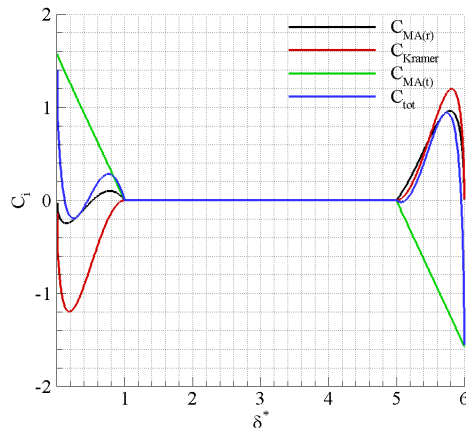


FIG. 4.14 – Estimations théoriques des coefficients d’effort liés à l’effet Kramer (C_{Kramer}) et aux effets de masse ajoutée induits par les vitesses de rotation ($C_{MA(r)}$) et de translation ($C_{MA(t)}$) variables. C_{tot} désigne la somme $C_{Kramer} + C_{MA(r)} + C_{MA(t)}$.

nécessairement des topologies d’écoulement distinctes. L’interprétation de ce phénomène reste toutefois ambiguë. Une explication plausible repose sur l’action retardatrice de l’accélération sur le lâcher du tourbillon de démarrage SV.

Sur l’intervalle $\delta^* \in [3; 5]$, les efforts totaux des configurations C et D convergent vers des niveaux comparables, suggérant une nouvelle fois l’amortissement relativement rapide d’un tel mécanisme.

Phase 3 ($\delta^* \in [5; 6]$) : La dernière phase du cas C, caractérisée par la décélération de l’aile à partir de $\delta^* = 5$, s’illustre par une décroissance forte de l’effort résultant. Si la composante quasi-stationnaire conduit à une valeur nulle à $\delta^* = 6$, l’action de la masse ajoutée justifie les niveaux négatifs observés au delà de $\delta^* \approx 5.8$.

4.2.4 Performances aérodynamiques moyennes

L’occurrence de pics sustentateurs conséquents issus des mécanismes instationnaires inhérents à l’apparition de décollements intenses (décrochage dynamique), aux cinématiques de translation et de rotation particulières (masse ajoutée, effet Kramer) ou à l’interaction profil/sillage constitue l’une des caractéristiques fondamentales du mode de sustentation par vol battu. Si ces derniers atteignent des niveaux instantanés significativement élevés, leurs impacts sur les performances moyennes restent nuancés par, entre autres, l’action néfaste des points de retournement définis par une vitesse de translation nulle. Or, dans le cadre d’une application pratique (micro-drones), l’évaluation de l’adaptabilité du mode de sustentation par vol battu repose essentiellement sur les valeurs moyennes de critères ciblés tel que la portance, l’efficacité aérodynamique ou encore la qualité de vol (voir chapitre 3).

Nous nous attachons ici à quantifier les différents coefficients représentatifs des performances aérodynamiques moyennes et à en évaluer les contributions relatives à l’interaction profil/sillage, au mouvement de rotation et aux accélérations/décélérations de l’aile.

	$\overline{C_D}$	$\overline{C_L} (= \overline{C_y})$	$\overline{C_{eff}}$	$\overline{C_p}$	$\overline{C_q}$
A	1.17	1.02	0.87	0.97	0.15
B	1.30	1.15	0.88	1.08	0.16
C	1.18	1.16	0.98	1.06	0.17
D	1.52	1.52	1	1.52	0.18
A-B (<i>IPS</i>)	-0.13	-0.12	-0.01	-0.11	-0.01
B-C (<i>rotation</i>)	+0.12	-0.02	-0.10	+0.01	-0.01
C-D (<i>acc./déc.</i>)	-0.34	-0.36	-0.02	-0.46	-0.01

TAB. 4.3 – Coefficients aérodynamiques moyens obtenus par DNS pour les configurations A, B, C et D et contributions moyennes représentatives de l’interaction profil/sillage (A-B), mouvement de rotation (B-C) et accélération/décélération de l’aile (C-D).

La décomposition par étapes menée précédemment permet ainsi d'apporter des précisions quant à l'influence des différents phénomènes physiques sur les performances aérodynamiques moyennes.

Dans un premier temps, on montre que le mécanisme de « capture tourbillonnaire » (A-B) tend, dans ce cas précis, à réduire les composantes de traînée et portance de l'ordre de 11%. Les effets liés à la reprise du tourbillon LEV^{d2} et au flux descendant induit « downwash » sont donc prépondérants vis-à-vis de l'action sustentatrice du jet² et de l'accélération de la dynamique tourbillonnaire. On souligne par ailleurs que si le coefficient de puissance s'en trouve naturellement diminué, l'efficacité et le coefficient de qualité restent inchangés.

En second lieu, on note que la rotation induit une augmentation de la traînée moyenne alors qu'elle n'agit que de façon négligeable sur la portance moyenne. Il en résulte une diminution du coefficient d'efficacité. L'examen des formulations théoriques 4.10 et 4.11 présentées au paragraphe 4.2.3.2 conduit à deux remarques relatives aux cinématiques de battement symétriques : les efforts normaux liés 1) à l'effet Kramer et 2) à la composante stationnaire de la masse ajoutée s'annulent sur une demi-période, $\int_0^{\frac{T}{2}} \omega U dt$ étant nul. L'augmentation de traînée observée provient donc d'une modification de l'effort quasi-stationnaire et, dans des proportions moindres, du caractère instationnaire de la rotation représenté par le terme $\partial\omega/\partial t$.

Enfin, des considérations identiques (Eq.4.12) permettent d'établir l'indépendance de l'effort normal moyen vis-à-vis des effets de masse ajoutée liés aux accélérations et décélérations de l'aile. Ici, les effets quasi-stationnaires impliquent une baisse conséquente des efforts de traînée et portance de l'ordre de 30%. Il en découle une diminution du coefficient de puissance, les coefficients d'efficacité et de qualité restant inchangés.

4.3 Etude paramétrique : influence de la dissymétrie du mouvement

L'intérêt porté aux cinématiques de battement asymétriques naît d'une considération simple. En vol symétrique, les composantes de portance et traînée agissent respectivement verticalement et horizontalement de sorte que l'une s'apparente à l'effort sustentateur, l'autre étant à l'origine des dépenses énergétiques du système aérodynamique. En vol asymétrique, l'inclinaison du plan de battement implique une contribution à la fois de la portance et de la traînée à l'effort sustentateur (voir chapitre 3). La traînée étant toujours seule à l'origine des dépenses énergétiques, l'obtention d'une efficacité et d'un coefficient de qualité accrus semble envisageable. Néanmoins, il convient de souligner qu'une telle réflexion ne peut-être menée qu'à propos de la phase de downstroke (phase descendante), la phase d'upstroke (phase ascendante) étant à priori néfaste à la sustentation.

Au delà des effets associés à cette considération trigonométrique relativement intuitive, il est probable (compte-tenu des observations faites au paragraphe 4.2) qu'une modification des paramètres cinématiques affectent substantiellement les mécanismes instationnaires mis en évidence pour la configuration symétrique de référence.

L'étude présentée dans ce paragraphe comporte essentiellement deux intérêts : 1) l'identification des mécanismes instationnaires spécifiques au vol asymétrique, 2) l'évaluation de l'influence de la dissymétrisation sur les performances aérodynamiques instationnaires et moyennes.

4.3.1 Comparaison phénoménologique

Intéressons-nous dans un premier temps à l'influence de la dissymétrisation du cas de référence sur la dynamique instationnaire de l'écoulement. L'asymétrie est introduite *via* la modification de l'angle d'attaque d'upstroke α_u . Par soucis de clarté, on se restreint ici à l'étude de trois cas dont les cinématiques sont définies par $\alpha_d = 45^\circ$ et $\alpha_u = 30^\circ, 20^\circ, 10^\circ$, référencés respectivement comme suit : $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$, $(45^\circ, 10^\circ)$. L'analyse s'appuie sur la comparaison des champs de vorticités adimensionnés présentés en figure 4.15. Il convient de souligner que, bien qu'étant inclinés d'un angle β (respectivement $\approx 14^\circ, 26^\circ$ et 40°), les plans de battement y sont représentés suivant l'horizontal.

Supination (Upstroke) : La phase d'upstroke débute à $t = 0$. L'incidence de l'aile est alors de $90^\circ, 82.5^\circ, 77.5^\circ$ et 72.5° pour les configurations $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ respectivement. Cette remarque justifie, à cet instant, l'intensité croissante de l'interaction profil/sillage avec la dissymétrisation. Le LEV^{d2} présente en ce sens un aspect fortement étiré en proche intrados dans les cas $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$. En outre, les cas asymétriques se distinguent du cas de référence par

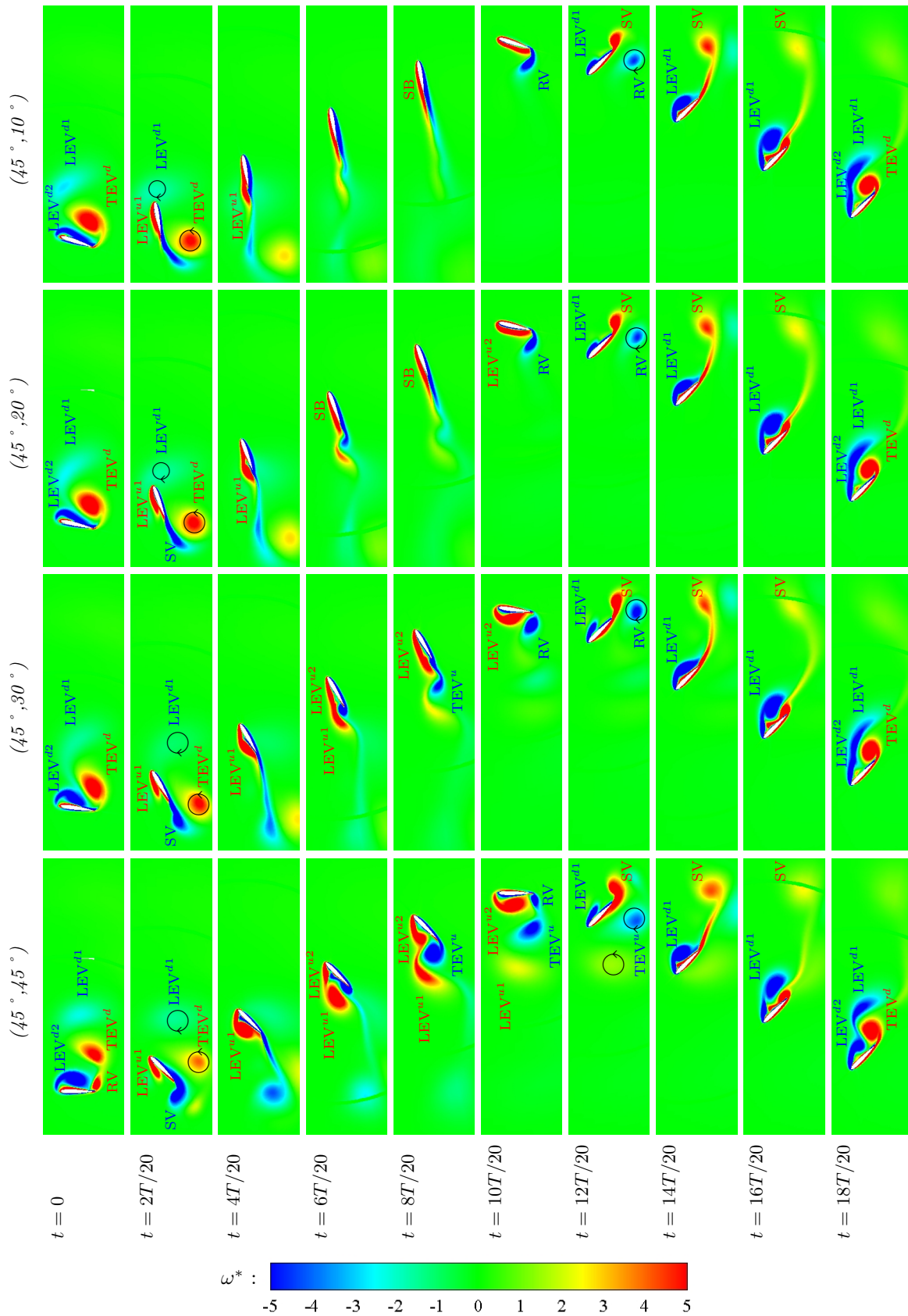


FIG. 4.15 – Champs de vorticité adimensionnée obtenus par DNS pour les cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$.

l'absence du tourbillon de rotation RV dont la formation est particulièrement sensible au comportement du TEV^d. Ce point sera précisé par la suite.

Les configurations étudiées se différencient davantage durant la phase de supination, la formation des tourbillons SV et LEV^{u1} dépendant étroitement des paramètres du mouvement et de la nature de l'interaction profil/sillage. En particulier, on montre que le positionnement du TEV^d relativement au bord de fuite joue un rôle notable dans le développement du tourbillon de démarrage SV. Sous certaines conditions (ex : cas (45°, 10°)), la couche de cisaillement identifiée au voisinage du bord de fuite (voir figure 4.15 à $t = 2T/20$) par une nappe de vorticité negative tend à s'enrouler autour du TEV^d (rotation trigonométrique), inhibant la formation du SV. A ce stade, il semble difficile d'évaluer l'impact d'une telle inhibition sur l'effort sustentateur. Toutefois, on rappelle que dans le cas de cinématiques asymétriques impliquant un plan de battement incliné, Wang (2004) assimile le dipôle tourbillonnaire TEV^d-SV à un flux de quantité de mouvement descendant favorisant la sustentation. De façon comparable, le développement du tourbillon LEV^{u1} issu du décollement de bord d'attaque repose en partie sur l'interaction profil/tourbillon LEV^{d1}. Si ce dernier est convecté sous l'intrados dans les cas (45°, 45°) et (45°, 30°), il vient impacter le bord d'attaque dans les cas (45°, 20°) et (45°, 10°). L'effet combiné de cette interaction et des paramètres cinématiques instantanés de l'aile favorise la production de circulation liée à la structure LEV^{u1} dans le cas (45°, 20°). Comparativement aux autres cas pour lesquels $\Gamma_{num}^* \approx 1.05$ à $t = 2T/20$, Γ_{num}^* est ici de l'ordre de 1.20. Soulignons que la reprise directe du tourbillon LEV^{d1} ne permet pas de considérer la présence d'un dipôle TEV^d-LEV^{d1}, et donc d'un jet impactant (jet²), caractéristique des cas (45°, 45°) et (45°, 30°).

Upstroke : Qui plus est, dans les cas (45°, 20°) et (45°, 10°), l'interaction profil/LEV^{d1} semble favoriser le lâcher de la structure LEV^{u1}. A $t = 4T/20$, celle-ci est convectée en aval du bord de fuite, laissant place à une seconde zone rotationnelle au niveau du bord d'attaque. La circulation liée à ces structures est de respectivement 1.28 (45°, 20°) et 1.25 (45°, 10°). Au contraire, les cas (45°, 45°) et (45°, 30°) se caractérisent à cet instant par un LEV^{u1} intense en proche extrados, présentant des circulations nettement plus élevées de l'ordre de respectivement 2.18 et 1.42. Si la précocité du lâcher tourbillonnaire semble liée à la nature de l'interaction profil/LEV^{d1}, elle dépend également de la stabilité inhérente aux paramètres cinématiques de l'aile. Précisément, Dergham *et al.* (2009) démontrent que le Strouhal caractéristique de l'instationnarité de l'écoulement autour d'un profil NACA0012 peut s'écrire sous la forme $St = fcsin(\alpha)/V_0 = 0.124$. La fréquence de lâcher $f = V_0St/csin(\alpha)$ est inversement proportionnel au sinus de l'angle d'attaque et augmente donc avec la dissymétrisation.

Aux instants $t = 6T/20$ et $t = 8T/20$, les cas (45°, 20°) et (45°, 10°) ne présentent qu'un léger bulbe de recirculation (noté SB pour Separation Bubble) au niveau du bord d'attaque. Cette observation est la signature même du flux induit « downwash » tendant à réduire l'incidence effective de l'aile en de a de l'incidence de décrochage.

Pronation (Upstroke) : En fin d'upstroke, le sillage généré par le cas symétrique (45°, 45°) se compose des quatre structures LEV^{u1}, LEV^{u2}, TEV^u et RV. Dans le cas (45°, 30°), les structures LEV^{u1} et TEV^u sont fortement dissipées de sorte que le sillage se caractérise uniquement par les tourbillons LEV^{u2} et RV. Comparativement au cas de référence, on montre que le lâcher rapide des structures LEV^{u1} et TEV^u favorise le développement du tourbillon de rotation RV. Le cas (45°, 20°) présente un sillage comparable. L'augmentation de l'angle d'attaque durant la phase de pronation soutient l'accroissement du LEV^{u2} (identifié au paragraphe précédent comme un bulbe de recirculation) et la formation du tourbillon de rotation RV. Enfin, le cas (45°, 10°) se distingue par l'absence de structure de bord d'attaque. La zone de vorticité positive identifiable au niveau de l'extrados illustre simplement la rotation du champ de vitesse, induite par la rotation du profil, superposée au cisaillement de sillage généré lors de la phase d'upstroke. On précise en ce sens que l'effet inverse est observable au niveau de l'intrados : la rotation s'oppose au cisaillement, justifiant l'absence de zone à forte vorticité.

Pronation (Downstroke) : La pronation se poursuit en début de downstroke. L'écoulement est alors marqué par la reprise du sillage. Dans les cas (45°, 45°) et (45°, 30°), le tourbillon LEV^{u2} se scinde en deux cellules convectées respectivement au dessus et en dessous du profil. La cellule supérieure, de par son sens de rotation, accentue l'éjection de fluide au niveau du bord d'attaque, y favorisant le décollement. Par opposition, les cas fortement asymétriques (45°, 20°) et (45°, 10°) s'illustrent par une « reprise de sillage » minime voir quasi-inexistante. Ici, la vorticité représentative des zones rotationnelles est simplement convectée sous l'intrados conduisant à un décollement de bord d'attaque moins prononcé (Fig.4.16).

Downstroke : L'instant $t = 12T/20$ marque la fin de la phase de pronation. La paramétrisation du mouvement $(V(t), \alpha(t))$ est alors commune à tous les cas d'étude. En d'autres termes, ces derniers présentent des caractéristiques quasi-stationnaires identiques. Les différences observées quant à la dynamique tourbillonnaire résultent donc exclusivement de l'historique de l'écoulement et, plus particulièrement, de la nature de l'interaction profil/sillage. Conformément aux remarques précédentes, on montre que la génération de circulation associée à la structure LEV^{d1} décroît avec l'asymétrie : $\Gamma_{num}^* = 1.04, 0.87, 0.75$ et 0.75 pour les configurations $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ respectivement.

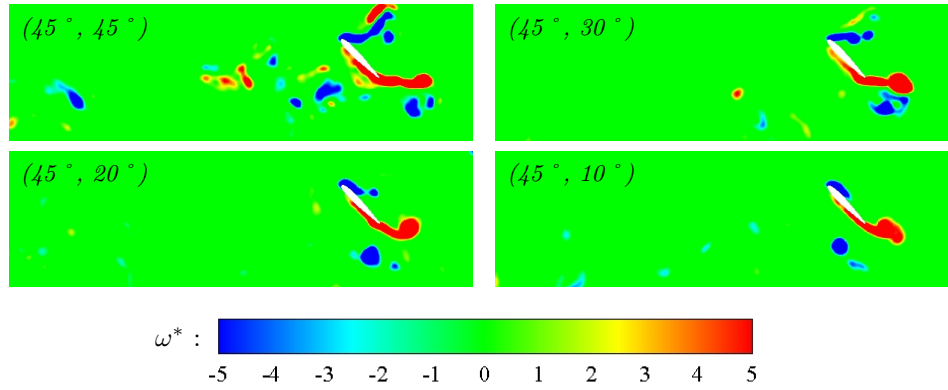


FIG. 4.16 – Illustration de l'influence du phénomène d'interaction profil/sillage sur le décollement de bord d'attaque. Champs de vorticité adimensionnée obtenus par PIV2D-2C pour les cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ à $t = 12T/20$.

Le comportement spatio-temporel du LEV^{d1} se démarque davantage dans le cas symétrique de par la présence du dipôle tourbillonnaire TEV^u-LEV^{u1} . Comme évoqué au paragraphe 4.2.1, ce dernier agit sur la vitesse effective de l'aile par l'intermédiaire du jet fluide (jet^2) orienté vers l'intrados de l'aile. A l'instant $t = 14T/20$, la circulation associée y est alors renforcée et atteint des niveaux plus élevés que dans les cas asymétriques : $\Gamma_{num}^* = 2.16, 1.91, 1.79$ et 1.93 pour les configurations $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ respectivement. L'occurrence d'une interaction profil/sillage forte se dénote en outre par la nature du lâcher tourbillonnaire, plus précoce dans le cas de référence. Ce point est clairement observable à l'instant $t = 16T/20$. L'écoulement se caractérise alors par la formation d'une seconde structure de bord d'attaque LEV^{d2} . Qui plus est, il est probable que l'effet « downwash » (notamment de par son action sur l'expansion du tourbillon de bord d'attaque) altère de façon non-négligeable cette instabilité.

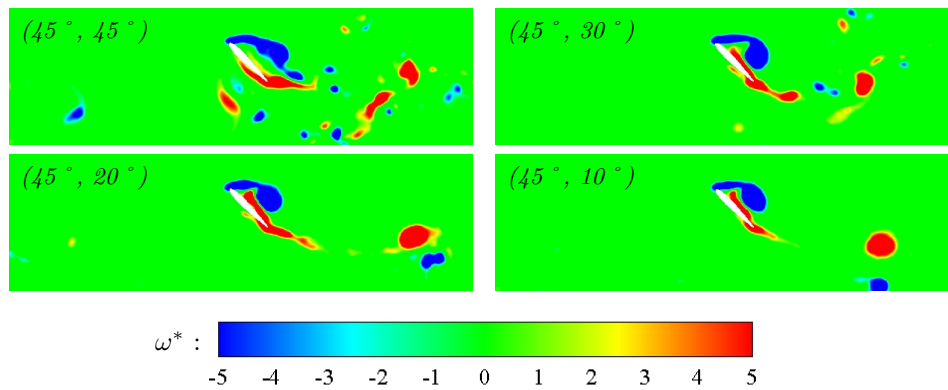


FIG. 4.17 – Illustration de la répercussion du phénomène d'interaction profil/sillage sur la dynamique du tourbillon de bord d'attaque. Champs de vorticité adimensionnée obtenus par PIV2D-2C pour les cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ à $t = 15T/20$.

Supination (Downstroke) : Ainsi, si le lâcher du LEV^{d1} est manifeste dans tous les cas d'étude, celui du TEV^d n'est observable que dans le cas $(45^\circ, 45^\circ)$. Dans les cas asymétriques, la vorticité créée au niveau du bord de fuite par le mouvement de supination alimente la structure TEV^d . Dans

le cas de référence, TEV^d étant lâché dans le sillage, la vorticit e s'enroule en un tourbillon de rotation RV.

4.3.2 Impact sur les efforts instationnaires

L'analyse topologique men ee pr ec edemment r ev ele un aspect fondamental du vol asym etric,  a savoir l'influence minime voir quasi-inexistante du ph enom ene de « reprise de sillage » en d ebut de phase de downstroke. De ce fait, malgr e une cin ematique identique sur l'intervalle $t \in [0.6T; 0.9T]$, les cas d' etude se diff erentient notablement par le comportement spatio-temporel de la structure LEV^{d1} . L' etablissement d'une corr elation entre structures coh erentes et efforts instationnaires semblent alors indispensable en vue d' evaluer l'impact d'une telle modification de l' ecoulement sur les performances a erodynamiques. L'analyse qui suit repose sur la confrontation des composantes de tra inee et portance (Fig.4.18) et champs de pression (Fig.4.19) adimensionn ee obtenus num eriquement par DNS pour les configurations $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$.

Supination (Upstroke) : A l'entame de la phase d'upstroke, les cas fortement asym etric $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ se distinguent des autres configurations par une interaction profil/sillage forte. La d epression li ee  a la structure LEV^{d2} tend ici  a att enuer fortement l'effort de tra inee r esultant des effets de masse ajout ee et de la zone d epressionnaire induite, au niveau de l'extrados, par la rotation du profil. Pr ecis ement, $C_D(t)$ passe de 1 pour le cas $(45^\circ, 45^\circ)$  a 0.2 pour le cas $(45^\circ, 10^\circ)$. Une tendance comparable, toutefois plus nuanc ee compte-tenu de l'incidence de l'aile, est mise en  evidence pour le coefficient de portance.

L'interaction s'intensifie lors de la phase de supination. Dans les cas asym etric, la proximit e du tourbillon RV renforce l'action d epressionnaire du LEV^{d2} , impliquant une chute d'efforts cons equente. Ce m ecanisme, largement accentuée par les effets rotationnels, prend m eme un caract ere propulsif dans le cas particulier $(45^\circ, 10^\circ)$ pour lequel $C_D(t) \approx -0.4$  a $t = 0.05T$. Notons que, compte-tenu de sa position, le tourbillon TEV^d n'a pas d'impact notable sur la g en eration d'effort dans le cas de r ef erence.

Par la suite, les portances et tra inees augmentent rapidement conjointement 1) au d eveloppement du tourbillon de bord d'attaque LEV^{u1} , 2)  a l' eloignement des TEV^d et LEV^{d2} , 3)  a la surpression issue des structures TEV^d et LEV^{d1} et 4) aux effets de masse ajout ee.

Upstroke : Des maximums locaux sont alors atteints vers $t \approx 0.1T$, instant marquant l'arr et du mouvement de rotation et de la phase d'acc el eration. Comme  evoqu e au paragraphe 4.3.1, il est probable que la reprise du tourbillon LEV^{d1} soit en partie  a l'origine des niveaux de $C_L(t)$ (≈ 1.7) observées pour les cas $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$, principalement de par son action sur la formation du LEV^{u1} . Par ailleurs, bien que la structure LEV^{d1} affecte le champ de vitesse au voisinage de l'intrados, y favorisant la zone de surpression dans les cas $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$, il convient de qualifier son action d'« isol ee » et non associ ee au dip ole tourbillonnaire TEV^d - LEV^{d1} . Dans les cas $(45^\circ, 45^\circ)$ et $(45^\circ, 30^\circ)$, l'action sustentatrice de ce dernier d epend effectivement de l'orientation et de l'intensit e du jet²; c. a.d. de la position relative des structures TEV^d et LEV^{d1} . Ainsi, le cas de r ef erence se d emarque par une hausse persistante des efforts (jusqu' a $t \approx 0.14T$), associ ee  a une large zone de surpression au niveau de l'intrados.

L' evolution des efforts est alors principalement r egie par 1) le comportement instationnaire du LEV^{d1} et 2) l'influence globale du flux descendant induit « downwash » sur la dynamique de l' ecoulement. Dans les cas $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$, l'interaction profil/ LEV^{d1} pr ecipite le l acher du LEV^{u1} , diminuant fortement les composantes de tra inee et portance. L'une des cons equences directes du l acher repose ensuite sur la sensibilit e de l' ecoulement au flux « downwash », conduisant  a des minimums locaux vers $t \approx 0.2T$. Les valeurs observ ees pour la configuration $(45^\circ, 10^\circ)$ sont particuli erement critiques ($C_L(t) \approx -0.9$). Dans ce cas pr ecis, le flux « downwash » semble être  a l'origine d'une zone d epressionnaire au niveau de l'intrados, en r eduisant l'incidence effective vers des valeurs n egatives. Les minimums de $C_L(t)$ et $C_D(t)$ des cas $(45^\circ, 45^\circ)$ et $(45^\circ, 30^\circ)$ sont atteints plus tardivement, conform ement aux remarques établies au paragraphe 4.3.1 quant  a la fr equance de l acher tourbillonnaire des diff erentes configurations. Une pr ecision suppl ementaire peut alors être apport ee. Sous la condition de vol stationnaire, par opposition aux configurations sym etric, les configurations asym etric g en erent un effort moyen non-strictement orthogonal au plan de battement. En d'autres termes, le flux « downwash » comporte une composante collin eaire au plan de battement. A l'instar de la composante orthogonale qui tend  a r eduire ou accentuer l'incidence effective de l'aile, cette composante collin eaire tend  a r eduire ou accentuer la vitesse effective de l'aile, agissant significativement sur la dynamique de l' ecoulement. Un tel m ecanisme favorise d'autant plus l'acc el eration du l acher tourbillonnaire, la

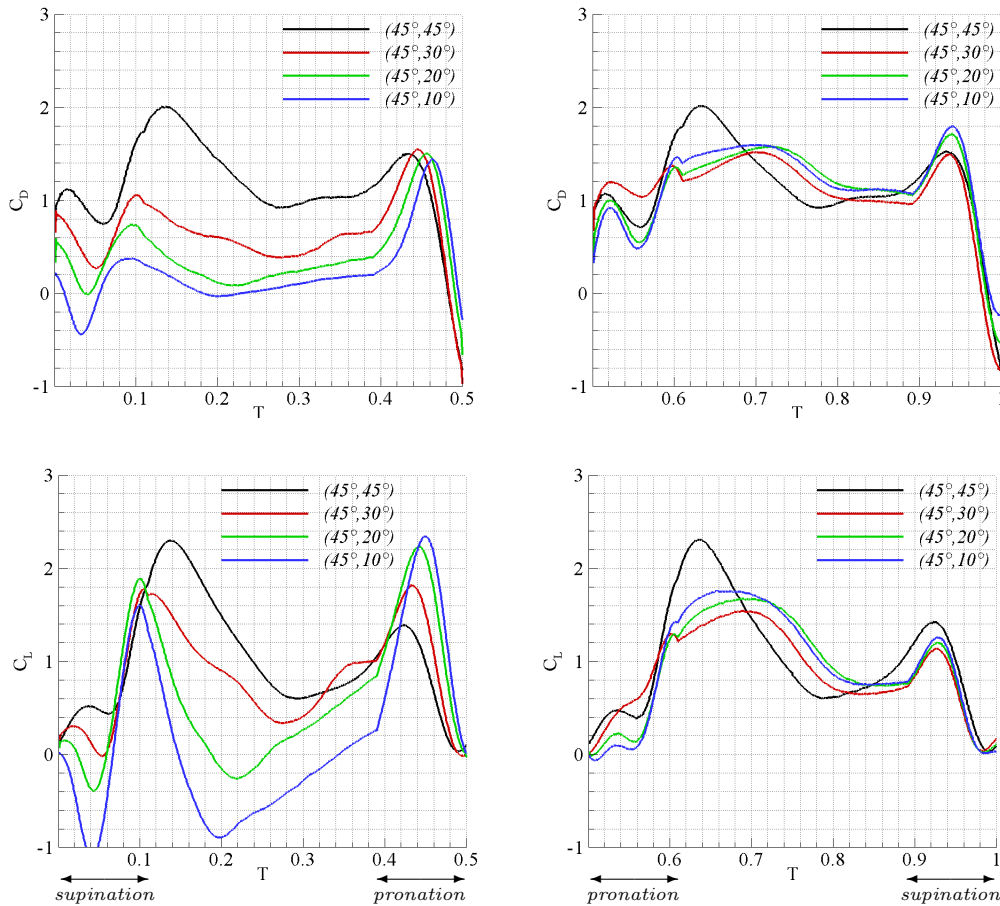


FIG. 4.18 – Comparaison des coefficients de traînée (haut) et portance (bas) obtenus par DNS lors des phases d’upstroke (gauche) et de downstroke (droite) pour les cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$.

vitesse effective de l’aile étant augmentée par la composante du flux « downwash » collinéaire au plan de battement ici opposée au sens de déplacement du profil.

Les efforts augmentent de nouveau jusqu’à $t = 0.4T$. Si la progression est quasi-linéaire dans les cas d’écoulements ne présentant qu’un léger bulbe de recirculation ($(45^\circ, 20^\circ)$, $(45^\circ, 10^\circ)$), elle peut être relativement subite dans le cas d’écoulements fortement décollés ($(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$), assimilés au développement d’une structure de bord d’attaque LEV^{u2}.

Pronation (Upstroke) : Cet accroissement est soutenu par la mise en rotation de l’aile à $t = 0.4T$. Les effets Kramer et de masse ajoutée sont à l’origine de pics sustentateurs dont l’amplitude et l’occurrence dépendent étroitement des configurations traitées. L’écart en amplitude constaté entre les différents cas s’explique par la vitesse et l’accélération angulaires appliquées, croissantes avec l’asymétrie. Les formulations simplifiées proposées au paragraphe 4.2.3.2 illustrent en ce sens les relations existantes entre ω , $\frac{\partial\omega}{\partial t}$ et $F_{MA(r)}$, F_{Kramer} . Par ailleurs, l’augmentation de la contribution des effets rotationnels, relativement aux effets de masse ajoutée et quasi-stationnaires liés à la décélération de l’aile, est en partie à l’origine du décalage observé quant à l’occurrence des maximums locaux.

La décélération de l’aile conduit alors à la chute rapide de l’effort résultant. A $t = 0.5T$, la composante de portance atteint une valeur nulle dans tous les cas d’étude. Au contraire, la composante de traînée présente des valeurs négatives reflétant l’influence de la zone dépressionnaire induite au niveau de l’intrados par la mise en rotation du champ de vitesse, couplée aux effets de masse ajoutée.

Pronation (Downstroke) : Le début de la phase de downstroke marque une nouvelle hausse de l’effort résultant, attribuable aux effets de masse ajoutée et quasi-stationnaire. Cette hausse est rapidement interrompue par l’action conjointe des effets rotationnels et de l’interaction profil/sillage. Ces mécanismes conduisent à un minimum local à $t = 0.56T$.

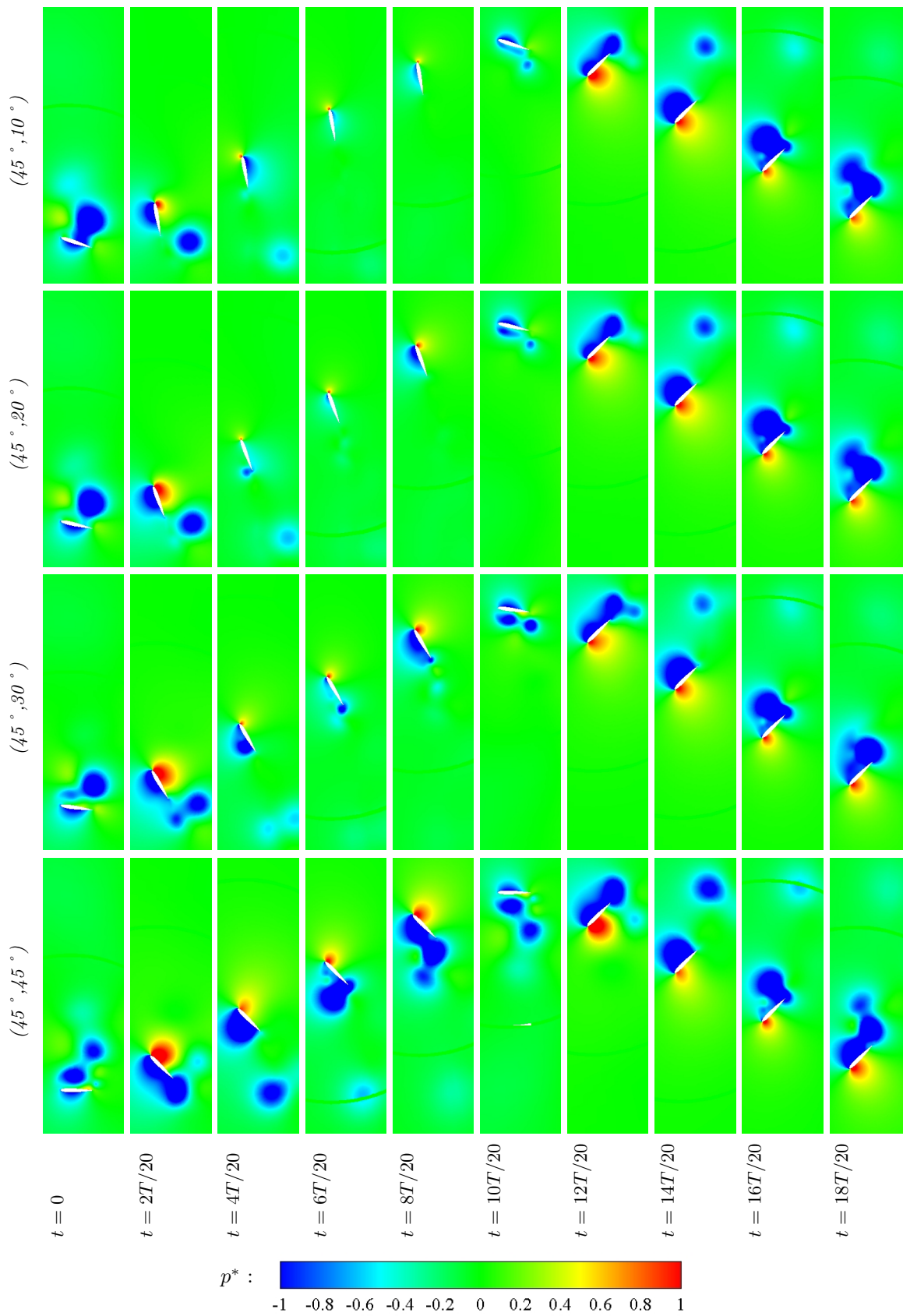


FIG. 4.19 – Champs de pression adimensionnée obtenus par DNS pour les cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$.

Par la suite, l'augmentation des coefficients de traînée et portance résulte une nouvelle fois 1) de la formation du LEV^{d1}, 2) de l'éloignement des zones dépressionnaires identifiées au niveau de l'intrados, 3) des effets de masse ajoutée et, selon les cas, 4) de l'action sustentatrice des structures de sillage.

Downstroke : A $t = 0.6T$, l'aile atteint sa vitesse de translation maximale V_0 et son angle d'attaque de downstroke $\alpha_d = 45^\circ$. Les paramètres du mouvement, et donc la génération d'efforts quasi-stationnaires, sont communs à toutes les configurations. Toutefois, le cas de référence se distingue des autres configurations par l'occurrence d'un pic d'effort intense, mettant clairement en évidence les différences observées quant à la présence ou non des structures LEV^{u1} et TEV^u, et donc du jet fluide impactant (jet²). En outre, l'influence de l'interaction profil/sillage (LEV^{u1}, LEV^{u2} et TEV^u) se ressent tout au long de la phase de downstroke de par son action sur la dynamique du tourbillon LEV^{d1}. Ce mécanisme différencie les cas d'étude à deux niveaux : 1) l'accélération du lâcher tourbillonnaire (nuancée par l'action de la composante collinéaire au plan de battement du flux « downwash » sur la vitesse effective de l'aile) s'illustrant par un décalage des courbes de traînée et portance avec l'asymétrie et 2) le positionnement du noyau dépressionnaire, plus proche de l'extrados et donc à l'action plus prononcée sur l'effort résultant dans les cas fortement asymétriques. On démontre en ce sens que les mécanismes d'interaction profil/sillage caractérisant les cas $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ sont fortement comparables ; conduisant à des topologies d'écoulement, répartitions de pression et donc efforts résultants équivalents.

Supination (Downstroke) : Enfin, le cas $(45^\circ, 45^\circ)$ se démarque par le développement avancé du LEV^{d2}. L'effort de portance atteint alors un maximum local sensiblement plus élevé que ceux atteints dans les cas asymétriques. On note que conformément aux remarques établies pour la phase de pronation, l'occurrence et amplitude des pics d'effort identifiés à $t \approx 0.93T$ dépendent étroitement des paramètres instantanés du mouvement ($\alpha(t)$, $\omega(t)$, $\frac{\partial\omega}{\partial t}$) par l'intermédiaire des effets Kramer et de masse ajoutée.

4.3.3 Discussion de l'influence des principaux mécanismes instationnaires

De façon comparable à l'étude menée au paragraphe 4.2.3, nous procédons ici à la décomposition par étapes (Tab.4.2) des cinématiques de battement des cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$. Néanmoins, l'évolution particulièrement critique des efforts dans les cas fortement asymétriques (c.à.d. présentant des changements de signe fréquents) rend délicate l'analyse de l'effort total dont la dérivée temporelle présente, *de facto*, des discontinuités fortes. En outre, il ne s'agit pas ici de se familiariser avec les principaux mécanismes instationnaires, travail réalisé lors de l'étude préliminaire, mais bien de quantifier précisément leur impact sur les performances aérodynamiques en vol asymétrique. Par conséquent, l'analyse suivante repose, non pas sur l'effort total, mais sur les coefficients de traînée $C_D(t)$ et portance $C_L(t)$ et différences $\Delta C_D(t)$ et $\Delta C_L(t)$ (introduites au paragraphe 4.2.3) en fonction du déplacement adimensionné δ^* .

4.3.3.1 Interaction profil/sillage

La comparaison directe des efforts obtenus lors des 1^{ère} et 7^{ème} périodes de battement permet la quantification du phénomène d'interaction profil/sillage. Ici, les configurations étudiées étant asymétriques, il convient de distinguer la phase d'upstroke de celle de downstroke. On précise en ce sens que les simulations numériques visant à prédire l'écoulement naissant lors de ces phases s'initialisent respectivement en début d'upstroke et de downstroke de la 1^{ère} période. On distingue 2×4 phases suivant que le sillage favorise ou atténue la génération d'efforts (Fig.4.20). L'analyse conforte les enseignements tirés du paragraphe 4.2.3.1 en plusieurs points.

Phase 1 (Upstroke) : Dans un premier temps, les différences observées entre les cas d'étude quant à l'occurrence du phénomène d'interaction profil/LEV^{d2} se manifeste par un décalage temporel des minimums locaux identifiés sur l'intervalle $\delta^* \in [0.1; 0.5]$. ΔC_L atteint des valeurs comparables, de l'ordre de $-0.8 \sim -1$.

Phase 2 (Upstroke) : Par la suite, les courbes de ΔC_L présentent des pics reflétant 1) à $\delta^* \approx 0.8$ l'interaction profil/LEV^{d1} pour les cas $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ et 2) à $\delta^* \approx 1$ et $\delta^* \approx 1.4$ l'action du jet² pour les cas $(45^\circ, 45^\circ)$ et $(45^\circ, 30^\circ)$ respectivement. A ces positions, la reprise directe du

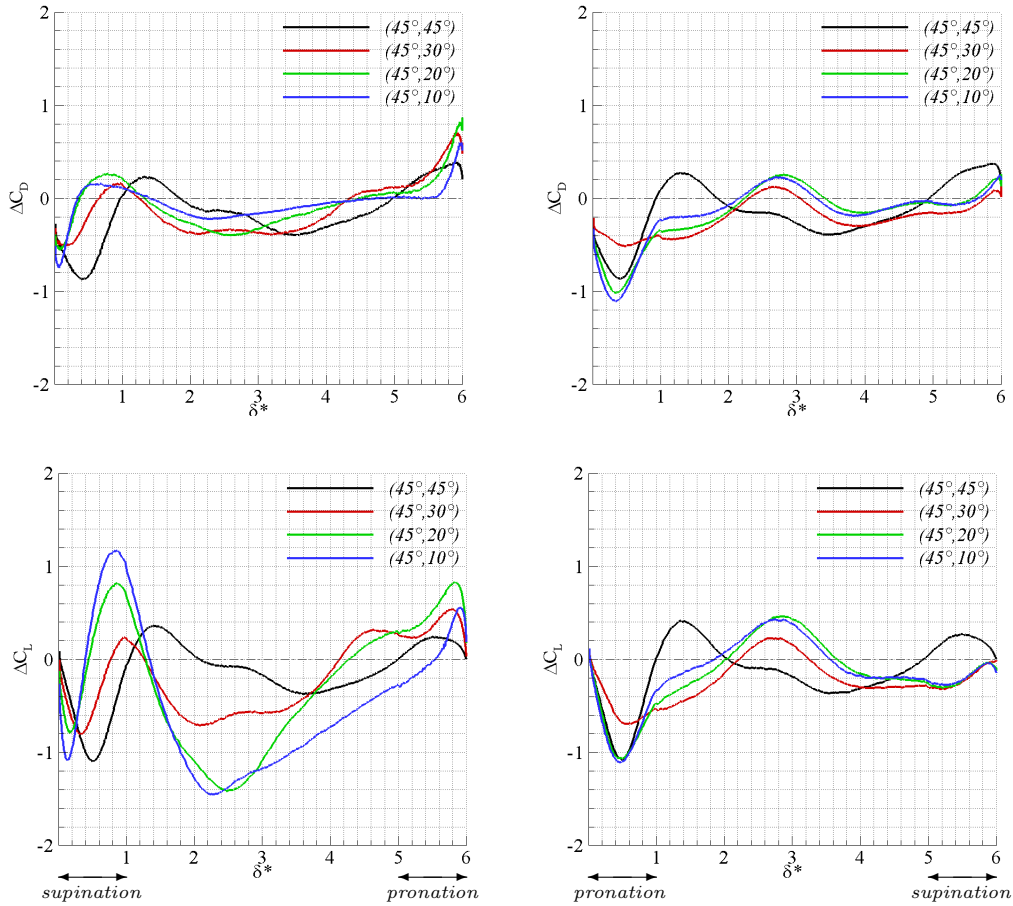


FIG. 4.20 – Comparaison des contributions du phénomène d’interaction profil/sillage aux coefficients de traînée (haut) et portance (bas) obtenus par DNS lors des phases d’upstroke (gauche) et de downstroke (droite) pour les cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$.

LEV^{d1} semble ainsi plus favorable que sa convection sous l’intradados, augmentant d’environ 1 contre 0.3 le coefficient de portance.

Phase 3 (Upstroke) : Toutefois, le lâcher de la structure LEV^{u1} , impulsé par cette reprise, conduit à une baisse significative des efforts. Dans les cas $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$, l’influence néfaste du lâcher tourbillonnaire « forcé » ajoutée à l’effet « downwash » renforçant la vitesse et minimisant l’incidence effective de l’aile, diminue respectivement de 1.4 et 0.4 les coefficients de portance et traînée. Par opposition, le cas $(45^\circ, 30^\circ)$, soumis uniquement à l’effet « downwash », présente une diminution de l’ordre 0.6 et 0.2. Nous estimons ici que les cas asymétriques présentent des effets « downwash » comparables compte-tenu de la correspondance des niveaux de C_L obtenus lors de la phase de downstroke⁴. Une telle hypothèse permet alors de dissocier l’impact du flux descendant de celui du forçage du lâcher tourbillonnaire dans les cas fortement asymétriques $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$.

Si l’influence de ces mécanismes (repérée par ΔC_D , $\Delta C_L < 0$) apparaît communément à $\delta^* \approx 1.2$, l’action du jet² semble la retarder à $\delta^* \approx 2$ dans le cas de référence.

Un point surprenant concerne alors la divergence des courbes de ΔC_D et ΔC_L correspondant aux cas $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ au delà de $\delta^* = 3$. L’interprétation en est la suivante : dans le cas $(45^\circ, 20^\circ)$, l’atténuation progressive de l’effet « downwash » vers l’extrémité de la course de battement autorise le décollement de bord d’attaque, perturbant l’écoulement d’un état linéaire (écoulement attaché) vers un état non-linéaire (écoulement décollé). Par opposition, la configuration $(45^\circ, 10^\circ)$ présente continûment une dynamique linéaire.

⁴Rappelons que l’effet « downwash » s’assimile à un flux de quantité de mouvement descendant directement assimilable à la génération de portance

Phase 4 (Upstroke) : Ainsi, l'action bénéfique de l'interaction profil/sillage découlant de l'accélération de la dynamique tourbillonnaire apparaît à $\delta^* = 4.2$ pour les cas décollés ($45^\circ, 30^\circ$) et ($45^\circ, 20^\circ$), contre $\delta^* = 5.6$ pour le cas ($45^\circ, 10^\circ$).

Phase 1 (Downstroke) : En début de downstroke, l'interaction profil/sillage s'illustre par des minimums locaux identifiés à $\delta^* \approx 0.4$ sur les courbes ΔC_D et ΔC_L . Les niveaux atteints sont de l'ordre de ceux mis en évidence en début d'upstroke.

Phase 2 (Downstroke) : Sur l'intervalle $\delta^* \in [1; 2]$, le cas de référence se distingue une nouvelle fois des cas asymétriques par l'action du jet², créant une zone de surpression au niveau de l'intrados.

Phase 3 (Downstroke) : Par la suite, la convection du dipôle tourbillonnaire LEV^{u1} - TEV^u laisse place à l'effet néfaste du flux induit « downwash » (cas de référence). Au contraire, à $\delta^* \approx 2$ apparaît une majoration des efforts liée au phénomène d'interaction profil/sillage dans les cas asymétriques. Cette observation semble correspondre à un retardement du lâcher du LEV^{d1} , illustrée de façon plus évidente à $\delta^* = 5.7$ en figure 4.21. Rappelons que sous la condition de vol stationnaire, les configurations asymétriques génèrent un effort moyen, et donc un flux « downwash », non-strictement orthogonal au plan de battement. Une telle considération permet d'attribuer le retardement du lâcher tourbillonnaire à une diminution de la vitesse effective, la composante collinéaire au plan de battement étant ici dirigée suivant le sens de déplacement du profil. En outre, la composante collinéaire augmente avec l'asymétrie au détriment de la composante orthogonale de sorte que les cas fortement asymétriques ($45^\circ, 20^\circ$) et ($45^\circ, 10^\circ$) présentent des niveaux de ΔC_D et ΔC_L maximaux ($\delta^* \approx 3$) plus élevés que ceux atteints par le cas ($45^\circ, 30^\circ$)⁵. Ainsi, si l'écoulement de référence voit sa dynamique accélérée par la reprise des tourbillons du sillage, les cas asymétriques se caractérisent par un « ralentissement » de cette dernière.

Phase 4 (Downstroke) : Le déphasage introduit par la reprise du sillage se ressent jusqu'en fin de downstroke. Ce phénomène se traduit notamment par une diminution des efforts au delà de $\delta^* = 3.2$ et $\delta^* = 3.6$ pour les configurations ($45^\circ, 30^\circ$) et ($45^\circ, 20^\circ$), ($45^\circ, 10^\circ$) respectivement ; et une augmentation des efforts au delà de $\delta^* = 5$ pour la configuration ($45^\circ, 45^\circ$).

4.3.3.2 Contribution des phases de rotation

L'introduction de l'asymétrie *via* la modification de l'angle d'attaque d'upstroke résulte en une modification des vitesse et accélération de rotation. Durant les phases de supination et de pronation, les cas d'étude se différencient donc par l'action des effets Kramer et de masse ajoutée dont l'intensité découle directement de ces grandeurs. Les relations 4.10 et 4.11 proposées au paragraphe 4.2.3.2 rendent qualitativement compte des contributions d'effort associées à ces effets. Rappelons bien sûr que leur représentation ne permet pas la mise en évidence 1) des effets quasi-stationnaires et 2) de la perturbation du décollement de bord d'attaque, phénomène fondamentalement instationnaire dont l'influence sur les efforts reste toutefois très modérée.

Néanmoins, les variations d'effort constatées lors de la mise en rotation de l'aile s'accroissent avec l'asymétrie (avec les paramètres $\omega(t)$ et $\frac{\partial \omega}{\partial t}$). Ces variations ne sont pas équivalentes pour les coefficients de traînée et portance car sensibles à l'incidence instantanée du profil, c'est-à-dire aux projections horizontale et verticale de l'effort total (agissant en théorie normalement au profil). En ce sens, les effets rotationnels sont d'autant plus favorables à la production de portance dans les cas paramétrés par des valeurs de α_u faibles.

4.3.3.3 Influence des variations de vitesse de translation

Les phases d'accélération et de décélération agissent par l'intermédiaire des effets quasi-stationnaires et de masse ajoutée. Le premier effet différencie les cas d'étude de par la dépendance de l'effort quasi-stationnaire à l'angle d'attaque. Au contraire, l'influence du second sur l'effort total est identique pour toutes les configurations. L'action en théorie normale de ce mécanisme implique que sa répercussion sur les composantes de traînée et portance dépend toutefois de l'incidence de l'aile. Ainsi, les cas

⁵Par un raisonnement analogue, on explique l'augmentation de la vitesse effective de l'aile durant la phase d'upstroke

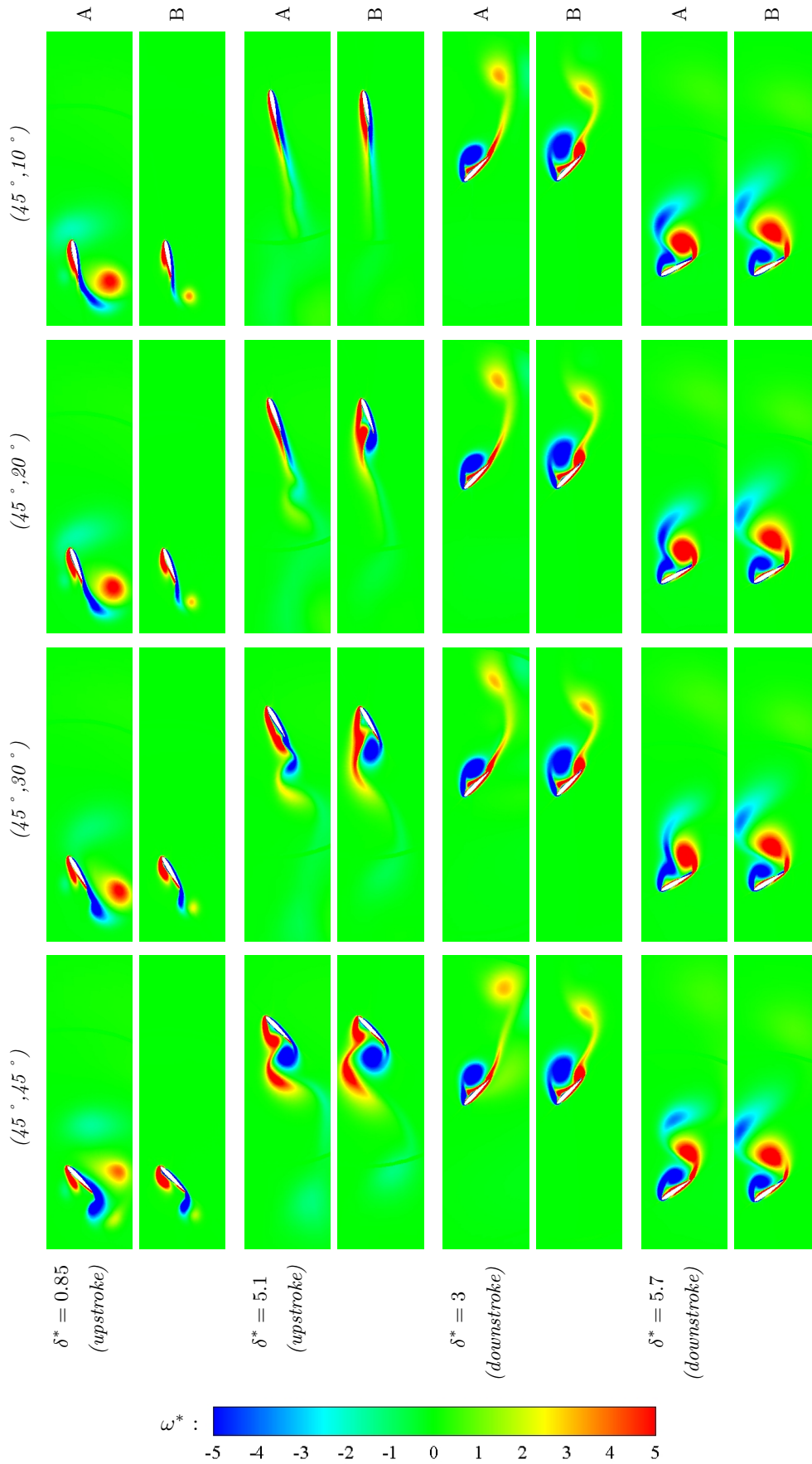


FIG. 4.21 – Champs de vorticité adimensionnée obtenus par DNS pour les cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$: comparaison des configurations A et B aux positions $\delta^* = 0.85$ (*upstroke*), 5.1 (*upstroke*), 3 (*downstroke*) et 5.7 (*downstroke*).

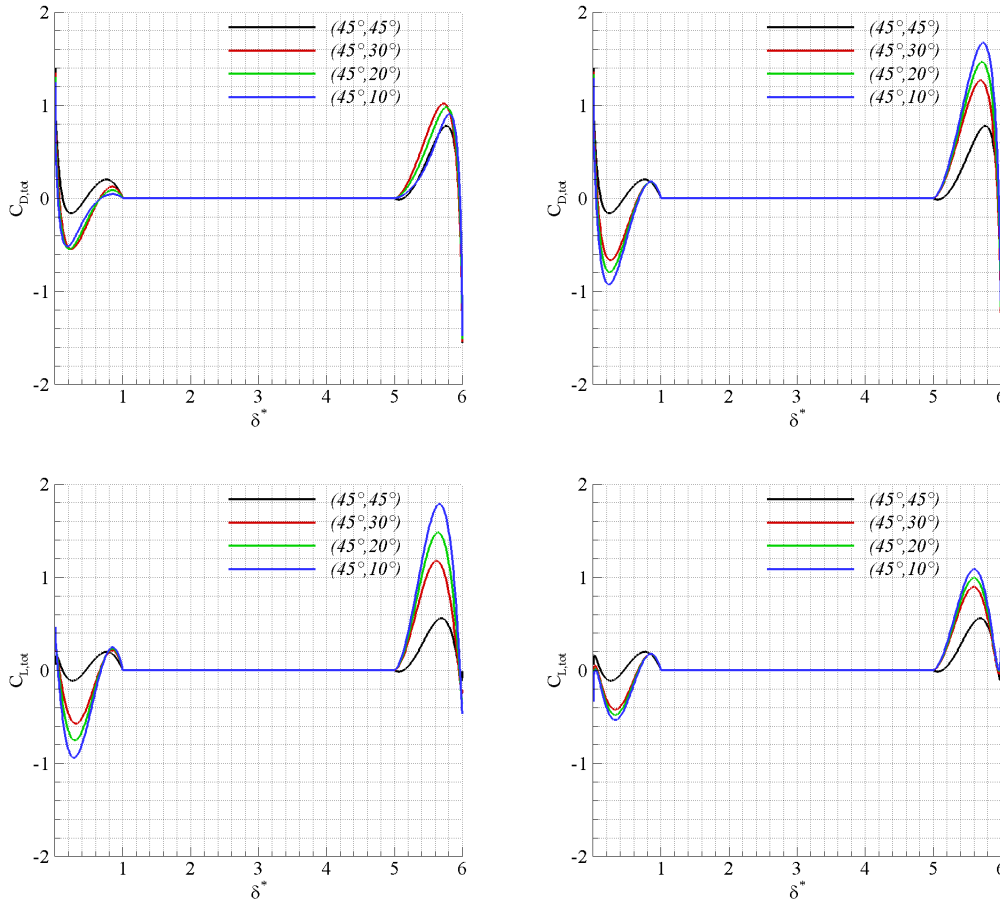


FIG. 4.22 – Estimations théoriques des contributions $C_{tot} = C_{Kramer} + C_{MA(r)} + C_{MA(t)}$ aux coefficients de traînée (haut) et portance (bas) calculées lors des phases d’upstroke (gauche) et de downstroke (droite) pour les cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$.

paramétrés par des angles α_u faibles favorisent une nouvelle fois la production de portance au détriment de la génération de traînée.

La figure 4.22 illustre le comportement du coefficient théorique C_{tot} résultant de la sommation des termes C_{Kramer} , $C_{MA(r)}$ et $C_{MA(t)}$. On dénote de fortes analogies, tout au moins sur les tendances, avec les courbes d’effort présentées en figure 4.18.

4.3.4 Action sustentatrice

La modification de l’écoulement induite par dissymétrisation du mouvement apparaît principalement sous deux formes distinctes : durant la phase d’upstroke, comme une conséquence directe de la cinématique de l’aile, les caractéristiques du mécanisme de décrochage dynamique étant liées à l’incidence; durant les phases d’upstroke et de downstroke, de par la forte sensibilité de la dynamique tourbillonnaire au mécanisme d’interaction profil/sillage.

En parallèle, si certaines contributions d’efforts dérivent indirectement du comportement spatio-temporel de l’écoulement, d’autres découlent directement des paramètres de rotation ω et $\frac{\partial \omega}{\partial t}$, dépendants de l’asymétrie.

Dans le cadre d’une confrontation de cas présentant des cinématiques de downstroke équivalentes, on démontre ainsi que l’asymétrie peut localement s’avérer favorable à la génération d’efforts de traînée et portance. Les considérations établies en introduction de ce chapitre suggèrent alors d’évaluer l’influence de la dissymétrisation sur l’effort sustentateur. Dans le cas de cinématiques asymétriques, ce dernier résulte effectivement de l’action combinée des composantes de traînée et portance.

La représentation du coefficient d’effort sustentateur défini tel que $C_y = C_L \cos(\beta) + C_D' \sin(\beta)$, avec

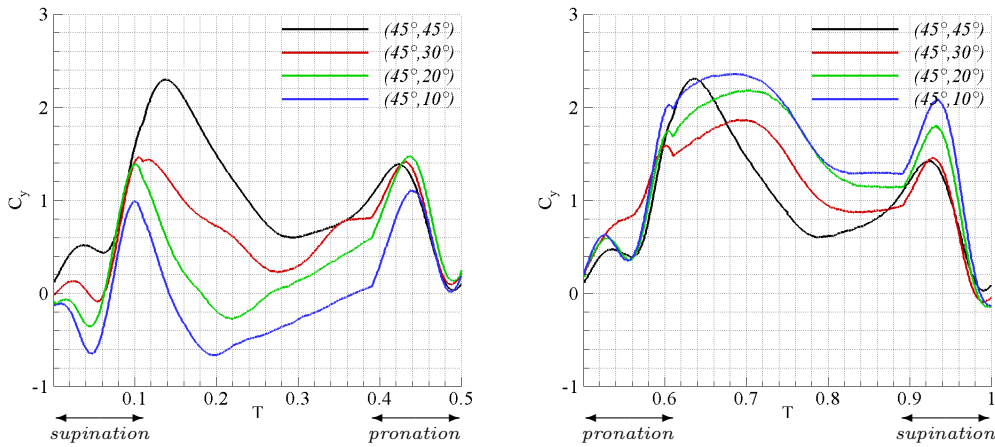


FIG. 4.23 – Comparaison des coefficients sustentateurs obtenus par DNS lors des phases d'upstroke (gauche) et de downstroke (droite) pour les cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$.

β angle d'inclinaison du plan de battement, apporte deux précisions essentielles quant aux performances aérodynamiques des cas asymétriques (en particulier $(45^\circ, 10^\circ)$ et $(45^\circ, 20^\circ)$). D'abord, les niveaux critiques de C_L observés lors de la phase d'upstroke sont fortement nuancés par la contribution du terme $\cos(\beta)$, l'effort de traînée étant par ailleurs faible. Par exemple, dans le cas $(45^\circ, 10^\circ)$, $C_L \approx -0.9$ et $C_y \approx -0.66$ à $t \approx 0.2T$. En second lieu, la portance générée lors de la phase de downstroke s'accompagne d'une production de traînée d'intensité comparable, conduisant à une action sustentatrice conséquente. Dans le cas $(45^\circ, 10^\circ)$, C_y est ainsi maintenu supérieur à 2 sur l'intervalle $t \in [0.6T; 0.75T]$.

Globalement, on montre alors qu'une asymétrie forte augmente le pouvoir sustentateur lors de la phase de downstroke 1) en altérant le mécanisme d'interaction profil/sillage et 2) en profitant de l'effort de traînée comme contribution à l'effort sustentateur. Par ailleurs, la génération de force sustentatrice par des cinématiques fortement asymétriques repose quasi-exclusivement sur la phase de downstroke, la part liée à la phase d'upstroke étant négligeable voir néfaste. Cette remarque soulève naturellement la question du poids relatif des phases d'upstroke et de downstroke sur les performances aérodynamiques, point traité par une analyse moyenne.

4.3.5 Impact sur les performances aérodynamiques moyennes

Adoptons désormais une approche moyenne. L'intérêt est ici d'évaluer si les modifications topologiques apportées par la dissymétrisation, couplées à la contribution de la traînée à l'effort sustentateur, favorisent d'un point de vue global les performances aérodynamiques. La figure 4.24 compare les coefficients moyens obtenus par DNS pour les configurations $\alpha_d = 45^\circ$, α_u variant de 5° à 45° par incrément de 5° (9 configurations), représentés comme une fonction de l'angle d'attaque d'upstroke α_u .

On dénote deux tendances suivant que l'angle d'attaque d'upstroke α_u soit inférieur ou supérieur à environ 30° :

$\alpha_u \in [5; 30]$: Les coefficients $\overline{C_D}$ et $\overline{C_y}$ augmentent avec α_u . Toutefois, leur tendance se différencie par des inflexions opposées conduisant à une efficacité maximale vers $\alpha_u \approx 20^\circ$. De façon analogue, l'évolution du coefficient de puissance, étroitement comparable à celle du coefficient de traînée, engendre un maximum du coefficient de qualité.

$\alpha_u \in [35; 45]$: Pour $\alpha_u > 30^\circ$, on peut constater une perturbation remarquable de l'évolution des performances aérodynamiques. En effet, si le coefficient de traînée $\overline{C_D}$ augmente continûment jusqu'à $\alpha_u = 45^\circ$, le coefficient sustentateur $\overline{C_y}$ diminue significativement pour $\alpha_u = 35^\circ$. Dès lors, les tendances de $\overline{C_D}$ et $\overline{C_y}$ présentent des inflexions identiques de sorte que l'efficacité diminue de façon monotone. L'interprétation physique d'un tel comportement est ambiguë. Toutefois, au regard des résultats obtenus dans le cadre de l'analyse instationnaire, il semble probable que la modification du mécanisme d'interaction profil/sillage, c.à.d. des effets fortement non-linéaires, en soit à l'origine. Les

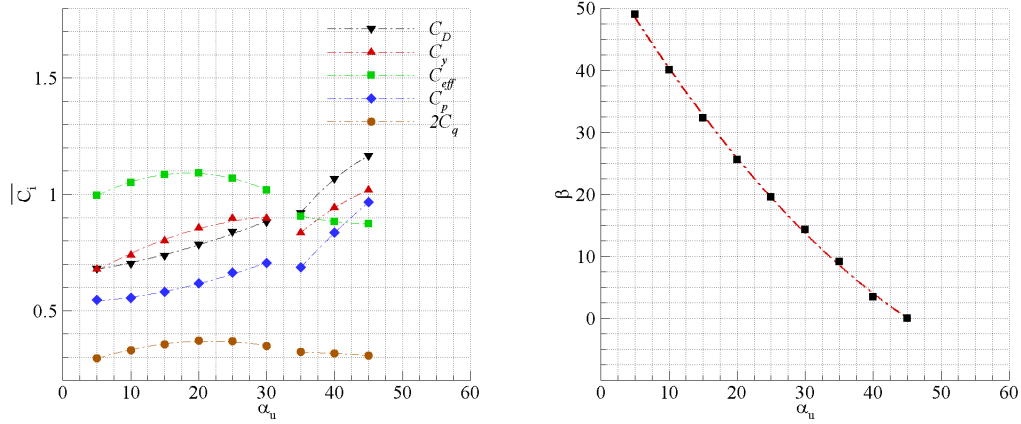


FIG. 4.24 – Comparaison des coefficients aérodynamiques moyens (gauche) et de l'inclinaison du plan de battement β ou condition de vol stationnaire (droite) obtenus par DNS pour différentes valeurs de α_u , α_d étant fixé à 45°

courbes ΔC_D et ΔC_L représentatives de ce mécanisme (Fig.4.20) démontrent en ce sens une évolution notable de tendance du cas $(45^\circ, 45^\circ)$ (paramétrés avec $\alpha_u > 30^\circ$) aux cas $(45^\circ, 30^\circ)$ ($45^\circ, 20^\circ$) et $(45^\circ, 10^\circ)$ (paramétrés avec $\alpha_u \leq 30^\circ$).

D'un point de vue pratique, le point remarquable concerne l'obtention d'un maximum d'efficacité vers $\alpha_u = 20^\circ$. Il s'agit alors de déceler l'origine d'une telle tendance. Pour cela, reformulons l'expression du coefficient d'efficacité comme suit :

$$\overline{C_{eff}} = \frac{\overline{C_y}}{\overline{C_D}} \quad (4.13)$$

avec

$$\overline{C_y} = \frac{1}{2}(\overline{C_{L,down}} + \overline{C_{L,up}})\cos(\beta) + \frac{1}{2}(\overline{C_{D,down}} - \overline{C_{D,up}})\sin(\beta) \quad (4.14)$$

$$\overline{C_D} = \frac{1}{2}(\overline{C_{D,down}} + \overline{C_{D,up}}) \quad (4.15)$$

soit

$$\overline{C_{eff}} = \frac{\overline{C_L}}{\overline{C_D}}\cos(\beta) + \frac{1}{2}\frac{(\overline{C_{D,down}} - \overline{C_{D,up}})}{\overline{C_D}}\sin(\beta) \quad (4.16)$$

$\overline{C_{i,up}}$ et $\overline{C_{i,down}}$ désignant les coefficients aérodynamiques moyennés sur les phases d'upstroke et de downstroke respectivement. Il apparaît une dépendance explicite au rapport $\overline{C_L}/\overline{C_D}$, à la différence de traînée d'upstroke et de downstroke $(\overline{C_{D,down}} - \overline{C_{D,up}})$ et à l'inclinaison du plan de battement β . Cette expression constitue un point de départ au raisonnement suivant, qui s'appuie sur l'examen des valeurs de $\overline{C_{D,up,down}}$, $\overline{C_{L,up,down}}$ et $\overline{C_L}/\overline{C_{D,up,down}}$ moyennées sur les phases d'upstroke et de downstroke avec et sans reprise de sillage (Tab.4.4).

Considérons dans un premier temps les caractéristiques d'écoulement sans « reprise de sillage ». Durant la phase de downstroke, les cas $(45^\circ, 45^\circ)_B$, $(45^\circ, 30^\circ)_B$, $(45^\circ, 20^\circ)_B$ et $(45^\circ, 10^\circ)_B$ présentent des rapports $\overline{C_L}/\overline{C_{D,down}}$ fortement comparables de l'ordre de 0.88, 0.87, 0.87 et 0.86 respectivement. Cette correspondance se justifie par la quasi-équivalence des cinématiques de battement. En revanche, on démontre que $\overline{C_L}/\overline{C_D}$ est favorisé au faibles incidences de sorte que durant la phase d'upstroke les niveaux atteints se différencient significativement : $\overline{C_L}/\overline{C_{D,up}} = 0.88, 1.36, 1.82$ et 2.15 . Ainsi, les cas paramétrés par des angles d'attaque d'upstroke α_u faibles présentent des rapports moyens $\overline{C_L}/\overline{C_D}$ plus élevés. Notons que ce comportement ne découle pas de l'asymétrie, celle-ci étant caractérisée par la différence $(\alpha_d - \alpha_u)$, mais bien de l'incidence moyenne de l'aile. La configuration

	$\overline{C_{D,down}}$	$\overline{C_{D,up}}$	$\overline{C_{L,down}}$	$\overline{C_{L,up}}$	$\overline{C_L/C_{D,down}}$	$\overline{C_L/C_{D,up}}$	β
$(45^\circ, 45^\circ)_A$	1.17	1.17	1.02	1.02	0.87	0.87	0.0
$(45^\circ, 45^\circ)_B$	1.30	1.30	1.15	1.15	0.88	0.88	0.0
$(45^\circ, 30^\circ)_A$	1.11	0.66	0.89	0.85	0.81	1.28	14.5
$(45^\circ, 30^\circ)_B$	1.44	0.74	1.26	1.01	0.87	1.36	17.3
$(45^\circ, 20^\circ)_A$	1.16	0.42	0.94	0.61	0.81	1.46	25.7
$(45^\circ, 20^\circ)_B$	1.44	0.44	1.25	0.81	0.87	1.82	25.8
$(45^\circ, 10^\circ)_A$	1.18	0.23	0.95	0.18	0.80	0.81	40.1
$(45^\circ, 10^\circ)_B$	1.44	0.27	1.24	0.59	0.86	2.15	32.5

TAB. 4.4 – Coefficients de traînée $\overline{C_{D,up,down}}$, portance $\overline{C_{L,up,down}}$ et rapport $\overline{C_L/C_{D,up,down}}$ moyennés sur les phases d’upstroke et de downstroke des cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ avec A et sans B reprise de sillage.

$(45^\circ, 10^\circ)$ est donc potentiellement plus efficace que les configurations $(45^\circ, 20^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$ et $(45^\circ, 45^\circ)$.

La prise en compte du phénomène d’interaction profil sillage altère toutefois cette tendance. Si ce dernier affecte modérément le rapport $\overline{C_L/C_D}$ à incidence élevée, il le dégrade fortement à faibles incidences. Durant la phase d’upstroke, sa contribution à $\overline{C_L/C_{D,up}}$ est de respectivement -0.01 , -0.08 , -0.36 et -1.35 dans les cas $(45^\circ, 45^\circ)$, $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$. On explique ces différences par la sensibilité de l’écoulement au flux « downwash », plus forte à faibles incidences. Le cas $(45^\circ, 10^\circ)$ est en ce sens particulièrement critique, l’incidence effective de l’aile tendant vers des valeurs négatives durant la phase d’upstroke.

Par conséquent, la compétition entre influence du mécanisme d’interaction profil/sillage et efficacité inhérente aux paramètres cinématiques du profil conduit à une valeur de $\overline{C_L/C_D}$ moyenne maximale pour la configuration $(45^\circ, 20^\circ)$.

En outre, l’examen individuel de chaque configuration permet d’adresser deux remarques. D’abord, le rapport $(\overline{C_{D,down}} - \overline{C_{D,up}})/\overline{C_D}$ favorise l’efficacité des configurations fortement asymétriques. Par ailleurs, la contribution liée à l’interaction profil/sillage tend à réduire ou augmenter l’inclinaison β du plan de battement (agissant sur l’efficacité) suivant que α_u soit supérieur ou inférieur à 20° ; la configuration $(45^\circ, 20^\circ)$ constitue alors un cas seuil dans la mesure où β semble indépendant d’un tel phénomène.

Ainsi, la paramétrisation $\alpha_u = 20^\circ$ engendre un maximum d’efficacité. En contrepartie, la diminution de l’incidence moyenne s’accompagne d’une baisse de l’effort sustentateur $\overline{C_y}$, conformément aux résultats reportés dans la littérature (voir chapitre 2).

4.3.6 Généralisation (*Annexe A*)

Ces résultats sont généralisés aux configurations paramétrées par $\alpha_d = 30^\circ$ et $\alpha_d = 60^\circ$ (voir annexe). Globalement, l’analyse instationnaire menée dans ce cadre révèle deux types d’interaction profil/sillage en début de downstroke suivant que l’incidence d’upstroke ait été fixée supérieure ou inférieure à 20° , c’est-à-dire suivant que le sillage d’upstroke soit caractérisé par un écoulement fortement ou faiblement décollé. Outre la présence ou non d’interaction directe significative rapidement après le retournement de l’aile, le point marquant concerne la génération d’effort au cours de la phase de mouvement uniforme, favorisée dans les cas fortement asymétriques de par l’atténuation de l’action indirecte du mécanisme d’interaction sur la dynamique du tourbillon de bord d’attaque. Par ailleurs, l’étude apporte des précisions quant à l’influence de l’intensité du sillage sur les principaux mécanismes instationnaires. Contrairement aux configurations $\alpha_d = 30^\circ$, les configurations $\alpha_d = 60^\circ$ présentent des structures tourbillonnaires de downstroke fortes agissant de façon prononcée sous forme de dipôle ou par l’intermédiaire du flux « downwash » sur la dynamique d’upstroke. Celle-ci s’illustre par des variations d’efforts brusques relativement pénalisante pour la sustentation.

Un récapitulatif des performances aérodynamiques moyennes issues de l’intégralité des cas traités est proposé en fin de chapitre (Tab.4.5).

4.4 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux

Les données numériques et expérimentales obtenues dans le cadre de l'analyse bidimensionnelle présentent de fortes analogies. Conjointement, elles permettent l'identification des principales structures cohérentes de l'écoulement et l'évaluation de leur influence sur le champ de vitesse établi à proximité de l'aile. D'un point de vue quantitatif, les niveaux des grandeurs caractéristiques concordent (Fig.4.25,4.26), confortant de surcroît les données reportées dans la littérature.

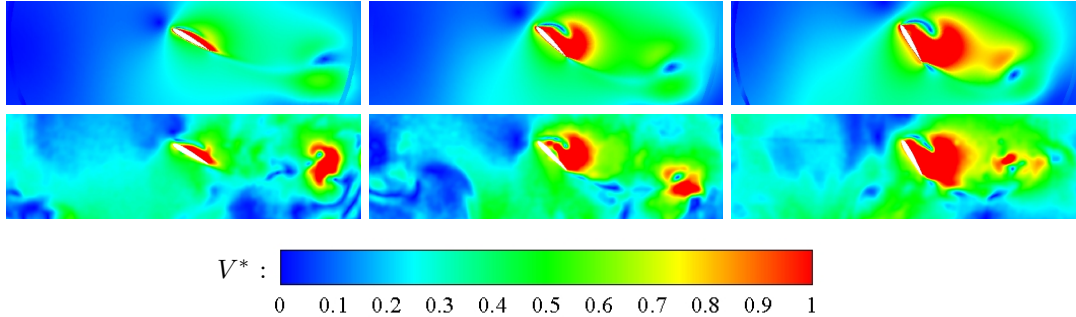


FIG. 4.25 – Comparaison des champs de vitesse adimensionnée ($V^* = \sqrt{V_x^{2*} + V_y^{2*}}$) obtenus par voie numérique (haut) et expérimentale (bas) pour les cas « optimaux » $(30^\circ, 20^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(60^\circ, 20^\circ)$ à $t = 15T/20$.

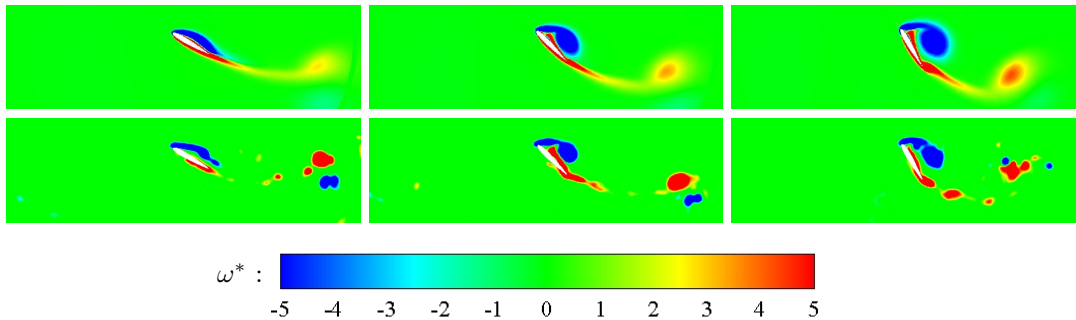


FIG. 4.26 – Comparaison des champs de vorticité adimensionnée obtenus par voie numérique (haut) et expérimentale (bas) pour les cas « optimaux » $(30^\circ, 20^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(60^\circ, 20^\circ)$   $t = 15T/20$.

Toutefois, plusieurs sources d'erreur méritent d'être évoquées.

Sur le plan numérique, la précision et stabilité des schémas numériques employés, le choix des conditions aux limites imposées   l'infini ou encore la méthode d'interpolation des champs de vitesse associée   l'approche par maillage mobile (voir chapitre 3) jouent un rôle essentiel dans la prédiction de l'écoulement dont les principales structures tourbillonnaires semblent sujettes   une diffusivité légèrement surévaluée par rapport aux résultats expérimentaux.

Sur le plan expérimental, la sensibilité de l'écoulement au phénomène d'interaction profil/sillage affecte la précision des résultats. En effet, une remarque importante évoquée au paragraphe 4.2.1 concerne la présence ou non du tourbillon de rotation RV. L'étude paramétrique démontre que la formation de ce dernier dépend étroitement de la stabilité du tourbillon de bord de fuite TEV, elle-même liée   l'influence du mécanisme d'interaction profil/sillage et donc   l'asymétrie. En ce sens, les différences observées entre résultats numériques et expérimentaux quant   la présence ou non du RV (se référer   la comparaison effectuée en début de chapitre sur le cas de référence) et, par voie de conséquence, sur la topologie générale de l'écoulement proviennent très probablement de l'incertitude expérimentale commise sur l'incidence initiale de l'aile. En conférant un caractère asymétrique au mouvement, la répercussion d'une telle incertitude est amplifiée par la sensibilité de l'écoulement   la reprise du sillage. En outre, bien que les effets de confinement aient été jugés négligeables lors de précédentes études, la convection naturelle ou encore le retour du flux « downwash » par les parois latérales de la cuve restent, par le biais du mécanisme d'interaction profil/sillage, une source potentielle d'erreur.

Ainsi, les efforts obtenus sur le cas de référence par voies numérique et expérimentale présentent un

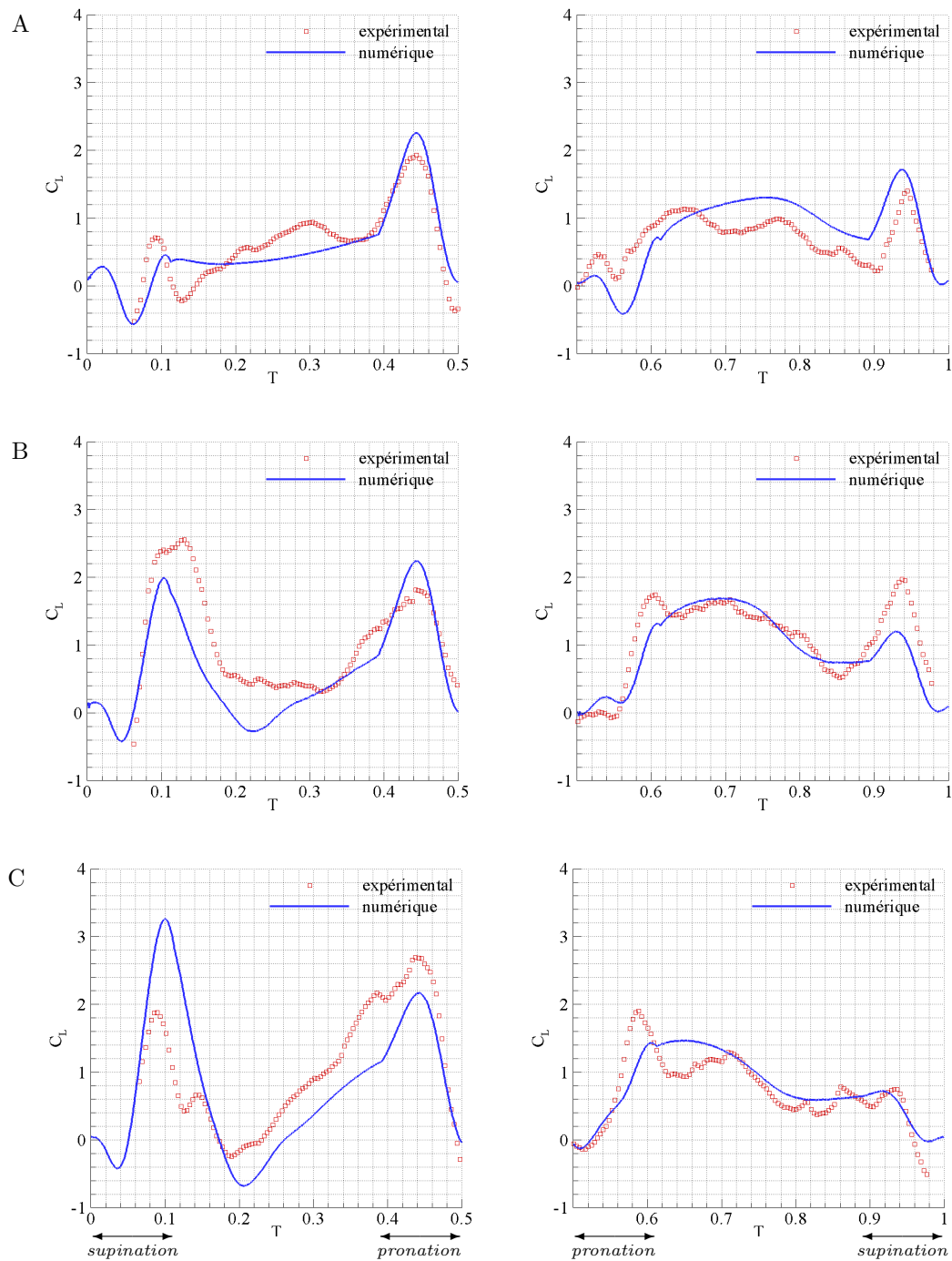


FIG. 4.27 – Coefficients de portance C_L résultant des mouvements de battement asymétriques ($\alpha_d = 30^\circ$, $\alpha_u = 20^\circ$) (A), ($\alpha_d = 45^\circ$, $\alpha_u = 20^\circ$) (B) et ($\alpha_d = 60^\circ$, $\alpha_u = 20^\circ$) (C) d'un profil NACA0012 à Reynolds 1000. Comparaison des valeurs obtenues numériquement et expérimentalement lors des phases d'upstroke (gauche) et de downstroke (droite).

décalage temporel principalement associé à une altération de la dynamique générale de l'écoulement. Par ailleurs, rappelons que les incertitudes liées aux techniques de mesure d'une part et aux méthodes numériques de résolution de l'équation de bilan de quantité de mouvement d'autre part influent sur l'amplitude du signal (voir chapitre 3). Précisons dans ce cadre que l'éventuelle présence de vecteurs erronés, malgré l'application d'un post-traitement par filtres, peut être à l'origine de déviations instantanées des efforts prédits par BQM (influence non-quantifiée au chapitre précédent). La figure 4.27 étend la comparaison aux configurations asymétriques.

4.5 Conclusion

Le mode de sustentation par vol battu repose sur quatre mécanismes distincts : 1) le décrochage dynamique, caractérisé par la formation d'un tourbillon de bord d'attaque au niveau de l'extrados ; 2) l'effet Kramer, associé à la génération d'une circulation induite par rotation de l'aile ; 3) l'interaction profil/sillage, issue du mouvement alterné des phases d'upstroke et de downstroke ; 4) la masse ajoutée ou effort nécessaire à l'accélération et décélération des particules fluide. Contrairement aux effets Kramer et de masse ajoutée, le décrochage dynamique et l'interaction profil/sillage ont un caractère fondamentalement instationnaire en ce sens qu'ils sont étroitement liés à l'historique de l'écoulement. Leur modélisation constitue alors une difficulté majeure.

Ainsi, une démarche de décomposition par étapes du mouvement de battement est entreprise afin de dissocier les principaux mécanismes instationnaires dont l'action conjointe rend l'identification délicate.

Tout d'abord, une telle approche permet de considérer le phénomène d'interaction profil/sillage comme la superposition de quatre phénomènes secondaires : 1) l'action dépressionnaire de la structure de bord d'attaque convectée sous l'intrados ; 2) l'action sustentatrice du jet impactant issu du dipôle tourbillonnaire formé par les structures de bord d'attaque et de bord de fuite lâchées dans le sillage ; 3) la réduction de l'incidence effective par le flux induit « downwash » ; 4) l'altération de la dynamique globale de l'écoulement, conséquence des trois mécanismes précédents.

En second lieu, les mouvements de rotation s'apparentent à une légère baisse d'effort en début de battement, puis à une action sustentatrice significative lors de la phase de pronation. Ces comportements découlent des effets Kramer, de masse ajoutée et quasi-stationnaires ainsi que de la perturbation du décollement de bord d'attaque. Ce dernier est à distinguer des autres de par son caractère fondamentalement instationnaire associé à une influence persistante sur les efforts. Toutefois, cette persistance semble s'atténuer conjointement à l'amorce du lâcher tourbillonnaire.

Enfin, les phases d'accélération et de décélération agissent par l'intermédiaire des effets quasi-stationnaires et de masse ajoutée dont l'intervention engendre naturellement une baisse d'effort conséquente, et par celle de la perturbation du décollement de bord d'attaque dont l'influence sur les efforts peut-être qualifiée de persistante. En ce sens, la formation du tourbillon de bord d'attaque ne dépend pas exclusivement de la distance parcourue par le bord d'attaque. Ces propos vont à l'encontre du concept de temps de formation introduit par Milano & Gharib (2005) (Gharib *et al.*, 1998). En outre, la persistance semble une nouvelle fois s'atténuer simultanément à l'amorce du lâcher tourbillonnaire.

L'analyse qualitative et quantitative de tels mécanismes présente de fortes analogies avec les résultats reportés dans la littérature (Dickinson & Götz, 1993; Dickinson, 1994; Birch & Dickinson, 2001; Sun & Tang, 2002a) et lève notamment le voile sur les contributions relatives des effets de masse ajoutée et de l'interaction profil/sillage en début de battement (voir chapitre 2). Néanmoins, si la manifestation de ces instationnarités est commune à tout type de vol stationnaire, leur intensité ou mode d'occurrence dépendent étroitement des cinématiques de battement envisagées.

L'étude paramétrique de configurations dites asymétriques révèle alors la sensibilité de l'écoulement au mécanisme de capture tourbillonnaire. En particulier, il existe deux scénari d'upstroke suivant que la structure de bord d'attaque préalablement lâchée dans le sillage soit convectée sous l'intrados, formant alors un dipôle tourbillonnaire avec la structure de bord de fuite, ou vienne impacter le bord d'attaque ; et deux scénari de downstroke suivant que la structure de bord d'attaque attachée au profil affecte ou non le décollement de bord d'attaque. Ces distinctions, étroitement liées à l'incidence instantanée de l'aile et donc au caractère asymétrique des cinématiques de battement, implique nécessairement des dynamiques d'écoulement fortement dissemblables de par le comportement fondamentalement instationnaire et persistant de l'interaction profil/sillage.

En outre, la dissymétrisation du mouvement conduit à une modification des paramètres cinématiques affectant directement les contributions d'effort associées aux effets quasi-stationnaires, Kramer et de

masse ajoutée.

Ainsi, l'approche moyenne montre que la compétition entre phénomène d'interaction profil/sillage et performances inhérentes au choix de l'incidence de l'aile résulte en un maximum d'efficacité et de qualité pour un angle d'attaque d'upstroke de l'ordre de 20° .

Dans le cadre d'une application pratique, à moyen ou long terme, la sensibilité de l'écoulement au phénomène d'interaction profil/sillage suggère fortement l'intérêt de concevoir un système adaptatif, équipé de senseurs pour la maîtrise active des instationnarités.

α_d [deg]	α_u [deg]	$\overline{C_D}$	$\overline{C_y}$	$\overline{C_y}/\overline{C_D}$	$\overline{C_p}$	$\overline{C_q}$	β [deg]
30	5	0.46956	0.47883	1.0197	0.3386	0.1413	31.2
30	10	0.47792	0.54780	1.1462	0.3406	0.1718	22.8
30	15	0.49773	0.61607	1.2378	0.3543	0.1970	15.8
30	20	0.52874	0.67953	1.2852	0.3793	0.2131	9.6
30	25	0.57082	0.72763	1.2747	0.4149	0.2159	4.6
30	30	0.62329	0.75299	1.2081	0.4631	0.2036	0.0
45	5	0.68157	0.67784	0.9945	0.5446	0.1479	49.0
45	10	0.70210	0.73812	1.0513	0.5540	0.1652	40.1
45	15	0.73639	0.79929	1.0854	0.5800	0.1778	32.3
45	20	0.78486	0.85629	1.0910	0.6176	0.1852	25.6
45	25	0.83887	0.89640	1.0686	0.6635	0.1846	19.6
45	30	0.88005	0.89608	1.0182	0.7035	0.1740	14.3
45	35	0.92067	0.83501	0.9070	0.6849	0.1608	9.2
45	40	1.06639	0.94215	0.8835	0.8345	0.1582	3.5
45	45	1.16518	1.01818	0.8738	0.9659	0.1535	0.0
60	5	0.85227	0.78729	0.9238	0.7030	0.1434	62.4
60	10	0.88444	0.83766	0.9471	0.7254	0.1526	52.7
60	15	0.94183	0.89507	0.9504	0.7692	0.1589	43.9
60	20	1.01885	0.96369	0.9459	0.8294	0.1646	36.2
60	25	1.11061	1.01310	0.9122	0.9029	0.1630	29.0
60	30	1.15815	0.96337	0.8318	0.9340	0.1461	24.3
60	35	1.21252	0.95029	0.7837	0.9754	0.1371	19.1
60	45	1.45710	1.00149	0.6873	1.1977	0.1208	7.4
60	60	1.70725	0.93597	0.5482	1.4113	0.0926	1.8

TAB. 4.5 – Récapitulatif des coefficients aérodynamiques.

Chapitre 5

Mécanismes instationnaires tridimensionnels

Sommaire

5.1 Cinématiques de battement	102
5.2 Influence de l'extrémité libre (<i>translation rectiligne</i>)	102
5.2.1 Etude préliminaire : mécanismes tridimensionnels sur un cas référence	103
5.2.2 Effets d'allongement	114
5.3 Influence du gradient de vitesse incidente (<i>révolution</i>)	119
5.3.1 Description phénoménologique	120
5.3.2 Efforts instationnaires	120
5.3.3 Stabilité de l'écoulement	123
5.3.4 Ecoulement transverse	124
5.4 Conclusion	126

Si l'approche bidimensionnelle adoptée au chapitre précédent permet la mise en évidence des principaux mécanismes instationnaires régissant l'écoulement généré par une aile en vol battu, elle en reste une idéalisation en ce sens qu'elle occulte les effets tridimensionnels associés à la formation d'un tourbillon marginal ou encore à la présence d'un gradient transverse de vitesse incidente établi le long de l'envergure. Un écoulement bidimensionnel fortement décollé étant naturellement instable, l'un des problèmes majeurs concerne alors l'influence de tels phénomènes sur la dynamique globale de l'écoulement et, plus particulièrement, sur la stabilité du tourbillon de bord d'attaque. Plusieurs études ont effectivement démontré le caractère stable de ce dernier dans le cas d'une aile d'allongement fini en révolution autour de son emplanture, l'attribuant successivement à la présence d'un flux induit transverse (ex : van den Berg & Ellington (1997)) ou encore à celle d'un flux descendant (ex : Birch & Dickinson (2001)).

En vue de clarifier les hypothèses avancées par ces différents auteurs (voir chapitre 2), nous nous attachons dans un premier temps à évaluer l'influence isolée du tourbillon marginal. Dans ce cadre, nous analysons la dynamique de l'écoulement tridimensionnel généré par une aile battante d'envergure finie en translation rectiligne et caractérisons sa dépendance vis-à-vis de l'allongement.

En second lieu, nous traitons le cas d'une aile battante décrivant un mouvement de révolution autour de son emplanture. Au delà de la présence continue du tourbillon marginal, l'écoulement se caractérise par celle d'un gradient transverse de vitesse incidente altérant de façon notable la dynamique du tourbillon de bord d'attaque. Une attention particulière est portée à la compréhension des mécanismes stabilisateurs mis en jeu.

5.1 Cinématiques de battement

La paramétrisation définie au chapitre précédent est ici transposée dans le cadre d'une étude tridimensionnelle. On considère alors deux types de mouvement de battement : l'un dont la translation est rectiligne (Fig.5.1.A), l'autre dont la translation découle d'un mouvement de révolution, c'est-à-dire de la rotation de l'aile autour d'un axe vertical (Fig.5.1.B).

Dans ce second cas, l'amplitude de battement est fixée à $\Phi = 120^\circ$. Le point situé à $R^* = 2.86$ (Eq.5.1) cordes de l'emplature parcourt 6 cordes à la vitesse de référence V_0 . Pour une aile d'allongement $\lambda = 4$ (configuration référence), on a alors $R^* = 0.72\lambda$, valeur étroitement comparable aux données relevées dans la littérature, typiquement comprises entre 0.66λ et 0.75λ .

$$R^* = \frac{A^* \times 360}{2\pi \times \Phi} \quad (5.1)$$

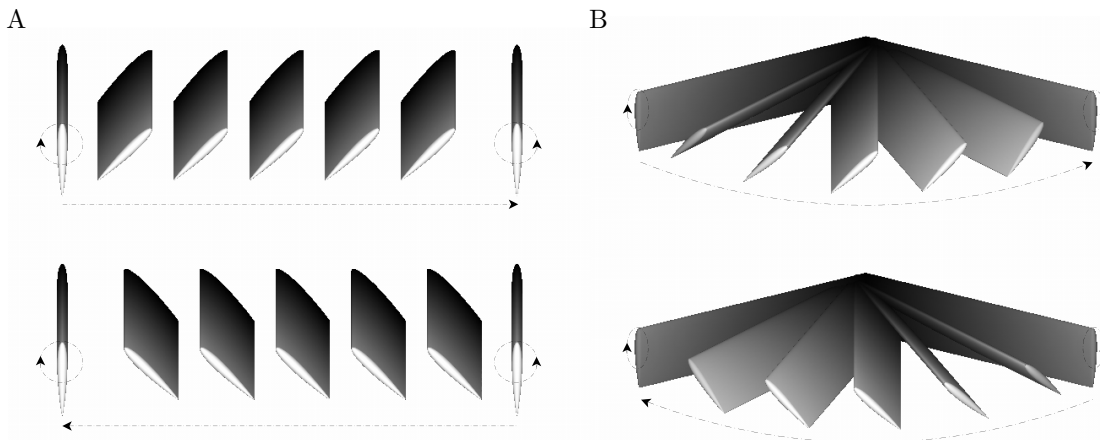


FIG. 5.1 – Représentation tridimensionnelle des cinématiques de battement : translation rectiligne (A), mouvement de révolution (B).

5.2 Influence de l'extrémité libre (*translation rectiligne*)

Intéressons-nous dans un premier temps à l'écoulement tridimensionnel généré par une aile d'envergure finie décrivant une cinématique de battement symétrique telle que définie au chapitre 4. La

composante de translation du mouvement est ici rectiligne de sorte que les effets tridimensionnels proviennent exclusivement de l'extrémité libre, c'est-à-dire de la formation d'un tourbillon marginal en bout d'aile. L'intérêt consiste à évaluer l'influence de cette tridimensionnalité sur la dynamique globale de l'écoulement et, en particulier, sur la stabilité de la structure de bord d'attaque.

L'évaluation des effets tridimensionnels s'appuie sur la représentation des iso-surfaces λ_2^* obtenues numériquement par DNS ainsi que sur celle de la superposition des champs de vitesse, iso-contours et iso-surfaces $|\omega^*|$ obtenus expérimentalement par PIV3D-3C. Les efforts issus des données numériques par intégration de la pression et des contraintes visqueuses le long de la surface de l'aile sont quantifiés d'un point de vue local, par tranche, puis global. Nous abordons tout d'abord un cas de base caractérisé par une aile d'allongement $\lambda = 4$. Références sont faites au cas bidimensionnel. Par la suite, nous discutons de l'effet d'allongement pour les cas $\lambda = 2, 4$ et 6 .

5.2.1 Étude préliminaire : mécanismes tridimensionnels sur un cas référence

5.2.1.1 Description phénoménologique

La figure 5.2 présente les iso-surfaces λ_2^* obtenues par DNS à intervalle de temps régulier ($1/20^{\text{ème}}$ T) lors de la septième période de battement. La figure 5.3 illustre les principaux phénomènes physiques mis en évidence par la superposition des champs de vitesse et de vorticités obtenus par PIV3D-3C aux temps $t = T/20, 3T/20, 5T/20$ et $7T/20$. En accord avec l'étude menée au chapitre 4, on procède à l'identification chronologique des structures tourbillonnaires de l'écoulement, repérées par les sigles LEV, SV, TEV, RV et TV (pour Leading Edge Vortex, Starting Vortex, Trailing Edge Vortex, Rotation Vortex et Tip Vortex) et indicées par les symboles $^d, ^u, ^{1,2,\dots}$ (pour downstroke, upstroke et ordre d'occurrence). De même, on distingue les phases caractérisées par des vitesses de translation et angles d'attaque constants, notées *Upstroke* et *Downstroke*, de celles définies par des vitesses de translation et angles d'attaque variables, notées *Supination* et *Pronation*.

Supination (Upstroke) : En début d'upstroke, de façon tout à fait similaire au cas bidimensionnel, l'écoulement se caractérise par les structures contra-rotatives LEV^{d1} et TEV^d , lâchées dans le sillage lors de la phase de downstroke, et LEV^{d2} et RV, attachées au bord d'attaque et bord de fuite respectivement. Il se complexifie toutefois par la présence d'un tourbillon marginal issu de la différence de pression établie entre l'intrados et l'extrados de l'aile, directement liée à la portance générée au cours de la translation. Ce dernier confère un aspect tridimensionnel aux structures LEV^{d1} et TEV^d alors prolongées vers l'aile par une branche tourbillonnaire longitudinale¹. Par opposition, les structures LEV^{d2} et RV présentent un aspect bidimensionnel sur la majorité de l'envergure. Leur formation tardive exclut effectivement la possibilité d'une tridimensionnalisation, la vitesse de translation en fin de downstroke étant de surcroît faible donc peu propice à la génération d'un flux transverse significatif en bout d'aile. En ce sens, le tourbillon marginal diminue en intensité pour se détacher de l'aile lors du retournement.

La seconde structure de bord d'attaque LEV^{d2} entre en interaction avec l'aile à $t = T/20$. Une partie de sa vorticités se trouve convectée au dessus du profil, formant une cellule tourbillonnaire renforçant le décollement de bord d'attaque et contribuant à la formation rapide de la structure LEV^{u1} . L'autre partie, constituée du noyau tourbillonnaire, est convectée sous l'intrados, favorisant la formation du tourbillon de démarrage SV. A cet instant, l'écoulement est en phase d'initialisation en ce sens qu'aucune composante transverse significative n'affecte la dynamique d'upstroke. Ainsi, conformément à la nature bidimensionnelle de l'interaction profil/ LEV^{d2} et profil/RV partiellement responsable de cette dynamique d'upstroke, les structures LEV^{u1} et SV présentent des aspects bidimensionnels.

Néanmoins, comparativement aux configurations bidimensionnelles étudiées au chapitre précédent, on constate la convection relativement rapide des structures LEV^{d1} et TEV^d résultant du flux induit par le tourbillon marginal TV^d . Précisément, ce dernier entretient la branche longitudinale du LEV^{d1} avec laquelle il forme un dipôle tourbillonnaire conduisant à des vitesses verticales supérieures à $0.5V_0$ (niveaux DNS de l'ordre de $0.5V_0$; niveaux PIV3D-3C de l'ordre de V_0). Ce flux induit s'ajoute au flux « downwash » identifié dans les cas bidimensionnels tout en s'en différenciant de par son origine fondamentalement tridimensionnelle.

Upstroke : A $t = 2T/20$, la reprise du LEV^{d2} provoque le lâcher partiel du LEV^{u1} , conjointement au détachement du SV. On distingue alors la formation progressive du tourbillon de bord de fuite TEV^u et

¹Le terme « longitudinal », dans la direction de la translation, est employé par opposition au terme « transverse », dans la direction de l'envergure

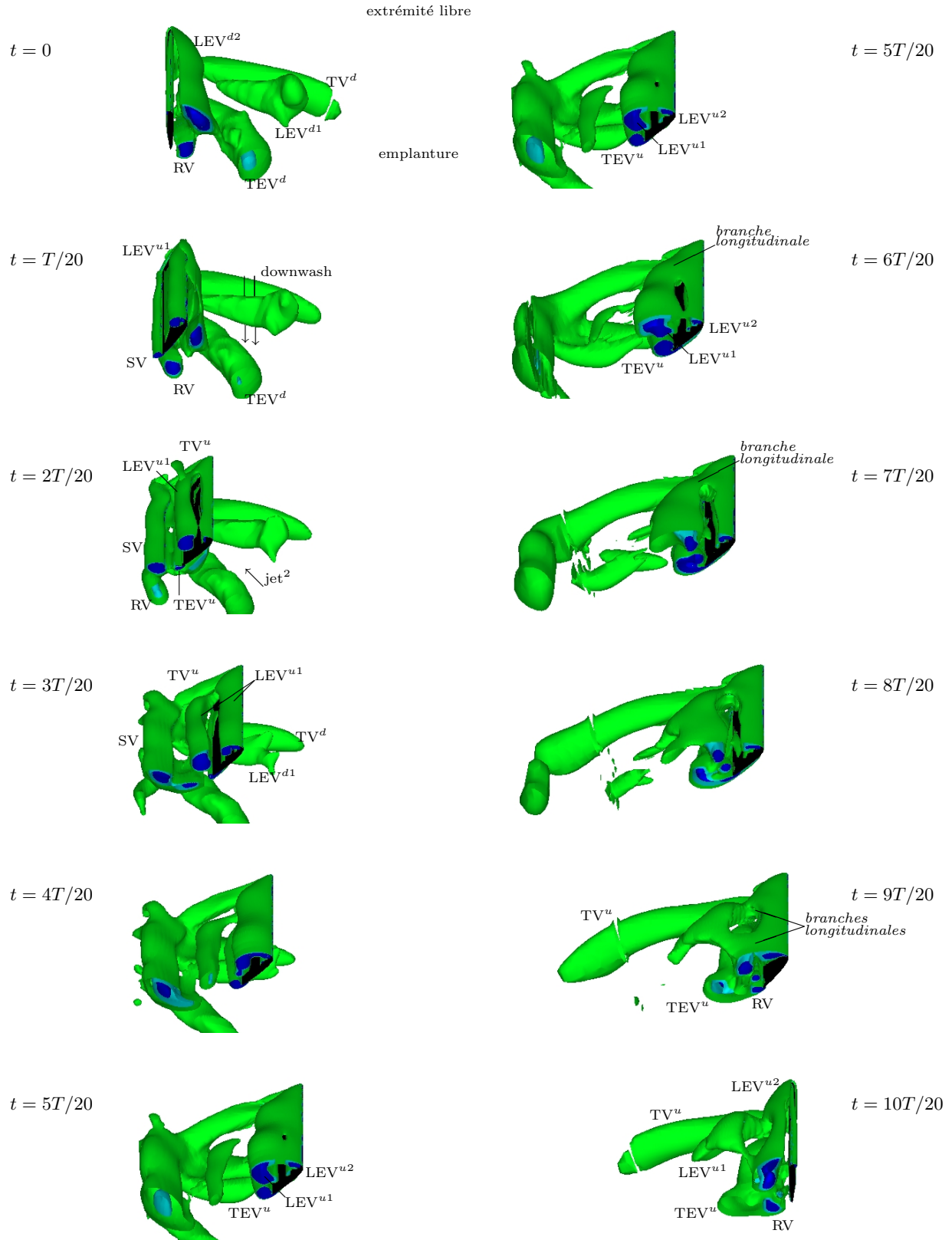


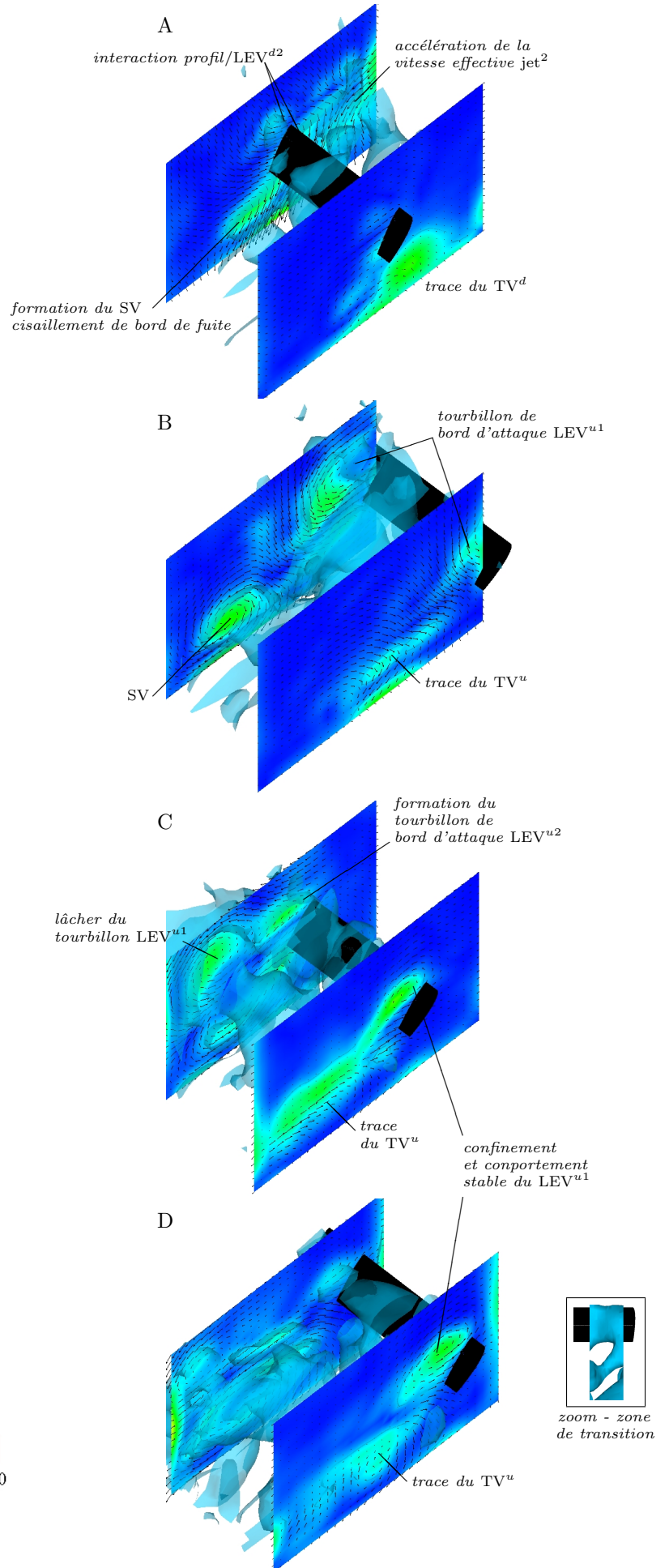
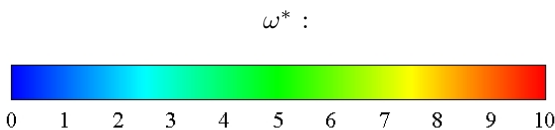
FIG. 5.2 – Iso-surfaces $\lambda_2^* = -0.1$ (vert), -1 (bleu clair) et -2 (bleu) adimensionné obtenues par DNS pour l’allongement de référence $\lambda = 4$. Phase d’upstroke.

FIG. 5.3 – Superposition des champs de vitesse, iso-contours (plans localisés à 0.3 et 3.1 cordes de l'extrémité libre) et iso-surfaces de vorticité ω^* adimensionnés obtenus par PIV3D-3C pour l'allongement de référence $\lambda = 4$.

Illustration de l'interaction profil/sillage à $t = T/20$ (A). Formation des structures transverses SV, LEV^{u1} et longitudinale TV^u à $t = 3T/20$ (B). Mise en évidence des régions stable, instable et de transition à $t = 5T/20$ et $t = 7T/20$ (C et D).

La mesure PIV3D-3C par balayage rapide est particulièrement délicate de mise en œuvre compte tenu notamment des dimensions de la zone d'investigation (au total $370 \times 280 \times 320 \text{ mm}^3$) ou encore de son application à l'étude d'un profil en mouvement. On rencontre deux difficultés majeures. D'une part, les champs obtenus sont sujets à un bruit de mesure relativement intense ne permettant pas la détection rigoureuse des structures tourbillonnaires par les critères λ_2 ou Q et impliquant l'application d'un lissage spatial tendant à réduire les niveaux réels des grandeurs caractéristiques de l'écoulement (ex : vitesse, vorticité). D'autre part, si le comportement global de l'écoulement est mis en évidence, concordant de surcroît avec les données numériques, il ne présente pas de stricte continuité entre les différents volumes de mesure instantannés dont l'acquisition est réalisée au cours de différents essais (voir chapitre 3). Ainsi, outre l'illustration des principaux mécanismes instationnaires caractéristiques de la dynamique tridimensionnelle générée par une aile battante d'envergure finie, les champs présentés ci-contre démontrent avant tout la faisabilité d'une telle méthode dans des conditions complexes.

La confrontation des résultats numériques et expérimentaux révèle toutefois une discordance concernant l'échelle de temps caractéristique du lâcher de la structure LEV^{u1} au niveau de la région instable. De façon tout à fait similaire à l'étude bidimensionnelle menée au chapitre 4, l'occurrence d'un tel phénomène est plus précoce dans les cas expérimentaux.



du tourbillon marginal TV^u . Parallèlement, les convection et dissipation rapides des structures LEV^{d1} et TEV^d semblent limiter la génération du jet fluide impactant jet^2 , comparativement aux observations faites en configuration bidimensionnelle.

L'instant $t = 3T/20$ marque la tridimensionnalisation notable de la dynamique d'upstroke. Les différentes structures identifiées précédemment présentent un enchevêtrement complexe, caractérisé notamment par l'interconnexion entre SV , TV^u , LEV^{u1} , TV^d et LEV^{d1} . La présence du tourbillon marginal se ressent en outre par le confinement du tourbillon de bord d'attaque LEV^{u1} à proximité de l'extrémité libre. La vorticité longitudinale cr ee dans cette zone s'illustre par une branche tourbillonnaire connectant la structure LEV^{u1}   sa partie pr ealablement lâch ee dans le sillage.

Les effets tridimensionnels semblent par la suite se propager de l'extr emitt e libre vers l'implanture. L'établissement progressif de vitesses transverses tend effectivement   moduler les formes et intensit es du LEV^{u1} puis celles du TEV^u suivant l'envergure ($t = 4T/20$). Identiquement au cas bidimensionnel, l'apparition d'une seconde structure de bord d'attaque LEV^{u2} au voisinage de l'implanture témoigne alors de l'instabilité du LEV^{u1} ($t = 5T/20$). Toutefois, la tridimensionnalisation de l'écoulement permet de distinguer trois régions. La première donc, côté emplature, se caractérise par l'étirement des LEV^{u1} et LEV^{u2} finalisé par leur scission en deux tourbillons réellement distincts   $t = 6T/20$. La seconde, côté extr emitt e libre, s'illustre par la stabilité du LEV^{u1} confiné sous l'effet du tourbillon marginal TV^u . La dernière constitue une zone de transition entre les comportements bidimensionnel et tridimensionnel des première et seconde régions, respectivement. Une branche tourbillonnaire longitudinale (entret enue par les vitesses transverses associées au TV^u) assure alors la connexion entre les parties d tach ee et attach ee du LEV^{u1} .

  $t = 7T/20$, la convection de la partie d tach ee du LEV^{u1} , impuls ee notamment par la formation parallèle du TEV^u , conduit   l'étirement puis   l'affaiblissement de cette branche tourbillonnaire.

Pronation (Upstroke) : Conjointement   sa mise en rotation, l'aile d c l ere   partir de $t = 8T/20$. Le tourbillon de bord de fuite TEV^u est lâché dans le sillage, laissant place   la formation d'un tourbillon de rotation RV ($t = 9T/20$). Par ailleurs, la branche longitudinale assurant la connexion entre parties stable et instable du LEV^{u1} induit des vitesses transverses   l'origine du développement d'une seconde branche longitudinale localisée vers l'implanture de l'aile et synonyme d'instabilités tridimensionnelles. La structure LEV^{u1} , également lâchée dans le sillage, tend alors   détacher partiellement la structure LEV^{u2} au niveau de l'implanture et   proximité de l'extr emitt e libre de par l'interconnexion établie *via* ces deux branches longitudinales ($t = 10T/20$).

L'aile achève la phase d'upstroke   $t = 10T/20$. L'écoulement se caractérise par cinq structures similaires   celles identifiées en début d'upstroke,   savoir : LEV^{u1} , LEV^{u2} , TEV^u , RV et TV^u .

5.2.1.2 Efforts instationnaires

De façon tout   fait similaire aux cas bidimensionnels, la présence de structures tourbillonnaires transverses affecte significativement le champ de pression établi   proximité de l'aile. Toutefois, ce dernier découle également de la présence de structures longitudinales ainsi que de celle des flux de vitesses transverses dont l'origine est strictement tridimensionnelle. Afin d'évaluer l'impact d'une telle dynamique d'écoulement sur la génération d'effort, les figures 5.6 et 5.5 présentent respectivement les iso-surfaces p^* (pression adimensionnée) obtenues par DNS   intervalle de temps régulier ($1/20^{\text{ me}}$ T) et les composantes de tra n ee et portance int gr ees localement, par tranche, et globalement, sur toute l'envergure de l'aile (Fig.5.4).

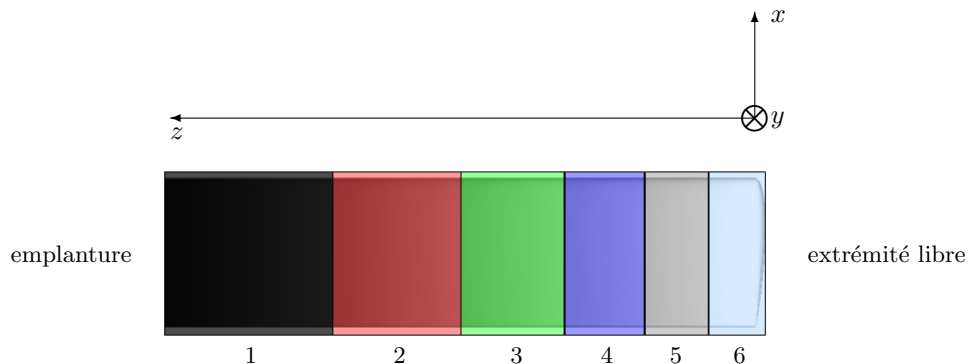


FIG. 5.4 – Schématisation de la décomposition par tranche de l'envergure de l'aile.

Dans la suite du texte, les coefficients de traînée et portance associés à chaque tranche seront notés $C_{D,1-6}$ et $C_{L,1-6}$; C_D et C_L désignant les coefficients totaux. Soulignons que les tranches 1, 2, 3, 4, 5 et 6 représentent respectivement 28%, 22%, 17.5%, 13.5%, 10.5% et 8.5% de l'envergure de l'aile. Le repère (x, y, z) (Fig.5.4) est défini de manière à faciliter la description des effets tridimensionnels et, par la suite, la comparaison des écoulements générés pour différents allongements (z est orienté vers l'emplanture conformément à la propagation des effets associés au développement du tourbillon marginal dont l'origine est au niveau de l'extrémité libre).

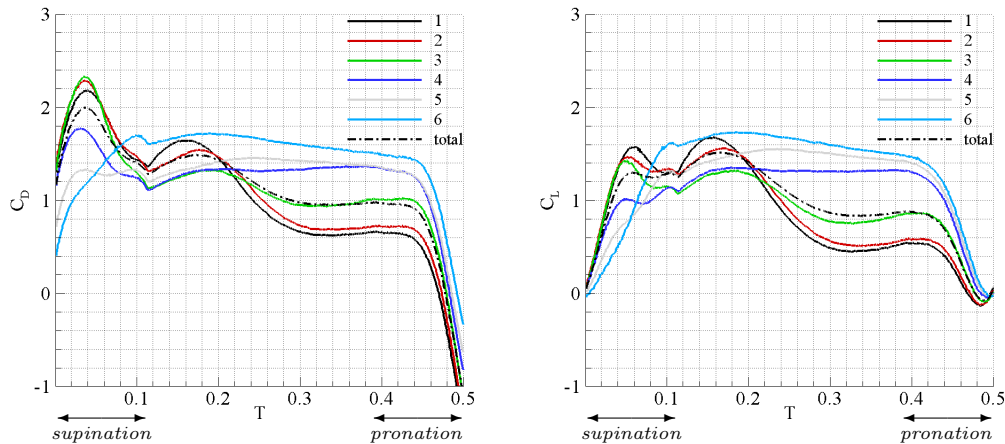


FIG. 5.5 – Coefficients de traînée C_D et portance C_L résultant du mouvement de battement d'une aile d'allongement 4 en translation rectiligne à Reynolds 1000. Confrontation des valeurs locales (par tranche) et globales obtenues numériquement lors de la phase d'upstroke.

Supination (Upstroke) : A l'instant $t = 0$, l'aile est orientée verticalement de sorte que la composante de portance est quasi-nulle. A l'inverse, la composante de traînée est particulièrement élevée, atteignant des valeurs de l'ordre de $C_D \approx 1.3$. Si ce comportement trouve son origine dans les effets de masse ajoutée et perturbation du champ de pression environnant induits respectivement par accélération et rotation de l'aile, il résulte principalement de la présence du dipôle tourbillonnaire LEV^{d2} -RV à l'origine d'un jet impactant noté jet^1 et, *de facto*, d'une zone de surpression au niveau de l'intrados. Cette zone se caractérise par des niveaux de pression maximaux de l'ordre de $p^* = 1.2$. Néanmoins, l'analyse par tranche révèle que ce mécanisme n'affecte pas la totalité de l'envergure de l'aile. L'extrémité libre, soumise à l'influence du tourbillon marginal, subit un effort de traînée nettement plus nuancé de l'ordre de $C_{D,6} = 0.5$.

Cette distinction entre comportement bidimensionnel et tridimensionnel au voisinage de l'emplanture et de l'extrémité libre respectivement se ressent davantage lors de la phase d'accélération de l'aile. Si les deux régions sont soumises aux mêmes effets quasi-stationnaires et de masse ajoutée, elles se différencient notablement par la nature de l'interaction profil/sillage affectant notamment le décollement de bord d'attaque et donc la formation du tourbillon LEV^{u1} . Côté emplanture (tranches 1, 2, 3 et 4), la structure LEV^{d2} se trouve légèrement en retrait de l'aile. De façon similaire au mécanisme identifié en fin d'upstroke, les connexions longitudinales établies entre structures de bord d'attaque ont préalablement contribué à ce détachement partiel en fin de downstroke. Ainsi, en augmentant la vitesse effective de l'aile, le LEV^{d2} 1) accentue le décollement de bord d'attaque et 2) renforce la surpression établie au niveau de l'intrados. En conséquence, les coefficients de traînée et portance atteignent des maximums locaux vers $t = 0.04T$ (rappelons simplement que, par opposition, les configurations bidimensionnelles se caractérisent par un LEV^{d2} étroitement attaché impactant de manière quasi-immédiate le profil). Cet événement est rapidement contrecarré par l'interaction directe profil/ LEV^{d2} . A $t = 0.1T$, ce phénomène précipite le lâcher partiel du LEV^{u1} et s'illustre par une atténuation de la zone de surpression au niveau de l'intrados, le LEV^{d2} s'assimilant à une zone localement dépressionnaire. Par voie de conséquence, les coefficients de traînée et portance tendent rapidement vers des minimums locaux. Côté extrémité libre (tranches 5 et 6), l'évolution des efforts est nettement plus nuancée. L'influence du tourbillon marginal s'y ressent à deux niveaux : 1) par une interaction profil/sillage réduite, 2) par une diminution de l'incidence effective de l'aile (due à l'effet « downwash »). Ainsi, les efforts intégrés sur les tranches 5 et 6 augmentent graduellement jusqu'à

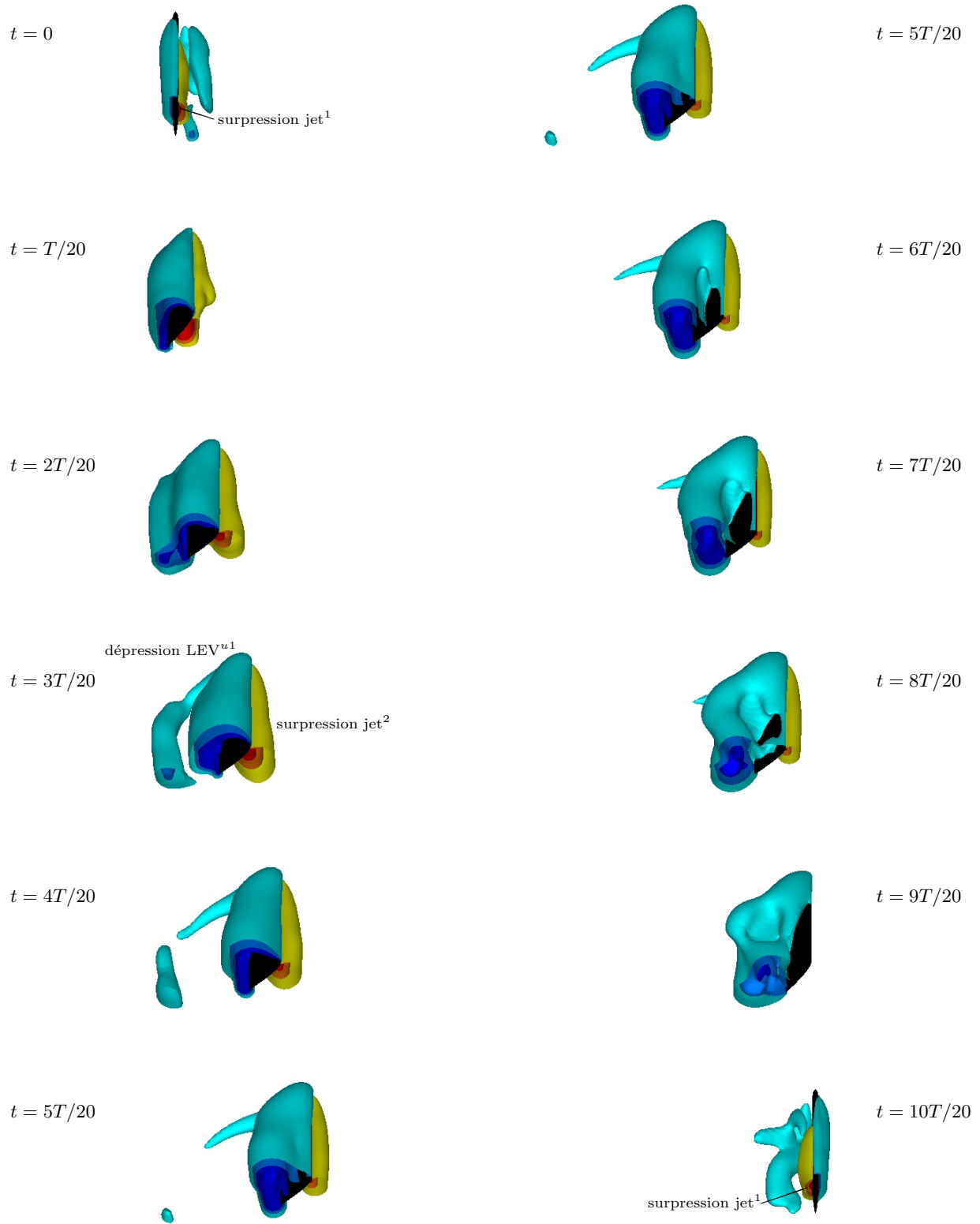


FIG. 5.6 – Iso-surfaces de pression $p^* = \pm 0.5$ (+ jaune, - bleu clair), ± 0.75 (+ orange, - bleu) et ± 1 (+ rouge, - bleu foncé) adimensionnée obtenues par DNS pour l'allongement de référence $\lambda = 4$. Phase d'upstroke.

stabilisation à $t = 0.1T$, instant marquant la fin de la phase de supination. Soulignons que les effets de masse ajoutée liés à l'accélération de translation s'illustrent par une légère « bosse » de traînée et portance observable vers $t \approx 0.1T$.

Upstroke : Au delà de $t = 0.1T$, l'interaction profil/sillage se caractérise par l'action d'un second jet impactant jet² issu du dipôle LEV^{d1} - TEV^d . La surpression identifiée au niveau de l'intrados s'élargie, conjointement au développement du tourbillon de bord d'attaque LEV^{u1} . Il en résulte une hausse de traînée et portance vers un maximum local à $t \approx 0.16T$. Conformément aux remarques précédentes, ce mécanisme agit principalement sur les tranches 1 et 2 présentant une dynamique d'écoulement bidimensionnelle.

Par la suite, l'évolution instationnaire des efforts s'assimilent étroitement au comportement spatio-temporel du tourbillon de bord d'attaque, notamment influé par la composante de vitesse résiduelle des phases de battement précédentes ou « downwash ». Côté emplanture, le lâcher progressif du LEV^{u1} engendre une baisse significative des coefficients de traînée et portance vers un minimum local à $t \approx 0.34T$. Il s'ensuit un nouvel accroissement marquant la formation de la seconde structure LEV^{u2} . Côté extrémité libre, l'évolution des efforts témoigne d'une stabilisation persistante du LEV^{u1} , jusqu'à décélération et mise en rotation de l'aile à $t = 0.4T$. Durant la phase d'upstroke, il est alors possible de distinguer les tranches 1, 2 et 3, caractérisées par une dynamique bidimensionnelle, des tranches 4, 5 et 6, caractérisées par une dynamique tridimensionnelle. En outre, l'évolution progressive observée entre les différentes courbes dénote la présence d'une zone de transition, dont la délimitation reste à ce stade peu précise (entre les tranches 3 et 4).

Pronation (Upstroke) : La phase de pronation s'illustre par l'absence de pic d'effort malgré l'action des effets Kramer et de masse ajoutée associés à la mise en rotation de l'aile. Ces mécanismes semblent équilibrés par la dynamique instationnaire de l'écoulement.

De ce fait, les efforts chutent brusquement jusqu'à la mi-période, conjointement à la décélération de l'aile. Celle-ci s'illustre notamment par la disparition de la zone de surpression identifiée préalablement au niveau de l'intrados ($t = 9T/20$). Un raisonnement identique à celui mené pour l'instant $t = 0$ permet de justifier les niveaux de C_D et C_L atteints à $t = 0.5T$, les cinématiques de battement imposées à ces deux instants étant strictement opposées.

5.2.1.3 Stabilité de l'écoulement

L'étude du comportement spatio-temporel des structures cohérentes et de leur influence sur l'évolution instationnaire des efforts résultants conduit à appréhender l'écoulement comme la juxtaposition de trois dynamiques tourbillonnaires distinctes. La première, côté emplanture, se caractérise par une forte instabilité reflétant la prépondérance des mécanismes bidimensionnels (tels que mis en évidence au chapitre précédent). La seconde, à l'extrémité libre de l'aile, se singularise par une stabilité persistante et une tridimensionnalité forte induite par la formation du tourbillon marginal. La dernière constitue une zone de transition entre écoulement stable et écoulement instable.

Ici, la manifestation d'une instabilité du tourbillon de bord d'attaque démontre que la présence d'un flux descendant « downwash » induit par la formation d'un tourbillon marginal en bout d'aile ne peut être tenue pour unique responsable de la stabilité observée dans le cas d'une aile battante décrivant un mouvement de révolution, contrairement aux hypothèses avancées par Birch & Dickinson (2001). L'action localement stabilisatrice de l'extrémité libre mérite toutefois d'être détaillée.

Dans ce paragraphe, nous nous attachons à évaluer la zone d'influence du tourbillon marginal et à quantifier plus précisément les longueurs caractéristiques des différentes régions dites bidimensionnelle (ou instable), tridimensionnelle (ou stable) et de transition. On se base pour cela sur l'analyse des champs de vorticités transverse et iso-contours λ_2^* adimensionnés obtenus par DNS dans les plans longitudinaux situés à 0.5, 1, 2 et 3 cordes de l'extrémité libre, notés respectivement $P0.5$, $P1$, $P2$ et $P3$ (Fig.5.8). La figure 5.7 rend compte de ces positions vis-à-vis de la structure tridimensionnelle de l'écoulement.

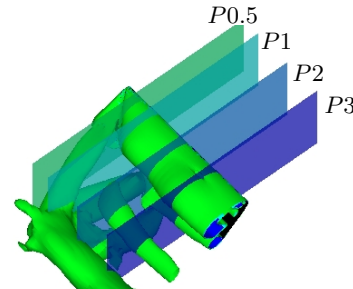


FIG. 5.7 – Positionnement des plans $P0.5$, $P1$, $P2$ et $P3$ (iso-surfaces λ_2^*).

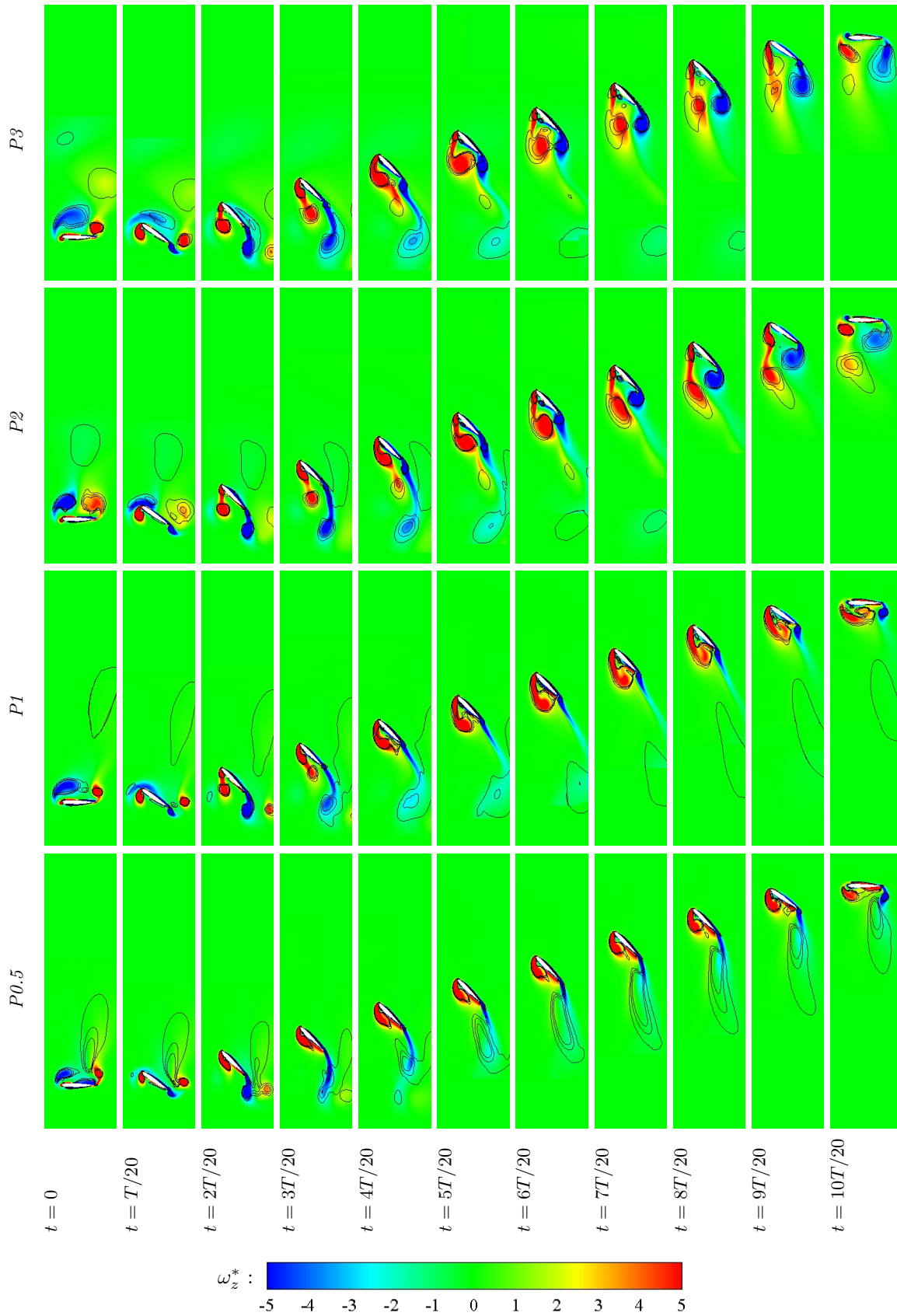


FIG. 5.8 – Champs de vorticité transverse et iso-contours $\lambda_2^* = -0.1, -1$ et -2 adimensionnés obtenus par DNS dans les plans $P0.5, P1, P2$ et $P3$ pour l'allongement de référence $\lambda = 4$. Phase d'upstroke.

Supination (Upstroke) : En début d'upstroke, l'écoulement généré en bout d'aile ($P0.5$) se singularise par une structure LEV^{d2} relativement faible car soumise à un flux descendant « downwash » intensifié par la présence du tourbillon marginal TV^d et dont l'action sur le décollement de bord d'attaque semble limitée (effet classique d'incidence induite). Par opposition, l'écoulement généré en $P1$, $P2$ et $P3$ se caractérise par une interaction profil/sillage forte semblable à celle identifiée dans des configurations bidimensionnelles. A $t = T/20$, on estime en ce sens que les circulations associées au tourbillon de bord d'attaque LEV^{u1} sont de respectivement $\Gamma_{num,LEV^{u1}}^* = 0.49, 0.75, 1.00$ et 1.09 . Par ailleurs, l'instant $t = 2T/20$ dénote clairement l'occurrence ($P1, P2, P3$) ou non ($P0.5$) d'un lâcher partiel de la structure LEV^{u1} , impulsé par le phénomène de capture tourbillonnaire. Notons que le lâcher tourbillonnaire s'identifie par une discontinuité des iso-contours λ_2^* représentatifs des structures de bord d'attaque.

Upstroke : Ainsi, en accord avec l'évolution instationnaire des efforts intégrés au voisinage de l'extrémité libre (tranche 1), la circulation associée au tourbillon LEV^{u1} en $P0.5$ croît quasi-proportionnellement au déplacement de l'aile sur l'intervalle $\delta^* \in [0; 1.6]$ (Fig.5.9). Ce comportement semble par la suite se stabiliser, $\Gamma_{num,LEV^{u1}}^*$ tendant progressivement vers une valeur constante de l'ordre de 1.6 à $\delta^* = 4$. Ces remarques rejoignent les observations expérimentales de Ringuette *et al.* (2007) faites sur une plaque plane d'allongement 6 en translation normale.

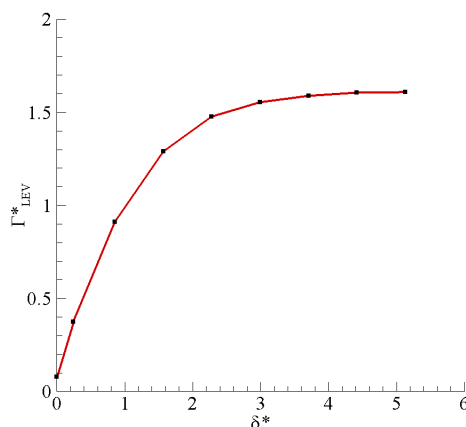


FIG. 5.9 – Circulation adimensionnée du tourbillon de bord d'attaque LEV^{u1} estimée en $P0.5$.

Les dynamiques caractéristiques des plans $P2$ et $P3$ s'écartent fortement d'un tel comportement. Ici, l'instabilité du LEV^{u1} est clairement manifeste dès $t = 5T/20$. Ce dernier est rapidement convecté en aval du bord de fuite conjointement à la formation du second tourbillon LEV^{u2} .

Le plan intermédiaire $P1$ met en évidence l'étirement du tourbillon de bord d'attaque sur l'intervalle $t \in [2T/20; 6T/20]$, représentatif d'une tendance instable. Toutefois, la propagation progressive des effets tridimensionnels de l'extrémité libre à l'emplanture semble interrompre cette dynamique en « retenant » le LEV^{u1} au niveau du bord de fuite ($t \in [6T/20; 10T/20]$). En d'autres termes, l'écoulement en $P1$ semble successivement dominé par les effets bi et tridimensionnels en début et fin d'upstroke respectivement.

Pronation (Upstroke) : En conséquence, lors de la phase de pronation, les écoulements observés en $P0.5$ et $P1$ se distinguent fortement de ceux observés en $P2$ et $P3$. Précisément, les premiers se caractérisent par un confinement de la structure de bord d'attaque LEV^{u1} , inhibant la formation d'un tourbillon de bord de fuite TEV^u et, de ce fait, permettant celle d'un tourbillon de rotation RV . La trace du tourbillon marginal en aval de l'aile suggère que ce dernier est à l'origine d'un tel comportement. Par opposition, on constate dans les plans $P2$ et $P3$ l'occurrence d'un lâcher tourbillonnaire et donc la présence des structures TEV^u et LEV^{u2} .

En outre, la représentation des iso-contours λ_2^* en figure 5.2 a permis la mise en évidence d'instabilités tridimensionnelles résultant du couplage entre régions stable et instable observées à l'extrémité libre et au voisinage de l'emplanture respectivement. Ces dernières peuvent être interprétées comme la tridimensionnalisation des instabilités bidimensionnelles à travers l'action du tourbillon marginal.

L'analyse chronologique des différentes phases constitutives du mouvement de battement apporte alors une vision globale de la dynamique tridimensionnelle de l'écoulement. En particulier, la région instable, dominée par les mécanismes bidimensionnels, semble s'étendre de l'emplanture à environ 1.4 cordes de l'extrémité libre. La région stable, dominée par les effets tridimensionnels et notamment caractérisée par une interaction profil/sillage réduite, occupe une zone limitée de l'ordre de 0.6 corde au voisinage de l'extrémité libre. Enfin, la région dite de transition, reflétant plus-ou-moins la propagation des effets tridimensionnels vis-à-vis des phénomènes bidimensionnels, se développe entre 0.6 et 1.4 cordes de l'extrémité libre. La limite haute est assez proche de la frontière délimitant les écoulements à prédominance respectivement bi et tridimensionnelle observée expérimentalement par Ringuette *et al.* (2007) à 1.5 cordes de l'extrémité libre d'une plaque plane d'allongement 6 en translation normale.

La mise en comparaison d'une telle dynamique avec celle dérivant d'une aile en mouvement de révolution (ex : Poelma *et al.* (2006)) suggère que, dans ce dernier cas, l'influence d'une extrémité libre et donc de la formation d'un tourbillon marginal n'est pas exclusivement responsable de la stabilité du tourbillon de bord d'attaque observée au voisinage de l'emplanture. Ce constat constitue un point d'appui essentiel au raisonnement mené au paragraphe 5.3.

5.2.1.4 Ecoulement transverse

Si l'analyse topologique des structures cohérentes de l'écoulement révèle un lien notable entre stabilité et effets tridimensionnels, elle n'apporte pas d'explication précise concernant l'origine de la dynamique quasi-stationnaire du LEV observée en bout d'aile. La quantité révélatrice de l'intensité des effets tridimensionnels, et donc intrinsèquement à l'origine du caractère stable ou instable de l'écoulement, est la vitesse transverse induite par l'extrémité libre. Sa caractérisation est ici menée dans les plans $P0.5$, $P1$, $P2$ et $P3$ définis préalablement (Fig.5.10). Soulignons que le raisonnement de fond repose sur les quantités obtenues numériquement, les faibles vitesses transverses étant difficilement décelables expérimentalement compte-tenu de la résolution spatiale des volumes de mesure PIV.

Supination (Upstroke) : A $t = 0$, l'écoulement établi au voisinage de l'extrémité libre affiche des vitesses transverses intenses reflétant la présence du tourbillon marginal TV^d de downstroke. Précisément, on distingue trois zones caractérisées par des vitesses respectivement négatives (sens emplanture \rightarrow extrémité libre) au niveau des bords d'attaque et de fuite et positives (sens extrémité libre \rightarrow emplanture) vers la mi-corde. Cette dernière affecte une large partie de l'envergure, se propageant en une « nappe » de vitesse transverse isolant le tourbillon LEV^{d2} du tourbillon TEV^d ($P2$). A l'inverse, les zones négatives restent localisées en bout d'aile.

Lors de la phase de supination, ces zones d'écoulement transverse sont convectées sous l'intrados. En parallèle, l'accélération de l'aile conduit à la formation du tourbillon marginal TV^u assimilé au développement d'une nouvelle zone de vitesses transverses au niveau de l'extrados.

Upstroke : Lors de la phase d'upstroke, l'écoulement transverse identifié au niveau de l'extrados croît en intensité conjointement à son extension vers l'emplanture.

Dans un premier temps, des vitesses intenses de l'ordre de $0.5V_0$ à $t = 2T/20$ sont mises en évidence en aval de la partie tridimensionnelle du LEV^{u1} ($P0.5$). A cet endroit, l'intensification du flux jusqu'à $t = 4T/20$ s'accompagne de la formation progressive de deux courants transverses au niveau des bords d'attaque et de fuite, caractérisés par des vitesses de signe opposé. Si les vitesses évaluées à mi-corde et au niveau du bord de fuite tendent à se stabiliser, présentant dès $t = 4T/20$ des niveaux de l'ordre de respectivement $V_z^* \approx 0.7$ et -0.3 , celles identifiées au voisinage du bord d'attaque augmentent de manière régulière tout au long de la phase d'upstroke. La stabilisation du tourbillon de bord d'attaque coïncide alors avec l'établissement d'un flux transverse de bord d'attaque atteignant des valeurs supérieures à 0.4 fois la vitesse de translation référence V_0 de l'aile. En outre, la représentation superposée des vitesses V_z^* et des iso-contours λ_2^* démontre que ce flux négatif de bord d'attaque est localisé au cœur de la structure LEV^{u1} , de façon comparable aux observations faites dans l'analyse de stabilité associée aux configurations d'aile en révolution à nombres de Reynolds équivalents (ex : van den Berg & Ellington (1997)). Notons que, par opposition, l'analyse expérimentale par PIV3D-3C révèle uniquement la présence du flux positif identifié à l'aval du LEV^{u1} et induit par le développement du tourbillon marginal (Fig.5.11).

Une telle dynamique est identifiable légèrement plus tardivement dans la région dite de transition ($P1$). Toutefois, l'écoulement s'illustre ici par des courants transverses nettement plus intenses, atteignant à $t = 8T/20$ des valeurs de l'ordre de $-0.61V_0$ et $0.96V_0$ au bord d'attaque et à mi-corde respectivement. Cette intensification provient de la formation d'une branche longitudinale assurant la

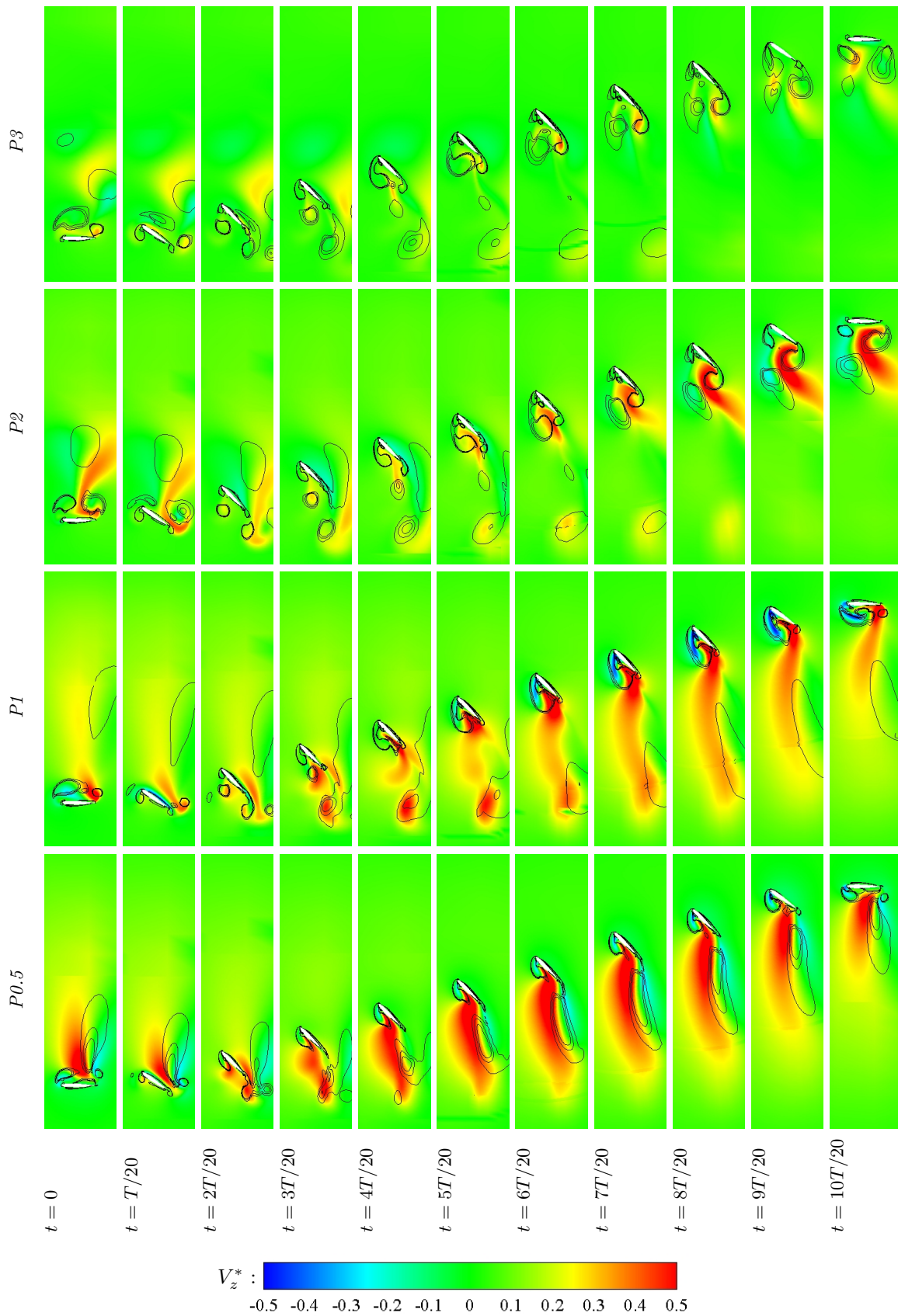


FIG. 5.10 – Champs de vitesse transverse et iso-contours $\lambda_2^* = -0.1, -1$ et -2 adimensionnés obtenus par DNS dans les plans $P_{0.5}$, P_1 , P_2 et P_3 pour l'allongement de référence $\lambda = 4$. Phase d'upstroke.

connexion entre les parties stable et instable du LEV^{u1} (voir §5.2.1.1). On démontre en ce sens qu'une partie du flux positif est comprise dans la structure LEV^{u1} . Par ailleurs, on dénote ici l'absence de flux négatif au niveau du bord de fuite.

La partie instable de l'écoulement ($P2$, $P3$) ne présente qu'un flux positif, concentré entre les structures de bord d'attaque et de bord de fuite. Bien que significatifs à mi-envergure ($V_z^* \approx 0.5V_0$ à $t = 8T/20$ en $P2$), ses niveaux caractéristiques s'atténuent fortement le long de l'envergure.

Pronation (Upstroke) : Les vitesses transverses persistent durant la phase de pronation. Néanmoins, l'intensité du tourbillon marginal TV^u décroît conjointement à la décélération de l'aile et à la chute de portance. L'écoulement en fin d'upstroke présente des caractéristiques comparables à celles décrites en début d'upstroke.

Dans ce cas précis, la stabilité du tourbillon de bord d'attaque est observée conjointement à l'établissement de deux flux transverses. Le premier, dirigé vers l'emplanture, agit en aval de la structure de bord d'attaque sur une partie conséquente de l'envergure. Le second, dirigé vers l'extrémité libre, agit au cœur de la structure de bord d'attaque sur ses parties tridimensionnelle et de transition. D'un point de vue global, ces deux flux opposés ne semblent pas s'équilibrer (les vitesses transverses positives prédominent largement), suggérant une réorientation suivant l'envergure des vitesses transverses en un flux descendant. Cette remarque est illustrée ci-dessous par la représentation instantanée des lignes de courant tridimensionnelles.

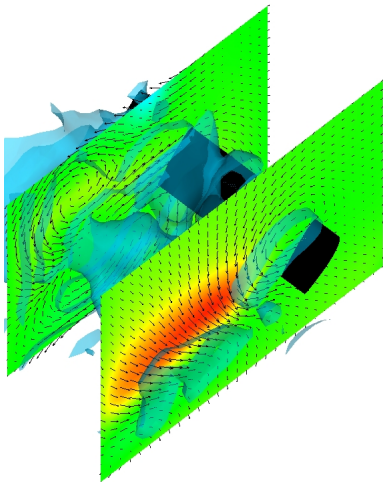


FIG. 5.11 – Superposition des champs de vitesses, iso-surfaces ω^* et iso-contours V_z^* (plans localisés à 0.3 et 3.1 cordes de l'extrémité libre) adimensionnés obtenus par PIV3D-3C à l'instant $t = 5T/10$.

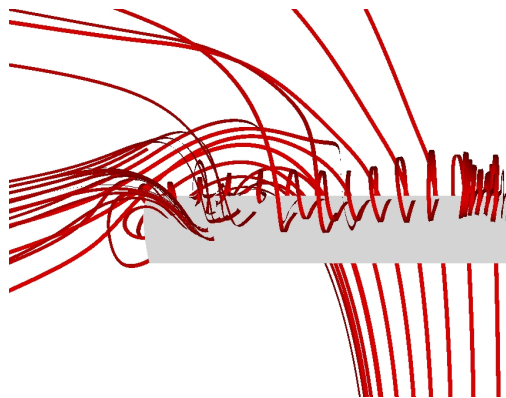


FIG. 5.12 – Illustration de la réorientation des vitesses transverses en flux downwash. Lignes de courant obtenues par DNS à l'instant $t = 5T/10$.

5.2.2 Effets d'allongement

L'étude de l'effet d'allongement revêt un intérêt particulier à deux niveaux. Fondamentalement, en procurant une vision plus générale des mécanismes inhérents à la stabilisation de l'écoulement en bout d'aile. D'un point de vue pratique, afin de déterminer les avantages ou inconvénients associés à l'utilisation d'un rapport d'allongement faible ou élevé pour la définition de systèmes de sustentation par vol battu. Dans ce cadre, l'analyse menée précédemment est ici réitérée pour des rapports d'allongement de 2 et 6.

5.2.2.1 Comparaison phénoménologique

L'étude phénoménologique repose sur l'analyse des iso-surfaces λ_2^* obtenues tous les $1/20^{\text{ème}}$ de période durant la phase d'upstroke. Ces derniers sont présentés en figure 5.13 et 5.14 pour les rapports d'allongement $\lambda = 2$ et $\lambda = 6$ respectivement.

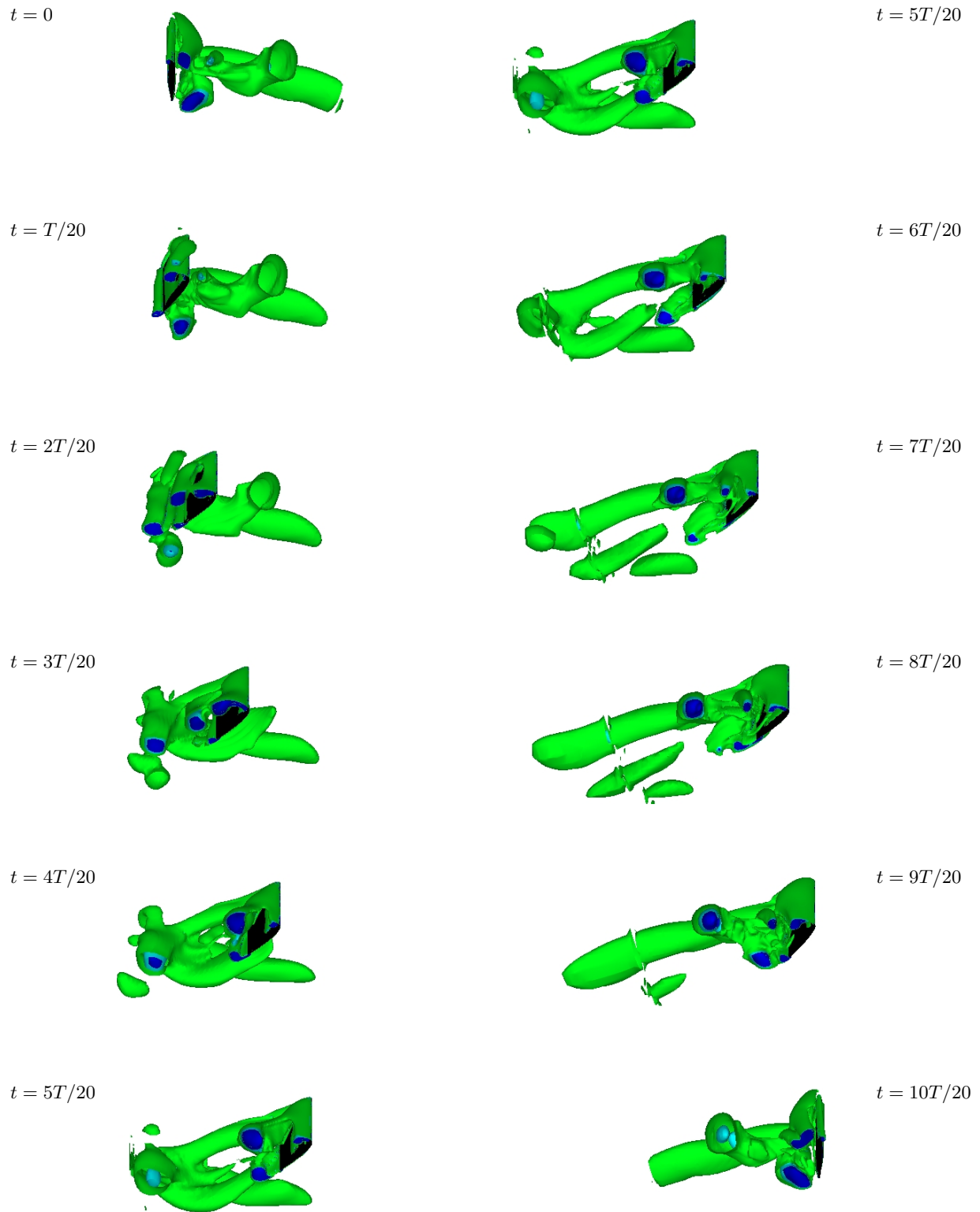


FIG. 5.13 – Iso-surfaces $\lambda_2^* = -0.1$ (vert), -1 (bleu clair) et -2 (bleu) adimensionné obtenues par DNS pour l'allongement $\lambda = 2$. Phase d'upstroke.

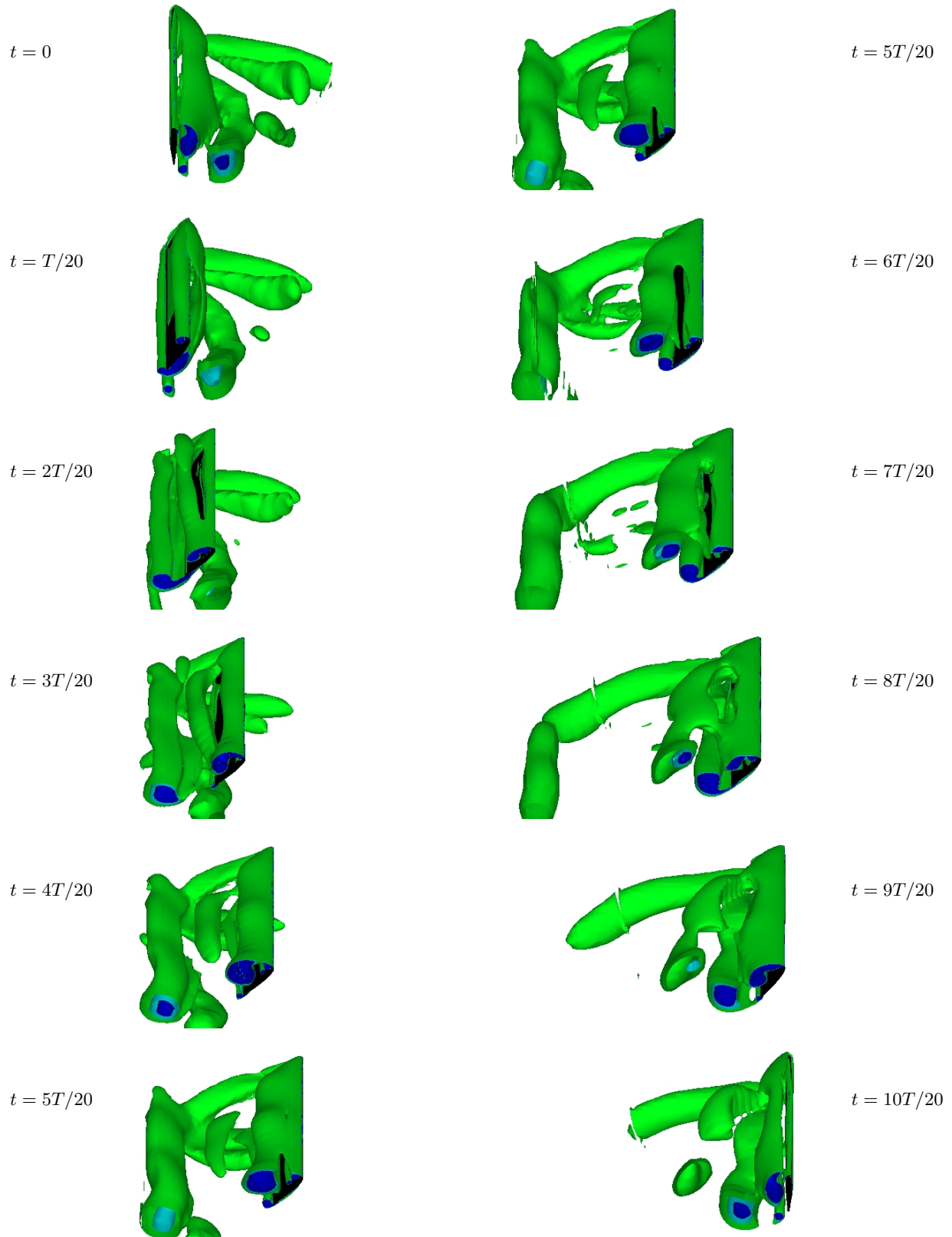


FIG. 5.14 – Iso-surfaces $\lambda_2^* = -0.1$ (vert), -1 (bleu clair) et -2 (bleu) adimensionné obtenues par DNS pour l’allongement $\lambda = 6$. Phase d’upstroke.

Supination (Upstroke) : A $t = 0$, les structures constitutives du sillage généré lors de la phase de downstroke de l'aile d'allongement 6 s'assimilent étroitement à celles identifiées pour l'aile d'allongement 4. Précisément, l'écoulement semble être quasi-identique de l'extrémité libre à la section $z^* = z/c = 4$, les structures LEV^{d1} , TEV^d , LEV^{d2} et RV étant par ailleurs simplement prolongées jusqu'au plan de symétrie imposé à $z^* = 6$, y conservant de surcroît leur aspect bidimensionnel. De façon tout à fait similaire, le sillage caractérisant l'écoulement généré par l'aile d'allongement 2 apparaît comme la troncature à $z^* = 2$ de l'écoulement issu du cas de référence. Le sillage observé à cet instant étant la signature de la dynamique de downstroke, l'influence de l'extrémité libre sur cette dernière semble alors indépendante du rapport d'allongement. En d'autres termes, la longueur caractéristique de la région tridimensionnelle identifiée en bout d'aile est commune aux trois configurations $\lambda = 2, 4$ et 6 . Bien qu'il convienne de vérifier si un tel comportement est effectivement observable au cours de la phase d'upstroke, soulignons que ces remarques sont en accord avec l'analyse expérimentale menée par Ringuette *et al.* (2007) visant à caractériser l'écoulement tridimensionnel autour de plaques planes de différents allongement en translation normale.

Upstroke : Le premier événement concerne la reprise du tourbillon de sillage LEV^{d2} résultant en un lâcher partiel de la structure d'upstroke LEV^{u1} sur sa partie dite bidimensionnelle. Dans le cas particulier où l'allongement est fixé à 6 , ce mécanisme ne semble toutefois pas affecter l'extrémité proche emplanture. Sur l'intervalle $z^* \in [\sim 5.3; 6]$, de façon analogue au cas bidimensionnel, le tourbillon LEV^{d2} n'est pas soumis à l'action des branches longitudinales de fin de downstroke (équivalente à celle décrite en fin d'upstroke) tendant à le détacher du bord d'attaque. Sa position vis-à-vis de l'aile résulte alors en une convection quasi-immédiate en deçà de l'intrados, excluant toute interaction prononcée avec le bord d'attaque.

A l'exception de cette zone extrême dont la dynamique s'assimile étroitement à celle identifiée pour le cas bidimensionnel traité au chapitre précédent, l'écoulement présente des caractéristiques identiques pour les trois rapports d'allongement. Sa tridimensionnalisation progressive conduit à la mise en place d'une topologie complexe d'interconnexion entre structures transverses et longitudinales associée à la formation du tourbillon marginal TV^u en bout d'aile. Les principales propriétés en sont le confinement du tourbillon de bord d'attaque au voisinage de l'extrémité libre et l'apparition de trois régions distinctes stable, instable et de transition. On conforte ici l'idée d'une influence constante du tourbillon marginal, c.à.d. indépendante du rapport d'allongement. En ce sens, l'aile d'allongement 2 est clairement dominée par la dynamique tridimensionnelle, celle d'allongement 6 étant avant tout soumise aux effets bidimensionnels.

Pronation (Upstroke) : Dans les cas $\lambda = 4$ et $\lambda = 6$, la phase de pronation s'illustre par la manifestation des instabilités tridimensionnelles côté emplanture. Ces dernières ne sont pas observables dans le cas $\lambda = 2$ compte-tenu de la longueur réduite de la région instable. L'écoulement en fin d'upstroke est opposé à celui obtenu en fin de downstroke. Simplement, l'emplanture des configurations de rapport d'allongement 2 et 4 représentant respectivement les coupes à 2 et 4 cordes de l'extrémité libre du cas $\lambda = 6$, la représentation des iso-contours λ_2^* à $t = 10T/20$ démontre que le tourbillon de rotation RV s'atténue pour disparaître au voisinage de l'extrémité libre conjointement à l'intensité des effets tridimensionnels stabilisateurs, c.à.d. à la stabilisation du TEV^u .

5.2.2.2 Impact sur les efforts instationnaires

De par leur indépendance vis-à-vis du rapport d'allongement, les effets tridimensionnels associés à la formation d'un tourbillon marginal en bout d'aile affectent une proportion plus grande de l'écoulement dans le cas d'aile de faible allongement. Ces derniers altérant de façon conséquente les efforts aérodynamiques, les différents cas d'étude se distinguent notablement les uns des autres par le comportement instationnaire des coefficients de traînée et portance, représentés en figure 5.15 et 5.16. Similairement à l'étude menée au paragraphe 5.2.1.2, les tranches envisagées pour la décomposition de l'aile sont définies comme une proportion de l'envergure. Le tableau 5.1 dresse un récapitulatif du positionnement de ces tranches.

Supination (Upstroke) : Lors de la phase de supination, la confrontation des coefficients de traînée et portance obtenus pour différents allongements révèlent les diverses manifestations du mécanismes d'interaction profil/sillage.

A l'emplanture (tranche 1) du cas $\lambda = 6$, le comportement des efforts s'assimile étroitement à celui observé dans le cas bidimensionnel, caractérisé notamment par une atténuation substantielle vers

	tranche 1 (~ 28%)	tranche 2 (~ 22%)	tranche 3 (~ 17.5%)	tranche 4 (~ 13.5%)	tranche 5 (~ 10.5%)	tranche 6 (~ 8.5%)
$\lambda = 2$	[0;0.56]	[0.56;1.00]	[1.00;1.35]	[1.35;1.62]	[1.62;1.83]	[1.83;2.00]
$\lambda = 4$	[0;1.12]	[1.12;2.00]	[2.00;2.70]	[2.70;3.24]	[3.24;3.66]	[3.66;4.00]
$\lambda = 6$	[0;1.68]	[1.68;3.00]	[3.00;4.05]	[4.05;4.86]	[4.86;5.49]	[5.49;6.00]

TAB. 5.1 – Positionnement des tranches (exprimé en corde) suivant l’envergure d’ailes d’allongement $\lambda = 2$, $\lambda = 4$ et $\lambda = 6$; l’origine 0 est ici située à l’emplanture.

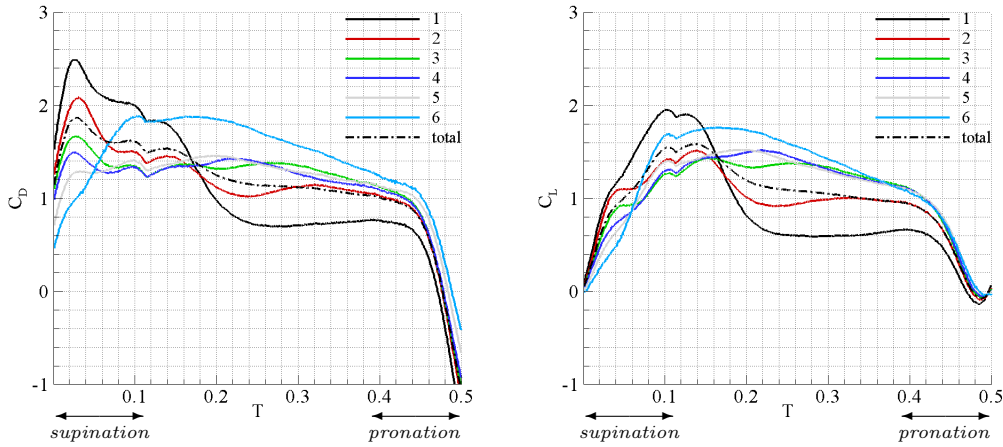


FIG. 5.15 – Coefficients de traînée C_D et portance C_L résultant du mouvement de battement d’une aile d’allongement 2 en translation rectiligne à Reynolds 1000. Confrontation des valeurs locales (par tranche) et globales obtenues numériquement lors de la phase d’upstroke.

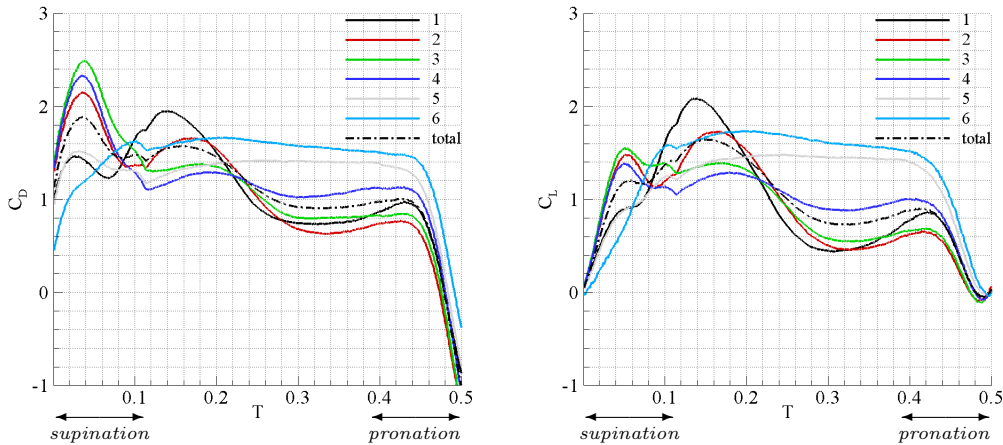


FIG. 5.16 – Coefficients de traînée C_D et portance C_L résultant du mouvement de battement d’une aile d’allongement 6 en translation rectiligne à Reynolds 1000. Confrontation des valeurs locales (par tranche) et globales obtenues numériquement lors de la phase d’upstroke.

$t = 0.06T$ reflétant l'action dépressionnaire du LEV^{d2} convecté sous l'intrados de l'aile (voir chapitre 4). Par opposition, le détachement partiel de la structure LEV^{d2} au niveau des tranches 2, 3 et 4 conduit à un pic d'efforts vers $t = 0.04T$ associé à l'accroissement de la vitesse effective de l'aile évoquée au paragraphe 5.2.1.2. Par conséquent, aucune atténuation n'y est constatée. Une telle dynamique se dénote également au niveau des tranches 1, 2 et 1, 2, 3 des ailes d'allongement 2 et 4 respectivement. Ce type d'interaction profil/sillage est minimisé vers l'extrémité libre de l'aile. En particulier, l'évolution des composantes de traînée et portance sur la partie extrême (tranche 6) du cas $\lambda = 2$ s'apparente à celle obtenue dans le cadre de l'étude d'un profil bidimensionnel battant en écoulement libre, c.à.d. sans sillage de downstroke (voir chapitre 4).

Upstroke : Cette différenciation induite par la nature de l'interaction profil/sillage persiste au delà de la phase de supination avec l'apparition d'un pic d'effort observé vers $t = 0.14T$ au niveau de l'emplanture du cas $\lambda = 6$. Rappelons que cet événement émane de l'action sustentatrice du jet impactant jet^2 issu du dipôle tourbillonnaire LEV^{d1} -TEV^d.

Par ailleurs, la phase d'upstroke se caractérise par la propagation des effets tridimensionnels et la stabilisation du tourbillon de bord d'attaque. La décomposition plus fine des efforts dans le cas $\lambda = 2$ permet ici de clarifier la zone d'influence du tourbillon marginal. Précisément, si les courbes de traînée et portance résultant de l'intégration du champ de pression et des contraintes visqueuses le long des tranches 3, 4, 5 et 6 témoignent communément d'un comportement stable, la traînée générée au voisinage de l'extrémité libre (tranche 6) atteint des niveaux particulièrement élevés attribuables à l'apparition d'une contribution supplémentaire probablement associée à la dépression du tourbillon marginal. La portance y semble aussi réhaussée dans des proportions toutefois moins prononcées, rejoignant les résultats obtenus récemment par Shyy *et al.* (2009) dans le cadre de l'étude numérique d'une aile d'allongement 4 caractérisée par deux extrémités libres (équivalent ici au cas $\lambda = 2$) décrivant un mouvement de battement en translation rectiligne.

Compte-tenu d'une influence en proportion plus importante des effets tridimensionnels pour des configurations à faible allongement, on montre alors que les coefficients globaux présentent des valeurs accrues dans le cas $\lambda = 2$, comparativement aux cas $\lambda = 4$ et $\lambda = 6$. En revanche, un tel impact s'estompe avec l'allongement de sorte que les configurations $\lambda = 4$ et $\lambda = 6$ s'illustrent par des niveaux de C_D et C_L comparables. Par exemple, à $t = 0.34T$, $C_D = 1.08, 0.95$ et 0.91 pour les allongements $\lambda = 2, 4$ et 6 respectivement, C_L étant égal à $1.00, 0.83$ et 0.74 .

Pronation (Upstroke) : Dans le cas $\lambda = 6$, à la manière des configurations bidimensionnelles, la mise en rotation de l'aile induit une légère hausse d'effort vers $t = 0.42T$ introduite par la dynamique identifiée au voisinage de l'emplanture. Un tel comportement n'est de ce fait pas observable pour les cas $\lambda = 2$ et $\lambda = 4$ dont la décroissance des composantes de traînée et portance associée au mécanismes inertiels est immédiate.

La modification des efforts induite par les effets tridimensionnels au voisinage de l'extrémité libre est tour-à-tour 1) désavantageuse, de par l'atténuation du mécanisme de capture tourbillonnaire et 2) bénéfique, de par la stabilisation et le confinement du tourbillon de bord d'attaque. La balance de ces deux mécanismes reste toutefois légèrement favorable à la production d'effort, en attestent les coefficients globaux moyens obtenus pour les rapports d'allongements 2, 4 et 6 : à savoir $\overline{C_D} = 1.16, 1.14, 1.14$ et $\overline{C_L} = 0.99, 0.96, 0.96$ respectivement.

5.3 Influence du gradient de vitesse incidente (*révolution*)

Abordons désormais le cas d'une aile battante dont la phase de mouvement uniforme est définie par un mouvement de révolution autour de son emplanture. Outre la formation d'un tourbillon marginal, l'écoulement se caractérise ici par la présence d'un gradient transverse de vitesse incidente le long de l'envergure de l'aile. En notant $V_r(t) = r\phi(t)$ la vitesse instantanée d'un point situé le long de l'envergure à une position r de l'emplanture, avec ϕ vitesse de révolution, ce gradient s'exprime simplement sous la forme :

$$\frac{\partial V_r(t)}{\partial r} = \phi(t) \quad (5.2)$$

Afin d'évaluer dans quelles mesures cette spécificité affecte la dynamique globale de l'écoulement, l'étude qui suit repose sur la visualisation d'iso-surfaces λ_2^* obtenues numériquement par DNS pour une aile d'allongement 4, ainsi que sur l'évolution instationnaire des efforts intégrés localement par tranche

et globalement sur toute l'envergure de l'aile. Les effets tridimensionnels associés à l'extrémité libre et au gradient transverse de vitesse incidente agissant de façon conjointe, l'analyse menée préalablement sur l'influence exclusive du tourbillon marginal permet une appréhension plus précise des mécanismes intrinsèques au mouvement de révolution.

5.3.1 Description phénoménologique

Les iso-surfaces λ_2^* représentatives des structures cohérentes générées durant une phase de battement sont illustrées en figure 5.17. Les instantanés sont réalisés tous les $1/20^{\text{ème}}$ de période durant la septième période de battement.

Supination (Upstroke) : A $t = 0$, comparativement aux configurations envisagées jusqu'alors, l'écoulement paraît nettement simplifié. Précisément, trois structures distinctes TV^d , LEV^d et RV sont identifiées au niveau du saumon et des bords d'attaque et de fuite respectivement. Si le tourbillon RV présente un aspect bidimensionnel compte-tenu de sa génération tardive induite par le mouvement de rotation (supination), les structures TV^d et LEV^d sont révélatrices d'une dynamique fortement tridimensionnelle. En ce sens, le tourbillon de bord d'attaque présente une forme conique, s'intensifiant jusqu'à l'extrémité libre où il fusionne avec le tourbillon marginal et se détache partiellement du profil.

La présence d'une structure imposante au voisinage de l'extrémité libre engendre dans cette région une interaction profil/sillage forte. A $t = T/20$, on montre alors que la structure annulaire « contournant » l'extrémité libre et issue de la connexion entre LEV^d , TV^d et RV y favorise grandement la génération des nouvelles structures LEV^u , TV^u et SV. Précisons que le tourbillon LEV^d se trouve ici scindé en deux parties convectées respectivement au dessus et en deçà du profil. Conformément à la nature tridimensionnelle de ce mécanisme d'interaction, l'écoulement d'upstroke présente alors une dynamique tridimensionnelle illustrée par la forme conique des tourbillons de bord d'attaque et de démarrage associée à la formation rapide du tourbillon marginal.

Upstroke : La partie extrême du tourbillon de démarrage SV est rapidement lâchée dans le sillage, formant un anneau tourbillonnaire par interconnexion avec les structures LEV^u et TV^u ($t = 2T/20$). Cet agencement, également mis en évidence par Sun & Lan (2004) ou encore Aono *et al.* (2008), est à l'origine de la formation d'un jet descendant caractéristique d'une action sustentatrice. Il se complexifie de surcroît par la présence de la structure annulaire de downstroke identifiée au paragraphe précédent. En outre, on note que le tourbillon TV^d suit une trajectoire légèrement éloignée de l'aile, en deçà du bord de fuite, de sorte que son influence sur la dynamique d'upstroke peut être considérée comme négligeable.

Par la suite, le lâcher du tourbillon SV s'étend côté emplanture. La structure LEV^u se développe quant à elle progressivement en proche extradors, révélant un comportement stable. Sa section croît suivant l'envergure jusqu'au point de connexion avec le tourbillon marginal TV^u , localisé à environ 3.3 cordes de l'emplanture (80% de l'envergure). Cette position est proche de celle reportée dans la littérature, qualifiée par van den Berg & Ellington (1997) et Liu *et al.* (1998) de point de « breakdown » ou d'éclatement tourbillonnaire et révélatrice d'un comportement localement instable. Qui plus est, la formation du tourbillon de bord de fuite TEV^u reste limitée à la partie extrême de l'aile où la structure LEV^u atteint une taille conséquente. Sa tridimensionnalisation en une branche longitudinale observable au voisinage du saumon, à l'aval du bord de fuite, rejoint les observations expérimentales de Poelma *et al.* (2006).

Pronation (Upstroke) : En fin d'upstroke, la phase de pronation n'a guère d'influence sur l'écoulement global si ce n'est qu'elle est à l'origine du développement du tourbillon de rotation RV. La structure LEV^u reste étroitement attachée au bord d'attaque jusqu'à la mi-période. Néanmoins, sa connexion au tourbillon marginal semble être à l'origine d'un détachement partiel observé au voisinage de l'extrémité libre à $t = 10T/20$, en partie responsable des spécificités évoquées en début de paragraphe quant au mécanisme d'interaction profil/sillage.

5.3.2 Efforts instationnaires

Au delà de l'influence du tourbillon marginal, la tridimensionnalité induite par le gradient transverse de vitesse incidente implique une variation intense des efforts suivant l'envergure de l'aile. En revanche, ces derniers provenant majoritairement de l'action dépressionnaire du tourbillon de bord d'attaque au niveau de l'extrados, ils présentent un comportement temporel relativement régulier, en accord avec

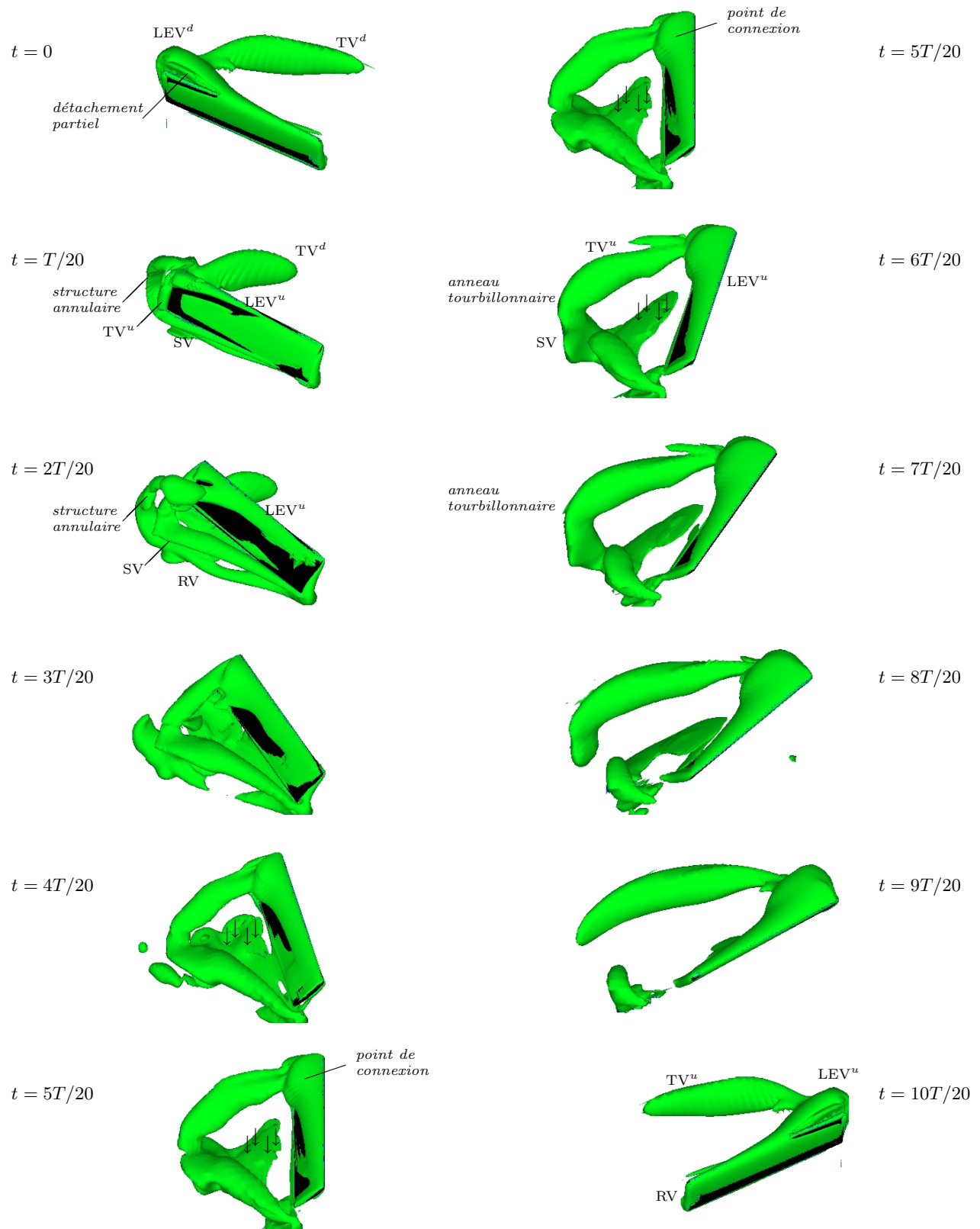


FIG. 5.17 – Iso-surfaces $\lambda_2^* = -0.1$ (vert), -1 (bleu clair) et -2 (bleu) adimensionné obtenues par DNS. Phase d'upstroke.

la dynamique stable de l'écoulement observée au paragraphe 5.3.1. L'analyse qui suit repose sur la représentation en figure 5.18 des coefficients de traînée et portance instationnaires intégrés localement, par tranche (décomposition identique à celle effectuée au paragraphe 5.2.1.2), et globalement, sur toute l'envergure de l'aile.

Rappelons que les coefficients aérodynamiques dérivent de l'adimensionnalisation des efforts par, entre autres, la vitesse de référence V_0 imposée au point situé en $R^* = 2.86$. Si cette vitesse est caractéristique du mouvement décrit au voisinage de ce point, elle l'est moins à l'approche des extrémités de l'aile de sorte que globalement, les niveaux de C_D et C_L diminuent du bout libre à l'emplanture.

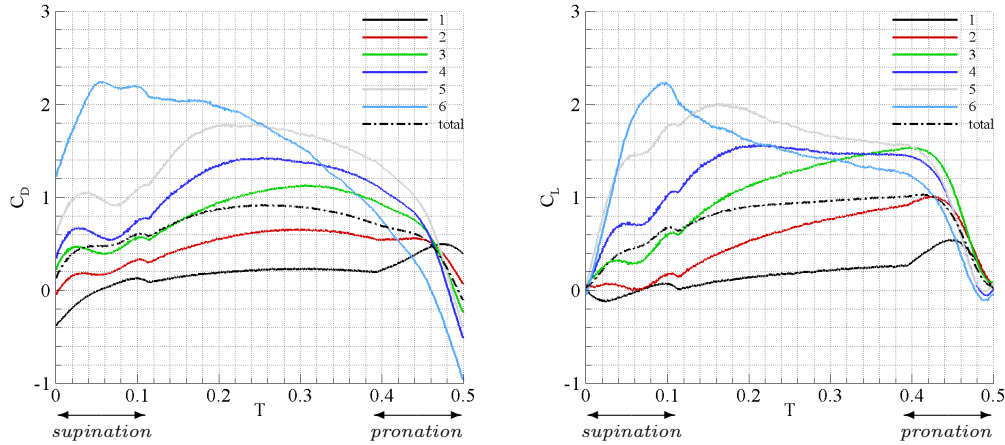


FIG. 5.18 – Coefficients de traînée C_D et portance C_L résultant du mouvement de battement d'une aile d'allongement 4 en révolution autour de son emplanture à Reynolds 1000. Confrontation des valeurs locales (par tranche) et globales obtenues numériquement lors de la phase d'upstroke.

Supination (Upstroke) : En début d'upstroke ($t = 0$), la tendance observée quant à l'influence de l'interaction profil/sillage est opposée à celle identifiée dans le cas de translation rectiligne. Ici, la structure annulaire formée par les tourbillons LEV^d , TV^d et RV s'assimile à la présence d'un jet impactant favorisant la production de traînée au voisinage de l'extrémité libre. Par opposition, l'emplanture n'est soumise à aucune forme d'interaction, justifiant la valeur nulle des coefficients de traînée en tranches 1 et 2. Soulignons également que l'orientation alors verticale de l'aile implique une composante de portance nulle.

Cette différenciation s'intensifie lors de la phase de supination. Précisément, les tranches 1, 2, 3, 4 et 5 présentent de légères variations d'efforts associées aux effets Kramer et de masse ajoutée ainsi qu'à l'action dépressionnaire du LEV^d convecté sous l'intrados. Notons que cette dernière peut-être considérée négligeable au voisinage de l'emplanture (tranche 1). La tranche 6, singularisée par le détachement partiel de la structure LEV^d , subit quant à elle une hausse rapide d'effort vers un maximum local à $t = 0.1T$. L'accentuation du décollement de bord d'attaque et le renforcement de la surpression établie au niveau de l'intrados, conséquences directes de la présence du complexe LEV^d - TV^d - RV , en sont à l'origine.

Upstroke : Lors de la phase d'upstroke, l'évolution instationnaire du coefficient de portance conduit à distinguer trois comportements. Le premier, côté emplanture, se caractérise par une hausse persistante et quasi-linéaire de C_L . Une telle évolution suggère que l'écoulement généré au niveau des tranches 1, 2 et 3 n'est pas totalement développé en fin d'upstroke ou, en d'autres termes, que le tourbillon de bord d'attaque n'est pas arrivé à saturation. A l'inverse, le comportement identifié en tranche 4 s'illustre par une hausse rapide de C_L suivie à $t \approx 0.2T$ d'un large plateau affichant des niveaux substantiels de l'ordre de $C_L = 1.5$. L'évolution témoigne d'une saturation rapide du tourbillon de bord d'attaque finalisée par une dynamique stable. Enfin, la partie extrême de l'aile constituée des tranches 5 et 6 présente une diminution continue de la portance au delà des maximums locaux atteints à $t = 0.16T$ et $t = 0.1T$ respectivement. Dans cette région, le développement rapide du tourbillon de bord d'attaque, notamment impulsé par la reprise du sillage, semble contrebalancé par la formation du tourbillon marginal. Ce dernier agirait effectivement comme un « évacuateur » de vorticité, provoquant une désintensification du LEV^u . Cette interprétation, à ce stade ambiguë, sera précisée par la suite.

Pronation (*Upstroke*) : Les mise en rotation et décélération de l'aile vers $t = 0.4T$ marque l'introduction des effets Kramer et de masse ajoutée. L'effet Kramer, contrecarré par la modulation des zones dépressionnaires côté extrémité libre, n'est perceptible qu'au voisinage de l'emplanture où le sillage reste limité. En conséquence, la portance intégrée en tranche 1 atteint un maximum local à $t \approx 0.45T$. Par la suite, les effets de masse ajoutée, combinés à la diminution des efforts quasi-stationnaires, conduisent à la baisse des coefficients de traînée et portance jusqu'à la mi-période. L'interprétation des niveaux alors atteints est identique à celle présentée en début d'upstroke.

5.3.3 Stabilité de l'écoulement

L'écoulement généré par une aile battante dont la phase de mouvement uniforme est définie par un mouvement de révolution autour de son emplanture est de nature stable du fait de l'attachement continu de la structure de bord d'attaque sur la majorité de l'envergure de l'aile. La comparaison de cette configuration avec celle caractérisée par une translation dite rectiligne révèle qu'une telle stabilisation ne provient pas exclusivement de l'extrémité libre mais avant-tout du gradient de vitesse incidente établi le long de l'envergure. Ce dernier est à l'origine de l'aspect conique du tourbillon de bord d'attaque observé de l'emplanture au point de rencontre *ou* de fusion des structures transverse LEV^u et longitudinale TV^u .

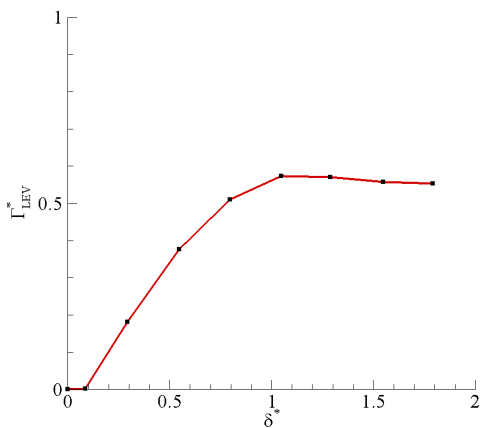


FIG. 5.19 – Circulation adimensionnée du tourbillon de bord d'attaque LEV^u estimée en $P3$.

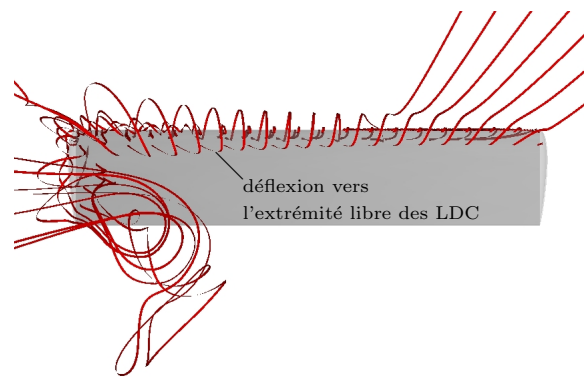


FIG. 5.20 – Illustration de la continuité transverse du tourbillon de bord d'attaque. Lignes de courant (LDC) obtenues par DNS à l'instant $t = 5T/10$.

Au voisinage de l'emplanture, on montre alors que la circulation associée au LEV^u croît proportionnellement au déplacement $\delta^* = \delta/c$ de l'aile pour atteindre une valeur constante vers la mi-course (Fig.5.19). Dans cette région, l'écoulement n'étant soumis que de façon négligeable au mécanisme d'interaction profil/sillage, les mécanismes stabilisateurs responsables d'un tel comportement proviennent manifestement des effets inertiels, c'est-à-dire du gradient transverse de vitesse incidente induit par le mouvement de révolution. En ce sens, la représentation des lignes de courant à $t = 5T/10$ met en évidence la continuité du tourbillon de bord d'attaque le long de l'envergure, les lignes de courant ayant une composante transverse sur la partie inférieure du LEV^u (Fig.5.20). En d'autres termes, la conicité résultant du gradient de vitesse incidente s'assimile à la présence d'un flux transverse prévenant l'accumulation de vorticité au sein du LEV^u . Ce flux sera quantifié plus précisément par la suite.

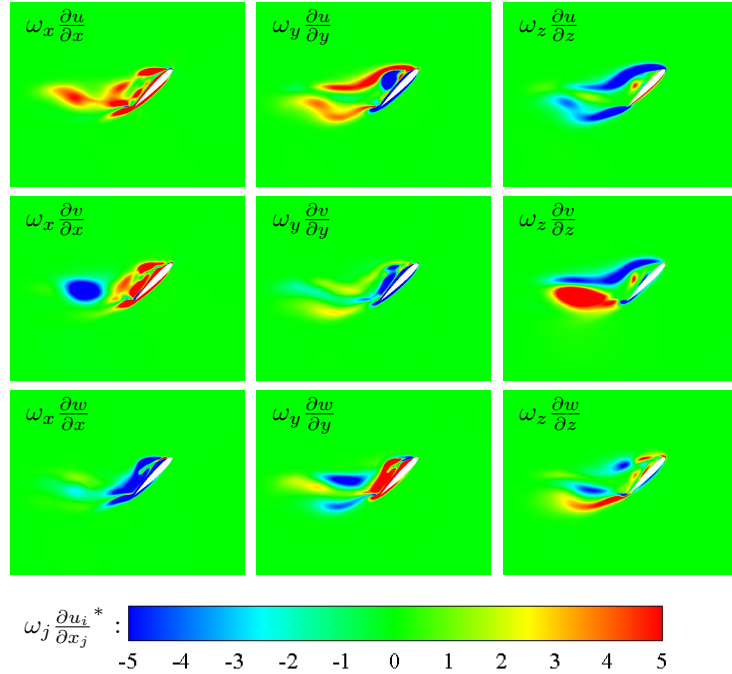
Côté extrémité libre, le tourbillon de bord d'attaque fusionne avec le tourbillon marginal. Par conséquent, contrairement au cas de translation rectiligne, ce dernier n'est pas strictement localisé au niveau du saumon mais semble élargi au dessus de l'extrados sur environ 20% de l'envergure. Dans cette région, le tourbillon de bord d'attaque peut être considéré comme instable en ce sens qu'une partie de sa vorticité transverse évolue en une vorticité longitudinale convectée dans le sillage par l'intermédiaire du tourbillon marginal. L'examen de l'équation de transport de la vorticité rend compte de ce phénomène :

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} = \omega_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (5.3)$$

où ω et u désignent la vorticité et la vitesse suivant les composantes i de l'écoulement. Ici, le premier

terme du membre de droite représente le mécanisme de basculement et d'étirement du rotationnel de champs de vitesse. En particulier, en créant un gradient transverse de vitesse à proximité de l'extrémité libre de l'aile, le tourbillon marginal favorise la grandeur $\omega_z \partial u / \partial z$ expliquant l'évolution de la vorticité transverse ω_z en vorticité longitudinale ω_x . La figure 5.21 illustre l'intensité des termes $\omega_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ dans le plan $P0.5$ localisé à 0.5 corde de l'extrémité libre.

FIG. 5.21 – Représentation des termes $\omega_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ d'étirement (diagonale) et de basculement (autres) du rotationnel de la vitesse obtenus par DNS dans le plan $P0.5$ à $t = 5T/20$. Le basculement de la vorticité transverse ω_z en vorticité longitudinale ω_x s'illustre par la négativité du terme $\omega_z \frac{\partial u}{\partial z}$. Inversement, le basculement de la vorticité longitudinale ω_x en vorticité transverse ω_z s'illustre par la négativité du terme $\omega_x \frac{\partial w}{\partial x}$. Il apparaît par ailleurs un basculement longitudinal ($\omega_z \rightarrow \omega_y$) du tourbillon de bord d'attaque probablement induit par l'effet downwash du tourbillon marginal $\omega_z \frac{\partial v}{\partial z}$. Enfin, l'étirement n'est significatif que sur la partie avale du profil, à travers le terme $\omega_x \frac{\partial u}{\partial x}$, affectant l'intensité du tourbillon marginal.



Ainsi, en assurant une continuité avec la partie conique du LEV^u , le tourbillon marginal constitue alors un échappatoire pour la vorticité créée au niveau du bord d'attaque de l'emplanture au point de connexion LEV^u-TV^u .

Par conséquent, la stabilisation de l'écoulement semble assurée par l'équilibre entre taux de formation du tourbillon de bord d'attaque et flux transverse. Le gradient de vitesse incidente étant constant le long de l'envergure, le flux transverse présente un profil régulier uniquement affecté en bout d'aile par la présence du tourbillon marginal. A l'inverse, la formation du tourbillon de bord d'attaque croît à l'approche de l'extrémité libre. L'écoulement se déstabilise donc de l'emplanture vers l'extrémité libre.

Cette dynamique diffère toutefois de celles observées à haut nombre de Reynolds (ex : Ramasamy *et al.* (2005)) et à bas nombre de Reynolds (ex : Birch *et al.* (2004)). Dans le premier cas, la prépondérance des forces inertiels vis-à-vis des forces visqueuses altère probablement l'équilibre taux de formation du tourbillon de bord d'attaque/flux transverse de sorte que la stabilité de l'écoulement n'est plus assurée. Dans le second cas, Birch & Dickinson (2001) démontrent que le flux transverse n'est pas responsable de l'attachement du tourbillon de bord d'attaque dont l'origine proviendrait selon Andro (2008) d'une stabilité dite globale associée aux effets visqueux (voir chapitre 2).

5.3.4 Ecoulement transverse

Le flux transverse jugé responsable de la stabilité de l'écoulement est ici détaillé vis-à-vis du comportement spatio-temporel des structures tourbillonnaires. La figure 5.22 illustre les champs de vitesse transverse superposée aux iso-contours λ_2^* obtenus par DNS dans les plans $P0.5$, $P1$, $P2$ et $P3$ situés respectivement à 0.5, 1, 2 et 3 cordes de l'extrémité libre. Avant toute chose, rappelons qu'un tel flux émane du gradient transverse de vitesse incidente intrinsèque au mouvement de révolution, c'est-à-dire d'une variation d'intensité du LEV^u et donc de l'établissement d'un gradient de pression transverse suivant l'envergure de l'aile.

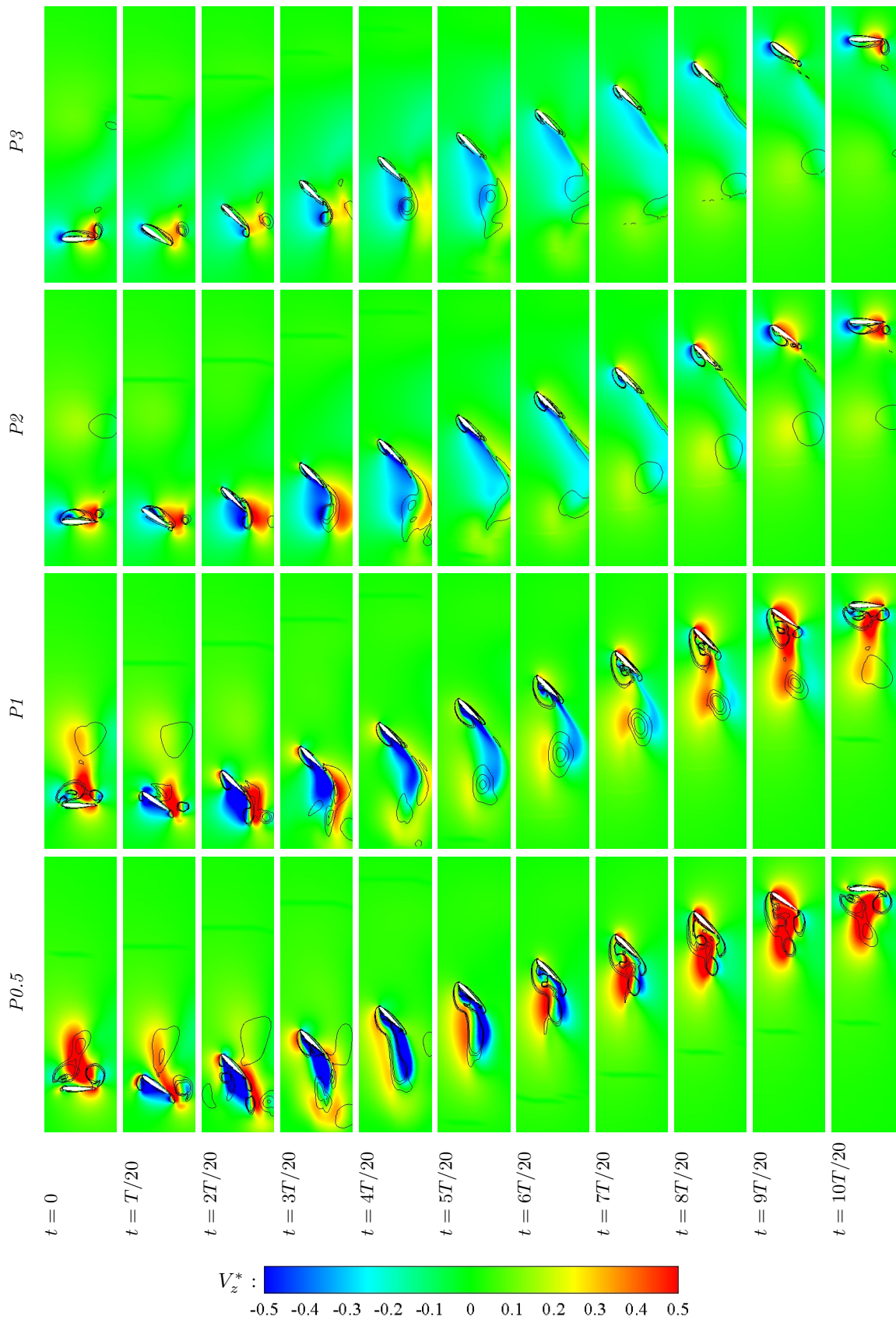


FIG. 5.22 – Champs de vitesse transverse et iso-contours $\lambda_2^* = -0.1, -1$ et -2 adimensionnés obtenus par DNS dans les plans $P0.5, P1, P2$ et $P3$. Phase d'upstroke.

Supination (Upstroke) : A $t = 0$, trois zones de vitesses transverses sont identifiables. A mi-corde et au voisinage du bord de fuite, les composantes respectivement positive et négative témoignent de la présence du tourbillon marginal de downstroke TV^d . L'intensité de ces flux s'atténue au voisinage de l'emplanture. Par opposition, la région de vitesse transverse établie au niveau du bord d'attaque, et donc représentative du flux transverse associé au tourbillon LEV^d , s'accroît au voisinage de l'emplanture. Ce schéma s'apparente en partie à celui mis en évidence dans la partie tridimensionnelle de la configuration en translation rectiligne.

Le changement directionnel de l'aile marque alors la convection de la structure TV^d en deçà de l'intrados ainsi que la formation du TV^u caractérisé par des vitesses transverses négative et positive à mi-corde et au bord d'attaque respectivement ($t = T/20$).

Upstroke : La phase d'upstroke est le théâtre d'une compétition entre flux transverses induits 1) par l'extrémité libre et 2) par le gradient de vitesse incidente.

En $P0.5$, le développement du tourbillon marginal s'illustre par l'intensification et l'extension vers l'aval des zones de vitesse transverse. Si la composante négative présente une continuité forte jusqu'au plan $P3$, la composante positive y est significativement réduite ($t = 4T/20$). Il apparaît alors une large zone de vitesse transverse négative au niveau de l'extrados de l'aile, particulièrement prononcée à l'aval du LEV^u (conformément aux observations de Birch & Dickinson (2001), Birch *et al.* (2004) ou encore Poelma *et al.* (2006) faites à plus bas Reynolds).

Au cours de la translation, le tourbillon marginal subit une déflexion probablement induite par le phénomène de « downwash » reflétant l'action du sillage de downstroke. En conséquence, les vitesses positives côté extrémité libre ($P0.5$) deviennent nettement prépondérantes au niveau de l'extrados. En $P1$, ces dernières s'opposent aux vitesses négatives induites par le gradient transverse de vitesse incidente conduisant à des valeurs V_z^* faibles ($t = 7T/20$). Comme avancé par Liu *et al.* (1998), ce point de rencontre semble coïncider avec le point de connexion des structures LEV^u et TV^u . Cette confrontation se ressent en $P2$ de manière plus modérée par l'atténuation des vitesses négatives. L'intensité de ces dernières reste toutefois substantielle en $P3$. Parallèlement, on note l'apparition d'un flux transverse positif en amont du profil.

Pronation (Upstroke) : Lors de la phase de pronation, les vitesses négatives s'atténuent conjointement à la décélération de l'aile. La forme conique du tourbillon LEV^u observée au voisinage de l'emplanture justifie néanmoins leur persistance au niveau du bord d'attaque. L'écoulement tend alors progressivement vers l'état identifié en début d'upstroke.

5.4 Conclusion

Les mécanismes tridimensionnels caractéristiques de l'écoulement généré par une aile en vol battu ont deux origines; à savoir les présences 1) d'une extrémité libre et 2) d'un gradient transverse de vitesse incidente. L'extrémité libre engendre la formation d'un tourbillon marginal issu de la différence de pression établie entre l'intrados (zone de surpression) et l'extrados (zone dépressionnaire) de l'aile. Le gradient de vitesse incidente, reflétant la rotation de l'aile autour d'un axe vertical ou révolution, est à l'origine d'une variation transverse de l'intensité du tourbillon de bord d'attaque conduisant à un gradient de pression transverse favorable à l'apparition d'un flux induit transverse. Si leur influence sur les mécanismes bidimensionnels est manifeste (voir comparaison des coefficients de traînée et portance obtenus par les différentes approches bidimensionnelle et tridimensionnelles en figure 5.23), la compréhension fine de leur action isolée reste délicate compte-tenu de leur coexistence. En vue de combler au manque d'informations concernant l'influence relative de l'extrémité libre et du gradient transverse de vitesse incidente, aucune étude n'ayant à ce jour établi une correspondance entre leur action respective, le présent chapitre a permis d'évaluer les phénomènes physiques tridimensionnels associés au mouvement de battement d'une aile d'allongement fini en translation rectiligne et en révolution autour de son emplanture.

L'extrémité libre agit sur la dynamique de l'écoulement par la formation d'un tourbillon marginal et donc le développement de vitesses transverses intenses en bout d'aile. L'influence de tels mécanismes tridimensionnels varie suivant l'envergure, permettant de compartimenter l'écoulement en trois régions distinctes. A proximité de l'extrémité libre, la structure longitudinale (TV) confine la structure transverse de bord d'attaque (LEV) au centre de laquelle se développe un courant transverse relativement intense (sens emplanture \rightarrow extrémité libre), de l'ordre d'une demi fois la vitesse de translation référence

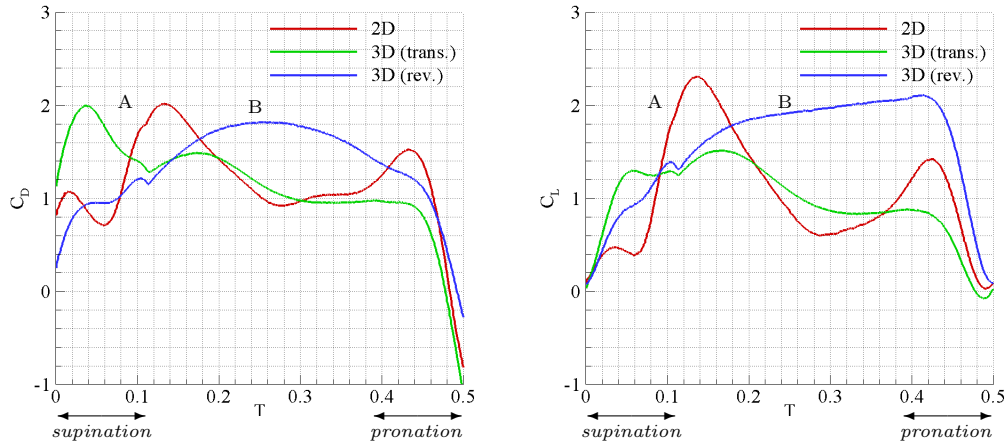


FIG. 5.23 – Comparaison des coefficients de traînée C_D et portance C_L obtenus par DNS pour les configurations bidimensionnelle et tridimensionnelles en translation rectiligne et révolution. Phase d’upstroke. \Rightarrow Les effets tridimensionnels associés à l’extrémité libre affectent le lâcher tourbillonnaire, modifiant le phénomène d’interaction profil/sillage (A). Les effets tridimensionnels associés au gradient transverse de vitesse incidente altèrent la stabilité du tourbillon de bord d’attaque (B). Notons que les coefficients aérodynamiques du cas de révolution sont ici déduits de l’adimensionnalisation des efforts de traînée et portance par la vitesse $\frac{1}{\lambda c} \int_0^{\lambda c} \phi r dr$ (et non V_0) afin de faciliter la comparaison.

du profil. La dynamique de l’écoulement, affectée dans des proportions minimales par le mécanisme d’interaction profil/sillage, s’illustre ici par un comportement stable associé à la prépondérance des effets tridimensionnels vis-à-vis des effets bidimensionnels. L’une des conséquences directes repose sur l’accentuation locale des coefficients aérodynamiques moyens. À l’inverse, au voisinage de l’implanture, l’écoulement se caractérise par une instabilité forte se rapprochant étroitement de celle identifiée dans des cas strictement bidimensionnels. Les effets tridimensionnels s’y ressentent toutefois par la propagation progressive des vitesses transverses associées au tourbillon marginal, à l’origine d’une perturbation des instabilités transverses *ou* bidimensionnelles en instabilités longitudinales *ou* tridimensionnelles. Malgré l’apparition de branches tourbillonnaires longitudinales, les effets bidimensionnels restent ici prépondérant vis-à-vis des effets tridimensionnels, cette région se singularisant notamment par une interaction profil/sillage prononcée. Naturellement, l’évolution de l’écoulement d’un état stable vers un état instable se traduit par la présence d’une région dite de transition. Si cette évolution, caractérisée par la présence d’une branche longitudinale connectant les parties stable et instable du tourbillon de bord d’attaque, est relativement proche de l’extrémité libre en début de battement, elle s’étend vers l’implanture au cours de la translation conjointement à la propagation des effets tridimensionnels. La dynamique identifiée reflète alors la compétition entre mécanismes bidimensionnels et tridimensionnels.

La confrontation des résultats obtenus dans le cadre d’une approche paramétrique révèle alors l’indépendance de la zone d’influence du tourbillon marginal vis-à-vis de l’allongement. Concrètement, l’écoulement généré par une aile d’allongement 4 s’apparente à la troncation à 4 cordes de l’extrémité libre de celui généré par une aile d’allongement 6. En ce sens, les coefficients aérodynamiques moyens sont favorisés aux faibles allongements.

Dans le cas d’une aile en révolution autour de son implanture, le gradient transverse de vitesse incidente résulte en un flux transverse venant se superposer aux effets tridimensionnels induits par l’extrémité libre. L’établissement d’un tel flux simplifie considérablement l’écoulement de par son action sur la stabilité du tourbillon de bord d’attaque. En effet, contrairement aux cas de translation rectiligne, ce dernier reste attaché au profil sur la majorité de l’envergure, présentant une forme conique particulière. Cette dynamique, en « spirale », s’assimile étroitement à celle observée dans le cas d’ailes Delta pour lesquelles le flux axial s’apparente à un processus d’évacuation de vorticit e responsable de la stabilité de la structure de bord d’attaque. Ainsi, le comportement stable du tourbillon de bord d’attaque est manifeste jusqu’à sa fusion en bout d’aile avec le tourbillon marginal. Ce point de fusion *ou* de connexion coïncide avec la limite haute de la zone de transition identifiée dans le cas d’une aile en translation rectiligne, suggérant l’équilibre entre vitesses transverses associées au tourbillon marginal et vitesses transverses associées au gradient de vitesse incidente. Dans cette zone, l’évolution

de la vortacité transverse en une vortacité longitudinale reflète le rôle d' « évacuateur » rempli par le tourbillon marginal.

Le schéma d'ensemble d'un tel écoulement est toutefois plus complexe. Principalement, l'interconnexion entre structures de bords d'attaque et de fuite par l'intermédiaire du tourbillon marginal accentue le phénomène de sustentation, l'organisation de ces dernières en un anneau tourbillonnaire s'assimilant à la présence d'un flux induit descendant relativement intense.

Chapitre 6

Conclusion générale

Sommaire

6.1	Synthèse	130
6.2	Perspectives	132

6.1 Synthèse

Dans le cadre d'une application aux micro-drones, le mode de sustentation par voilure battante *ou* vibrante, inspiré du vol animal, est apparu récemment comme une alternative possible aux modes de sustentation conventionnels par voilure fixe ou par voilure tournante. Outre sa capacité à effectuer du vol stationnaire couplée à une émission acoustique réduite, une telle approche s'avère prospectivement intéressante sur le plan des performances aérodynamiques globales à bas nombre de Reynolds. La problématique sous-jacente à l'étude de ce mode de sustentation repose sur la compréhension fine des mécanismes fondamentalement instationnaires induits par les mouvements combinés de pilonnement et de tangage de l'aile et de leur impact sur la génération des efforts de traînée et portance.

Les études pionnières menées dans ce cadre ont été initiées par la communauté scientifique liée au secteur de la bio-aérodynamique. Rapidement, l'analyse du vol de différentes espèces par approche quasi-stationnaire a révélé la nécessité d'appréhender l'aérodynamique du vol battu comme un problème fondamentalement instationnaire en ce sens que l'historique de l'écoulement tient un rôle prépondérant dans l'occurrence des principaux phénomènes physiques mis en jeu et, par voie de conséquence, dans la génération d'efforts résultants. Principalement, quatre mécanismes ont alors été identifiés :

1. Le décrochage dynamique, caractérisé par la formation d'un tourbillon de bord d'attaque *ou* LEV assimilé à une zone fortement dépressionnaire se développant au niveau de l'extrados de l'aile.
2. L'interaction profil/sillage, traduisant l'influence du sillage créé lors d'une phase de battement sur la dynamique tourbillonnaire de la phase suivante.
3. L'effet Kramer, représentatif de la génération de circulation induite par la mise en rotation (tangage) de l'aile déjà soumise à un mouvement de translation (pilonnement).
4. Les effets de masse ajoutée, émanant des variations de vitesses de l'aile et reflétant l'effort nécessaire à l'accélération ou la décélération des particules fluides.

Si la mise en évidence de tels phénomènes constitue un point de convergence indéniable de l'état de l'art actuel, la compréhension de leur comportement spatio-temporel reste à ce jour sujet à controverses. En particulier, l'analyse de la stabilité du tourbillon de bord d'attaque sous les effets tridimensionnels et de sa dépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds paraît délicate. En effet, par opposition aux configurations bidimensionnelles naturellement instables, les configurations tridimensionnelles d'ailes animées d'un mouvement de révolution autour de leur emplanture s'illustrent par le comportement stable du tourbillon de bord d'attaque, semblant résulter de la présence d'un gradient transverse de vitesse incidente combinée à celle d'une extrémité libre favorisant la génération d'un tourbillon marginal. Au delà de ces considérations fondamentales, l'avènement récent des micro-drones s'est accompagné d'études paramétriques visant à quantifier l'influence de ces mécanismes instationnaires sur les performances aérodynamiques des voilures battantes. En fournissant une quantité substantielle de données, ces travaux ont permis la déduction de cinématiques de battement optimales en terme de génération de portance ou encore d'efficacité aérodynamique (ex : optimisation logique, de type gradient ou par algorithmes génétiques). En revanche, nombres d'études se sont restreintes aux profils d'ailes zoologiques, occultant l'approche plus générale associée à l'utilisation de profil simplifié.

Dans ce contexte, la présente thèse s'est attachée à dresser un schéma relativement complet de l'aérodynamique bi et tridimensionnelle caractéristique d'une aile de profil NACA0012 battant (pilonnement/tangage) à un nombre de Reynolds de 1000.

L'investigation menée dans cette étude nécessite le recours à différents outils numériques et expérimentaux adaptés à l'analyse topologique bi et tridimensionnelle d'écoulements résolus en temps et à la mesure d'efforts instationnaires résultants. Deux approches complémentaires sont ainsi envisagées. La première consiste en la résolution numérique directe (DNS) des équations de Navier-Stokes par maillage mobile. La seconde repose sur la mesure expérimentale du champ de vitesse par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV2D-2C/PIV3D-3C) permettant de surcroît la détermination d'efforts par bilan de quantité de mouvement (BQM). Si la DNS et la variante 2D-2C de la PIV sont relativement simples de mise en œuvre, les techniques PIV3D-3C et BQM requièrent une attention particulière du fait de leur sensibilité à l'environnement expérimental. Le chapitre 3 aborde en premier lieu les difficultés rencontrées dans l'application de la PIV3D-3C, *ou* tomographie par balayage rapide, en partie associées aux limitations engendrées par l'utilisation de système d'acquisition haute fréquence.

Il constitue en ce sens une étude de faisabilité, aucune expérimentation de ce type n'ayant à notre connaissance été réalisée dans de telles conditions complexes (configurations de voilure battante). En second lieu, une étude détaillée de la détermination non-intrusive d'efforts par BQM est entreprise (David *et al.*, 2009). La sensibilité des paramètres de calcul au bruit de mesure, à la résolution spatio-temporelle de l'écoulement, au volume de contrôle ou encore à la présence d'une composante de vitesse transverse affectant la précision de mesures PIV2D-2C (champs à divergence non-nulle) est évaluée par application de la méthode aux champs de vitesses instantanées obtenus par DNS. En particulier¹ :

1. Un bruit de mesure fixé à 0.1 pixel ($\approx 2.5\%$) induit une erreur absolue moyenne de l'ordre de 16% et 2% sur les coefficients de traînée et portance respectivement.
2. Une résolution spatiale faible altère principalement les termes convectif et de pression. L'erreur repercute sur les coefficients de traînée et portance est estimée inférieure à 1% pour une résolution supérieure à 40 cellules par corde.
3. Une résolution temporelle de l'ordre de $1/10St$ permet de minimiser l'erreur associée au bruit de mesure tout en assurant un calcul exact du champs d'accélération.
4. La présence d'une composante transverse affecte principalement les termes convectif et de pression. Une estimation convenable semble pouvoir être envisagée en l'absence d'interaction flux transverse/limites du volume de contrôle.
5. Les erreurs de mesures sont à l'origine de la dépendance des prédictions vis-à-vis du volume de contrôle, en théorie non influent.
6. Le terme de pression constitue la source principale d'erreurs (compte tenu de la présence d'opérateurs différentiels dans l'équation de quantité de mouvement), justifiant notamment les différences observées quant aux prédictions des coefficients de traînée et portance.

Ces considérations conduisent à la préconisation de paramètres adaptés à l'application expérimentale de l'approche BQM.

Dans un premier temps, les résultats fournis par de tels moyens d'investigation sont exploités afin de caractériser l'écoulement généré par une aile battante bidimensionnelle. Outre leur mise en évidence, les principaux mécanismes instationnaires décrits précédemment sont ici dissociés en vue de clarifier leur mode d'occurrence et de quantifier leur contribution relative à l'effort aérodynamique résultant. Principalement :

1. Le phénomène fondamentalement instationnaire de « reprise du sillage » se ressent par l'interaction directe profil/structures tourbillonnaires et par les actions indirectes de jets impactants (issus de dipôles tourbillonnaires), du flux induit « downwash » et de la perturbation globale de la dynamique tourbillonnaire.
2. Les phases de rotation, d'accélération et de décélération agissent par l'intermédiaire des effets Kramer et de masse ajoutée, instationnaires de par leur dépendance directe aux cinématiques de battement, ainsi qu'à travers la perturbation du décollement de bord d'attaque, fondamentalement instationnaire et donc persistante. Deux points méritent alors d'être précisés (en l'absence d'interaction profil/sillage). Premièrement, l'information liée à l'historique de l'écoulement semble « contenue » dans la structure de bord d'attaque en ce sens que son impact sur la dynamique instantanée s'atténue avec le lâcher tourbillonnaire. Deuxièmement, la formation du tourbillon de bord d'attaque ne dépend pas exclusivement de la distance parcourue par le bord d'attaque, contrairement aux implications du concept de temps de formation.

Cette première analyse constitue une étape préliminaire à l'étude paramétrique menée par la suite sur plusieurs cas de battement asymétriques. Contrairement aux cas symétriques, les cas asymétriques évoluent suivant un plan de battement incliné, conséquence directe de la condition de vol stationnaire. L'effort sustentateur résulte alors de la combinaison des efforts de traînée et portance, suggérant une efficacité aérodynamique accrue. La démarche comparative entreprise, visant à différencier les cas par leurs cinématiques d'upstroke celles de downstroke restant par ailleurs quasi-équivalentes, révèle clairement la sensibilité de l'écoulement au phénomène d'interaction profil/sillage. Précisément, deux comportements de downstroke apparaissent suivant que la dynamique d'upstroke soit caractérisée par un écoulement faiblement décollé (voir attaché) ou fortement décollé; c'est-à-dire suivant que le mécanisme d'interaction profil/sillage soit peu influent ou prononcé. Cette distinction d'origine fondamentalement instationnaire semble en partie responsable de l'obtention d'un maximum d'efficacité moyenne pour un angle d'upstroke de l'ordre de 20° (Jardin *et al.*, 2009).

¹Rappelons qu'il s'agit ici d'un écoulement instationnaire laminaire (Reynolds 1000)

Par la suite, l'investigation est étendue à l'écoulement tridimensionnel généré par une aile battante d'envergure finie. En vue d'appréhender de façon séparée les effets liés à l'extrémité libre de ceux associés à la présence d'un gradient transverse de vitesse incidente, deux configurations sont envisagées. La première configuration traite d'une aile dont la phase de mouvement uniforme est définie par une translation simple *ou* rectiligne. Les effets tridimensionnels proviennent ici de la formation d'un tourbillon marginal compartimentant l'écoulement en trois régions distinctes :

1. Une région stable caractérisée par le confinement du tourbillon de bord d'attaque au niveau de l'extrados et la prépondérance des effets tridimensionnels vis-à-vis des effets bidimensionnels ; occupant une zone de l'ordre de 0.6 corde au voisinage de l'extrémité libre.
2. Une région instable s'illustrant par le lâcher du tourbillon de bord d'attaque et la prépondérance des effets bidimensionnels vis-à-vis des effets tridimensionnels ; s'étendant de l'emplanture à environ 1.4 cordes de l'extrémité libre.
3. Une région de transition reflétant la compétition entre effets bi et tridimensionnels ; évoluant sur une plage comprise entre 0.6 et 1.4 cordes de l'extrémité libre.

L'étude comparative réalisée par la suite révèle que les dimensions caractéristiques de la zone d'influence du tourbillon marginal (région stable + de transition) sont indépendantes de l'allongement. Les coefficients aérodynamiques étant localement accentués en bout d'aile, il semblerait alors que la génération d'effort soit favorisée pour les ailes de faible allongement. La phase de mouvement uniforme caractéristique de la seconde configuration est définie par une révolution de l'aile autour de son emplanture. Dans ce cas précis, les effets associés à l'extrémité libre se superposent à ceux dérivant d'un gradient transverse de vitesse incidente. Précisément, il apparaît un flux transverse conséquent s'établissant au cœur et à l'aval du tourbillon de bord d'attaque. Ce dernier présente une forme conique associée à un comportement stable sur la majorité de l'envergure de l'aile, fusionnant au voisinage de l'extrémité libre avec le tourbillon marginal. L'évolution de la vorticité transverse en vorticité longitudinale est alors interprétée comme étant le point d'équilibre entre courants transverses associés respectivement   l'extrémité libre et au gradient transverse de vitesse incidente. L'étude parallèle de ces deux configurations permet d'écarter les hypothèses selon lesquelles la stabilité du tourbillon de bord d'attaque observée sur une aile en révolution   Reynolds 1000 proviendrait exclusivement du flux « downwash » issu de la formation du tourbillon marginal ou encore d'une stabilité dite globale. Ici, l'association des mécanismes de convection transverse, de basculement puis de convection longitudinale de la vorticité semble davantage mis en cause.

6.2 Perspectives

Le travail présenté dans cette thèse offre des perspectives ultérieures   trois niveaux.

D'une part, l'obtention d'une cartographie tridimensionnelle instantanée plus précise de l'écoulement expérimental peut être envisagée par l'utilisation d'un traitement d'intercorrélation PIV plus sophistiqué ou encore par l'amélioration de la reproductibilité des essais. De ce perfectionnement résulterait alors la possibilité d'étendre l'approche BQM aux configurations tridimensionnelles, permettant entre autres d'accéder   la mesure d'effort par tranches.

D'autre part, l'étude de l'effet du nombre de Reynolds constitue une étape indispensable vers la compréhension fine des effets stabilisateurs observés en écoulement tridimensionnel. Si l'analyse numérique   plus haut nombre de Reynolds peut s'avérer délicate compte tenu du caractère turbulent de l'écoulement, elle ne présente pas de difficultés majeures et reste dans ce cadre assez immédiate   plus bas nombre de Reynolds.

Enfin,   plus long terme, il s'agira d'adopter le point de vue global de la mécanique du vol. Le plan de battement sera considéré comme un système portant générant des efforts et des moments (pouvant également être déterminés par BQM) dont la sensibilité   des perturbations ponctuelles pourra être évaluée par une approche classique de coefficients de stabilité.

Bibliographie

- ANDERSEN, A., PESAVENTO, U. & WANG, Z.J. 2005 Unsteady aerodynamics of fluttering and tumbling plates. *Journal of Fluid Mechanics* **541**, 65–90.
- ANDRO, J.Y. 2008 Aérodynamique d'un profil d'aile battante à bas nombre de Reynolds. PhD thesis, ENSMA, Office Nationale d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, Meudon, France.
- ANSARI, S.A., ŻBIKOWSKI, R. & KNOWLES, K. 2006 Aerodynamic modelling of insect-like flapping flight for micro air vehicles. *Progress in Aerospace Sciences* **42**, 129–172.
- AONO, H., LIANG, F. & LIU, H. 2008 Near- and far-field aerodynamics in insect hovering flight : an integrated computational study. *Journal of Experimental Biology* **211**, 239–257.
- ARROYO, M.P. & HINSCH, K.D. 2008 Recent developments of PIV towards 3D measurements. In *Partial Image Velocimetry*, pp. 127–154. Berlin/Heidelberg : Springer.
- BENNETT, L. 1970 Insect flight : lift and rate of change of incidence. *Science* **167**, 177–179.
- BENNETT, L. 1977 Clap and fling aerodynamics. An experimental evaluation. *Journal of Experimental Biology* **69**, 261–272.
- VAN DEN BERG, C. & ELLINGTON, C.P. 1997 The three-dimensional leading-edge vortex of a « hovering » model hawkmoth. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series B, Biological Sciences* **352**, 329–340.
- BERMAN, G.J. & WANG, Z.J. 2007 Energy-minimizing kinematics in hovering insect flight. *Journal of Fluid Mechanics* **582**, 153–168.
- BIRCH, J.M. & DICKINSON, M.H. 2001 Spanwise flow and the attachment of the leading edge vortex on insect wings. *Nature* **412**, 729–733.
- BIRCH, J.M. & DICKINSON, M.H. 2003 The influence of wing-wake interactions on the production of aerodynamic forces in flapping flight. *Journal of Experimental Biology* **206**, 2257–2272.
- BIRCH, J.M., DICKSON, W.B. & DICKINSON, M.H. 2004 Force production and flow structure of the leading edge vortex on flapping wings at high and low Reynolds numbers. *Journal of Experimental Biology* **207**, 1063–1072.
- BLONDEAUX, P., FORNARELLI, F., GUGLIELMINI, L., TRIANTAFYLLOU, M.S. & VERZICCO, R. 2005 Numerical experiments on flapping foils mimicking fish-like locomotion. *Physics of Fluids* **17**, 113601.1–113601.12.
- BOMPHREY, R.J., LAWSON, N.J., HARDING, N.J., TAYLOR, G.K. & THOMAS, A.L.R. 2005 The aerodynamics of *Manduca sexta* : digital particle image velocimetry analysis of the leading-edge vortex. *Journal of Experimental Biology* **208**, 1079–1094.
- BOS, F.M., LENTINK, D., VAN OUDHEUSDEN, B.W. & BIJL, H. 2008 Influence of wing kinematics on aerodynamic performance in hovering insect flight. *Journal of Fluid Mechanics* **594**, 341–368.
- BRUNE, G.W. 1994 Quantitative low-speed wake surveys. *Journal of Aircraft* **31**, 249–255.
- CHANG, C.C. 1992 Potential flow and forces for incompressible viscous flow. *Proceedings of the Royal Society London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **437**, 517–525.

- CHOPRA, M.G. 1976 Large amplitude lunate-tail theory of fish locomotion. *Journal of Fluid Mechanics* **74**, 161–182.
- DABIRI, J.O. & GHARIB, M. 2005 Starting flow through nozzles with temporally variable exit diameter. *Journal of Fluid Mechanics* **538**, 111–136.
- DARGENT, T., RIFAI, H., SOYER, C., DANET, B., VASIC, D., POULIN, G., GRONDEL, S., MARCHAND, N., HENNION, A.C. HLADKY, RAKOTOMAMONJY, T. & CATTAN, E. 2007 Silicon-based biomimetic flying insect. In *International Symposium on Flying Insects and Robots, Ascona, Switzerland, 12-17 Août*.
- DAVID, L., JARDIN, T. & FARCY, A. 2009 On the non-intrusive evaluation of fluid forces with the momentum equation approach. *Measurement Science and Technology* **20**, 095401.1–095401.11.
- DERGHAM, G., SIPP, D. & JACQUIN, L. 2009 On the frequency selection for two-dimensional thin and bluff body wakes. *submitted to Physics of Fluids* .
- DICKINSON, M.H. 1994 The effects of wing rotation on unsteady aerodynamic performance at low Reynolds numbers. *Journal of Experimental Biology* **192**, 179–206.
- DICKINSON, M.H. & GÖTZ, K.G. 1993 Unsteady aerodynamic performance of model wings at low Reynolds numbers. *Journal of Experimental Biology* **174**, 45–64.
- DICKINSON, M.H., LEHMANN, F.O. & SANE, S.P. 1999 Wing rotation and the aerodynamic basis of insect flight. *Science* **284**, 1954–1960.
- DONG, H., MITTAL, R. & NAJJAR, F.M. 2006 Wake topology and hydrodynamic performance of low aspect-ratio flapping foils. *Journal of Fluid Mechanics* **566**, 309–343.
- VON ELLENRIEDER, K.D., PARKER, K. & SORIA, J. 2003 Flow structures behind a heaving and pitching finite-span wing. *Journal of Fluid Mechanics* **490**, 129–138.
- VON ELLENRIEDER, K.D., PARKER, K. & SORIA, J. 2008 Fluid mechanics of flapping wings. *Experimental Thermal and Fluid Science* **32**, 1578–1589.
- ELLINGTON, C.P. 1984 The aerodynamics of hovering insect flight. i.-v. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series B, Biological Sciences* **305**, 1–181.
- ELLINGTON, C.P., VAN DEN BERG, C., WILLMOTT, A.P. & THOMAS, A.L.R. 1996 Leading edge vortices in insect flight. *Nature* **384**, 626–630.
- FINCHAM, A. M. & SPEDDING, G. R. 1997 Low cost, high resolution DPIV for measurement of turbulent fluid flow. *Experiments in Fluids* **23**, 449–462.
- FREYMUTH, P. 1988 Propulsive vortical signature for plunging and pitching airfoils. *AIAA Journal* **26**, 881–883.
- FUNG, Y.C. 1969 *An introduction to the theory of aeroelasticity*. New-York : Dover.
- GHARIB, M., RAMBOD, E. & SHARIFF, K. 1998 A universal time scale for vortex ring formation. *Journal of Fluid Mechanics* **360**, 121–140.
- GLAUERT, H. 1929 The force and moment on an oscillating aerofoil. *Tech. Rep.*. British A.R.C.
- GORDNIER, R.E. & VISBAL, M.R. 2003 High order compact difference scheme applied to the simulation of a low sweep delta wing flow. In *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibits, Reno, Nevada, 6-9 Janvier*.
- GRAFTIEAUX, L., MICHARD, M. & GROSJEAN, N. 2001 Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology* **12**, 1422–1429.
- VON HOLST, E. & KÜCHEMANN, D. 1941 Biologische und aerodynamische probleme des tierflugs. *Naturwissenschaften* **29**, 348–362.

- HONG, Y.S. & ALTMAN, A. 2006a An experimental study on lift force generation resulting from spanwise flow in flapping wings. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 9-12 janvier*.
- HONG, Y.S. & ALTMAN, A. 2006b Vortex lift contributions in the spanwise plane in flapping wings. In *24th AIAA Applied Aerodynamics Conference, San-Francisco, California, 5-8 Juin*.
- HORI, T. & SAKAKIBARA, J. 2004 High-speed scanning stereoscopic PIV for 3D vorticity measurement in liquids. *Measurement Science and Technology* **15**, 1067–1078.
- HSIEH, C.T., CHANG, C.C. & CHU, C.C. 2009 Revisiting the aerodynamics of hovering flight using simple models. *Journal of Fluid Mechanics* **623**, 121–148.
- HUNT, J.C.R., WRAY, A.A. & MOIN, P. 1988 Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Tech. Rep.*. Center for Turbulence Research Report CTR-S88.
- ISSA, R.I. 1986 Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics* **62**, 40–65.
- JARDIN, T., DAVID, L. & FARCY, A. 2009 Characterization of vortical structures and loads based on time-resolved PIV for asymmetric hovering flapping flight. *Experiments in Fluids* **46**, 847–857.
- JENSEN, M. 1956 Biology and physics of locust flight. iii. The aerodynamics of locust flight. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series B, Biological Sciences* **239**, 511–552.
- JEONG, J. & HUSSAIN, F. 1995 On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics* **285**, 69–94.
- JONES, B.M. 1936 Measurement of profile drag by the Pitot-traverse method. *Tech. Rep.*. British A.R.C.
- JONES, K.D. & PLATZER, M.F. 1999 An experimental and numerical investigation of flapping-wing propulsion. In *37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 11-14 janvier*.
- JONES, K.D. & PLATZER, M.F. 2006 Bio-inspired design of flapping wing micro air vehicles – an engineers perspective. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibits, Reno, Nevada, 9-12 Janvier*.
- JOURNAL, A.G. & HUIJBREGTS, C.J. 1978 *Mining Geostatistics*. Londres : Academic Press.
- DE KAT, R., VAN OUDHEUSDEN, B.W. & SCARANO, F. 2008 Instantaneous planar pressure field determination around a square-section cylinder based on time-resolved stereo-PIV. In *14th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 07-10 Juillet*.
- KAWAMURA, Y., SOUDA, S., NISHIMOTO, S. & KONDO, A. 2007 Insect size flapping MAV. In *International Symposium on Flying Insects and Robots, Ascona, Switzerland, 12-17 Août*.
- KAYA, M., TUNCER, I.H., JONES, K.D. & PLATZER, M.F. 2007 Optimization of flapping motion of airfoils in biplane conformation for maximum thrust and/or efficiency. In *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibits, Reno, Nevada, 8-11 Janvier*.
- KEANE, R.D. & ADRIAN, R. 1990 Optimization of particle image velocimeters. i. Double pulsed systems. *Measurement Science and Technology* **1**, 1202–1215.
- KOOCHESFAHANI, M.M. 1989 Vortical patterns in the wake of an oscillating foil. *AIAA Journal* **27**, 1200–1205.
- KRAMER, M. 1932 Die zunahme des maximalauftriebes von tragflugeln bei plotzlicher anstellwinkelvergrosserung (boeneffekt). *Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt* **23**, 185–189.
- KURTULUS, D.F. 2005 Numerical and experimental analysis of flapping motion in hover. Application to micro-air vehicles. PhD thesis, ENSMA, Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, Poitiers, France.
- KURTULUS, D.F., SCARANO, F. & DAVID, L. 2007 Unsteady aerodynamic forces estimation on a square cylinder by TR-PIV. *Experiments in Fluids* **42**, 185–196.

- LAN, S.L. & SUN, M. 2001 Aerodynamic properties of a wing performing unsteady rotational motions at low Reynolds number. *Acta Mechanica* **149**, 135–147.
- LEHMANN, F.O. 2008 When wings touch wakes : understanding locomotor force control by wake-wing interference in insect wings. *Journal of Experimental Biology* **211**, 224–233.
- LEWIN, G.C. & HAJ-HARIRI, H. 2003 Modelling thrust generation of a two-dimensional heaving airfoil in a viscous flow. *Journal of Fluid Mechanics* **492**, 339–362.
- LIGHTHILL, M.J. 1970 Aquatic animal propulsion of high hydro-mechanical efficiency. *Journal of Fluid Mechanics* **44**, 265–301.
- LIGHTHILL, M.J. 1973 On the Weis-Fogh mechanism of lift generation. *Journal of Fluid Mechanics* **60**, 1–17.
- LIGHTHILL, M.J. 1986 Fundamentals concerning wave loading on offshore structures. *Journal of Fluid Mechanics* **173**, 667–681.
- LIN, J.C. & ROCKWELL, D. 1996 Force identification by vorticity fields : techniques based on flow imaging. *Journal of Fluids and Structures* **10**, 663–668.
- LIN, J.C. & ROCKWELL, D. 1997 Quantitative interpretation of vortices from a cylinder oscillating in quiescent fluid. *Experiments in Fluids* **23**, 99–104.
- LISOSKI, D.L.A 1993 Nominally 2-dimensional flow about a normal flat plate. PhD thesis, California Institute of Technology, Pasadena, California.
- LIU, H., ELLINGTON, C.P., KAWACHI, K., VAN DEN BERG, C. & WILLMOTT, A.P. 1998 A computational fluid dynamic study of hawkmoth hovering. *Journal of Experimental Biology* **201**, 461–477.
- LU, Y. & SHEN, G.X. 2008 Three-dimensional flow structures and evolution of the leading-edge vortices on a flapping wing. *Journal of Experimental Biology* **211**, 1221–1230.
- LU, Y., SHEN, G.X. & LAI, G.J. 2006 Dual leading-edge vortices on flapping wings. *Journal of Experimental Biology* **209**, 5005–5016.
- LUA, K.B., LIM, T.T., YEO, K.S. & OO, G.Y. 2007 Wake-structure formation of a heaving two-dimensional elliptic airfoil. *AIAA journal* **45**, 1571–1583.
- LUO, G. & SUN, M. 2005 The effects of corrugation and wing planform on the aerodynamic force production of sweeping model insect wings. *Acta Mechanica Sinica* **21**, 531–541.
- LUTTGES, M.W. 1989 Accomplished insect fliers. In *Frontiers in experimental fluid mechanics*, pp. 429–456. Berlin : Springer.
- MAGNAN, A. 1934 *La locomotion chez les animaux*. Paris : Hermann et Cie.
- MARDEN, J.H. 1987 Maximum lift production during takeoff in flying animals. *Journal of Experimental Biology* **130**, 235–258.
- MAXWORTHY, T. 1979 Experiments on the Weis-Fogh mechanism of lift generation by insects in hovering flight. Part 1. Dynamics of the « fling ». *Journal of Fluid Mechanics* **93**, 47–63.
- MAXWORTHY, T. 1981 The fluid dynamics of insect flight. *Annual Review of Fluid Mechanics* **13**, 329–350.
- MAYBURY, W.J. & LEHMANN, F.O. 2004 The fluid dynamics of flight control by kinematic phase lag variation between two robotic insect wings. *Journal of Experimental Biology* **207**, 4707–4726.
- MILANO, M. & GHARIB, M. 2005 Uncovering the physics of flapping flat plates with artificial evolution. *Journal of Fluid Mechanics* **534**, 403–409.
- MILANO, M. & KOUMOUTSAKOS, P. 2002 A clustering genetic algorithm for cylinder drag optimization. *Journal of Computational Physics* **175**, 79–107.
- MILLER, L.A. & PESKIN, C.S. 2004 When vortices stick : an aerodynamic transition in tiny insect flight. *Journal of Experimental Biology* **207**, 3073–3088.

- MOREAU, J.J. 1952 Bilan dynamique d'un écoulement rotationnel. *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées* **31/32**, 355–375/1–78.
- NACHTIGALL, W. 1977 Die aerodynamisch polare des tipula-flugels und eine einrichtung zur halbautomatischen polarenaufnahme. In *The Physiology of Movement : Biomechanics*, pp. 347–352. Stuttgart : Fischer.
- NOCA, F., SHIELS, D. & JEON, D. 1997 Measuring instantaneous fluid dynamic forces on bodies, using only velocity field and their derivatives. *Journal of Fluids and Structures* **11**, 345–350.
- NOCA, F., SHIELS, D. & JEON, D. 1999 A comparison of methods for evaluating time-dependent fluid dynamic forces on bodies, using only velocity fields and their derivatives. *Journal of Fluids and Structures* **13**, 551–578.
- OSBORNE, M.F.M. 1951 Aerodynamics of flapping flight with application to insects. *Journal of Experimental Biology* **28**, 221–245.
- VAN OUDHEUSDEN, B.W., SCARANO, F., ROOSENBOOM, E.W.M., CASIMIRI, E.W.F. & SOUVEREIN, L.J. 2007a Evaluation of integral forces and pressure fields from planar velocimetry data for incompressible and compressible flows. *Experiments in Fluids* **43**, 153–162.
- VAN OUDHEUSDEN, B.W., SCARANO, F., ROOSENBOOM, E.W.M., CASIMIRI, E.W.F. & SOUVEREIN, L.J. 2007b Particle Image Velocimetry based loads determination in supersonic flows. In *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 8-11 Janvier*.
- PARKER, K., VON ELLENRIEDER, K.D. & SORIA, J. 2002 The effects of phase angle on the vortical signatures behind a flapping airfoil of finite aspect ratio. In *10th International Symposium on Flow Visualisation, Kyoto, Japan, 26-29 Août*.
- PARKER, K., VON ELLENRIEDER, K.D. & SORIA, J. 2007 Morphology of the forced oscillatory flow past a finite-span wing at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* **571**, 327–357.
- PESAVENTO, U. & WANG, Z.J. 2004 Falling paper : Navier-Stokes solutions, model of fluid forces, and center of mass elevation. *Physical Review Letters* **93**, 144501.1–144501.4.
- PLATZER, M.F. & JONES, K.D. 2006 Flapping wing aerodynamics progress and challenges. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibits, Reno, Nevada, 9-12 Janvier*.
- POELMA, C., DICKSON, W.B. & DICKINSON, M.H. 2006 Time-resolved reconstruction of the full velocity field around a dynamically-scaled flapping wing. *Experiments in Fluids* **41**, 213–225.
- POLHAMUS, E. 1971 Predictions of vortex-lift characteristics by a leading-edge suction analogy. *Journal of Aircraft* **8**, 193–199.
- POWELL, M.J.D. 1970 A new algorithm for unconstrained optimization. In *Nonlinear programming*, pp. 31–66. New-York : Academic press.
- PRASAD, A.K., ADRIAN, R.J., LANDRETH, C.C. & OFFUTT, P.W. 1992 Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Experiments in Fluids* **13**, 105–116.
- PROTAS, B., STYCZEK, A. & NOWAKOWSKI, A. 2000 An effective approach to computation of forces in viscous incompressible flows. *Journal of Computational Physics* **159**, 231–245.
- QUARTAPELLE, L. & NAPOLITANO, M. 1983 Force and moment in incompressible flows. *AIAA Journal* **21**, 911913.
- RAFFEL, M., WILLERT, C. & KOMPENHANS, J. 1998 *Particle Image Velocimetry, a practice guide*. Berlin Heidelberg New-York : Springer.
- RAMAMURTI, R. & SANDBERG, W.C. 2002 A three-dimensional computational study of the aerodynamic mechanisms of insect flight. *Journal of Experimental Biology* **205**, 1507–1518.
- RAMASAMY, M., LEISHMAN, J.G. & SINGH, B. 2005 Wake structure diagnostics of a flapping wing MAV. *Journal of Aerospace* **114**, 907–919.

- REAVIS, M.A. & LUTTGES, M.W. 1988 Aerodynamic forces produced by a dragonfly. *AIAA Journal* **88-0330**, 1–13.
- RINGUETTE, M.J., MILANO, M. & GHARIB, M. 2007 Role of the tip vortex in the force generation of low-aspect-ratio normal flat plates. *Journal of Fluid Mechanics* **581**, 453–468.
- SAHARON, D. & LUTTGES, M.W. 1989 Dragonfly unsteady aerodynamics : the role of the wing phase relationship in controlling the produced flows. *AIAA Journal* **89-0832**, 1–19.
- SANE, S.P. 2003 The aerodynamics of insect flight. *Journal of Experimental Biology* **206**, 4191–4208.
- SANE, S.P. & DICKINSON, M.H. 2001 The control of flight force by a flapping wing : lift and drag production. *Journal of Experimental Biology* **204**, 2607–2626.
- SANE, S.P. & DICKINSON, M.H. 2002 The effects of wing rotation and a revised quasi-steady model of flapping flight. *Journal of Experimental Biology* **205**, 1087–1096.
- SCARANO, F. 2000 Particle Image Velocimetry development and application. Investigation of coherent structures in turbulent shear flows. PhD thesis, Università degli Napoli, von Karman Institute for Fluid Mechanics, Naples, Italie.
- SCARANO, F., ELSINGA, G.E., BOCCI, E. & VAN OUDHEUSDEN, B.W. 2006 Investigation of 3-D coherent structures in the turbulent cylinder wake using Tomo-PIV. In *13th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 26-29 Juin*.
- SEDOV, L.I. 1965 In *Two-dimensional problems in hydrodynamics and aerodynamics*, pp. 20–30. New-York : Interscience Publishers.
- SHKARAYEV, S. & SILIN, D. 2009 Aerodynamics of flapping wing micro-air vehicles. In *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 5-8 Janvier*.
- SHYY, W. & LIU, H. 2007 Flapping wings and aerodynamic lift : The role of leading-edge vortices. *AIAA Journal* **45**, 2817–2819.
- SHYY, W., TRIZILA, P., KANG, C.K. & AONO, H. 2009 Can tip vortices enhance lift of a flapping wing? *AIAA Journal* **47**, 289–294.
- SINGH, B., CHOPRA, I., RAMASAMY, M. & LEISHMAN, J.G. 2005 Insect-based flapping wings for micro hovering air vehicles : experimental investigations. In *American Helicopter Society International Specialists Meeting on Unmanned Rotorcraft, Chandler, Arizona, 18-20 Janvier*.
- SOMPS, C. & LUTTGES, M. 1985 Dragonfly flight : novel uses of unsteady seperated flows. *Science* **228**, 1326–1329.
- SPEDDING, G.R. & MAXWORTHY, T. 1986 The generation of circulation and lift in a rigid two-dimensional fling. *Journal of Fluid Mechanics* **165**, 247–272.
- STANISLAS, M., OKAMOTO, K., KÄHLER, C.J. & WESTERWEEL, J. 2005 Main results of the Second International PIV Challenge. *Experiments in Fluids* **39**, 170–191.
- STELTZ, E., AVADHANULA, S. & FEARING, R.S. 2007 High lift force with 275 hz wing beat in MFI. In *IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems, San Diego, California, 29-2 Novembre*.
- SUN, M. & LAN, S.L. 2004 A computational study of the aerodynamic forces and power requirements of dragonfly (*Aeschna juncea*) hovering. *Journal of Experimental Biology* **207**, 1887–1901.
- SUN, M. & TANG, J. 2002a Lift and power requirements of hovering flight in *Drosophila virilis*. *Journal of Experimental Biology* **205**, 2413–2427.
- SUN, M. & TANG, J. 2002b Unsteady aerodynamic force generation by a model fruit fly wing in flapping motion. *Journal of Experimental Biology* **205**, 55–70.
- SUNADA, S., KAWACHI, K., WATANABE, I. & AZUMA, A. 1993 Fundamental analysis of three-dimensional « near fling ». *Journal of Experimental Biology* **183**, 217–248.

- SWANTON, E.W.M., VANIER, B.A. & MOHSENI, K. 2008 Leading edge vortex stability in a flapping model hummingbird wing. In *38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Seattle, Washington, 23-26 juin*.
- TAN, B.T., THOMPSON, M.C. & HOURIGAN, K. 2005 Evaluating fluid forces on bluff bodies using partial velocity data. *Journal of Fluids and Structures* **20**, 5–24.
- TAYLOR, G.S. & GURSUL, I. 2004 Buffeting flows over a low-sweep delta wing. *AIAA Journal* **42**, 1737–1745.
- THEODORSEN, T. 1935 General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. *Tech. Rep.*. NACA.
- TRIAANTAFYLLOU, M.S., TRIANTAFYLLOU, G.S. & GOPALKRISHNAN, R. 1991 Wake mechanics for thrust generation in oscillating foils. *Physics of fluids* **3**, 2835–2837.
- TUNCER, I.H. & KAYA, M. 2005 Optimization of flapping airfoils for maximum thrust and propulsive efficiency. *AIAA Journal* **43**, 2329–2336.
- UNAL, M.F., LIN, J.C. & ROCKWELL, D. 1997 Force prediction by PIV imaging : a momentum-based approach. *Journal of Fluids and Structures* **11**, 965–971.
- VIHERU, D., TANG, J., LIAN, Y., LIU, H. & SHYY, W. 2006 Flapping and flexible wing aerodynamics of low Reynolds number flight vehicles. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibits, Reno, Nevada, 9-12 Janvier*.
- VOGEL, S. 1967 Flight in *Drosophila*. iii. Aerodynamic characteristics of fly wing and wing models. *Journal of Experimental Biology* **46**, 431–443.
- WAGNER, H. 1925 über die entstehung des dynamischen auftriebes von tragflüeln. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* **5**, 17–35.
- WALKER, G.T. 1925 The flapping flight of birds. *Journal of the Royal Aeronautical Society* **29**, 590–594.
- WALKER, P.B. 1931 Growth of circulation about a wing and an apparatus for measuring fluid motion. *Tech. Rep.*. British Aeronautical Research Council.
- WANG, H., ZENG, L., LIU, H. & CHUNYONG, Y. 2003 Measuring wing kinematics, flight trajectory and body attitude during forward flight and turning maneuvers in dragonflies. *Journal of Experimental Biology* **206**, 745–757.
- WANG, Z.J. 2000a Two dimensional mechanism for insect hovering. *Physical Review Letters* **85**, 2216–2219.
- WANG, Z.J. 2000b Vortex shedding and frequency selection in flapping flight. *Journal of Fluid Mechanics* **410**, 323–341.
- WANG, Z.J. 2004 The role of drag in insect hovering. *Journal of Experimental Biology* **207**, 4147–4155.
- WANG, Z.J., BIRCH, J.M. & DICKINSON, M.H. 2004 Unsteady forces and flows in low Reynolds number hovering flight : two-dimensional computations vs robotic wing experiments. *Journal of Experimental Biology* **207**, 449–460.
- WEIS-FOGH, T. 1972 Energetics of hovering flight in hummingbirds and in *Drosophila*. *Journal of Experimental Biology* **56**, 79–104.
- WEIS-FOGH, T. 1973 Quick estimates of flight fitness in hovering animals, including novel mechanisms for lift production. *Journal of Experimental Biology* **59**, 169–230.
- WEIS-FOGH, T. & JENSEN, M. 1956 Biology and physics of locust flight. i. Basic principles in insect flight. A critical review. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series B, Biological Sciences* **239**, 415–458.
- WESTERWEEL, J. 1997 Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* **8**, 1379–1392.

- WOOD, R.J. 2007a Design, fabrication, and analysis of a 3DOF, 3cm flapping wing MAV. In *IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems, San Diego, California, 29-2 Novembre*.
- WOOD, R.J. 2007b Liftoff of a 60mg flapping-wing MAV. In *IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems, San Diego, California, 29-2 Novembre*.
- WU, J.H. & SUN, M. 2004 Unsteady aerodynamic forces of a flapping wing. *Journal of Experimental Biology* **207**, 1137–1150.

Annexe A

Etude paramétrique bidimensionnelle : généralisation

En vue d'affiner la compréhension des principaux mécanismes instationnaires spécifiques au vol asymétrique, nous abordons ici les cas paramétrés par $\alpha_d = 30^\circ$ et $\alpha_d = 60^\circ$. En accord avec les résultats obtenus précédemment, une attention particulière est portée à l'influence de la dissymétrisation sur le mécanisme d'interaction profil/sillage. Par soucis de concision, nous restreignons l'étude aux cas $\alpha_u = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$. Le choix de telles valeurs est légitimé par la couverture à la fois des domaines linéaire (écoulement attaché) et non-linéaire (écoulement décollé), lors de la phase d'upstroke.

A.1 Comparaison phénoménologique

L'analyse topologique repose sur les champs de vorticité adimensionnée pr esent es en figure A.1 et A.2.

Supination (Upstroke) : A l'instant $t = 0$, l'écoulement des cas $(30^\circ, 30^\circ)$, $(30^\circ, 20^\circ)$ et $(30^\circ, 10^\circ)$ se caractérise par la pr esence de deux structures contra-rotatives : les tourbillons LEV^{d2} (bord d'attaque) et TEV^d (bord de fuite)   vorticité respectivement n egative et positive. Au contraire, le sillage des cas $(60^\circ, 30^\circ)$, $(60^\circ, 20^\circ)$ et $(60^\circ, 10^\circ)$ se compose des structures LEV^{d1} , LEV^{d2} et TEV^d . Ici, la topologie de l'écoulement se rapproche fortement de celle observée pour les cas $(45^\circ, 30^\circ)$, $(45^\circ, 20^\circ)$ et $(45^\circ, 10^\circ)$ avec un LEV^{d1} toutefois plus intense, car issu d'un d ecollement plus prononcée durant la phase de downstroke. La pr esence ou non du LEV^{d1} laisse d'ores-et-d ej  pr esager du comportement distinct des dynamiques des cas $\alpha_d = 30^\circ$ et $\alpha_d = 60^\circ$ lors de la phase d'upstroke. En outre on d enote l'absence commune du tourbillon de rotation, t emoignant de l'absence de lâcher du tourbillon de bord de fuite durant la phase de downstroke. Ce dernier pr esente une intensité croissante avec l'asym etrie, tendant dans certains cas   inhiber la formation du tourbillon de d emarrage SV.

Le premier  v nement concerne la reprise du tourbillon LEV^{d2} dont l'occurrence d epend étroitement des paramètres cinématiques de l'aile. On conforte ici l'idée d'une interaction plus précoce dans les cas asymétriques. Dans toutes les configurations, la scission du LEV^{d2} en deux cellules distinctes convectées respectivement au dessus et en dessous de l'aile favorise le d ecollement par acc l eration de la vitesse effective de bord d'attaque.

Upstroke : Par la suite, la dynamique tourbillonnaire est dominée par la formation du tourbillon de bord d'attaque LEV^{u1} . Il convient alors de distinguer les configurations paramétrées par $\alpha_d = 30^\circ$ de celles paramétrées par $\alpha_d = 60^\circ$. Les premières s'illustrent par le développement progressif du LEV^{u1} , uniquement affecté par la composante de vitesse résiduelle des phases de battement précédentes ou « downwash ». Les secondes se singularisent par une interaction profil/ LEV^{d1} plus-ou-moins prononcée, suivant la valeur de l'angle d'attaque d'upstroke α_u . Précisément, si la structure LEV^{d1} est convectée en d c  de l'intrados dans le cas $(60^\circ, 30^\circ)$, elle vient impacter le bord d'attaque dans les cas $(60^\circ, 20^\circ)$ et $(60^\circ, 10^\circ)$, y favorisant le décollement puis y précipitant le lâcher du tourbillon LEV^{u1} . Ce comportement est tout   fait analogue   celui dégager pour les configurations $\alpha_d = 45^\circ$   quelques exceptions pr es. En particulier, l'obtention d'un sillage de downstroke plus intense et étendu pour les cas $\alpha_d = 60^\circ$ augmente la valeur α_u critique   partir de laquelle la structure LEV^{d1} se trouve convectée

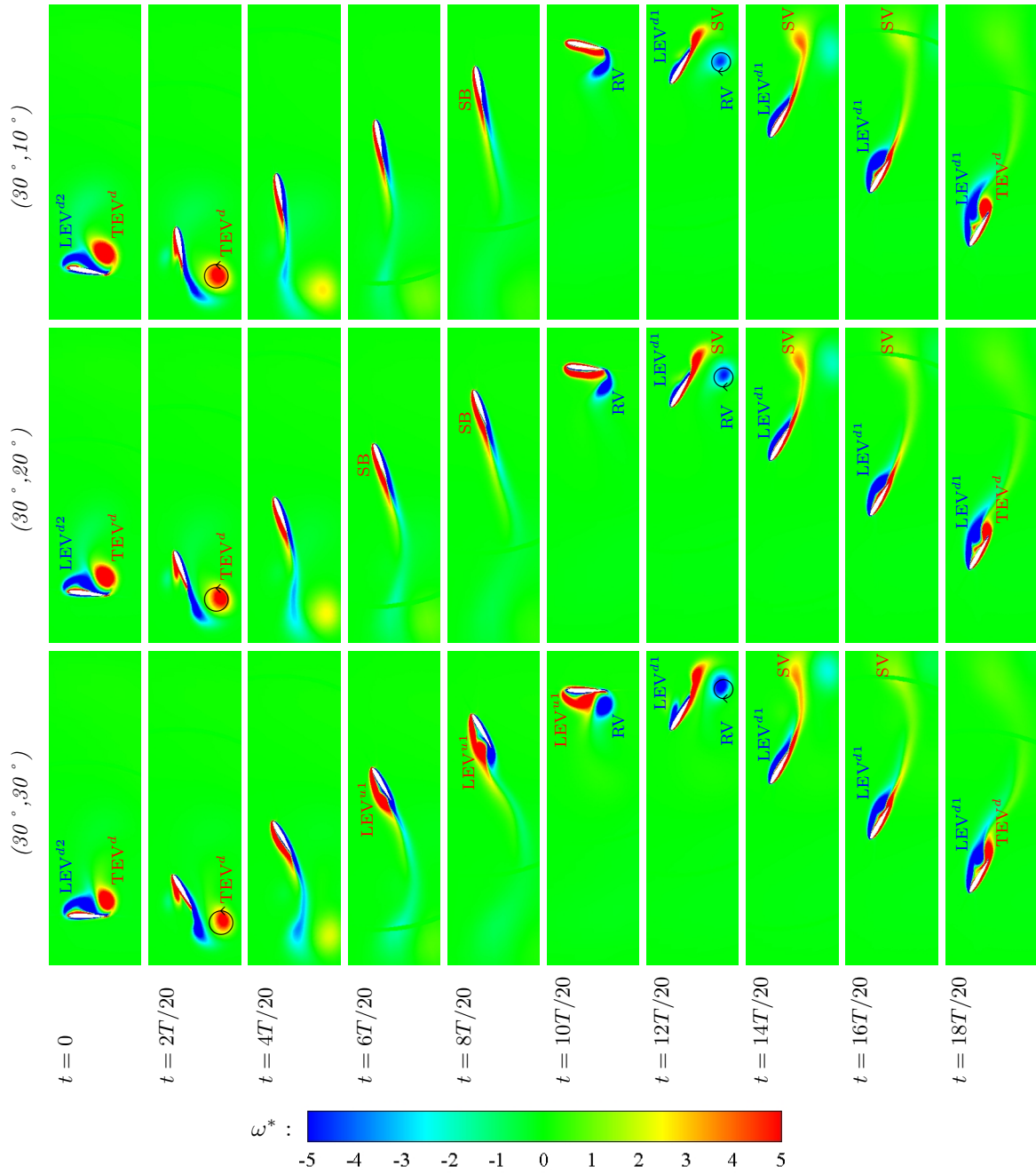


FIG. A.1 – Champs de vorticité adimensionnée obtenus par DNS pour les cas $(30^\circ, 30^\circ)$, $(30^\circ, 20^\circ)$ et $(30^\circ, 10^\circ)$.

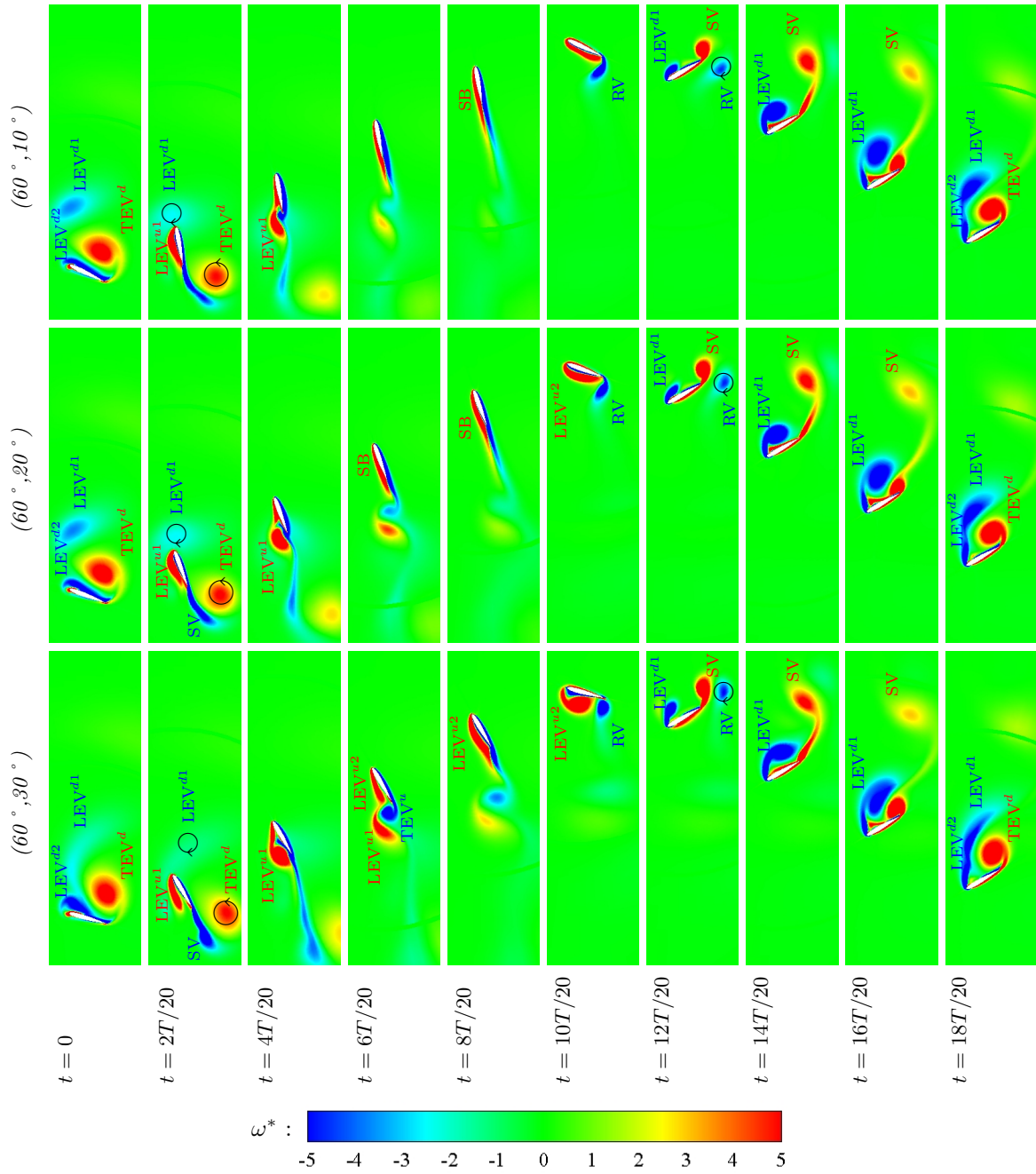


FIG. A.2 – Champs de vorticité adimensionnée obtenus par DNS pour les cas $(60^\circ, 30^\circ)$, $(60^\circ, 20^\circ)$ et $(60^\circ, 10^\circ)$.

soit l'intrados plutôt qu'au niveau du bord d'attaque et amplifie l'action du jet². Ainsi, la comparaison des champs de vorticit e obtenus par DNS pour les cas $(30^\circ, 10^\circ)$, $(45^\circ, 10^\circ)$ et $(60^\circ, 10^\circ)$ d emontre clairement l'influence de la reprise du tourbillon LEV^{d1} sur la dynamique du tourbillon LEV^{u1} . Par exemple,  a $t = 2T/20$, les circulations associ ees au LEV^{u1} sont de respectivement $\Gamma_{num}^* = 0.73$, 1.06 et 1.48. On pr ecise que la param etrisation de l'aile est alors commune aux trois configurations de sorte que la diff erence entre Γ_{num}^* provient exclusivement de l'historique de l' ecoulement.

En outre, l'instant $t = 4T/20$ rend compte de l'acc el eration du lâcher tourbillonnaire avec l'asym etrie (Fig.A.2) ; c'est- a-dire avec la nature de l'interaction profil/ LEV^{d1} et la stabilit e inh erente  a la param etrisation.

Aux instants $t = 6T/20$ et $8T/20$, les cas param etr es par $\alpha_u = 20^\circ$ et $\alpha_u = 10^\circ$ s'accordent  a pr esenter un l eger bulbe de recirculation au niveau du bord d'attaque. L'effet liée  a l'historique de l' ecoulement semble ici s'estomper avec l' eloignement de la structure LEV^{u1} . Ceci peut- etre appr ehend e comme la convergence de l' ecoulement vers un  etat quasi-stationnaire, lin eaire et stable. Au contraire, les cas param etr es par $\alpha_u = 30^\circ$ se distinguent fortement les uns des autres de par la nature de la dynamique tourbillonnaire, caract eris ee par un d ecollement de bord d'attaque franc, et donc la pr esence d'une structure tourbillonnaire LEV^{u1} bien distincte, continuellement sensible  a l'historique de l' ecoulement.

Pronation (Upstroke) : Ainsi, les sillages de fin d'upstroke s'illustrent par la pr esence de deux zones rotationnelles  a vorticit e respectivement positive et n egative. Dans les cas $\alpha_u = 30^\circ$ et $\alpha_u = 20^\circ$, la zone situ ee au voisinage du bord d'attaque correspond  a la structure LEV^{u2} , aliment ee lors de la phase de pronation par augmentation de l'incidence de l'aile, c. a.d. par accentuation du d ecollement de bord d'attaque. Dans les cas $\alpha_u = 10^\circ$, elle s'apparente  a la mise en rotation du champs de vitesse, induite par la rotation de l'aile, superpos ee au cisaillement local. La zone situ ee au voisinage du bord de fuite repr esente quant  a elle le tourbillon de rotation RV.

Pronation (Downstroke) : De fa con tout  a fait similaire aux configurations param etr ees par $\alpha_d = 45^\circ$, on d enote alors deux comportements distincts quant  a la nature de l'interaction profil/sillage en d ebut de downstroke. Le premier ($\alpha_u = 30^\circ$) repose sur la scission de la structure LEV^{u2} , conduisant  a un d ecollement de bord d'attaque prononcée. Le second ($\alpha_u = 20^\circ$ et $\alpha_u = 10^\circ$) se caract erise par la convection de la vorticit e positive sous l'intrados, n'affectant pas ou que de mani ere r eduite l' ecoulement de bord d'attaque.

Downstroke : De ce fait, la circulation associ ee  a la structure LEV^{d1}  a $t = 12T/20$ est de respectivement $\Gamma_{num}^* = 0.72$, 0.60 et 0.61 pour les cas $(30^\circ, 30^\circ)$, $(30^\circ, 20^\circ)$ et $(30^\circ, 10^\circ)$; $\Gamma_{num}^* = 1.1$, 0.93 et 0.87 pour les cas $(60^\circ, 30^\circ)$, $(60^\circ, 20^\circ)$ et $(60^\circ, 10^\circ)$.

Conform ement  a la nature fondamentalement instationnaire et instable de l' ecoulement, li ee  a une incidence de downstroke  elev ee $\alpha_d = 60^\circ$, il existe une d ependance persistante de la dynamique tourbillonnaire  a la nature de l'interaction profil/sillage. En ce sens, les  ecoulements issus des cas param etr es par $\alpha_u = 30^\circ$ se d emarquent nettement de ceux param etr es par $\alpha_u = 20^\circ$ et $\alpha_u = 10^\circ$.

Supination (Downstroke) : En fin de downstroke, les cas $\alpha_u = 60^\circ$ se diff erent des cas $\alpha_u = 30^\circ$ par l'occurrence du lâcher du tourbillon de bord d'attaque LEV^{d1} . La manifestation tardive de ce dernier justifie,  a cet instant, l'attachement du tourbillon TEV^d et donc l'absence de tourbillon RV. Bien que non-repr esent e, pr ecisons simplement que les cas $(60^\circ, 60^\circ)$ et $(60^\circ, 45^\circ)$ se caract erisent par une interaction profil/ LEV^{u2} plus intense, un lâcher du LEV^{d1} plus pr ecoce et, *de facto*, la formation du tourbillon de rotation.

A.2 Impact sur les efforts instationnaires

L' etude comparative des champs de vorticit e obtenus pour les cas $(60^\circ, 30^\circ)$, $(60^\circ, 20^\circ)$, $(60^\circ, 10^\circ)$ et $(30^\circ, 30^\circ)$, $(30^\circ, 20^\circ)$, $(30^\circ, 10^\circ)$ conforte les conclusions apport ees en section 4.3.1 quant  a l'influence de la dissym etrisation sur le m ecanisme d'interaction profil/sillage. Toutefois, il reste  a clarifier les impacts respectivement indirecte et directe d'une telle modification de l' ecoulement et des effets Kramer et de masse ajout ee sur la g en eration d'efforts a erodynamiques. Cette  etape repose sur la comparaison des composantes de tra inee et portance associ ees aux cas citées pr ecedemment (Fig.A.3, A.4).

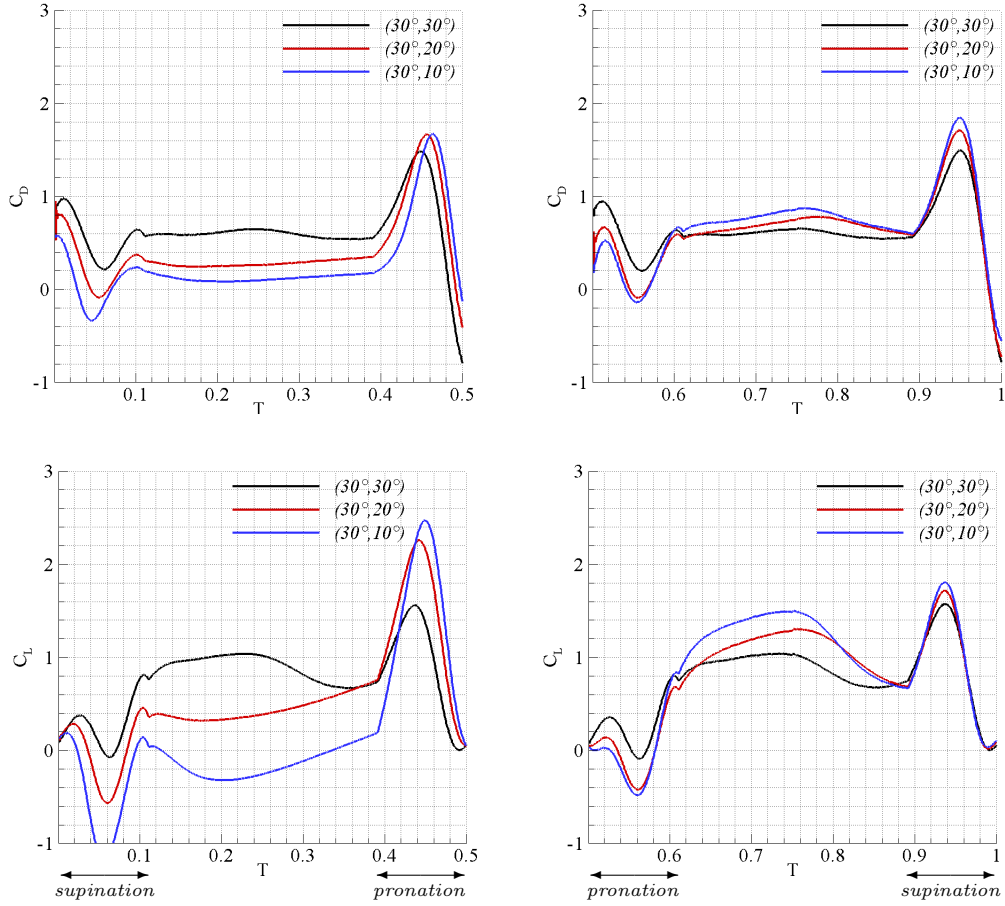


FIG. A.3 – Comparaison des coefficients de traînée (haut) et portance (bas) obtenus par DNS lors des phases d’upstroke (gauche) et de downstroke (droite) pour les cas $(30^\circ, 30^\circ)$, $(30^\circ, 20^\circ)$ et $(30^\circ, 10^\circ)$.

Supination (Upstroke) : À $t = 0$, les cas fortement asymétriques se singularisent par une interaction profil/LEV^{d2} précoce conduisant à des coefficients de traînée faibles. La comparaison des cas $(60^\circ, 30^\circ)$ et $(60^\circ, 10^\circ)$ démontre en ce sens une dépendance forte à l’asymétrie avec des valeurs de C_D de l’ordre de 1 et 0.1 respectivement.

Le mécanisme de reprise de sillage couplé aux effets Kramer et de masse ajoutée conduit par la suite à des minimums locaux sur l’intervalle $t \in [0.02T; 0.06T]$. Conformément aux remarques établies en section 4.3.2, l’occurrence et l’amplitude de ces derniers dépendent étroitement de l’asymétrie, c’est-à-dire de la précocité de l’interaction profil/LEV^{d2} et des contributions plus-ou-moins prononcées des effets rotationnels.

Upstroke : Dès lors, les groupes $\alpha_d = 30^\circ$ et $\alpha_d = 60^\circ$ se différencient fortement de par la nature de l’interaction profil/sillage. En effet, l’action exclusive du phénomène « downwash » dans les cas $\alpha_d = 30^\circ$ justifie les variations très limitées des coefficients de traînée et portance sur l’intervalle $t \in [0.1T; 0.4T]$ ($V(t)$ et $\alpha(t)$ constants). À l’inverse, la reprise du tourbillon LEV^{d1} dans les cas $\alpha_d = 60^\circ$, est successivement à l’origine 1) d’une croissance soudaine puis 2), associée à un phénomène de « downwash » intense, d’une dépréciation forte des coefficients aérodynamiques. L’analogie avec les cas $\alpha_d = 45^\circ$ est claire : les courbes de C_D et C_L atteignent des maximums locaux vers $t \approx 0.1T$, l’occurrence des minimums locaux vers $t \approx 0.2T$ dépendant par ailleurs de l’angle d’attaque de downstroke, c.à.d. de l’interaction profil/LEV^{d1} conduisant au lâcher de la structure LEV^{u1}.

Dans les cas $(60^\circ, 20^\circ)$ et $(60^\circ, 10^\circ)$, la convection du tourbillon LEV^{u1} dans le sillage permet alors la formation d’un bulbe de recirculation au niveau du bord d’attaque résultant en une augmentation relativement linéaire des composantes de traînée et portance.

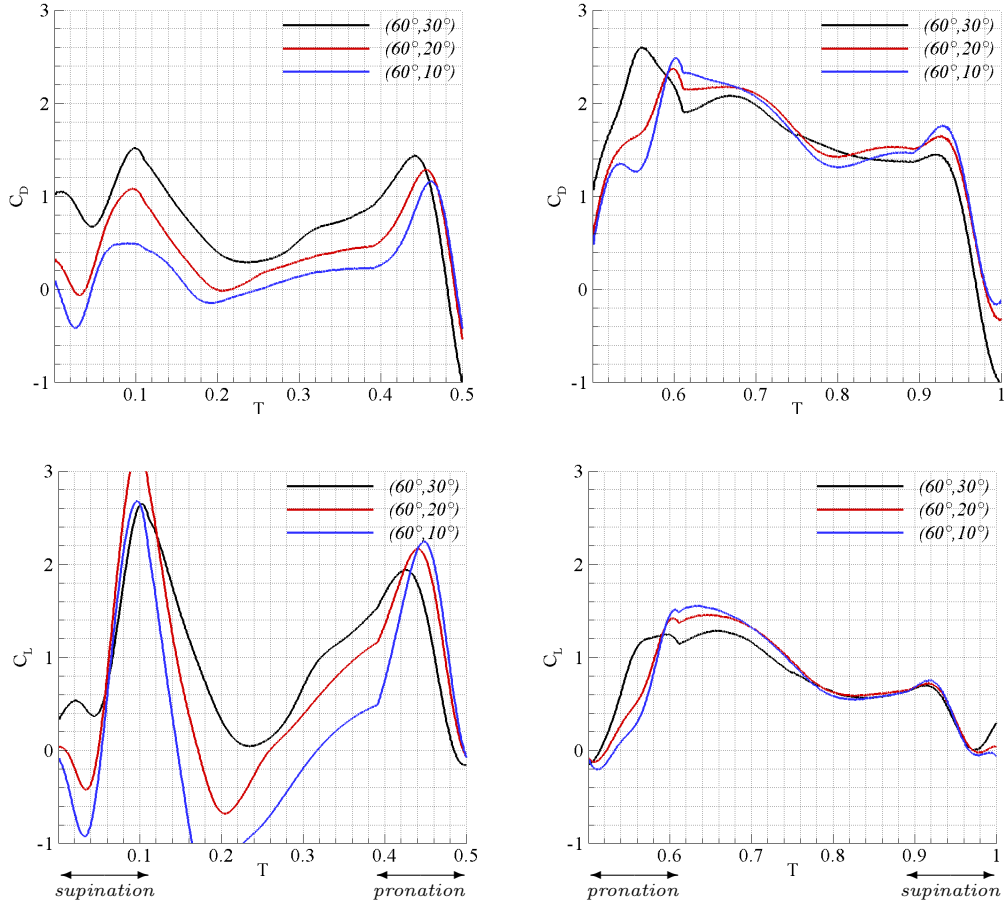


FIG. A.4 – Comparaison des coefficients de traînée (haut) et portance (bas) obtenus par DNS lors des phases d'upstroke (gauche) et de downstroke (droite) pour les cas $(60^\circ, 30^\circ)$, $(60^\circ, 20^\circ)$ et $(60^\circ, 10^\circ)$.

Pronation (Upstroke) : L'amplitude des pics d'effort mis en évidence au delà de $t = 0.4T$ témoigne de l'intensité des effets Kramer et de masse ajoutée. En ce sens, on démontre que les niveaux maximums de C_L augmentent avec l'asymétrie, c.à.d. avec les grandeurs $(\alpha_d - \alpha_u)$, ω et $\frac{\partial \omega}{\partial t}$.

Le sillage de fin d'upstroke s'illustre par la présence ou non de structure tourbillonnaire distincte au niveau de l'extrados selon que l'angle d'attaque α_u ait été fixé supérieur ou inférieur à 20° .

Pronation (Downstroke) : Ainsi, contrairement à la phase de supination, la phase de pronation se caractérise par une interaction profil/sillage plus limitée. En ce sens, les minimums locaux observés sur l'intervalle $t \in [0.04T; 0.08T]$ dans les cas $(30^\circ, 20^\circ)$ et $(30^\circ, 10^\circ)$ ne présentent pas de décalage temporel significatif car résultant quasi-exclusivement des effets Kramer et de masse ajoutée.

Par ailleurs, les cas $\alpha_d = 60^\circ$ s'illustrent par l'absence de minimums locaux. Les effets Kramer et de masse ajoutée, moins prononcés que dans les cas $\alpha_d = 45^\circ$ et $\alpha_d = 30^\circ$, sont ici contrecarrés par la formation soutenue de la structure LEV^{d1} au niveau du bord d'attaque. Cette dernière est particulièrement intense dans le cas $(60^\circ, 30^\circ)$. En effet, l'interaction avec le LEV^{u2} accentue le décollement de bord d'attaque, conduisant à un maximum de traînée et portance à $t = 0.6T$.

Downstroke : L'analyse topologique révèle l'influence de la reprise du tourbillon LEV^{u2} sur le décollement de bord d'attaque et donc la formation du LEV^{d1} . Au delà de l'accélération de la dynamique tourbillonnaire, l'une des conséquences évoquées en section 4.3.2 repose sur la position du noyau tourbillonnaire relativement à l'extrados. Contrairement aux écoulements caractérisés par un décollement « forcé » (action du LEV^{u2}), les cas « naturellement » décollé (sans reprise significative) s'illustrent par un tourbillon de bord d'attaque confiné à l'action plus prononcée sur l'effort résultant. Ainsi, la phase de downstroke révèle des niveaux de traînée et portance croissant avec l'asymétrie. L'influence d'un tel phénomène est particulièrement bénéfique dans les cas $\alpha_d = 30^\circ$, la portance

pouvant être localement réhaussée de 50% (à $t = 0.75T$, $C_L \approx 1$ dans le cas $(30^\circ, 30^\circ)$ contre ≈ 1.5 dans le cas $30^\circ, 10^\circ$).

Supination (Downstroke) : Les effets Kramer et de masse ajoutée apparaissent une nouvelle fois lors de la phase de supination. On précise simplement qu'à forte incidence, la composante de traînée est alors favorisée vis-à-vis de la composante de portance, d'où l'amplitude limitée des pics de portance pour $\alpha_d = 60^\circ$.

A.3 Impact sur les performances aérodynamiques moyennes

La figure A.5 présente l'évolution des coefficients aérodynamiques moyens en fonction de α_u obtenus par DNS pour les cas $\alpha_d = 30^\circ$ et $\alpha_d = 60^\circ$. Nous généralisons ainsi les conclusions tirées des cas $\alpha_d = 45^\circ$, à savoir : 1) l'obtention d'un maximum local d'efficacité, 2) l'augmentation des coefficients d'effort avec l'incidence et 3) le comportement atypique du coefficient sustentateur. Néanmoins, il convient de souligner que les valeurs de α_u caractérisant le maximum d'efficacité et la baisse du coefficient sustentateur semble diminuées pour les cas $\alpha_d = 60^\circ$.

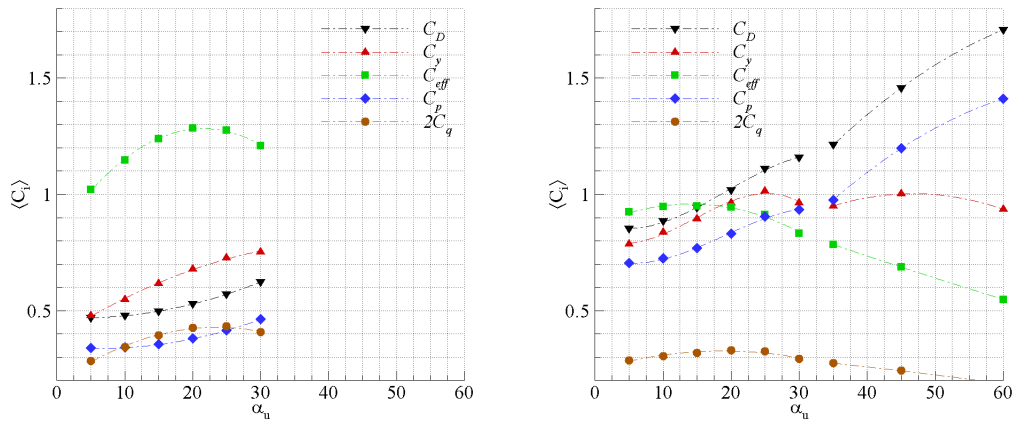


FIG. A.5 – Comparaison des coefficients aérodynamiques moyens obtenus par DNS pour différentes valeurs de α_u , α_d étant fixé à 30° (gauche) et 60° (droite).