



HAL
open science

Simulation des grandes échelles du processus de décrochage par éclatement de bulbe de décollement laminaire

Nicolas Alferez

► **To cite this version:**

Nicolas Alferez. Simulation des grandes échelles du processus de décrochage par éclatement de bulbe de décollement laminaire. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2014. Français. NNT : 2014ESMA0004 . tel-01011273

HAL Id: tel-01011273

<https://theses.hal.science/tel-01011273>

Submitted on 23 Jun 2014

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'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET INGÉNIERIE EN MATÉRIAUX, MÉCANIQUE,
ENERGÉTIQUE & AERONAUTIQUE

DOMAINE DE RECHERCHE : MÉCANIQUE DES FLUIDES

Présentée par

Nicolas Alferez

Simulations des Grandes Échelles du processus de décrochage par éclatement de Bulbe de Décollement Laminaire

Directeur de thèse : **M. Eric LAMBALLAIS**

Co-direction : **M. Ivan MARY**

Soutenue le 26 Mars 2014
Devant la Commission d'Examen

JURY

M. Xavier Gloerfelt	Maître de Conférences	Rapporteur
M. Michel Visonneau	Directeur de Recherche au CNRS	Rapporteur
M. Lionel Larchevêque	Maître de Conférences	Examinateur
M. Ivan Mary	Ingénieur de Recherche	Examinateur
M. Eric Lamballais	Professeur d'Université	Examinateur
M. Christian Tenaud	Directeur de Recherche au CNRS	Examinateur

À mon père Gilles Alferez et à ma femme Séverine,

Remerciements

Remerciement

Je veux commencer par rendre hommage au professeur Pierre Comte qui a élaboré ce sujet de thèse avec Ivan Mary et a dirigé ces travaux pendant la première année. Derrière les bancs de l'école à l'ENSMA, j'y ai découvert un professeur exigeant, passionnant et passionné qui est pour beaucoup dans mon choix d'orientation vers la mécanique des fluides. En stage de fin d'études, au CEAT, j'ai appris à connaître le chercheur, aux connaissances scientifiques exceptionnelles, toujours présent (parfois très tard le soir) pour répondre aux questions de l'étudiant égaré que j'étais. Ces phases de questions/réponses passionnées m'ont définitivement attiré vers le métier de chercheur. Le peu de temps passé à ses côtés à Poitiers, puis en thèse à l'ONERA, aura eu une importance capitale dans ma vie, dans le cadre professionnel comme en dehors.

Dans un contexte difficile, Eric Lamballais a su prendre la suite de la direction de cette thèse pour les deux dernières années. Je tiens à le remercier tout particulièrement pour cela. Ses connaissances scientifiques sur la physique des écoulements alliées à une pédagogie hors du commun ont contribué à me donner le recul nécessaire pour mener à bien ces travaux. Ses qualités humaines indéniables, son amitié, ont rendu nos échanges téléphoniques passionnants. Je le remercie de l'estime qu'il m'a toujours portée et de sa disponibilité sans faille, particulièrement dans les dernières minutes précédant les diverses *dead-line*...

Ces travaux de thèse n'auraient pas pu être ce qu'ils sont sans le soutien inconditionnel d'Ivan Mary. Ses compétences techniques et son soutien continu dans l'élaboration des méthodes de calcul efficaces utilisées dans la thèse ont directement conditionné sa faisabilité. Son pragmatisme salvateur m'a évité bien des embuches en rendant les choses beaucoup plus simples. Son amitié et sa bonne humeur quotidienne sont pour beaucoup dans le plaisir que j'ai eu à me

Remerciements

rendre à mon bureau tous les matins. Je le félicite d'autant plus qu'en tant que supporter lyonnais, garder le sourire relève parfois de la pratique de la méditation intensive... Je le remercie donc pour son accueil chaleureux et l'estime qu'il m'a toujours accordée ainsi que de l'autonomie qu'il m'a laissé au cours de ces trois années.

Je remercie la DGA pour avoir bien voulu accorder le financement nécessaire à ces travaux.

Je tiens à remercier les membres de l'équipe CS2a pour leur accueil. Et tout particulièrement le personnel de "l'aile e" : Vincent, Stéphanie, Christophe, Sébastien, Bernard et Marc, les pauses-café quotidiennes ont souvent été des moments mémorables. Je remercie Vincent Gleize pour ces remarques pertinentes sur mes travaux et ses interventions éclairées sur le mobilier ancestral de mon bureau.

Je remercie Jean-Marie Le Gouez pour m'avoir accueilli au sein du DSNA ainsi que tout le personnel administratif du département. Je tiens à remercier tout particulièrement Ghislaine Denis pour son soutien dans toutes les démarches administratives au cours de ces trois ans. Je remercie le directeur du centre ONERA de Meudon, Monsieur Alain Mouthon, pour m'avoir permis de soutenir dans ces locaux. Enfin, je remercie l'ensemble du personnel ONERA que j'ai eu la chance de croiser et qui a porté un intérêt à mes travaux (notamment au sein du département DAAP).

Merci aux membres du jury de soutenance qui ont bien voulu évaluer mes travaux. Je remercie notamment les deux rapporteurs Monsieur Michel Visonneau et Monsieur Xavier Gloerfelt, leurs remarques intéressantes et constructives ont apporté beaucoup à ces travaux.

Je remercie les doctorants et stagiaires rencontrés tout au long de cette thèse pour avoir créé une ambiance chaleureuse. Merci notamment à Jean-Baptiste, ami de longue date maintenant, à Maxime pour les parties de billard saupoudrées de massés mémorables, Raphaël et Celia, mes voisins de "l'aile f", à Sébastien et Bruno pour leur sens de l'humour particulier, à Andréa et à Khalil.

Je remercie ma famille pour son soutien et notamment ma femme Séverine pour sa patience et son aide continue.

Table des matières

Table des figures	ix
Introduction générale	1
I Contexte et enjeux	7
1 Aérodynamique de profil d'aile	8
1.1 Terminologie	8
1.2 Efforts	9
2 Généralités sur le décrochage	10
2.1 Principe de base de la mécanique de profil d'aile : de la sustentation au décrochage	10
2.2 Les différents types de décrochage statique	12
2.3 Le décrochage dynamique	16
2.4 Leading Edge Vortex (LEV)	21
3 Rappel sur la couche limite turbulente en équilibre, sans gradient de pression . .	26
3.1 Echelles de longueur et de vitesse dans les couches limites turbulentes . .	26
3.2 Mécanismes de transition, stabilité des écoulements cisailés	27
4 La couche limite à l'extrados : zone de déséquilibre	29
4.1 Couche limite avec GPA	29
4.2 Transition laminaire-turbulent dans le BDL	30
4.2.1 Topologie du BDL	30
4.2.2 Instabilités dans les BDL	31
4.2.3 Concepts de bulbes courts et longs	35

4.2.4	Le phénomène d’“éclatement” de BDL	37
5	Méthodes de calcul du décrochage	39
5.1	Calculs stationnaires	39
5.2	Calculs instationnaires	41
6	Conclusions	43
II	Méthodes numériques	47
1	Système d’équation de Navier-Stokes	47
1.1	Du théorème de transport à la formulation ALE des équations de Naviers-Stokes	47
1.2	Conditions limites	49
1.2.1	Champ lointain	49
1.2.2	Condition d’adhérence à la paroi	49
2	Discrétisation des équations	50
2.1	Discrétisation spatiale	50
2.1.1	Flux convectifs	51
2.1.2	Flux visqueux	53
2.1.3	Sur l’étape de déplacement de maillage	54
2.2	Intégration temporelle	56
2.2.1	Schéma explicite de Runge-Kutta	56
2.2.2	Schéma implicite de Gear	56
3	Validation de la méthode	58
3.1	Propagation d’une onde acoustique bidimensionnelle	58
3.2	Tourbillon de Taylor-Green 3D	61
3.3	Ecoulement de Couette cylindrique	66
III	Méthodologie et validation des simulations instationnaires de l’éclatement de BDLs	69
1	Pourquoi s’intéresser à l’éclatement du BDL	69
2	Méthodologie	71
2.1	La configuration retenue	71
2.2	Excitation d’un régime transitoire entre les écoulements portant et décollé	72
2.2.1	Echelle temporelle en décrochage dynamique	72
2.2.2	Du décrochage dynamique au décrochage statique de bord d’attaque : principe de l’étude	73

2.3	Modélisation de la turbulence	75
2.4	Modélisation des perturbations extérieures	76
3	Validation des calculs de BDLs	79
3.1	Domaine de calcul et maillages	79
3.1.1	Coordonnées curviligne dans le repère associé à la paroi	79
3.1.2	Décomposition du domaine de calcul	79
3.1.3	Envergures du domaine de calcul	81
3.1.4	Maillages	81
3.2	Influence de la résolution spatiale à forçage extérieur constant	85
3.2.1	Grandeurs pariétales moyennées	88
3.2.2	Epaisseurs de couche limite moyennes	88
3.2.3	Le champ de vitesse moyen $\langle u_i \rangle$	91
3.2.4	Les tensions de Reynolds $\langle \rho u_i u_j \rangle$	92
3.3	Influence de l'intégration temporelle à forçage extérieur constant	92
3.3.1	Grandeurs pariétales moyennées	95
3.3.2	Grandeurs moyennes et fluctuantes dans le plan (\vec{x}, \vec{y})	95
3.4	Influence du forçage à résolutions spatiale et temporelle fixées	97
3.4.1	Grandeurs pariétales moyennées	97
3.4.2	Grandeurs moyennes et fluctuantes dans le plan (\vec{x}, \vec{y})	99
3.4.3	Amplitude de forçage équivalente liée à l'intégration temporelle implicite	101
3.5	Choix de la stratégie numérique	104
IV Étude numérique de l'éclatement du BDL sur profil Naca-0012 à $Re_c = 10^5$		107
1	Recherche de l'angle critique de décrochage statique	107
1.1	Le mouvement du profil	107
1.2	Calcul des coefficients aérodynamiques	108
1.3	Encadrement de l'angle critique	109
2	Étude du régime permanent de l'écoulement à incidence $\alpha = 10.55^\circ$	112
2.1	Le champ instantané	112
2.1.1	Structures tourbillonnaires	112
2.1.2	Le Bulbe de Décollement Laminaire	114
2.1.3	Mouvements cohérents	116
2.2	Le champ moyen	119
2.2.1	Grandeurs pariétales	119

2.2.2	Épaisseurs de couche limite à l'extrados	121
2.2.3	Profils de vitesses et fluctuations	122
3	Régime permanent de l'écoulement pleinement décollé à l'extrados, $\alpha = 13.05^\circ$.	128
3.1	Une zone 3D adaptée	128
3.2	Le champ instantané	129
3.3	Champ moyen	132
4	Régimes transitoires de décrochage	134
4.1	Choix des paramètres de mouvement	135
4.2	Étude statistique en régime transitoire	138
4.3	Mouvement quasi-statique "infinitésimal" : $\Delta\alpha = 0.25^\circ$	139
4.3.1	Influence de la solution initiale	139
4.3.2	Caractéristiques de l'écoulement dans le plan (x, y) durant la phase transitoire	143
4.3.3	Le champ 3D instantané	146
4.4	Influence de la vitesse de rotation sur le mouvement "infinitésimal"	147
4.4.1	Temps de relaxation de l'écoulement potentiel	149
4.4.2	Efforts aérodynamiques	151
4.4.3	Structures tourbillonnaires instantanées	154
4.4.4	Éléments sur la stabilité du BDL <i>court</i>	156
4.5	Mouvements de grande amplitude : $\Delta\alpha = 2.5^\circ$	170
4.5.1	Efforts aérodynamique : une dynamique différente?	170
4.5.2	Évolution des grandeurs pariétales	172
4.5.3	Caractéristiques de l'écoulement dans le plan (x, y) durant la phase transitoire	176
4.5.4	Structures tourbillonnaires instantanées	182
4.6	Critères empiriques de prédiction du décrochage	186
	Conclusion générale et perspectives	195
	Bibliographie	201

Table des figures

I.1	Profil d'aile en incidence.	8
I.2	Efforts aérodynamiques sur un profil d'aile en incidence	9
I.3	Écoulement de fluide parfait autour d'un profil Naca 0012 en incidence, $\alpha = 10^\circ$	11
I.4	Courbes de coefficients de portances en fonction de l'angle d'incidence pour différentes formes de profils Naca, $Re_c = 5.8 \times 10^6$ d'après McCullough & Gault [101]	12
I.5	Illustration du vol d'avancement d'un hélicoptère avec variation de l'angle d'incidence des pales par modification du pas.	17
I.6	Courbe de portance en fonction de l'angle d'incidence, comparaison décrochage statique et dynamique (profil OA209, $Re_c = 1.8 \times 10^6$) [115]	18
I.7	Influence de la fréquence réduite k , en fonction de l'incidence I.7(a) et du temps I.7(b)	21
I.8	Variation des efforts et moments aérodynamiques avec l'angle d'incidence maximal atteint au cour du décrochage dynamique, extrait de [97]	22
I.9	Schématisation de la topologie de l'écoulement à l'extrados du porfil lors du décrochage dynamique, adapté de Leishman [77]	23
I.10	Influence du nombre de Reynolds sur l'aérodynamique des profils bas Reynolds ($Re_c < 10^7$), d'après Lissaman [80]	26
I.11	Echelles de longueurs et de vitesses dans une couche limtie turbulente, d'après Chassaing [22].	27
I.12	Vue schématique du BDL, (Horton, 1968 [53])	31

II.1	Schéma d'une cellule de calcul hexaédrique $\Omega_{ijk}(t)$ représentée avec les normales $\mathbf{n}_{ijk,l}(t)$ et les vitesses d'entrainements $\mathbf{u}_{ijk,l}^e(t)$ associées aux facettes (visibles) $\Gamma_{ijk,l}(t)$	50
II.2	Représentation du domaine Ω_c choisi pour évaluer les gradients à l'interface $i + \frac{1}{2}$ du domaine ijk avec à gauche le domaine en question (en vert) et à droite le stencil compact résultant	54
II.3	Evolution temporelle des fluctuations de la pression : t=0.04s, à 0.08s et 0.12s (de gauche à droite)	59
II.4	Evolution suivant la coordonnée x des fluctuations de la pression à y=0 et t=0.12s : schéma aux différences finies 6ème ordre (haut) et Volumes finis 2ème ordre (bas).	60
II.5	Nombre de cellules par longueur d'onde dans la direction I de la grille déformée (gauche) et évolution suivant la coordonnée x des fluctuations de pression à y=0 et t=0.12s (centre et droite).	61
II.6	Isosurface du critère $Q = -20(L_0/U_0)^2$ colorée par la fluctuation de la pression : t $U_0/L_0 = 0, 8$ et 16 (de gauche à droite)	62
II.7	Evolution temporelle de l'ensrophie du tourbillon de Taylor-Green. Influence de la force du filtre pour le schéma DF6 sur une grille cartésienne 100^3 (gauche), Comparaison schéma DF6 et sensor pour différentes grilles cartésiennes (droite).	63
II.8	Tourbillon de Taylor-Green sur grilles déformées. Vue des maillages dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) (gauche). Influence du schéma et du pas de temps sur l'évolution temporelle de l'ensrophie pour une grille en 224^3 (droite).	64
II.9	Evolution temporelle de l'ensrophie du tourbillon de Taylor-Green : comparaison schéma Galerkin discontinue et sensor pour différentes grilles cartésiennes (droite).	65
II.10	Configuration d'écoulement de Couette cylindrique	66
II.11	Validation de la mise en œuvre de la méthode ALE : profil de la composante tangentielle de la vitesse en fonction de la distance r pour un écoulement de Couette cylindrique.	67
III.1	Représentation schématique de l'évolution du coefficient de portance au cour du décrochage pour différents mouvements du profil : <i>statique</i> , <i>dynamique</i> et <i>cas intermédiaire</i>	75
III.2	Influence de l'amplitude de forçage A_v sur la géométrie du BDL, extrait de Marxen & Henningson 2011 [89].	78

III.3	Définition et convention d'orientation de l'abscisse curviligne.	80
III.4	Dimensions et décomposition du domaine de calcul dans le plan (\vec{x}, \vec{y})	80
III.5	Représentation du découpage du maillage en zones de résolution transverses différentes. Nombres de point dans la direction transverse Nbz_{max} , $(Nbz_{max})/3$, $(Nbz_{max})/6$	84
III.6	Résolutions pariétales des maillages M1 et M2 (la zone de BDL est localisée sur chaque courbe).	86
III.7	Topologie de l'écoulement moyen pour $\alpha = 10.55^\circ$ et $A_u = 0.005$ sur le maillage M1.	88
III.8	Influence du maillage sur les coefficients de pression et de frottement.	89
III.9	Influence du maillage sur les épaisseurs caractéristiques de la couche limite à l'extrados.	90
III.10	Influence du maillage sur la géométrie du BDL définie par la ligne de débit masse nul à travers la couche limite	91
III.11	Influence du maillage sur les Profils de vitesses moyennes	93
III.12	Influence du maillage sur les profils moyens de tensions de Reynolds normales, avec $(-)$ $\langle \rho u' u' \rangle$, $(- -)$ $\langle \rho v' v' \rangle$, $(- \cdot -)$ $\langle \rho w' w' \rangle$	94
III.13	Influence de l'intégration temporelle sur les coefficients de pression et de frottement dans la zone du BDL.	95
III.14	Influence de l'intégration temporelle sur la géométrie du BDL définie par la ligne de débit de masse nul à travers la couche limite	96
III.15	Profil de vitesses moyennes	98
III.16	Profil moyens de tensions de Reynolds normales, avec $(-)$ $\langle \rho u' u' \rangle$, $(- -)$ $\langle \rho v' v' \rangle$, $(- \cdot -)$ $\langle \rho w' w' \rangle$	99
III.17	Influence de l'amplitude des perturbations A_u sur les coefficients de pression et de frottement.	100
III.18	Influence de l'amplitude des perturbations A_u sur la géométrie du BDL définie par la ligne de débit de masse nul à travers la couche limite	100
III.19	Influence de l'amplitude des perturbations A_u sur les profils de vitesses moyennes (haut) et tension de Reynolds (bas).	102
III.20	Influence de l'amplitude de forçage A_u sur le BDL au bord d'attaque du profil Naca-0012, $Re_c = 10^5$	103
III.21	Résolution pariétale sur le maillage M1, comparaison calcul non forcé avec $A_u = 0$, et forcé avec $A_u = 5 \times 10^{-3}$, $\alpha = 10.55^\circ$	105

IV.1	Loi horaire du mouvement donnée par l'Eq. IV.1 avec $T_{mv}^* = 2.3$, $\alpha_0 = 10.55^\circ$, $\Delta\alpha = 0.25^\circ$; $(-)$ $\alpha(t)$ et $(-)$ $\frac{\partial\alpha}{\partial t}(t)$	108
IV.2	Évolution de la portance $C_L(t)$ (<i>haut</i>) et de la traînée (<i>bas</i>) en fonction du temps pour les différentes incidences ciblées autour de $\alpha_c \in]10.55^\circ; 10.8^\circ[$	111
IV.3	Iso-surface du critère $Q^* = 500$ colorée par la vitesse longitudinale : Vue générale de l'extrados	113
IV.4	Iso-surface du critère $Q^* = 500$ colorée par la vitesse longitudinale : Vue de la zone de transition	113
IV.5	Iso-surface du critère $Q^* = 500$ dans l'étude de transition de BDL sur profil Naca-0012, extrait de la DNS de Jones <i>et al.</i> [61]	114
IV.6	Vitesse longitudinale moyenne mettant en évidence la position des sondes enregistrant le signal de pression dans le BDL	115
IV.7	Spectres de pression dans le Bulbe de Décollement Laminaire	115
IV.8	Fluctuation de la composante longitudinale du vecteur vitesse (u') dans la zone interne de la couche limite en $y^+ = 5.5$ (unité de paroi calculée en $x_s/c = 0.5$).	117
IV.9	Fluctuation de la composante longitudinale du vecteur vitesse (u') dans la zone externe de la couche limite en $(y_n/\delta_0) = 0.6$ (δ_0 calculée en $x_s/c = 0.5$).	119
IV.10	Corrélation en deux points pour l'écoulement attaché à $\alpha = 10.55^\circ$	120
IV.11	Évolution longitudinale : coefficient de pression (gauche), frottement pariétal et nombre de Reynolds Re_{δ_2} (droite).	121
IV.12	Épaisseurs intégrales de couche limite, $(--)$ δ_1^* , $(\cdot\cdot)$ δ_0^* , $(-)$ δ_2^*	122
IV.13	Profils moyen de la composante longitudinale du vecteur vitesse dans le BDL (normalisée par la vitesse externe u_e)	124
IV.14	Profils des tensions de Reynolds longitudinales dans le BDL (normalisées par la vitesse et masse volumique externe).	124
IV.15	Profils des tensions de Reynolds normale à la paroi dans le BDL (normalisées par la vitesse et masse volumique externe).	125
IV.16	Profils des tensions de Reynolds transverse dans le BDL (normalisées par la vitesse et masse volumique externe).	125
IV.17	Profil de la composante longitudinale du vecteur vitesse adimensionnée par la vitesse de frottement locale	126
IV.18	Profils des tensions de Reynolds longitudinales adimensionnées par la vitesse de frottement locale	127
IV.19	Frontières des domaines calculés en 3D	129

IV.20 Taille de maille dans la direction longitudinale (haut) et normale à la paroi (bas) rapportée à l'échelle locale de Kolmogorov, estimée à partir du tenseur ∇u calculé	130
IV.21 Taille de maille dans la direction transverse rapportée à l'échelle locale de Kolmogorov, estimée à partir du tenseur ∇u calculé	131
IV.22 Rapport entre l'échelle de temps de Kolmogorov et le pas de temps dt	131
IV.23 Corrélation en deux points pour l'écoulement décollé à mi-corde ($x_s/c = 0.5$)	132
IV.24 Iso-surface du critère $Q^* = 500$ colorée par la vitesse longitudinale	132
IV.25 Iso surface du critère $Q^* = 500$ colorée par la vitesse longitudinale, vue rapprochée.	133
IV.26 Profils moyens de la composante longitudinale de la vitesse (normalisés par la vitesse externe u_e).	134
IV.27 Profils moyen de fluctuation de vitesse longitudinale, $\alpha = 10.8^\circ$	134
IV.28 Épaisseur de vorticité locale, obtenue à partir des profils de vitesse axiale moyens	135
IV.29 Efforts globaux calculés au cours du régime transitoire de décrochage : influence de la solution initiale 3D instationnaire à T_0^* (début phase de mouvement).	140
IV.30 Influence de la condition initiale 3D instationnaire sur l'évolution du frottement moyen $\langle C_f \rangle$	143
IV.31 Evolution de l'énergie cinétique du mouvement fluctuant $\langle k \rangle$ et de la vitesse longitudinale $\langle u \rangle / U_\infty$ au bord d'attaque au cours du décrochage, $T_0^* = 30.28$.	145
IV.32 Champs instantanés des composantes longitudinales de la vitesse u^* et du frottement C_{fx} pariétal au cours du décrochage ayant pour solution initiale $T_0^* = 30.28$	148
IV.33 Temps de relaxation du champ potentiel autour du profil dans le cas d'un écoulement non visqueux	150
IV.34 Influence de $\dot{\alpha}$ sur l'historique des efforts aérodynamiques : signal complet (gauche) et dans la phase de mise en mouvement de l'aile (droite).	152
IV.35 Influence de $\dot{\alpha}$ sur l'historique des efforts aérodynamiques en prenant pour origine l'instant où le profil traverse l'angle critique de décrochage statique T_{st} .	153
IV.36 Isosurface du critère $Q^* = 500$, colorée par la composante longitudinale de la vitesse pour 4 instants du régime linéaire du Mouvement 3	155
IV.37 Isosurface du critère $Q^* = 500$, coloré par la vitesse longitudinale, régime d'éclatement du BDL . Mouvement 3	157

IV.38	Isosurface du critère $Q^* = 500$, coloré par la vitesse longitudinale, régime d'éclatement du BDL. Mouvement 2	158
IV.39	Isosurface du critère $Q^* = 500$, coloré par la vitesse longitudinale, régime d'éclatement du BDL. Mouvement 4	159
IV.40	Isosurface du critère $Q^* = 500$, coloré par la vitesse longitudinale, régime d'éclatement du BDL. Mouvement 1	160
IV.41	Influence de la vitesse de rotation sur le coefficient de pression au cours de la phase du mouvement.	161
IV.42	Evolution du coefficient de pression au cours du décrochage	163
IV.43	Diagramme espace/temps de δ_1^* et $\max_{y \in [0, \delta_0]} \langle k \rangle / U_e^2$, pour les quatres essais (de 1 à 4, de haut en bas)	168
IV.44	Diagramme espace/temps centré sur la période de mise en mouvement pour le mouvement 4 : δ_1^* (gauche) et $\max_{y \in [0, \delta_0]} \langle k \rangle / U_e^2$ (droite).	169
IV.45	Diagramme espace/temps représentant l'évolution de l'amplitude maximale du courant retour pour les 4 mouvements	169
IV.46	Efforts aérodynamiques, influence de $\dot{\alpha}$ sur le décrochage avec les mouvements rapides.	171
IV.47	Influence de la vitesse de rotation sur le coefficient de pression au cours de la phase du mouvement pour $\Delta\alpha = 2.5^\circ$	173
IV.48	Evolution du coefficient de pression au cours du décrochage, $\Delta\alpha = 2.5^\circ$	174
IV.49	Diagrammes espace/temps de la norme du coefficient de frottement, $ \langle Cf \rangle $, représentée en échelle logarithmique pour les mouvement 5 (gauche), mouvement 6 (droite) et le mouvement 4 (bas)	176
IV.50	Evolution de l'énergie cinétique du mouvement fluctuant ($\langle k \rangle$) et de la vitesse longitudinale (u/U_∞) au cours du décrochage pour le mouvement 5 : $\Delta\alpha = 2.5^\circ$, $\dot{\alpha}_{max} = 0.017c/U_\infty$	179
IV.51	Evolution de l'énergie cinétique du mouvement fluctuant ($\langle k \rangle$) et de la vitesse longitudinale (u/U_∞) au cours du décrochage pour le mouvement 6 : $\Delta\alpha = 2.5^\circ$, $\dot{\alpha}_{max} = 0.035c/U_\infty$	180
IV.52	Diagramme espace/temps de δ_1^* et $\max_{y \in [0, \delta_0]} \langle k \rangle / U_e^2$, pour les mouvements 5 et 6	181
IV.53	Diagramme espace/temps représentant l'évolution de l'amplitude maximale du courant retour pour les mouvements 5 et 6	181

IV.54 Strioscopie numérique, $\log(\nabla\rho)$ pour $\Delta\alpha = 0.25^\circ$ (gauche) et $\Delta\alpha = 2.5^\circ$ (droite), $\dot{\alpha}_{max}c/U_\infty = 3.5 \times 10^{-2}$	183
IV.55 Champ instantané, isolignes de la composante longitudinale de la vitesse u et frottement pariétal C_f au cours du décrochage du Mouvement 6 , $\Delta\alpha = 2.5^\circ$	185
IV.56 Isosurface du critère $Q^* = 500$, coloré par la vitesse longitudinale, régime de formation et advection du LEV	187
IV.57 Diagramme Re_h/P obtenu pour chacun des bulbes moyens au cours des différents essais, pour plus de clareté un BDL sur cinq est représenté	192
IV.58 Diagramme Re_h/P : phase de déséquilibre des BDL <i>courts</i> vers les BDLs <i>longs</i>	192
IV.59 Évolution temporelle du paramètre $P(t)$ au cours de la transition entre BDLs <i>courts</i> ($P(t) > -28$) vers les BDLs <i>longs</i> $P(t) < -28$	193

Introduction générale

La caractérisation et la compréhension des écoulements décollés constituent des enjeux majeurs aussi bien pour la recherche appliquée en mécanique des fluides que pour l'industriel soucieux d'améliorer les performances des aéronefs. Parmi ces écoulements, le problème classique de l'écoulement autour d'un profil portant en mouvement de tangage est probablement l'un des plus critiques. Ainsi, la couche limite qui se développe naturellement à l'extrados du profil est susceptible de décoller lorsqu'il est porté à des incidences élevées. Il s'ensuit une perte importante des performances aérodynamiques, c'est le phénomène de décrochage. Si dans un premier temps, dans un souci de simplicité, les effets instationnaires induits par le mouvement du profil ont d'abord été ignorés (on parle alors de décrochage statique) très vite la prise en compte de cette forte instationnarité est devenue nécessaire pour traiter des cas d'applications concrets. On parle alors de décrochage dynamique. C'est dans ce dernier cadre d'étude que l'on trouve la majorité des applications qui intéressent les industriels. Historiquement, un des premiers cas d'application de l'étude du décrochage dynamique fut celui de l'écoulement autour des pales d'hélicoptères, car dans ce cas, il est dimensionnant et conditionne les performances globales de l'appareil. Plus récemment, on retrouve le décrochage dynamique autour des pales d'éoliennes ou encore des MAVs. Dans certaines situations, les effets engendrés par le décrochage dynamique sont bénéfiques, c'est le cas par exemple des systèmes de propulsions à aile battantes. S'il présente un intérêt certain pour l'industrie comme pour la recherche appliquée, les mécanismes mis en jeu lors du décrochage restent encore mal compris (même dans le cas plus simple du décrochage statique).

Le décrochage est un phénomène complexe résultant d'interactions entre le champ potentiel extérieur entourant le profil d'aile et la couche limite se développant le long des parois. C'est un

candidat idéal pour les études de contrôle d'écoulements complexes. Cependant, l'écoulement se développant autour d'un profil d'aile en incidence dépend de plusieurs paramètres. Dans le cas simple du profil d'aile porté à incidence fixe dans un écoulement uniforme à la vitesse U_∞ et pour un profil donné, on retient généralement le jeu de paramètres suivant (Re_c, M_∞, α) . Re_c est le nombre de Reynolds associé à la longueur c de la corde et à la vitesse U_∞ de l'écoulement lointain ($Re_c = \frac{U_\infty \times c}{\nu}$), il permet de rendre compte de l'état de la couche limite se développant le long de l'extrados et de l'intrados du profil. Le nombre de Mach, $M_\infty = \frac{U_\infty}{a}$ (a étant la célérité du son pour des conditions de température données), il rend compte des effets de compressibilités qui peuvent apparaître au voisinage du profil. Enfin, l'angle d'incidence α est calculé en prenant l'angle entre la direction de l'écoulement extérieur et celle donnée par la corde du profil. Il faut ajouter deux autres paramètres caractérisant les effets instationnaires dans le cas du décrochage dynamique. Il s'agit de la loi horaire retenue pour la mise en mouvement du profil ($\alpha(t)$) et de la vitesse angulaire maximale ($\dot{\alpha}_{max}$). De la compréhension détaillée de l'écoulement régissant la physique du décrochage dépend l'efficacité de toute tentative de contrôle ou de modélisation.

Les relations liant ces paramètres entre eux ainsi que leurs influences sur le décrochage sont en général complexes. Cela est en grande partie dû à la nature de la couche limite qui se développe le long des parois. Ainsi, à l'extrados du profil, la couche limite qui se développe depuis le point d'arrêt (point, situé proche du bord d'attaque, où la pression pariétale est maximale) jusqu'au bord de fuite est d'abord laminaire. Puis très vite, sous l'effet de perturbations environnantes elle entre dans un régime transitionnel qui la porte vers l'état turbulent. Comme nous le verrons, cette couche limite turbulente est alors astreinte à un fort gradient de pression adverse sur tout l'extrados jusqu'au bord de fuite. À l'heure actuelle, la transition laminaire-turbulent pour les écoulements pariétaux reste un processus encore mal compris tout comme les conséquences d'un gradient de pression adverse sur une couche limite turbulente. Ces deux points font l'objet de recherches approfondies sur des configurations beaucoup plus simples (souvent une plaque plane). La dynamique de décrochage qui au premier abord pouvait laisser penser être surtout régie par des mécanismes à grandes échelles spatiales (de l'ordre de la corde c) et temporelles (de l'ordre du temps d'advection de la longueur de la corde $\frac{c}{U_\infty}$) est en réalité également fortement conditionnée par un écoulement complexe de proche paroi qui par essence est caractérisé par des échelles spatiales et temporelles bien plus petites. Cela constitue le plus gros point dur dans la compréhension de ce phénomène complexe.

Plus précisément, il semblerait que la majorité des difficultés posées à petites échelles soient concentrées dans une petite zone située à l'extrados du profil proche du bord d'attaque. Cette

zone est le siège de phénomènes complexes (séparation laminaire, transition laminaire/turbulent et recollement) et s'avère elle est très sensible aux fortes variations d'incidences. Suivant la valeur du nombre de Reynolds Re_c et pour des profils d'épaisseur modérée (sur les pales d'hélicoptères par exemple) elle est l'origine d'un décollement massif de la couche limite à l'extrados, c'est le décrochage (statique) dit de bord d'attaque ([101]). À l'instar du décrochage dynamique, le décrochage de bord d'attaque est un phénomène brutal (typiquement, la portance chute de moitié pour une variation de 1° après l'angle critique).

Apport de l'expérience

La communauté scientifique a commencé à s'intéresser au décrochage des les années 50. En 1951, McCullough & Gault [101] réalisent une campagne d'essais expérimentaux sur divers profils d'aile, en incidence fixe dans un écoulement uniforme, à l'issue de laquelle ils élaborent une phénoménologie du décrochage statiques. McCroskey *et al.* [99] [97] [98] et Carr *et al.* [18] ont été les premiers à décrire le décrochage dynamique rencontré autour des pales d'hélicoptères. Ils effectuent, à la fin des années 70, une série de campagnes d'essais expérimentaux autour de profils d'aile en situation de décrochage dynamique à l'issue de laquelle ils mettent en évidence les principaux mécanismes aérodynamiques caractérisant ce phénomène complexe. S'il ne fait aucun doute que ces travaux ont largement contribué à l'amélioration de notre compréhension du décrochage, les limitations inhérentes aux moyens expérimentaux de l'époque ont contraint McCroskey et Carr et leurs équipes à un niveau de description à grandes échelles (évolution des coefficients aérodynamique globaux, grandeur pariétale intégrée), laissant bien souvent beaucoup de questions relatives aux petites échelles en suspens. L'amélioration des techniques de mesures expérimentales a permis d'en apprendre un peu plus sur la dynamique instationnaire lors du décrochage (PIV, LDV, ...). Ainsi, plusieurs études récentes ont repris les études de McCroskey *et al.* en les enrichissant grâce à l'apport de ces nouvelles techniques. On peut citer, par exemple, les études de Mulleners *et al.* [108] [109]. Néanmoins, l'approche expérimentale ne peut suffire à elle seule car il existe encore des limitations fortes liées aux moyens de mesure, dans les cas d'écoulements qui nous intéressent. Typiquement dans les expériences récentes reproduisant le décrochage, que l'on trouve dans la littérature ([107], [108], [76]), l'extension longitudinale de la zone transitionnelle au bord d'attaque est millimétrique et inférieure au millimètre dans la direction normale à la paroi. Une mesure précise du champ de vitesse moyen y est encore impossible à l'heure actuelle. Cela pousse de plus en plus à compléter ces études par la simulation numérique.

Contributions de la simulation numérique

Etudes prospectives sur le décrochage dynamique Avec l'avènement de la mécanique des fluides numériques (CFD, Computational Fluid Dynamic) depuis le début des années 90, l'apport de la simulation numérique à la compréhension des écoulements complexes est indéniable. Le cas du décrochage dynamique a été l'objet de nombreuses études. On peut citer les travaux de Wernert *et al.* [163], Visbal *et al.* [154], Tuncer *et al.* [152] et Ekaterinaris [36] effectués au début des années 90. L'objectif principal de ces travaux préliminaires était de reproduire les résultats expérimentaux obtenus dans les années 80 et de profiter de la richesse apportée par la simulation numérique. Cependant, les moyens de calcul de l'époque ne permettaient pas de résoudre avec précision toutes les gammes d'échelles spatiales et temporelles du décrochage dynamique. Ainsi, les calculs étaient, pour la plupart, réalisés en 2D avec un niveau de résolution spatial et temporel limité. Ils ont permis de mettre en évidence les difficultés à reproduire la dynamique de décrochage par la simulation numérique. L'augmentation continue des puissances de calculs disponibles a accru l'intérêt porté à la simulation numérique notamment chez les industriels. Les méthodes numériques de types RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) y sont privilégiées pour leurs coûts d'utilisation des ressources informatiques limités. Si leurs succès dans la reproduction d'écoulements de couches limites attachées sans gradient de pression est indéniable, les cas d'écoulements de couches limites avec forts gradients de pression (adverses ou favorables) et/ou décollées constituent encore aujourd'hui des impasses qu'il reste à franchir. Dans le cas du décrochage (dynamique ou statique), de nombreuses études montrent que l'approche RANS ne permet pas de retrouver les résultats expérimentaux ([143], [35], [145], [126]) au voisinage du décrochage. L'écart est parfois très important même sur des quantités globales comme les coefficients d'efforts aérodynamiques, avec des retards significatifs dans l'apparition du décrochage.

Objectifs de la thèse L'emploi de la simulation numérique comme moyen d'analyse physique du décrochage de profil d'aile requiert donc l'utilisation de méthodes plus précises que les méthodes RANS. Un premier pas a été réalisé récemment (Marxen & Hennigson [89]) dans la compréhension des mécanismes pouvant être responsables du développement du décollement massif de la couche limite depuis la zone de transition au bord d'attaque. Dans cette étude, la zone critique de transition au bord d'attaque du profil d'aile est reproduite sur une configuration simplifiée de plaque plane. Les auteurs y mettent en évidence l'intérêt de l'approche DNS dans l'analyse de cet écoulement transitionnel complexe. Cependant, par ces simplifications, cette étude DNS reste encore assez éloignée de la configuration de profil d'aile. Dans ces travaux de

thèse, on se fixe pour objectifs d'améliorer la compréhension des mécanismes conduisant au décrochage de profil d'aile en utilisant une analyse basée sur la simulation numérique de type DNS sur une configuration réaliste de profil d'aile. L'idée est d'utiliser la richesse de la simulation numérique instationnaire de précision pour suivre l'évolution temporelle des mouvements à grandes échelles (décollement massif) ainsi que les interactions à petites échelles leur donnant naissance (au niveau de la zone de transition, notamment). L'approche de type DNS doit permettre de reproduire, pour la première fois avec fidélité, l'écoulement transitoire au cours du décrochage. On espère ainsi mieux comprendre les implications de la région de bord d'attaque sur la déstabilisation de l'écoulement global, responsable du décrochage brutal de type bord d'attaque et jouant un rôle majeur dans le décrochage dynamique. Fort des compétences acquises par l'ONERA dans la simulation des écoulements transitionnels autour de profils d'aile ([145] [126] [71]), nous proposerons une méthode adaptée à ce cas d'étude complexe. Ainsi, l'utilisation du code de calculs hautes performances FUNK a permis de réaliser l'effort nécessaire à l'emploi des méthodes LES/DNS sur des maillages très résolus capables de reproduire avec fidélité le processus de transition aux petites échelles ainsi que la dynamique 3D instationnaire de l'écoulement décollé sur une large gamme d'échelles transverses. Cette approche est en rupture avec les études numériques de décrochage que l'on peut trouver dans la littérature qui reposent soit sur des méthodes de type (U)RANS soit sur l'utilisation de calculs de type LES avec un domaine de calcul d'envergure réduite incapables de reproduire les mouvements 3D à grandes échelles. Dans un premier temps, une attention particulière sur les évolutions transitoires de l'écoulement à travers les conditions de décrochages statiques permettra de réaliser des observations originales sur l'établissement de l'écoulement décroché. Dans cette partie de l'étude, le profil d'aile est mis en mouvement de rotation de faible incidence au-delà de la valeur critique de décrochage statique; on sera alors en mesure d'y observer l'influence de la vitesse angulaire de rotation sur ce premier type de décrochage. Dans un second temps, des mouvements de plus fortes amplitudes angulaires conduiront le profil dans des états typiques du décrochage dynamique. Les mécanismes physiques alors en jeu, dans ce cas plus représentatif des conditions de vol, seront alors analysés.

Chapitre I

Contexte et enjeux

Ce chapitre a pour objectif de présenter le cadre d'étude dans lequel s'inscrivent ces travaux de thèse. On commencera par définir brièvement le vocabulaire relatif à l'étude de l'écoulement autour de profil d'aile. Ce faisant, on pourra introduire la problématique principale de ce sujet d'étude : le décrochage. On verra alors l'importance de prendre en considération les effets induits par la viscosité du fluide lorsqu'il s'agit de s'intéresser aux écoulements de profil d'aile à forte incidence. Dans ces conditions, la couche limite qui se développe à l'extrados est susceptible de décoller de la paroi, entraînant une chute importante des performances aérodynamiques. On portera une attention toute particulière au cas du décrochage dynamique que l'on rencontre lorsque le profil est mis en mouvement autour de l'incidence critique de décrochage statique. Historiquement, le décrochage dynamique a fait l'objet d'une grande attention en raison de son importance dans l'aérodynamique des pales d'hélicoptère (Carr [16]) mais il intervient dans de nombreux autres cas d'écoulements applicatifs (pales d'éoliennes, turbo machines, Micro Air Vehicle). Les effets dynamiques induits par la paroi mobile sur le mécanisme de génération de vorticité naturellement présent au niveau de la paroi ont pour conséquence la formation d'un tourbillon très énergétique au bord d'attaque du profil (Leading Edge Vortex), tourbillon qui pilote fortement la dynamique de l'écoulement instationnaire. Les mécanismes mis en jeu dans la formation du LEV dépendent fortement de l'état de l'écoulement autour du profil lorsque celui-ci dépasse l'incidence critique de décrochage statique (Mulleners *et al.* [109]). Les conditions d'apparition du décrochage statique (le profil est fixé à forte incidence) restent encore mal connues et il est encore difficile de comprendre les mécanismes d'interactions qui mènent au décollement massif de la couche limite à l'extrados à l'incidence critique. On montrera alors comment décrochages statique et dynamique sont intrinsèquement liés et dépendant de phénomènes relevant de la mécanique des fluides fondamentale (décollement laminaire, transition de couche limite, couche limite avec gradient de pression adverse). Dans ce contexte, la simulation numérique instationnaire trouve toute sa place.

1 Aérodynamique de profil d'aile

1.1 Terminologie

On appelle profil d'aile la section droite selon la direction de l'envergure d'une aile complète. Usuellement, on définit un profil d'aile à partir d'un ensemble de paramètres géométriques qui sont : la corde, de longueur c , l'épaisseur $e(x)$, le bord d'attaque et le bord de fuite (voir figure I.1).

L'étude de l'aérodynamique de profils d'aile concerne l'analyse de l'écoulement induit par la présence d'un profil d'aile placé dans un écoulement généralement uniforme, notée \vec{U}_∞ dans la suite de ce mémoire. Soit O un point quelconque de l'espace, on définit le repère aérodynamique (orthonormé direct) $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ tel que \vec{x} et \vec{U}_∞ soient colinéaires. L'orientation est définie de façon à ce que l'angle d'incidence, angle entre la corde et la direction de l'écoulement amont, notée $\alpha(t)$ (voir Fig. I.1), soit positif pour un mouvement de braquage et négatif en piqué. Dans ce repère, on appelle "extrados" la partie supérieure du profil joignant le bord d'attaque au bord de fuite et "intrados" la partie inférieure (voir Fig. I.1). Le profil d'aile a une grande importance dans le comportement aérodynamique de l'aile et de ce fait joue un rôle de premier plan dans sa conception ([80]). Depuis les travaux précurseurs de Eiffel et Joukowski à la fin du 19ème siècle, de nombreuses formes de profil ont vu le jour, avec pour la plupart d'entre elles des justifications qui relèvent plus de talents artistiques que de mécanicien des fluides. L'aérodynamicien a donc pour lourde tâche de déterminer la forme de profil d'aile à adopter pour optimiser les efforts aérodynamiques de contact exercés par le fluide sur l'aile.

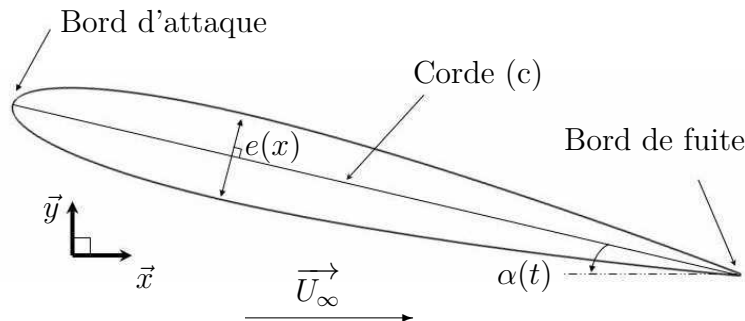


Figure I.1 – Profil d'aile en incidence.

1.2 Efforts

Portance, traînée, moment de tangage

On définit la portance, notée L , comme la projection sur l'axe \vec{y} de la résultante des efforts aérodynamiques s'exerçant sur le profil. Composante normale à la direction de l'écoulement, elle permet la sustentation du profil lorsque qu'elle dépasse son poids (pour un écoulement lointain horizontal). La traînée, notée D , est la projection de la résultante des efforts aérodynamiques dans la direction de l'écoulement \vec{x} . Elle s'oppose au mouvement d'avancement du profil. Enfin, on définit le moment de tangage comme la projection selon l'axe \vec{z} , notée M , du moment calculé au foyer F des efforts aérodynamiques résultants. Le foyer F est défini en considérant un écoulement de fluide parfait autour du profil, il correspond alors au point où le moment de tangage est indépendant de l'incidence $\alpha(t)$ (aux petites variations d'incidence). En régime subsonique, F est situé au quart avant de corde.

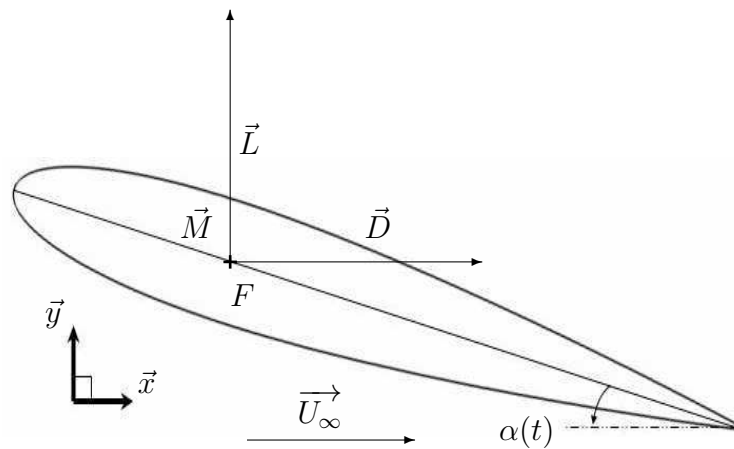


Figure I.2 – Efforts aérodynamiques sur un profil d'aile en incidence

Coefficients de portance, traînée, moment

On considère les coefficients aérodynamiques sans dimension suivant dans l'étude des performances aérodynamique de profil d'aile :

Coefficient de portance	$C_L \equiv \frac{L}{1/2\rho U_\infty^2 c^2}$
Coefficient de traînée	$C_D \equiv \frac{D}{1/2\rho U_\infty^2 c^2}$
Coefficient de moment de tangage	$C_m \equiv \frac{M}{1/2\rho U_\infty^2 c^3}$

2 Généralités sur le décrochage

2.1 Principe de base de la mécanique de profil d'aile : de la sustentation au décrochage

Écoulement de fluide parfait

On considère dans un premier temps l'écoulement de fluide parfait (non-visqueux) autour d'un profil symétrique Naca 0012. L'objectif étant d'une part de familiariser le lecteur avec le mécanisme de sustentation induit par la circulation du champ de vitesse créée au voisinage de l'aile en incidence et d'autre part cela permettra de mieux séparer les effets induits par la viscosité du fluide de ceux résultant de la circulation de l'air le long de la paroi. La figure Fig. 1.3 représente les lignes de courant du champ de vitesse obtenue lorsque l'on place un profil symétrique Naca 0012 en incidence dans un fluide non-visqueux. L'écoulement uniforme incident contourne le profil. En l'absence d'effets visqueux le champ est irrotationnel, il est alors possible de relier la courbure locale des lignes de courant au gradient de pression et par suite à la vitesse locale du fluide. Lorsque les lignes de courant se "resserrent" la pression diminue et la vitesse locale du fluide augmente à l'inverse un "évasement" des lignes de courant traduit un ralentissement du fluide et une augmentation de la pression. On constate donc que le fluide est accéléré fortement au contournement du bord d'attaque à l'extrados du profil. Cette forte accélération, et dans une moindre mesure à l'intrados, crée une circulation globale non-nulle le long de la paroi du profil. Ce mécanisme de génération de circulation est la base du fonctionnement de tout profil aérodynamique. La figure Fig. 1.3 montre l'évolution de la pression le long de la paroi sous la forme du coefficient de pression sans dimension C_p défini par (où la pression p_∞ correspond aux conditions en champ lointain) :

$$C_p(x) \equiv \frac{p(x) - p_\infty}{1/2 \times \rho \times U_\infty^2}$$

Cette figure met en évidence l'effet dit de succion lié à la forte dépression à l'extrados du profil, effet qui est à l'origine de la portance. Enfin, l'écoulement de fluide parfait permet

de mettre en évidence une composante fondamentale de l'aérodynamique de profil d'aile. Il s'agit du fort gradient de pression positif, dans la direction de l'écoulement, créé au niveau du maximum de succion à l'extrados. À partir de ce point, le gradient de pression longitudinal est positif jusqu'au bord de fuite. Cette région de gradient de pression, dit "adverse" car il s'oppose à l'avancement du fluide, joue un rôle majeur dans les écoulements de fluide réel comme nous le verrons plus tard.

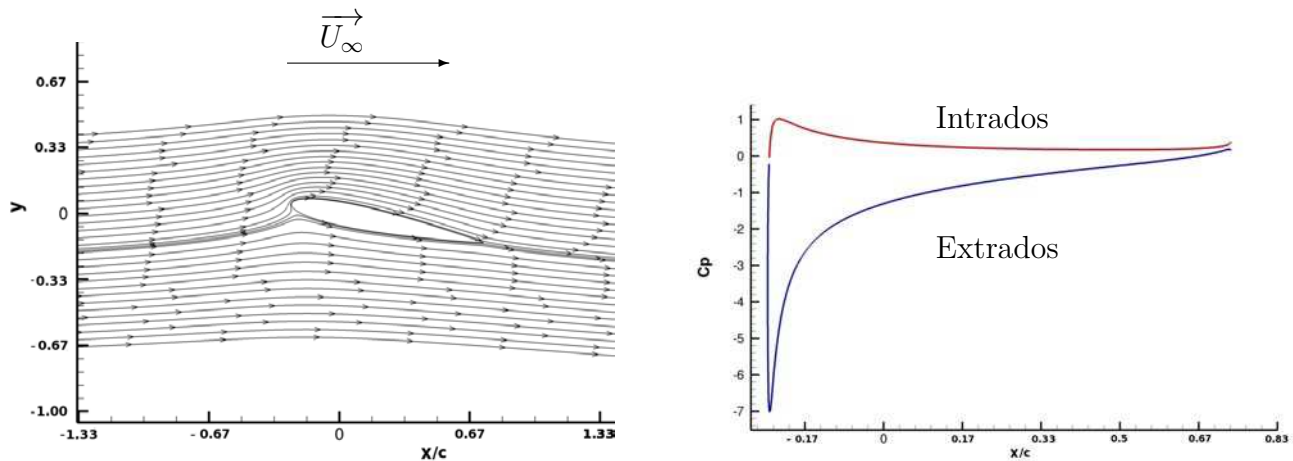


Figure I.3 – Écoulement de fluide parfait autour d'un profil Naca 0012 en incidence, $\alpha = 10^\circ$

Influence de l'angle d'incidence : vers le décrochage

L'analyse en fluide parfait a permis de présenter le principe de base de la génération de portance à l'aide de profil aérodynamique. Dorénavant, sauf mention contraire, nous nous intéresserons uniquement à des écoulements de fluide visqueux. La figure Fig. I.4 extraite d'une étude expérimentale réalisée par McCullough & Gault [101] en 1951 représente l'évolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence pour différentes formes de profil Naca placées à incidence fixe en soufflerie ; le nombre de Reynolds calculé sur la longueur de la corde étant de $Re_c = 5.8 \times 10^6$. On remarque en premier lieu que pour tous ces essais réalisés à hauts nombres de Reynolds, la courbe de portance est linéaire pour une majeure partie de la plage d'angle d'incidence considérée. Cette zone de dépendance linéaire est en parfait accord avec la théorie potentielle en fluide parfait qui prédit une pente de 2π . On constate donc que les effets induits par la viscosité du fluide sur le mécanisme de sustentation restent négligeables aux faibles incidences.

En second lieu il apparaît que l'ensemble des essais met en évidence un maximum dans les courbes $C_L(\alpha)$ aux delà duquel la portance chute et les performances aérodynamiques se dégradent. C'est le phénomène de décrochage qui, comme nous le verrons plus loin, correspond à un décollement de la couche limite qui se développe le long des parois du profil sous l'effet de la viscosité (sans rupture de forme de la géométrie).

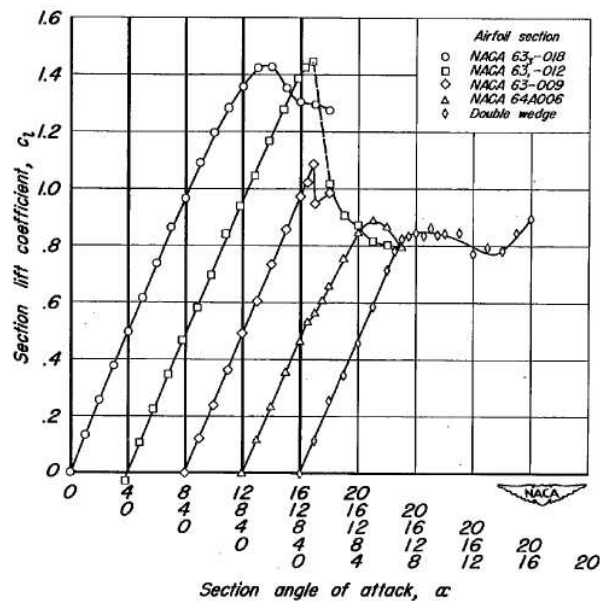


Figure I.4 – Courbes de coefficients de portances en fonction de l'angle d'incidence pour différentes formes de profils Naca, $Re_c = 5.8 \times 10^6$ d'après McCullough & Gault [101]

2.2 Les différents types de décrochage statique

Les études en soufflerie sur la physique du décrochage ont commencé véritablement à partir des années 30 par de l'observation directe visant principalement à identifier les effets du nombre de Reynolds et l'importance de la couche limite dans ce phénomène complexe. En 1931, Jacobs émet l'hypothèse d'un lien direct entre la forme de la courbe de portance en fonction de α au voisinage du décrochage et la présence d'un décollement de la couche limite turbulente à l'extrados du profil. En 1933 Millikan et Klein [104] mettent en évidence l'effet positif sur le maximum de portance d'une transition anticipée (forcée par une excitation extérieure quelconque) de la couche limite vers l'état turbulent avant la position correspondant au décollement laminaire en l'absence de forçage. Ces observations sont les premières à démontrer le rôle majeur de la couche limite et notamment de la transition sur le décrochage. La couche limite turbulente

résistant d'avantage au décollement.

A la même époque, Jones [59] [60] s'intéresse à l'importance de la forme, notamment de l'épaisseur du profil, sur le décrochage. De cette première tentative de classification des comportements au décrochage il ressort trois différents types de décrochage, suivant la nature du décollement de la couche limite. Ils isolent ainsi, deux types de décrochage dits de bord d'attaque et un décrochage de bord de fuite. Cependant, Jones [59] [60] n'avait à sa disposition que des mesures d'efforts globaux et de pression pariétales rendant difficile toute corrélation entre les types de décrochage observés et la dynamique de couche limite. Ils suggèrent néanmoins pour la première fois la présence d'une zone de recirculation laminaire localisée au voisinage du bord d'attaque, observation qui passa relativement inaperçue à l'époque. En 1937, Jacobs et Sherman [56] décrivent l'importance de la couche limite laminaire et turbulente sur les décrochages de bord d'attaque et de bord de fuite. Ces résultats seront étayés en 1938 par Loftin et Bursnall [81] à partir des essais expérimentaux de Von Doenhoff et Tetervin [158]. Ils montrent alors l'importance de la présence d'une zone de recirculation laminaire localisée au bord d'attaque sur les effets Reynolds pour différents types de profil.

En 1951, McCullough & Gault [101] affinent la classification introduit par Jones[59][60] en apportant des clarifications sur le rôle prépondérant de la zone de séparation laminaire de bord d'attaque, couramment désignée comme bulbe de décollement laminaire (BDL), sur le décrochage de bord d'attaque. Leur classification regroupe :

- le décrochage de bord de fuite pour les profils les plus épais,
- le décrochage de bord d'attaque pour les profils d'épaisseur modérée,
- le décrochage dit “de profil mince”.

Le décrochage de bord de fuite

Ce type de décrochage est typique des profils épais (d'épaisseur supérieure ou égale à $0.15c$), voir profil Naca 63₃-018 de la figure I.4. La courbe de portance en fonction de l'incidence α reste continue et à variations faibles sur toute la plage d'angles d'attaques considérée. Des visualisations de la couche limite pendant la montée en incidence montrent qu'elle reste attachée jusqu'à $\alpha = 10^\circ$ où un décollement turbulent apparaît au bord de fuite à l'extrados du profil. Ce décollement remonte progressivement à mesure que l'incidence augmente. Au maximum de portance, la moitié de l'aile est décollée et la progression du décollement vers le bord d'attaque continue après ce point, et ce, à la même vitesse que précédemment, par conséquent le pic de portance est arrondi sur la courbe. La suite d'évènements conduisant vers l'état pleinement

décollé commence à $\alpha = 10^\circ$ et donc bien avant le maximum de portance à $\alpha = 13^\circ$. La progression du décollement vers le bord d'attaque qui entraîne le décrochage est ici graduelle et continue.

Le décrochage de profil mince

Ce type de décrochage concerne avant tout les profils d'épaisseur faible (inférieure à $0.09c$) ainsi que tous les profils à bord d'attaque biseauté. Le profil "double wedge" de la figure I.4 représente ce type de décrochage. À forte incidence, l'écoulement laminaire qui se développe depuis le point d'arrêt ne peut négocier le contournement du bord d'attaque sans décoller, l'écoulement recolle rapidement en aval. À mesure que l'angle d'incidence augmente le point de recollement se déplace progressivement vers le bord de fuite qu'il atteint à l'incidence à portance maximale. Une fois l'incidence critique dépassée, l'augmentation de l'incidence entraîne une légère et progressive diminution de la portance puis elle augmente à nouveau avec l'apparition d'un régime d'écoulement correspondant à une allée tourbillonnaire dans le sillage.

Le décrochage de bord d'attaque

Le décrochage de bord d'attaque est une caractéristique des profils à épaisseur modérée (profil symétrique avec une épaisseur comprise entre $0.09c$ et $0.15c$). Sur la figure I.4, les profils Naca 63-012 et 63-009 illustrent ce type de décrochage. Les efforts (ainsi que les moments, non représentés ici) montrent une forte chute et une discontinuité au passage du décrochage. Les auteurs rapportent une augmentation continue du pic de succion au bord d'attaque du profil avec l'incidence jusqu'à l'incidence critique où une forte chute est alors observée. Après cette chute de succion de bord d'attaque le champ de pression est redistribué uniformément à l'extrados, situation typique des écoulements pleinement décollés. Dans le cas du profil Naca 63-012 la perte de portance observée est si violente qu'elle oblige les expérimentateurs à réduire la vitesse de la soufflerie au décrochage sous peine d'endommagement.

Le décrochage de bord d'attaque est très brutal (il se produit sur 1°). Il constitue le scénario le moins bien documenté et le plus difficile à prévoir. La difficulté majeure dans la prévision des mécanismes responsables de l'apparition brutale du décrochage de bord d'attaque tient au fait que l'ensemble de phénomènes concernés se produisent dans la région de bord d'attaque où la couche limite est peu développée et les mesures proches paroi très compliquées à réaliser. En outre, le caractère instationnaire de l'écoulement dans cette région, siège de la transition de l'état laminaire vers l'état turbulent, joue un rôle majeur dans le processus de décrochage. Enfin,

comme nous le verrons plus loin, la topologie de l'écoulement et le processus de décollement complexe de la couche limite à l'extrados du profil que l'on observe au cours du décrochage de bord d'attaque sont intimement liés, pour ne pas dire identiques, à ceux que l'on rencontre dans le décrochage dynamique pour des écoulements à nombre de Reynolds modérés (inférieurs à 10^6).

Comme énoncé précédemment, le décrochage de bord d'attaque semble piloté par une zone d'écoulement laminaire décollé située proche du bord d'attaque. La formation du BDL est fonction du gradient de pression adverse présent à l'extrados du profil d'aile en incidence. Plus précisément, depuis le point d'arrêt, l'écoulement incident développe une couche limite vers l'extrados et l'intrados du profil sous l'effet de la viscosité. Cette couche limite est d'abord dans un état laminaire et, dans un premier temps astreinte à un gradient de pression favorable (gradient de pression créée principalement par la déformation du champ potentiel extérieur à la couche limite par la présence du profil, voir courbe de C_p en fluide parfait I.3). Cependant au passage du point de succion maximal (minimum de C_p à l'extrados sur la courbe de la figure I.3) le gradient de pression change de signe et la couche limite laminaire doit faire face à un fort gradient de pression adverse (GPA). La couche limite laminaire est alors susceptible de décoller, entraînant la formation d'une zone de recirculation laminaire très instable. Généralement, la transition vers la turbulence intervient très rapidement après le point de décollement laminaire. La couche limite turbulente qui se développe est plus à même de supporter le GPA et recolle généralement très vite à la paroi, formant un BDL fermé. Ces explications sur la formation du BDL en présence d'un GPA n'ont pas vocation à être exhaustives ici. Cette première présentation permet d'introduire le rôle fondamental du BDL dans la dynamique de décrochage et plus particulièrement dans le décrochage de bord d'attaque. Pour plus de détails se reporter à la section consacrée au BDL 4.2.

Le BDL ainsi formé est stable aux angles d'attaques inférieurs à l'angle critique de décrochage. Cependant, dès que l'angle d'incidence critique de décrochage statique est dépassé le processus de recollement turbulent échoue ce qui a pour conséquence directe la formation de l'écoulement massivement décollé, c'est le décrochage. McCullough & Gault [101] ont pu observer la formation du BDL au bord d'attaque du profil Naca 63-0012. Néanmoins sa très faible taille (inférieure à 1% de la longueur de la corde) rend toute interprétation à son échelle très hasardeuse à l'aide des moyens de l'époque. Ce mécanisme de décrochage brutal depuis le bord d'attaque, et les incompréhensions qui lui sont attachées, sont très proches de ceux rencontrés dans le décrochage dynamique.

2.3 Le décrochage dynamique

Cas de l'aile en mouvement de tangage, application à l'aérodynamique de l'hélicoptère

Comme nous venons de le voir les effets liés à la viscosité jouent un rôle important dans l'aérodynamique des profils d'ailes, et par l'intermédiaire du phénomène de décrochage constituent bien souvent une limite supérieure des domaines de vol des aéronefs. En pratique, l'aile est souvent animée d'un mouvement qui peut être complexe au passage de l'angle critique de décrochage statique présenté ci-dessus. Les effets dynamiques créés par la paroi mobile peuvent être importants dans l'établissement du décrochage et entraîner des écarts significatifs avec la phénoménologie menant à la perte de performance brutale exposée ci-dessus, on parle alors de décrochage dynamique (ou *dynamic stall* en anglais). Si de nos jours on rencontre le décrochage dynamique dans de nombreuses applications industrielles (par exemple en turbo-machine ou au niveau des pales d'éoliennes) historiquement c'est son implication dans l'aérodynamique de pales d'hélicoptère qui a interpellé la communauté scientifique sur ce phénomène. Ainsi, l'écoulement incident en amont d'une pale d'hélicoptère en vol d'avancement est très complexe et marqué par une dynamique instationnaire forte. Au cours d'un cycle de rotation, une pale du rotor principal de l'hélicoptère est soumise à des conditions amont très différentes. Ainsi, comme on peut le voir sur l'illustration I.5, la pale "avançante" (dont la vitesse est orientée dans le sens opposé à l'écoulement amont) est soumise à des vents forts alors que la pale "reculante" (dont la vitesse est orientée dans la direction de l'écoulement amont) doit faire face à des vents beaucoup plus faibles. Par conséquent, les efforts aérodynamiques, et notamment la portance, sont plus importants sur la pale dans la phase d'avancement que dans la phase de retour créant un déséquilibre dangereux à la fois pour la stabilité de l'appareil en vol et la pérennité des structures constituant le rotor. Pour pallier à ce problème, la pale évoluant dans la phase de retour est volontairement mise en incidence forte dans l'écoulement (autour de l'articulation de battement) dans l'espoir de combler la perte d'effort liée à la diminution de la célérité de l'écoulement amont (voir influence de l'angle d'incidence Fig. I.4). Si globalement sur un cycle l'effet recherché est positif, la pale reculante est maintenant placée à haute incidence dans un écoulement à faible vitesse entraînant inéluctablement l'apparition du décrochage dynamique. Comme on peut l'imaginer le décrochage dynamique subi par la pale reculante en vol d'avancement est l'un des principaux points limitant le domaine de vol des hélicoptères.

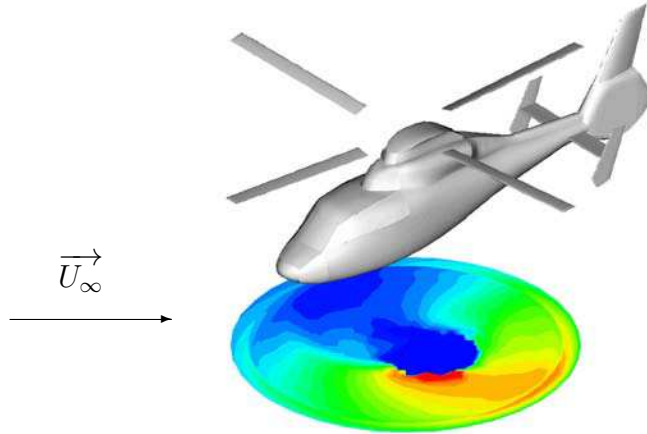


Figure I.5 – Illustration du vol d’avancement d’un hélicoptère avec variation de l’angle d’incidence des pales par modification du pas.

De la pale d’hélicoptère au profil oscillant, phénoménologie du décrochage dynamique

Au début des années 70, McCroskey & Fisher [95] réalisent une campagne d’essais expérimentaux autour d’un rotor d’hélicoptère placé en soufflerie. Ils comparent ensuite ces mesures avec celles obtenues autour d’un profil oscillant. Ils parviennent à la conclusion que le décrochage dynamique de pale d’hélicoptère peut être reproduit avec le modèle simple du profil oscillant en adoptant une loi angulaire sinusoïdale de faible fréquence, grande amplitude et incidence moyenne élevée. Par la suite, la configuration de profil oscillant avec une loi sinusoïdale autour à forte incidence a été majoritairement utilisée dans l’étude du décrochage dynamique.

On peut dès à présent noter les principales différences entre les décrochages statique et dynamique. La Fig. I.6 illustre l’évolution du coefficient de portance obtenue expérimentalement sur un profil OA209 pour un nombre de Reynolds de $Re_c = 1.8 \times 10^6$. La courbe rouge retrace l’historique de portance obtenue lorsque le profil est placé à incidence fixe dans la soufflerie alors que la courbe verte correspond aux données issues d’un mouvement oscillant d’amplitude de l’ordre de 10° autour de l’angle critique d’apparition du décrochage statique. Ces résultats mettent bien en évidence les principales différences entre décrochages statique et dynamique. À savoir :

1. Un retard à l’apparition du décrochage dynamique par rapport au cas statique (l’angle critique de décrochage dynamique est plus grand que l’angle critique statique).

2. Un pic de portance à l'apparition du décrochage.
3. Un effet d'hystérésis fort entre la montée à haute incidence et le retour vers les incidences sous-critiques.

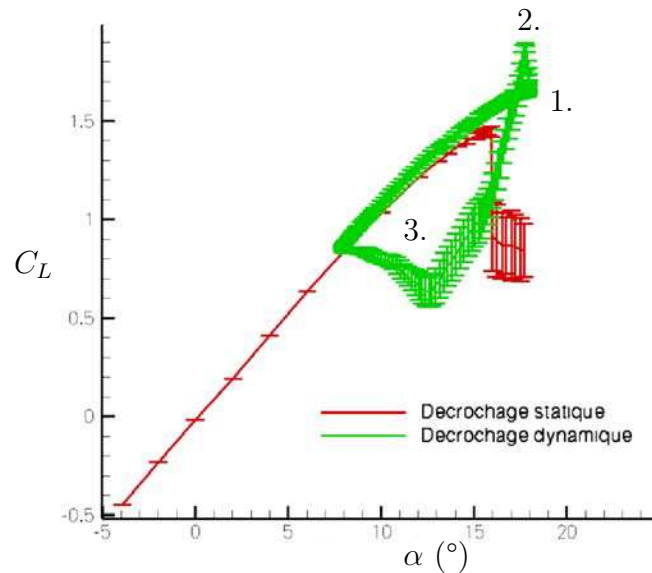


Figure I.6 – Courbe de portance en fonction de l'angle d'incidence, comparaison décrochage statique et dynamique (profil OA209, $Re_c = 1.8 \times 10^6$) [115]

Les premières études sur profil oscillant ([97],[99], [100]) montrent que ces différences ont pour origine la formation d'une structure tourbillonnaire très énergétique au niveau du bord d'attaque (appelé Leading-Edge-Vortex (LEV) en anglais). Cette réponse forte de l'écoulement visqueux aux effets instationnaires induits par la paroi en mouvement est une caractéristique majeure du décrochage dynamique et fera l'objet d'une description plus approfondie en partie 2.4 de ce chapitre.

Influence des paramètres caractéristiques sur le décrochage dynamique

Comme le souligne McCroskey dans sa revue détaillée sur l'aérodynamique instationnaire autour d'un profil d'aile [98], si l'écoulement autour d'un profil placé à haute incidence est toujours enclin à un certain degré d'instationnarité, le cas du décrochage dynamique semble plus complexe en raison d'une dépendance vis-à-vis d'un nombre plus important de paramètres. En reprenant la liste dressée en introduction :

- La forme du profil.
- Le nombre de Mach à l'infini amont, $M_\infty = \frac{U_\infty}{\sqrt{\gamma r T_\infty}}$

- La fréquence réduite, $k = \frac{\pi fc}{U_\infty}$
- L'angle moyen et l'amplitude angulaire, α_0 et α_1
- Le nombre de Reynolds, $Re_c = \frac{U_\infty \times c}{\nu}$

Cette liste, bien que couramment retenue, n'est pas exhaustive. On pourrait ajouter à ces paramètres relatifs au champ moyen une donnée relative aux champs fluctuant (comme par exemple, le niveau de turbulence extérieure) et aux problèmes d'installation en soufflerie par exemple.

La forme du profil : La forme du profil peut avoir de l'importance dans certaines situations. Son influence sur les caractéristiques aux décrochages n'est pas simple à déterminer. On se contentera ici de renvoyer le lecteur à la partie 2.2 de ce chapitre où les différents types de décrochages statiques sont présentés et mis en rapport avec l'historique de décollement de la couche limite à l'extrados du profil (qui dépend fortement de la forme de celui-ci).

Le nombre de Mach : Les effets de compressibilité sur l'aérodynamique de profil d'aile ont fait et font toujours actuellement l'objet de nombreuses études notamment pour leur importance en régime transsonique (régime de vol pour l'aviation civil). Dans le cadre de la problématique du décrochage, on retiendra l'étude complète réalisée par Carr [17] à l'issue de laquelle il apparaît que les effets de compressibilités sont faibles tant que $M_\infty < 0.2$, et importants au-delà (avec l'apparition de zone sonique voir de choc au bord d'attaque). Dans la suite de ce mémoire nous considérerons uniquement des configurations pour lesquelles $M_\infty < 0.2$ et de ce fait nous ne nous préoccuperont pas des effets de compressibilité sur le décrochage dynamique.

La fréquence réduite : La fréquence réduite k peut être vue comme le rapport entre le temps d'advection nécessaire au parcours de la longueur de la demi-corde ($\frac{c}{2U_\infty}$) au temps caractéristique introduit par le mouvement (la période d'oscillation ici, $T = \frac{1}{f}$). Elle permet de quantifier le niveau d'instationnarité introduit par le mouvement du profil dans le champ potentiel uniforme \vec{U}_∞ . Une fréquence réduite non-nulle peut avoir des conséquences aussi bien à grande échelle (sur l'écoulement potentiel entourant le profil) qu'à petite échelle (sur la dynamique de couche limite). Dans cette partie, nous présenterons uniquement la dépendance des caractéristiques aérodynamiques du décrochage vis-à-vis de k , en laissant l'analyse détaillée pour la partie 2.4 de ce chapitre. Les expériences réalisées au cours des années 70 et 80 par les équipes de McCroskey ([99], [100], [96]) ont fondé les bases des connaissances actuelles sur l'influence du paramètre k sur l'aérodynamique du décrochage dynamique. La Fig.I.7 illustre les principaux résultats obtenus durant leurs campagnes d'essais réalisées autour d'un profil

Naca-0012 en oscillation de tangage ($\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha_1 \sin(2\pi ft)$, avec $\alpha_0 = 15^\circ$ et $\alpha_1 = 10^\circ$) à $Re_c = 2.5 \times 10^6$. Les courbes de coefficient aérodynamiques tracées en fonction de l'angle d'incidence (Fig. I.7(a)) montrent qu'une augmentation de la fréquence réduite k augmente le pic d'efforts et moments constatés en décrochage dynamique. Le retour vers l'écoulement attaché à faible incidence est retardé et la boucle d'hystérésis élargie avec l'augmentation de k . Sur les représentations temporelles, on peut noter une rupture de pente des courbes d'effort normal (noté " $C_{N_{surge}}$ " sur la Fig. I.7(b)) juste avant le déclenchement du décrochage en moment (" $C_{M_{Roll-off}}$ " sur la Fig. I.7(b)) pour toutes les valeurs de k . De plus sur ces dernières représentations, on peut constater que non seulement les pics d'efforts et moments sont plus importants lorsque la fréquence réduite de tangage augmente, mais également que la part du cycle pendant laquelle les efforts sont maximum est plus importante. La portance moyenne sur un cycle de tangage est donc plus élevée lorsque la fréquence réduite augmente. Ce dernier point est intéressant dans l'optique d'amélioration des conditions de vol en mouvement de tangage bien qu'il soit à noter que la traînée se trouve aussi accrue par la fréquence de tangage. Les conclusions dressées ci-dessus sont largement retrouvées dans les études expérimentales plus récentes sur profil en configuration de décrochage dynamique (voir les expériences exhaustives de Piziali [121], ou plus récemment encore Lee & Gerontakos [76], Mulleners *et al.* [107]).

Effets d'une modification de α_0 et α_1 : Les paramètres angulaires α_0 et α_1 ont une influence forte sur le décrochage dynamique principalement à travers l'incidence maximale atteinte pendant le mouvement. La figure I.8, extraite de [97], représente l'évolution des coefficients aérodynamiques globaux au cours du décrochage dynamique pour différentes valeurs des paramètres angulaires ($\alpha_1 = 10^\circ$ et $\alpha_0 = 3^\circ, 4^\circ, 5^\circ$ et 10° , de gauche à droite sur la figure) du mouvement de tangage ($k = 0.1$) autour d'un profil Naca-0012 à $Re_c = 4.2 \times 10^6$ et $M_\infty = 0.3$. Bien que ce nombre de Mach relativement élevé puisse introduire des différences significatives dans l'établissement du décrochage par rapport aux cas présentés précédemment, la dépendance vis-à-vis de l'angle d'incidence maximale est conforme aux essais à plus bas Mach ([97]). Pour $\alpha_0 = 3^\circ$, il n'y a pas de décrochage (l'angle critique de décrochage statique n'est pas dépassé) et la couche limite reste attachée sur tout le profil pendant le mouvement. L'écoulement est en accord avec la théorie classique du potentiel linéarisé. Pour $\alpha_0 = 4^\circ$, la couche limite commence à se séparer au bord de fuite, entraînant une déformation du moment de tangage lors de la phase descendante. Cet angle d'incidence constitue la borne supérieure du domaine de vol sans apparition d'effets négatifs sur la traînée et le moment de tangage, c'est la limite de décrochage. Les cas $\alpha_0 = 5^\circ$ et $\alpha_0 = 10^\circ$ représentent tous les deux des configurations de décrochage dynamiques avec l'apparition de la boucle d'hystérésis et le moment piqueur caractéristiques.

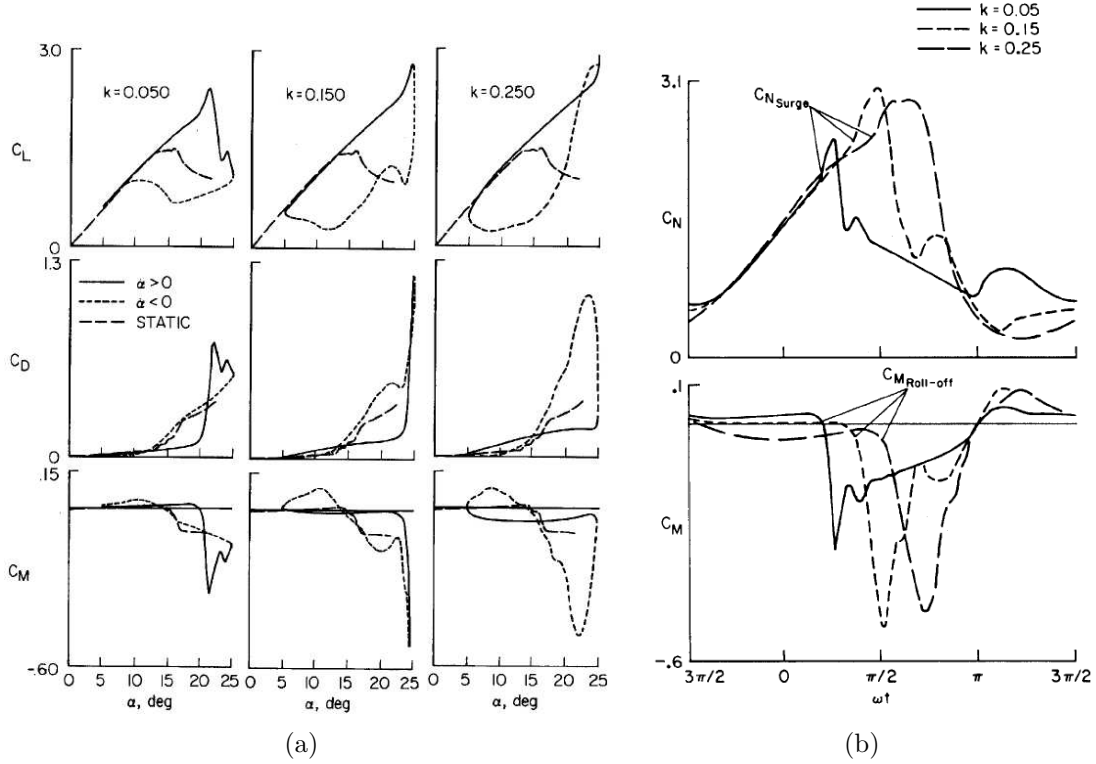


Figure I.7 – Influence de la fréquence réduite k , en fonction de l'incidence I.7(a) et du temps I.7(b)

Cependant, pour $\alpha_0 = 5^\circ$, la boucle d'hystérésis est nettement moins large et la surportance ainsi que le moment piqueur beaucoup plus faibles que pour $\alpha_0 = 10^\circ$. On parle de décrochage dynamique léger dans le premier cas et profond dans le second. Ces deux états correspondent à deux topologies d'écoulement moyen aux abords de l'incidence maximale très différentes. Notamment, l'épaisseur de couche limite est de l'ordre de l'épaisseur du profil dans le premier cas alors qu'elle est de la taille de la longueur de la corde dans le cas du décrochage dynamique profond [98]. Cette classification entre *light stall* et *deep stall*, introduite par McCroskey [97] a été largement reprise par la suite (Ericsson & Redding [39], Lee & Gerontakos [76], Ol *et al.* [113], Wang *et al.* [160], Garmann & Visbal [42], Bernal *et al.* [6]) et réactualisée au regard des connaissances récentes par Mulleners *et al.* [109].

2.4 Leading Edge Vortex (LEV)

La section précédente a permis de présenter les principaux résultats concernant l'aérodynamique de profil d'aile proche du décrochage et en situation de décrochage dynamique. L'accent

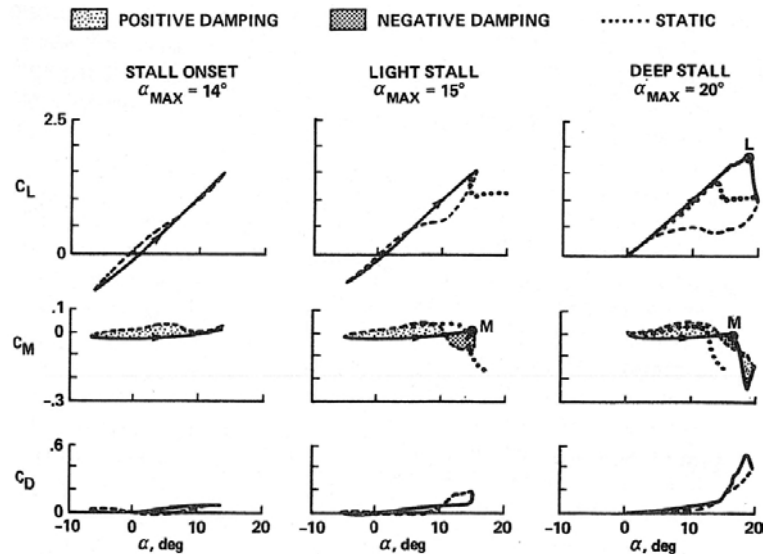


Figure I.8 – Variation des efforts et moments aérodynamiques avec l’angle d’incidence maximal atteint au cours du décrochage dynamique, extrait de [97]

a volontairement été porté sur l’évolution des quantités aérodynamiques globales et notamment sur l’influence des nombreux paramètres entrant en jeu dans ce type d’écoulement complexe. Dans cette section, nous allons tenter de fournir plus d’informations concernant les connaissances actuelles sur la topologie de l’écoulement autour de l’aile en incidence de décrochage.

De nombreuses études à la fois numériques et expérimentales (Johnson & Ham 1972 [58]; Martin *et al.* 1974 [85]; McCroskey & Philippe 1974 [96]; McCroskey, Carr & McAlister 1976 [99]; Carr, McAlister & McCroskey 1977 [18]; McAlister, Carr & McCroskey 1978 [94]; McCroskey *et al.* 1981 [97]; Chow & Chiu 1986 [23]; Jumper, Schreck & Dimmick 1987 [63]; Ericsson & Reding 1988 [39]; Jumper 1988 [144]; Jumper, Dimmick & Allaire 1989 [64]; Park, Kim & Lee 1989 [117]; Srinivassan, Ekaterinaris & McCroskey 1993 [143]; Schreck, Faller & Helin 1994 [135]; Chandrasekhara & Carr 1990 [21]; Lober, Carta & Covino 1992 [82]; Panda & Zaman 1994 [116]; Ko & McCroskey 1997 [67]; Lee & Basu 1998 [75]) ont montré qu’un élément prépondérant du décrochage dynamique est la formation, le détachement et l’advection le long de l’extrados du profil d’une structure tourbillonnaire très énergétique depuis le bord d’attaque (LEV). L’évolution de cette structure au cours du décrochage dynamique est illustrée à la figure I.9 adaptée de Leishman [77]. La surportance observée au cours du décrochage dynamique par rapport au cas statique est la conséquence directe de l’advection du LEV le long de l’extrados (*Stage 2-3* sur la figure I.9). Le LEV est advecté en “suivant” [33] le profil et par conséquent

ne modifie pas trop le pic de succion au bord d'attaque par contre la dépression à l'extrados se trouve accrue par la présence de LEV ce qui entraîne le surcroît de portance observé. Ainsi certains auteurs (Francis & Keesee [41], Helin [134]) y voient très vite un potentiel dans l'amélioration de la manoeuvrabilité des appareils en situation de condition extrêmes. Cependant, une fois le LEV parvenu au bord de fuite, il est évacué dans le sillage. Il s'en suit une forte chute de portance (*Stage 3-4* sur la figure I.9). L'écoulement recolle au bord d'attaque avec la diminution de l'angle d'incidence (*Stage 5* sur la figure I.9). En 1994, Doligalski *et al.* [33] entreprennent une revue des différents mécanismes d'interaction entre structures tourbillonnaires et paroi en présence d'écoulements irrotationnels. Le LEV généré au cours du décrochage dynamique y occupe une place de choix. Ils s'intéressent principalement aux mécanismes d'interactions entre le LEV et l'écoulement irrotationnel environnant. Ils en arrivent à la conclusion suivante, pour des nombres de Reynolds supérieurs à environ ($Re_c \approx 10^5$), ils observent une interaction forte entre le LEV et le champ irrotationnel extérieur qui conduit à l'éjection du LEV loin de la paroi et son évacuation rapide.

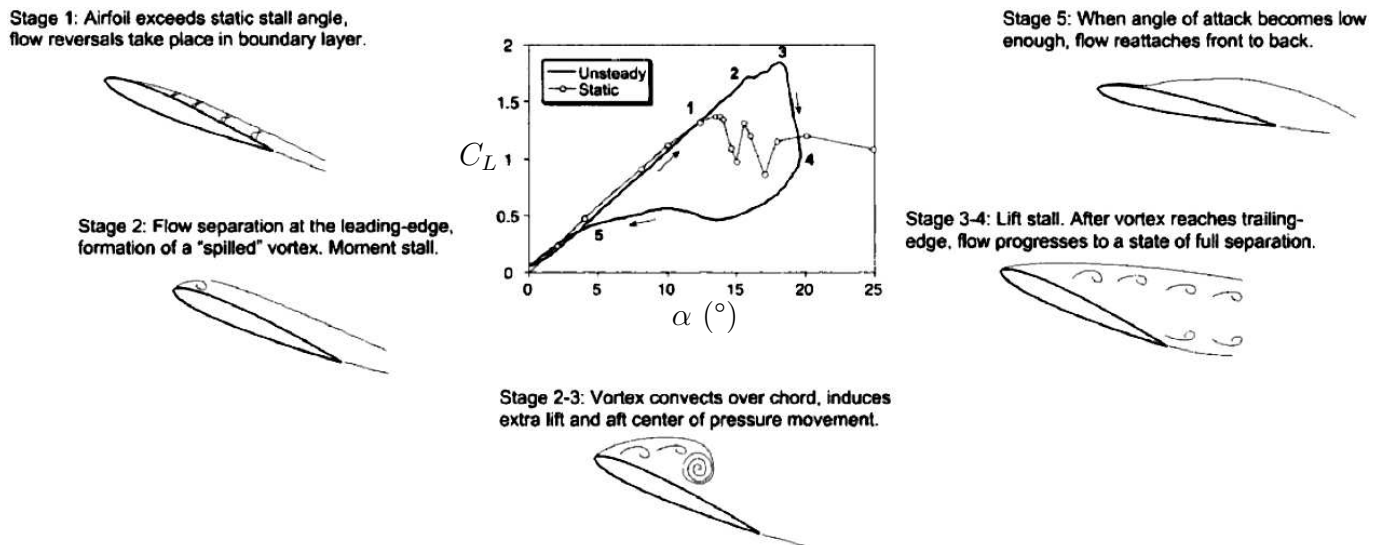


Figure I.9 – Schématisation de la topologie de l'écoulement à l'extrados du profil lors du décrochage dynamique, adapté de Leishman [77]

Récemment, Lee & Gerontakos [76] réalisent une série d'essais expérimentaux autour d'un profil Naca-0012 en oscillation de tangage à $Re_c = 1.35 \times 10^5$. L'objectif de l'étude est de suivre l'évolution des quantités caractéristiques de la couche limite (point de séparation, transition, recollement) et des évènements typiques du décrochage dynamique (formation, évacuation du

LEV, recollement, décollement de bord de fuite) à l'aide de moyens expérimentaux précis. Ils réalisent également des essais de décrochage statiques. Pour ce nombre de Reynolds, le profil Naca-0012 est sujet au décrochage statique de bord d'attaque qui est attribué à l'échec du processus de recollement d'un BDL et donc à sa croissance rapide, éclatement, vers le bord de fuite. Par contre ni le décrochage dynamique profond ni le décrochage léger ne sont dus à l'éclatement du BDL. En décrochage dynamique profond, un LEV se forme après un décollement turbulent de la couche limite en aval du recollement dans le BDL, il est ensuite advecté et conduit au décrochage. Dans le cas du décrochage dynamique léger, le LEV n'a pas le temps de se former. Pour ces derniers essais, le décrochage est attribué à la remontée d'un courant de retour depuis le bord de fuite. Finalement, ces essais mettent en évidence l'importance de la dynamique de bord d'attaque, et plus particulièrement du LEV, dans la phénoménologie du décrochage. Ainsi, le rapport entre le temps caractéristique du mouvement et les échelles de temps caractérisant la formation du LEV et son advection le long de l'extrados détermine le scénario et donc l'historique des efforts aérodynamiques au cours du décrochage qui se produit à la mise en mouvement du profil.

La génération d'un LEV joue un rôle important dans la dynamique des Micro Air Vehicles [6] (MAV, véhicules légers de moins de 200g et 15cm d'envergure) dont l'intérêt croît ces dernières années, notamment dans le domaine de la surveillance et de la reconnaissance. Si le principe de génération de portance instationnaire par le LEV présente le même intérêt que pour l'aérodynamique des pales d'hélicoptères, les MAV et autres dispositifs de vol à aile battantes [120] évoluent à plus bas nombre de Reynolds (généralement $Re_c \leq 10^4$).

Les effets du nombre de Reynolds sur l'aérodynamique de profil d'aile à incidence fixe proche du décrochage ont été passés en revue par Lissaman [80]. Il semblerait que jusqu'à $Re_c = 10^7$, deux régimes d'écoulements distincts peuvent être isolés. L'évolution de la finesse maximale ($\frac{C_L}{C_D \max}$) en fonction du nombre de Reynolds suggère clairement un changement de régime à partir de $Re_c = 7 \times 10^4$. De plus, ce changement n'existe pas lorsque la surface du profil est rugueuse et l'écoulement pleinement turbulent à l'extrados du profil. La transition de la couche limite à l'extrados est donc naturellement au centre des préoccupations autour de l'aérodynamique à Reynolds modéré.

Plus précisément, Lissaman rappelle l'importance du rôle du décollement laminaire au bord d'attaque et de la création éventuelle d'un BDL. Ainsi, pour $Re_c < 3 \times 10^4$, la couche limite laminaire décolle au bord d'attaque, sous l'effet du GPA, mais le nombre de Reynolds est trop

faible pour qu'une instabilité hydrodynamique n'enclenche la transition vers la turbulence. Pour ces nombres de Reynolds, le décollement laminaire s'étend donc sur tout l'extrados jusque dans le sillage. Lorsque le nombre de Reynolds augmente la transition est susceptible de se produire après le point de décollement laminaire et un BDL se crée. Si le nombre de Reynolds est trop faible ($Re_C < 7 \times 10^4$) le BDL s'étend sur une grande partie de l'extrados, il est alors qualifié de BDL "long" et modifie sensiblement la répartition de pression sur le profil d'aile (voir partie 4.2). Avec l'augmentation du nombre de Reynolds ($Re_c > 7 \times 10^4$) la transition se produit plus rapidement après le point de décollement, un BDL "court" se forme; il n'a qu'une influence locale sur la répartition de pression à l'extrados. Cette dichotomie entre BDL "long" et "court" n'est pas uniquement fonction du nombre de Reynolds et dépend également de l'intensité du GPA local créé au bord de fuite. Ainsi, à nombre de Reynolds fixé, la forme du profil ou l'angle d'incidence ont une influence forte sur la nature du BDL à l'extrados [15]. Lorsque le nombre de Reynolds augmente encore l'équilibre entre BDL "court" et "long" devient marginal et l'éclatement du BDL "court" est susceptible d'être initié par le moindre changement de condition extérieure à l'écoulement de couche limite en proche paroi. La physique mise en jeu au cours de l'éclatement reste encore mal comprise [89].

Nous venons de voir comment la création d'une région d'écoulement décollée au bord d'attaque (BDL) et son interaction avec le champ irrotationnel extérieur à forte incidence constitue un point d'importance capitale dans la compréhension des écoulements de profil d'aile à incidence fixe. Dans le cas où l'aile est mise en mouvement de tangage (décrochage dynamique), la création d'un LEV énergétique advecté au cours du décrochage distingue assez nettement ce régime transitoire de décrochage (notamment sur l'évolution des efforts aérodynamiques) de celui obtenu dans le cas statique. Une hypothèse couramment avancée sur la création du LEV est qu'elle est initiée par l'éclatement du BDL [99] lorsqu'il est présent avant l'incidence critique de décrochage statique. L'écoulement dans la région de bord d'attaque relève de la mécanique des fluides fondamentale [80] et regroupe des phénomènes physiques encore mal compris (couche limite avec GPA, BDL, BDL "bursting") dont nous allons tenter de dresser un état des connaissances dans la partie suivante.

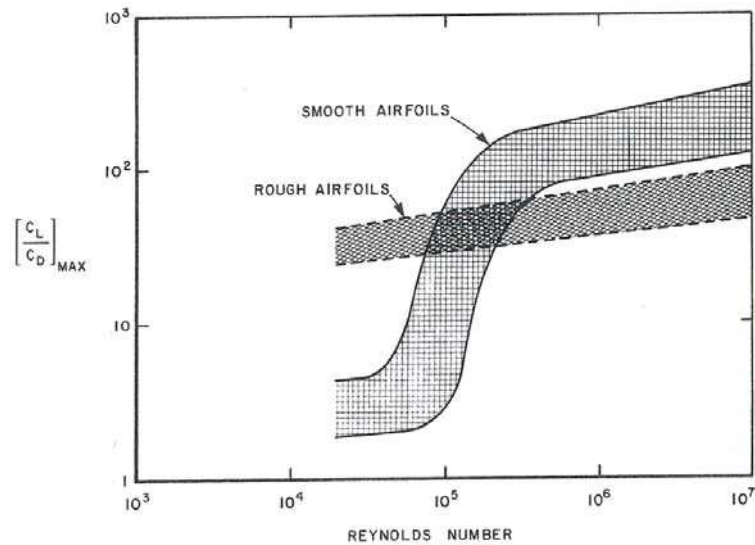


Figure I.10 – Influence du nombre de Reynolds sur l’aérodynamique des profils bas Reynolds ($Re_c < 10^7$), d’après Lissaman [80]

3 Rappel sur la couche limite turbulente en équilibre, sans gradient de pression

Avant de passer en revue les difficultés liées à la couche limite qui se développe à l’extrados du profil en incidence, il semble important de présenter quelques points fondamentaux sur la couche limite turbulente en équilibre (sans gradient de pression adverse et sur plaque plane). On pourra alors mieux apprécier les difficultés induites par la présence de la paroi courbe et du gradient de pression adverse à l’extrados du profil.

3.1 Echelles de longueur et de vitesse dans les couches limites turbulentes

Le formalisme classique décrit ci-après est basé sur des considérations d’analyse dimensionnelle et des hypothèses valables en situation de couche limite turbulente pleinement développée ainsi que sur des observations phénoménologiques issues de l’expérience. Ces hypothèses doivent être validées par confrontation avec l’expérience pour notamment déterminer les valeurs des constantes qui apparaissent.

On distingue généralement deux zones d’échelles de vitesse et de longueur caractéristiques différentes dans une couche limite turbulente sur paroi lisse. La *zone interne*, proche paroi,

I.3 Rappel sur la couche limite turbulente en équilibre, sans gradient de pression

dominée par le frottement pariétal ($\tau_p = \mu(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y})_{paroi}$) et la *zone externe* relativement éloignée de la paroi. Voir la figure I.11 issue de Chassaing [22].

Dans la *zone externe*, le frottement pariétale a une influence négligeable devant les échelles spatio-temporelles caractéristiques qui sont $(\bar{U}_\infty, \delta(x))$, où $\delta(x)$ représente l'épaisseur conventionnelle de couche limite. Dans la région de sillage, la plus éloignée de la paroi, le profil de vitesse suit une loi déficitaire.

Dans la *zone interne* l'échelle de vitesse caractéristique est déterminée à partir de la valeur du frottement pariétale. On distingue trois régions suivant la distance à la paroi : la sous-couche visqueuse (loi linéaire), sous-couche logarithmique (loi log), la zone tampon.

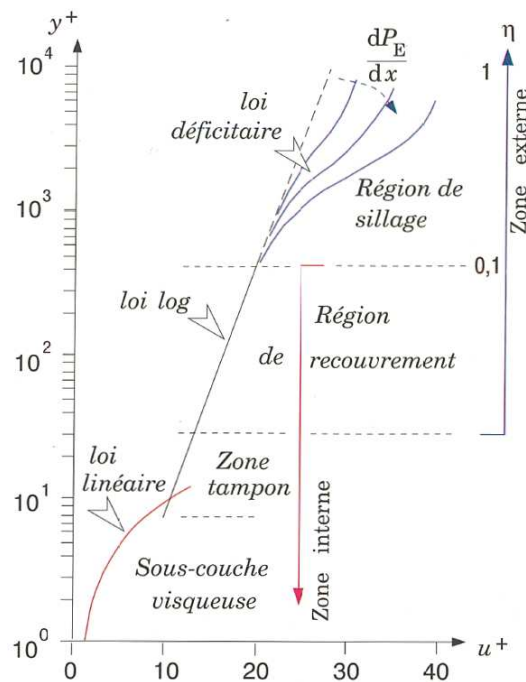


Figure I.11 – Echelles de longueurs et de vitesses dans une couche limite turbulente, d'après Chassaing [22].

3.2 Mécanismes de transition, stabilité des écoulements cisailés

Le mécanisme de transition laminaire-turbulent dans les écoulements cisailés est un sujet d'étude à part entière qui a fait l'objet de nombreux travaux au siècle dernier aussi bien pour son importance dans les problèmes de mécanique des fluides fondamentaux qu'appliqués. L'article

Chapitre I. Contexte et enjeux

de revue de Kachanov [65] présente dans le détail les principaux mécanismes responsables de la transition sur en couche limite.

La théorie de la stabilité tente d’apporter des éléments de réponse sur les processus mis en jeu dans les mécanismes complexes de transition, elle repose sur les équations de stabilité hydrodynamique linéaire développées par Rayleigh, Kelvin et Helmholtz. Elle se concentre sur le devenir de perturbations de faibles amplitudes devant le champ de base, ce qui permet de linéariser les équations de Navier-Stokes autour de ce dernier. Formellement, Rayleigh introduit en 1880 [125] une théorie de stabilité linéaire générale pour les écoulements non-visqueux, parallèles et plans. En 1907 et 1908 Orr et Sommerfeld étendent la théorie de Rayleigh aux écoulements visqueux incompressibles pour former les équations dites de Orr-Sommerfeld.

Les raisonnements de stabilité linéaire sont particulièrement adaptés à l’étude de la première phase de la transition en présence de faibles perturbations. Pour les écoulements incompressibles, il existe deux types d’instabilités 2D, selon l’influence de la viscosité :

- **Instabilité visqueuse de Tollmien-Schlichting** : d’origine visqueuse, cette instabilité convective apparaît pour des écoulements sans point d’inflexion. Il s’agit de l’instabilité typique des couches limites laminares soumises à un gradient de pression négatif ou nul.
- **Instabilité non-visqueuse de Kelvin-Helmholtz** : d’origine non-visqueuse, elle se caractérise par un fort taux d’amplification et apparaît quand le profil de vitesses présente un point d’inflexion, à Reynolds élevé et faible viscosité de préférence. Il s’agit de l’instabilité typique des couches de cisaillement (sillages, jets, couches limites décollées)

Avec les outils récents, par exemple le calcul direct (DNS) sans simplification, les champs de bases ainsi que les formes de perturbations envisagées sont de plus en plus complexes ce qui permet de prendre en compte des situations de plus en plus proche des écoulements réels.

Les mécanismes complet de transition vers la turbulence des écoulements de couche limite sont regroupés en deux grands groupes (Morkovin [105], Morkovin & Reshotko [106]). Le premier concerne la transition dite “naturelle” (ou modale), en présence de perturbations extérieure faibles. Le second regroupe les mécanismes de transition vers le régime non-linéaire dit “direct” qualifiés de transition *bypass*, en présence de perturbations extérieures fortes.

Dans certaines situations l’écoulement est trop complexe pour que l’on explique simplement le processus de transition à l’aide des mécanismes de base. C’est le cas de l’écoulement de couche

limite à l'extrados du profil en incidence proche du décrochage (présence du BDL, couche limite avec GPA, effets de courbure des lignes de courant au contournement du bord d'attaque).

4 La couche limite à l'extrados : zone de déséquilibre

Dans cette section, nous allons présenter quelques éléments de bibliographie liés à la topologie d'écoulements complexes que l'on rencontre à l'extrados d'un profil en incidence proche de celle de décrochage. Comme nous le verrons plus en détail, nombre des hypothèses couramment faites dans les études classiques de couche limite turbulente ne sont plus valables dans ce cas de figure. En cause notamment le fort GPA au voisinage du maximum de succion et sur tout l'extrados. Pour des nombres de Reynolds modérés $Re_c \approx 10^5$ la situation semble encore plus compliquée avec l'importance du décollement laminaire au bord d'attaque et la formation d'un bulbe transitionnel de décollement laminaire (BDL). Nous détaillons ces deux points, dont la compréhension est à la base des motivations de cette étude.

4.1 Couche limite avec GPA

La présence d'un gradient de pression adverse (GPA) modifie sensiblement les résultats théoriques obtenus en couche limite turbulente sans gradient de pression. C'est notamment le cas du profil universel à grand nombre de Reynolds, mais aussi des statistiques d'ordres plus élevés comme par exemple les profils de tension de Reynolds. Ces modifications s'accompagnent de changements aux niveaux des structures cohérentes naturellement présentes dans une couche limite turbulente bien développée. De nombreuses expériences ont été menées à nombre de Reynolds élevé afin de retrouver un comportement universel (Skåre & Krogstad 1994 [138]; Bernard et al. 2003 [7]; Song & Eaton 2004 [140]) et plusieurs systèmes d'adimensionnement proposés (Clauser 1954 [24]; Castillo & George 2001 [19] et Aubertine & Eaton 2006 [5]) mais aucun ne s'est révélé valable sur une large gamme de gradients de pression et de nombres de Reynolds.

Certains éléments sont cependant communément admis. Ainsi, en général, une augmentation du GPA élargie la région de sillage du profil moyen de couche limite (voir figure I.11) et l'énergie cinétique turbulente diminue dans la région de proche paroi (Nagano *et al.* 1993 [111]). Skåre & Krogstad ont montré qu'il existait un pic des tensions de Reynolds croisées dans la zone externe de la couche limite en présence d'un GPA. Ce pic induit une augmentation du terme de production $(\rho \overline{uv} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y})$ d'énergie cinétique turbulente dans cette zone.

Des études numériques ont confirmé ces observations. Une étude DNS récente de Lee & Sung 2009 [74] montre ainsi que la production dans la zone externe peut être aussi importante que celle en proche paroi. Spalart et Watmuff [142] (1993) ainsi que Coleman, Kim et Spalart [26] (2003) montrent que le bilan de l'équation de conservation de l'énergie cinétique se trouve modifié autant dans la zone interne que dans la zone externe :

- forte diminution de la production de k en zone interne,
- moindre diminution de la dissipation de k en zone interne,
- augmentation de la production de k en zone externe.

Dans une étude DNS récente, Marquillie *et al.* 2011 [84], mettent en relation le pic de production avec la génération de structure cohérente par un mécanisme d'instabilité des *streaks* lié à la présence du GPA.

Ces résultats ont une influence forte sur la modélisation de la turbulence (voir partie 5).

4.2 Transition laminaire-turbulent dans le BDL

4.2.1 Topologie du BDL

La présence du GPA a donc une influence forte sur l'équilibre de la couche limite turbulente qui se développe à l'extrados. La situation est cependant plus critique encore lorsqu'il s'agit de s'intéresser à l'aérodynamique de profil d'aile pour des nombres de Reynolds modérés ($Re_c \approx 10^5$). Ainsi, lorsque le nombre de Reynolds est trop faible pour entraîner la transition de la couche limite laminaire qui se développe depuis le point d'arrêt, cette dernière est soumise au fort GPA présent après le point de succion maximale. Dans ces conditions, elle décolle et l'écoulement entre dans le scénario classique de formation d'un BDL transitionnel.

La figure I.12, extraite des travaux de thèse de Horton [53], représente une vue schématique classique de la topologie du BDL. Comme il a déjà été évoqué plus haut le principe de formation du BDL est simple. La couche limite initialement laminaire qui décolle sous l'effet du GPA, crée une couche de cisaillement fort entre l'écoulement de retour dans le BDL et le champ potentiel extérieur, cette zone de cisaillement est généralement le siège de la transition vers la turbulence (nous verrons dans la partie suivante que les mécanismes alors en jeu ne sont pas simples), l'écoulement recolle alors sous l'effet de l'agitation turbulente.

Le BDL affecte grandement les performances aérodynamiques des ailes à bas nombre de Reynolds (voir effets du nombre de Reynolds sur la figure I.10) et la transition y tient un rôle

capital.

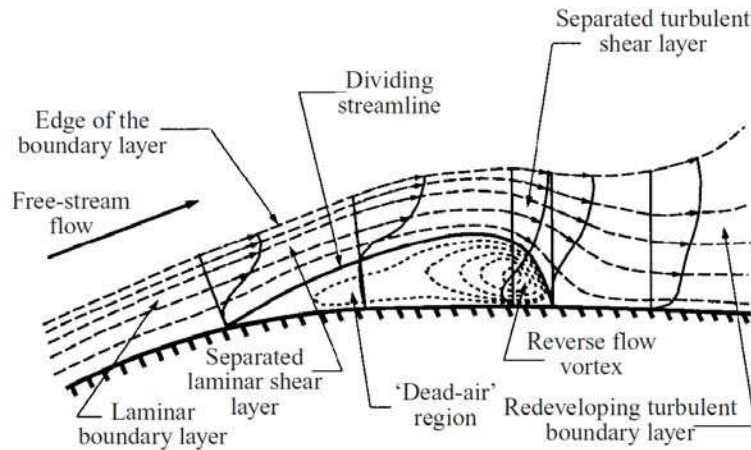


Figure I.12 – Vue schématique du BDL, (Horton, 1968 [53])

4.2.2 Instabilités dans les BDL

Le rôle fondamental de la transition dans les BDL a suscité beaucoup de questionnement et de nombreuses études ont tenté d'éclaircir les mécanismes complexes en jeu. Une littérature abondante, basée principalement sur des théories de stabilité des écoulements appliquées à des situations plus ou moins représentatives des écoulements réels (suivant le degré d'hypothèse nécessaire au formalisme retenue), a vu le jour sur la question de la transition dans les BDLs. Comme le rappelle Marxen *et al.* [91], à l'heure actuelle deux éléments majeurs ressortent des confrontations entre ces théories et les résultats issus des expériences (Hägemark *et al.* 2001 [49], Diwan & Ramesh 2009 [30]) ou des calculs numériques (Marxen *et al.* (2003) [86], Roberts & Yaras 2006 [131]). Ce sont l'amplification d'ondes de type TS dans la couche limite laminaire et dans la première partie du BDL (globalement laminaire également), et l'amplification de ces ondes nouvellement créées dans la région de fort cisaillement, siège d'une instabilité d'origine non-visqueuse de type KH. Ce processus est suivi de la formation des structures 3D et la transition complète vers la turbulence.

En réalité, ces éléments ne représentent qu'une éventualité parmi de nombreuses autres possibilités de transition vers la turbulence dans les BDLs. Nous allons tenter dans ce qui suit de passer en revue les découvertes marquantes qui y sont liées. L'objectif est double. D'une part, cela permet de rendre compte de la complexité des phénomènes en jeu dans la transition sur profil d'aile à nombre de Reynolds modéré et notamment de leur nature profondément non-linéaire. Ces mécanismes d'interactions expliquent en partie la diversité des résultats obtenus

sur les multiples configurations étudiées de transition par BDL. D'autre part, cela justifie l'utilisation de la simulation numérique instationnaire de haute résolution qui sera utilisée dans cette étude.

La topologie des BDLs comporte au moins trois zones différentes susceptibles de conduire à l'amplification de perturbations extérieures et à la transition vers la turbulence. En premier lieu, et longtemps considérée comme l'unique source d'instabilité dans les BDLs, on trouve le profil de vitesse moyenne inflexionnel induit par le décollement. Ce type d'écoulement de base est sujet à l'instabilité convective non-visqueuse de type KH, comme il a déjà été rappelé plus haut. En amont du BDL, la couche limite laminaire attachée est susceptible de développer une instabilité visqueuse de type TS. Comme dans toute zone d'écoulement contenant une région de recirculation, un mécanisme d'oscillation auto-entretenu est susceptible de se produire pour des niveaux de courant de retour suffisamment élevés. Le formalisme d'instabilité absolue introduit par Huerre & Monkewitz en 1990 [55]) y propose des conditions d'apparition d'une région d'écoulement oscillateur susceptible de conduire à ce mécanisme d'auto-entretien des perturbations (suivant la vitesse de recirculation). La transition vers la turbulence dans les BDLs résulte de l'interaction entre ces mécanismes d'instabilités, suivant la forme et l'amplitude des perturbations environnantes. Dans ces raisonnements par "régions élémentaires", le BDL est séparé en régions d'instabilités de natures différentes correspondant à la théorie d'instabilité locale qui a largement été utilisée dans les écoulements parallèles de type couche limite ou couche de mélange. Si pour certaines configurations de BDL ils restent pertinents, la nature profondément non-parallèle de l'écoulement dans cette région en fixe les limites. Certaines études lui préfèrent ainsi la théorie d'instabilité globale dans laquelle l'hypothèse d'écoulement localement parallèle n'est plus faite et qui prend donc en compte l'ensemble de la topologie du BDL.

Historiquement la majorité des études d'écoulements de BDLs concernent des écoulements sur plaque plane avec formation d'un fort GPA par déformation de la paroi supérieure de la soufflerie (ou de la zone de condition d'adhérence pour les études numériques) ou aspiration au niveau de cette dernière. La grande majorité de ces études met au premier plan les mécanismes non-visqueux de type KH dans la zone de courant retour dans le processus de transition. On peut citer par exemple la LES de Yang & Voke [165]. Dans leur étude (largement reprise dans la littérature) l'instabilité primaire non-visqueuse de type Kelvin-Helmholtz au sein de la couche de cisaillement est suivie par un mécanisme d'instabilité secondaire et la formation de structures en Λ avec un scénario similaire aux scénarios de type K ou H des couches limites attachées.

Ces structures en Λ ont également été observées dans la DNS de BDL sur plaque plane de Alam & Sandham [1]. En introduisant une perturbation artificielle 3D en amont du bulbe, ils observent ainsi la formation des structures Λ qui se déforment ensuite en tourbillons de type “épingles à cheveux” au niveau du point de recollement. Ces structures cohérentes au point de recollement ont été largement observées dans la littérature sur les BDLs aussi bien pour les écoulements de plaque plane (voir thèse de Célia Laurent [71]) que sur profil d'aile (Jones *et al.* [61]).

Jones *et al.* [61] ont été les premiers à réaliser une étude DNS de BDLs sur profil d'aile. Ils se focalisent sur la topologie du BDL au bord d'attaque du profil d'aile Naca-0012 et notamment sur l'influence d'un forçage explicite. Le nombre de Reynolds alors accessible par la DNS est faible, $Re_c = 5 \times 10^4$ et l'angle d'incidence retenu est loin des conditions critiques de décrochage ($\alpha = 5^\circ$). Ces résultats sur la réponse du BDL à des variations de perturbations extérieures mettent en avant, pour la première fois dans une étude DNS, l'influence du niveau de perturbation extérieur sur la taille du BDL au bord d'attaque du profil. Cela peut conduire dans certains cas à l'amélioration notable des performances aérodynamiques (avec une augmentation de 23% de la finesse). En comparant les résultats avec et sans forçage, ils montrent qu'en l'absence d'une excitation explicite des mécanismes d'instabilité convectifs dans la couche de cisaillement du BDL la transition se produit par un procédé d'instabilité auto-entretenu différent de celui de la théorie classique de stabilité linéaire local issue d'un profil extrait du champ moyen dans la région de recirculation du BDL. Ces conclusions sont ensuite étendues dans un article paru en 2010 (Jones *et al.* [62]) reprenant ces résultats de simulation numérique directe. Ils montrent alors qu'un phénomène de rétroaction entre l'émission acoustique de bord de fuite et le BDL peut être responsable du maintien de la transition en l'absence de perturbations extérieures.

Les BDLs qui se forment au bord d'attaque de profils d'aile en incidence sont donc potentiellement différents de ceux étudiés sur plaque plane avec fort GPA. En 2012, Marxen *et al.* [91] isolent un autre point important dans la formation du BDL sur profil d'aile à l'aide d'une étude expérimentale et numérique. Ainsi, contrairement aux BDL générés sur plaque plane, le fort GPA au bord d'attaque du profil qui entraîne le décollement laminaire est souvent précédé d'un fort Gradient de Pression Favorable (GPF) (voir Fig. I.3). Dans cette zone de GPF les perturbations extérieures sont atténuées et dans certains cas cette décroissance se poursuit même au-delà de la zone de GPF (Watmuff [162], Lang *et al.* [68] Roberts & Yaras [131] et Postl *et al.* [123]). Ainsi dans ces études, les auteurs observent une décroissance des perturbations même au-delà du point de séparation ou dans certains cas une croissance, mais plus faible que

celle prévue par la théorie de stabilité linéaire. Si une instabilité de type KH est effectivement observée ensuite, ces observations contredisent le scénario traditionnel de croissance de modes TS suivi par un mode KH. Marxen *et al.* [91] proposent des éléments de réponse à ces questionnements. Plutôt que de décomposer le champ en modes TS et KH, ils mettent en évidence la présence de deux modes propres plus complexes dans le BDL et en amont. Seul l'un des deux est finalement instable au cœur du BDL alors que l'autre reste stable. Le GPF affaiblit le mode instable alors qu'il affecte marginalement l'autre mode. Ils y voient une justification possible de la décroissance des perturbations observée dans la zone de GPF et au début du BDL. Juste après le décollement, la contribution à l'énergie du mode instable est à la fois due à la présence d'instabilité TS et KH alors que profondément dans le BDL seule l'instabilité non-visqueuse est dominante, c'est dans cette région que ce mode dépasse le premier en amplitude et provoque la transition. Ils en concluent alors que les mécanismes visqueux n'ont de l'importance que lorsque le BDL est très petit, quand le GPF est modéré, ou que le nombre de Reynolds est suffisamment fort en amont du BDL. Dans cette étude, Marxen *et al.* ont également été les premiers à observer un mécanisme de transition par mode dit obliques (non-invariant dans les plans orthogonaux à la direction de propagation) en pratique à l'aide de résultats expérimentaux.

Si les études récentes de stabilités linéaires locales ont effectivement permis de comprendre beaucoup de points sur le mécanisme de transition dans les BDLs, l'écoulement de BDLs est par nature non-parallèle et la validité de cette approche bien que souvent admise et acceptable (voir par exemple Marxen *et al.* [88] ou Hetsch & Rist [52]) reste sujette à caution. Certains auteurs, reprenant une suggestion de Gaster en 1963 [44], choisissent donc d'étudier les BDLs à l'aide de la théorie de la stabilité globale. À ce titre on peut citer l'étude de Theofilis *et al.* [150] réalisée en 2000. Ils identifient alors la présence éventuelle de modes globaux stationnaires ou progressifs et périodiques dans la direction transversale qui peuvent rendre l'écoulement tridimensionnel. Alizard & Robinet [2] montre que ces modes sont d'origines non-visqueuses. Nombreuses études y voit un lien avec des effets centrifuges liés à la courbure des lignes de courant.

Enfin, certains auteurs associent la transition dans les BDLs à des modes de Görtler (c'est le cas de Pauley [118] et Wilson & Pauley [164], Marxen *et al.* [87]).

Cet aperçu rapide des avancées dans la compréhension du phénomène de transition vers la turbulence au sein d'un BDL a permis de mettre en évidence la complexité et la diversité des mécanismes qui en sont responsables. Suivant la forme des perturbations naturellement

présentes dans le champ potentiel environnant un scénario de transition sera suivi plutôt qu'un autre. La situation semble encore plus délicate pour les écoulements de BDL sur profil d'aile pour lesquels ces mécanismes interagissent non-linéairement avec les éléments caractéristiques de la configuration de profil d'aile que l'on retrouve pour l'écoulement non-visqueux (GPF, forte courbure des lignes de courant) ainsi qu'avec l'émission tourbillonnaire de bord de fuite. Ces difficultés topologiques sont accentuées lorsque le profil est placé à forte incidence. Pour des incidences post-décrochage la structure de BDL attachée au bord d'attaque n'est plus une solution d'équilibre. Le régime transitoire qui conduit l'écoulement de l'état attaché vers l'état totalement décollé à l'extrados doit aussi dépendre dans une certaine mesure des mécanismes qui viennent d'être exposés. Plus complexe encore à étudier, ce régime n'a fait l'objet que de peu d'études dans la littérature. Comme pour l'étude du BDL, la majorité des analyses existantes sont faites sur plaque plane et ont conduit dans un premier temps à classer les BDLs suivant leurs tailles (BDL court et long).

4.2.3 Concepts de bulbes courts et longs

Les résultats expérimentaux réalisés sur plaques planes ont très vite mis en évidence deux types de topologies distinctes de BDL, suivant l'étendue de la zone de recirculation. Owen & Klanfer [114] ont été les premiers à classer les BDLs suivant deux groupes. Ils utilisent comme échelle de longueur l'épaisseur de déplacement au point de décollement, δ_D . Ce faisant, un bulbe est dit :

- court* si sa longueur est comprise entre $10^2\delta_D$ et $10^3\delta_D$
- long* si sa longueur est supérieure à $10^4\delta_D$

Plus récemment en 2011, Marxen & Henningson [89] ont résumés les caractéristiques observées dans les BDLs *courts* dans les études traitant de cet aspect des BDLs (Gaster 1966 [45]; Watmuff 1999 [162]; Spalart & Strelets 2000 [141]; Maucher *et al.* 2000 [93]; Marxen *et al.* 2003 [88]; Lang *et al.* 2004 [68]) :

1. une influence limitée et locale du BDL sur la répartition de pression dans l'écoulement potentiel environnant et sur la pression pariétale
2. un rapport entre la longueur de la partie laminaire et celle transitionnelle/turbulente comprise entre 1.6-3, où la partie laminaire s'arrête au début de l'apparition des effets non-linéaires comme par exemple la saturation des niveaux de perturbation dans la couche limite (pour les bulbes *longs* le rapport est inférieur à 0.5)
3. le plateau de pression ne s'étend pas au-delà de la partie laminaire (alors qu'il s'étend après le point de transition pour les BDLs longs)

4. un bon accord avec la théorie de stabilité linéaire locale (souvent avec une instabilité de type KH)
5. l'apparition rapide de petites structures turbulentes tridimensionnelles

Cette liste n'est pas à prendre au sens strict et tous les BDLs *courts* de la littérature ne satisfont pas tous les critères énumérés. Par contre un BDL *long* ne respectera pas au moins un des deux premiers éléments.

Les BDLs se formant à l'extrados d'une aile en incidence peuvent être soit courts soit longs suivant la forme du profil, le nombre de Reynolds et l'angle d'incidence. En général, à incidence fixe plus le nombre de Reynolds est élevé plus le BDL est petit et à nombre de Reynolds fixé la taille du BDL diminue lorsque l'angle d'incidence augmente. Dans la littérature la grande majorité des études de BDL sur profil d'aile concerne des BDL *longs* autour de profil à faible incidence et bas nombre de Reynolds. Les études expérimentales et numériques visent pour la plupart à mesurer ou relever les grandeurs caractéristiques des BDLs (position du point de séparation, de recollement, fréquence d'émission tourbillonnaire à la transition, taille...) sur profil d'aile. Les limites techniques inhérentes aux moyens d'essais et les coûts de calculs occasionnés par la forte résolution nécessaire dans le BDL imposent actuellement, dans la majorité des cas, des restrictions sur le nombre de Reynolds et l'angle d'incidence. Ainsi, nombre d'études concernent des écoulements de BDLs à Reynolds $Re_c \approx 5 \times 10^4$ et faible angle d'incidence ($\alpha \approx 5^\circ$). Dans ces conditions le BDL est en général *long* (il s'étend sur 50% de la corde). On peut citer par exemple les études de Jones *et al.* [61] [62] sur profil Naca-0012 ou encore Burgmann *et al.* [13] [14] [12] sur profil SD7003.

Si l'aspect fondamental de l'étude d'un mécanisme de transition non-canonique sur une configuration proche de celle que l'on rencontre en condition de vol représente un intérêt certain, c'est surtout son implication dans le phénomène de décrochage qui a conduit la communauté scientifique à s'intéresser aux BDLs sur profils d'ailes. À ce titre, les études expérimentales précurseurs (Owen & Klanfer 1953 [114], Tani 1964 [147], Gaster 1966 [45]) qui ont mis en évidence la possibilité pour des BDLs *courts* de rapidement se déformer en BDLs *long* suite à des changements infimes de condition limite, ont eu un rôle majeur dans l'orientation des recherches à venir. Cette transformation est appelée "éclatement" ("bursting" en anglais) du BDLs et peut conduire dans certains cas au décrochage du profil d'aile (voir partie 2.2).

4.2.4 Le phénomène d'“éclatement” de BDL

En dépit des nombreuses études consacrées aux BDLs, les connaissances actuelles sur le phénomène d'éclatement de BDL restent minces. Il n'est pas simple d'en donner une définition précise regroupant l'ensemble des cas d'étude. Néanmoins, on peut dire que l'éclatement d'un BDL *court* correspond à une modification importante de sa géométrie, le faisant entrer dans la catégorie des bulbes *long*, induite par un changement infinitésimale des conditions d'écoulement (condition aux limites sur le gradient de pression imposé, l'angle d'incidence, le niveau de turbulence extérieur...). Cette définition reste assez vague et il n'est pas garanti qu'elle fasse référence à un unique type d'éclatement (voir Marxen & Hennigson [89]). Pour la majorité des études qui y sont consacrées dans la littérature, dans le meilleur des cas un critère d'éclatement est proposé, sans toutefois apporter d'explication quant à la nature des phénomènes physiques qui en sont responsables. Nous allons discuter dans cette section des différentes avancées réalisées sur la connaissance de ce phénomène en prenant comme guide de la discussion ces différents critères d'éclatement.

En 1953, Owen & Klanfer [114] séparent les bulbes *longs* des bulbes *courts* en fonction de la valeur du nombre de Reynolds au point de décollement. Si $Re_{\delta_D} < 450$, le BDL est *long* et inversement. Ils intuent alors que les changements observés au passage de ce nombre de Reynolds critique sont liés à un changement de stabilité de la couche de cisaillement dans le bulbe. Plus le nombre de Reynolds est important et plus la couche de cisaillement dans le BDL sera réceptive aux petites perturbations environnantes, le BDL se refermera alors plus tôt.

En 1954, McGregor [102] et par la suite Crabtree [27] confirment l'existence d'un nombre de Reynolds critique d'apparition de l'éclatement. Ils font l'hypothèse d'un mécanisme d'éclatement, sans toutefois disposer de données suffisantes pour le confirmer. Ce mécanisme repose sur le principe que l'apport d'énergie cinétique ou niveau de la couche de mélange dans le BDL doit compenser la perte induite par la dissipation visqueuse. Lorsque le nombre de Reynolds au point de décollement diminue, la longueur du BDL doit augmenter pour maintenir cet équilibre et le BDL devient *long*. Cependant, les résultats obtenus ne permettent pas de statuer sur une unique valeur de nombre de Reynolds. Pour cela, ils ajoutent un autre paramètre $\sigma = \frac{P_R - P_D}{1/2\rho u_{eD}^2} = 1 - \left(\frac{U_{eR}}{U_{eD}}\right)^2$ (les indices R et D correspondant respectivement aux points de recollement et de décollement du BDL) qui représente le rapport entre la perte d'énergie à travers le BDL et l'énergie cinétique en entrée de bulbe. Ils montrent que l'éclatement intervient soit pour $Re_{\delta_D} < 450$ soit pour $\sigma > 0.35$. Leurs conclusions sont là encore phénoménologiques :

le mélange turbulent ne peut être maintenu au-delà d'une valeur critique de saut de pression à travers le BDL. Tani [147], en 1964, précisera que les valeurs critiques de ces paramètres ne sont pas indépendantes.

Gaster [45] (1966) à l'aide d'études expérimentales qui couvrent de larges gammes de Reynolds de la couche limite décollée et de distributions de pression dans la région du bulbe conclue que la forme du bulbe dépend de la distribution de pression qui s'établirait s'il n'y avait pas de décollement. Il propose donc d'utiliser le paramètre de gradient de pression adimensionné $\bar{P} = (\theta_s^2/\nu)(\Delta U/\Delta x)$ où ΔU et Δx sont relatifs à la longueur du bulbe et θ_s est l'épaisseur de quantité de mouvement au point de décollement et Re_{θ_s} comme second paramètre contrôlant le comportement du bulbe. Il suggère qu'un troisième paramètre non identifié lié à l'écoulement amont reste à découvrir. Il semblerait que le décollement apparaisse quand $\bar{P}^{crit} = -0,09$ pour $Re_{\theta_s} < 125$, et quand $\bar{P}^{crit} = f(Re_{\theta_s})$ pour $Re_{\theta_s} > 125$.

Horton en 1969 [53], définit une relation empirique de la taille de la région laminaire décollée : $l_{lam} = \frac{4 \cdot 10^4 \theta_s}{Re_{\theta_s}}$. Cette relation sera modifiée par Roberts en 1980 [132] pour prendre en compte la turbulence extérieure : $l_{lam} = \frac{2.5 \cdot 10^4 \theta_s \log[\coth(17,32 Tu)]}{Re_{\theta_s}}$.

Gleyzes [48] en 1985, utilisent des résultats de stabilité linéaire sur les BDLs pour établir un critère de transition adapté aux BDL et ainsi positionner le point de transition. Ce critère fournit une valeur de taux d'amplification des modes les plus instables ainsi que la valeur critique conduisant à la transition.

En 2006, Diwan *et al.* [32] proposent, à la lumière des résultats récents de stabilité dans les BDLs, un nouveau critère empirique basé sur le paramètre $P = \frac{h^2}{\nu} \frac{\Delta U}{\Delta x}$ (h est la hauteur maximale du bulbe et $\frac{\Delta U}{\Delta x}$ est le gradient de vitesse entre le point de décollement et le point de recollement). La valeur critique d'éclatement de -28 regroupe tous les résultats tirés de la littérature testés dans leur étude.

Ces études sont pour la grande majorité expérimentales, la taille du BDL y est modifiée brutalement (éclatement) par modification du nombre de Reynolds avant le décollement ou/et du gradient de pression imposé. La première étude de simulation numérique directe reproduisant le phénomène d'éclatement de bulbe est très récente. Ainsi, en 2011 Marxen & Henningson [89] réalisent une série de DNS avec forçage explicite de bulbes sur plaque plane en introduisant

un duo d'ondes obliques en amont d'un BDL. Le BDL résulte d'un fort GPA créé par déformation d'une paroi sur la frontière supérieure du domaine de calcul. Il est à noter que ce GPA est précédé par un GPF, comme dans l'étude de Gaster. Ce faisant ils reproduisent les bulbes courts réalisés expérimentalement par Gaster en 1966. En faisant varier l'amplitude des perturbations introduites, ils parviennent à modifier la taille des BDLs. Plus précisément, la taille du BDL diminue lorsque l'amplitude de forçage augmente et inversement. Les niveaux de fluctuations introduits sont faibles ($< 1\%U_\infty$) et lorsqu'ils les réduisent tout à fait ($< 0.001\%U_\infty$) ils observent une croissance importante de la taille du BDL, c'est le phénomène d'éclatement. Cette étude originale met en évidence le rôle capital de la transition dans le processus d'éclatement. Cette conclusion n'est pas nouvelle et beaucoup d'étude déjà citées étaient parvenues à la même conclusion. Cependant, en reproduisant pour la première fois le régime transitoire complet d'éclatement de bulbe, Marxen & Henningson sont en mesure de fournir des détails originaux. Ainsi, ils arrivent à la conclusion que la position du point de transition (qui était considérée comme fondamentale par de nombreuses études) ne joue qu'un rôle mineur et ne varie pas significativement au cours de l'éclatement. Dans leur étude sur plaque plane, l'éclatement est associé à la disparition des structures cohérentes quasi-bidimensionnelles, caractéristiques de la zone de transition du BDL (produit en majorité par le mode KH), avec la diminution du niveau de perturbation amont. Finalement, cette étude démontre le rôle majeur tenu par les perturbations extérieures à la couche limite pour les écoulements décollés. On rappellera cependant que la configuration de plaque plane utilisée reste très éloignée des conditions qui nous intéressent sur profil d'aile est que rien ne garantit que la physique menant à l'éclatement dans leur étude ne soit encore pertinente en conditions réelles sur profil d'aile.

5 Méthodes de calcul du décrochage

On vient de voir dans les parties précédentes que le phénomène de décrochage regroupe un certain nombre de mécanismes physiques complexes. Ce processus complexe est d'importance capitale pour les industriels de l'aéronautique et notamment pour les hélicoptéristes. Dans cette section, nous allons discuter des méthodes utilisées pour prédire le décrochage.

5.1 Calculs stationnaires

L'utilisation de la CFD en milieu industriel imposent des contraintes fortes sur les méthodes de calcul admissibles. Les plus contraignantes étant sûrement celles liées au temps de restitution des résultats qui doit être court dans l'optique d'utilisation au sein d'une chaîne d'optimisa-

tion. Pour cette raison, la méthode la plus utilisée reste encore actuellement la résolution des équations de Navier-Stokes par l'approche moyennée RANS. Cette méthode, stationnaire, est peu coûteuse en temps de calcul au prix d'une forte modélisation, notamment de l'effet de la turbulence à petites échelles.

Très vite, dès les premières tentatives de calcul dans les années 1980, les faiblesses des méthodes RANS rendent la prévision du décrochage très imprécis. La raison principale de cet échec tient au fait que les modèles RANS sont établis pour la plupart d'entre eux à l'aide de raisonnements sur des écoulements simplifiés (couche limite attachée sans gradient de pression) et à haut nombre de Reynolds, pour lesquels des lois de similitudes sont connues. Or comme on vient de le voir, l'écoulement à l'extrados d'un profil d'aile en incidence s'en éloigne considérablement avec notamment la présence éventuelle du bulbe de décollement laminaire au bord d'attaque.

Les problèmes principaux des modèles de turbulence sont donc naturellement concentrés au niveau de la zone de transition et de couche limite avec gradient de pression adverse. Il en résulte une mauvaise estimation de la production et de la dissipation de la turbulence par le modèle. On peut citer ici les études de 1993 de Srinivasan *et al.* [143] dans lesquelles ils comparent les résultats obtenus par les principaux modèles de turbulences utilisés (RNG, Johnson-King, Spalart-Allmaras, Baldwin-Barth et Baldwin-Lomax) avec ceux issus de la campagne d'essais expérimentaux de Piziali [121]. Globalement, les résultats sont dépendants du modèle utilisé et aucun ne parvient à reproduire la phase critique d'apparition du décrochage et de retour vers l'état attaché. En revanche, les résultats sont plus satisfaisants dans la phase d'écoulement attaché.

Conscient des limites imposées par les modèles de turbulence de l'époque, Menter introduit en 1994 [103] un terme de correction, dite SST, dans les modèles à deux équations de transports. Ce nouveau terme permet en partie de compenser les problèmes liés à la présence du GPA et de mieux prévoir les décollements. Si effectivement les résultats sont améliorés dans la phase descendante, l'instant critique d'inversement du moment de tangage au point de décrochage n'est toujours pas reproduit conformément aux expériences de Piziali [121]. La raison principale tient au fait que le décrochage observé dans l'expérience correspond à un décrochage de bord d'attaque par éclatement du BDL, phénomène que les modèles ne parviennent pas à reproduire même qualitativement. Ainsi en 1993, le BDL est décrit par Wilcox comme un des écoulements les plus difficiles à reproduire par les méthodes RANS.

Gleize *et al.* [47] et Szydowski & Costes [145] étudient l'influence de la résolution spatiale et temporelle sur les résultats produits par les méthodes RANS. Ils montrent que dans certains cas les problèmes d'estimation de la production ou de la dissipation liés au modèle peuvent être compensés par la dissipation artificielle liée à la résolution du calcul. Il convient donc de prendre les résultats de décrochage issus de calculs RANS avec la plus grande précaution.

En 2008 Francois Richez entreprend, dans ses travaux de thèse, d'évaluer les capacités des méthodes RANS et de couplage zonales RANS/LES au calcul du décrochage statique et dynamique du profil OA209 à Reynolds $Re_c = 1 \times 10^6$. En utilisant les résultats issus d'un calcul LES de proche paroi pour paramétrer le modèle RANS dans le reste du domaine de calcul, il montre qu'une amélioration de la prise en compte du BDL rend les résultats de calculs de décrochage plus précis. Cependant, la part de modélisation importante de ces calculs n'a pas permis de retrouver fidèlement les résultats expérimentaux, notamment en raison d'une mauvaise prédiction des décollements turbulents au bord de fuite. Les calculs RANS améliorés par l'utilisation de critère de transition adapté à la configuration de BDL et de la correction SST, pour le calcul de couche limite avec GPA, ont permis de constater une nette amélioration des résultats par rapport aux modèles RANS standards (meilleure évaluation du maximum de portance et inversion du moment de tangage au décrochage). Là encore, la modélisation de la transition dans le BDL n'as pas permis de reproduire l'éclatement du BDL au bord d'attaque observé au cours du décrochage statique de ce profil pour ces conditions d'expériences.

5.2 Calculs instationnaires

La grande faiblesse des calculs RANS provient de leurs capacités limitées à reproduire les écoulements non-canoniques (couches limites attachées hors-équilibre ou décollées) et les mécanismes de transitions. Comme nous venons de le rappeler, ces points constituent les principales raisons qui expliquent l'échec des méthodes RANS à reproduire correctement le décrochage de profil d'aile aussi bien statique que dynamique. Par ailleurs, l'obtention du champ moyen en RANS ne fournit pas toutes les informations que l'on pourrait attendre de la simulation numérique, et dans bien des cas les quantités instationnaires sont nécessaires (par exemple dans l'objectif de contrôle d'écoulement). Pour ces raisons l'utilisation des méthodes LES et DNS semblent prometteuses quand elles ne sont pas indispensables.

À l'heure actuelle, compte tenu de l'évolution de la puissance des supercalculateurs, l'utilisation de méthodes LES pour la simulation de profil d'aile en décrochage à bas nombre de

Reynolds ($Re_c < 10^6$) commence à être envisageable. Parmi les études récentes on peut citer les travaux de Visbal & Gordnier de 2009 [157] et Visbal [155]. Ces études reposent sur des calculs LES réalisés sans modèle de sous-maille, néanmoins un filtre spatial d'ordre 8 assure la régularisation de la solution sur la grille marginalement résolue. Avec cette méthode, ils parviennent à reproduire l'écoulement autour d'une aile en mouvement d'oscillation de tangage et de battement. Cependant, deux points sont à souligner concernant ces simulations. Le premier concerne le nombre de Reynolds retenu, $Re_c \approx 10^4$, qui induit un BDL long (de l'ordre de $0.5c$) sur tout l'extrados du profil. Dans ces conditions, le calcul du BDL est moins sensible à d'éventuels défauts de résolution inhérents à la méthode LES. L'autre point concerne la taille du domaine de calcul choisi dans la direction de l'envergure, à savoir $\leq 0.4c$. Sur ce point il est intéressant de rappeler les conclusions d'une étude récente, Elimelech (2012) *et al.* [38], sur la génération de structures tourbillonnaire 3D le long des profils d'aile à Reynolds $Re_c \approx 10^4$. Selon les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette étude, l'écoulement de profil d'aile diffère sensiblement de celui que l'on rencontre sur plaque plane par sa sensibilité aux fluctuations 3D environnantes. Ils observent ainsi la formation de régions cohérentes dans la direction de l'envergure sur des échelles de longueurs de l'ordre de la longueur de la corde du profil. Le choix d'une envergure inférieure à c est donc susceptible d'entraîner des écarts significatifs par rapports aux résultats expérimentaux pour lesquels le rapport d'aspect est typiquement égal à plusieurs longueurs de corde.

En 2010, Célia Laurent réalise une étude DNS de BDL sur plaque plane. L'objectif de son étude est de fournir une base de données DNS pour améliorer le comportement des modèles RANS en présence de BDL. Reproduisant le scénario de transition vers la turbulence au sein d'un BDL court, cette étude DNS a permis de quantifier les principales sources d'erreurs liées aux hypothèses fortes de la modélisation RANS. Finalement, la prise en compte de la transition dans les calculs RANS de BDL ne peut se faire qu'au cas par cas à l'aide de fonctions de transition et d'intermittences adaptées à chaque modèle. Les résultats obtenus par les calculs RANS ne sont toutefois pas pleinement satisfaisants.

En 2012, Lardeau *et al.* [70] évaluent les capacités des méthodes LES à reproduire l'écoulement de BDL sur plaque plane et sur aube de turbine. Là encore, la part de modélisation contenue dans l'approche LES rend la reproduction du scénario de transition difficile, notamment sur le cas d'écoulement autour de l'aube de turbine pour lequel les écarts entre les modèles de turbulence sont les plus marqués.

À ce jour, les seules études DNS d'écoulements de BDL autour d'un profil d'aile en incidence sont celles réalisées par Jones *et al.* en 2008 [61] et 2010 [62]. Ces études concernent là encore des écoulements à faible nombre de Reynolds ($Re_c = 5 \times 10^4$) et faible incidence ($\alpha = 5^\circ$). Si elles ont permis de découvrir un certain nombre de propriétés sur les BDL sur profil d'aile (notamment sur les mécanismes de transition et d'interaction à grande distance entre l'écoulement de bord d'attaque et celui de bord de fuite), elles ne fournissent aucune information sur le décrochage car dans ces études le BDL reste stable. L'étude récente de Maxen & Henningson [89] reproduisant l'éclatement d'un BDL court sur plaque plane représente l'unique analyse numérique de ce phénomène par la simulation numérique directe réalisée à ce jour. Les résultats obtenus sont très intéressants, ils montrent entre autre une forte dépendance de la dynamique du BDL vis-à-vis du niveau de perturbation extérieure. Dans certains cas, l'équilibre marginal du BDL *court* est rompu, notamment en l'absence de perturbations suffisamment fortes, et un BDL *long* se forme. Néanmoins, ces résultats sur plaque plane ne sont potentiellement pas tous pertinents à l'extrados d'une aile en incidence où les effets de courbure et d'interactions avec l'écoulement potentiel environnant sont forts.

6 Conclusions

Ce chapitre a permis d'exposer les connaissances actuelles sur le décrochage, phénomène aérodynamique plus ou moins brutal qui se produit lorsqu'un profil portant est mis en incidence forte par rapport à l'écoulement amont. D'origine visqueuse, il se traduit par la perte d'effet de portance induit par un décollement massif de la couche limite à l'extrados du profil. S'il a fait l'objet de nombreuses études depuis le début du 20e siècle, notamment pour son importance capitale dans la conception des avions, il reste encore mal compris. À l'heure actuelle, il est très difficile de proposer des technologies permettant de contourner les limites d'apparition du décrochage (dispositifs de contrôle d'écoulements, conception avancée des profils d'ailes...) et bien souvent le comportement adopté par les concepteurs consiste à se fixer une marge de sécurité satisfaisante pour éviter l'apparition du décrochage dans le domaine de vol. La situation est plus critique encore en ce qui concerne l'aérodynamique des pales d'hélicoptères pour laquelle le décrochage dynamique fait partie intégrante du régime de fonctionnement nominal. Il a fait l'objet d'attentions grandissantes au cours du siècle dernier avec notamment l'amélioration des moyens d'analyse expérimentaux et numériques.

Les études précurseurs sur le décrochage dynamique se limitaient dans la majorité des cas à des constatations sur l'évolution des efforts aérodynamiques globaux au cours d'essais réalisés

en soufflerie, sans réelle compréhension de leurs origines. De nos jours, les techniques avancées d'analyses expérimentales (PIV, scanning PIV, LDV...) et de post-traitement (étude spectrale, POD, DMD...) ont permis de révéler les origines du décrochage dynamique et de mettre en lumière l'importance de l'écoulement de bord d'attaque (création du tourbillon énergétique de bord d'attaque, LEV). Cela est particulièrement vrai pour les écoulements à nombre de Reynolds faible ou modéré ($Re_c \approx 10^4 - 10^5$) pour lesquels l'apparition d'un BDL au bord d'attaque est susceptible de piloter la dynamique globale de décrochage. Suivant la forme du profil, la taille de ce BDL peut être très petite dans les conditions rencontrées autour des profils de pales reculantes des rotors d'hélicoptères (inférieure au millimètre autour du profil OA209 à $Re_c \approx 10^6$ et $\alpha \approx 15^\circ$) et même dans le cas plus favorable de l'aérodynamique bas Reynolds des *Micro Air Vehicle* (MAV), une inspection expérimentale détaillée du BDL reste à ce jour très difficile.

Le recours aux moyens d'analyses numériques prend alors tout son sens. Comme il a été rappelé dans ce chapitre, les techniques efficaces de calcul des écoulements par les méthodes moyennées RANS se heurtent à des problèmes de fond dans les configurations de décrochage. Là encore la nature profondément non-canonique du mécanisme de transition par BDL au bord d'attaque en est la raison majeure, ainsi que le fort GPA le long de l'extrados. Ces éléments ont donc naturellement été l'objet d'études détaillées. Les mécanismes de transition de BDL commencent ainsi à être mieux connus sur plaque plane et plus récemment sur profil d'aile. C'est le cas également des couches limites avec GPA. En ce qui concerne le décrochage à Reynolds modéré, nombreuses études expérimentales ont mis en avant l'importance du processus d'éclatement du BDL dans le décrochage. Cependant, il n'existe à l'heure actuelle qu'une étude DNS d'éclatement de BDL présent dans la littérature [89]. Cette étude est réalisée sur plaque plane et beaucoup de travail reste à faire pour l'étude du cas complet sur profil d'aile en incidence.

C'est précisément dans ce contexte qu'interviennent ces travaux de thèse. L'objectif de cette étude est ainsi de reproduire à l'aide de la simulation numérique instationnaire, le phénomène d'éclatement de BDLs courts observé au cours du décrochage de bord d'attaque des profils d'ailes à bas nombre de Reynolds ($Re_c = 10^5$). Un soin particulier sera apporté à la précision du calcul du BDL, notamment en limitant au maximum les effets de modélisation numérique à l'aide de la simulation directe (chapitre 2-3). On pourra analyser le mécanisme de transition complexe dans le BDL sur cette configuration de profil d'aile (Chapitre 3), source des difficultés majeures des méthodes RANS dans ce type de contexte. L'approche retenue permettra, pour la première fois, la résolution fine des phénomènes tridimensionnels lors du décrochage de bord

d'attaque (chapitre 4).

Chapitre II

Méthodes numériques

Ce chapitre est consacré aux méthodes de résolution retenues pour l'ensemble des résultats présentés dans ces travaux. Dans un premier temps les hypothèses ainsi que le formalisme associé aux équations de la dynamique des gaz retenus pour cette étude seront décrits. Nous aborderons ensuite les méthodes numériques utilisées pour résoudre ces équations. Enfin nous tacherons de présenter des éléments de validation des méthodes numériques exposées.

1 Système d'équation de Navier-Stokes

1.1 Du théorème de transport à la formulation ALE des équations de Naviers-Stokes

Une grande partie des résultats présentés dans cette étude fait état de fluides en mouvement en présence d'une paroi mobile. Il existe de multiples façons de résoudre ce problème, et bien souvent la formulation retenue est intimement liée à la méthode numérique utilisée. Ainsi, suivant le choix qui est retenu pour le référentiel dans lequel est exprimé le principe fondamental de la dynamique il faudra ou non introduire les termes supplémentaires liés aux accélérations d'inerties (termes de Coriolis et d'entraînement en référentiel relatif). Si dans certains cas l'ajout de ces termes sources au système initial se fait naturellement, en général ce n'est pas le cas et on préfère utiliser une formulation en repère absolu. C'est le choix retenu ici.

Dans toute ce qui suit, les vitesses ainsi que les dérivées temporelles sont exprimées dans un référentiel absolu Galiléen. On considère un volume "géométrique" de contrôle, noté $\Omega_a(t)$, de contour $\partial\Omega_a(t)$ dont la vitesse locale en tout point est arbitraire, notée $\mathbf{u}^e(\mathbf{x}, t)$ la normale unitaire associée étant notée \mathbf{n} . On considère également un volume "matériel" coïncidant à l'instant t avec $\Omega_a(t)$, notée $\Omega_m(t)$, de contour $\partial\Omega_m(t)$ se déplaçant avec le fluide à la vitesse

Chapitre II. Méthodes numériques

$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$. Le théorème de transport exprimé pour une quantité tensorielle b sur ces deux domaines donnent les relations suivantes :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_a(t)} b(\mathbf{x}, t) d\Omega(t) = \iiint_{\Omega_a(t)} \frac{\partial b(\mathbf{x}, t)}{\partial t} d\Omega(t) + \iint_{\partial\Omega_a(t)} b(\mathbf{x}, t) (\mathbf{u}^e \cdot \mathbf{n}) d\Sigma(t) \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_m(t)} b(\mathbf{x}, t) d\Omega(t) = \iiint_{\Omega_m(t)} \frac{\partial b(\mathbf{x}, t)}{\partial t} d\Omega(t) + \iint_{\partial\Omega_m(t)} b(\mathbf{x}, t) (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) d\Sigma(t) \quad (\text{II.2})$$

En soustrayant II.1 à II.2, et en tenant compte du fait qu'à l'instant t , $\Omega_a(t) = \Omega_m(t)$, on obtient :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_m(t)} b(\mathbf{x}, t) d\Omega(t) = \frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_a(t)} b(\mathbf{x}, t) d\Omega(t) + \iint_{\partial\Omega_a(t)} b(\mathbf{x}, t) (\mathbf{u} - \mathbf{u}^e) \cdot \mathbf{n} d\Sigma(t) \quad (\text{II.3})$$

Exprimant les principes fondamentaux de conservation pour la mécanique (des fluides et des solides), sur le domaine matériel $\Omega_m(t)$ dans le référentiel absolu on obtient :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_m(t)} b(\mathbf{x}, t) d\Omega(t) = \iiint_{\Omega_m(t)} Q d\Omega(t) + \iint_{\partial\Omega_m(t)} A \cdot \mathbf{n} d\Sigma(t) \quad (\text{II.4})$$

où Q , et A , désignent les termes sources volumiques, respectivement surfaciques, suivants :

Conservation de	b	Q	A
masse	ρ	0	0
Qté de mvt.	$\rho \mathbf{u}$	$\rho \mathbf{f}$	$\bar{\bar{\sigma}}$
Energie (total)	ρE	$\rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{u}$	$\bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{u} - \mathbf{q}$

Dans la suite de ce mémoire nous nous intéresserons à des fluides visqueux, Newtonien, non pesants, compressibles, respectant la loi des gaz parfaits. Il en découle alors les expressions suivantes :

- \mathbf{f} , densité de force extérieurs = $\vec{0}$ (non-pesant)
- $\bar{\bar{\sigma}} = -p \bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}}$, le tenseur des contraintes total. Sous l'hypothèse d'un fluide Newtonien (et sous l'hypothèse de Stokes) $\bar{\bar{\tau}} = \mu(T) \nabla \mathbf{u} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u}$. Dans le cadre de l'approximation gaz parfait, la pression est liée à l'énergie interne par : $p = (\gamma - 1) \rho e$, avec $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1.4$ pour l'air.

- \mathbf{q} represente le flux de chaleur, qui s'exprime en fonction du gradient de température (loi de Fourier) : $\mathbf{q} = -\lambda(T)\nabla T$

En combinant ces relations avec celle du théorème de transport II.3, on aboutit à la formulation intégrale du système d'équations de Navier-Stokes exprimée pour un volume animé d'une vitesse arbitrairement choisie (*Arbitrary Lagrangian Eulerian*, ALE) :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{\Omega_a(t)} \mathbf{Q}(\mathbf{x}, t) d\Omega(t) + \iint_{\partial\Omega_a(t)} \mathbf{F}_i(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n}_i d\Sigma(t) - \frac{1}{Re} \iint_{\partial\Omega_a(t)} \mathbf{F}_i^\nu(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n}_i d\Sigma(t) = \vec{0} \quad (\text{II.5})$$

avec \mathbf{Q} , \mathbf{F}_i et \mathbf{F}_i^ν les vecteurs des variables conservatives, des flux d'Euler et des flux visqueux définis par :

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_1 \\ \rho u_2 \\ \rho u_3 \\ \rho E \end{pmatrix}; \quad \mathbf{F}_i = \begin{pmatrix} \rho(u_i - u_i^e) \\ \rho u_1(u_i - u_i^e) + p\delta_{1i} \\ \rho u_2(u_i - u_i^e) + p\delta_{2i} \\ \rho u_3(u_i - u_i^e) + p\delta_{3i} \\ \rho E(u_i - u_i^e) + pu_i \end{pmatrix}; \quad \mathbf{F}_i^\nu = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{1i} \\ \tau_{2i} \\ \tau_{3i} \\ \tau_{ji}u_j + \frac{\nu C_p}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_i} \end{pmatrix} \quad (\text{II.6})$$

1.2 Conditions limites

1.2.1 Champ lointain

La condition limite à l'infini est calculée à l'aide d'un raisonnement aux caractéristiques (condition appelée *Local One Dimensional Inviscid*, dites LODI). La seule modification pour tenir compte du déplacement éventuel des frontières est de remplacer, dans ce raisonnement, la vitesse absolue du fluide \mathbf{u} par la vitesse relative $\mathbf{u} - \mathbf{u}^e$.

1.2.2 Condition d'adhérence à la paroi

La condition limite appliquée au niveau des parois est une condition d'adhérence. En présence d'une paroi mobile l'adhérence s'obtient en écrivant :

$$u_{paroi} = u_{paroi}^e \quad (\text{II.7})$$

Les parois sont de plus supposées adiabatiques et on impose donc à la paroi :

$$\nabla T \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (\text{II.8})$$

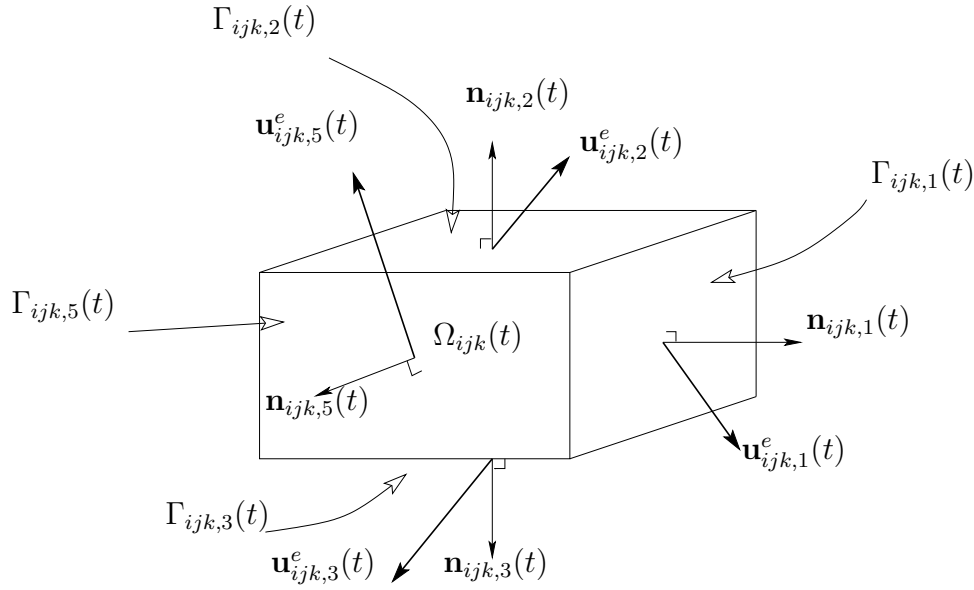


Figure II.1 – Schéma d'une cellule de calcul hexaédrique $\Omega_{ijk}(t)$ représentée avec les normales $\mathbf{n}_{ijk,l}(t)$ et les vitesses d'entrainements $\mathbf{u}_{ijk,l}^e(t)$ associées aux facettes (visibles) $\Gamma_{ijk,l}(t)$

2 Discrétisation des équations

Nous avons présenté, dans la section précédente, la formulation du système d'équations de Navier-Stokes qui sera retenue dans toute cette étude, avec notamment les particularités relatives au mouvement du domaine de calcul. Dans cette section nous allons exposer les méthodes numériques implémentées dans le code pour résoudre le problème ainsi formulé.

2.1 Discrétisation spatiale

Nous avons choisi d'utiliser dans cette étude des schémas numériques d'ordre 2. Associé à une méthode hybride centrée/décentrée et à l'utilisation de maillage très fins, une telle approche s'est déjà révélée bénéfique par le passé dans des configurations d'écoulements complexes que ce soit en LES ou DNS (voir Raverdy *et al.* [124], Richez *et al.* [127], Larchevêque *et al.* [69] et Laurent *et al.* [72]).

La méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis s'exprime très simplement à partir des relations obtenues en partie 1. Dans toute la suite nous utiliserons des maillages structurés hexaédriques pour discrétiser les équations de Navier-Stokes. Ainsi, le domaine de contrôle $\Omega_a(t)$ est divisé en cellules de calcul hexaédriques $\Omega_{ijk}(t)$ délimitées par 6 facettes $\Gamma_{ijk,l}$ de surface $S_{ijk,l}$ (voir Fig.

II.1). Dans l'approche volume fini, l'inconnue du problème est la valeur moyenne du vecteur des variables conservatives $\bar{\mathbf{Q}}_{ijk}(t)$ sur chaque cellule de calcul, de telle sorte que l'on ait :

$$\bar{\mathbf{Q}}_{ijk}(t) = \frac{1}{\Omega_{ijk}(t)} \iiint_{\Omega_{ijk}(t)} \mathbf{Q}(\mathbf{x}, t) d\Omega(t) \quad (\text{II.9})$$

De façon analogue on définit la valeur moyenne du flux surfacique et finalement, la formulation semi-discrète volume fini (cell-center) du système d'équation de Navier-Stokes s'écrit (pour plus de clarté on a volontairement omis l'indice de cellule ijk) :

$$\frac{d}{dt}(\Omega(t)\bar{\mathbf{Q}}(t)) + \sum_{l=1}^6 (S_l [\bar{\mathbf{F}}_{i,l} \cdot n_{i,l}](t)) - \frac{1}{Re} \sum_{l=1}^6 (S_l [\bar{\mathbf{F}}_{i,l}^\nu \cdot n_{i,l}](t)) = 0 \quad (\text{II.10})$$

Par la suite on omettra les notations $\bar{}$.

2.1.1 Flux convectifs

Le choix du schéma numérique utilisé pour évaluer les flux aux facettes dépend fortement de l'écoulement que l'on souhaite calculer. Dans cette étude, nous n'étudierons que des écoulements turbulents subsoniques à bas nombre de Mach, à la limite de l'incompressible. Le schéma utilisé dans cette étude repose sur une version simplifiée de la méthode AUSM (*Advection Upstream Splitting Method*) initialement proposée par Liou & Stefen en 1993 [79]. Ce schéma est basé sur la méthode *Flux Vector Splitting* (FVS) et repose sur une séparation du flux entre une contribution purement convective et une contribution liée à la pression. Ainsi pour une facette l donnée on a :

$$\mathbf{F}_i \cdot n_i = \mathbf{F}^{conv} + \mathbf{P} \quad (\text{II.11})$$

Ewards & Liou [34] introduisent en 1998 une variante du schéma initial, adapté aux écoulements avec chocs, pour assurer la précision et un couplage vitesse/pression efficace quel que soit le régime d'écoulement. Cette dernière sera reprise par Mary [92] durant ses travaux de thèse. Un travail de fond a permis d'aboutir à une version plus précise et de coût numérique plus abordable. C'est cette dernière version, dite AUSM+(P), privée de ses mécanismes de capture de choc, qui sera utilisée dans tous les travaux de cette étude. Le terme de pression est donné par $\mathbf{P} = (p_G + p_D)/2 \mathbf{t}(0, n_1, n_2, n_3, 0)$. En détaillant l'expression de \mathbf{F}^{conv} on obtient :

$$\mathbf{F}^{conv} = \frac{1}{2} U_l (\mathbf{W}_G + \mathbf{W}_D) - |U_{dis}| \frac{1}{2} (\mathbf{W}_G - \mathbf{W}_D) \quad (\text{II.12})$$

Chapitre II. Méthodes numériques

où les indices G et D désignent des quantités relatives aux états gauche, respectivement droit de l'interface. W désigne le vecteur d'état $W = {}^t(\rho, \rho u_1, \rho u_2, \rho u_3, \rho E + p)$. La vitesse U_l désigne la vitesse relative du fluide ($\mathbf{u}^r = \mathbf{u} - \mathbf{u}^e$) à l'interface l , un terme de stabilisation de pression γ est ajouté pour ces conditions de faibles nombres de Mach.

$$U_l = \frac{1}{2} \mathbf{n}_l \cdot (\mathbf{u}_G^r + \mathbf{u}_D^r) - c_2 (p_R - p_D) \quad (\text{II.13})$$

Le paramètre $|U_{dis}|$ est homogène à une vitesse et caractérise la dissipation artificielle introduite pour stabiliser la méthode :

$$|U_{dis}| = \Phi_l \max(|U_l|, c_1) \quad (\text{II.14})$$

c_1 et c_2 sont des constantes numériques et Φ_l un senseur présent pour minimiser le décentrement induit par le terme $|U_{dis}|$. Il dépend de la régularité de la solution exprimé en variables primitives $\phi = {}^t(\rho, u_1, u_2, u_3, p)$ et évaluée dans chacune des trois directions aux niveaux de chaque interfaces ainsi pour la direction i et l'interface $l = i + \frac{1}{2}$:

$$\Delta_\phi^i = \begin{cases} -1 & \text{si } (\phi_{i+2} - \phi_{i+1})(\phi_{i+1} - \phi_i) < 0 \\ 1 & \text{sinon} \end{cases}$$

$$W_{\phi_m} = \begin{cases} 1 & \text{si } \Delta_{\phi_m}^i + \Delta_{\phi_m}^{i-1} < 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

$$\Phi_l = \max(W_{\phi_m}) \quad \text{pour } m = 1, 5$$

La simulation instationnaire (DNS ou LES) des écoulements turbulents impose de contrôler la dissipation artificielle introduite par le schéma numérique. Le senseur précédent permet ainsi d'activer le décentrement $|U_{dis}|$ uniquement lorsqu'apparaissent des oscillations parasites non-physiques de longueur d'onde de la taille de la maille, tendance bien connue des schémas purement centrés. Dans ses travaux de thèse, Laurent [72] a proposé une nouvelle amélioration de ce schéma en remarquant qu'un terme de dissipation était systématiquement introduit dans le calcul de la vitesse normale à l'interface que la solution soit régulière ou non (voir contribution de la pression dans la relation II.13.). Elle en propose alors une nouvelle définition pour que le schéma dégénère en un schéma purement centré en présence d'un écoulement régulier. Cette dernière est mieux adaptée aux calculs instationnaires qui nous intéressent ici et elle sera donc

retenue par la suite :

$$U_l = \frac{1}{2} \mathbf{n}_l \cdot (\mathbf{u}_G^r + \mathbf{u}_D^r) - c_2 (p_D - p_G) \times \Phi_l \quad (\text{II.16})$$

L'ordre de la méthode est étendu à l'ordre 2 par une évaluation des valeurs aux interfaces à l'aide d'une reconstruction de type MUSCL (*Monotonic Upstream Schemes for Conservation Laws*) dû à Van Leer [153]. Ainsi une valeur $A_{i+\frac{1}{2}}$ à l'interface $i + \frac{1}{2}$ est reconstruite à partir des valeurs aux centres des cellules voisines en suivant :

$$\begin{cases} A_{i+\frac{1}{2}}^G = A_i + \frac{1}{6} [2(A_{i+1} - A_i) + (A_i - A_{i-1})], \\ A_{i+\frac{1}{2}}^D = A_{i+1} + \frac{1}{6} [2(A_{i+1} - A_i) + (A_{i+2} - A_{i+1})] \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

Aucun limiteur de pente n'est utilisé afin de réduire la dissipation numérique alors introduite. Encore une fois, cela ne pose pas de problème pour les écoulements bas Mach envisagés dans cette étude.

2.1.2 Flux visqueux

On a fait le choix d'utiliser une formule purement centrée, d'ordre 2, pour discrétiser les flux visqueux. La méthode de calcul des gradients, nécessaire à la formation des flux visqueux, est basée sur l'idée de Chakravarthy [20] d'utiliser la formule de Green-Ostrogradski pour les évaluer à partir d'une valeur moyenne sur un domaine de contrôle Ω_c donné. Ainsi pour une quantité ϕ donnée :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right|_{\Omega_c} \simeq \frac{1}{\Omega_c} \int_{\Omega_c} \frac{\partial \phi}{\partial x_i} d\Omega \quad (\text{II.18})$$

$$\simeq \frac{1}{\Omega_c} \oint_{\partial \Omega_c} \phi n_i dS = \frac{1}{\Omega_c} \iint_{\Gamma_{\Omega_c}} \phi n_i d\Gamma \quad (\text{II.19})$$

$$= \frac{1}{\Omega_c} \sum_{l=1}^6 \phi_l n_{i,l} \quad (\text{II.20})$$

Plusieurs choix sont envisageables pour le domaine de contrôle Ω_c (voir [151] et [83]). Mansour *et al.* [83] proposent d'utiliser un domaine Ω_c intercalé entre les cellules de calcul (voir Fig. II.2). Le stencil obtenu pour un tel schéma est de 3, il est compact et permet donc d'améliorer l'évaluation des variations à courtes distances $\mathcal{O}(\text{taille de la maille})$ par rapport au stencil de 5

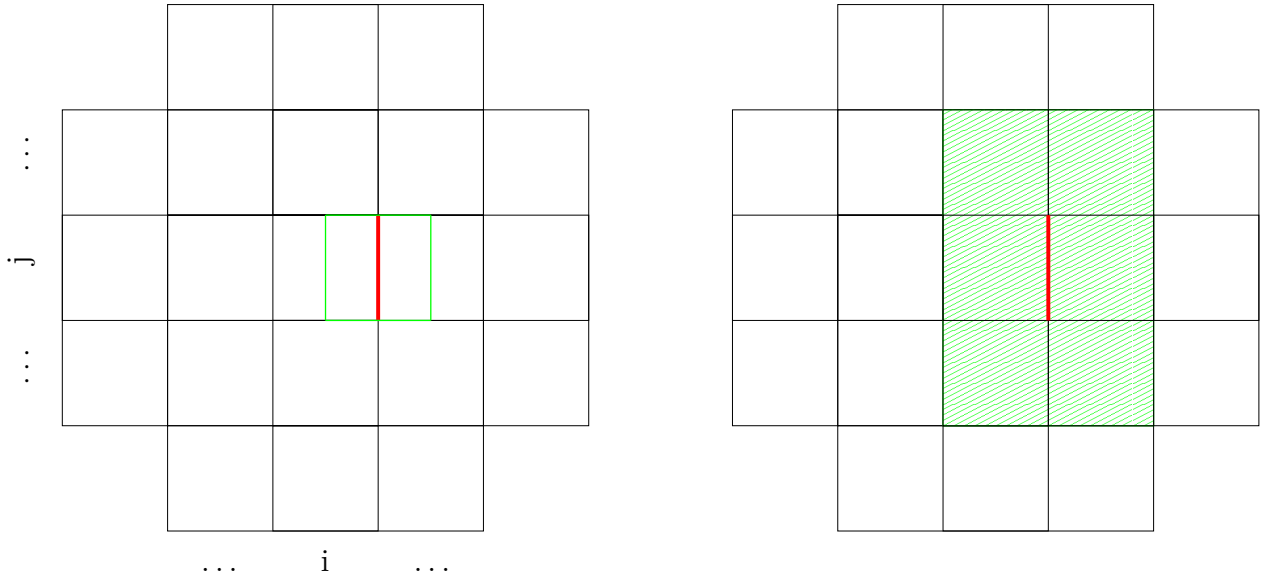


Figure II.2 – Représentation du domaine Ω_c choisi pour évaluer les gradients à l’interface $i + \frac{1}{2}$ du domaine ijk avec à gauche le domaine en question (en vert) et à droite le stencil compact résultant

obtenu pour un domaine conforme aux lignes de maillages. Néanmoins, il engendre un surcoût de calcul, notamment pour les métriques relatives aux éléments de surfaces composant Ω_c .

2.1.3 Sur l’étape de déplacement de maillage

La formulation ALE qui vient d’être présentée est valable, à priori, pour tous mouvement arbitraire du domaine de calcul. En pratique, cette démarche consiste simplement à remplacer dans le calcul des flux convectifs, la vitesse absolue du fluide aux interfaces par la vitesse relative au déplacement du maillage.

Cependant le calcul de ce flux convectif additionnel doit se faire en respectant un certain nombre d’identités géométriques, sous peine d’affecter la solution. Ces *Lois de Conservations Géométriques* (LCG) s’expriment simplement à l’aide des lois de conservations suivantes :

1. L’intégrale de surface sur une surface fermée est nulle

$$\forall t \quad \int_{S(t)} \mathbf{n} \, dS = \vec{0} \quad (\text{II.21})$$

2. La deuxième loi s’obtient en considérant un écoulement uniforme dans les équations II.5 :

$$\forall t \quad \frac{d}{dt} \Omega - \int_{S(t)} \mathbf{u}^e \cdot \mathbf{n} \, dS = 0 \quad (\text{II.22})$$

La deuxième relation traduit simplement le fait que la variation de volume d'une cellule Ω est égale au volume balayé par la surface $S(t)$ pendant l'intervalle de temps considéré.

Par la suite nous nous limiterons à des cas de déplacements de maillage de type "corps-rigides", cette limitation forte permet d'obtenir les relations suivantes, à vérifier au niveau discret :

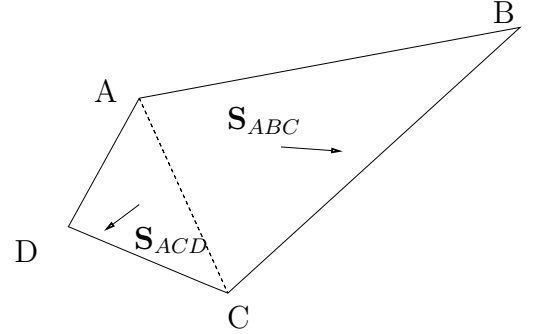
$$\left\{ \begin{array}{l} \forall t \in [0, +\infty[\\ \forall \Omega_{ijk}(t) \subset \Omega(t) \end{array} \right. \quad \sum_{l=1}^6 \mathbf{n}_{ijk,l} \cdot S_{ijk,l} = \vec{0} \quad \text{et} \quad \sum_{l=1}^6 \mathbf{u}_{ijk,l}^e \cdot \mathbf{n}_{ijk,l} \cdot S_{ijk,l} = 0 \quad (\text{II.23})$$

Un écart sur la vérification de la première relation se traduit par une erreur sur la vitesse de convection (Trépanier & Reggio [168]) et le non-respect de la deuxième relation introduit un terme source dans la conservation de la masse (perte de conservativité du schéma).

Evaluation des métriques

Soit une facette (ABCD) quelconque d'un volume de contrôle hexaédrique Ω_{ijk} . La surface orientée \mathbf{S}_{ABCD} propre à cette facette est déterminée à l'aide du produit vectoriel suivant :

$$\mathbf{S}_{ABCD} = \frac{1}{2}(\mathbf{AC} \wedge \mathbf{AB} + \mathbf{AD} \wedge \mathbf{AC}) \quad (\text{II.24})$$



De cette façon la première *LCG* est vérifiée. On calcule les volumes à l'aide de la formule de Stokes.

$$\Omega_{ijk} = \frac{1}{3} \sum_{l=1}^6 \mathbf{OG}_{ijk,l} \cdot \mathbf{S}_{ijk,l} \quad (\text{II.25})$$

où $G_{ijk,l}$ est le barycentre de la facette l .

Evaluation des vitesses d'entraînement

Tous mouvement de "corps-rigide" (à divergence nulle) peut être obtenu par composition d'un mouvement de translation et d'un mouvement de rotation. L'implémentation d'un tel mouvement dans le code est donc relativement aisée. Reste à déterminer la façon de calculer les vitesses d'entraînement aux interfaces.

Pour cela on calcule les vitesses d'entraînement aux barycentres des demi-facettes \mathbf{S}_{ABC} et \mathbf{S}_{ACD} puis on reconstitue la métrique liée à la facette \mathbf{S}_{ABCD} à l'aide de la relation :

$$(\mathbf{S}\cdot\mathbf{u}^e)_{ABCD} = (\mathbf{S}\cdot\mathbf{u}^e)_{ABC} + (\mathbf{S}\cdot\mathbf{u}^e)_{ACD} \quad (\text{II.26})$$

La résultante des six produits scalaires, correspondant aux six facettes est alors nulle et la second *LCG* vérifiée. Il est à noter que $(\mathbf{S}\cdot\mathbf{u}^e)_{ABC} + (\mathbf{S}\cdot\mathbf{u}^e)_{ACD} \neq (\mathbf{S})_{ABCD} \cdot (\mathbf{u}^e)_{ABCD}$ où $(\mathbf{u}^e)_{ABCD}$ serait évalué au barycentre de la facette. En outre, cette dernière relation ne permet pas de respecter la seconde *LCG*.

2.2 Intégration temporelle

2.2.1 Schéma explicite de Runge-Kutta

L'idée de base des schémas de Runge-Kutta est d'évaluer le résidu à différents instants intermédiaires entre t^n et t^{n+1} puis de les combiner afin d'obtenir une approximation d'ordre élevé de Q^{n+1} tout en gardant des pas de temps plus importants. Dans ce travail, nous utilisons une méthode de Runge-Kutta compacte à trois pas de Shu et Osher [137], précis au troisième ordre classiquement utilisé en LES (Garnier [43], Lenormand [78]). Ces méthodes explicites sont précises en temps et simples à mettre en oeuvre, et de ce fait adaptées pour les simulations instationnaires. Cependant, le critère de stabilité CFL impose souvent l'utilisation d'un pas de temps très petit, puisque le nombre CFL doit être inférieur à 1. Cette limitation est particulièrement sévère dans le cas de configurations où le rapport entre la plus grande et la plus petite cellule du domaine est élevé (par exemple, dans le cas d'une couche limite turbulente).

2.2.2 Schéma implicite de Gear

L'utilisation de méthode d'intégration temporelle implicite n'est pas incompatible avec les calcul DNS à condition de limiter la taille du pas temps de manière à ce que le CFL "convectif" ne dépasse pas 2 ou trois (voir thèse de F. Daude [28]). Le schéma de Gear [46], obtenu par une approche de type *backward*, est retenu car il est précis au deuxième ordre et offre de bonne propriété de stabilité [28]. Il peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{3 Q^{n+1} - 4Q^n + Q^{n-1}}{2 \Delta t} + R^{n+1} = F_d(Q^{n+1}, Q^n, Q^{n-1}) = 0 \quad (\text{II.27})$$

Une méthode de Newton approchée est utilisée pour résoudre à chaque pas de temps le problème non linéaire II.27. Cet algorithme est basé sur la création à partir de \vec{Q}^n d'une suite de vecteurs $\vec{Q}^{n,m}$ convergeant vers \vec{Q}^{n+1} . L'estimation de la sous-itération $m + 1$ nécessite la résolution du système linéaire :

$$\left[\frac{\partial \vec{F}_d}{\partial \vec{Q}} \Big|_{\vec{Q}^{n,m}} \right] (\vec{Q}^{n,m+1} - \vec{Q}^{n,m}) = -\vec{F}_d(\vec{Q}^{n,m}) \quad (\text{II.28})$$

Cette méthode permet de conserver le deuxième ordre en temps tout en utilisant des formes approchées [28, 92, 119] de la matrice Jacobienne de l'Eq.II.28. L'inversion d'une matrice de dimension $n_{ijk} \times n_{ijk}$ (avec n_{ijk} , le nombre de cellules du bloc) est coûteuse en temps CPU et en encombrement mémoire. Aussi les deux étapes suivantes sont faites afin d'obtenir une résolution rapide et précise :

- La matrice $\frac{\partial \vec{F}_d}{\partial \vec{Q}}$ est calculée de manière approchée. Pour les termes convectifs, la technique proposée dans [167] est retenue, tandis que pour les termes visqueux l'approximation proposée par Coakley est retenue [25]. Ces approximations ont l'avantage de rendre scalaire les bloc diagonaux de la matrice.
- Le système simplifié est résolu par une méthode LU-SGS, voir [167]. Notons maintenant respectivement L, D, U la partie strictement inférieure, la partie diagonale et la partie strictement supérieure de la matrice implicite globale. La méthode LU-SGS est obtenue lorsque le membre de gauche est factorisé de la façon suivante :

$$(L + D + U)\Delta Q \approx (L + D)D^{-1}(U + D)\Delta Q = -R \quad (\text{II.29})$$

On réitère les sous-itérations jusqu'à vérifier le critère :

$$\|\vec{F}_d(\vec{Q}^{n+1,m+1})\|_\infty \leq \epsilon \|\vec{F}_d(\vec{Q}^{n+1,0})\|_\infty \quad (\text{II.30})$$

où ϵ caractérise l'erreur commise lors de la résolution du problème non-linéaire. Pour des écoulements pleinement turbulents, les résultats numériques deviennent indépendants du choix du paramètre si $\epsilon < 0.1$ [28]. Pour des écoulements transitionnels qui peuvent être fortement influencés par de petites perturbations, un critère plus contraignant doit être utilisé pour garantir que la solution n'est pas polluée par du bruit numérique (Voir Chapitre 3).

3 Validation de la méthode

Formellement, la méthode retenue est précise au second ordre sur des maillages curvilignes. Pour la simulation directe ou des grandes échelles des écoulements visqueux, des méthodes d'ordre supérieur ou égal à 4 sont souvent mises en œuvre pour garantir une bonne restitution des petites échelles physiques. L'idée de ce paragraphe est de montrer, d'une part, que la méthode numérique retenue est compétitive par rapport à certaines méthodes d'ordre élevé basées sur des différences finies, et d'autre part, de vérifier la bonne implémentation de la méthode ALE.

3.1 Propagation d'une onde acoustique bidimensionnelle

L'objet de ce cas test est d'évaluer la précision du schéma convectif par rapport à celle du schéma couramment utilisé dans le solveur de propagation acoustique `Sabrina_V0` de l'ONERA. Ce dernier repose sur un schéma différences finies centré précis au sixième ordre (stencil de 7 points) et un filtre précis au dixième ordre (stencil de 11 points) [156].

Dans un fluide au repos ($\rho = 1.2\text{kgm}^{-3}$, $p = 101103\text{Pa}$), une onde acoustique harmonique est générée grâce au terme source suivant : $S(r) = 0.01 \times e^{-0.174r^2} \sin(2\pi ft)$, où r mesure la distance par rapport à l'origine de la boîte de calcul. La fréquence f étant fixée à 72Hz, la longueur de l'onde acoustique est égale à 4.81m. Le terme source s'applique aux équations de conservation de la masse et de l'énergie uniquement. Pour cette dernière, le terme vaut $c^2 S$, où c représente la vitesse du son. Des conditions de périodicité sont appliquées comme conditions aux limites.

Un carré de côté égal à 100m et centré sur l'origine constitue le domaine de calcul. L'onde est propagée pendant 0.12s, durée nécessaire à l'arrivée du pulse sur les bords du domaine de calcul. L'intégration temporelle est la méthode de Runge-Kutta présentée dans le paragraphe 2.2.1 et le pas de temps est fixé à 44 μs . La figure II.3, qui présente des isocontours du champ de pression à trois instants successifs, permet de visualiser la propagation de l'onde acoustique. Pour estimer la précision des méthodes, le profil des fluctuations de pression à $y=0$ est présenté sur la figure II.4 à l'instant final de la simulation. On s'intéresse plus particulièrement à l'onde la plus éloignée de la source (zoom sur la partie droite de la figure), car cette zone est davantage discriminante pour la méthode numérique. Différents calculs sont comparés sur cette figure pour évaluer la résolution nécessaire à l'obtention de résultats satisfaisants. Le schéma d'ordre élevé réclame 7 à 8 cellules de calcul par longueur d'onde, alors que le schéma du 2ème ordre

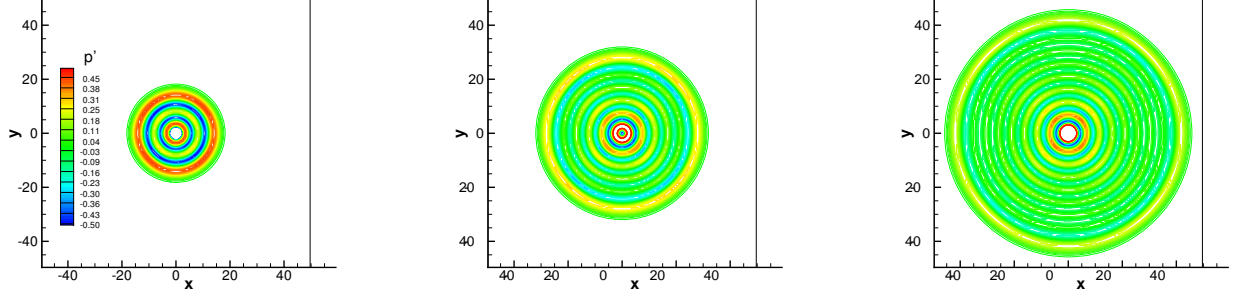


Figure II.3 – Evolution temporelle des fluctuations de la pression : $t=0.04s$, $0.08s$ et $0.12s$ (de gauche à droite)

présenté au paragraphe précédent nécessite plutôt 11 à 12 cellules par longueur d’onde. Grâce à la reconstruction MUSCL du 3ème ordre, le schéma sensor est plus précis qu’un schéma usuel centré du second ordre, qui réclame plutôt 16-20 cellules par longueur d’ondes [29]. Néanmoins, la précision du schéma aux volumes finis peut s’avérer meilleure sur une grille cartésienne à pas constant que sur une grille curviligne avec des étirements de maillage, car les métriques ne sont pas prises en compte pour la reconstruction MUSCL par soucis d’efficacité informatique. Aussi ce cas test a été simulé sur une grille déformée pour vérifier si la précision du schéma sensor se dégrade plus rapidement sur un maillage plus exigeant que celle du schéma d’ordre 6.

La grille cartésienne est soumise à la transformation suivante :

$$\begin{aligned} x &= x_{cart} + \sin(\pi y_{cart}/L_0)) \mathcal{E} \times 0.3 \\ y &= y_{cart} + \cos(\pi x_{cart}/L_0)) \mathcal{E} \end{aligned} \quad (\text{II.31})$$

où $L_0 = \max(x_{cart}) - \min(x_{cart})$ et la perturbation \mathcal{E} vaut 26.1. Le maillage déformé est présenté sur la partie gauche de la Figure II.5 (1 cellule sur 5 est tracée), où est illustrée la variation spatiale du nombre de cellules par longueur d’onde dans la direction I du bloc structuré. Ce nombre varie approximativement de 12 à 24. Dans la direction J, la déformation est beaucoup plus faible et la résolution se situe entre 20 et 24 points par longueur d’onde. Sur la partie centrale et droite de la Figure II.5, les profils de fluctuations de la pression à $y=0$ et $t=0.12s$ sont comparés à ceux obtenus sur la grille cartésienne en utilisant 24 cellules par longueur d’onde. On constate que l’emploi de maillage déformé n’altère pas la précision du schéma sensor, puisque comme sur la grille cartésienne, une résolution de 12 points par longueur d’onde permet d’obtenir des résultats équivalents à ceux de la solution de référence.

En terme d’efficacité, le schéma d’ordre 6 nécessite environ 1.5 fois moins de cellules par di-

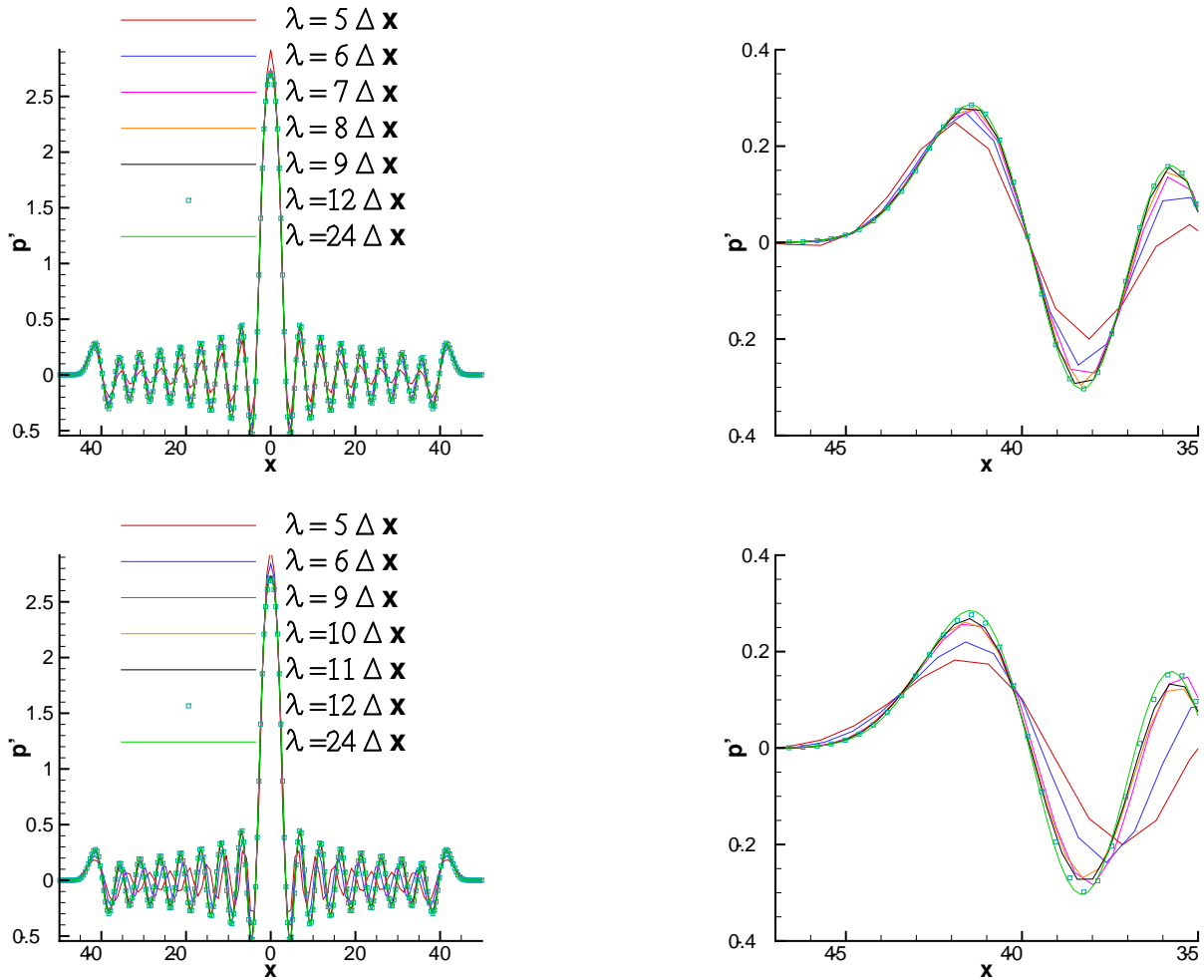


Figure II.4 – Evolution suivant la coordonnée x des fluctuations de la pression à $y=0$ et $t=0.12s$: schéma aux différences finies 6ème ordre (haut) et Volumes finis 2ème ordre (bas).

rection que le schéma sensor pour obtenir le même degré de précision. Dans le cadre de calcul tridimensionnel, le gain lié à l'emploi du schéma aux différences finies par rapport au schéma sensor est donc conséquent : $1.5^4 \approx 5$ (gain sur les 3 directions spatial et sur le pas de temps plus grand). Ce facteur doit néanmoins être corrigé par la vitesse d'exécution du solveur, 30% plus lente dans le cas du schéma aux différences finies. Les 2 schémas, implémentés dans le solveur FUNK de l'ONERA dédié aux calculs haute performance (HPC) et aux simulations instationnaires, ont été optimisés avec soin sur processeur Intel Nehalem ou Westmere. Au final, le choix du schéma aux différences finies pour ce cas test acoustique à la physique très linéaire permet de réduire le coût de calcul d'environ un facteur 3.5 par rapport au schéma sensor à base de volumes finis.

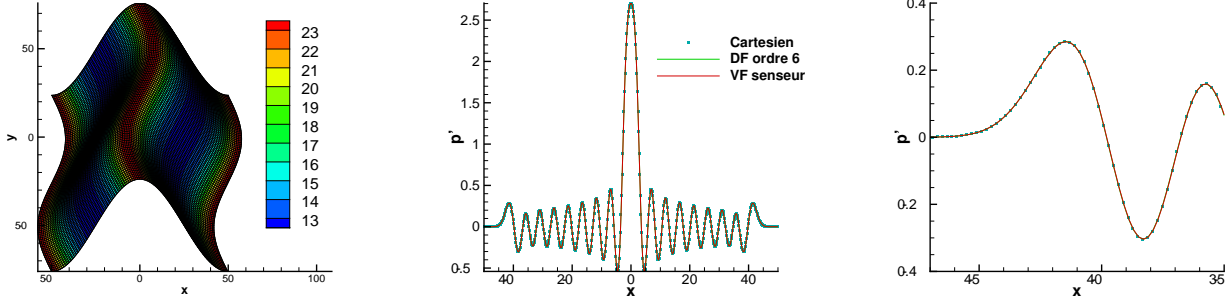


Figure II.5 – Nombre de cellules par longueur d’onde dans la direction I de la grille déformée (gauche) et évolution suivant la coordonnée x des fluctuations de pression à $y=0$ et $t=0.12s$ (centre et droite).

3.2 Tourbillon de Taylor-Green 3D

L’objectif de ce cas test est de vérifier si le schéma aux différences finis se comporte aussi bien pour des écoulements visqueux tridimensionnels comportant de fortes non-linéarités. Le tourbillon de Taylor-Green fait partie des cas tests du Workshop on High-Order CFD Methods [54]. A partir de la solution initiale, le tourbillon transitionne vers un état turbulent avec la création de petites échelles, qui sont dissipées une fois atteinte l’échelle de Kolmogorov, dans un scénario similaire à celui de la décroissance d’une turbulence homogène isotrope.

Le domaine de calcul est un cube de coté $2\pi L_0$ centré sur l’origine du repère, dans lequel on applique des conditions aux limites de périodicité. Le nombre de Mach de référence, M_0 , est fixé à 0.1 et la pression de référence P_0 est égale à 101183 Pa. La masse volumique, la température et la vitesse de référence valent respectivement $\rho_0 = 1.2kgm^{-3}$, $T = 294K$ et $U_0 = 34.38ms^{-1}$. Le nombre de Reynolds, basé sur ces paramètres de référence, est donc égal à 1600. La solution initiale se formule de la manière suivante en terme de variables primitives :

$$\begin{aligned}
 u &= U_0 \sin(x/L_0) \cos(y/L_0) \cos(z/L_0) \\
 v &= -U_0 \cos(x/L_0) \sin(y/L_0) \cos(z/L_0) \\
 w &= 0 \\
 p &= P_0 + \rho_0 U_0^2 / 16 (\cos(x/L_0) + \cos(y/L_0)) (\cos(2z/L_0) + 2) \\
 \rho &= p / (RT_0)
 \end{aligned} \tag{II.32}$$

A partir de cette solution initiale, l’écoulement est simulé sur une période de $16 L_0/U_0$. La figure II.6 montre la topologie de l’écoulement à trois instants successifs grâce à une isosurface du critère Q . A partir de la solution initiale (gauche de la figure), qui comporte 4 tourbillons

contra-rotatifs de même dimension πL_0 , l'écoulement développe rapidement une large gamme d'échelles turbulentes jusqu'aux échelles dissipatives grâce aux interactions non-linéaires qui se produisent entre les tourbillons de différentes tailles successivement créés. Comme solution de référence, on utilise celle obtenue dans le cadre du Workshop on High-Order CFD Methods avec une méthode pseudo-spectrale sur une grille cartésienne de 512^3 [54].

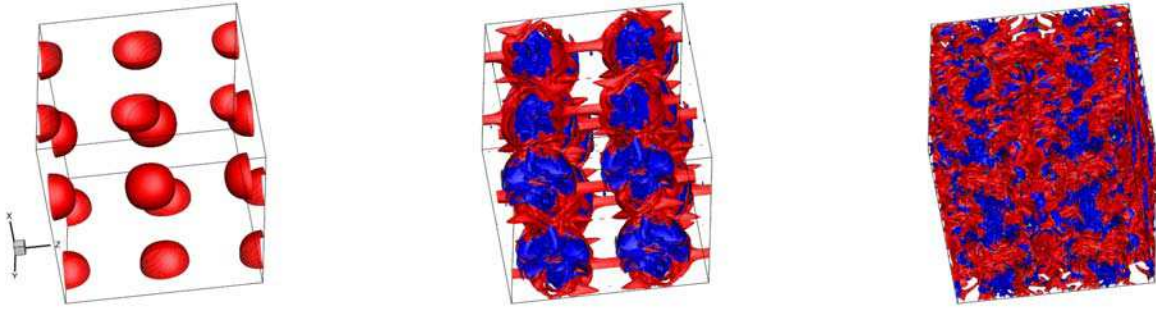


Figure II.6 – Isosurface du critère $Q = -20(L_0/U_0)^2$ colorée par la fluctuation de la pression : $t U_0/L_0 = 0, 8$ et 16 (de gauche à droite)

Au cours du Workshop on High-Order CFD Methods [54], les évolutions temporelles de différentes quantités ont été analysées : Energie cinétique turbulente, sa variation temporelle et l'énstrophie. L'analyse des résultats du Workshop montre que cette dernière quantité s'avère la plus sensible à la précision de la méthode numérique. Aussi on se concentre uniquement dans la suite de ce paragraphe sur l'analyse de l'énstrophie adimensionnée définie à partir du vecteur vorticité $\vec{\omega}$ comme :

$$\mathcal{E} = \frac{L_0^2}{U_0^2 \rho_0} \int_{\Omega} \rho \vec{\omega} \cdot \vec{\omega} d\Omega$$

Comme pour le cas test de propagation d'onde acoustique, la méthode explicite de Runge-Kutta est retenue pour l'intégration temporelle et le CFL est fixé à 0.7, sauf mention contraire. Les schémas de discrétisation en espace des termes convectifs sont aussi les mêmes : le schéma sensor à base de volumes finis et le schéma centré aux différences finies précis au 6ème ordre (DF6). Quelque soit le choix du schéma pour la convection, les termes visqueux sont toujours discrétisés par le schéma de type volumes finis centré précis au second ordre décrit dans la section 2.1.2.

Pour le schéma DF6, il est rapidement apparu que le filtre du 10ème ordre utilisé pour stabiliser la simulation, joue un rôle significatif, voir prépondérant sur la précision de la simulation. Pour rappel, l'opération de filtrage d'une variable muette ϕ avec ce filtre du 10ème ordre consiste à

appliquer successivement dans les 3 directions de l'espace l'opérateur 1D suivant :

$$\tilde{\phi}(i) = \phi(i) + \sigma \sum_{n=-5}^{n=5} \alpha_n \phi(i+n)$$

, où $\sigma \in [0, 1]$ indique la force du filtrage. Pour le cas test de l'onde acoustique, le filtrage a été appliqué à la fin de chaque pas de temps avec une force $\sigma = 1$ sur l'ensemble des variables primitives. Des essais (non présentés dans la section 3.1) avec des valeurs de σ beaucoup plus faibles, voire nulles, n'ont révélé aucune influence notable de ce paramètre numérique sur la qualité de la simulation. Dans le cas du tourbillon de Taylor-Green, la situation est très diffé-

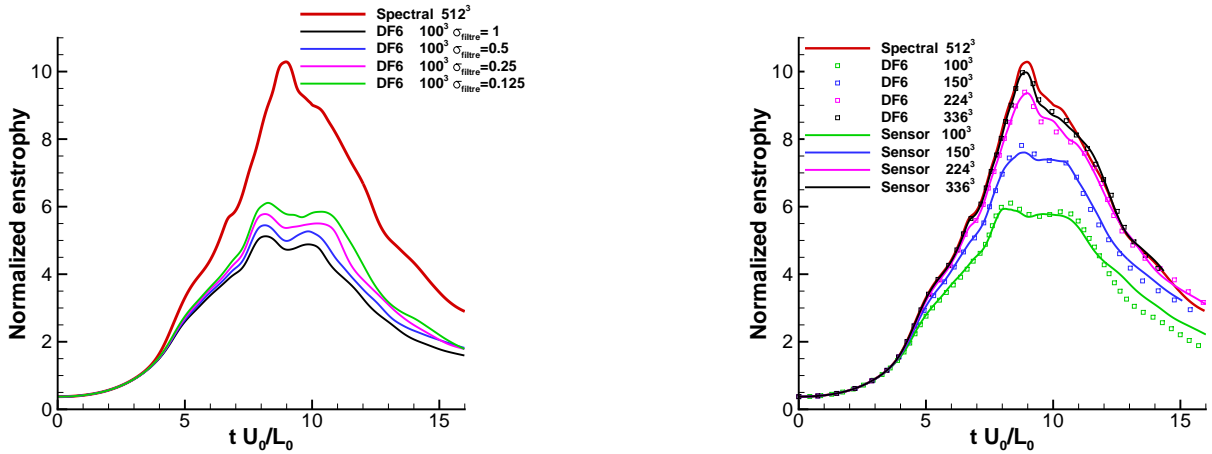


Figure II.7 – Evolution temporelle de l'enstrophie du tourbillon de Taylor-Green. Influence de la force du filtre pour le schéma DF6 sur une grille cartésienne 100^3 (gauche), Comparaison schéma DF6 et sensor pour différentes grilles cartésiennes (droite).

rente, comme le montre la partie gauche de figure II.7, sur laquelle l'influence de ce paramètre sur l'évolution temporelle de l'enstrophie est mise en évidence dans le cas d'une simulation sur une grille cartésienne de dimension 100^3 . Plus la valeur de σ diminue, plus les résultats se rapprochent de la solution de référence (code spectral sur une grille 512^3), même si l'erreur demeure très importante sur cette grille relativement grossière. Sur cette grille il n'a pas été possible de stabiliser la simulation avec des valeurs de $\sigma < 0.125$. Aussi, toutes les simulations avec le schéma DF6 présentées dans la suite de ce cas test ont un paramètre $\sigma = 0.125$, qui garantit la meilleure précision et la stabilité du calcul. L'influence de la résolution et du schéma sont analysées sur la partie droite de la figure II.7, où sont présentés les résultats obtenus sur quatre grilles cartésiennes : 100^3 , 150^3 , 224^3 et 336^3 . Pour la même résolution spatiale, les schémas DF6 et sensor produisent des résultats équivalents en terme de précision. Contrairement au cas test de propagation d'onde acoustique, l'emploi du schéma DF6 (différences finies d'ordre

Chapitre II. Méthodes numériques

6) n'apporte aucune amélioration par rapport au schéma sensor volumes finis dans le cas de grille cartésienne. Deux hypothèses peuvent expliquer ce phénomène :

- l'erreur est dominée par l'opération de filtrage
- l'erreur est dominée par la discrétisation des flux visqueux commune aux deux schémas

Afin d'apporter un élément de réponse, une deuxième série de calcul a été réalisée sur deux grilles contenant 224^3 cellules et déformées dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) suivant l'Eq. II.31 avec $\mathcal{E} = 0.0003$ (Wave1) et 0.001 (Wave2). Dans la direction \vec{z} , la grille demeure cartésienne, afin d'être représentative des maillages utilisés dans la suite de ce mémoire : les écoulements abordés possédant toujours une direction homogène, un maillage cartésien est systématiquement utilisé dans la direction \vec{z} . Les deux grilles sont illustrées sur la partie gauche de la Figure II.8. La grille Wave1, très régulière, est représentative des maillages couramment utilisée pour des calculs LES en maillage curviligne ; la grille Wave2 est suffisamment déformé pour que le pas d'espace dans la direction I varie d'un facteur deux. Sur la grille Wave1, deux simulations ont été réalisées avec les pas de temps utilisés sur la grille cartésienne et Wave2 pour obtenir un nombre de CFL=0.7 afin d'évaluer l'influence de ce paramètre. Les résultats de cette série de calcul sont résumés

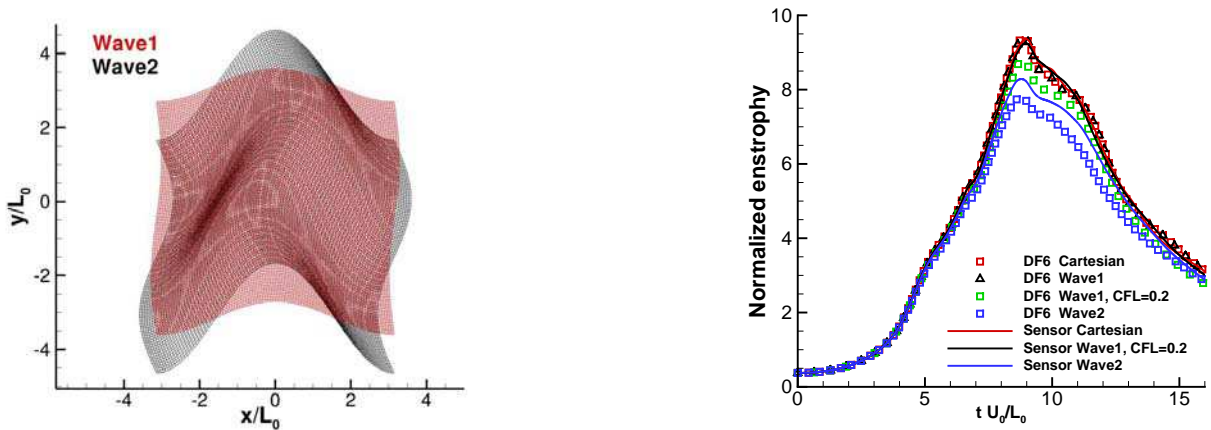


Figure II.8 – Tourbillon de Taylor-Green sur grilles déformées. Vue des maillages dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) (gauche). Influence du schéma et du pas de temps sur l'évolution temporelle de l'ensrophie pour une grille en 224^3 (droite).

sur la partie droite de la Figure II.8. Sur la grille faiblement déformée Wave1, les résultats du schéma sensor sont très similaires à ceux obtenus sur la grille cartésienne quel que soit la taille du pas de temps (Seul le résultat obtenu pour CFL=0.2 est présenté pour clarifier la figure). Pour un CFL=0.7, le schéma DF6 produit les mêmes résultats que ceux obtenus sur la grille cartésienne avec le même pas de temps. Par contre si le pas de temps diminue (CFL=0.2), la

précision des résultats du schéma DF6 se trouve significativement altérée. Comme ce problème n'affecte pas le schéma sensor, la cause est à rechercher dans la fréquence d'application du filtre du schéma DF6, et non dans la précision de l'intégration temporelle. L'importance de l'étape de filtrage est connue [40], et des solutions pour améliorer sa précision (fréquence moindre, application locale,...) ont été évaluées dans [148], mais aucune technique ne permet de garantir à coup sûr la précision et la robustesse du processus de filtrage. Pour cette raison, le schéma aux différences finies DF6 précis au 6ème ordre n'a pas été retenue pour la suite de ce travail, car en l'état et pour des phénomènes non-linéaires 3D, il s'avère moins précis et environ 40% plus lent que le schéma sensor (Nombre d'opérations flottantes plus important et stencil plus large qui pénalise une bonne utilisation des mémoires caches).

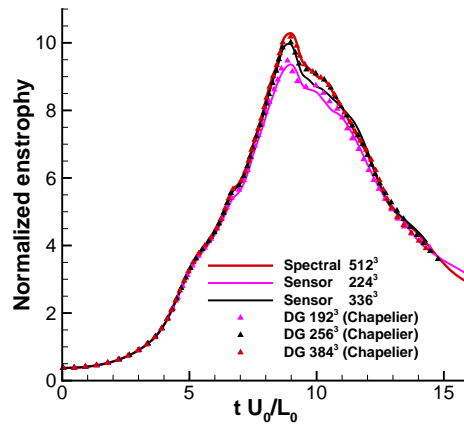


Figure II.9 – Evolution temporelle de l'ensrophie du tourbillon de Taylor-Green : comparaison schéma Galerkin discontinue et sensor pour différentes grilles cartésiennes (droite).

Pour finir cette rapide évaluation du schéma sensor par rapport aux schémas d'ordre plus élevé parfois utilisé pour des simulations LES ou DNS, ses résultats sont comparés à ceux obtenus par Chapelier [161] avec une méthode Galerkin-discontinue (DG) utilisant des polynômes d'ordre trois sur la Figure II.9. En terme de degré de liberté (dl), les 3 calculs DG présentés sur cette figure comportent 192^3 , 256^3 et 384^3 dl. La précision de ce schéma DG est meilleure que celle du schéma sensor : il faut respectivement 192^3 et 256^3 dl en DG pour obtenir des résultats équivalent à ceux du schéma obtenus avec 224^3 et 336^3 dl. Il faut néanmoins nuancer cette supériorité du schéma DG par son coût CPU : d'après la synthèse du Workshop on High-Order CFD Methods [54], ceux-ci sont souvent 5 à 30 fois plus coûteux que des schémas aux différences finies.

3.3 Écoulement de Couette cylindrique

Ce cas test est choisi pour valider la méthode ALE décrite au paragraphe 1. C'est un cas particulier de l'écoulement de Couette cylindrique pour lequel la paroi extérieure est à l'infini. Un cylindre circulaire de rayon R_1 , infiniment long (traité en 2D ici), est donc mis en rotation autour de son axe à la vitesse angulaire Ω . Il est entouré d'un fluide visqueux tel que $Re_D = \frac{2R_1^2\Omega}{\nu} = 10$. L'objectif est d'obtenir l'état permanent à partir d'un calcul où le cylindre est mis en rotation à l'aide de la méthode de déplacement de maillage qui vient d'être présentée.

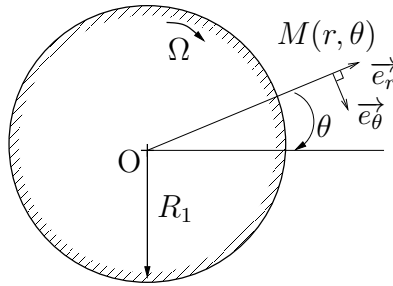


Figure II.10 – Configuration d'écoulement de Couette cylindrique

En écrivant l'équation de Navier-Stokes pour l'unique composante non nulle de la vitesse ($\vec{U}(r, t) = U_\theta \vec{e}_\theta$), on obtient :

$$\frac{\partial U_\theta}{\partial t} = \nu \left(\frac{\partial^2 U_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_\theta}{\partial r} - \frac{U_\theta}{r^2} \right)$$

Finalement l'écoulement permanent est indépendant de la viscosité, qui fixe le temps nécessaire pour atteindre cet état pour une distance r donnée. Ici, le choix du nombre de Reynolds Re_D permet d'atteindre un état permanent en $r = 3R_1$ en un temps de $\Delta t = r^2/\nu = (3Re_D)/\Omega = 30/\Omega$.

L'état permanent correspond à un mouvement irrotationnel et l'expression analytique de la vitesse est alors :

$$U_\theta(r) = \frac{R_1^2\Omega}{r}$$

La Fig. II.11 compare les résultats obtenus avec le calcul ALE et un calcul avec maillage statique et une condition d'injection à la paroi. Les deux méthodes de calcul montrent un excellent accord avec la solution analytique (en $1/r$).

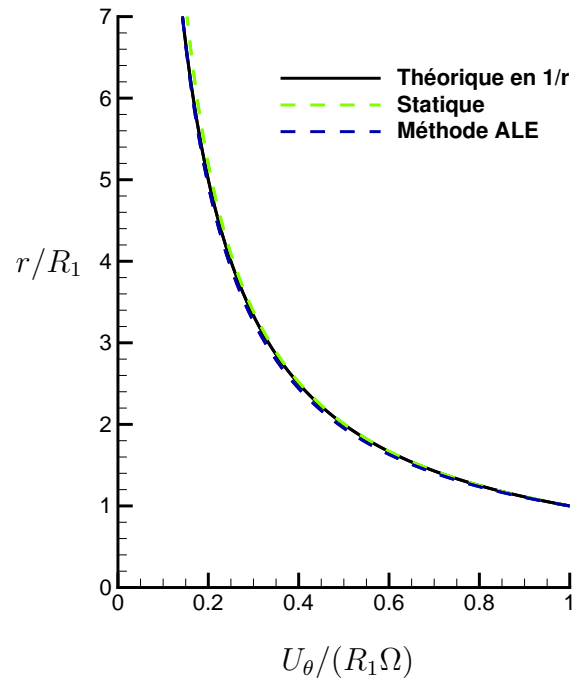


Figure II.11 – Validation de la mise en œuvre de la méthode ALE : profil de la composante tangentielle de la vitesse en fonction de la distance r pour un écoulement de Couette cylindrique.

Chapitre III

Méthodologie et validation des simulations instationnaires de l'éclatement de BDLs

Ce chapitre est consacré à la présentation de la méthodologie utilisée pour étudier le régime transitoire de décrochage qui constitue l'objet principal de ces travaux de thèse. Dans un premier temps, on rappellera les motivations relatives à l'étude du phénomène d'éclatement de BDL sur une configuration de profil d'aile. Cet écoulement instationnaire, régime transitoire entre les états portant et décroché, est par nature non-permanent et de ce fait nécessite une méthodologie d'étude adaptée qui sera abordée dans un second temps. Enfin cette étude étant de caractère purement numérique, une étude de sensibilité au maillage et à la discrétisation temporelle est présentée dans un troisième temps afin de valider l'approche retenue en s'assurant qu'elle est suffisamment précise pour reproduire la physique des BDLs et leur extrême sensibilité au taux de turbulences extérieures.

1 Pourquoi s'intéresser à l'éclatement du BDL

Dans le premier chapitre de ce mémoire, qui est consacré à la présentation du contexte général de cette étude, nous avons passé en revue l'état des connaissances actuelles sur le décrochage de profil d'aile. Il ressort de cette courte introduction que le régime transitoire d'apparition du décrochage reste encore peu compris, que ce soit dans le cas du décrochage statique, à incidence fixe, ou lorsque le profil est animé d'un mouvement sinusoïdal autour de l'angle critique. Sont principalement concernées, les configurations de décrochage pour lesquelles le décollement massif provient d'une génération instationnaire de vorticités dans la région de bord d'attaque (*Leading Edge Vortex*).

L'importance du LEV est centrale pour le décrochage dynamique. Sa formation, son advection et son évacuation le long de l'extrados du profil dépendent des paramètres du mouvement et

du nombre de Reynolds. Ces dépendances sont difficiles à anticiper ; à cela s'ajoute une forte interaction entre le LEV et le BDL au bord d'attaque. Ainsi plusieurs études, notamment à l'ONERA, ont montré que la prise en compte du BDL dans les simulations numériques (U)RANS amélioreraient sensiblement les résultats des calculs :

- Les travaux de thèse de Richez [128] sur l'étude numérique de cette dynamique à l'aide de méthodes LES et RANS ont montré l'étendue des progrès à réaliser en modélisation, avant de parvenir à reproduire le phénomène du décrochage à l'aide de modélisation RANS.
- Ces résultats ont été confirmés par les travaux de Laurent [72] sur la modélisation RANS des écoulements de BDL sur plaque plane. Cette étude comparative DNS/RANS de BDLs sur plaque plane a en effet permis de montrer la faiblesse des modèles RANS et des modèles de transition afférents pour la configuration de BDLs sur plaque plane, la transition dans le BDL y jouant un rôle majeur.

Les connaissances relatives à l'écoulement fondamental du BDL ont sensiblement progressé grâce aux nombreuses études réalisées depuis les premiers résultats expérimentaux des années 30 sur plaques planes. Si l'on admet à présent un scénario type de transition dans les BDLs fixes (qu'ils soient *courts* ou *longs*), peu de résultats nouveaux et détaillés sont en revanche connus sur les mécanismes d'éclatements, d'importance capitale dans le décrochage statique de bord d'attaque ([76]) et dont l'influence reste à déterminer dans le décrochage dynamique :

- L'essor de la simulation numérique a permis dans un premier temps de faire progresser l'état des connaissances sur les BDLs stables (*courts* ou *longs*) sur plaque plane (Alam & Sandham [1], Spalart & Strelet [141], Laurent *et al.* [72]) et plus récemment, sur profil d'aile à bas nombre de Reynolds, $Re_c = 5 \times 10^4$ (Jones *et al.* [61] [62]).
- Par contre les études détaillées d'éclatement de BDL sont quasiment inexistantes : la taille et la haute fréquence des phénomènes siégeant dans le BDL rendent très difficile leur étude par des moyens expérimentaux, tout comme leur extrême sensibilité aux perturbations extérieures (turbulence, effet de veine,...). Ces mêmes raisons rendent la simulation numérique du phénomène transitoire très délicate. A notre connaissance, seule une simulation numérique de l'éclatement de BDLs sur plaque plane a été publiée en 2011 ([89]) après le début de ce travail de thèse.

Aussi dans la lignée des avancées réalisées sur plaque plane, cette étude se propose de reproduire l'éclatement du BDL *court* observé à l'extrados d'un profil d'épaisseur modérée lors du décrochage de bord d'attaque. L'objectif consiste à mieux comprendre les processus de génération de vorticité au bord d'attaque au passage de l'incidence critique et ainsi mieux

cerner à terme l'influence du BDL dans le cas plus complexe du décrochage dynamique.

2 Méthodologie

2.1 La configuration retenue

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans la lignée des études précédemment menées à l'ONERA sur le décrochage dynamique des pâles d'hélicoptère. Depuis les essais expérimentaux sur le profil OA209, réalisés dans le cadre du projet SIMCOS en collaboration avec le DLR, l'ONERA a acquis un savoir certain dans la compréhension de ce phénomène. A la lumière des travaux réalisés aussi bien à l'ONERA [72, 128] qu'en dehors (voir étude récentes de Jones [61] [62] et Marxen & Henningson [89]), il apparaît nécessaire de traiter le cas du profil en décrochage à l'aide d'une simulation numérique instationnaire de haute précision, c'est-à-dire sans composante forte de modélisation (LES ou DNS). Sinon les résultats obtenus sont entachés par des erreurs de modélisation de la transition et de la turbulence, qui rendent l'analyse des simulations peu pertinente. Ce choix de limiter au maximum l'influence de la modélisation a un impact direct sur le nombre de Reynolds de l'écoulement pouvant être simulé dans cette étude. Si les travaux de Richez basés sur des calculs LES et RANS reprenaient les configurations des essais expérimentaux du projet SIMCOS à haut nombre de Reynolds $\mathcal{O}(10^6)$, l'étude paramétrique haute résolution et sans modélisation envisagée dans ces travaux ne permet plus une telle approche.

Aussi il a été décidé d'étudier l'éclatement de BDL à l'aide d'un profil Naca-0012 et pour un nombre de Reynolds, $Re_c = 10^5$, d'un ordre de grandeur plus faible que celui des études expérimentales de décrochage dynamique (SIMCOS [115], McCroskey *et al.* [99]) pour les raisons suivantes :

- Un profil Naca-0012 d'épaisseur modérée est retenu car il est caractérisé par un décrochage statique de type bord d'attaque (voir Lee & Gerontakos [76]). Ce profil a été préféré au profil OA209, lui aussi caractérisé par le même type de décrochage et qui a servi de géométrie de référence pour les études récentes SIMCOS tant numériques qu'expérimentales. En effet, il n'existe pas dans la base de donnée expérimentale SIMCOS de configuration suffisamment bas Reynolds pour valider les calculs de cette étude. Même s'il n'existe pas de base de données expérimentale suffisamment détaillée du profil Naca-0012 dans le régime d'écoulement qui nous intéresse, ce profil a été étudié à de très nombreuses reprises par différentes équipes de par le monde. Aussi il est plus facile de s'appuyer sur la littérature

afférente à ce profil, qu'à celle du profil OA209 beaucoup plus restreinte.

- Le nombre de Reynolds, $Re_c = 10^5$, est retenu pour réaliser un compromis entre le coût de calcul et la physique de l'écoulement. Pour un nombre de Reynolds similaire ($Re_c = 135000$) Lee & Gerontakos [76] observent, expérimentalement, un BDL *court* de longueur $0.13c$ au bord d'attaque du profil Naca-0012 à incidence proche de celle du décrochage ($\alpha \approx 13^\circ$). L'éclatement de ce BDL *court* est, toujours selon cette étude, responsable d'un décrochage statique de type bord d'attaque. Les caractéristiques observées sont donc proches des conditions d'intérêt pour la physique du décrochage dynamique de pâles d'hélicoptères (à nombre de Reynolds $Re_c = 10^6$). Deux raisons justifient le choix d'un nombre de Reynolds légèrement plus faible dans notre étude que dans celle de Lee & Gerontakos. D'une part, le coût de calcul s'avère plus favorable à $Re_c = 10^5$ qu'à $Re_c = 1.35 \times 10^5$. D'autre part, l'expérience n'étant pas parfaitement documentée (taux de turbulences extérieures, effet de veine,...), il semble illusoire de la reproduire à l'identique par la simulation numérique directe.

Finalement dans tous les calculs de ce travail la configuration retenue pour reproduire l'éclatement d'un BDL *court* sur profil d'aile se résume de la manière suivante :

- Profil d'aile Naca-0012
- $c=0.03\text{m}$; $U_\infty = 55\text{ms}^{-1}$; $\rho_\infty = 1.2\text{kgm}^{-3}$
- Nombre de Mach $M_\infty = 0.16$
- Nombre de Reynolds $Re_c = 10^5$
- Angle d'incidence proche de l'angle critique, α_c , qui provoque le décrochage. Une étude numérique (voir Chapitre 4) établit dans le cas d'un taux de turbulence amont faible une plage d'incidence pour cet angle critique :

$$10.55^\circ < \alpha_c < 10.80^\circ$$

2.2 Excitation d'un régime transitoire entre les écoulements portant et décollé

2.2.1 Echelle temporelle en décrochage dynamique

On souhaite étudier le régime transitoire durant lequel la couche limite à l'extrados décolle massivement et entraîne le décrochage. Ce régime est piloté par des phénomènes instationnaires de temps caractéristiques très courts devant le temps nécessaire à l'établissement du régime d'écoulement pleinement décollé. Ainsi dans l'étude DNS de Laurent [72], qui reproduit

un BDL similaire à celui présent au bord d'attaque d'un profil OA209 proche du décrochage (données issues des campagnes d'essais SIMCOS [115]), la dynamique de transition dans le BDL est dominée par les modes KH, dont la fréquence d'émission est de l'ordre de $100 U_\infty/c$. Cette valeur est à comparer au temps d'advection du LEV le long du profil au cours du décrochage, qui est de l'ordre d'un temps caractéristique c/U_∞ basé sur la corde et la vitesse en champ lointain. Ainsi au moins deux ordres de grandeur séparent souvent les échelles de temps caractéristiques du LEV et celles liées à la transition laminaire/turbulent. On comprend mieux les difficultés d'étudier ce phénomène aussi bien pour l'expérimentateur que pour le numéricien. Cette séparation d'échelle de temps a un impact fort sur les temps de calculs des simulations d'écoulements aérodynamiques en présence de BDLs.

2.2.2 Du décrochage dynamique au décrochage statique de bord d'attaque : principe de l'étude

Les expériences usuelles de décrochage dynamique (avec typiquement des temps caractéristiques de mouvement du profil de l'ordre de c/U_∞) sont réalisées sur plusieurs dizaines ou centaines de périodes d'oscillation. Dans ces conditions et compte tenu de la séparation d'échelle de temps entre la turbulence et le mouvement du profil (LEV), aucune étude paramétrique n'est réalisable en un temps acceptable avec les moyens de calcul actuels si une partie importante des effets de la turbulence n'est pas modélisée.

Comme le recours à la modélisation de la turbulence (RANS) ne garantit pas une précision suffisante dans le cadre de BDL, la démarche adoptée a consisté à privilégier une étude sur des temps caractéristiques beaucoup plus courts que ceux liés au décrochage dynamique. La mise en mouvement du profil est néanmoins conservée comme une composante clé qui permet le déclenchement des mécanismes conduisant au décrochage. Inspiré de la littérature le diagramme de la Fig. III.1 représente pour un profil d'épaisseur modérée de type Naca-0012 une vue schématique des différents décrochages observés au passage de l'incidence critique (α_c) en fonction de la nature du mouvement imprimé au profil :

- la boucle d'hystérésis caractéristique du **décrochage dynamique** est représentée en couleur bleue. Les effets induits par le mouvement du profil sont importants et conduisent à la génération d'une surportance par l'intermédiaire du LEV. L'étude du transitoire entre l'écoulement portant et celui décroché est possible, mais l'éclatement du BDL peut être influencé par la dynamique rapide de la paroi et les temps de calculs sont prohibitifs par une approche directe.
- la chute violente de la portance lors du **décrochage statique** de bord d'attaque est

illustrée en couleur noire. Le décollement massif apparaît brutalement pour une variation infime de l'angle d'incidence au-delà de l'incidence critique, par éclatement du BDL au bord d'attaque. Dans les études statiques, une succession d'états permanents à incidence fixe est étudiée, mais la description du champ transitoire (éphémère) entre deux incidences n'est pas disponible.

- partant de ces observations générales, la présente étude a été restreinte à un **cas intermédiaire** entre les deux chemins statique et dynamique, illustré par la courbe de portance de couleur verte. Ainsi plutôt que de réaliser des mouvements amples ($\Delta\alpha \approx 10^\circ$) et longs ($k < 1$) comme en situation de décrochage dynamique, les paramètres du mouvement sont choisis proches de la configuration statique plus abordable en terme de coût CPU. L'idée est de calculer l'écoulement transitoire de décrochage en réalisant une montée en incidence de faible amplitude entre un état de portance maximale (état noté ① sur la Fig. III.1) et un état tout juste décroché (noté ② sur la Fig. III.1). Le mouvement n'a pas de caractère oscillant et il permet juste de réaliser une augmentation d'incidence, comme indiqué dans la ligne "type de mouvement" du tableau III.1. Ces deux états sont choisis les plus proches possible de l'incidence critique afin de minimiser à la fois les temps de calculs et les effets dynamiques induits par le mouvement du profil. On espère ainsi pouvoir étudier la dynamique du décrochage au voisinage de l'angle critique et notamment de reproduire l'écoulement transitoire d'éclatement de BDL sur un profil en mouvement. L'objectif est de comprendre les implications du BDL dans cet écoulement transitoire complexe ainsi que l'influence des paramètres de mouvement sur le processus d'éclatement. Ce faisant on peut espérer obtenir des résultats pertinents (notamment dans la zone de transition laminaire/turbulent) dans l'optique d'une amélioration des modèles (U)RANS utilisés pour les études de conception en milieu industriel.

Le tableau III.1 récapitule les choix de paramètres pour l'étude envisagée et les met en regard des grandeurs équivalentes en régime statique et dynamique. Dans le cas du décrochage dynamique pour lequel le profil est en oscillation de tangage de grande amplitude angulaire autour de α_c les observations issues de la littérature rapportent la formation du LEV pour des angles d'incidence post-décrochage (états ②). L'origine de ce LEV dépend des paramètres du mouvement. Ainsi, dans certains cas (décrochage léger dans l'étude de Lee & Gerontakos [76]) il peut avoir pour origine l'éclatement du BDL *court* présent avant le décrochage (état ①) et dans d'autres cas (décrochage profond de l'étude de Lee & Gerontakos [76]) un décollement turbulent après le BDL. Ces observations restent très générales et considérant les mouvements de fortes amplitudes autour de α_c réalisés dans cette étude expérimentale, il est difficile de

relier cette différence de résultat avec les caractéristiques de l'écoulement au passage de l'angle critique α_c . Aussi le protocole retenu dans la présente étude, basée sur des mouvements de montés en incidence de faibles amplitudes au-delà de l'angle critique α_c , devrait faciliter cette analyse et apporter des informations sur les différences entre les états d'écoulements observés dans les cas de décrochages statiques et dynamiques.

Si l'approche retenue présente l'avantage de ne pas nécessiter des temps de calculs trop longs pour résoudre le mouvement de profil, l'étude statistique de ce régime transitoire impose de renouveler l'expérience de montée en incidence un certain nombre de fois pour obtenir des résultats statistiquement convergés. La dépendance à la solution initiale fera l'objet d'une étude adaptée en partant de solutions instationnaires différentes à α_0 et reproduisant l'écoulement transitoire en question.

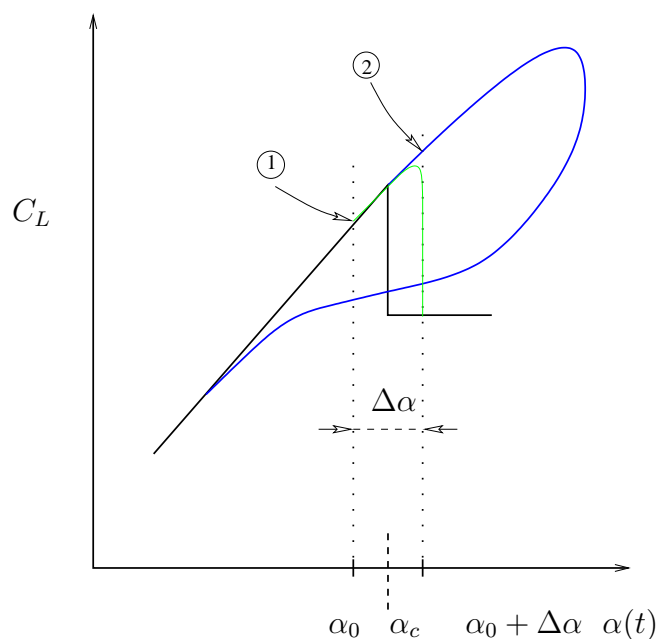


Figure III.1 – Représentation schématique de l'évolution du coefficient de portance au cours du décrochage pour différents mouvements du profil : *statique*, *dynamique* et *cas intermédiaire*.

2.3 Modélisation de la turbulence

Compte tenu de la grande sensibilité des écoulements transitionnels de type BDL aux petites perturbations (physiques ou numériques), les équations de Navier-Stokes sont résolues directement sans terme de modélisation sous-maille explicite. Deux cas de figure peuvent se présenter en fonction de la résolution locale du maillage :

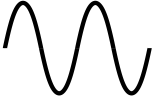




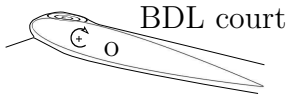
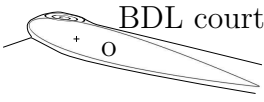
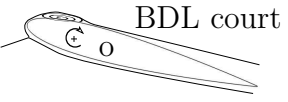
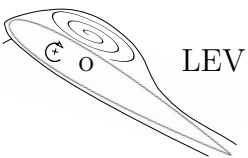
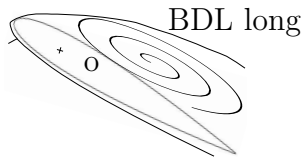

	Dynamique	Statique	Intermédiaire
Type de mouvement			
Durée mouvement $\times \frac{U_\infty}{c}$	$k = \frac{\pi f c}{U_\infty} < 1$		$k = \frac{\pi f c}{U_\infty} > 1$
Amplitude	$\Delta\alpha > 5^\circ$		$\Delta\alpha < 1^\circ$
Etats ① (α_0)	 BDL court	 BDL court	 BDL court
Etats ② ($\alpha_0 + \Delta\alpha_0$)	 LEV	 BDL long	

Tableau III.1 – Tableau récapitulatif des paramètres de mouvement en fonction du régime choisi : dynamique, statique et intermédiaire

- Le maillage résout des structures tourbillonnaires de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov. Dans ce cas, le processus de dissipation de l'énergie cinétique est bien capturé et la précision de la simulation est excellente (DNS).
- Le maillage est localement trop lâche pour bien représenter les échelles dissipatives. Dans ce cas le schéma quasi-centré présenté dans la section 2.1.1 du précédent chapitre prend localement le relais pour assurer la régularisation des plus petites échelles (LES avec modèle implicite), ce qui peut parfois rendre la simulation moins précise.

Compte tenu du nombre de Reynolds retenu pour cette étude paramétrique, certaines zones éloignées du BDL ne seront pas traitées en DNS, mais en LES. Aussi, il convient de vérifier que les maillages utilisés pour l'étude possèdent une résolution suffisante qui garantisse une bonne précision du processus d'éclatement du BDL.

2.4 Modélisation des perturbations extérieures

La majorité des études de BDLs *courts* sur plaque plane en présence de forçage explicite rapporte une grande sensibilité de l'écoulement de BDL à la turbulence extérieure ou amont. Plus particulièrement, cette sensibilité est liée à l'amplitude de ces perturbations qui excitent la

région laminaire (Rist & Augustin 2006 [129], Marxen & Rist 2010 [90] et Marxen & Henningson 2011 [89]). Cette dépendance est le résultat d'un mécanisme d'interaction entre l'écoulement visqueux proche de la paroi et l'écoulement potentiel extérieur à la couche limite dans les zones de séparation laminaire et de recollement turbulent. Sans entrer dans les détails, on peut dire qu'une augmentation du niveau de perturbation amont provoque un changement du champ moyen dans la zone de transition (dont l'instabilité est de nature principalement convective) et ainsi du point de recollement turbulent. Ce changement s'accompagne d'un changement global de la répartition de pression au niveau du BDL, qui provoque le déplacement du point de décollement vers l'aval. La couche de cisaillement moyenne dans le BDL se rapproche donc de la paroi, la rendant plus stable vis-à-vis des perturbations environnantes [90]. Le BDL se stabilise ainsi vers un état dans lequel il est plus *court*. Ces mécanismes de dépendance vis-à-vis des perturbations amonts ont également été observés sur profil d'aile par Jones *et al.* ([61] [62])

L'étude DNS de Marxen & Henningson [89] de 2011 reproduit les BDLs expérimentaux de Gaster 1966 [45] sur plaque plane en présence d'un forçage explicite en amont du point de décollement. Le forçage correspond à une paire d'ondes obliques d'amplitude A_v injectée dans l'écoulement par l'intermédiaire d'un terme source d'aspiration/soufflage à la paroi, de bilan de masse nul. Reprenant des résultats issus de cette étude, la Fig. III.2(a) illustre l'évolution des caractéristiques des BDLs ainsi générés en fonction de l'amplitude des perturbations amont. Les points de décollement et de recollement moyens sont définis à partir des points d'annulation du frottement pariétal moyen. Cette évolution, conforme avec la description phénoménologique dressée plus haut, montre que la taille du bulbe peut tripler en passant l'amplitude des perturbations de 0.1 à 0.001% de U_∞ . La Fig. III.2(b) représente la déformation du BDL dans la direction normale à la paroi lorsque l'amplitude des perturbations diminue : l'épaisseur de déplacement dans le BDL est deux fois plus faible pour les grandes valeurs de A_v .

La géométrie des BDLs en présence de perturbations extérieures de faible amplitude étant très dépendante du niveau de ces fluctuations, ce paramètre s'avère d'importance capitale dans un contexte de simulation instationnaire de précision. Ainsi, il convient de maîtriser le niveau de "bruit" artificiel généré au cours des différentes étapes de discrétisation présentées dans le chapitre précédent, ou à défaut d'en avoir conscience, sans quoi toute tentative de convergence en maillage ou en pas de temps est rendue impossible. En effet, en l'absence de forçage explicite, le processus de transition dans les études numériques est piloté par le bruit numérique induit par les erreurs de troncature de la méthode numérique ou/et par les conditions aux limites. Cette problématique se retrouve également dans les études expérimentales réalisées en soufflerie, par

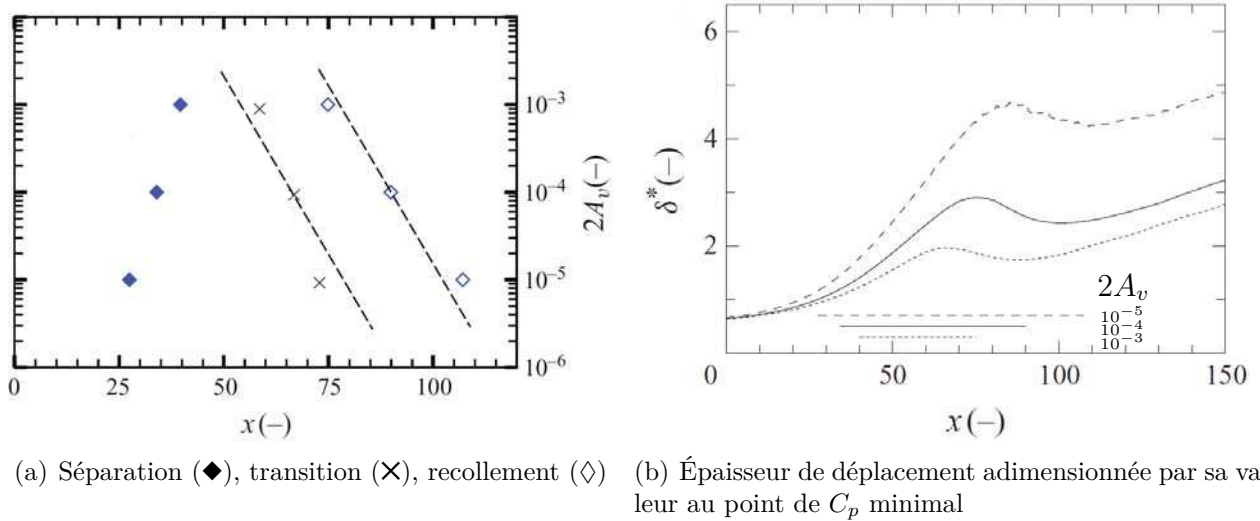


Figure III.2 – Influence de l'amplitude de forçage A_v sur la géométrie du BDL, extrait de Marxen & Henningson 2011 [89]

exemple. Dans ce contexte les perturbations environnantes peuvent avoir plusieurs origines : fluctuations turbulentes extérieures résiduelles dans le champ lointain, ondes acoustiques, effets induits par de la rugosité de la paroi ou encore de parois vibrantes...

Dans cette étude, une perturbation artificielle est réalisée par l'intermédiaire d'un terme source d'aspiration/injection de fluide à la paroi. La forme et l'amplitude de la vitesse imposée à la paroi sont données par l'onde stationnaire oblique suivante :

$$u_{pertu}(x, z, t) = A_u \times U_\infty \times e^{-10\left(\frac{x-x_0}{\lambda_x}\right)^2} \times \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda_z}\right) \times \sin(2\pi f t) \quad (\text{III.1})$$

La longueur d'onde λ_z est fixée à 1 mm (0.033c) et la fréquence de forçage, f, vaut 80 000 Hz ($St = fc/U_\infty = 43.6$). Le paramètre λ_x , qui représente l'étendue longitudinale de la zone de forçage, est égal à 0.5mm. Ces valeurs sont issues des BDLs de la base de donnée DNS sur plaque plane réalisée par Laurent [71], dont il ressort que la fréquence du mode le plus instable (stabilité linéaire) est de l'ordre de cette fréquence. Une étude spectrale de l'écoulement non forcé (soumis uniquement au bruit numérique résiduel) a confirmé *a posteriori* la pertinence de ce choix de fréquence de forçage, car la fréquence fondamentale du mode instable dans le bulbe n'a pas été modifiée par cette suppression. Le forçage est centré sur la position x_0 choisie légèrement en amont du point de décollement laminaire.

3 Validation des calculs de BDLs

L'objectif de cette section est de mettre en place les ingrédients numériques qui permettent de reproduire avec fidélité un processus d'éclatement de BDL tout en minimisant le coût de calcul :

- Si la résolution spatiale doit être irréprochable dans la zone du BDL, une certaine tolérance dans la zone du culot et du sillage peut conduire à une réduction des coûts CPU significative, sans altérer la représentation du BDL.
- De même l'emploi de la méthode d'intégration temporelle implicite peut elle aussi conduire à des simulations plus efficaces.

Ce travail d'évaluation est réalisé dans un cas statique à incidence fixe. Celle-ci est choisie légèrement inférieure à l'angle critique du décrochage afin d'obtenir un écoulement stable avec un BDL *court*, selon les critères rappelés dans [89] au bord d'attaque et une couche limite turbulente attachée sur le reste de l'extrados. Le profil est placé à l'incidence $\alpha = 10.55^\circ$ par rapport à l'écoulement amont, car cette incidence permet de retrouver un écoulement ayant les caractéristiques voulues pour la validation (voir la section 1).

Si les paramètres numériques permettent d'obtenir une solution précise de cet écoulement stable, ils devraient aussi convenir pour la simulation de l'éclatement. En effet, grâce au mouvement de faible amplitude, les caractéristiques du BDL sont très proches du BDL stable dans la phase initiale du processus d'éclatement.

3.1 Domaine de calcul et maillages

3.1.1 Coordonnées curviligne dans le repère associé à la paroi

Dans la suite de l'étude il sera parfois fait référence au repère local (M, \vec{t}, \vec{n}) de coordonnées curvilignes (x_s, y_n) . L'origine de ce repère est fixé au point d'arrêt, avec la convention d'orientation présenté sur le schéma III.3.

3.1.2 Décomposition du domaine de calcul

Le domaine de calcul, représenté sur la figure III.4, est centré sur le profil Naca-0012 et s'étend sur une distance de 20 longueurs de corde. L'origine du repère se situe au foyer du profil. En éloignant ainsi les conditions aux limites du profil, on parvient grâce à un traitement

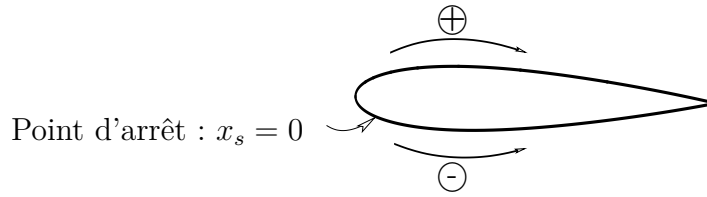


Figure III.3 – Définition et convention d'orientation de l'abscisse curviligne.

non réfléchissant à reproduire avec une grande précision l'angle d'incidence du champ de vitesse dans la zone du profil.

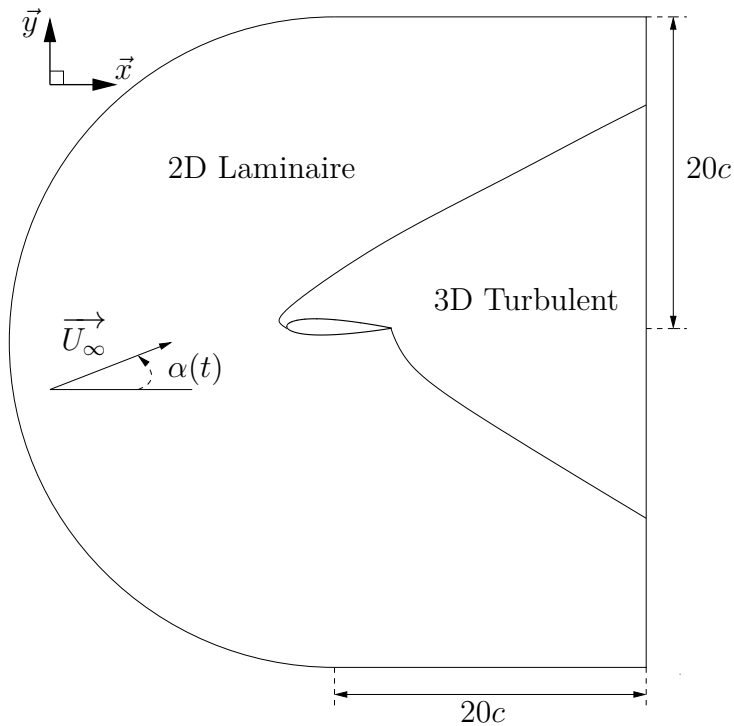


Figure III.4 – Dimensions et décomposition du domaine de calcul dans le plan (\vec{x}, \vec{y})

De plus, l'écoulement potentiel extérieur aux régions de couche limite et de sillage est traité en 2D, tout comme la couche limite à l'intrados compte tenu du nombre de Reynolds modéré. En effet aucune transition n'est observée à l'intrados de l'étude expérimentale de Lee & Gerontakos réalisée avec le même profil à Reynolds supérieur $Re_c = 135000$. On peut donc raisonnablement estimer que l'approximation bidimensionnelle réalisée dans cette région n'introduit pas d'erreurs significatives. Grâce à ce découpage 2D/3D, la grande majorité des points de calcul est consacrée à la résolution des régions turbulentes en proche paroi de l'extrados et dans le sillage qui sont

traitées en 3D.

3.1.3 Envergures du domaine de calcul

Les écoulements étudiés dans cette étude sont tous homogènes dans la direction \vec{z} de l'envergure. La taille minimale du domaine de calcul périodisé dans la direction \vec{z} , en deçà de laquelle on ne peut reproduire un processus turbulent entretenu a été estimée par Jimenez & Moin [57] à $Lz^+ \approx 100$ unités de paroi pour une turbulence de canal. Elle correspond à la taille minimale pour représenter deux “stries“ de la zone interne (cruciale dans la production de turbulence en proche paroi). Cependant avec une si petite taille, on ne peut pas calculer avec précision le processus complet de transfert d'énergie sur toute l'épaisseur de la couche limite, car les grandes échelles tourbillonnaires de la zone externe de la couche limite sont fortement altérées (“fer à cheval” ou “épingle à cheveux”). Pour bien représenter ces structures externes, il est nécessaire de pouvoir représenter plusieurs de ces structures dans la direction de l'envergure. Pour cela, l'envergure L_z du domaine doit être au moins égale à l'épaisseur locale de la couche limite au bord de fuite, car la dimension du BDL dans la direction normale à la paroi reste inférieure à cette épaisseur. En conséquence deux envergures différentes ont été utilisées pour optimiser le nombre de cellules de calculs employées :

- Pour les calculs de validation (bulbe stable) et de recherche de l'angle critique, une envergure réduite à $\mathbf{L}_z = \mathbf{0.16c}$ est utilisée. Pour ces simulations, l'objectif est de bien représenter la physique dans le BDL dans les instants qui précèdent sa déstabilisation. L'épaisseur du BDL dans sa phase stable étant de l'ordre de $0.02c$, une envergure égale à $0.16c$ permet une simulation précise du BDL [72].
- Pour les calculs transitoires, qui cherchent à reproduire finement le processus d'éclatement du bulbe, une envergure $\mathbf{L}_z = \mathbf{c}$ est employée. En effet, cette dimension correspond approximativement à l'épaisseur de couche limite au bord de fuite une fois le régime permanent de l'écoulement pleinement décollé atteint. Pour mémoire, les études de Visbal ou Jones [61, 155] utilisent des envergures beaucoup plus petites (de l'ordre de $0.2c$), alors qu'ils étudient aussi des écoulements complètement décollés.

3.1.4 Maillages

Critères de résolution utilisés

Les études numériques présentées dans ces travaux reposent sur une résolution fine de la dynamique du fluide autour du profil d'aile en incidence et plus particulièrement dans la région du BDL, siège de la transition. Contrairement aux calculs d'écoulements canoniques de type

couche limite sur plaque plane sans gradient de pression, il n'existe pas de critère de résolution valable *a priori* pour toutes les régions de cet écoulement complexe. L'obtention d'un maillage adapté est donc une tâche difficile à réaliser dans la couche limite liée à l'extrados. En omettant la zone d'écoulement laminaire comprise entre les points d'arrêt et de séparation laminaire, on peut différencier deux régions d'intérêt majeur pour la dynamique globale de l'écoulement autour du profil :

- **la couche limite hors équilibre qui se développe en aval du BDL** : les critères usuels utilisés en couche limite turbulente sans gradient de pression adverse sont retenus. Une simulation numérique instationnaire doit, au minimum, permettre de reproduire un écoulement turbulent, dont les données statistiques (champs de vitesse moyens et fluctuants, et moments statistiques d'ordres supérieurs) sont conformes avec les résultats théorique ou expérimentaux. Cela passe par une résolution des structures cohérentes de couche limite [57]. Un catalogue détaillé de ces structures est ici hors de propos, on renvoie le lecteur à l'article de revue de Robinson de 1991 [133]. On retiendra seulement que la résolution de ces mouvements cohérents (dans le temps et/ou dans l'espace) est capitale, ils sont responsables, entre autres, des mécanismes qui contribuent à alimenter les termes de moments statistiques d'ordre trois et quatre (*skewness* et *flatness*). Concrètement, on distingue deux longueurs importantes en parcourant les régions caractéristiques de la couche limite. Dans la zone interne, les mouvements cohérents sont principalement longitudinaux et formés de stries (*streaks* en anglais) alternées de hautes et basses vitesses. Ces mouvements longitudinaux de proche paroi constituent en fait la partie inférieure des tourbillons dits en "fer à cheval" (*horseshoe*) ou encore en "épingle à cheveux" (*hairpin*) (à plus haut Reynolds) qui s'étendent jusque dans la zone externe. Les échelles de longueurs de ces structures sont pilotées par la viscosité et donc directement proportionnelles à l'unité de paroi, ν/u_τ . Les stries de proche paroi dictent la taille des mailles à la paroi et les structures externes plutôt la dimension de l'envergure du domaine de calcul. Dans la zone interne, ces stries mesurent environ $1000 \times \nu/u_\tau$ dans la direction longitudinale et $100 \times \nu/u_\tau$ dans la direction transverse. Compte tenu de la précision du schéma spatial estimée lors de la simulation du pulse acoustique dans la section 3.1 (environ 12 points par longueur d'onde), on s'impose $\Delta_z^+ < 10$ dans la direction transverse. Dans la direction de l'écoulement, la phénoménologie des interactions entre structures cohérentes en couche limite (notamment le basculement) impose d'avoir un maillage isotrope, dans un cas idéal, dans le plan (x, z) , on choisira donc $\Delta_x^+ \approx 10$. Dans la direction normale à la paroi une maille de longueur $\Delta_y^+ < 1$ permet d'obtenir des frottements moyens acceptables [72]. De nombreuses DNS de couches limites sur plaque plane ou de canal plan ont été réalisées

avec ces critères de résolution, notamment la DNS de canal plan $Re_{h/2} = 3300$ de Kim et al. [66] ($\Delta_x^+ \leq 12$, $\Delta_y^+ \leq 0.05$, $\Delta_z^+ \leq 7$). Plus récemment pour des études de couches limites avec gradient de pression adverse, on peut citer l'étude de Lee & Sung de 2009 [74] ($\Delta_x^+ \leq 15$, $\Delta_y^+ \leq 0.2$, $\Delta_z^+ \leq 5$) ainsi que celle de Skote *et al.* [139] ($\Delta_x^+ \leq 16$, $\Delta_z^+ \leq 5$) et de Na & Moin de 1998 [110] ($\Delta_x^+ \approx 18.3$, $\Delta_y^+ \approx 0.11$, $\Delta_z^+ \approx 10.5$).

- **le BDL** : Dans cette zone il n'existe pas de critère de résolution clairement identifié *a priori* dans la littérature. Le BDL est le résultat d'interactions non linéaires complexes entre : l'écoulement de couche limite laminaire se développant depuis le point d'arrêt, caractérisé par des échelles de longueurs locales ; le champ potentiel extérieur, non visqueux, imposé par l'incidence α ; d'échelles caractéristiques proportionnelles à la longueur de la corde c ; et enfin du processus de transition vers l'état d'écoulement turbulent d'échelle de longueur dictée principalement par le mécanisme de transition de type K.H (mais pas exclusivement). Le spectre des longueurs caractéristiques dans un BDL est donc large bande, rendant très difficile l'élaboration d'un maillage adapté sans tests préalables. La démarche de construction du maillage dans cette région est donc largement basée, d'une part, sur les résultats d'études numériques ou expérimentales de BDL, principalement sur plaque plane, issues de la littérature ou réalisées à l'ONERA. Et d'autre part, sur un processus itératif maillage/calcul, qui permet de vérifier concrètement si la résolution respecte les critères de résolution proposés par Laurent [72] dans une étude DNS de BDL réalisée les mêmes méthodes numériques. Dans cette étude de Laurent réalisée pour un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de déplacement au point de séparation, $Re_{\delta_1} = 835$), la dynamique du BDL est obtenue avec précision grâce à l'utilisation d'un maillage respectant dans la région du BDL : $\Delta_x^+ \leq 6$, $\Delta_y^+ \leq 0.45$, $\Delta_z^+ \leq 4.3$. Ce faisant, Laurent obtient des résultats convergés sur les moments statistiques d'ordre 1 et 2 et des bilans d'énergie cinétique turbulente (reconstruit à partir des termes de l'équation de transport de k) équilibrés.

Résolution transverse adaptative dans la direction normale à la paroi

Dans la direction normale à la paroi, il existe une séparation d'échelles transverses entre la région de proche paroi pilotée par les stries longitudinales et la région de sillage où la dynamique de l'écoulement tridimensionnel est plutôt pilotée par des tourbillons en épingle à cheveux. Le critère sur la résolution transverse est donc piloté par la zone pariétale, mais la contrainte peut être relâchée dans la zone externe de la couche limite sans affecter la précision de la simulation [112]. Dans un solveur en maillage structuré, l'utilisation de résolutions transverses différentes

en fonction de la distance à la paroi nécessite un découpage multi-bloc et l'emploi de raccords non coïncidents. La figure III.5 représente la stratégie retenue pour le découpage du domaine de calcul en sous domaines de résolution transverses différentes. Sur cette figure le domaine de calcul s'étend sur une longueur $L_z = c$ dans la direction de l'envergure. En prenant comme référence la région de proche paroi (en rouge) de résolution transverse maximale donnée par le nombre de points de maillage uniformément répartis sur l'envergure du domaine, Nbz_{max} , on construit deux zones de résolution respectives **trois fois plus faibles** dans le sillage proche (sur une distance d' $1.5c$ depuis le culot) et **six fois plus faibles** dans le sillage lointain.

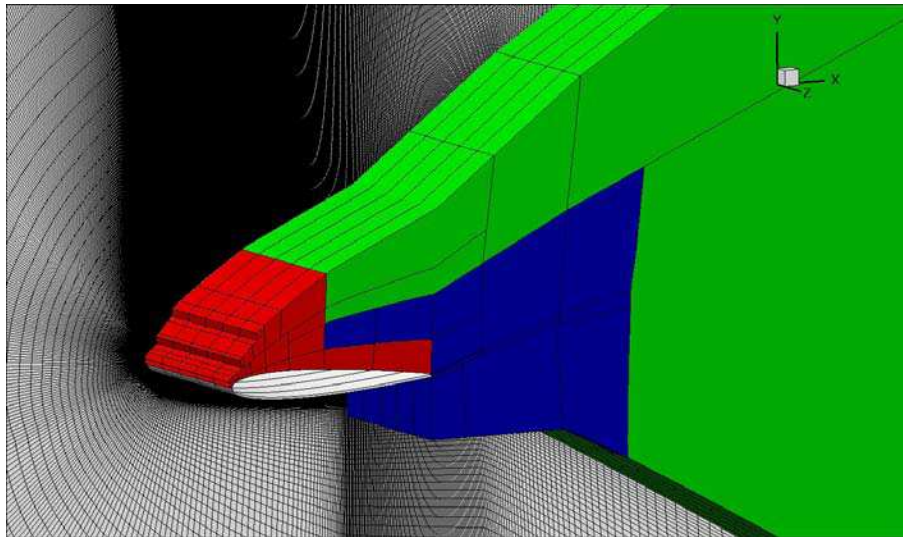


Figure III.5 – Représentation du découpage du maillage en zones de résolution transverses différentes. Nombres de point dans la direction transverse Nbz_{max} , $(Nbz_{max})/3$, $(Nbz_{max})/6$

Caractéristiques principales des maillages dans la couche limite à l'extrados

Après quelques itérations maillage/calcul (avec le mailleur ICEM), un maillage M1 satisfaisant globalement les critères énoncés ci-dessus a été obtenu. Un second maillage, noté M2, est constitué à partir du maillage M1 en multipliant le nombre de points de maillage par 1.5 dans les trois directions $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ afin d'évaluer si les résolutions employées sont suffisantes pour rendre les solutions numériques indépendantes de la discrétisation spatiale. Le tableau III.2 présente la répartition des cellules de calcul pour les deux maillages M1 et M2 pour l'envergure $L_z = 0.16c$. Le nombre de points dans la direction normale à la paroi \vec{y} indique uniquement le nombre de cellules dans la zone 3D de l'extrados (voir Fig. III.4). Cette zone 3D s'étend à partir de la paroi sur une distance de $0.4c$ à mi-corde et $0.9c$ au bord de fuite. Pour l'envergure réduite $L_z = 0.16$, les maillages M1 et M2 comportent respectivement 26 et 88 millions cellules

	Direction \vec{x}	Direction \vec{y}	Direction \vec{z}	$y^+ < 10$
Nbrs pts	655, 982	276, 414	150, 225	13, 20
Δ^+	7, 4.5	0.7, 0.5	6, 4	—

Tableau III.2 – Résolution des maillages M1 et M2 à l’extrados (Δ^+ est estimé au point où C_f est maximal en aval du recollement turbulent)

de calculs. La figure III.6 présente les résolutions pariétales obtenues pour les maillages M1 et M2 pour une amplitude du forçage extérieur $A_u = 0.005$ dans l’Eq.III.1. Dans la région du BDL qui s’étend sur environ $0.15c$, les résolutions du maillage M1 ne respectent pas rigoureusement les critères suggérés par l’étude [72]. Si les valeurs dans les directions longitudinales et normales à la paroi sont globalement conformes aux critères ($\Delta_x^+ \leq 7$, $\Delta_y^+ \leq 1$, sauf localement proche du maximum de frottement), dans la direction transverse les résolutions aux niveaux des pics de frottement dans le BDL et au point de recollement sont plus lâches que celle de l’étude DNS. Le maillage M2 respecte quant à lui tous les critères de résolution de DNS de BDL énoncés précédemment ($\Delta_x^+ \leq 6$, $\Delta_y^+ \leq 1$, $\Delta_z^+ \leq 6.5$, sauf localement au niveau du courant retour dans le BDL).

La résolution de la couche limite turbulente avec GPA qui suit le BDL est conforme pour les deux maillages M1 et M2 à celles des études DNS précédentes. On peut cependant noter des oscillations au bord de fuite, qui ont pour origine une recirculation intermittente de l’écoulement communément observée à forte incidence. Les données statistiques sont enregistrées pour l’analyse des régions de BDL et de couche limite attachées, dont le temps caractéristique d’évolution est beaucoup plus court que celui en jeu dans la recirculation de bord de fuite. Ceci explique la convergence imparfaite des données statistiques dans cette région du culot.

3.2 Influence de la résolution spatiale à forçage extérieur constant

Les maillages créés pour cette étude respectent des critères empiriques normalement adaptés à la capture de BDL et de couche limite turbulente. Néanmoins, il est nécessaire de vérifier par une expérience numérique la pertinence des choix effectués. Pour cela, on souhaite contrôler que la solution obtenue est indépendante du maillage considéré pour les quantités statistiques qui nous intéresseront par la suite (moments d’ordre 1 et 2).

Les calculs sont réalisés avec l’envergure réduite ($L_z = 0.16c$) et la méthode d’intégration temporelle implicite, dont le problème non-linéaire est résolu avec une tolérance $\epsilon = 0.06$ dans

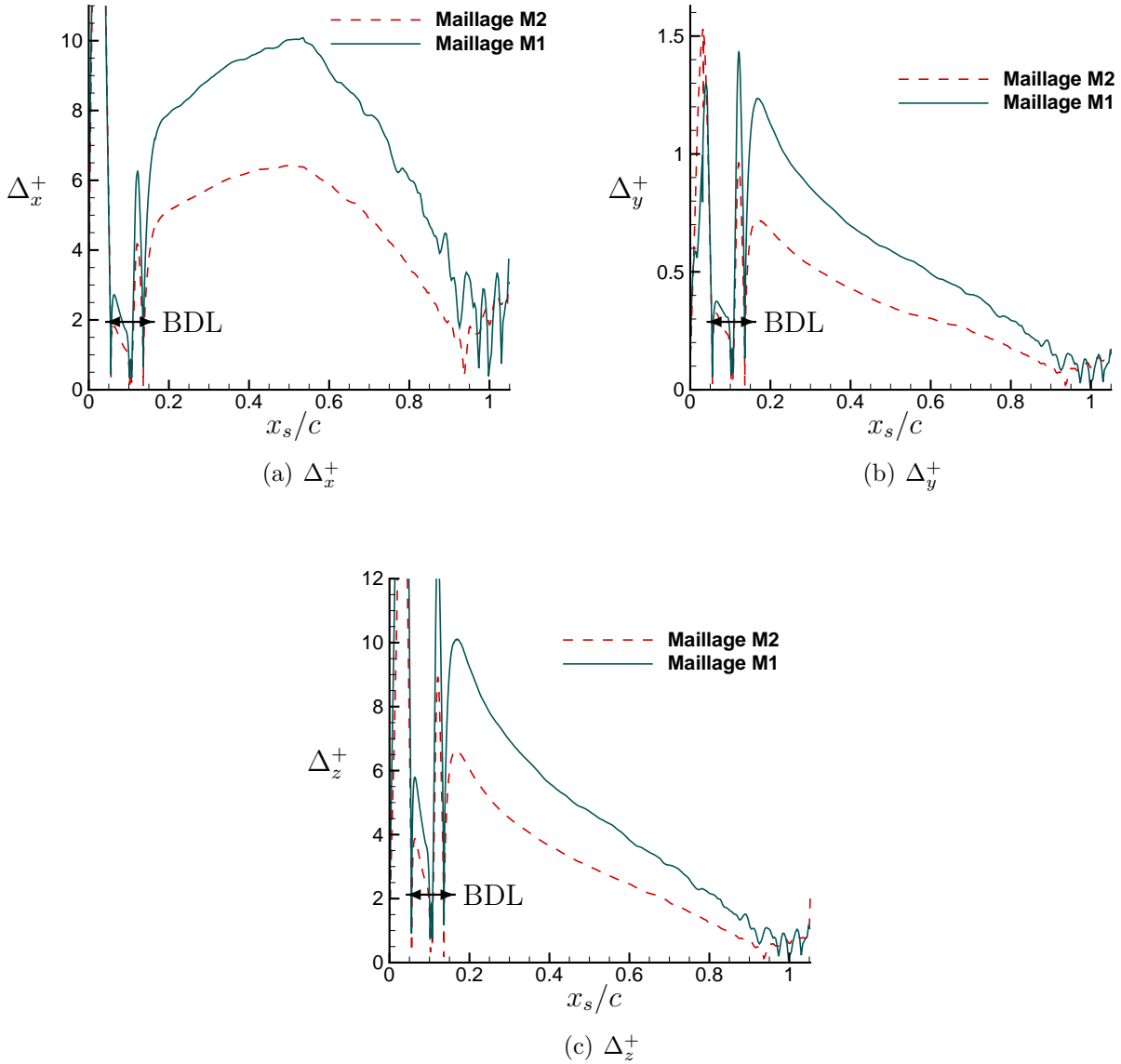


Figure III.6 – Résolutions pariétales des maillages M1 et M2 (la zone de BDL est localisée sur chaque courbe).

l'Eq.II.30. Le pas de temps est fixé à $\Delta t = 2.75 \times 10^{-4}c/U_\infty$. Il est comparable au pas de temps utilisé dans la DNS de profil d'aile de Jones *et al.* [61] [62] ($\Delta t_{Jones} = 10^{-4} \times U_\infty/c$) et identique à celui de la DNS de BDL de Laurent [71]. Avec un tel pas de temps, le nombre de Courant–Friedrichs–Lewy maximum dans l'écoulement est de 48 (valeur ponctuelle dans les mailles resserrées du bord d'attaque) et ne dépasse pas 15 sur tout l'extrados. Le CFL calculé avec la vitesse hydrodynamique seule est inférieur à 1 dans tout le domaine de calcul.

Pour chaque maillage et une fois un état permanent atteint, des moyennes statistiques sont réalisées sur une durée égale à $10c/U_\infty$ et en utilisant également la direction homogène (\vec{z}). Cette durée, qui représente environ 300 fois la période des instabilités de type KH du bulbe, est largement suffisante pour obtenir des statistiques fiables dans la zone du bulbe. Les calculs sont réalisés sur 80 cœurs Nehalem INTEL (20 processus MPI et 4 threads OpenMP par processus). Il faut environ 6h de calcul CPU sur chacun des cœurs pour simuler un temps de c/U_∞ .

L'écoulement est perturbé à la paroi à l'aide du terme source présenté dans l'Eq.III.1. L'amplitude de la perturbation est fixée à $A_u = 5 \times 10^{-3}$. Ce forçage est appliqué juste en amont du point de décollement laminaire, zone du pic de suction où la vitesse extérieure à la couche limite est égale environ à $2U_\infty$. L'amplitude de la perturbation normalisée par cette vitesse extérieure est donc de l'ordre de 2.5×10^{-3} . À titre de comparaison, pour leurs DNS de BDL sur plaque plane, Alam & Sandham[1] utilisent des amplitudes plus fortes comprises entre 1.5×10^{-2} et 3×10^{-2} avec un forçage oblique pariétale identique à celui de l'Eq.III.1, tandis que cette amplitude est inférieure ou égale à 1.12×10^{-2} dans le travail de Marxen *et al.* [87]. Pour leur étude d'éclatement de BDL sur plaque plane, Marxen & Hennigson [89] balaient une plage d'amplitude comprise entre 10^{-3} et 10^{-5} . L'amplitude du forçage retenue pour évaluer la convergence en maillage se situe donc dans une zone médiane aux trois études citées. On espère ainsi réaliser un compromis qui permette de limiter au maximum l'influence du bruit numérique sur les résultats de convergence en maillage (et ainsi de mieux isoler les éventuels défauts de résolution), tout en conservant une structure de BDL caractéristique d'un forçage extérieur de faible amplitude.

La Fig. III.7 représente le champ moyen de la composante longitudinale de la vitesse u , issue du calcul réalisé sur le maillage M1. Sur la partie haute et droite de cette figure, on peut visualiser un zoom de la zone du bord d'attaque. Il apparait clairement que pour l'incidence $\alpha = 10.55^\circ$ et le forçage retenu, l'écoulement est attaché à l'extrados du profil et un BDL *court* se forme au bord d'attaque. Comme prévu, le BDL obtenu est *court* et n'a qu'une influence local sur le champ moyen : sa longueur ($L_B/c \approx 0.1$) est faible devant celle de la corde. À cette incidence, la couche limite à l'extrados est entièrement comprise dans la zone rouge (la mieux résolue) de la Fig.III.5.

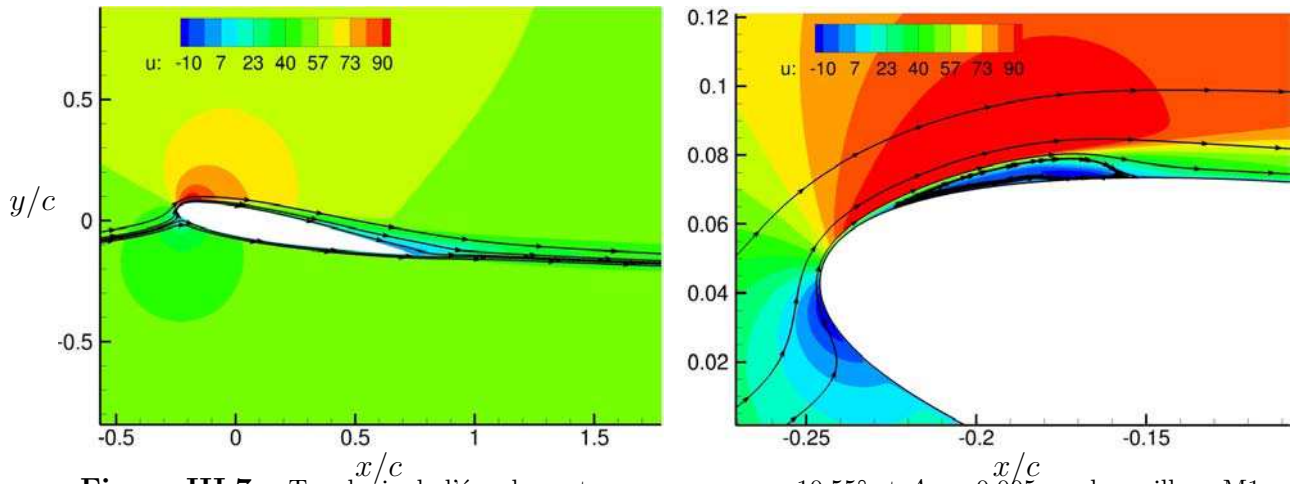


Figure III.7 – Topologie de l'écoulement moyen pour $\alpha = 10.55^\circ$ et $A_u = 0.005$ sur le maillage M1.

3.2.1 Grandeurs pariétales moyennées

La Fig. III.8 représente l'évolution des coefficients de pression (C_p) et de frottement (C_f) en fonction de l'abscisse curviligne x_s/c obtenus pour les maillages M1 et M2. On peut noter la présence du BDL au bord d'attaque à la fois sur le coefficient de pression et de frottement moyens. Sur le coefficient C_p , le BDL (avec $L_B/c \approx 0.1$) se traduit par la présence d'un plateau de pression constante en amont du fort gradient de pression adverse dans la zone de recollement. Cette zone de pression constante, aussi appelée "dead-air region" en anglais, est la conséquence des mouvements ascendants de faible vitesse dans la partie laminaire du BDL. Sur le coefficient de frottement C_f , la recirculation intense dans la partie turbulente du BDL se traduit par un fort pic négatif en amont du pic de frottement positif au point de recollement. Ces résultats montrent que la convergence en maillage est déjà très bonne sur le maillage M1 pour les grandeurs pariétales, et notamment dans la région de BDL et de couche limite attachée sur tout l'extrados.

3.2.2 Epaisseurs de couche limite moyennes

On définit l'épaisseur conventionnelle de couche limite $\delta_0^*(x_s)$, de quantité de mouvement $\delta_2^*(x_s)$ et de déplacement $\delta_1^*(x_s)$ par :

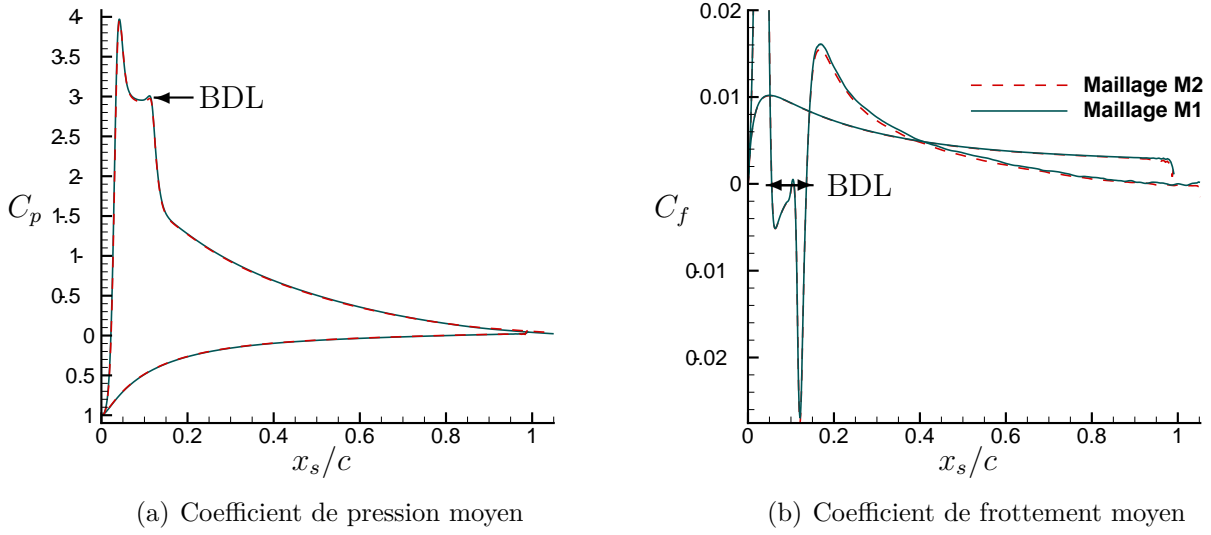


Figure III.8 – Influence du maillage sur les coefficients de pression et de frottement.

$$\delta_0(x_s) \equiv \int_0^{y_e} dy_n$$

$$\delta_2(x_s) \equiv \int_0^{y_e} \frac{\bar{\rho}(x_s, y_n) \bar{u}(x_s, y_n)}{\rho_e u_e(x_s)} \left(1 - \frac{\bar{\rho} \bar{u}(x_s, y_n)}{\rho_e u_e(x_s)} \right) dy_n$$

$$\delta_1(x_s) \equiv \int_0^{y_e} \left(1 - \frac{\bar{\rho} \bar{u}(x_s, y_n)}{\rho_e u_e(x_s)} \right) dy_n$$

Où l'on a introduit la masse volumique moyenne et la vitesse axiale moyenne (projetée dans le repère paroi), notée respectivement $\bar{u}(x_s, y_n)$ et $\bar{\rho}(x_s, y_n)$, ainsi que les caractéristiques externes définies à la frontière de la couche limite, notées d'un indice e . Il faut alors donner une définition à la frontière de la couche limite. Cette dernière a surtout de l'importance dans la définition de δ_0^* et beaucoup moins sur les épaisseurs de quantité de mouvement et de déplacement. Quoiqu'il en soit, il convient de définir un critère fiable pour la détermination de y_e .

Là encore, il existe un éventail assez large dans les méthodes de définitions de y_e . Dans le cas présent, la contrainte principale vient du fait que l'écoulement potentiel extérieur à la couche limite présente encore un fort gradient de vitesse longitudinale dans la direction normale à

Chapitre III. Méthodologie et validation des simulations instationnaires de l'éclatement de BDLs

la paroi, en chaque point de cette frontière. Il est dès lors difficile d'utiliser une méthode basée uniquement sur le champ de vitesse, comme on peut le faire dans les écoulements de plaques planes par exemple. La couche limite est définie ici comme la région de concentration des irréversibilités de l'écoulement induite par la viscosité. En utilisant la conservation de la pression isentropique totale, $p_t(x_s, y_n) = p(x_s, y_n) + 1/2\rho u(x_s, y_n)^2$ comme critère définissant la zone d'écoulement potentiel on parvient, dans notre cas où les variations de masse volumique sont faibles et l'écoulement très peu compressible, à définir l'épaisseur de couche limite de façon systématique (sans besoins d'adapter le critère à l'écoulement potentiel). On définit ainsi :

$$\delta_0 = y_e \text{ avec } p_t(x_s, y_e) = 0.998 \times p_{t\infty}$$

La Fig. III.9 montre l'évolution des épaisseurs caractéristiques de la couche limite pour les deux maillages M1 et M2. Les résultats sont très satisfaisants dans la région du BDL pour ces deux grandeurs. Là encore, la zone laminaire du BDL, où le frottement et vitesse externe varient peu, se traduit par un plateau au niveau de l'épaisseur de quantité de mouvement. La "bosse" observée sur la courbe de δ_1 est caractéristique du BDL, car la zone de recirculation entraîne un épaissement local de la couche limite. La couche limite en aval du BDL semble elle aussi bien représentée par le maillage M1. Le manque de convergence des données statistiques par rapport à la recirculation intermittente au bord de fuite se traduit par des écarts modérés sur l'épaisseur de quantité de mouvement en aval de $x_s/c = 0.8$.

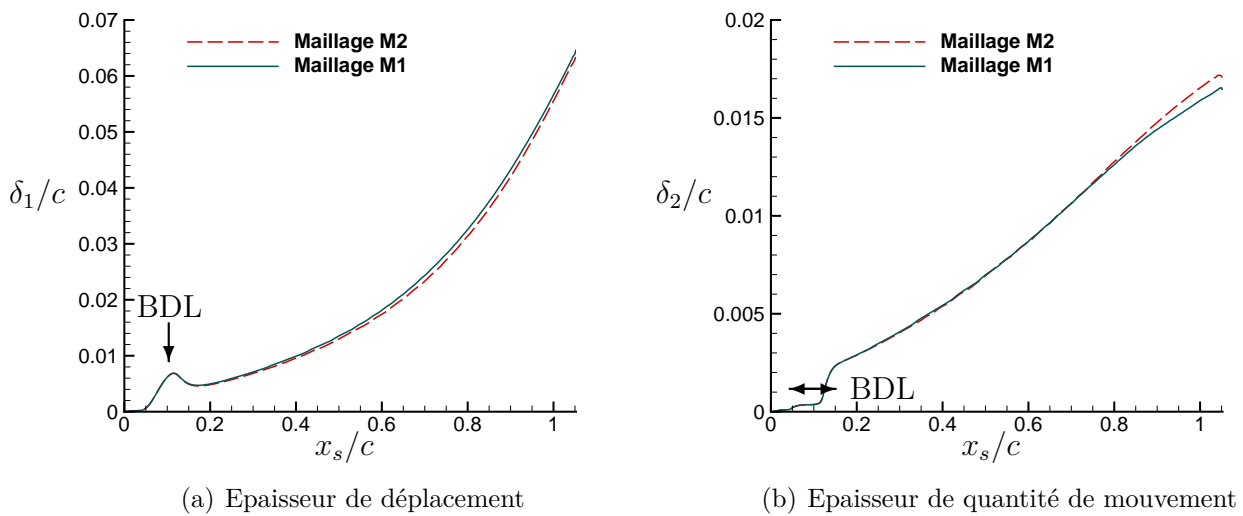


Figure III.9 – Influence du maillage sur les épaisseurs caractéristiques de la couche limite à l'extrados.

3.2.3 Le champ de vitesse moyen $\langle u_i \rangle$

La résolution correcte du BDL *court* au bord d'attaque est essentielle dans la suite de l'étude. La figure III.10 représente le contour géométrique du BDL calculé pour les deux maillages. Cette frontière entre l'écoulement de BDL et l'écoulement externe n'est pas simple à définir *a priori*, car plusieurs choix sont en effet possibles. Ici, on utilise le débit de masse à travers la couche limite comme quantité représentative de la recirculation dans le BDL. La frontière du BDL est ainsi définie par la ligne des points d'annulation de ce débit, de coordonnées $(x_s, H_{deb}(x_s))$ dans le repère local (voir Eq. III.2). Cette frontière est généralement située au-dessus de la ligne de courant séparatrice. Cette figure regroupe plusieurs informations importantes sur le BDL. En plus de permettre d'identifier avec précision les positions des points de séparation et de recollement, on peut y évaluer la hauteur maximum du BDL. Ce dernier point est important puisqu'il permet d'évaluer à moindre coût la position du point de transition, qui peut se définir par la saturation de la croissance exponentielle des perturbations extérieures (voir Diwan & Ramesh [31]). Le rapport entre la longueur et la hauteur du bulbe est de l'ordre de 16. On peut donc voir que les BDLs obtenus sur les deux maillages sont identiques et que les positions des points critiques (*séparation*, *transition* et *recollement*) sont confondues.

$$H_{deb} \in [0; \delta_0] \mid \int_0^{H_{deb}} \rho(x_s, y_n) u(x_s, y_n) dy_n = 0 \quad (\text{III.2})$$

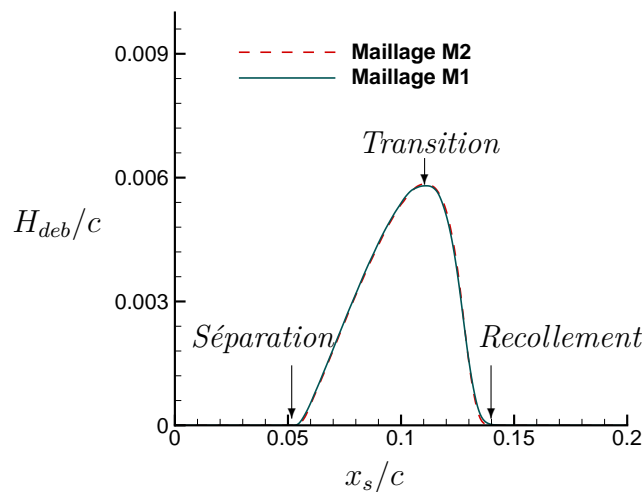


Figure III.10 – Influence du maillage sur la géométrie du BDL définie par la ligne de débit masse nul à travers la couche limite

Sur la Fig. III.11, on peut voir les profils moyens des composantes longitudinales et normales à la paroi de la vitesse, adimensionnées respectivement par la vitesse locale externe de couche limite et la composante sur l'axe \vec{y} de la vitesse en champ lointain, v_∞ . Les résultats sont présentés pour trois positions différentes le long de l'extrados. La première correspond à la position du point de transition estimée à partir de la géométrie du BDL ($max(H_{deb})$). Dans cette zone les profils de vitesse présentent un point d'inflexion (origine du développement de l'instabilité de K.H) et une survitesse locale par rapport à l'écoulement à l'infini amont. Conformément aux observations faites sur la géométrie du BDL, les résultats sont indépendants du maillage dans cette zone et sont semblables aux profils moyens de vitesse extraits de la littérature sur les BDLs. Au point de recollement, la survitesse a diminué et l'écoulement est à nouveau attaché. À la mi-corde, les profils de vitesse ne présentent plus de point d'inflexion et tendent à se relaxer vers l'état de couche limite turbulente en équilibre. Les écarts entre les solutions sur les maillages M1 et M2 étant inférieurs à 1% dans toutes ces zones sensibles, on peut considérer que la convergence statistique à l'ordre 1 est atteinte avec le maillage M1.

3.2.4 Les tensions de Reynolds $\langle \rho u_i u_j \rangle$

On a représenté sur la figure III.12 les profils de tensions de Reynolds normales pour les trois positions stratégiques le long de l'extrados : aux points de transition, recollement et à mi-corde. Globalement, la convergence est là encore très satisfaisante. À noter peut-être une légère dissipation du maillage M1 dans la zone de recollement qui peut s'expliquer par des écarts de résolutions normales et transverses plus importants dans cette zone (voir III.6). À mi-corde, les données statistiques sont moins bien convergées mais suffisamment pour témoigner d'une faible dépendance en maillage. Finalement les quantités statistiques d'ordre deux sont elles aussi bien convergées avec le maillage M1.

3.3 Influence de l'intégration temporelle à forçage extérieur constant

Le maillage M1 ayant donné entière satisfaction dans l'étude de convergence en maillage, on choisit d'étudier l'influence des paramètres gérant l'intégration temporelle sur ce maillage et l'envergure réduite $L_z = 0.16c$ pour une raison évidente de coût de calcul. L'amplitude du forçage utilisée pour l'étude de convergence en maillage est conservée : $A_u = 5 \times 10^{-3}$. Une solution de référence est obtenue avec la méthode explicite de Runge-Kutta décrite dans le chapitre 2.2.1 en utilisant un pas de temps $\Delta t_{expli} = 6.875 \times 10^{-6} \times c/U_\infty$. Cette solution est comparée à celles obtenues avec la méthode d'intégration temporelle implicite avec un pas de temps 40 fois plus grand, $\Delta t_{impli} = 2.74 \times 10^{-4} \times c/U_\infty$, et trois valeurs différentes pour l'erreur

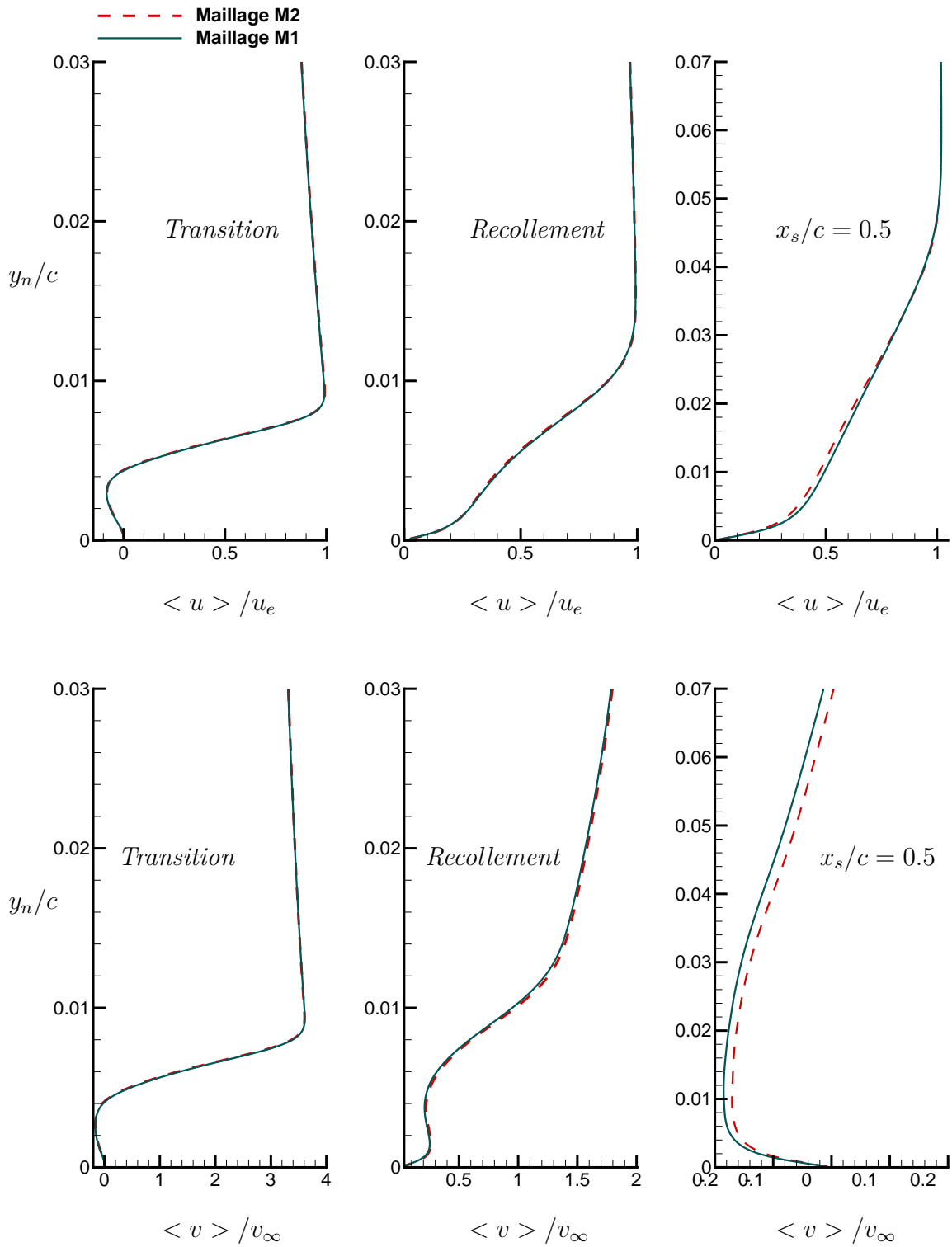


Figure III.11 – Influence du maillage sur les Profils de vitesses moyennes

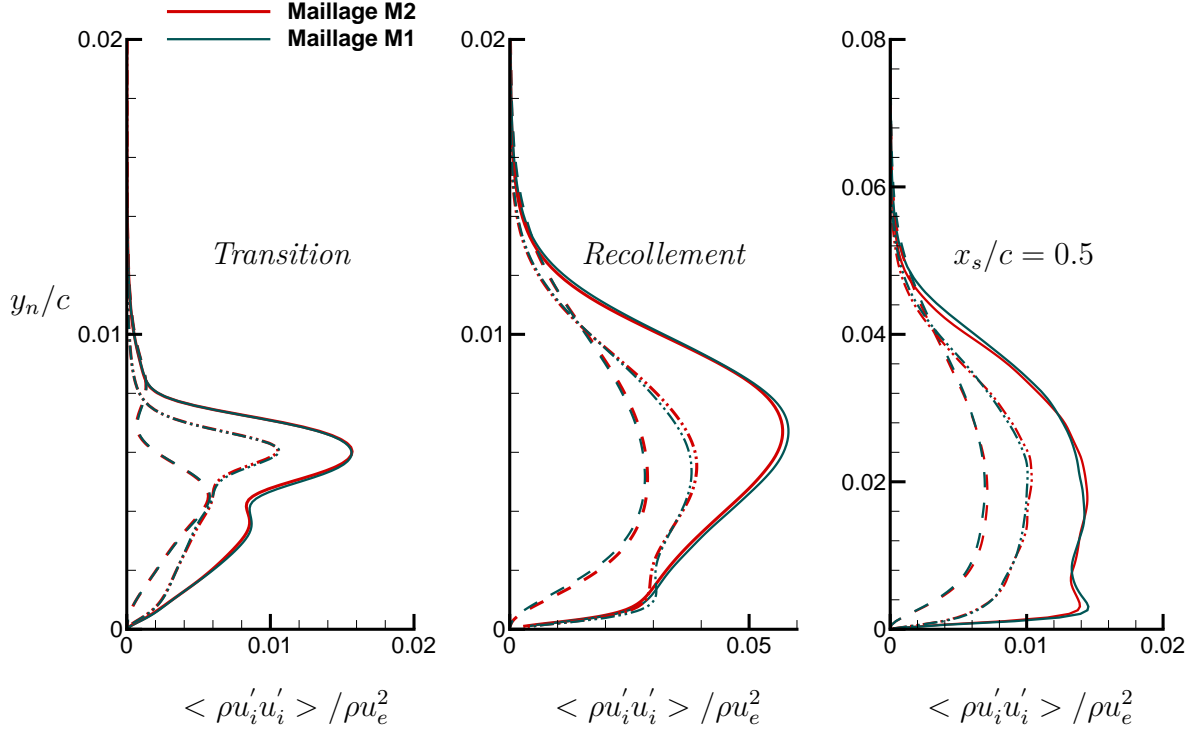


Figure III.12 – Influence du maillage sur les profils moyens de tensions de Reynolds normales, avec $(-)$ $\langle \rho u' u' \rangle$, $(--)$ $\langle \rho v' v' \rangle$, $(-\cdot-\cdot-)$ $\langle \rho w' w' \rangle$

de convergence du problème non-linéaire dans l'Eq.II.30 : $\epsilon = 0.06, 0.1$ et 0.15 .

Pour chaque type d'intégration temporelle et une fois un état permanent atteint, des moyennes statistiques sont réalisées sur une durée égale à $5c/U_\infty$ et en utilisant également la direction homogène (\vec{z}). Cette durée, qui représente environ 150 fois la période des instabilités de type KH du bulbe, est largement suffisante pour obtenir des statistiques fiables dans la zone du bulbe. Les calculs sont réalisés sur 80 coeurs Nehalem INTEL (20 processus MPI et 4 threads OpenMP par processus). Les temps de calcul CPU sur chacun des coeurs pour simuler une durée égale à c/U_∞ sont présentés dans le tableau III.3 pour les différentes méthodes d'intégration.

	Explicite RK3	Gear, $\epsilon = 0.15$	Gear, $\epsilon = 0.10$	Gear, $\epsilon = 0.06$
CPU	24	4.3	5	6

Tableau III.3 – Heures CPU nécessaires par coeur Nehalem sur le maillage M1 pour simuler une durée c/U_∞ en fonction de l'intégration temporelle.

3.3.1 Grandeurs pariétales moyennées

La Fig. III.13 représente l'évolution des coefficients de pression (C_p) et de frottement (C_f) en fonction de l'abscisse curviligne x_s/c obtenus avec les différentes intégrations temporelles. La vue est restreinte à la zone du BDL, car en dehors de cette région les résultats se superposent. Dans la zone du bulbe, on peut noter une légère sensibilité de l'étendue du BDL à la valeur du paramètre ϵ . Mais plus le problème non-linéaire est résolu avec précision (valeur de ϵ décroissantes), plus le bruit numérique introduit dans la simulation diminue. Ce comportement est en accord avec l'étude de l'influence du forçage extérieur sur la taille du BDL, qui montre que le bulbe augmente quand A_u diminue (voir Fig. III.2). Pour $\epsilon = 0.15$, le bulbe est environ 10% plus petit que celui obtenu avec la méthode explicite ; pour $\epsilon = 0.06$ cet écart chute à 3% environ. On peut noter que le point de séparation laminaire est quasiment insensible au choix de l'intégration temporelle ; les différences entre méthodes apparaissent entre le point de transition et de recollement.

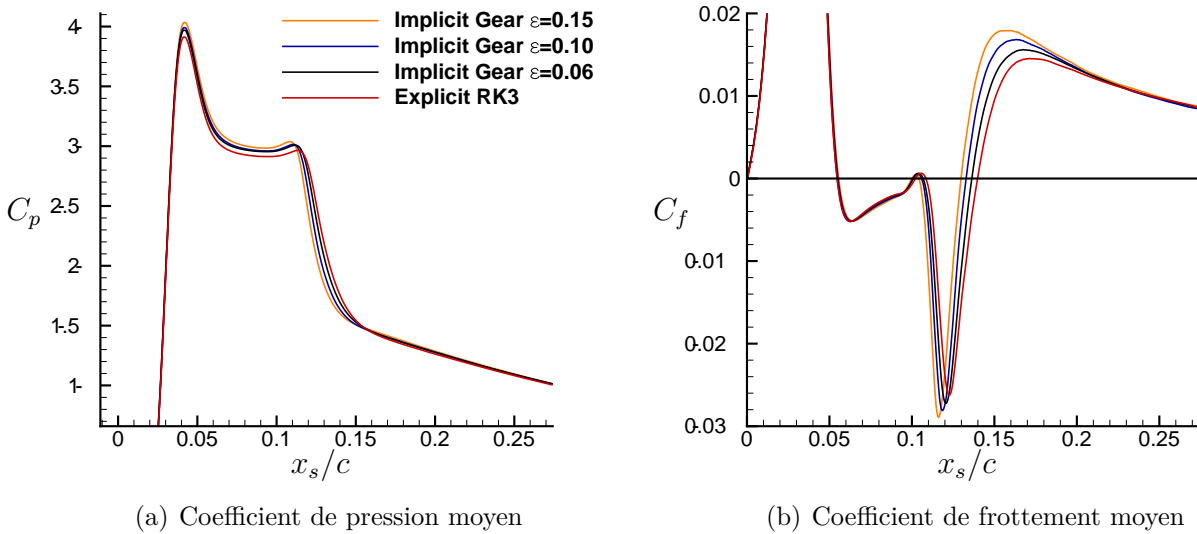


Figure III.13 – Influence de l'intégration temporelle sur les coefficients de pression et de frottement dans la zone du BDL.

3.3.2 Grandeurs moyennes et fluctuantes dans le plan (\vec{x}, \vec{y})

La figure III.14 représente le contour géométrique du BDL calculé pour les différentes méthodes d'intégration temporelle. Les grandeurs caractéristiques du bulbe sont résumées dans le tableau III.4. L'influence du bruit numérique se traduit par un rétrécissement du bulbe dans les 2 directions \vec{x}, \vec{y} , mais le rapport d'aspect du bulbe évolue très peu autour de la valeur 14.

Chapitre III. Méthodologie et validation des simulations instationnaires de l'éclatement de BDLs

Dans un repère lié à la longueur du bulbe, la position du point de transition reste constante, à environ 0.66 longueur de bulbe en aval du point de décollement laminaire. Même la simulation avec $\epsilon = 0.06$ sous-estime l'épaisseur du bulbe d'environ 5%.

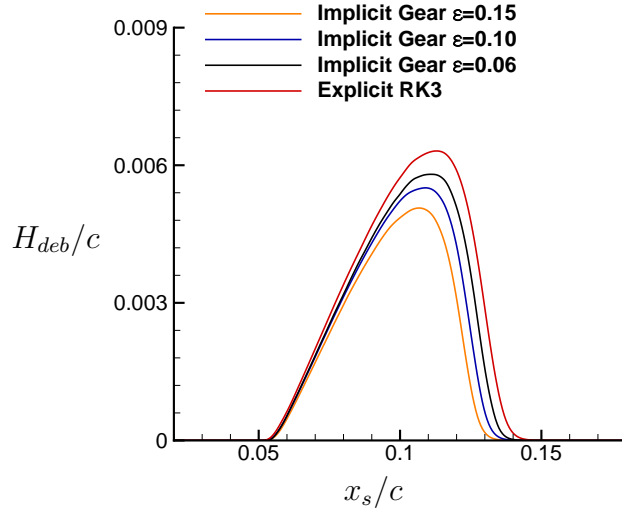


Figure III.14 – Influence de l'intégration temporelle sur la géométrie du BDL définie par la ligne de débit de masse nul à travers la couche limite

	RK3	Gear, $\epsilon = 0.15$	Gear, $\epsilon = 0.10$	Gear, $\epsilon = 0.06$
x_{Sep}	0.055	0.055	0.055	0.055
L_b/c	0.088	0.078	0.081	0.082
$(x_{Transi} - x_{Sep})/L_b$	0.66	0.65	0.68	0.67
H_{deb}/c	0.0063	0.005	0.0054	0.006
L_b/H_{deb}	14.	15.6	15	13.6

Tableau III.4 – Caractéristiques topologiques du BDL en fonction de l'intégration temporelle

La Fig. III.15 rassemble les résultats de la confrontation entre les calculs implicites et explicites pour trois positions le long de l'extrados. Globalement, ces résultats sont satisfaisants dans la région du BDL aux niveaux des points de transition et de recollement. Les écarts relatifs étant de l'ordre de 1% à la transition et $\leq 10\%$ au recollement où les différences sont les plus marquées. Dans la zone de couche limite attachée en aval du BDL ($x_s/c = 0.5$), aucun bénéfice notable de

l'intégration explicite n'est observé par rapport aux résultats obtenus en implicite, aussi bien sur le champ de vitesse moyen que pour les fluctuations.

Les informations issues de l'analyse des moments d'ordre 1 se confirment avec l'analyse statistique au second ordre (Fig. III.16). L'utilisation de la méthode implicite ayant tendance à engendrer une légère dissipation dans la zone externe de la couche limite à la transition et au recollement. Dans la couche limite attachée, les résultats sont très satisfaisants compte tenu d'un certain manque de convergence des moyennes obtenues dans cette région.

3.4 Influence du forçage à résolutions spatiale et temporelle fixées

L'utilisation de la méthode d'intégration temporelle implicite influence sensiblement le processus de transition dans le LSB dans le cas d'un forçage externe d'amplitude $A_u = 0.005$. Néanmoins, le coût de calcul pour $\epsilon = 0.06$ étant 4 fois plus faible que celui de la méthode d'intégration temporelle explicite, la question se pose de savoir si les écarts constatés justifient de payer le prix fort au niveau CPU. Aussi on souhaite dans cette section quantifier l'influence de l'amplitude des perturbations extérieures A_u afin d'évaluer si elle pilote davantage la solution que le choix de la méthode d'intégration temporelle.

On choisit d'étudier l'influence de l'amplitude du forçage extérieur A_u sur le maillage M1, l'envergure réduite $L_z = 0.16c$ et l'intégration temporelle implicite pour laquelle $\epsilon = 0.06$. Ce choix de méthode d'intégration temporelle est dicté par le très bon compromis coût/précision constaté dans la section précédente. Le pas de temps restant inchangé, $\Delta t_{impli} = 2.74 \cdot 10^{-4} \times c/U_\infty$, quatre simulations sont réalisées pour différentes amplitudes de forçage dans l'Eq.III.1 : $A_u = 0.005, 0.0025, 0.0019$, et 0. Pour chacune d'entre elles, des moyennes statistiques sont réalisées sur une durée égale à $5c/U_\infty$ et en utilisant également la direction homogène (\vec{z}).

3.4.1 Grandeurs pariétales moyennées

La Fig. III.17 représente l'évolution des coefficients de pression (C_p) et de frottement (C_f) en fonction de l'abscisse curviligne x_s/c obtenus avec les différentes amplitudes de forçage. On peut noter immédiatement l'extrême sensibilité de la solution dans la zone du bulbe. Une nouvelle fois, le point de décollement laminaire est quasiment insensible aux variations de paramètres de calcul ; par contre, l'observation du coefficient de frottement montre clairement que l'étendue du BDL dans la direction longitudinale peut doubler. Cet accroissement du BDL, lié à la diminution des perturbations, s'accompagne d'une diminution nette du coefficient de frottement juste en aval du point de recollement. La forte diminution du coefficient de pression au point de suction témoigne du changement topologique du BDL dans la direction normale

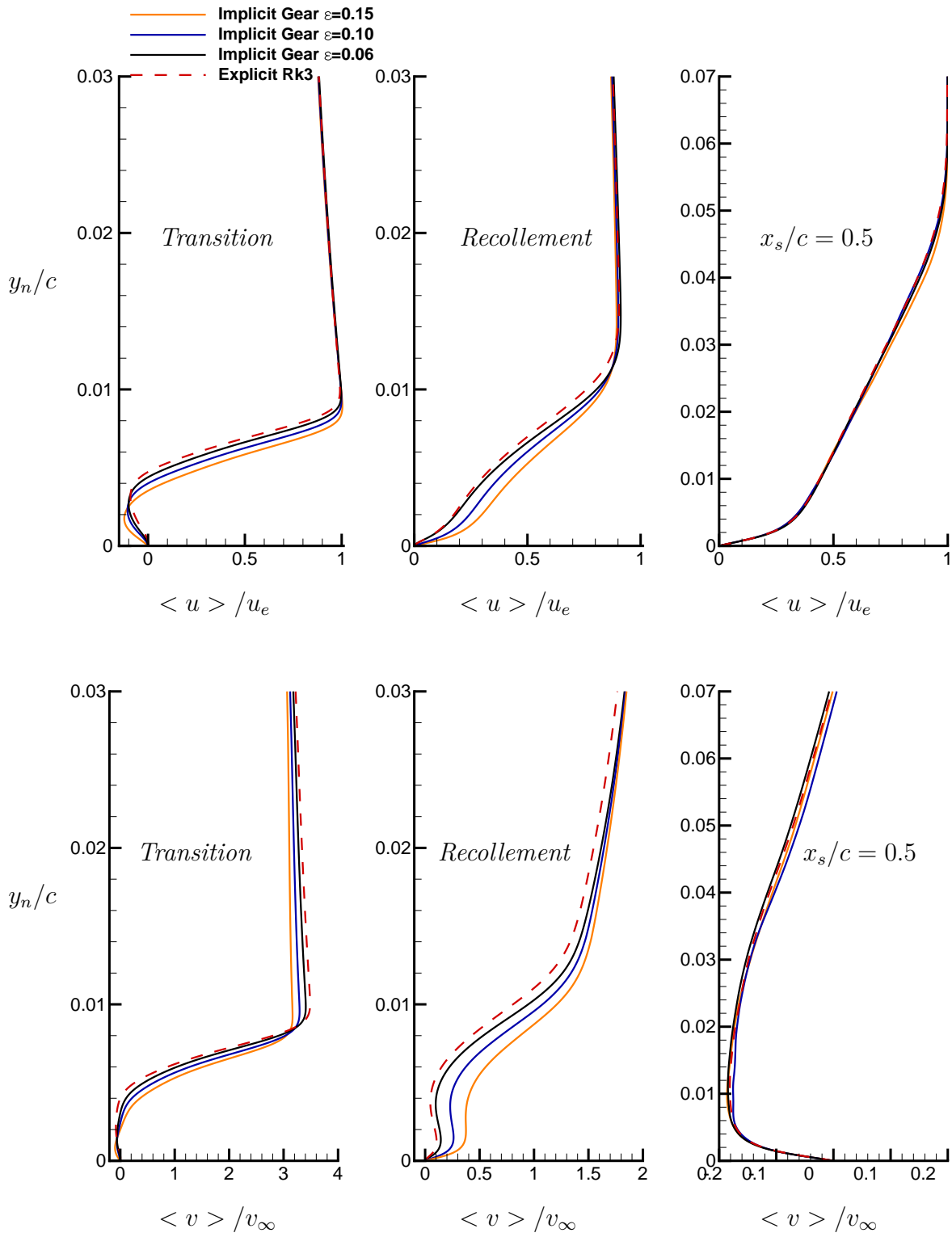


Figure III.15 – Profil de vitesses moyennes

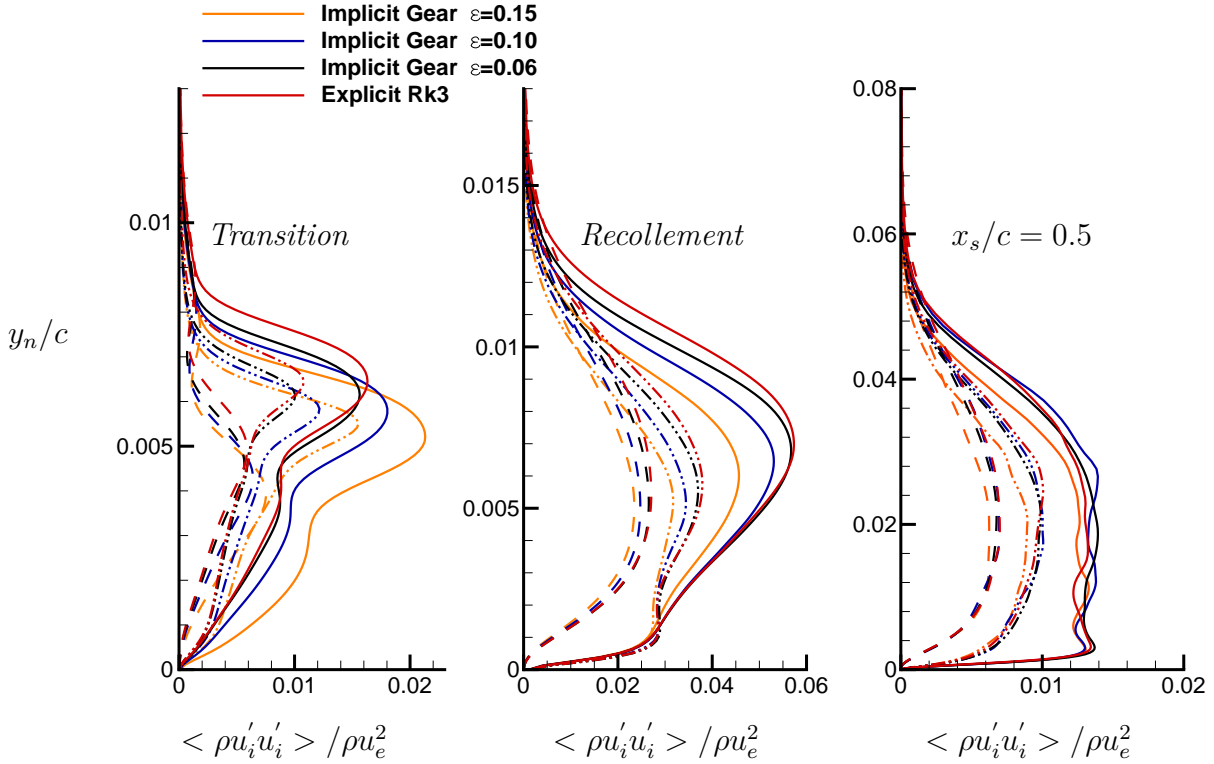


Figure III.16 – Profil moyens de tensions de Reynolds normales, avec $(-)$ $\langle \rho u'_i u'_i \rangle$, $(--)$ $\langle \rho v' v' \rangle$, $(-\cdot-\cdot-)$ $\langle \rho w' w' \rangle$

à la paroi. En grossissant le bulbe génère une couche limite plus épaisse à l'extrados, ce qui entraîne une baisse de la survitesse au bord d'attaque.

3.4.2 Grandeurs moyennes et fluctuantes dans le plan (\vec{x}, \vec{y})

La modification importante de l'étendue du bulbe dans la direction normale est confirmée par la Fig. III.18, qui présente la position de la ligne de débit de masse nul dans la zone du bulbe. Le tableau III.5 résume l'impact de la perturbation sur les points topologiques importants du BDL. Entre le cas à perturbation maximale et celui à perturbation nulle, la hauteur du bulbe fait plus que doubler, tandis que la longueur s'accroît de 80%. Bien que la taille du bulbe change de manière très conséquente, son rapport d'aspect conserve une valeur relativement stable proche de 12. Dans le repère ayant pour origine le point de séparation, on constate une nouvelle fois que la position du point de transition (normalisée par la longueur du bulbe) est peu affectée par le niveau de perturbations extérieures. En effet toutes les simulations prédisent un point de transition situé entre 0.61 et 0.67 longueur de bulbe en aval du point de décollement.

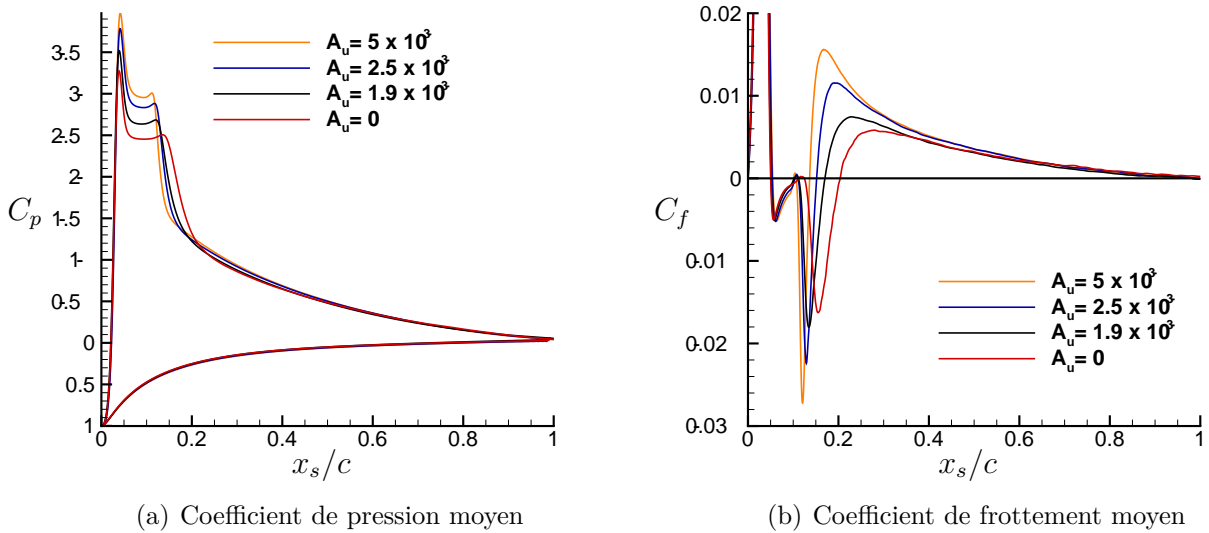


Figure III.17 – Influence de l'amplitude des perturbations A_u sur les coefficients de pression et de frottement.

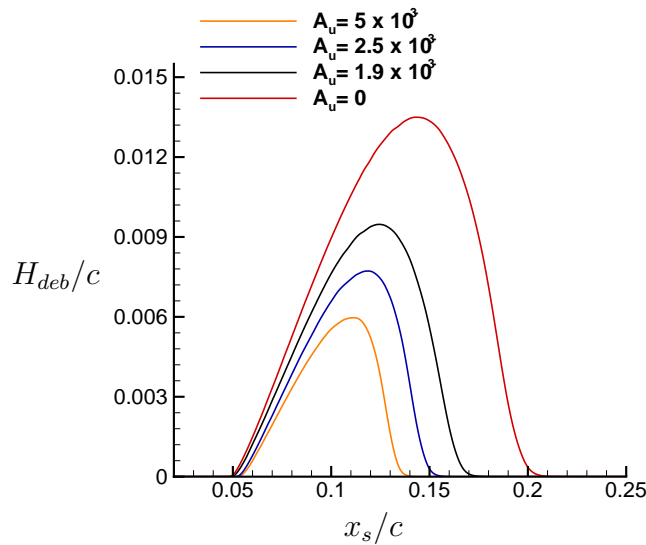


Figure III.18 – Influence de l'amplitude des perturbations A_u sur la géométrie du BDL définie par la ligne de débit de masse nul à travers la couche limite

La Fig. III.19 rassemble les profils de vitesse et de fluctuation longitudinale pour trois positions le long de l'extrados. Sans surprise, l'amplitude des perturbations modifie très fortement les solutions dans la région du LSB, mais aussi très en aval dans la couche limite turbulente. Ainsi à mi-corde, l'épaisseur de couche limite est environ 30% plus grande quand on annule les

$A_u \times 10^{-3}$	5	2.5	1.9	0
x_{Sep}	0.056	0.054	0.053	0.052
L_b/c	0.082	0.097	0.115	0.148
$(x_{Transi} - x_{Sep})/L_b$	0.67	0.66	0.63	0.61
H_{deb}/c	0.006	0.0077	0.0095	0.0135
L_b/H_{deb}	13.6	12.6	12.1	11

Tableau III.5 – Caractéristiques topologiques du BDL en fonction de l’amplitude des perturbations A_u .

perturbations amont.

3.4.3 Amplitude de forçage équivalente liée à l’intégration temporelle implicite

Dans [89], l’influence de l’amplitude des perturbations sur la topologie du BDL a aussi été étudiée sur plaque plane. Dans cette étude de Marxen & Henningson on observe une dépendance logarithmique assez marquée des variations de positions caractéristiques dans le BDL (Séparation, Transition, Recollement) vis-à-vis de l’amplitude de forçage (voir Fig.III.2(a)).

Suivant la méthodologie suggérée dans [89], on reporte en échelle logarithmique les grandeurs caractérisant la géométrie des 3 bulbes obtenues pour $A_u = 0.005$, 0.0025 et 0.0019 sur les Fig. III.20(a) et III.20(b). L’évolution de la topologie du BDL est très semblable à celle observée dans l’étude [89], en particulier on retrouve une dépendance logarithmique assez marquée des positions caractéristiques du point de transition et de recollement, vis-à-vis de l’amplitude de forçage. Plus précisément, pour chacune des abscisses curvilignes considérées (Transition en x_T et Recollement en x_R) on effectue une régression linéaire du type $x_{(T,R)} = A_{(T,R)} \ln(A_u) + B_{(T,R)}$. La tendance logarithmique est alors confortée en comparant les coefficients de corrélations entre les valeurs obtenues dans les simulations et celles issues des courbes de tendances (supérieurs à 0.90 lorsque la dépendance est effectivement en $\ln(A_u)$ et environ 0.80 pour des dépendances en A_u seulement). Comme dans l’étude [89], la position du point de recollement varie plus vite que celle de la transition. En revanche, on n’observe pas de changement significatif de la position du point de décollement laminaire. Ils observent également des écarts plus importants à la dépendance logarithmique à mesure que l’amplitude augmente qu’ils interprètent alors comme synonymes d’interactions non-linéaires plus importantes. Là encore, les résultats sur le profil Naca-0012 semblent suggérer un tel comportement bien que le manque de données

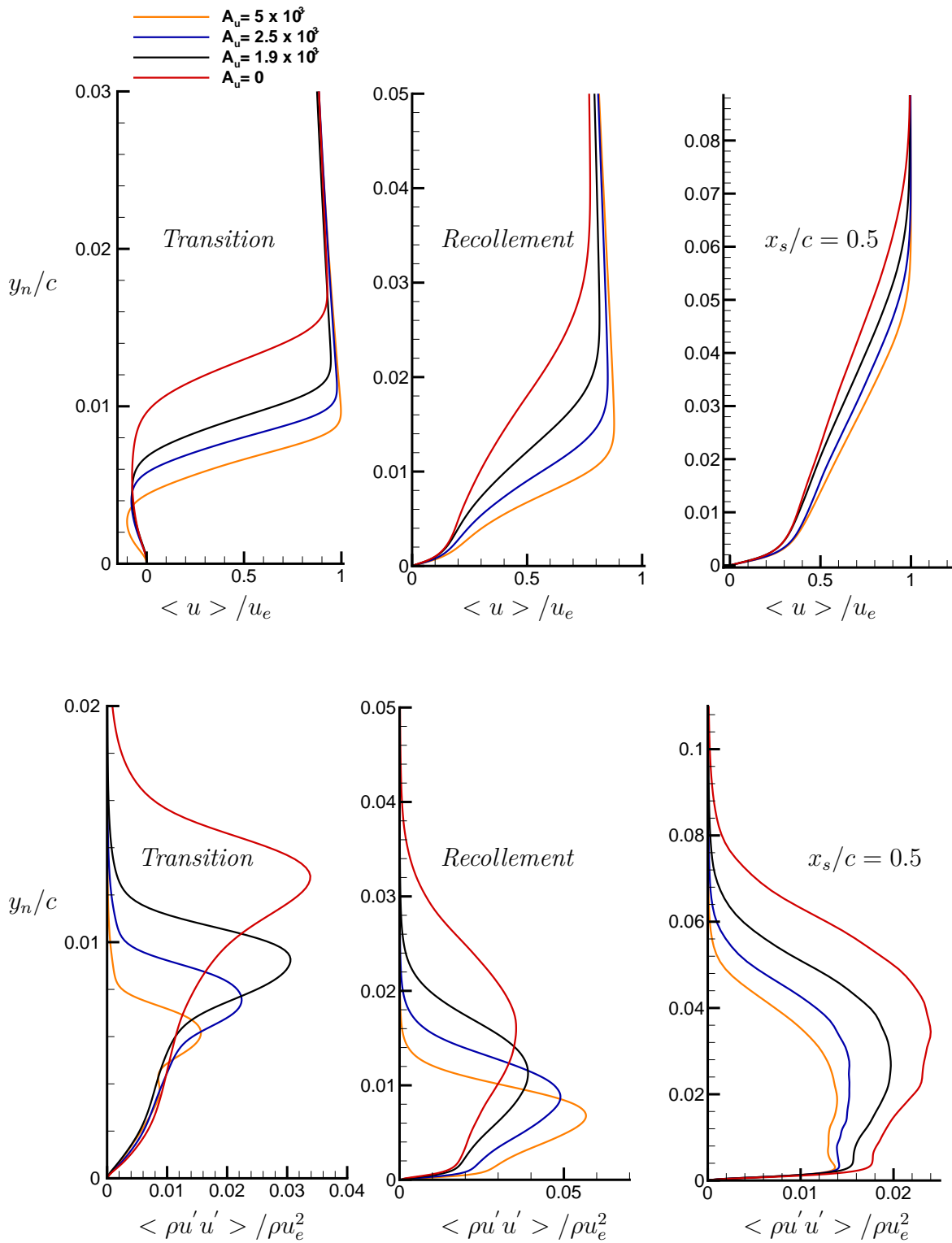
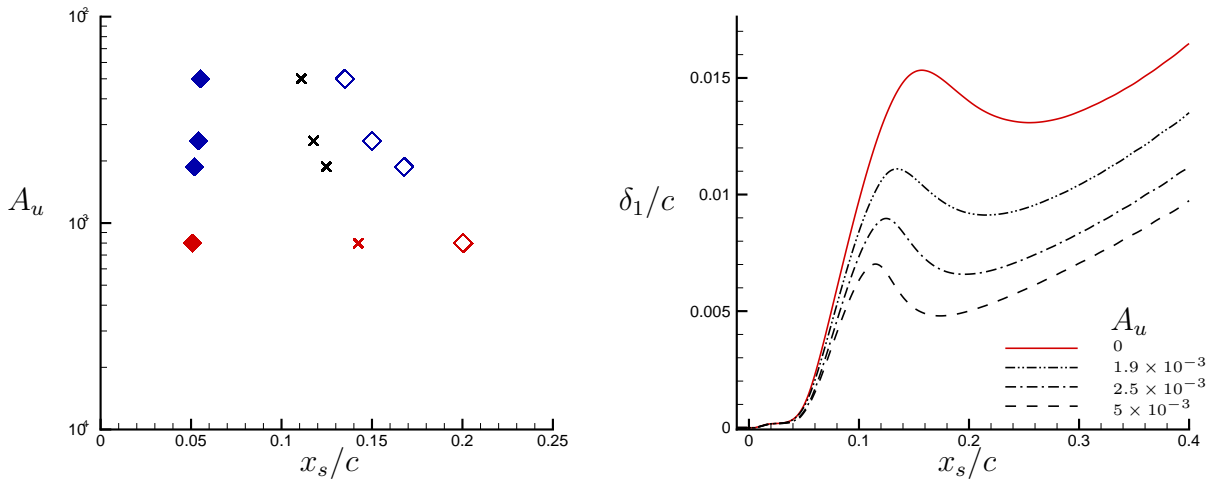


Figure III.19 – Influence de l'amplitude des perturbations A_u sur les profils de vitesses moyennes (haut) et tension de Reynolds (bas).

pour les très faibles niveaux de perturbation limite un peu ces conclusions. Sur la Fig. III.20(b) on remarque que le bulbe non forcé ($A_u = 0$) est sensiblement plus épais que les BDLs forcés explicitement. On peut donc raisonnablement penser que les perturbations numériques induites sont d'amplitudes plus faibles que la plus faible des amplitudes utilisées pour le forçage explicite.

Dans le calcul sans forçage explicite ($A_u = 0$), la transition est pilotée par l'accroissement de perturbations infinitésimales induites par les erreurs d'intégrations numériques. Les calculs avec un forçage explicite donnent donc l'occasion de quantifier ces erreurs, ou au moins d'en donner un ordre de grandeur. En reprenant l'hypothèse d'une dépendance logarithmique de la taille du bulbe pour les faibles amplitudes de forçage on a obtenu des courbes de tendances de la forme $x_{(T,R)} = A_{(T,R)} \ln(A_u) + B_{(T,R)}$. On a alors pu y intégrer les résultats (positions des points de transition x_T et recollement x_R) obtenus pour $A_u = 0$ avec la méthode d'intégration temporelle implicite et $\epsilon = 0.06$ et en déduire une valeur de forçage équivalente, $A_u^{equival.} = 8 \times 10^{-4}$ (voir la Fig. III.20(a)).

Dans ces conditions, les calculs utilisant la méthode d'intégration temporelle implicite avec une tolérance $\epsilon \leq 0.06$ dans l'Eq.II.30 sans perturbation explicite à la paroi peuvent être considérés comme reproduisant des écoulements à très faibles niveaux de turbulence extérieure ($A_u \leq 10^{-3}$). Ce résultat est important pour l'étude transitoire d'éclatement de BDL qui nous intéresse.



(a) Séparation (◆), transition (×), recollement (◇) (b) Epaisseur de déplacement δ_1 adimensionnée par longueur de la corde c

Figure III.20 – Influence de l'amplitude de forçage A_u sur le BDL au bord d'attaque du profil Naca-0012, $Re_c = 10^5$

3.5 Choix de la stratégie numérique

La méthode de simulation utilisée dans ce mémoire se veut efficace, tout en conservant la bonne fiabilité des résultats caractéristiques des simulations directes des équations de Navier-Stokes instationnaires. Les résultats présentés dans ce chapitre tendent à rapprocher la précision des calculs avec celles des études DNS d'écoulements de même type que l'on trouve dans la littérature : les résolutions pariétales sont en effet très semblables ; cependant, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le maillage ne permet pas la résolution de toutes les échelles de longueurs depuis les plus grandes échelles jusqu'aux échelles dissipatives de Kolmogorov et en ce sens les simulations numériques ne peuvent être qualifiées rigoureusement de DNS.

Finalement trois points ont émergé de la validation de la méthodologie de calcul des BDLs :

- La résolution du maillage M1 apparaît suffisante pour une étude précise de cet écoulement complexe, puisque l'analyse statistique des moments du premier et second ordre a montré la faible dépendance des résultats à l'accroissement de la résolution (maillage M2). Considérant que tous les calculs ont été réalisés en résolvant directement les équations de Navier-Stokes sans ajout de termes de modélisation sous-maille, ce résultat est significatif et montre que le mécanisme de transition par BDL au bord d'attaque et la couche limite avec GPA en aval du BDL sont correctement reproduits par la simulation numérique.
- La modélisation des perturbations extérieures par un mécanisme de soufflage/aspiration à la paroi joue un rôle prépondérant dans la topologie du LSB. Le recours à ce terme de forçage explicite est une condition nécessaire aux études de convergence en maillage et en méthode d'intégration temporelle. Pour les résolutions spatiales et temporelles employées dans cette étude de validation, l'amplitude du forçage extérieur constitue sans aucun doute le paramètre principal qui pilote la simulation numérique.
- L'emploi de la méthode d'intégration temporelle implicite a été validé par rapport à une méthode explicite précise au 3ème ordre de Runge-Kutta. S'il est vrai que ces comparaisons entre calculs implicite et explicite mettent en évidence de légères différences dans la zone externe du LSB après le point de transition, les écarts constatés sont un ordre de grandeur plus petit que ceux occasionnés par une modulation minimale de l'amplitude de forçage, qui modélise les perturbations extérieures. Le coût de calcul de la méthode d'intégration temporelle implicite pour $\epsilon = 0.06$ étant 4 fois plus faible que celui de la méthode d'intégration temporelle explicite, les écarts constatés entre les deux méthodes ne justifient pas de payer le prix fort au niveau CPU, d'autant plus que la physique est pilotée par le forçage extérieur et qui possède un caractère arbitraire (amplitude, forme,

fréquence, ...).

Grâce au calcul réalisé sans forçage explicite, on a pu mettre en évidence que le bruit numérique engendré par les erreurs de troncature numérique est très faible devant l'amplitude du champ de vitesse moyen dans la zone de transition (inférieur à 10^{-3}). Dans ces conditions, il a été décidé de ne pas conserver de forçage explicite dans la suite pour l'étude des mouvements transitoires. L'avantage principal réside dans la formation d'un BDL plus long que ceux soumis à un forçage explicite dans la plage d'amplitude A_u balayée lors de cette partie validation, ce qui améliore la résolution du BDL sur le maillage M1 (Fig. III.21).

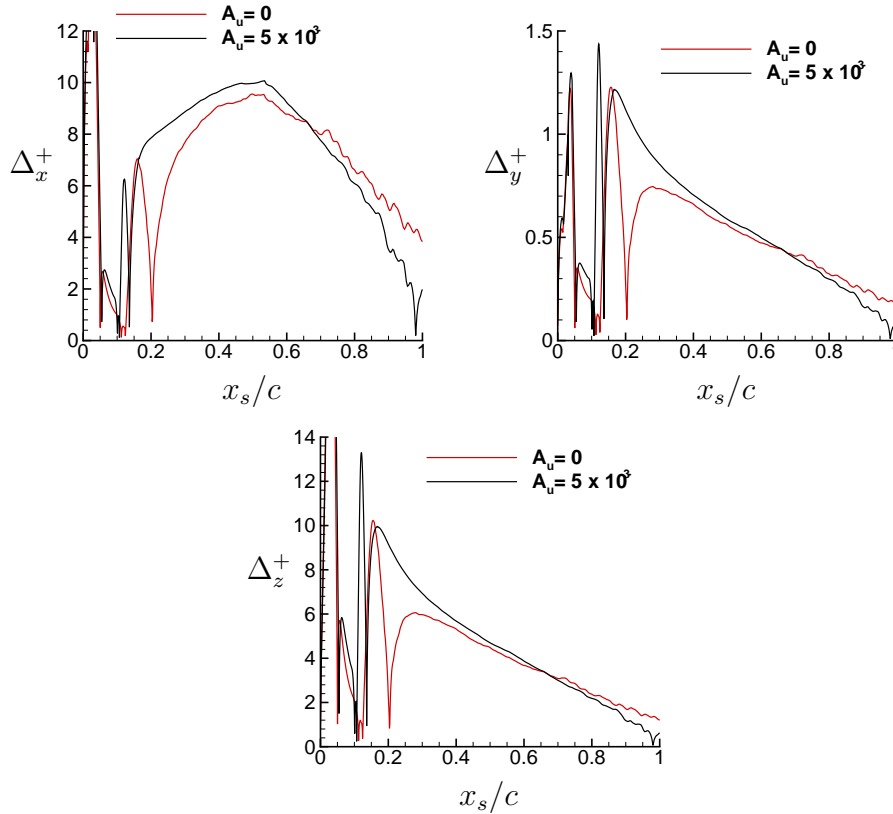


Figure III.21 – Résolution pariétale sur le maillage M1, comparaison calcul non forcé avec $A_u = 0$, et forcé avec $A_u = 5 \times 10^{-3}$, $\alpha = 10.55^\circ$.

Chapitre III. Méthodologie et validation des simulations instationnaires de l'éclatement de BDLs

Pour résumer, l'analyse de la dynamique de l'écoulement de décrochage autour d'une aile à nombre de Reynolds modéré $Re_c = 10^5$ réalisée dans le chapitre suivant repose sur les ingrédients numériques suivants :

- Maillage M1.
- Intégration temporelle implicite, avec $\epsilon = 0.06$ et $\Delta t = 2.74 \cdot 10^{-4} \times c/U_\infty$.
- Pas de forçage explicite des perturbations extérieures : $A_u = 0$ (équivalent à $A_u \approx 10^{-3}$) dans l'Eq.[III.1](#).

Chapitre IV

Étude numérique de l'éclatement du BDL sur profil Naca-0012 à $Re_c = 10^5$

L'objectif de ce chapitre est de présenter les résultats des simulations numériques reproduisant le phénomène d'éclatement de BDL de bord d'attaque responsable du décrochage du profil Naca-0012 à $Re_c = 10^5$ à forte incidence. Le profil est mis en mouvement quasi-statique autour de l'incidence critique (partie 1 2 3) et l'écoulement transitoire qui se développe alors est étudié (partie 4). Les quantités marquées par * sont adimensionnées en utilisant l'amplitude de la vitesse en champ lointain, U_∞ , et la longueur de la corde, c .

1 Recherche de l'angle critique de décrochage statique

Cette première section est consacrée à la recherche de l'angle critique de décrochage statique, α_c . L'objectif est d'isoler deux angles, qui encadrent l'angle critique tout en minimisant la séparation angulaire, $\Delta\alpha$, qui permettent d'obtenir les deux états permanents portant et décroché (respectivement ① et ② dans la chapitre précédent). On procède par essais successifs (partie 1.3) en réalisant de petits mouvements (partie 1.1) de montée en incidence depuis un état stable attaché jusqu'au décrochage.

1.1 Le mouvement du profil

Le choix du mouvement à imprimer au profil entre les états d'écoulement attaché et décroché est dicté dans notre étude par la volonté de limiter les effets dynamiques induits dans l'écoulement environnant. Le profil est mis en rotation autour de son foyer ($x/c = 1/4$) selon la loi horaire donnée par l'Eq. IV.1. On impose donc une vitesse et une accélération nulles en début et fin de déplacement, évitant ainsi tout effet numérique indésirable lié à une éventuelle discontinuité des efforts exercés sur le profil entre les phases d'arrêt et de mise en rotation de

ce dernier. Dans ces équations les paramètres clefs sont :

- α_0 , incidence initiale avant la mise en mouvement du profil.
- T_0 , instant initial de la mise en mouvement
- T_{mv} , la durée de la rotation.
- $\Delta\alpha$, l'amplitude angulaire parcourue au cours du mouvement.

$$\begin{aligned}
 \alpha(t) &= \alpha_0 & \forall t \leq T_0 \\
 \alpha(t) &= \alpha_0 + \Delta\alpha \left(\frac{t-T_0}{T_{mv}} - \frac{\sin(2\pi/T_{mv}(t-T_0))}{2\pi} \right) & \forall t \in [T_0, T_0 + T_{mv}] \\
 \alpha(t) &= \alpha_0 + \Delta\alpha & \forall t \geq T_0 + T_{mv}
 \end{aligned} \tag{IV.1}$$

La figure IV.1 représente l'évolution de l'angle d'incidence et de la vitesse angulaire au cours du mouvement, avec $\alpha_0 = 10.55^\circ$, $\Delta\alpha = 0.25^\circ$ et $T_{mv}^* = 2.3$).

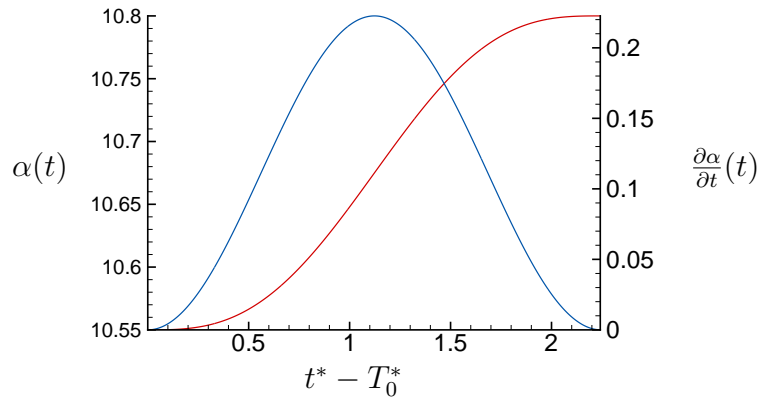


Figure IV.1 – Loi horaire du mouvement donnée par l'Eq. IV.1 avec $T_{mv}^* = 2.3$, $\alpha_0 = 10.55^\circ$, $\Delta\alpha = 0.25^\circ$; (–) $\alpha(t)$ et (–) $\frac{\partial\alpha}{\partial t}(t)$.

1.2 Calcul des coefficients aérodynamiques

Il existe plusieurs possibilités pour calculer les coefficients aérodynamiques représentant les efforts globaux s'exerçant sur le profil d'aile. Dans toute l'étude qui suit, les coefficients de portance $C_L(t)$, traînée $C_D(t)$ et moment $C_m(t)$ sont obtenus par intégration, sur la paroi, des flux numériques (convectifs $\bar{\mathbf{F}}$ et diffusifs $\bar{\mathbf{F}}^\nu$) projetés dans le repère aérodynamique.

1.3 Encadrement de l'angle critique

La détermination de l'angle d'incidence critique de décrochage statique est un prérequis nécessaire à l'étude de l'écoulement transitoire qui conduit au décrochage. En effet, la vitesse et l'accélération du profil étant directement proportionnelles à l'écart angulaire $\Delta\alpha$ parcouru au cours du mouvement, il sera d'autant plus aisé de reproduire des régimes transitoires quasi-statiques que l'écart angulaire sera faible.

La recherche de l'angle critique est réalisée par essais successifs. Comme la multiplication des simulations instationnaires sur le maillage M1 peut représenter un coût de calcul élevé, on a choisi d'effectuer ces calculs sur un domaine d'envergure réduite ($L_z/c=0.16$). Cette restriction n'est pas pénalisante dans la mesure où l'on s'intéresse uniquement au devenir de l'écoulement attaché, sans chercher à obtenir d'autres informations sur l'écoulement pleinement ou partiellement décollé que celle de l'échec du processus de recollement dans le bulbe.

Le chapitre précédent a permis de mettre en avant la sensibilité de l'écoulement de BDL aux perturbations extérieures environnantes, qui entraîne une déformation du champ moyen dans cette région. À incidences proches de l'incidence critique, ces déformations peuvent facilement faire basculer un écoulement attaché stable vers le décrochage (le GPA à l'extrados étant plus important qu'à faible incidence, notamment au point de recollement). Les états portants et décrochés apparaissent alors comme métastables et on peut observer une oscillation basse fréquence de la solution entre ces deux configurations. Ainsi, Almutairi *et al.* [4] [3], reproduisant un BDL *long* sur profil Naca-0012 à faible nombre de Reynolds ($Re_c = 5 \times 10^4$) et à forte incidence $\alpha = 9.25^\circ$ à l'aide d'une LES, mettent en évidence l'existence d'une telle oscillation basse fréquence du BDL entre état *longs* et *courts* ($St = f \times \frac{c \sin(\alpha)}{U_\infty} \approx 0.005$) de période voisine de $30 \times c/U_\infty$. Ces observations, qui sont en accord avec les résultats expérimentaux issus de la littérature (Bragg *et al.* [9], Tanaka *et al.* [146]), montrent que cette oscillation intervient sur une plage d'angles d'incidences proches de l'incidence critique. La recherche de l'angle critique est donc conditionnée par deux contraintes :

- Limiter au maximum l'amplitude angulaire $\Delta\alpha$ afin de réduire les temps de calcul à $\dot{\alpha}$ constant.
- Eviter l'apparition du battement basse fréquence de la solution aux incidences proches de α_c .

La Fig. IV.2 regroupe les résultats des simulations visant à encadrer l'angle critique. L'évolution temporelle des efforts aérodynamiques (portance et traînée, $C_L(t)$ et $C_D(t)$) est tracée pour différents angles d'incidences cibles. L'objectif est de confirmer ou non l'existence d'un état d'écoulement permanent attaché à l'extrados, caractérisé par des efforts constants (portance élevée et traînée faible). L'étude est réalisée en 6 étapes :

1. Calcul d'une solution 3D instationnaire établie à $\alpha = 9.8^\circ$, angle d'incidence stable prédit par un code de calcul d'interaction visqueux/non-visqueux [73].
2. Montée en incidence depuis $\alpha_0 = 9.8^\circ$ avec $\Delta\alpha = 0.5^\circ$ et $T_{mv}^* = 2.24$: **existence d'un état permanent attaché à $\alpha = 10.3^\circ$.**
3. Montée en incidence depuis $\alpha_0 = 10.3^\circ$ avec $\Delta\alpha = 0.25^\circ$ et $T_{mv}^* = 2.24$: **existence d'un état permanent attaché à $\alpha = 10.55^\circ$.**
4. Montée en incidence depuis $\alpha_0 = 9.8^\circ$ avec $\Delta\alpha = 1^\circ$ et $T_{mv}^* = 2.24$: on constate une augmentation rapide des efforts après la montée en incidence, caractérisant la progression du décollement de la couche limite le long de l'extrados. **Non existence d'un état permanent attaché à $\alpha = 10.8^\circ$.**
5. Montée en incidence depuis $\alpha_0 = 10.3^\circ$ avec $\Delta\alpha = 0.375^\circ$ et $T_{mv}^* = 2.24$: **Non existence d'une solution attachée établie à $\alpha = 10.675^\circ$.**
6. Montée en incidence depuis $\alpha_0 = 10.55^\circ$ avec $\Delta\alpha = 0.0625^\circ$ et $T_{mv}^* = 2.24$: Début d'apparition du **battement basse fréquence à $\alpha = 10.6125^\circ$.**

Les étapes 2 et 3 montrent que l'incidence $\alpha = 10.55^\circ$ correspond à une solution à portance élevée, établie sur des temps de calculs de $75 \times c/U_\infty$. Ce temps est considéré comme suffisamment long pour admettre cet état comme permanent. Ainsi, le temps qui caractérise les changements à grandes échelles de l'écoulement aérodynamique autour du profil est de l'ordre de c/U_∞ . De ce point de vue, le temps calculé est amplement suffisant. De plus, les simulations instationnaires sont réalisées avec des temps d'intégrations physiques $T < 100 \times c/U_\infty$ et ne permettent pas d'étudier des mécanismes de temps caractéristiques si grands avec des coûts de calcul raisonnables. Ainsi, des variations sur $100 \times c/U_\infty$ peuvent être considérées, en première approximation, comme constantes vis-à-vis du temps effectivement observable par la simulation numérique. En comparaisons, les angles d'incidences $\alpha = 10.8^\circ$ et $\alpha = 10.675^\circ$ sont à classer comme sur-critiques puisque l'on observe la déstabilisation rapide de la solution (sur des temps $< 5 \times c/U_\infty$). L'étape 6 suggère que le phénomène de battement basse fréquence apparaît à $\alpha = 10.6125^\circ$ et par conséquent cette incidence n'est pas retenue pour l'étude du régime transitoire de décrochage. Finalement on utilisera les **paramètres $\alpha_0 = 10.55^\circ$ et $\Delta\alpha = 0.25^\circ$.**

IV.1 Recherche de l'angle critique de décrochage statique

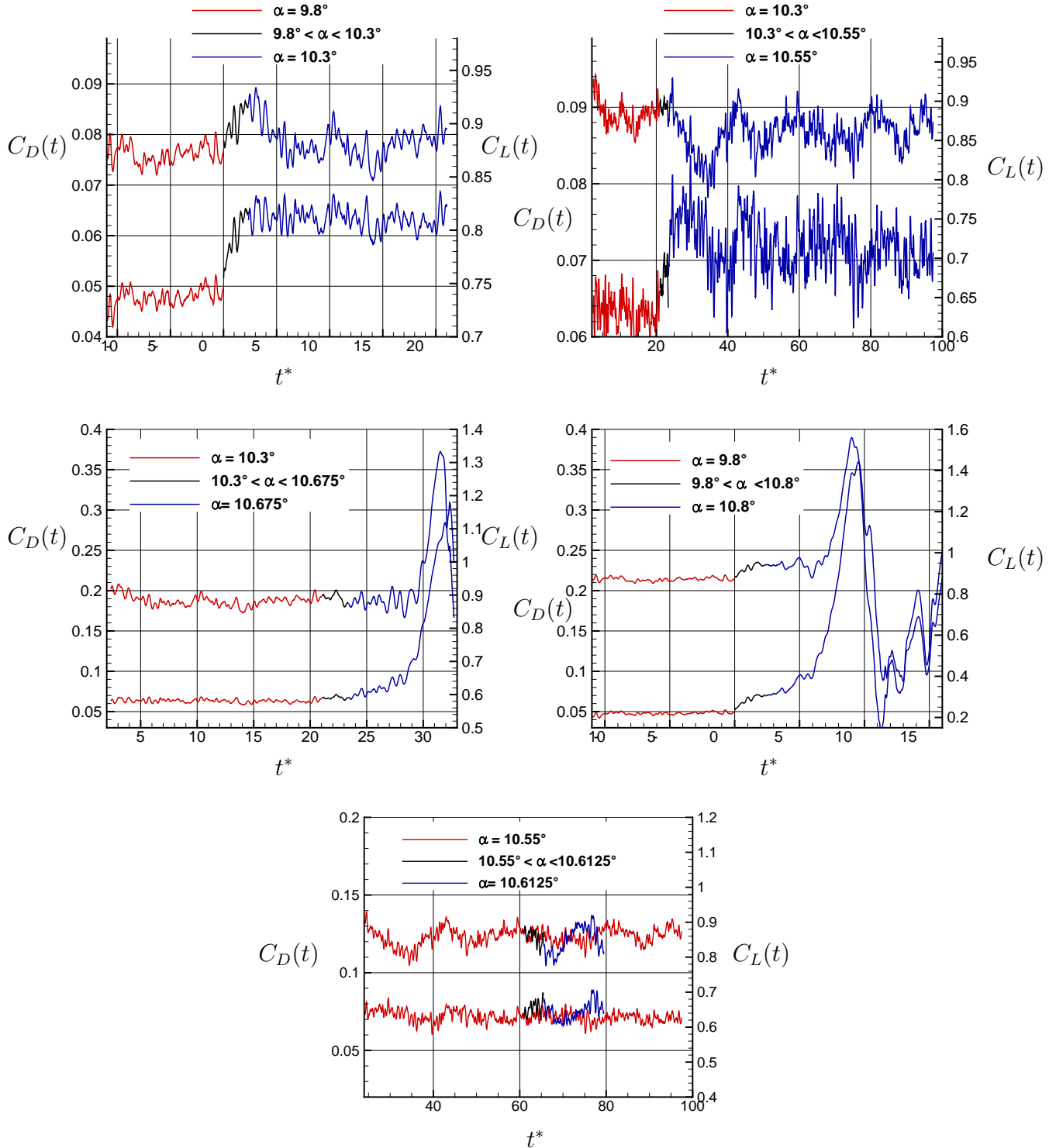


Figure IV.2 – Évolution de la portance $C_L(t)$ (*haut*) et de la traînée (*bas*) en fonction du temps pour les différentes incidences ciblées autour de $\alpha_c \in]10.55^\circ; 10.8^\circ[$.

2 Étude du régime permanent de l'écoulement à incidence $\alpha = 10.55^\circ$

Les calculs effectués sur les maillages à envergure réduite ont permis de cibler l'angle $\alpha = 10.55^\circ$ dans l'optique de réaliser les expériences numériques d'étude du transitoire de décrochage. Dorénavant et sauf indication contraire, l'ensemble des calculs présentés seront effectués sur un maillage d'une longueur de corde ($\mathbf{L}_z = \mathbf{c}$) dans la direction de l'envergure. La stratégie de maillage est la même que celle exposée au chapitre précédent. Le nombre de points de discrétisation dans la direction transverse en proche paroi est ici de $\mathbf{Nbz}_{\max} = 900$ et le nombre total de points d'environ 160 millions.

2.1 Le champ instantané

2.1.1 Structures tourbillonnaires

Les Fig. IV.3 et IV.4 représentent une isosurface du second invariant de tenseur des gradients de vitesse ($Q = \frac{1}{2}(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij})$, où $S = \frac{1}{2}(\nabla u + \nabla^t u)$ et $\Omega = \frac{1}{2}(\nabla u - \nabla^t u)$), colorée par la vitesse longitudinale, qui permet d'illustrer les structures tourbillonnaires le long de l'extrados du profil. Sur la vue la plus large (Fig. IV.3), on peut voir dans la région de bord d'attaque des enroulements très cohérents dans la direction de l'envergure, avant le point de transition et l'apparition des structures fines tridimensionnelles. Ces tourbillons quasi-2D sont issus de l'accroissement des modes externes KH dans la zone de couche de mélange qui surplombe le BDL et conduisent à la transition dans le bulbe. Cette cohérence initiale est rapidement perdue et l'écoulement devient tridimensionnel très vite après la transition. Plus loin sur l'extrados vers la mi-corde, on peut voir des tourbillons en forme de fer à cheval dans la zone externe de la couche limite.

Sur la vue IV.4, resserrée sur la zone de transition au bord d'attaque, on peut évaluer plus en détail la dynamique de formation de l'écoulement tridimensionnel. On peut voir un bon accord qualitatif avec le processus de transition extrait de la DNS de Jones *et al.* [61] sur un profil Naca-0012 à plus bas Reynolds ($Re_c = 5 \times 10^4$) et faible incidence ($\alpha = 5^\circ$). Dans cette étude, le BDL est plus long ($L_B/c \approx 0.5$) et la transition plus tardive (autour de $x_s/c = 0.5$) en raison, notamment, de ces deux paramètres. Cependant, on observe la même génération de structures 3D en aval des enroulements 2D au niveau de la couche de cisaillement ; les fines structures longitudinales en forme de lacets dans la zone de transition 2D/3D (typiques

IV.2 Étude du régime permanent de l'écoulement à incidence $\alpha = 10.55^\circ$

des zones de mélange) laissent apparaître l'émergence d'une longueur d'onde courte dans la direction transverse. La première rangée de structures 3D conserve, qualitativement, encore une forte cohérence transverse comme dans la DNS de Jones *et al.*. Aucune structure en Λ n'est visible dans cette zone.

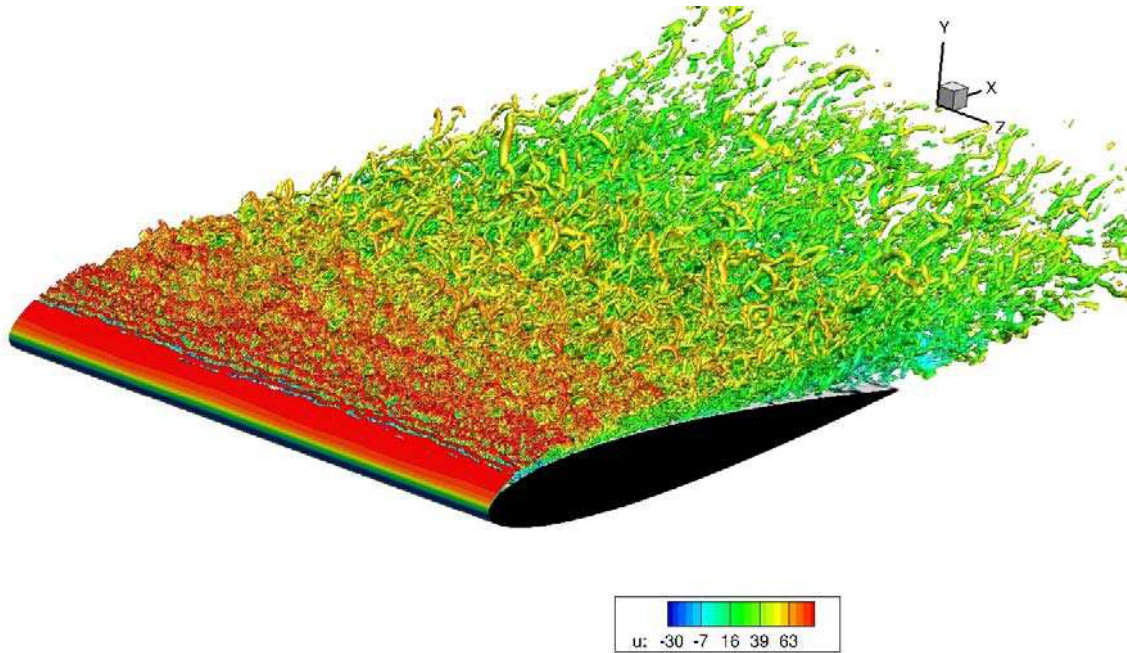


Figure IV.3 – Iso-surface du critère $Q^* = 500$ colorée par la vitesse longitudinale : Vue générale de l'extrados

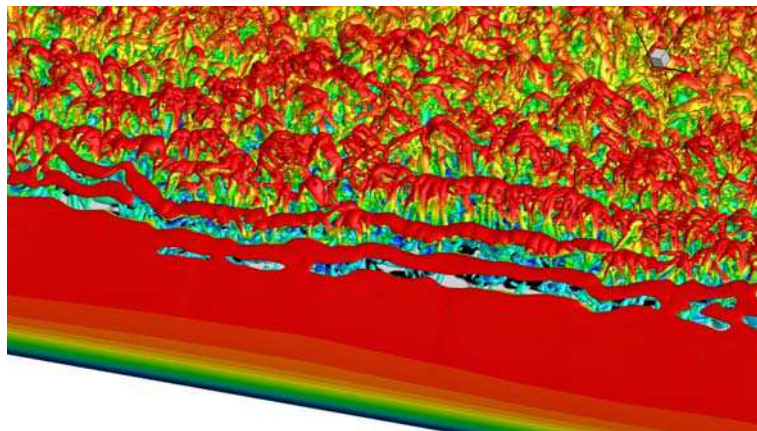


Figure IV.4 – Iso-surface du critère $Q^* = 500$ colorée par la vitesse longitudinale : Vue de la zone de transition

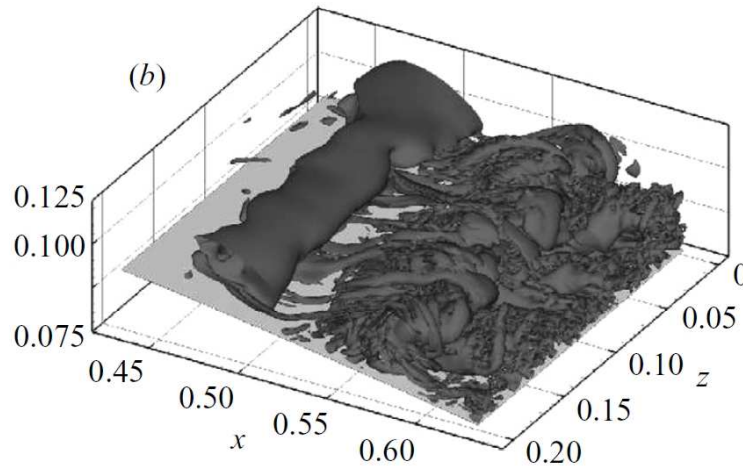


Figure IV.5 – Iso-surface du critère $Q^* = 500$ dans l'étude de transition de BDL sur profil Naca-0012, extrait de la DNS de Jones *et al.* [61]

2.1.2 Le Bulbe de Décollement Laminaire

La Fig. IV.6 montre les contours de vitesse longitudinale moyenne, u , dans la région de bord d'attaque ainsi que la position de 10 sondes numériques mesurant les pressions instantanées. Ces signaux temporels de pression sont analysés sur la Fig. IV.7 au moyen de spectres de Fourier, qui mettent en évidence les échelles temporelles représentatives du processus de transition dans le bulbe. Les sondes ont été positionnés dans la couche de cisaillement, siège de la transition, proche de la région d'apparition des premières structures bidimensionnelles au début de la zone de transition Fig. IV.7(a), et plus loin dans le BDL où les petites structures tridimensionnelles commencent à envahir l'écoulement, Fig. IV.7(b).

Les résultats sont là encore en bon accord avec ce qui est mentionné dans la littérature relative aux études expérimentales de BDLs sur profil d'aile. Ainsi, dans la première partie de la zone transitionnelle (sondes 1-4), dominée par l'émission tourbillonnaire principalement bidimensionnelle, on identifie clairement une bosse centrée autour d'une valeur $f \times c/U_\infty = 40$ dans les spectres de pression, qui est très proche (forme et intensité) de celle décrite dans l'étude expérimentale de Boutilier & Yarusevych [8]. Cette dernière s'intéresse à l'écoulement autour d'un profil Naca-0018 à $Re_c = 10^5$ placé à différentes incidences fixes $\alpha = 0, 5, 10$ et 15° . À 10° le profil est portant et un BDL s'étend entre $x/c = 0.08$ et $x/c = 0.28$. Dans la région du bulbe ils observent les mêmes formes de spectres de pression, avec une bosse centrée sur $f \times c/U_\infty = 35$. Cette valeur reste en bon accord avec celle calculée dans notre étude, compte tenu des

IV.2 Étude du régime permanent de l'écoulement à incidence $\alpha = 10.55^\circ$

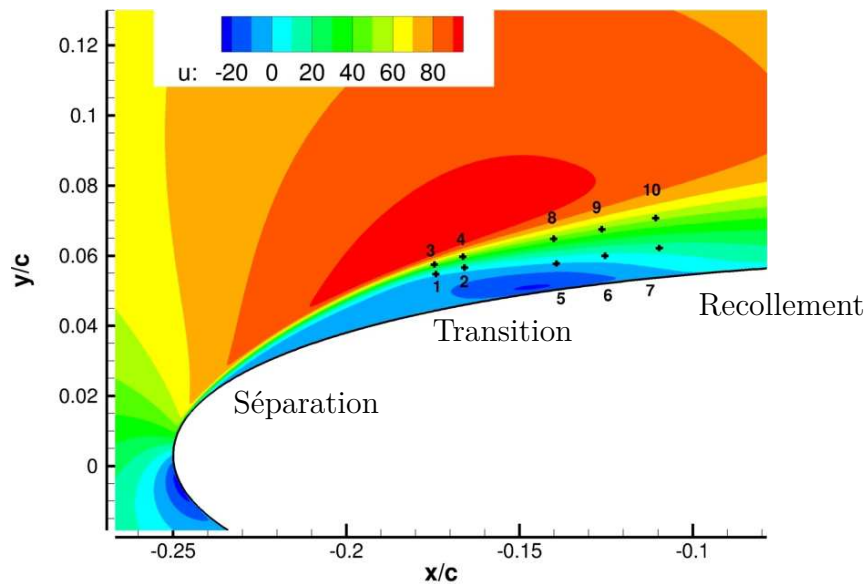


Figure IV.6 – Vitesse longitudinale moyenne mettant en évidence la position des sondes enregistrant le signal de pression dans le BDL

petites différences au niveau des épaisseurs de profil et de l'incidence de l'écoulement amont, qui conduisent à un bulbe légèrement plus grand dans l'étude expérimentale. Comme dans l'étude de Boutilier & Yarusevych, les spectres se “remplissent” pour devenir plus large bande à mesure que l'on se rapproche du point de recollement (Fig. IV.7(b)), traduisant l'établissement de l'écoulement turbulent sur une distance très faible, caractéristique des bulbes *courts*.

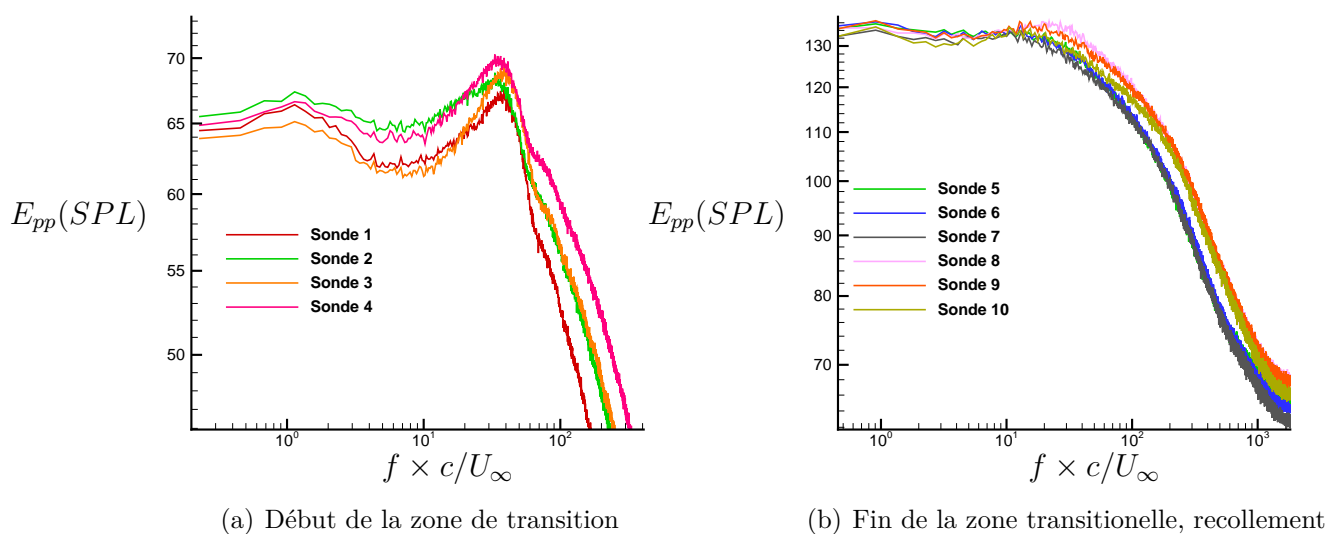


Figure IV.7 – Spectres de pression dans le Bulbe de Décollement Laminaire

2.1.3 Mouvements cohérents

Zone interne de la couche limite

La Fig. IV.8 représente une vue instantanée dans le plan transverse $y^+ \approx 5.5$ des fluctuations de vitesse longitudinale (u'). Dans cette figure une échelle de paroi unique est considérée pour adimensionner les longueurs : l'unité de paroi mesurée à la mi-corde, $x_s/c = 0.5$. À cette position moins sensible aux effets de bord induits par la zone transitionnelle et la zone de bord de fuite, la dynamique de proche paroi est susceptible de correspondre davantage à celle rencontrée en situation de plaque plane. L'apparition soudaine du mouvement fluctuant dans la zone de transition au bord d'attaque ($x^+ \approx -700$) traduit un processus rapide et local. La position longitudinale du point de transition fluctue faiblement dans la direction de l'envergure autour de $x^+ = -500$. À cet endroit aucune orientation privilégiée n'est observable sur les fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse. En revanche après le point de recollement (en $x^+ = -300$) débutent des mouvements longitudinaux cohérents alternés, de hautes et basses vitesses, couramment appelés stries (*streaks* en anglais). La couche limite, qui se développe depuis le point de recollement, est soumise à un fort gradient de pression adverse. Par conséquent la structuration des tourbillons de proche paroi s'en trouve modifiée par rapport à une couche limite sans gradient de pression. Dans une étude récente, Lee & Sung [74] mettent en évidence une atténuation de l'intensité des stries sous l'effet du GPA. L'organisation de ces stries est alors moins nette et les zones de basses vitesses plus espacées entre elles. En regardant la Fig. IV.8 on peut voir que ces effets sont visibles sur le profil d'aile également. Au fur et à mesure que la couche limite soumise au fort GPA se développe, les structures striées de basses vitesses (de couleur noire pour $x^+ \in [100; 1500]$) deviennent en effet très irrégulières et de plus en plus espacées. Cette organisation est très perturbée dans la zone de bord de fuite, où l'on n'est plus en mesure d'observer ces structures longitudinales.

Les observations effectuées sur le champ instantané de fluctuation de vitesse longitudinale (Fig. IV.8) ne permettent pas de donner une information quantifiée sur les mouvements cohérents, qui semblent émerger dans les régions observées. Pour cela, une étude statistique est nécessaire. Comme dans [74], on a fait le choix de calculer les fonctions d'autocorrélation spatiale $R_{11}(r)$ et $R_{22}(r)$ des fluctuations des composantes longitudinale (u) et normale (v) du vecteur vitesse, selon des séparations (r_z) alignées suivant la direction transverse. On espère ainsi retrouver la trace statistique (sur un temps d'intégration de l'ordre de $10 \times c/U_\infty$) des mouvements cohérents observés sur le champ instantané.

IV.2 Étude du régime permanent de l'écoulement à incidence $\alpha = 10.55^\circ$

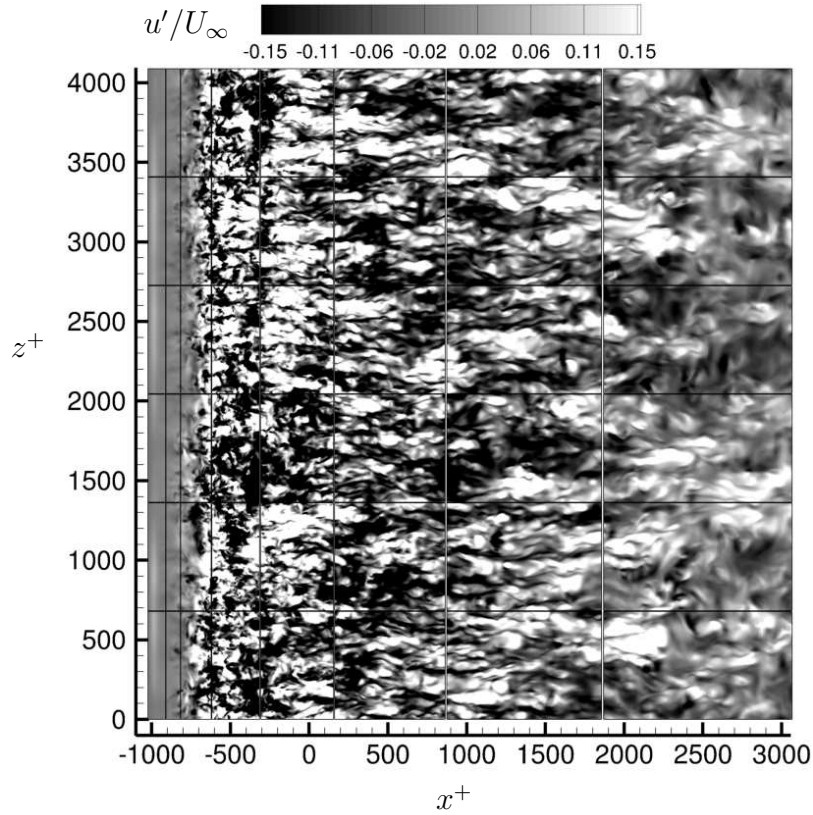


Figure IV.8 – Fluctuation de la composante longitudinale du vecteur vitesse (u') dans la zone interne de la couche limite en $y^+ = 5.5$ (unité de paroi calculée en $x_s/c = 0.5$).

$$R_{ii}(r_z) = \frac{\overline{u'_i(x, y, z, t) \times u'_i(x, y, z + r_z, t)}}{\overline{u'^2_i(x, y, z, t)}}$$

où $\bar{\cdot}$ désigne la moyenne temporelle et spatiale dans la direction transverse.

La Fig. IV.10(a) rapporte les résultats obtenus dans la zone interne de couche limite et permet d'avoir un regard plus précis sur les données instantanées de la Fig. IV.8. En premier lieu, la forte décroissance des corrélations en proche paroi montre que l'envergure du domaine égale à une longueur de corde est bien adaptée. L'espacement entre les stries de basse ou haute vitesse est donné par le double de la séparation correspondant au minimum de R_{11} , il vaut ici environ 300 unités de paroi en $x_s/c = 0.5$. On retrouve ainsi avec précision les résultats obtenus par Lee & Sung [74] sur un écoulement de plaque plane avec gradient de pression adverse : la distance qui sépare les streaks est significativement augmentée et désordonnée (large région de corrélation négative au voisinage du minimum) par la présence du GPA. Lee & Sung [74] interprètent les corrélations de vitesses normales (R_{22}) dans cette région ($y^+ \approx 5$) comme signature de la

présence de structures tourbillonnaire longitudinales. Le diamètre de ces dernières est donné par le double de la valeur de la séparation correspondant au minimum de R_{22} (voir Kim *et al.* [66]). Les résultats exposés ici (Fig. IV.10(a)) montrent un bon accord avec ceux de [74] et prévoient un diamètre de 50 unités de paroi en $x_s/c = 0.5$. En $x_s/c = 0.8$ aucun minimum négatif de R_{22} n'est observable, confirmant ainsi les résultats intuités sur la Fig. IV.8 : il n'y a pas de structuration longitudinale dans cette région proche du bord de fuite qui est soumise à une recirculation intermittente de l'écoulement depuis le culot, typique des écoulements sur profil d'aile à fortes incidences.

Zone externe de la couche limite

L'étude de Lee & Sung met en évidence un effet du GPA encore plus remarquable sur le mouvement fluctuant dans la zone de sillage de la couche limite. Ainsi, ils observent de larges zones de basse vitesse (d'étendue transverse de l'ordre de $\delta_0/2$) dans la zone de sillage de la couche limite (jusqu'à $y_n/\delta_0 \approx 0.45$). Sans gradient de pression, on observe également de telles zones dans la zone logarithmique, trace des tourbillons en "fer à cheval". Avec un fort GPA, cette structuration s'étend bien au-delà de la zone log et entraîne un pic de production dans la zone externe, absent sans GPA. Sur la Fig. IV.9 ces zones de basse et haute vitesse sont représentées, pour les simulations sur profil d'aile, dans le plan transverse, $y_n/\delta_0 = 0.6$, situé dans la zone de sillage de la couche limite. On peut clairement identifier les paquets de basse et haute vitesse fluctuante s'étendant sur près de $5\delta_0$ dans la direction de l'écoulement et d'une largeur comparable à celle de la couche limite dans la direction transverse. Cette observation est confirmée par la corrélation transverse du champ de vitesse présentée sur la Fig. IV.10(b), qui montrent que vers le bord de fuite (en $x_s/c = 0.8$) ces mouvements sont également présents dans la zone de sillage de la couche limite (en $y_n/\delta_0 = 0.6$) éloignée de la zone log, corroborant ainsi l'étude de Lee & Sung. La présence de ces structures dans la zone de sillage est responsable du second pic d'énergie sur les profils des tensions de Reynolds (Fig. IV.18) dans cette région. Pour finir, l'analyse des corrélations permet de confirmer l'intérêt de l'usage d'une envergure étendue ($L_z = c$) dans les simulations utilisées dans cette étude pour correctement reproduire la dynamique d'une couche limite soumise à un fort GPA.

IV.2 Étude du régime permanent de l'écoulement à incidence $\alpha = 10.55^\circ$

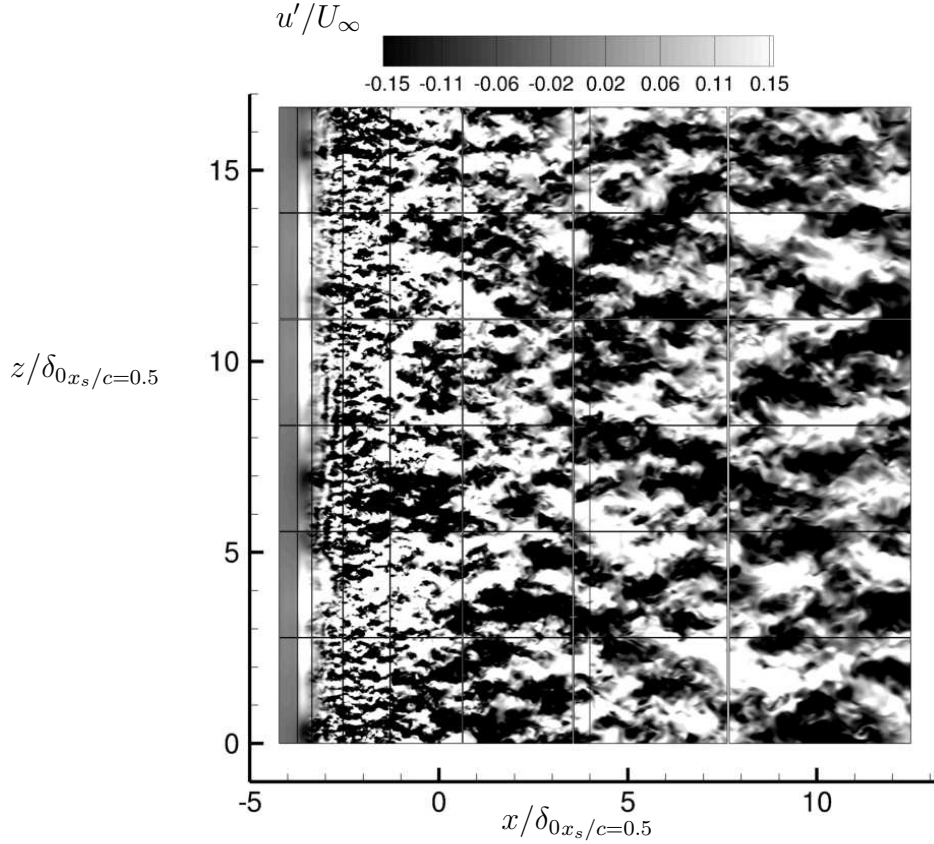


Figure IV.9 – Fluctuation de la composante longitudinale du vecteur vitesse (u') dans la zone externe de la couche limite en $(y_n/\delta_0) = 0.6$ (δ_0 calculée en $x_s/c = 0.5$).

2.2 Le champ moyen

2.2.1 Grandeurs pariétales

Les caractéristiques de l'écoulement de BDL sur profil d'aile sont clairement identifiables sur les coefficients de pression et de frottement présentés sur la Fig. IV.11. Ainsi la zone d'écoulement laminaire à faible vitesse ("*dead-air region*") se manifeste par un plateau sur la courbe de pression. La transition se produit vers la fin du dit plateau et on observe une chute importante du gradient de pression longitudinal juste en amont du point de recollement. Le BDL est précédé du pic de succion en amont du décollement laminaire. La couche limite est soumise à un fort gradient de pression adverse sur tout l'extrados. Sur la courbe de frottement, on peut noter, en plus des positions caractéristiques du bulbe, la présence d'une petite zone d'écoulement attaché dans le BDL (avec $C_f > 0$). Cette zone de recirculation secondaire est typique des BDLs. Après le point de recollement, le frottement pariétal augmente sur une distance d'une demi-longueur de bulbe. La fin de ce mécanisme de relaxation coïncide avec l'apparition des structures cohérentes typiques de couche limite attachée en proche paroi (voir Fig. IV.8 et

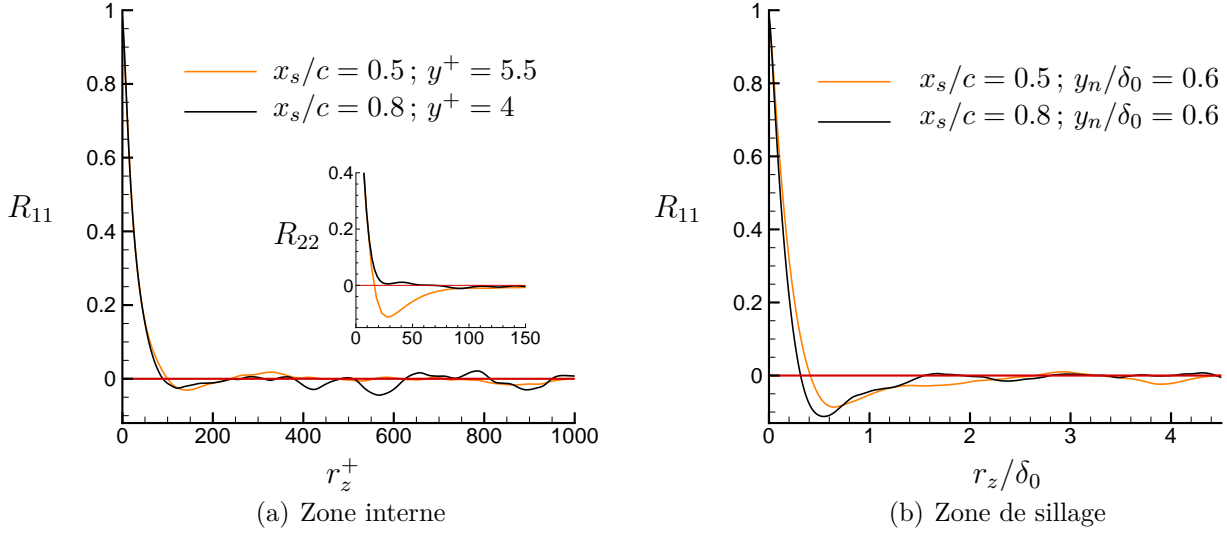
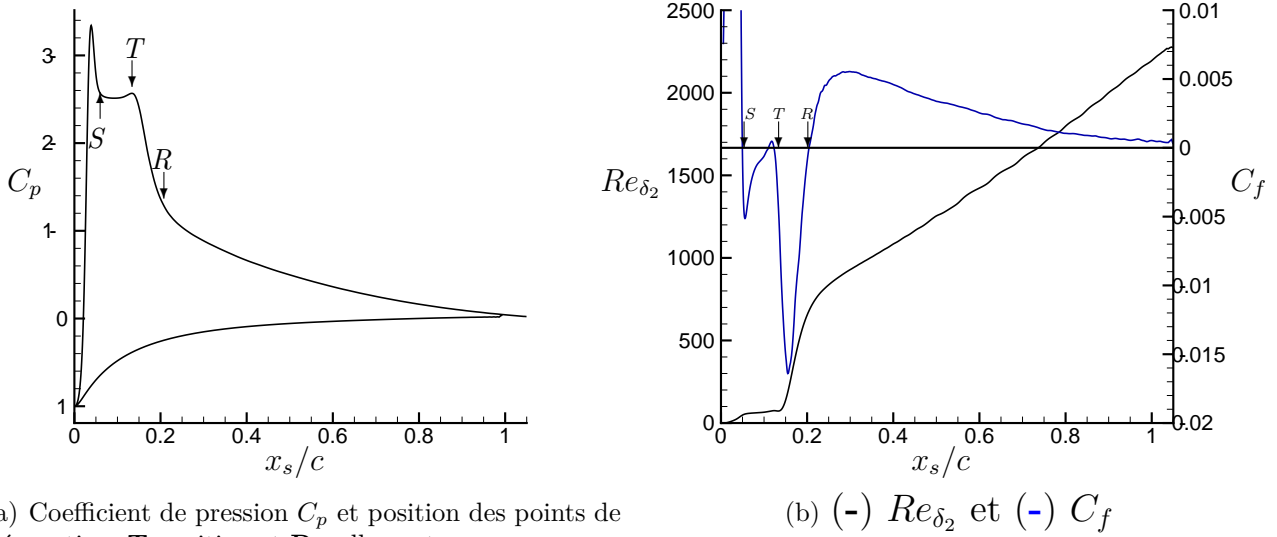


Figure IV.10 – Corrélation en deux points pour l'écoulement attaché à $\alpha = 10.55^\circ$

discussion associée); le coefficient C_f diminue ensuite jusqu'au culot sous l'effet du GPA.

Les coefficients C_p et C_f sont en bon accord avec les données similaires que l'on trouve dans la littérature. Dans l'expérience récente de Boutillier & Yarusevych [8] réalisée sur un profil Naca-0018 à $Re_c = 10^5$, $\alpha = 10^\circ$ et avec un niveau de turbulence extérieure inférieur à 0.2%, un plateau est également observé sur la courbe de C_p , entre $x_s/c \approx 0.05$ et $x_s/c \approx 0.2$, et le recollement du BDL se produit en $x_s/c \approx 0.3$. Le pic de succion est plus faible ($C_{pmin} \approx -2.7$) que celui observé ici, mais là encore ce résultat est conforme avec l'utilisation d'un profil plus épais (McCullough & Gault [101]). Une comparaison avec les coefficients de pression obtenus dans l'étude expérimentale de Lee & Gerontakos [76] sur le profil Naca-0012 à $Re_c = 135000$, en présence de faibles taux de turbulence extérieurs ($< 0.08\%$), montre que pour $\alpha = 10^\circ$ et $\alpha = 11^\circ$ les courbes de C_p présentent des plateaux sur une longueur de l'ordre de $0.1c$ et des pics de succion de $C_p \approx 3.3$, voisins de ceux observés ici. La confrontation des valeurs obtenues pour le coefficient de frottement, C_f , avec les données issues de la littérature sur profil d'aile est plus délicate dans la mesure où les mesures de frottements sont souvent entachées d'erreurs importantes en présence de mouvements de recirculation. On peut néanmoins les comparer aux valeurs obtenues par Jones et al. [61], dans une étude DNS de profil Naca-0012 à $Re_c = 5 \times 10^4$ et $\alpha = 5^\circ$. Les courbes montrent les mêmes tendances avec un pic négatif dans le BDL plus fort que le pic positif après le point de recollement.

IV.2 Étude du régime permanent de l'écoulement à incidence $\alpha = 10.55^\circ$



(a) Coefficient de pression C_p et position des points de Séparation, Transition et Recollement

(b) (-) Re_{δ_2} et (-) C_f

Figure IV.11 – Évolution longitudinale : coefficient de pression (gauche), frottement pariétal et nombre de Reynolds Re_{δ_2} (droite).

2.2.2 Epaisseurs de couche limite à l'extrados

La Fig. IV.12 représente l'évolution des épaisseurs intégrales de couche limite évaluées le long de l'extrados. L'épaisseur visuelle de couche limite, δ_0^* , marque une rupture de pente dans le BDL autour de $x_s/c = 0.15$. Cette position correspond au point de transition de l'écoulement décollé laminaire vers l'écoulement turbulent dans le bulbe. L'évolution de δ_0^* est ensuite plus régulière jusqu'au bord de fuite où $\delta_0^* = 0.14$. Les épaisseurs de déplacement (δ_1^*) et de quantité de mouvement (δ_2^*) ont une évolution qui est plus affectée encore par le BDL que celle de δ_0^* . Ainsi, δ_2^* marque un plateau entre $x_s/c = 0.05$ et $x_s/c = 0.15$, position respective des points de séparation laminaire et de transition, suivi d'une forte augmentation dans la partie turbulente du BDL (de $x_s/c = 0.15$ jusqu'au point de recollement en $x_s/c = 0.2$). Dans cette région, la couche limite s'accroît rapidement, ainsi que la distance séparant la couche de mélange de la paroi. On peut interpréter ces résultats à l'aide des scénarios classiques de transition dans les BDL : cette couche de mélange devient de plus en plus instable en s'éloignant de la paroi et donne naissance aux modes externes, non-visqueux, d'amplification des perturbations environnantes menant à la transition. δ_1^* observe alors un minimum local, témoin d'un épaissement de la couche de mélange devenue turbulente. L'augmentation du mélange qui s'en suit provoque un recollement de la couche limite en $x_s/c = 0.2$ (voir augmentation importante δ_2^* entre $x_s/c = 0.15$ et $x_s/c = 0.2$). Le nombre de Reynolds calculé sur l'épaisseur

de quantité de mouvement, qui permet de rendre compte de l'expansion de la couche limite, est présenté sur la Fig. IV.11. Re_{δ_2} subit une forte augmentation dans le bulbe : de 100 dans le plateau suivant le point de séparation vers 700 au point de recollement. Puis la couche limite turbulente s'épaissit progressivement si bien que $Re_{\delta_2} = 2300$ au bord de fuite. Dans le BDL, les valeurs de Re_{δ_2} sont comparables à celles obtenues par F. Richez [126], autour d'un profil de pale d'hélicoptère OA209 à $Re_c = 10^6$: $Re_{\delta_2} = 200$ dans le plateau suivant la séparation et 800 au recollement. Cette observation confirme la pertinence du choix de la configuration dans la présente étude de décrochage et permet de la mettre en perspective avec la physique autour de profils à plus haut nombre de Reynolds Re_c .

La comparaison de ces épaisseurs intégrales avec celles obtenues par les calculs utilisant un forçage explicite au chapitre précédent (Fig. III.9) montre que la taille du bulbe impose la taille initiale de la couche limite au recollement, qui se développe ensuite de façon similaire dans les deux cas (avec les mêmes taux d'expansion).

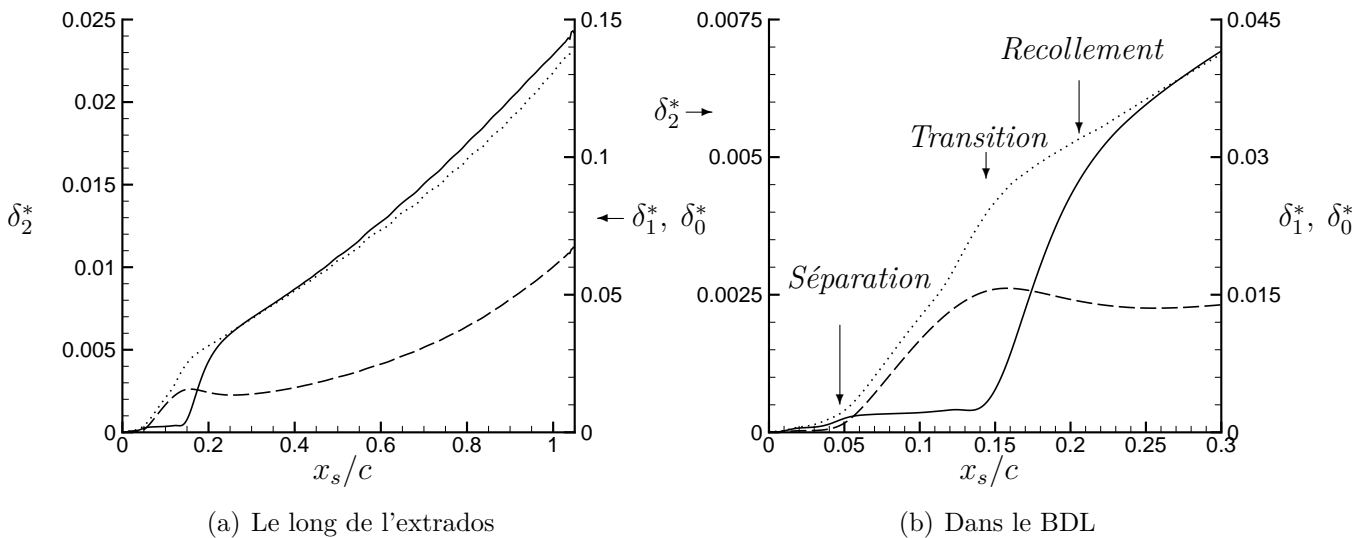


Figure IV.12 – Épaisseurs intégrales de couche limite, (—) δ_1^* , (· ·) δ_0^* , (—) δ_2^*

2.2.3 Profils de vitesses et fluctuations

Dans le bulbe

La Fig. IV.13 représente les profils de vitesse longitudinale adimensionnés par la vitesse externe locale dans le BDL. Cette figure fournit des détails relatifs aux éléments de topologie

IV.2 Étude du régime permanent de l'écoulement à incidence $\alpha = 10.55^\circ$

du bulbe. Dans la partie laminaire du BDL entre $x_s/c = 0.05$ et $x_s/c = 0.14$, la couche de mélange s'éloigne de la paroi tout en conservant une épaisseur relativement constante et faible devant la hauteur du bulbe. C'est dans cette zone de mélange, marquée par des profils de vitesse à forte inflexion, que les ondes de type K.H sont amplifiées avant saturation à la transition. À mi-longueur de bulbe, les mécanismes de transition commencent à entrer en jeu dans le processus d'expansion de la couche de mélange, dont l'épaisseur augmente alors significativement. L'accroissement de l'agitation turbulente est tel qu'il conduit au recollement de la couche limite peu après la zone de transition. La forme du bulbe est typique des BDLs *courts* : l'étendue de la partie turbulente est comparable ou inférieure à celle de la première partie laminaire (voir la section sur les BDLs du Chapitre 1).

L'épaisseur de déplacement δ_1 , qui représente assez bien la distance séparant la paroi de la couche de mélange, s'avère un bon indicateur de la frontière entre le BDL et l'écoulement potentiel environnant dans la zone laminaire. Un bon accord est d'ailleurs obtenu entre δ_1 et la ligne démarquant l'annulation du débit massique à travers la couche limite, notée H_{deb}^* (voir Eq. III.2). Dans la zone laminaire, dite "*dead-air region*", la vitesse longitudinale moyenne est de faible amplitude, ce qui explique mieux les faibles valeurs du frottement pariétal observées précédemment. La zone "turbulente" du BDL est marquée par un niveau de courant de retour plus important et une agitation turbulente plus soutenue dans la région de proche paroi (voir aussi Fig. IV.14, IV.15 IV.16). Le mélange turbulent naissant entraîne une augmentation de δ_1^* , qui se différencie alors de la courbe de H_{deb} après la transition.

Les Fig. IV.14 IV.15 IV.16 montrent l'évolution des tensions de Reynolds normales dans le BDL. La forme des fluctuations de vitesse dans la partie laminaire du BDL confirme la dynamique imposée par la couche de mélange : l'énergie cinétique turbulente est dominée par la composante longitudinale des tensions de Reynolds, dont le maximum est localisé au niveau du point d'inflexion. L'énergie cinétique turbulente augmente progressivement grâce à l'émission des tourbillons quasi 2D jusqu'au point de transition, où la région de proche paroi commence à développer une agitation plus prononcée (voir profils de $\langle \rho v'v' \rangle$ et $\langle \rho w'w' \rangle$ dans la région de recollement entre $x_s/c = 0.14$ et $x_s/c = 0.2$). Après le point de recollement, le pic des tensions de Reynolds dans la zone externe diminue progressivement, alors que les profils se "remplissent" en proche paroi (les niveaux d'énergie sont alors comparables à ceux de la zone externe). Cette augmentation des niveaux d'énergie en proche paroi est plus caractéristique des écoulements de couches limites attachées transitionnelles. Ces observations sont en bon accord avec celles effectuées dans le travail de C. Laurent [71] relatif à une DNS sur plaque plane et expérimentalement sur le profil Naca-0018 à $Re_c = 10^5$, Boutilier & Yarusevych [8].

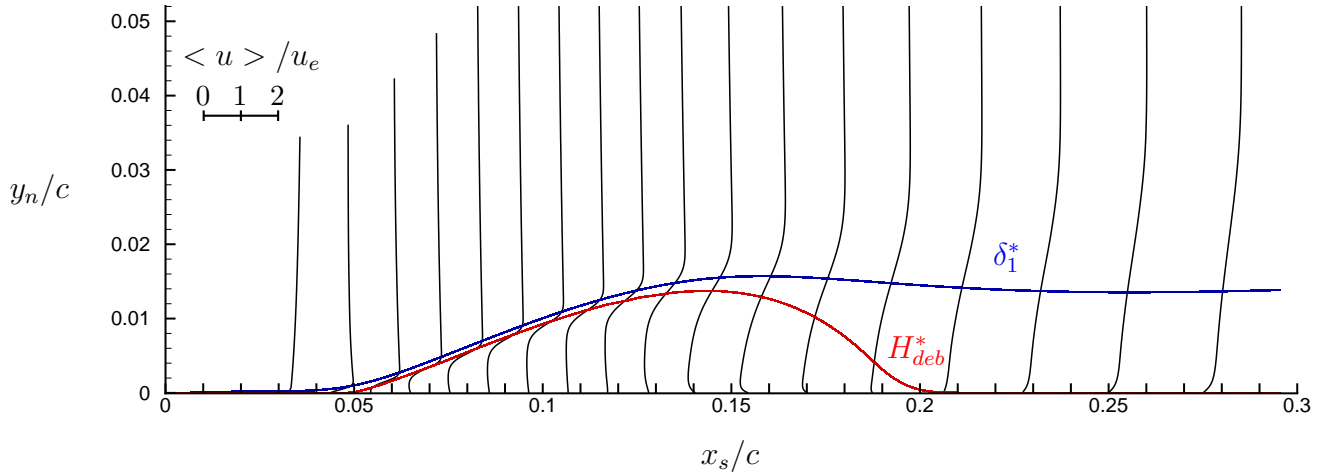


Figure IV.13 – Profils moyen de la composante longitudinale du vecteur vitesse dans le BDL (normalisée par la vitesse externe u_e)

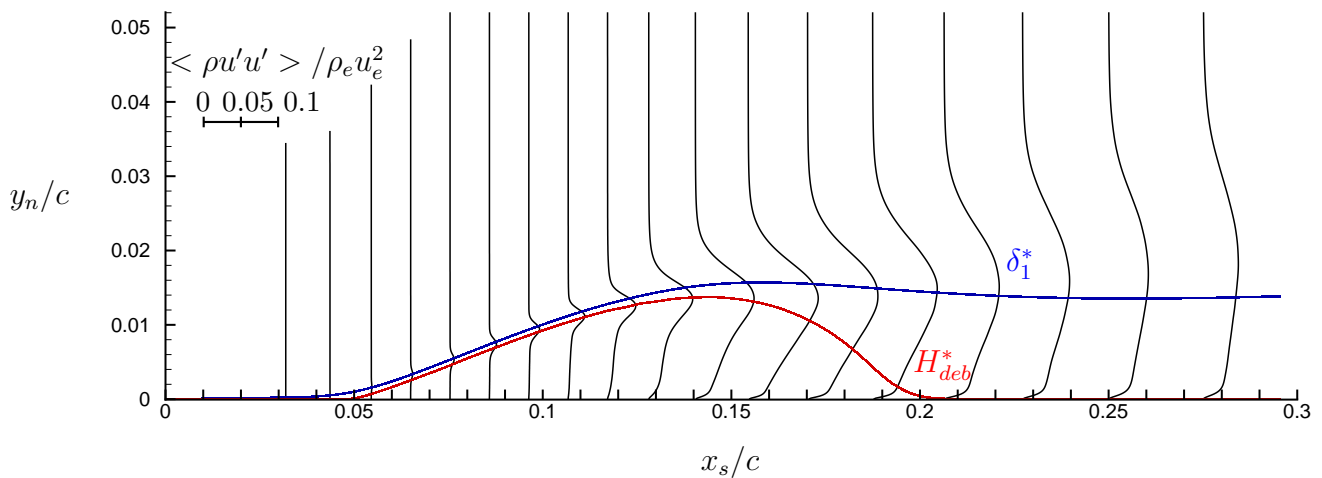


Figure IV.14 – Profils des tensions de Reynolds longitudinales dans le BDL (normalisées par la vitesse et masse volumique externe).

Dans la couche limite attachée

Une couche limite turbulente en déséquilibre se développe en aval du bulbe. La Fig. IV.17 illustre ce développement par l'intermédiaire de 6 profils de la composante longitudinale du vecteur vitesse (adimensionnée par les échelles visqueuses locales) extraits à différentes positions le long de l'extrados. Ces positions sont repérées par leur distance au point de recollement, adimensionnée par la longueur du BDL. Ces profils sont superposés aux courbes de similitude

IV.2 Étude du régime permanent de l'écoulement à incidence $\alpha = 10.55^\circ$

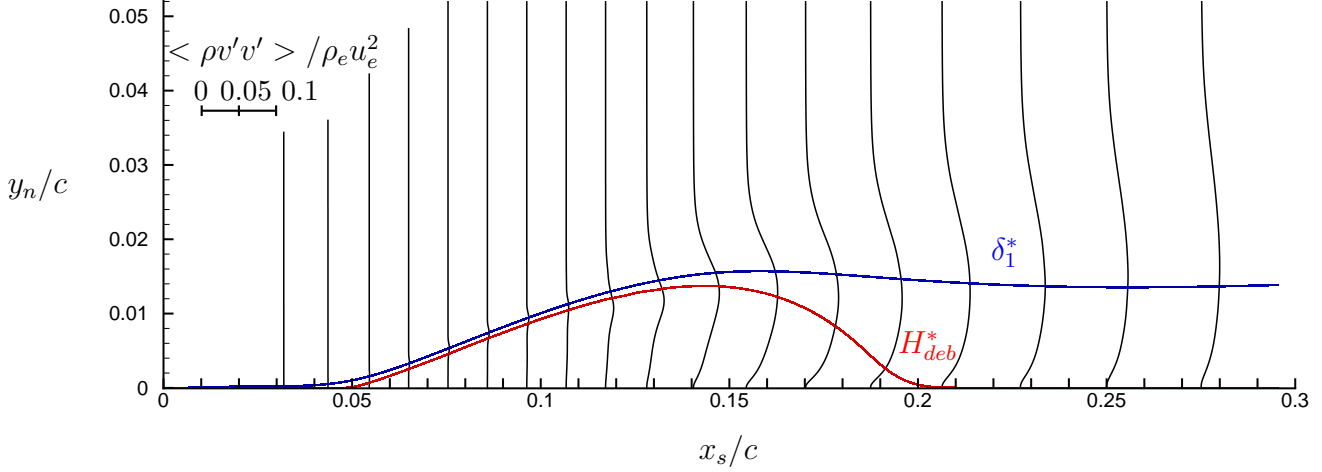


Figure IV.15 – Profils des tensions de Reynolds normale à la paroi dans le BDL (normalisées par la vitesse et masse volumique externe).

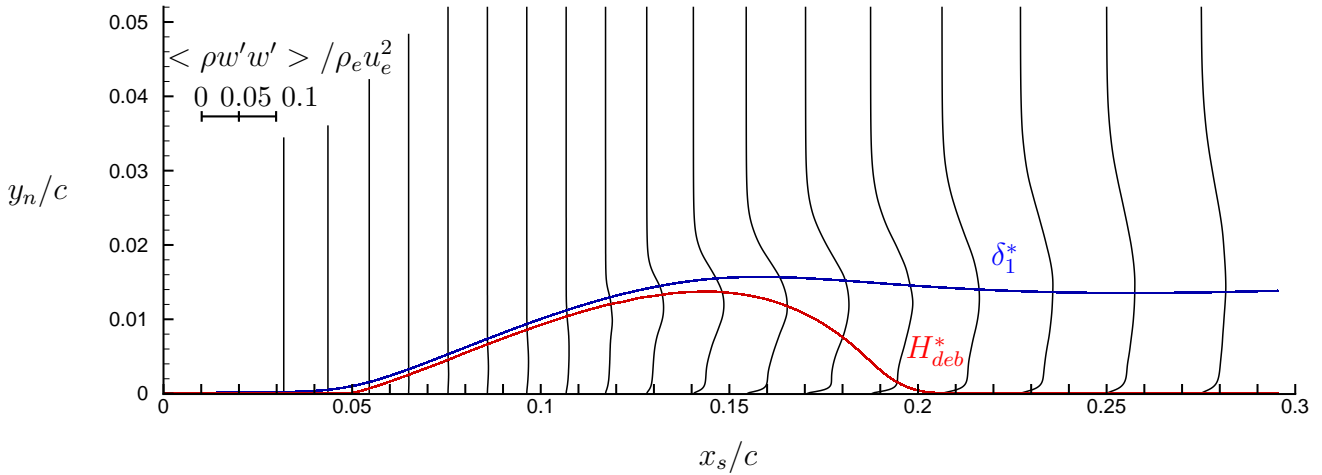


Figure IV.16 – Profils des tensions de Reynolds transverse dans le BDL (normalisées par la vitesse et masse volumique externe).

classique en couche limite turbulente sans gradient de pression (profil linéaire en proche paroi et loi logarithmique). La turbulence pariétale semble se développer vers celle d'une couche limite attachée sans GPA (pour $y^+ < 10^2$) à mesure que l'on s'éloigne du point de recollement. Cependant, le fort gradient de pression adverse présent tout le long de l'extrados déforme considérablement les profils dans la partie supérieure de la "zone logarithmique". Les observations sur le champ instantané des fluctuations de vitesse longitudinale corroborent une telle déformation

dans cette région (voir Fig. IV.9). Ces tendances sont en bon accord avec les résultats issus de la littérature. Ainsi, Alam & Sandham [1] ont également observé une relaxation similaire de la couche limite en aval d'un BDL sur plaque plane. Dans leur étude DNS, le BDL est suivi d'une couche limite hors équilibre, mais sans gradient de pression. Ils constatent alors qu'il faut au moins 7 longueurs de bulbe en aval du point de recollement pour retrouver une couche limite turbulente canonique derrière le BDL. De même, les travaux de DNS de bulbe transitionnel de C. Laurent [71] mettent en évidence une relaxation similaire. En pratique, dans le cas qui nous intéresse ici, le BDL s'étend sur $0.15c$ et compte tenu du fait que le point de recollement est situé à $0.2c$, la distance disponible pour la relaxation de la couche limite n'est que de 5 longueurs de bulbe. L'écoulement étant fortement perturbé aux abords du bord de fuite (en raison notamment d'une recirculation intermittente à cette incidence élevée), il n'est pas surprenant que pour ce nombre de Reynolds modéré ($Re_c = 10^5$) on ne retrouve pas le comportement de similitude classique dans la zone logarithmique.

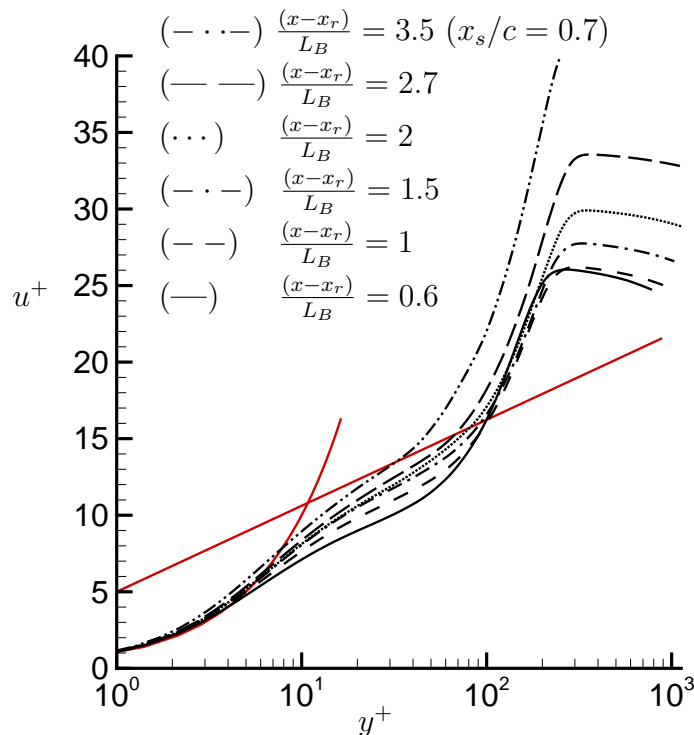


Figure IV.17 – Profil de la composante longitudinale du vecteur vitesse adimensionnée par la vitesse de frottement locale

IV.2 Étude du régime permanent de l'écoulement à incidence $\alpha = 10.55^\circ$

La Fig. IV.18, qui regroupe les profils des tensions de Reynolds longitudinales adimensionnées par les échelles visqueuses, permet de mieux comprendre l'évolution des profils de vitesse le long de l'extrados. En premier lieu, on peut noter le pic d'énergie autour de $y^+ = 10^2$, caractéristique des couches limites avec un fort GPA (voir à ce titre la Fig. IV.9), qui témoigne de mouvements fluctuants importants dans la zone de sillage. On peut remarquer que le profil se remplit progressivement en proche paroi, pour se rapprocher de ceux que l'on rencontre en couche limite turbulente sur plaque plane (Pope [122]), à 2.7 longueurs de BDL après le point de décollement. En s'approchant du bord de fuite (en $x_s/c = 0.7$), le frottement diminue, ainsi que la turbulence pariétale (voir aussi Fig. IV.8) et le profil d'énergie fluctuante longitudinale se remplit davantage dans la zone externe, la proximité du sillage de l'aile jouant sûrement un rôle clé dans cette nouvelle répartition spatiale des fluctuations turbulentes.

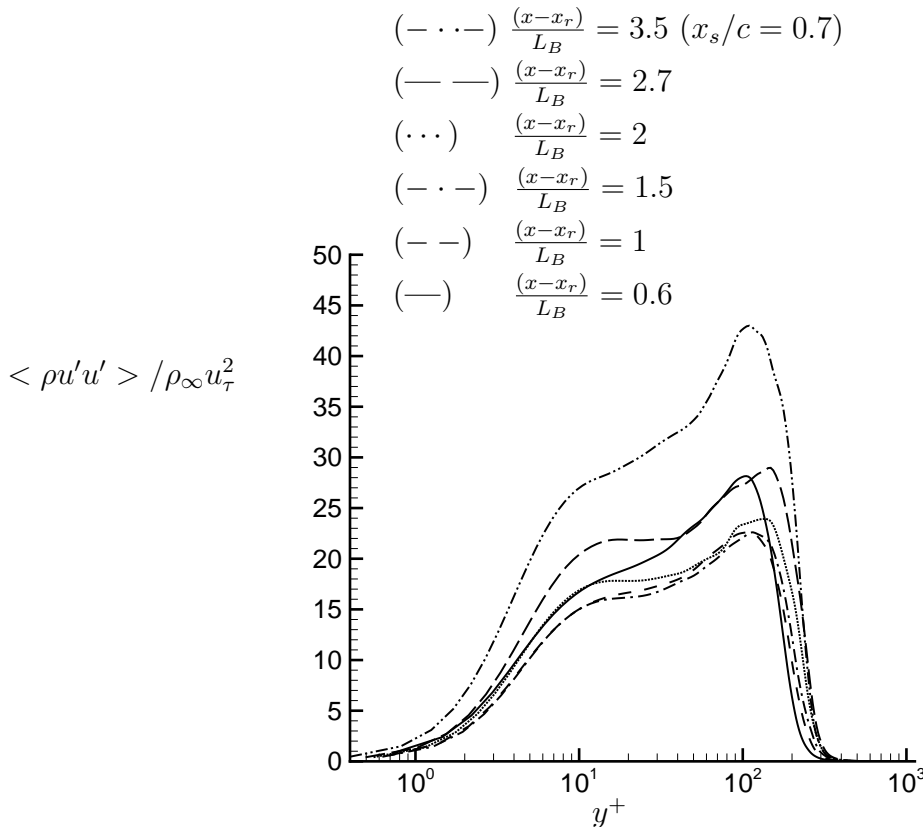


Figure IV.18 – Profils des tensions de Reynolds longitudinales adimensionnées par la vitesse de frottement locale

3 Régime permanent de l'écoulement pleinement décollé à l'extrados, $\alpha = 13.05^\circ$

L'objectif principal de cette section est de montrer que le maillage M1 est également adapté à la simulation des écoulements transitoires qui conduisent à un état pleinement décollé. On choisit pour cela une incidence $\alpha = 13.05^\circ$, supérieure à l'incidence critique. Cet angle correspond à l'incidence la plus forte considérée dans la suite de ce travail et s'avère donc comme le plus contraignant en terme de dimension et résolution du maillage dans la zone éloignée de la paroi.

3.1 Une zone 3D adaptée

L'extension de la zone 3D du maillage (voir Fig. III.4) doit permettre de résoudre convenablement les structures turbulentes pour des incidences légèrement supérieures à l'angle critique. Le mouvement d'agitation envahit alors une grande partie de l'écoulement potentiel surplombant le profil (typiquement sur une hauteur de l'ordre de c) et l'hypothèse d'évolution 2D n'y est plus valable. La validation du découpage présenté sur la Fig. III.4 est effectuée à posteriori. Pour cela on a représenté sur la Fig. IV.19 l'ensemble des frontières des domaines 3D superposés avec les contours des fluctuations de vitesse transverse, tracées en échelle logarithmique. On peut ainsi constater que l'agitation 3D occupe une place importante dans la direction normale à la paroi et que la frontière entre les domaines 3D/2D se situe dans une zone où le mouvement d'agitation transverse est négligeable.

L'écoulement décollé s'étend assez loin dans la direction normale à la paroi où le maillage de type couche limite se relâche. Un soin particulier a donc été apporté à l'élaboration du maillage dans cette zone pour résoudre convenablement la couche limite décollée de l'écoulement décroché à cette incidence. Les Fig. IV.20 IV.21 montrent les tailles de mailles rapportées aux échelles estimées de Kolmogorov ($\eta_K = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$ et $\tau_K = (\nu/\epsilon)^{1/2}$, où $\epsilon = 2\nu < s_{ij}s_{ij} >$ est calculé au cours de la simulation). Pour les trois directions de l'espace, la taille des mailles ne dépasse pas $12 \eta_K$ dans la partie de l'écoulement surplombant l'extrados, ce qui est satisfaisant. Le sillage est lui aussi bien résolu, même si l'étirement des mailles y est plus prononcé dans la direction longitudinale à partir d'une corde en aval du bord de fuite. Dans notre cas, la contrainte sur le pas de temps est beaucoup moins forte et le pas de temps choisi permet de résoudre les échelles de Kolmogorov (Fig. IV.22).

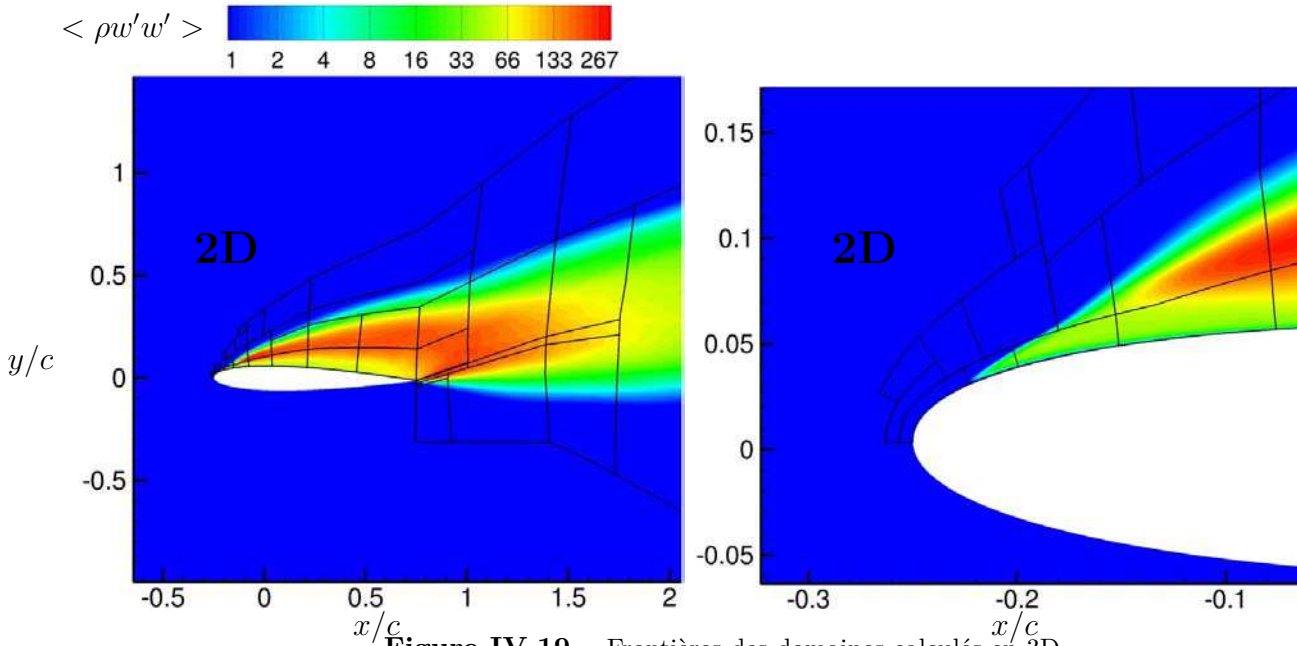


Figure IV.19 – Frontières des domaines calculés en 3D

Afin de juger la pertinence du choix de la dimension transverse du domaine de calcul, les corrélations en deux points de la composante longitudinale de la vitesse sont représentées sur la Fig. IV.23. Les données sont cumulées à la mi-corde ($x_s/c = 0.5$) pendant un temps équivalent à $6 \times c/U_\infty$ (1460 échantillons). Si la convergence des statistiques aurait mérité plus d'échantillons (notamment en raison des mouvements basses fréquences au culot), on peut tout de même noter la bonne décroissance des corrélations avec r_z et les faibles niveaux de corrélation pour des séparations de $0.5c$. Ceci suggère que le choix de la dimension transverse du domaine de calcul est approprié pour la simulation de l'état permanent décollé.

3.2 Le champ instantané

La Fig. IV.24 montre une isosurface du critère Q^* instantané pour $\alpha = 13.05^\circ$. L'écoulement est pleinement décollé sur tout l'extrados, comme le montre la présence du courant de recirculation. Les enroulements quasi-bidimensionnels sont toujours présents au bord d'attaque en amont de la zone de transition. Les structures en fer à cheval semblent moins présentes que pour l'écoulement attaché et la structuration type couche de mélange (enroulement 2D plus entremêlement des tourbillons qui ressemblent aux lacets longitudinaux caractéristiques) plus marquée au voisinage de la transition. Dans cette zone une forte corrélation est encore visible dans la direction de l'envergure après apparition des premiers mouvements 3D (Fig. IV.25). Les mécanismes de transition semblent ainsi être dominés par les modes non-visqueux liés à la

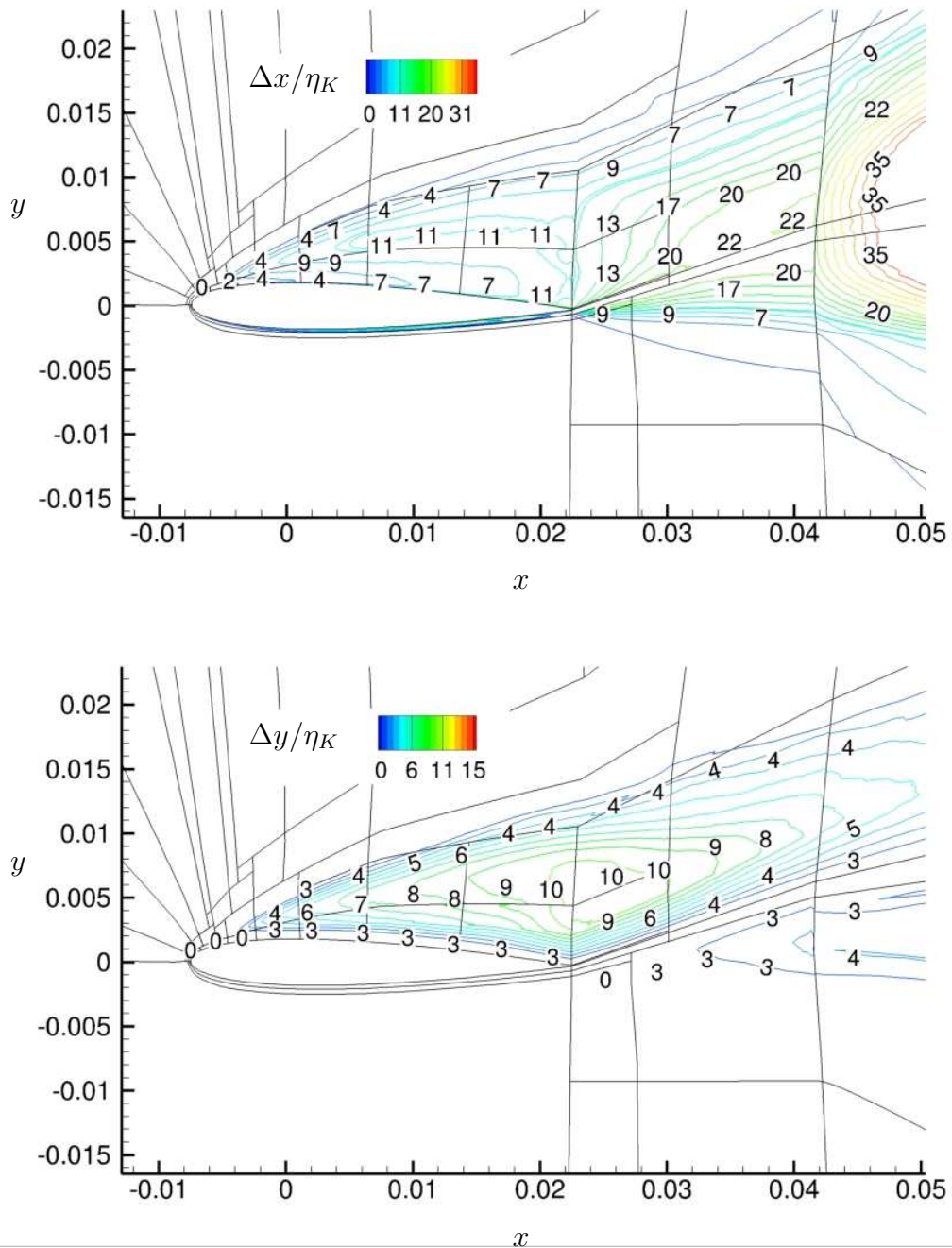


Figure IV.20 – Taille de maille dans la direction longitudinale (haut) et normale à la paroi (bas) rapportée à l'échelle locale de Kolmogorov, estimée à partir du tenseur ∇u calculé

couche de mélange, plus éloignée de la paroi que pour l'écoulement attaché à $\alpha = 10.55^\circ$.

IV.3 Régime permanent de l'écoulement pleinement décollé à l'extrados,
 $\alpha = 13.05^\circ$

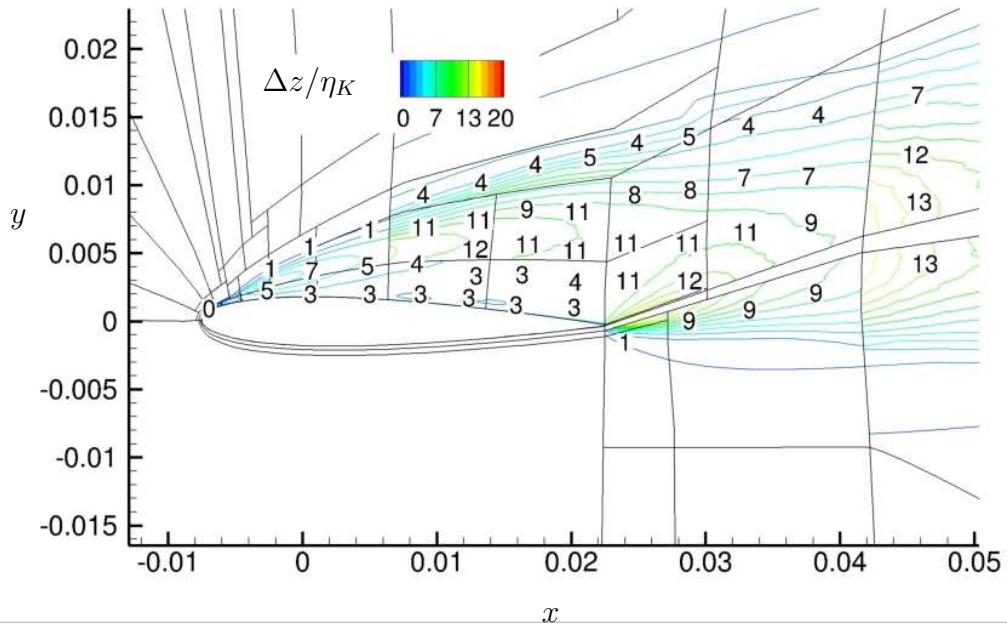


Figure IV.21 – Taille de maille dans la direction transverse rapportée à l'échelle locale de Kolmogorov, estimée à partir du tenseur ∇u calculé

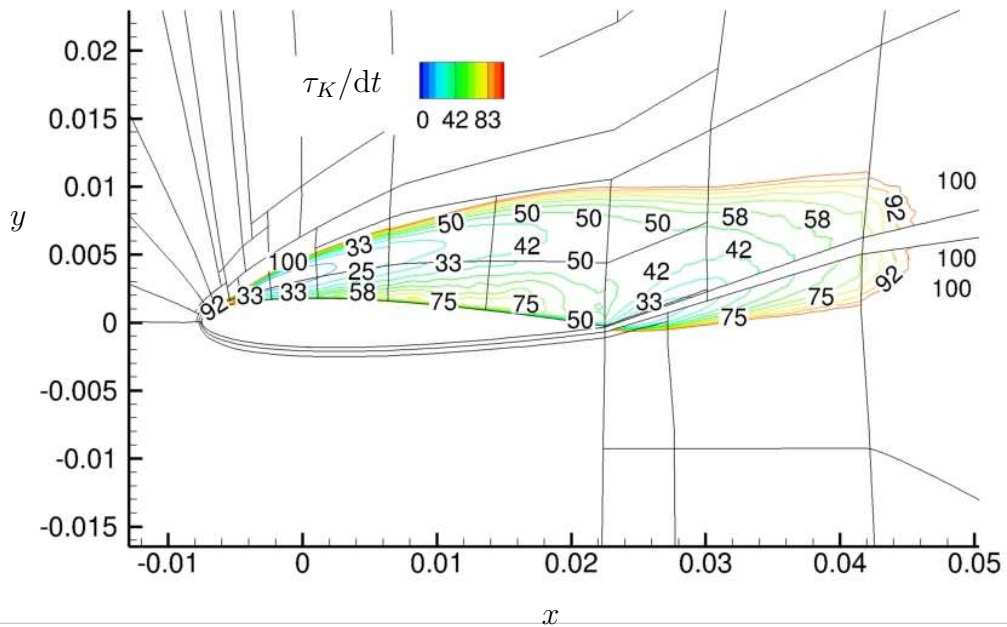


Figure IV.22 – Rapport entre l'échelle de temps de Kolmogorov et le pas de temps dt

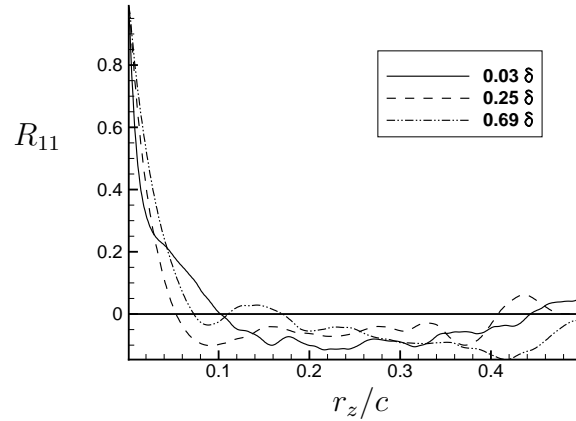


Figure IV.23 – Corrélation en deux points pour l'écoulement décollé à mi-corde ($x_s/c = 0.5$)

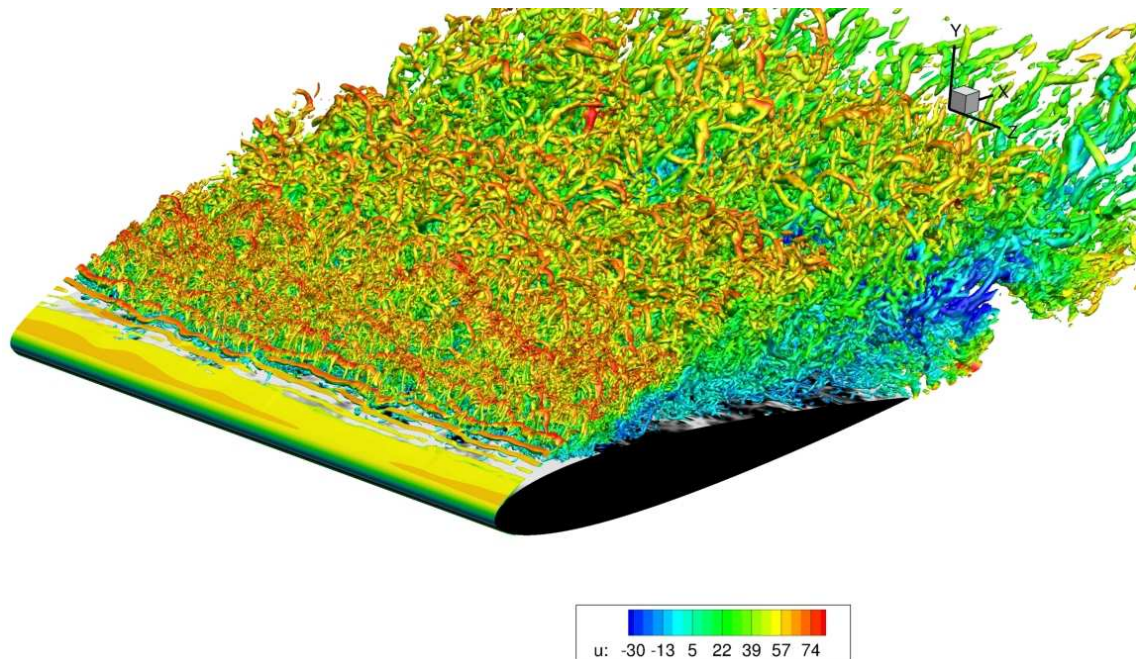


Figure IV.24 – Iso-surface du critère $Q^* = 500$ colorée par la vitesse longitudinale

3.3 Champ moyen

La topologie de la couche de mélange, qui se développe le long de l'extrados du profil décroché, est identifiable sur les profils de vitesse longitudinale, Fig. IV.26, ainsi que sur les profils de fluctuation de vitesse, Fig. IV.27. Les profils de vitesse ont tous un point d'inflexion dans la partie supérieure de la couche limite, position repérée approximativement par l'épaisseur de déplacement δ_1^* . Contrairement à ce qui a été constaté aux angles d'attaque sous-critiques, l'épaisseur de déplacement a une évolution monotone sur tout l'extrados, ce qui témoigne de

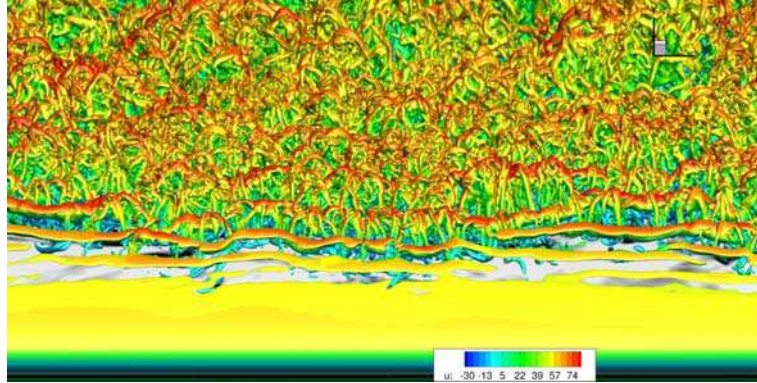


Figure IV.25 – Iso surface du critère $Q^* = 500$ colorée par la vitesse longitudinale, vue rapprochée.

l'absence de BDL à cette incidence. Les profils de fluctuations de vitesse (Fig. IV.27) font apparaître un fort pic dans la partie supérieure de la couche limite et aucun pic en proche paroi. Là encore la couche de mélange entre l'écoulement de recirculation et l'écoulement potentiel extérieur domine la dynamique instationnaire à cette incidence. En $x_s/c = 0.15$, on peut noter un évasement de la couche de mélange qui se traduit par un étalement des hauts niveaux d'énergie sur les profils de fluctuation de vitesse. Cette position correspond au début de la transition qui a été déterminée aux incidences sous-critiques. Il semblerait donc que cet évasement soit dû à la transition de la couche de mélange vers l'état turbulent (comme suggéré également par l'écoulement instantané). La Fig. IV.28 représente l'épaisseur de vorticité en fonction de l'abscisse curviligne le long de l'extrados. Elle est définie par $\delta\omega = \Delta U / (\partial U / \partial y)_{max}$, où $\Delta U = U_2 - U_1$ est l'écart de vitesse maximal dans la couche limite et $(\partial U / \partial y)_{max}$ le gradient normale de vitesse longitudinale maximum. Cette quantité, qui rend compte de l'évasement de la couche de mélange en développement spatial, est intimement liée à sa nature laminaire/turbulente. Une couche de mélange turbulente présente un taux d'expansion significativement plus important qu'une couche laminaire (Brown & Roshko [11]). Comme on peut le remarquer l'épaisseur de vorticité croit le long de l'extrados et le taux d'expansion semble constant dans les zones $x_s/c < 0.15$ d'une part et $0.25 < x_s/c < 1$ d'autre part. Il est supérieur dans la zone située en aval. Le changement de régime qui a lieu autour de la position $x_s/c = 0.15$ correspond donc à la transition de la couche de mélange et semble peu impact  par la présence de la paroi.

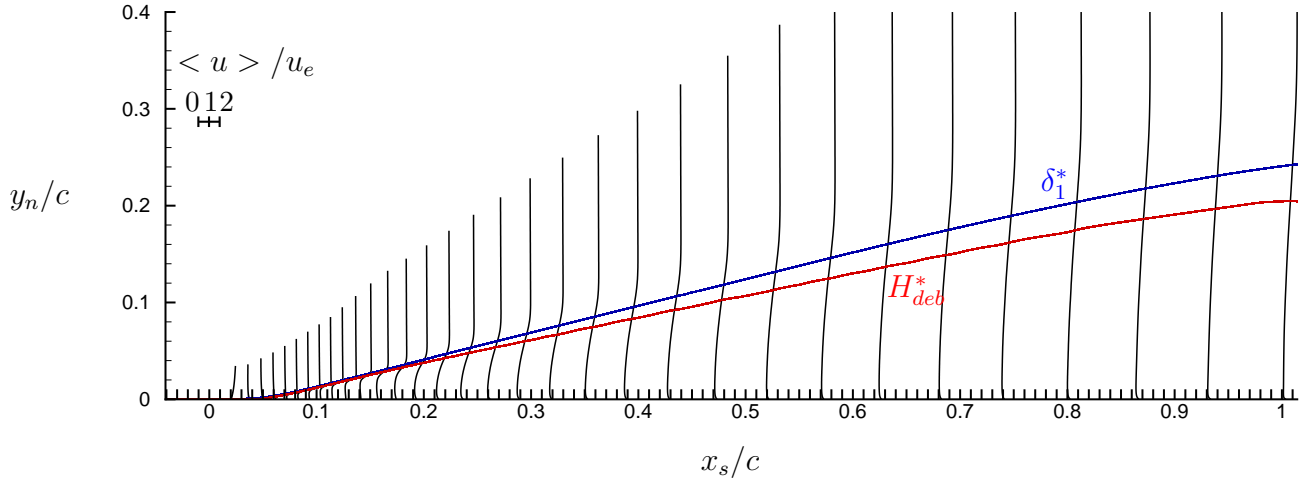


Figure IV.26 – Profils moyens de la composante longitudinale de la vitesse (normalisés par la vitesse externe u_e).

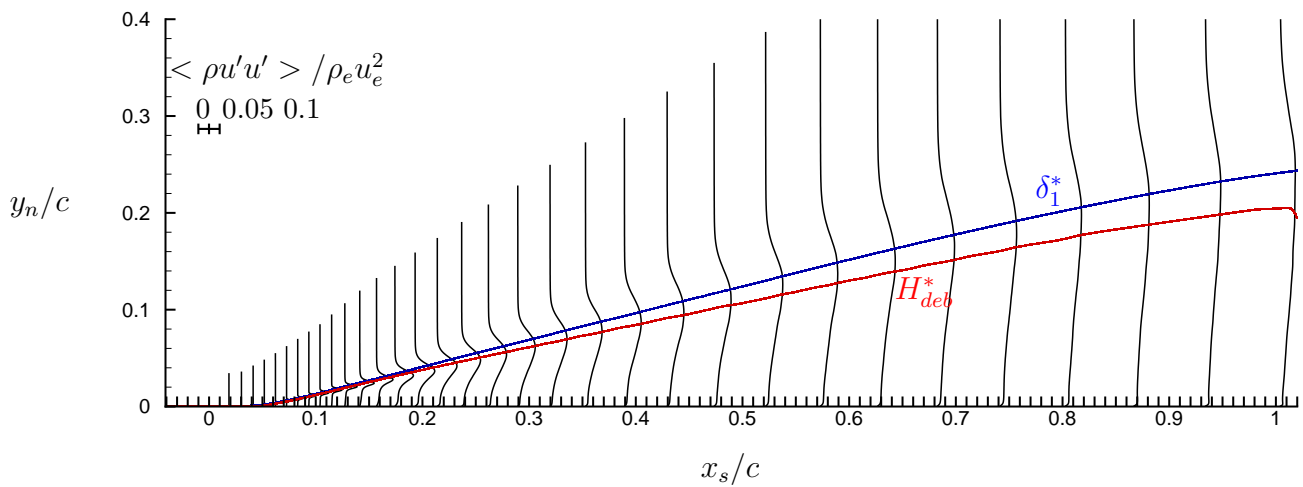


Figure IV.27 – Profils moyen de fluctuation de vitesse longitudinale, $\alpha = 10.8^\circ$

4 Régimes transitoires de décrochage

Après avoir présenté en détails l'état permanent d'écoulements à portance maximale ainsi que celui dans l'état décroché, nous abordons maintenant l'étude du régime transitoire, qui relie ces deux états totalement dissemblables. Une faible variation d'au moins trois paramètres est susceptible de déclencher ce régime transitoire : le nombre de Reynolds, le taux de perturbations amont et l'angle d'incidence. Dans ce travail, on se limite à des variations d'incidence, car le

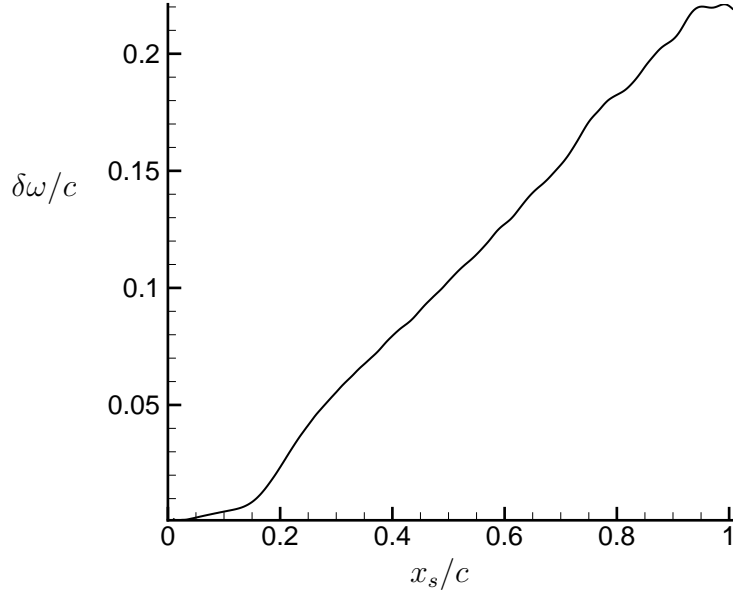


Figure IV.28 – Épaisseur de vorticité locale, obtenue à partir des profils de vitesse axiale moyens

nombre de paramètres pouvant influencer le transitoire est déjà suffisamment vaste. Pour réduire davantage encore le nombre de paramètres, un seul type de mouvement est retenu : le profil est mis en mouvement de tangage autour du foyer en suivant la loi horaire décrite dans l'Eq.IV.1. L'angle d'incidence initiale a été déterminé dans la section 1.3 : $\alpha_0 = 10.55^\circ$. Il reste encore trois paramètres libres dans la loi horaire de l'Eq.IV.1 :

- la variation d'incidence : $\Delta\alpha$
- la solution initiale du champ 3D instationnaire lors de la mise en mouvement à T_0
- la durée du mouvement : \mathbf{T}_{mv} , qui pilote la vitesse angulaire maximale $\dot{\alpha}$ atteinte par la paroi du profil au cours du mouvement.

4.1 Choix des paramètres de mouvement

Une des problématiques importantes dans l'étude du décrochage de profil d'aile réside dans l'influence de la dynamique du mouvement de l'aile sur les mécanismes conduisant à la séparation de la couche limite   l'extrados du profil (voir premier chapitre). Beaucoup de travaux ont été menés autour de ce mécanisme de dépendance, notamment dans le contexte du décrochage dynamique de pales d'hélicoptères, où la connaissance des durées des phénomènes transitoires qui conduisent au décrochage s'avère d'importance capitale (Mulleners & Raffel [108] [109]). Dans ces travaux, l'aile est mise en mouvement d'oscillation autour d'une incidence cible et sur

des amplitudes angulaires fixées par les conditions de vol (typiquement $\Delta\alpha \approx 5^\circ$).

La dynamique du mouvement est alors souvent caractérisée par l'un des deux paramètres suivants :

- **la fréquence réduite** $k = \pi f c / U_\infty$: La plage utilisée varie en général entre $k \approx 10^{-2}$, pour les mouvements les plus lents et $k \approx 10^{-1}$ (voir $k \approx 1$) pour les plus rapides, selon les études considérées (voir chapitre 1 et par exemple, Mulleners *et al.* [107] ou [108] [109]).
- **la vitesse de rotation adimensionnée** $\dot{\alpha}^* = \dot{\alpha} c / U_\infty$: Sharma & Poddar [136] dans une étude expérimentale récente sur profil Naca-0015 soumis à un mouvement d'oscillation de tangage, ont cherché à quantifier les effets de la dynamique du mouvement et du nombre de Reynolds Re_c sur les caractéristiques aérodynamique lors du décrochage. Ils portent une attention particulière sur les conditions pour lesquelles le mouvement peut être considéré quasi-statique vis-à-vis des variations des efforts aérodynamiques. En extrapolant leurs résultats (notamment la figure 17 de cet article) au nombre de Reynolds qui nous intéresse ici ($Re_c = 10^5$), on peut estimer que les conditions quasi-statiques sont obtenues lorsque la vitesse au cours du mouvement ne dépasse pas $\dot{\alpha}_{max}^* \approx 0.2 \times 10^{-2}$.

Le tableau Tab. IV.1 regroupe les paramètres de mouvement retenus dans l'étude du régime transitoire de décrochage. Les données issues des études récentes de Mulleners & Raffel [108] [109], reprenant les mouvements typiques de décrochage dynamique des études précurseurs de McCroskey *et al.* [96] [99] [100], sont reportées pour information dans la dernière ligne du tableau. La double ligne horizontale rouge sépare les mouvements à caractère quasi-statique de ceux de nature dynamique, selon le critère sur la vitesse de rotation proposé par Sharma & Poddar [136].

Avec la loi horaire de l'Eq. IV.1 et le temps de montée en incidence, on peut établir une fréquence réduite équivalente, $k = \pi c / (U_\infty T_{mv})$, reportée dans la cinquième colonne du tableau IV.1. En comparant les valeurs des fréquences réduites et de α_{max}^* dans ce tableau, il apparaît clairement que la fréquence réduite équivalente n'est pas un bon indicateur de la nature dynamique ou quasi-statique de la sollicitation : pour le mouvement 1, la valeur de la fréquence réduite $k=0.14$ est comparable à celle de la littérature liée au décrochage dynamique ($k \in [0.05 - 0.1]$), alors que la vitesse angulaire $\dot{\alpha}_{max}^*$, inférieure de deux ordres de grandeur, classe définitivement ce cas dans la catégorie des mouvements à caractère quasi-statique.

Les mouvements présentés dans le tableau IV.1 peuvent se classer en deux catégories en fonction de la variation d'incidence $\Delta\alpha$:

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

	$\Delta\alpha$	$\dot{\alpha}_{max}^*$ ($\times 10^{-2}$)	T_{mv}^*	k	T_{st}^*
Mouvement 1	0.25°	0.035	22.4	0.14	12.3
Mouvement 2	0.25°	0.17	4.48	0.7	2.48
Mouvement 3	0.25°	0.35	2.24	1.4	1.24
Mouvement 4	0.25°	3.5	0.224	14	0.12
Mouvement 5	2.5°	1.7	4.48	0.7	0.96
Mouvement 6	2.5°	3.5	2.24	1.4	0.48
Dynamique ([108] [109])	[6°,8°]	[1.4;2.8]	[15.7;31.4]	[0.05;0.1]	—

Tableau IV.1 – Tableau récapitulatif des paramètres de mouvements dans l'étude du régime transitoire.

- Mouvement "infinitésimal" : $\Delta\alpha = 0.25^\circ$. Avec cette perturbation "minimale" imposée à l'état stable, l'objectif est d'étudier finement dans la partie 4.3, grâce à la richesse des données fournies par la simulation numérique, le phénomène mal connu de l'éclatement du BDL, responsable du décrochage statique du profil Naca-0012. Cette variation d'incidence minimale est retenue suite à l'étude d'encadrement de l'angle critique dans la section 1.3, qui a fixé la séparation angulaire minimale admissible, dans nos conditions de calcul, entre les états portants et décrochés. Quatre vitesses de rotation $\dot{\alpha}_{max}^*$, balayant deux ordres de grandeur, sont considérées pour déterminer si la dynamique du mouvement impacte significativement la dynamique de l'éclatement du BDL. Un effort sera fait, quand cela est possible, pour mettre en perspective ces résultats avec ceux relatifs à l'éclatement de bulbe sur plaque plane issus de la littérature.
- Mouvement "grande" amplitude : $\Delta\alpha = 2.5^\circ$. Par grande amplitude, on entend une déformation qui soit très supérieure à celle du mouvement infinitésimal et de l'ordre de grandeur de celles appliquées dans les études de décrochage dynamique. Pour ce cas plus proche de l'application industrielle, l'objectif est d'évaluer dans la partie 4.5 si le processus d'éclatement du BDL s'effectue selon un scénario similaire à celui observé pour le mouvement "infinitésimal" ou si l'éclatement du BDL est soumis à de nouveaux processus physiques. Deux vitesses de rotation sont retenues : une première identique à celle du mouvement infinitésimal le plus rapide ($\dot{\alpha}_{max}^* = 3.5$), afin de pouvoir isoler les influences de la variation d'incidence et de la vitesse de rotation. Une deuxième deux fois plus lente

afin de se placer dans une plage plus conforme avec la littérature afférente au décrochage dynamique (Mulleners *et al.* [107] [108] [109]).

4.2 Étude statistique en régime transitoire

Un des intérêts majeurs de l'utilisation de la simulation numérique dans l'étude des écoulements turbulents vient de la possibilité d'étudier des phénomènes à petites échelles et d'en extraire des données qui seraient beaucoup plus compliquées à obtenir par des moyens de mesures expérimentaux. Cependant, l'inconvénient principal est la nécessité de multiplier les relevés statistiques afin d'obtenir des résultats convergés en moyenne d'ensemble, ce qui impose des coûts de calculs qui sont en général très importants. Ce constat est d'autant plus vrai dans le contexte d'écoulement en régime transitoire qui nous intéresse ici. Les larges gammes d'échelles spatio-temporelles en jeu, obligent à faire des choix *a priori* sur les phénomènes que l'on désire étudier, qui sont plus contraignants que pour un écoulement permanent. Concrètement, pour l'étude du régime transitoire de décrochage, en plus des écarts importants entre les échelles spatiales et temporelles existant entre l'écoulement à petites échelles du BDL et l'écoulement aérodynamique externe à la couche limite (voir pour cela le chapitre précédent), il faut ajouter la nécessité de capturer les échelles *a priori* intermédiaires du processus de décollement de la couche limite. La technique d'analyse de ce régime repose sur l'opérateur présenté dans l'Eq. IV.2, où $\Phi(x, y, z, t)$ est une quantité scalaire ou vectorielle quelconque. L'idée est de profiter de la direction homogène en moyennant les données dans cette direction. On obtient alors une série de données dans le plan (x, y) dépendant uniquement du temps. Ces données sont à nouveau moyennées sur une courte période (ΔT^*) pour lisser les résultats obtenus. Dans la suite, $\Delta T^* = 0.02$: ce temps correspond approximativement à la période d'émission tourbillonnaire dans le BDL (voir spectre d'émission Fig. IV.7(a)), et constitue le plus petit temps caractéristique macroscopique qu'il est raisonnable de prendre pour "échantillonner" le régime transitoire à des coûts de stockage abordables.

$$\langle \Phi \rangle (x, y, t) = \frac{1}{c \times \Delta T^*} \int_0^c \int_t^{t+\Delta T^*} \Phi(x, y, z, \tau) d\tau dz \quad (\text{IV.2})$$

Ce faisant, il n'est pas garanti que les statistiques $\langle \Phi \rangle (x, y, t)$ relatives au chemin suivi lors du décrochage correspondent à une moyenne d'ensemble convergée d'expériences de décrochage. Les limitations imposées par les ressources matérielles disponibles empêchent en général cette possibilité. Une partie de l'étude consistera donc à évaluer l'influence de la solution initiale sur les statistiques recueillies au cours du décrochage (partie 4.3.1).

4.3 Mouvement quasi-statique "infinitésimal" : $\Delta\alpha = 0.25^\circ$

Dans cette section le **Mouvement 3** (le plus rapide des mouvements quasi-statique décrits dans le Tab. IV.1) est étudié afin d'évaluer l'influence de la solution initiale 3D instationnaire sur la dynamique instationnaire et fournir une description topologique de l'écoulement 3D et de ses principales caractéristiques dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) . Ce choix est réalisé pour minimiser les temps de calcul, tout en préservant la nature quasi-statique du mouvement.

4.3.1 Influence de la solution initiale

Efforts aérodynamiques

De nature profondément instationnaire, cet écoulement transitoire est susceptible de dépendre de façon significative de la solution initiale, avant la mise en mouvement du profil. Comme les coûts de calcul ne permettent pas d'envisager un nombre suffisant de réalisations pour effectuer une moyenne d'ensemble satisfaisante, l'idée est d'évaluer cette dépendance en adoptant un point de vue déterministe. À cette fin, une série de trois calculs reproduisant le régime transitoire est effectuée. Chaque calcul simule le mouvement du profil d'aile à travers l'incidence critique de décrochage en partant de trois temps initiaux distincts et séparés par une durée $\Delta T_0^* = 0.14$ (500 pas de temps). Cette durée est suffisante pour introduire une décorrélation significative entre les différentes solutions initiales au début du mouvement. Comme le BDL est le siège d'une émission tourbillonnaire intense à haute fréquence ($S_t = 35$ sur les spectres de la Fig. IV.7(a)), les solutions initiales sont fortement décorrélées dans la zone du BDL. Dans la couche limite attachée, dont les mécanismes les plus rapides dans la zone externe sont de l'ordre de c/U_∞ , les différentes solutions initiales conservent un niveau de corrélation significatif.

La Fig. IV.29 retrace l'évolution temporelle des efforts aérodynamiques globaux au cours du décrochage quasi-statique. Les calculs reproduisent bien le régime transitoire de l'écoulement entre les états permanents portant à faible traînée ($C_L \approx 0.88$ et $C_D \approx 0.07$) et décrochés à faible portance et forte traînée ($C_L \approx 0.5$ et $C_D \approx 0.14$), indépendamment de la solution initiale. La traînée évolue de façon linéaire sur les 7 premiers temps d'advection (c/U_∞), alors que dans le même temps la portance semble peut évoluer. En revanche, à partir de l'instant $7c/U_\infty$, la traînée et la portance augmentent soudainement de façon non-linéaire. Cette évolution brutale est la conséquence du développement du BDL le long de l'extrados durant le processus d'éclatement (voir Fig. IV.31). Ainsi, la dépression induite par la présence du fort courant de recirculation dans le BDL accroît temporairement la portance et ce déséquilibre avec l'écoulement potentiel extérieur est maintenu jusqu'à ce que le BDL atteigne le bord de

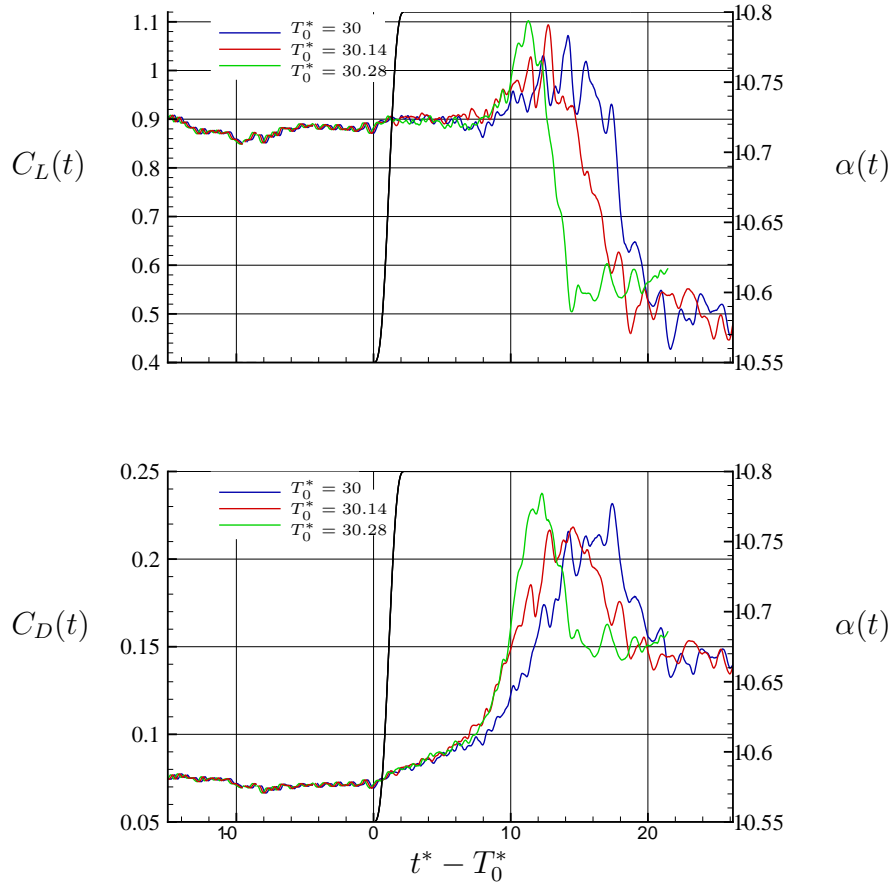


Figure IV.29 – Efforts globaux calculés au cours du régime transitoire de décrochage : influence de la solution initiale 3D instationnaire à T_0^* (début phase de mouvement).

fuite. À cet instant, les efforts sont maximaux et entament une décroissance vers leurs valeurs à l'état permanent décroché. On peut donc estimer les temps caractéristiques de croissance et de progression du bulbe de décollement au cours du transitoire, correspondant à l'intervalle de temps de $t^* - T_0^* = 0$ jusqu'aux maxima des courbes d'effort ; ainsi que celui de relaxation vers l'état permanent décroché (de ces maxima jusqu'à la fin).

Sur ces historiques des efforts de portance et de trainée, on peut aussi remarquer la présence d'une oscillation basse fréquence des efforts aérodynamiques sur tout l'historique calculé, indépendamment des instants initiaux. Ces oscillations sont typiques des écoulements instationnaires sur profil d'aile et témoignent d'une émission tourbillonnaire au bord de fuite. Cette émission naturelle a été étudiée expérimentalement en soufflerie à plusieurs reprises et notamment par Yarusevych *et al.* [166]. Ils remarquent, qu'indépendamment de l'angle d'incidence, l'émission de bord de fuite s'opère à nombre de Strouhal constant, calculé sur l'épaisseur de

couche limite au bord de fuite ($St = f\delta_0/U_\infty = 0.2$). Une étude quantitative précise de ce phénomène nécessiterait la réalisation de transformée de Fourier de signaux, d'efforts par exemple, bien échantillonnés sur une longue durée (nécessaire à la résolution des basses fréquences). Une telle étude nécessite un coût de calcul important et n'a pas été réalisée ici. On notera plutôt que la couche limite ayant une épaisseur de $\delta_0^* = 0.14$ au bord de fuite de l'aile à incidence sous-critique (voir Fig. IV.12), un rapide calcul à partir du nombre de Strouhal issu de [166] prédit une période caractéristique adimensionnée de $T_{bf}^* = 0.14/0.2 = 0.7$ dans la phase attachée. De même, pour l'écoulement pleinement décollé, $\delta_0^* = 0.35$ au bord de fuite et la période d'émission correspondante peut être estimée à $T_{bf}^* = 0.35/0.2 = 1.7$. Ces estimations correspondent raisonnablement avec les oscillations observées sur les efforts globaux. Par ailleurs, les amplitudes de ces oscillations sont nettement plus fortes dans la phase décollée, où les interactions de type corps épais (instabilité de Von-Karman) sont plus marquées que dans la phase d'écoulement attaché, confirmant ainsi leur origine.

Données pariétales

Afin de rendre compte avec plus de précision de l'influence de la condition initiale sur le développement du BDL lors de la phase d'éclatement, l'ensemble du signal du coefficient de frottement, $\langle C_f \rangle$, acquis le long de l'extrados pendant toute la phase du décrochage est représenté sur le diagramme espace/temps de la Fig. IV.30.

Les résultats des trois calculs issus d'un champ initial à T_0^* différent sont présentés sur ces diagrammes, où les zones grises correspondent à un frottement négatif et donc à un écoulement de recirculation de la couche limite. On rappelle que la durée de la phase de mouvement est égale à $T_{mv}^* = 2.24$ et que T_0^* correspond au début du mouvement. Grâce au diagramme espace/temps, on peut suivre avec précision le déplacement longitudinal du point de recollement, ainsi que la croissance du BDL au cours du processus d'éclatement à la manière des résultats de simulation d'éclatement de BDL sur plaque plane réalisés récemment par Marxen & Henningson [89]. On remarque ainsi que la structure turbulente de l'écoulement initial n'a pas d'influence significative sur de nombreuses caractéristiques de la phase de décrochage :

- Durant la phase de mouvement, le BDL *court* ne subit pas de déformation significative et sa taille reste inchangée : $L_B/c \approx 0.15$.
- La position du point de séparation laminaire ne change pas pendant toute la phase transitoire et reste proche du point d'arrêt à $x_s/c = 0.05$.

- Il existe une zone de recollement secondaire au sein du BDL ($0.1 < x_s/c < 0.15$). Ce recollement secondaire, typique de la région de transition dans le BDL (voir Doligalki *et al.* [33]), persiste après le décrochage et voit sa taille augmenter au nombre de Reynolds considéré ici.
- Entre $t^* - T_0^* = T_{mv}$ et $t^* - T_0^* = 7$, un régime linéaire, en référence à l'accroissement linéaire de la traînée dans cette phase d'écoulement (voir Fig. IV.29), correspond à un faible déplacement du point de recollement vers le bord de fuite (de la position $x_s/c = 0.2$ à $x_s/c = 0.3$). On peut raisonnablement considérer que la croissance du BDL s'opère à vitesse constante ($0.017U_\infty$). Durant cette période, on observe également une séparation intermittente de la couche limite au bord de fuite à l'extrados.
- On peut remarquer des stries obliques sur les signaux de frottement, matérialisées par des flèches rouges sur les diagrammes espace/temps. Ces données étant moyennées dans la direction de l'envergure, ces stries correspondent à une structuration tourbillonnaire suivant l'axe \vec{z} , comme le montre l'analyse du champ de vitesse instantané dans la section 4.3.3. Cette organisation cohérente est également observée dans l'étude d'éclatement de BDL de Marxen & Henningson [89] et de BDL sur plaque plane de Spalart & Strelet [141]. La vitesse de progression de ces mouvements cohérents semble indépendante de la solution initiale ($0.60U_\infty$) et proche de vitesse typique de structures cohérentes de couche limite.

À partir de $t^* - T_0^* = 7$, la croissance du BDL jusqu'au bord de fuite devient beaucoup plus rapide et sensible à la condition initiale avant la mise en mouvement du profil. Le point de recollement progresse ainsi vers le bord de fuite à une vitesse de phase (de l'onde correspondant à ce déplacement), qui est supérieure d'un ordre de grandeur à sa valeur au cours du régime linéaire précédent. Cette observation confirme les hypothèses faites à partir de l'évolution temporelle des efforts aérodynamiques en fournissant un argument clair en faveur de l'attribution du processus de décrochage à l'éclatement du BDL au bord d'attaque (voir définition au chapitre 1). Contrairement à la vitesse d'advection des structures cohérentes, le processus semble très dépendant de la condition initiale avant la mise en mouvement du profil, puisque l'on peut y observer une forte dispersion des vitesses de phase d'évolution du point de recollement ($0.10U_\infty$, $0.13U_\infty$, $0.17U_\infty$ respectivement pour les temps initiaux différents $T_0^* = 30$, $T_0^* = 30.14$ et $T_0^* = 30.28$). Après ce régime non-linéaire d'accroissement du BDL, le décollement s'étend sur tout l'extrados depuis le point de séparation, à l'exception de brefs instants pendant lesquels un recollement intermittent peut être observé vers la mi-corde.

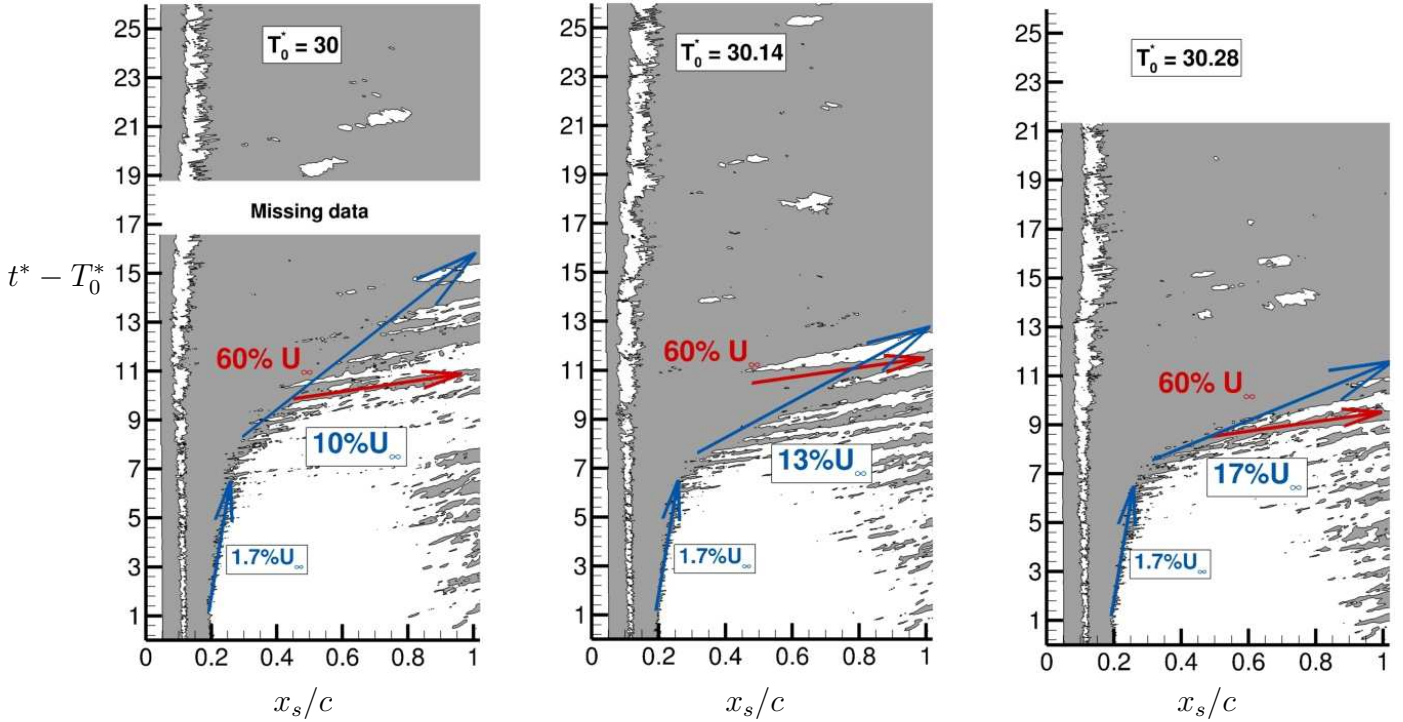


Figure IV.30 – Influence de la condition initiale 3D instationnaire sur l'évolution du frottement moyen $\langle C_f \rangle$.

Finalement l'analyse des efforts aérodynamiques et des données pariétales durant la phase transitoire indique deux points importants concernant la dépendance à la condition initiale avant le mouvement :

- La première phase linéaire de déstabilisation du BDL jusqu'à $t^* - T_0^* \approx 7$, apparaît insensible à l'état de l'écoulement avant la mise en mouvement.
- La vitesse d'expansion du BDL dans la phase non-linéaire dépend sensiblement de la condition initiale, ainsi que le temps de relaxation vers l'état permanent décroché.

4.3.2 Caractéristiques de l'écoulement dans le plan (x, y) durant la phase transitoire

Afin de mieux décrire l'évolution du BDL durant la phase de décrochage, huit champs "instantanés" obtenus grâce à l'opérateur de moyenne Eq. IV.2 sont représentés sur la Fig. IV.31. Ces données sont extraites de la simulation ayant pour solution initiale le champ à l'instant $T_0^* = 30.28$. Les 8 instants sélectionnés sont régulièrement espacés de $2c/U_\infty$ depuis la fin de la phase de mouvement ($t^* - T_0^* = T_{mv}^* = 2.2$) jusqu'à l'état permanent décollé ($t^* - T_0^* = 16.2$). Trois grandeurs sont illustrées sur la Fig. IV.31 : les lignes de courant, la

vitesse longitudinale dans le repère paroi et l'énergie cinétique du mouvement fluctuant, $\langle k \rangle$. L'obtention de l'état permanent pleinement décroché peut se décomposer en trois étapes :

1. $0 < \mathbf{t}^* - \mathbf{T}_0^* < 7$: durant cette période, qui correspond à la phase de croissance **linéaire** de la traînée et de la longueur du BDL (voir Fig. IV.29 et IV.30), le champs d'énergie cinétique fluctuante reste inchangé dans la zone du BDL : la position où $\langle k \rangle$ est maximum et l'intensité des fluctuations n'évolue pas, ce qui tend à indiquer que le processus de transition laminaire/turbulent n'est pas modifié durant cette phase et qu'un BDL *court* est toujours présent au bord d'attaque du profil. Par contre on constate une légère augmentation de l'agitation turbulente après la mi-corde vers la fin de cette phase linéaire. Au niveau du champ potentiel, qui surplombe le BDL, on observe dans la partie initiale de la phase linéaire un ralentissement progressif du fluide, dont la vitesse diminue d'environ 12% (voir les niveaux de u/U_∞ sur la partie droite de la Fig IV.31.)
2. $7 < \mathbf{t}^* - \mathbf{T}_0^* < 11$: durant cette période, qui correspond à la phase de croissance **rapide non-linéaire** de la traînée et de la longueur du BDL (voir Fig. IV.29 et IV.30), le BDL s'accroît rapidement et atteint l'extrados en approximativement 3 temps d'advection. L'instant intermédiaire $t^* - T_0^* = 8.2$ est représentatif de l'évolution de l'écoulement dans cette phase de développement rapide. Le BDL, qui occupe 50% de la longueur de la corde, fait partie des BDLs *longs*, au sens où l'examen de $\langle k \rangle$ montre que la zone turbulente du bulbe est beaucoup plus grande que la zone laminaire. Si la transition vers la turbulence semble s'effectuer dans la même région et avec la même intensité que pour les BDLs *courts* aux instant précédents, elle n'entraîne plus le processus de recollement immédiat, qui se produit significativement en aval. La zone de bord de fuite n'est que très peu impactée par les déformations du champ moyen engendrées au cours de cette phase intermédiaire.
3. $\mathbf{t}^* - \mathbf{T}_0^* > 11$: la couche limite est pleinement décollée sur tout l'extrados et le sillage s'épaissit considérablement, entraînant par la même occasion une modification de l'écoulement potentiel entourant le profil. Vers le bord d'attaque, $\langle k \rangle$ décroît significativement : la chute de la vitesse externe locale au cours du décrochage diminue d'autant l'énergie cinétique du mouvement moyen et donc celle du mouvement fluctuant. Le rapport $\langle k \rangle / U_e^2$ reste d'ailleurs constant (voir Fig. IV.43). La topologie de l'écoulement permanent pleinement décollé semble être établie à l'instant $t^* - T_0^* = 16.2$, avec des maxima de l'énergie cinétique turbulente localisés dans la couche de mélange, près de la frontière supérieure de la couche limite décollée (voir à ce titre les profils Fig. IV.27).

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

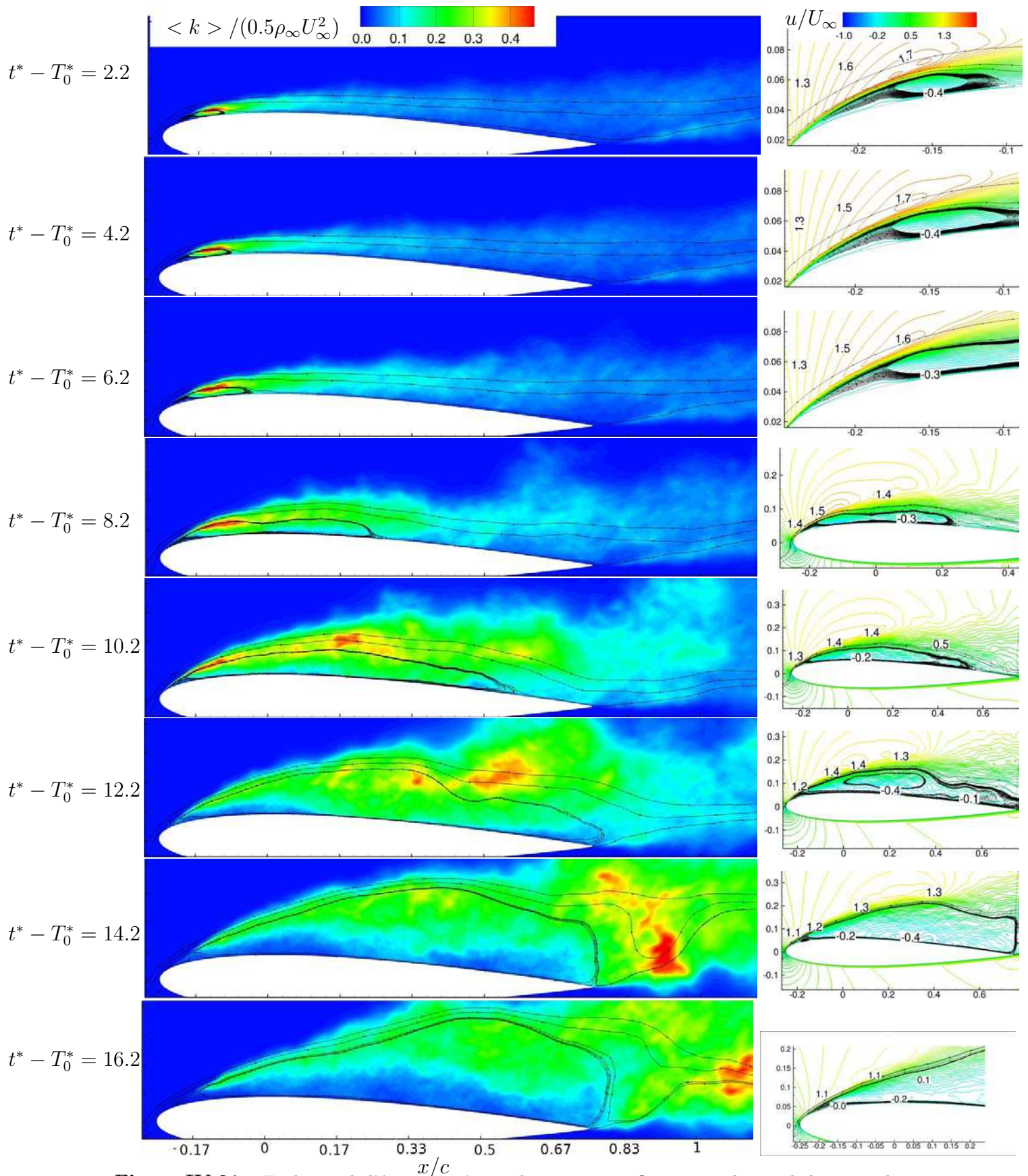


Figure IV.31 – Evolution de l'énergie cinétique du mouvement fluctuant $\langle k \rangle$ et de la vitesse longitudinale $\langle u \rangle / U_\infty$ au bord d'attaque au cours du décrochage, $T_0^* = 30.28$.

4.3.3 Le champ 3D instantané

La Fig. IV.32 représente l'évolution temporelle des composantes longitudinales du frottement pariétal et de la vitesse u/U_∞ extraites sur les plans $x/c = 0.15, 0.25, 0.5, 0.83$ et $z/c = 0, 0.3, 0.6, 0.9$. La palette grise est associée au frottement et la multicolore à la vitesse. Les zones noires correspondent donc à un fort courant retour et les blanches sont liées à un recollement intense. Les instants illustrant le champ 3D ont été choisis entre $t^* - T_0^* = 8.48$ et $t^* - T_0^* = 9.11$, dans la phase d'évolution rapide déterminée dans la section précédente. Ces données sont extraites de la simulation ayant pour solution initiale le champ à l'instant $T_0^* = 30.28$.

Sur les diagrammes espace/temps de la Fig. IV.30, les données moyennées dans la direction de l'envergure indiquent l'existence d'une zone d'écoulement décollé qui occupe la majeure partie de l'extrados. Durant cette période, le champ instantané laisse apparaître de fortes variations dans la direction de l'envergure. Les données issues des champs de vitesse et de frottement instantanés ne font pas apparaître de front de recollement bidimensionnel, qui se propagerait vers le bord de fuite le long de l'extrados au cours du décrochage. La zone décollée est, au contraire, très tridimensionnelle. Par exemple, entre $t^* - T_0^* = 8.66$ et 9.11 , l'écoulement est décollé jusqu'à la mi-corde sur le premier tiers de l'envergure, alors qu'il reste des zones de fluides attachés ailleurs. L'instant $t^* - T_0^* = 11.48$, qui correspond au moment où le recollement atteint le bord de fuite sur la Fig IV.30, est très représentatif de cette structuration 3D. Le plan $z/c = 0.83$ semble encore présenter les caractéristiques d'un écoulement attaché avec de faibles niveaux de courant de recirculation, alors qu'une couche limite fortement décollée avec des niveaux de recirculation importants est observable dans le plan $z/c = 0.5$. À l'inverse, la zone de décollement laminaire est purement bidimensionnelle et le reste tout au long des calculs.

Les diagrammes espace/temps obtenus sur le coefficient de frottement ont mis en évidence l'existence de structures cohérentes dans la direction homogène, qui sont advectées le long de l'extrados au cours de l'éclatement. Ce résultat, conforme aux études de bulbes *longs* réalisés sur plaques planes, peut être également observé grâce aux champs de vitesse et de frottement instantanés. Ainsi à $t^* - T_0^* = 8.48$, on peut voir la présence d'un fort recollement vers $x/c \approx 0.4$ (tâche blanche à la paroi), qui s'étale sur une longue distance transverse ($\approx 20\%$ de la corde). Cette marque à la paroi est l'empreinte d'un mouvement localement accéléré en proche paroi, visible sur l'inflexion des isolignes de vitesse longitudinale vers la paroi, dans le plan $z/c = 0.5$ par exemple. On peut suivre l'évolution de ce recollement quasi-bidimensionnel vers

le bord de fuite sur les champs instantanés qui suivent : les instants entre $t^* - T_0^* = 8.66$ à $t^* - T_0^* = 8.93$ sont particulièrement intéressants dans la mesure où l'extension transverse de la zone de recollement peut être appréciée par l'inflexion des lignes de vitesse longitudinale dans le plan transverse $x/c = 0.5$. Ce recollement s'étend ainsi sur près de la moitié de la corde dans la direction transverse à $t^* - T_0^* = 8.75$. Cette évolution, qui suit parfaitement le recollement moyen intermittent précédemment observé sur le diagramme espace/temps au cours de l'éclatement (flèche rouge sur la Fig. IV.30), laisse à penser qu'il s'agit bien du même événement.

Par ailleurs, une forte intermittence de frontière est observable sur les isolignes de vitesse u dans les plans transverses. Cette intermittence semble beaucoup plus marquée que dans la direction longitudinale. Une hypothèse envisageable sur l'origine de cette intermittence transverse pourrait provenir des régions alternées de basses vitesses longitudinales que l'on a observées dans la région externe de la couche limite attachée à incidence sous-critique (voir partie 2.1.3). Ainsi, Lee & Sung [74] interprètent ces mouvements dans la zone externe d'une couche limite avec GPA sur plaque plane, comme la conséquence d'un basculement plus prononcé des structures en "épingle à cheveux" sous l'effet du fort GPA. Cette vue en coupe pourrait donc mettre en évidence la partie supérieure de ces structures.

4.4 Influence de la vitesse de rotation sur le mouvement "infinitésimal"

L'analyse rapide du **Mouvement 3** a mis en évidence que le processus de décrochage par éclatement de BDL au bord d'attaque, s'effectue en deux temps de durées respectives très différentes : une phase linéaire où les caractéristiques géométriques du BDL évoluent peu et où le processus de transition ne semble subir aucune modification ; une phase non-linéaire durant laquelle le BDL grandit très rapidement et possède une structuration tridimensionnelle très forte. Cette décomposition du transitoire de décrochage en deux régimes de durée distincte a également été observée expérimentalement à plusieurs reprises par Mulleners *et al.* [107] [108] [109] au cours du décrochage dynamique de profil de pale d'hélicoptère à plus haut nombre de Reynolds ($Re_c \approx 10^6$). Il est toutefois difficile de prolonger la comparaison ici, dans la mesure où les mécanismes intrinsèques à l'origine de l'apparition du décollement massif sont susceptibles de dépendre fortement du nombre de Reynolds et de la forme du profil choisi.

L'objectif de cette section est donc de vérifier si la vitesse de rotation du profil joue un rôle important dans la mise en place de ces deux régimes de déstabilisation.

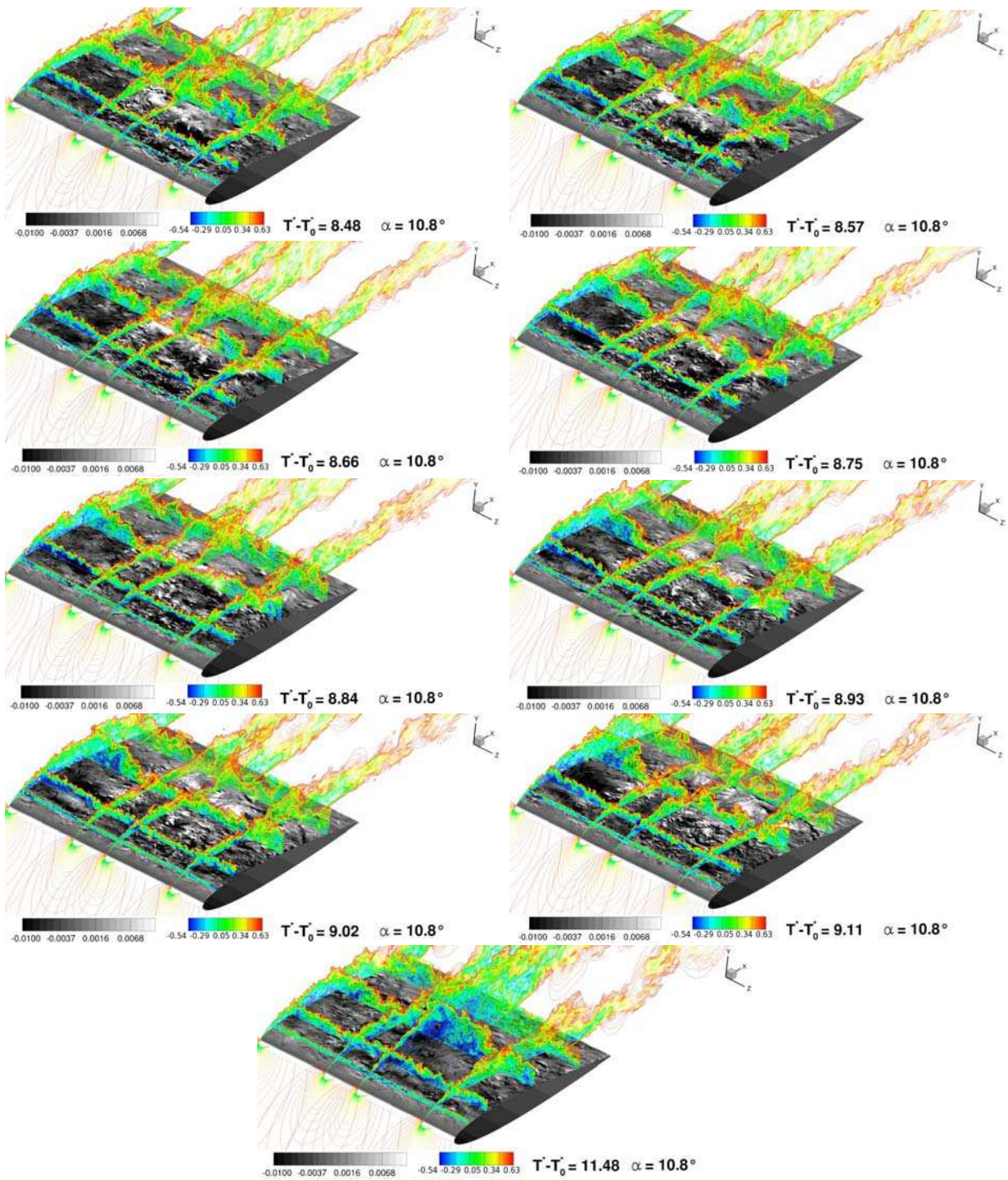


Figure IV.32 – Champs instantanés des composantes longitudinales de la vitesse u^* et du frottement C_{fx} pariétal au cours du décrochage ayant pour solution initiale $T_0^* = 30.28$.

4.4.1 Temps de relaxation de l'écoulement potentiel

La viscosité du fluide influence directement l'écoulement dans les zones de cisaillement, localisées principalement en proche paroi et dans le sillage à incidence sous-critique, et indirectement l'écoulement potentiel grâce à la pression. Ainsi quand on introduit une modification dans la zone visqueuse, un temps de relaxation est toujours nécessaire pour retrouver un équilibre entre la zone visqueuse et potentielle. On a pu observer dans la section précédente (voir Fig IV.31) que durant la phase linéaire de déstabilisation la vitesse dans la zone potentielle surplombant le BDL diminue régulièrement pendant plusieurs temps caractéristiques c/U_∞ , alors que la montée en incidence est terminée. Il convient donc d'avoir une idée des temps de relaxation nécessaires à l'établissement d'un régime permanent de l'écoulement potentiel après la mise en mouvement du profil.

Dans le passé les conséquences de la mise en mouvement d'un profil d'aile sur le milieu fluide qui l'entoure ont été étudiées de manière théorique. Un modèle a été proposé par Kármán-Sears [159] pour estimer dans le cadre d'écoulement visqueux les effets induits par le mouvement d'un profil sur la distribution de vorticité autour de celui-ci. Ce modèle s'appuie sur un couplage entre un champ issu de la théorie du potentiel linéarisé dans lequel on introduit une circulation non-nulle le long de la paroi mobile par l'intermédiaire de points sources de vorticité. Cette théorie de K  rman-Sears ne reste pertinente qu'en l'absence de forte non-linéarité liée, par exemple, à la transition vers la turbulence et de ce fait n'est valide que dans la description des écoulements laminaires. De plus pour que l'hypothèse d'écoulement potentiel reste valable il faut négliger les effets de diffusion visqueuse et donc la couche limite elle même. Ce faisant K  rman-Sears parviennent à mettre en évidence un retard à l'établissement de la circulation pour des mouvements arbitraires du profil. Ce phénomène a été confirmé par études expérimentales de mouvement de profils (McCroskey *et al.* [99], Ericsson & Reding [39]). L'étude [39] rapporte notamment deux effets majeurs induits par le déplacement de la paroi de l'aile dans l'écoulement. Il s'agit, d'une part, du "temps de latence" correspondant à l'advection d'un changement de gradient de pression du bord d'attaque jusqu'au point de séparation. Et d'autre part, de l'effet "de renforcement de la couche limite" (*boundary layer improvement effect*, en anglais) cr  e par les valeurs non-nulles de la vitesse à la paroi, qui induisent des profils moyens plus "remplis" résistants mieux à la séparation.

Afin d'estimer le temps de relaxation nécessaire à l'écoulement pour s'adapter au mouvement de la paroi, une solution simple est retenue : une série de calculs bidimensionnels basée sur

les équations d'Euler est réalisée avec une conditions aux limites de glissement à la paroi pour reproduire les différentes montées en incidence de $\Delta\alpha = 0.25^\circ$ pour les quatre vitesses de rotation. Malgré l'absence d'effets visqueux, ces calculs peuvent fournir une information exploitable concernant le temps minimum nécessaire à la relaxation. L'évolution temporelle de la valeur minimum du coefficient de pression, $C_{p_{min}}$, est représentée sur la Fig IV.33. Avec les équations d'Euler, la valeur minimale de C_p est directement liée à la valeur maximale de la vitesse à la paroi localisée au pic de suction de bord d'attaque. En première approximation, on peut supposer que le temps de relaxation observé sur le coefficient de pression forme un bon indicateur du temps de relaxation du champ potentiel dans un écoulement visqueux. Sur

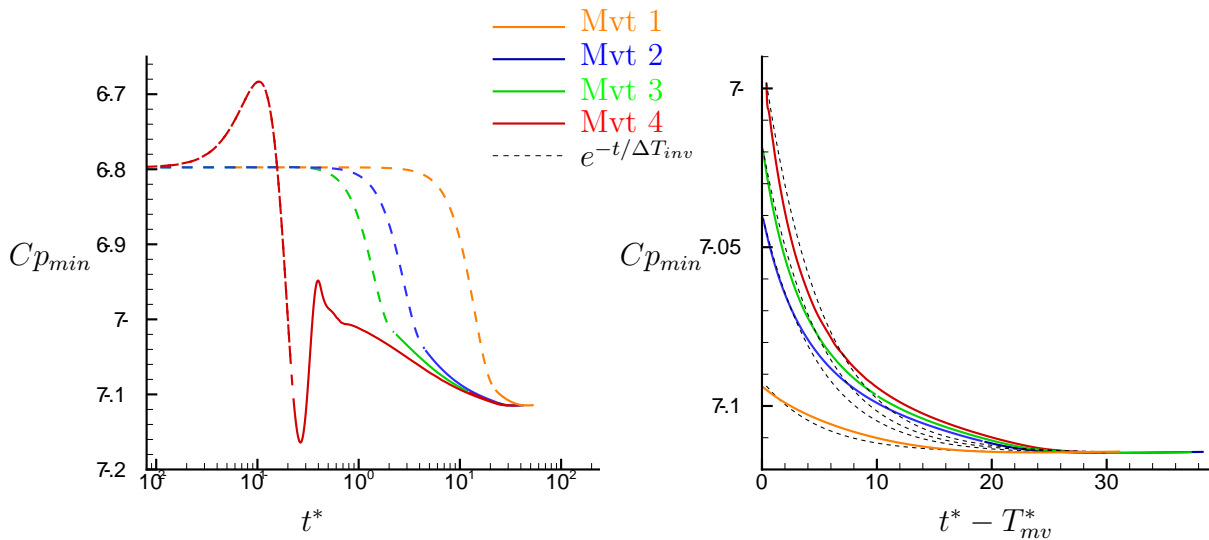


Figure IV.33 – Temps de relaxation du champ potentiel autour du profil dans le cas d'un écoulement non visqueux

la Fig IV.33, les traits pointillés correspondent à la période de mouvement et les traits pleins à la période de relaxation une fois la montée en incidence terminée. Sur la partie gauche de la figure, le caractère quasi-statique ou dynamique du mouvement est clairement identifiable :

- Pour les **Mouvement 1**, **Mouvement 2** et **Mouvement 3**, le coefficient de pression évolue de manière monotone et il ne cesse de décroître depuis la mise en mouvement ($C_{p_{min}} = -6.8$) jusqu'à l'obtention d'une solution stationnaire ($C_{p_{min}} = -7.1$).
- Pour le **Mouvement 4**, le coefficient de pression évolue significativement pendant le mouvement en fonction de la valeur de $\dot{\alpha}^*$. A la moitié du mouvement ($t^* = 0.11$), la vitesse de rotation est maximale (voir Eq.IV.1) et la valeur du coefficient de pression aussi ($C_{p_{min}} = -6.7$). Une fois le mouvement terminé, la relaxation ne s'effectue pas de manière monotone. En effet une onde de pression émise au bord de fuite remonte l'écoulement et

interagit avec les modifications liées à la vitesse de paroi dans la zone du pic de succion entre ($t^* = 0.15$) et ($t^* = 0.3$) approximativement.

Afin d'estimer un temps caractéristique des phases de relaxation, les valeur du $C_{p_{min}}$ sont comparées à une loi exponentielle basée sur un temps caractéristique $\Delta T_{inv}^* = 5$ sur la partie droite de la figure. Dans le cas du **Mouvement 4**, l'origine n'est pas prise rigoureusement à la fin du mouvement, mais après le passage de l'onde acoustique à $t^* = 0.4$. Comme on peut le constater, la loi en exponentielle prédit avec une précision satisfaisante l'évolution de la pression vers une valeur stationnaire. Aussi, on estime que le temps nécessaire à l'établissement de l'écoulement potentiel pour les mouvements considérés dans cette étude est de l'ordre de $\Delta T_{inv}^* = 5$.

4.4.2 Efforts aérodynamiques

La Fig. IV.34 montre l'influence de la vitesse de rotation de l'aile sur les efforts aérodynamiques globaux (portance $C_L(t)$, traînée $C_D(t)$, et moment de tangage $C_m(t)$) pour les mouvements 1 à 4 du Tab IV.1. La partie gauche montre l'ensemble des enregistrements instationnaires, tandis que la partie droite concerne la période de mise en mouvement. Pour cette dernière, le temps est normalisé par la durée du mouvement.

Pour le **Mouvement 4** (le plus rapide), on observe des pics d'efforts directement pilotés par le mouvement de l'aile sur la partie droite de la Fig IV.34. Cet effet, observable dans plusieurs études aussi bien expérimentales avec Garmann & Visbal [42], Ol *et al.* [113] que numériques Eldredge & Wang [37], peut être modélisé par la théorie du potentiel linéarisé à laquelle on adjoint communément la condition dite de Kutta. Bien que ces méthodes soient en général assez anciennes, elles permettent de rendre compte des effets non-circulatoires liés aux fortes accélérations du profil (voir Theodorsen [149]), mais ne fournissent aucune information sur le décrochage, qui est de nature visqueuse : sous ces effets, une accélération suffisamment brutale du profil d'aile augmente significativement la portance, tandis qu'un ralentissement la diminue.

À première vue, l'examen du signal complet des efforts en fonction de $t^* - T_0^*$ indique que l'apparition de l'éclatement dépend de la dynamique du profil au cours de son mouvement à travers l'incidence critique. Pour le **Mouvement 1** (le plus lent), le décrochage se produit durant la deuxième moitié de la phase de mouvement vers $t^* - T_0^* = 12$, tandis que pour le **Mouvement 4** ce phénomène se produit vers $t^* - T_0^* = 5$. Pour ce mouvement, il est intéressant de remarquer que les efforts sont très proches de ceux générés par les **Mouvement 2** et **Mouvement 3** jusqu'à $t^* - T_0^* \approx 4.5$. Il semble donc que la perturbation générée pendant le mouvement dynamique

n'influence pas significativement l'évolution du BDL pendant la phase de relaxation.

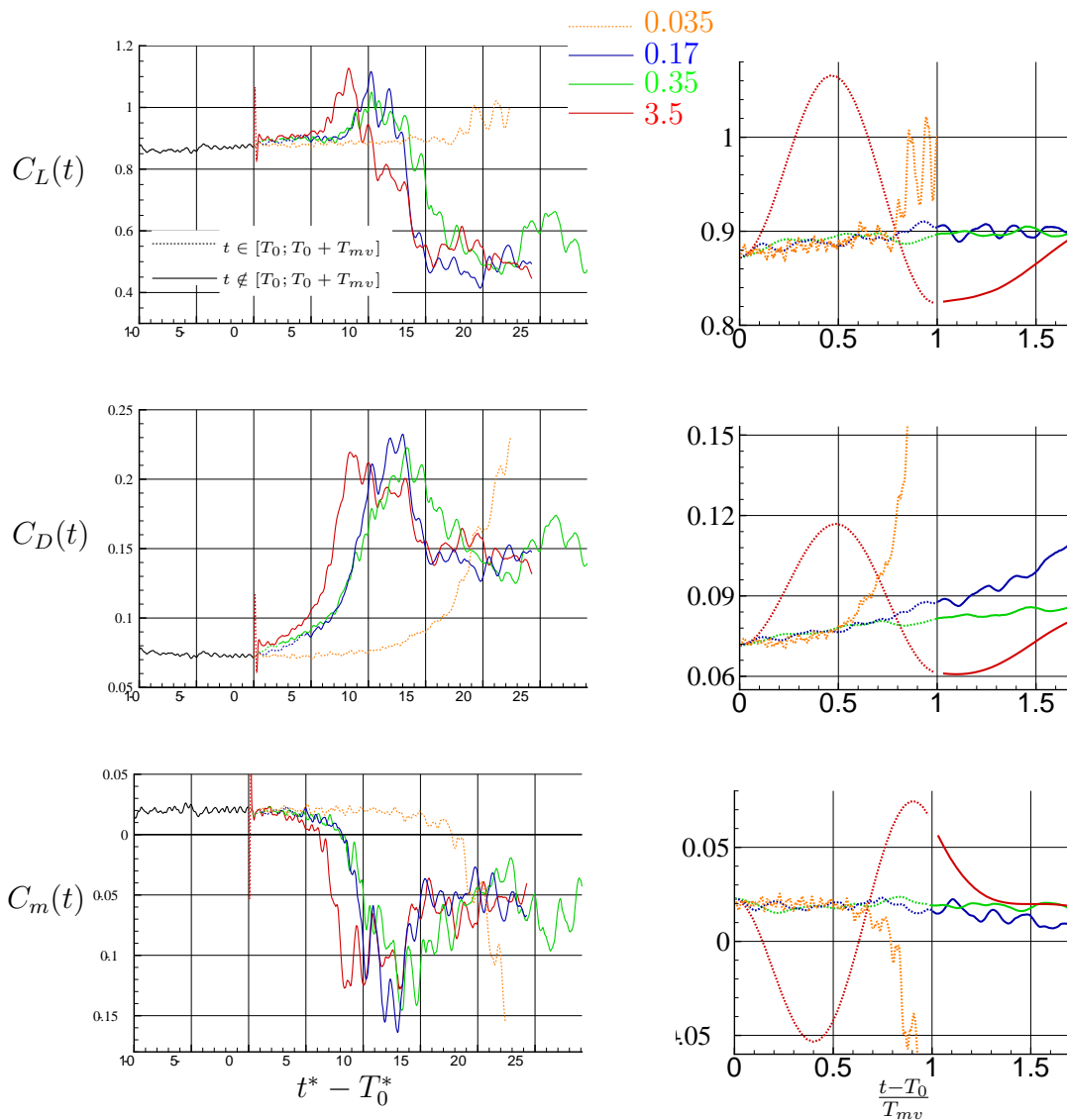


Figure IV.34 – Influence de α sur l'historique des efforts aérodynamiques : signal complet (gauche) et dans la phase de mise en mouvement de l'aile (droite).

D'après cette analyse initiale l'instant d'apparition de l'éclatement dépend donc de la dynamique du profil, mais cette conclusion rapide résulte d'un choix inadapté d'origine des temps, T_0^* . S'il est clair que l'incidence critique de décrochage statique est effectivement située dans l'intervalle $[10.55; 10.80]$, l'instant pour lequel l'angle d'incidence atteint cette valeur critique est fonction de la loi horaire du mouvement, ce qui est susceptible d'engendrer ce genre de dépendance. Une origine plus adaptée serait donc cet instant de passage de l'angle critique statique, et non l'instant du début du mouvement. L'angle critique peut être estimé avec plus de précision grâce aux résultats du [Mouvement 1](#) le plus lent, considérant que le mouvement de l'aile

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

n'a que peu d'influence sur les résultats de cet essai. Ainsi, on peut évaluer à l'augmentation linéaire de la traînée et la diminution du moment de tangage, que le processus de décrochage est initié autour de $t^* - T_0^* \in [11; 12]$. Cette plage horaire correspond à un déplacement du profil de 0.02° avec $\alpha(t^* - T_0^* = 11.5) = 10.68^\circ$, on estime donc l'angle critique à $\alpha_c = 10.68^\circ \pm 0.01^\circ$. Cette évaluation nous permet d'obtenir l'instant où le profil traverse l'angle critique de décrochage statique, noté T_{st} , pour tous les mouvements étudiés (voir tableau récapitulatif Tab. IV.1).

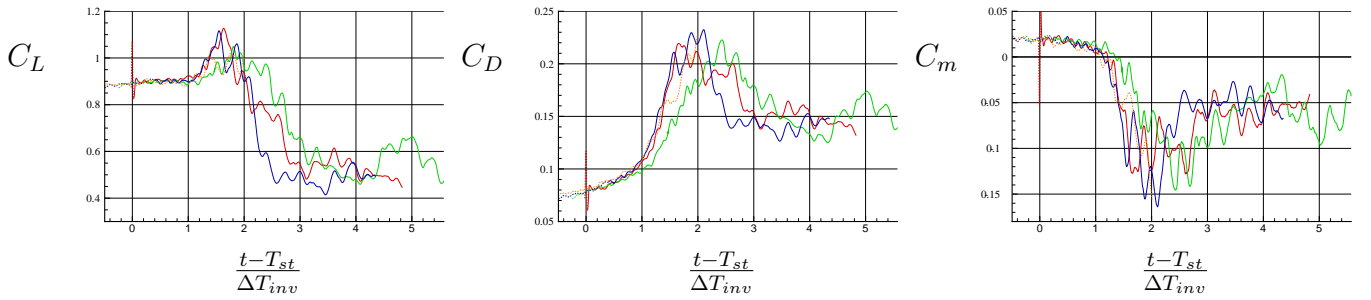


Figure IV.35 – Influence de $\dot{\alpha}$ sur l'historique des efforts aérodynamiques en prenant pour origine l'instant où le profil traverse l'angle critique de décrochage statique T_{st} .

Avec l'estimation du temps de relaxation ΔT_{inv} effectuée dans la section précédente, on construit une nouvelle échelle de temps : $\frac{t - T_{st}}{\Delta T_{inv}}$. Grâce à cette échelle de temps, les historiques des efforts aérodynamiques présentés sur la Fig. IV.35 sont très semblables pour les quatre réalisations, en dépit des fortes différences qui existent entre les mouvements (Tab. IV.1). On isole nettement la première phase de croissance linéaire de la traînée à portance constante et de croissance rapide des efforts qui lui succède. Le régime d'évolution linéaire se produit sur un temps identique à celui nécessaire à l'établissement de l'écoulement potentiel. Les observations effectuées dans cette phase sur le champ de vitesse longitudinale moyen pour le **Mouvement 3** (voir Fig IV.31), ont révélé que les changements majeurs s'opéraient alors dans le champ potentiel. Cet accord des temps caractéristiques renforce l'idée que l'origine de cette première partie d'évolution lente du BDL est imposée par le champ potentiel environnant. Les différences observées sur la suite de l'historique des efforts ressemblent à celles induites par les changements de condition initiale à mouvement constant (voir Fig. IV.29) et pourraient donc provenir des différences de condition d'écoulement à T_{st}^* . En conclusion il semble que ces transitoires de décrochage soient de type éclatement de BDL (échec du processus de recollement dans le BDL) pour les mouvements d'amplitude "infinitésimale", $\Delta\alpha = 0.25^\circ$, et cela indépendamment de la nature dynamique ou quasi-statique du déplacement.

4.4.3 Structures tourbillonnaires instantanées

L'analyse du [Mouvement 3](#) sur la Fig. [IV.32](#) a montré que le champ tourbillonnaire possède une forte structuration lors de la phase rapide de l'éclatement. L'objectif est donc de vérifier que cette caractéristique est bien présente pour les quatre mouvements réalisés. Les Figs. [IV.36-IV.37](#) représentent des isosurfaces du critère $Q^* = 500$, colorée par la composante longitudinale de la vitesse, pour différents instants clés choisis au cours du transitoire de chaque mouvement.

Phase de croissance linéaire du BDL

Sur la Fig. [IV.36](#) on s'intéresse à l'évolution de l'écoulement dans la phase de croissance linéaire pour le [Mouvement 3](#). En effet, cette phase étant peu sensible à la condition initiale et à la dynamique du profil, les structures tourbillonnaires obtenues dans ce régime transitoire possèdent les mêmes propriétés. On remarque alors que l'écoulement reste globalement proche de l'état permanent sous critique (partie [2](#)) et homogène dans la direction transverse. La sur-vitesse au bord d'attaque diminue progressivement (voir zoom partie laminaire du bulbe). Cet état reste valable jusqu'à la fin de la phase linéaire, voir instants $t^* - T_0^* = 5.8$ et 6.6 , où un début de modulation de la vitesse longitudinale, d'une longueur d'onde de l'ordre de $\Lambda_z/c \approx 0.5$ apparaît dans la zone laminaire du bulbe ainsi qu'après le recollement.

Phase de croissance rapide du BDL

Pour la phase de croissance rapide du BDL, la structure tourbillonnaire de chaque mouvement est représentée sur les Fig. [IV.37-IV.40](#). Six instants, séparés de $0.8 c/U_\infty$, sont sélectionnés pour décrire la phase d'éclatement du BDL en suivant la formation des grandes structures tourbillonnaires. Malgré la différence de mise en mouvement et l'influence de la condition initiale sur ce régime de croissance rapide du BDL (voir section [4.3.1](#)), on constate une grande similitude entre les champs 3D instationnaires générés lors des quatre mouvements. La modulation transverse, observée en fin de régime linéaire sur la Fig. [IV.36](#), reste visible dans la partie laminaire du bulbe avec la même longueur d'onde caractéristique. La structuration 3D de l'écoulement de BDL est très marquée dans la zone externe surplombant la région de recollement. On y voit des mouvements cohérents en forme d'arc, de taille caractéristique de l'ordre de la demi-corde suivant la direction \vec{z} . Ces mouvements d'ensemble transportent une classe de mouvements tridimensionnels à plus petites échelles. Sur ces séries de champs instantanés, il semblerait que l'oscillation du champ de vitesse dans la zone laminaire du bulbe précède la formation des grosses structures en forme d'arc au recollement. On a représenté par des flèches noires sur certains de ces champs instantanés les oscillations transverses dans la partie laminaire ainsi que

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

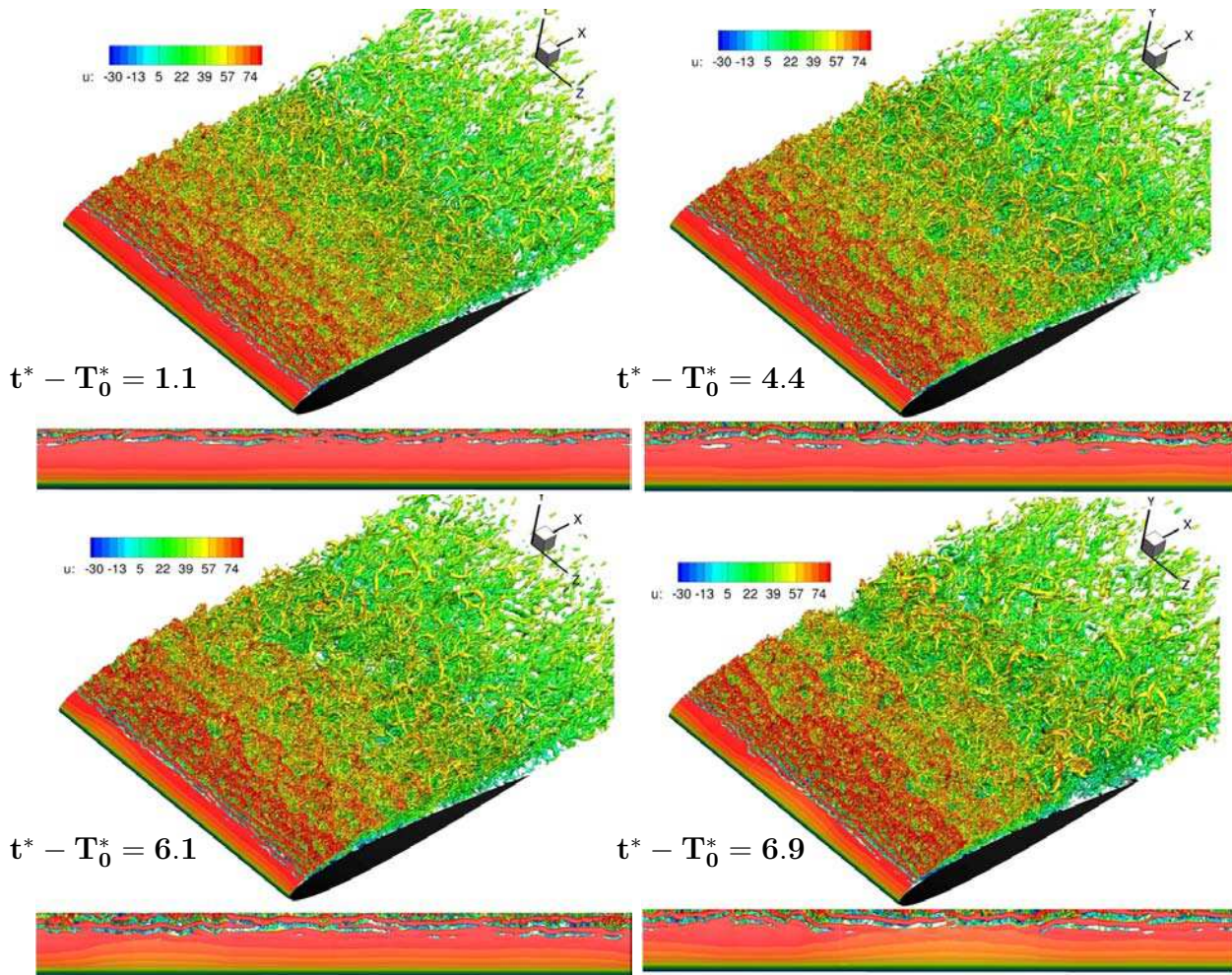


Figure IV.36 – Isosurface du critère $Q^* = 500$, colorée par la composante longitudinale de la vitesse pour 4 instants du régime **linéaire** du **Mouvement 3**.

les structures 3D “correspondantes” dans le champ turbulent à l’instant suivant, pour les plus visibles d’entre elles. Ce repérage est purement indicatif. Il est basé sur l’idée que l’intervalle de temps séparant deux vues instantanées étant de $0.8 c/U_\infty$, on doit être à même de repérer une structure advectée à une vitesse proche de U_∞ . Ces séquences sont observables pour les quatre mouvements étudiés et semblent être caractéristique de l’écoulement 3D dans la phase d’éclatement. Ces évènements pourraient être expliqués par un mécanisme de type étirement/éjection, typique des écoulements cisailés libres, initié à partir de l’ondulation transverse dans la partie laminaire du bulbe. Ces mécanismes peuvent en effet donner naissance aux grosses structures en arcs. D’autant plus que le basculement est accru par la présence du gradient de pression adverse en témoigne l’augmentation de l’angle d’inclinaison des tourbillons en épingle à che-

veux dans les couches limites sur plaque plane avec fort GPA [74]. Cependant ces conjectures nécessiteraient pour être validées une étude plus approfondie de ce processus de formation.

La forte tridimensionnalité de l'écoulement au moment du décrochage par éclatement du BDL de bord d'attaque est importante à plus d'un titre :

- elle permet de montrer que la dynamique du mouvement imprimé au profil reste modérée dans la mesure où la sollicitation 2D qui en résulte n'impose pas sa dynamique bidimensionnelle. Les données instantanées ont révélé que ces mouvements 3D semblent naître de l'apparition d'une ondulation transverse dans la partie laminaire de BDL, en amont de la transition rapide vers la turbulence fine. On peut émettre l'hypothèse qu'à ces incidences proches du décrochage et pour ce nombre de Reynolds modéré, des mécanismes globaux d'instabilités sont susceptibles d'apparaître dans le BDL entraînant la formation d'un mouvement d'agitation 3D important qui pilote le transitoire de décrochage. Les mouvements 3D à grandes échelles qui en résultent sont importants à prendre en considération dès lors que l'on s'intéresse à la dynamique du décrochage statique de profil d'aile à nombres de Reynolds modérés, notamment pour les problématiques de contrôle.
- il apparaît fondamental de choisir de façon appropriée l'envergure du domaine de calcul. Ainsi, même avec un envergure importante (1 longueur de corde ici) les mouvements d'ensemble qui s'effectuent sur des distances d'une demi-corde dans la direction transverse sont susceptibles d'être artificiellement contraints. La situation est plus critique encore en ce qui concerne les résultats de simulations numériques instationnaires de décrochage avec des domaines de calculs inférieur à la demi-corde qui représentent encore à l'heure actuelle la grande majorité des simulations instationnaires LES ou DNS que l'on peut trouver dans la littérature.

4.4.4 Éléments sur la stabilité du BDL *court*

Coefficient de pression pariétal

L'évolution du coefficient C_p est tracée pour 8 instants équirépartis dans la période de déplacement de l'aile sur la Fig. IV.41 pour l'ensemble intrados-extrados et dans la zone précise du BDL.

Le **mouvement 1** (le plus lent du Tab. IV.1), doit reproduire une succession d'états d'équilibre statique proche des conditions expérimentales de décrochage statique. Le coefficient de pression

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

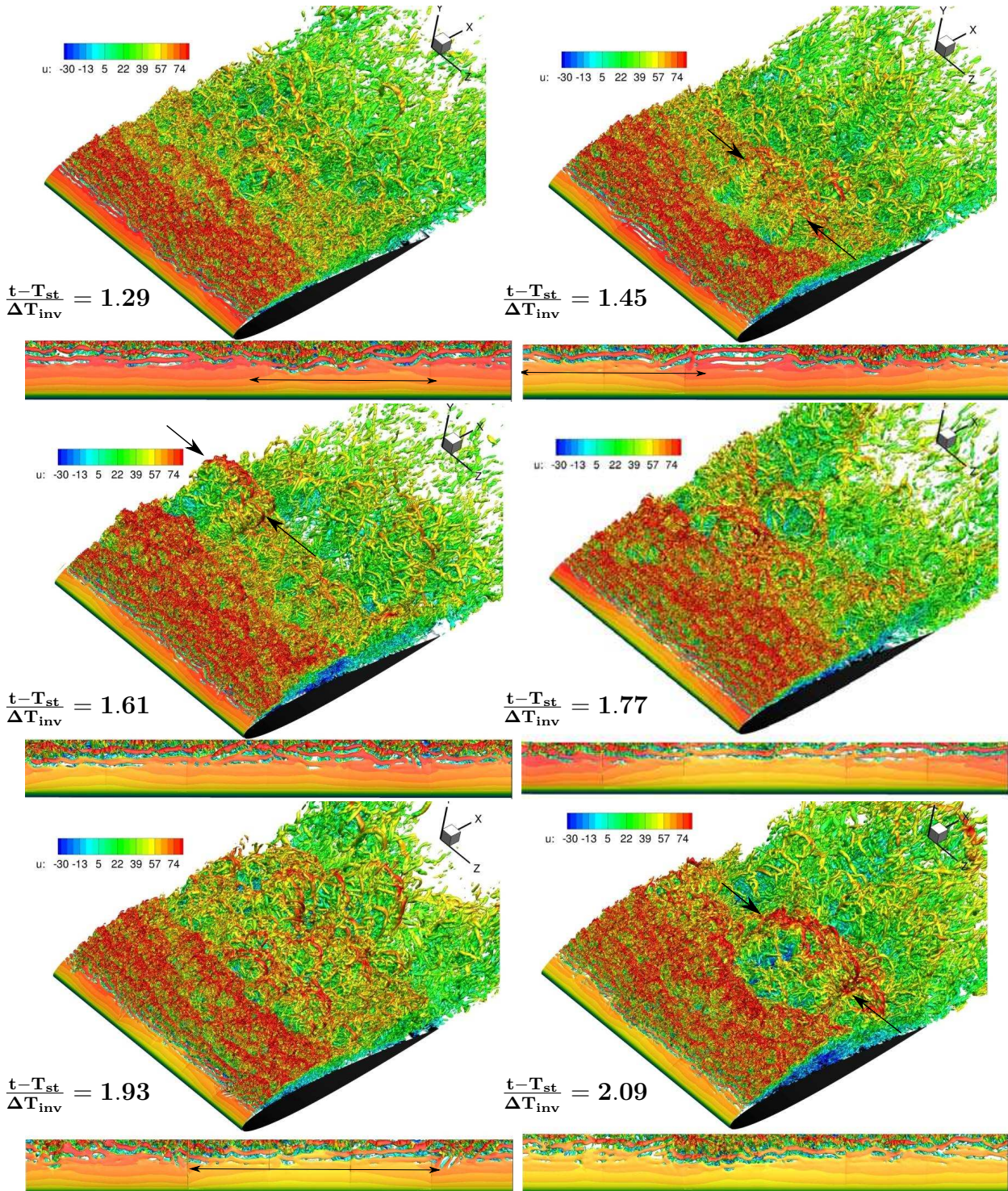


Figure IV.37 – Isosurface du critère $Q^* = 500$, coloré par la vitesse longitudinale, régime d'éclatement du BDL. **Mouvement 3**

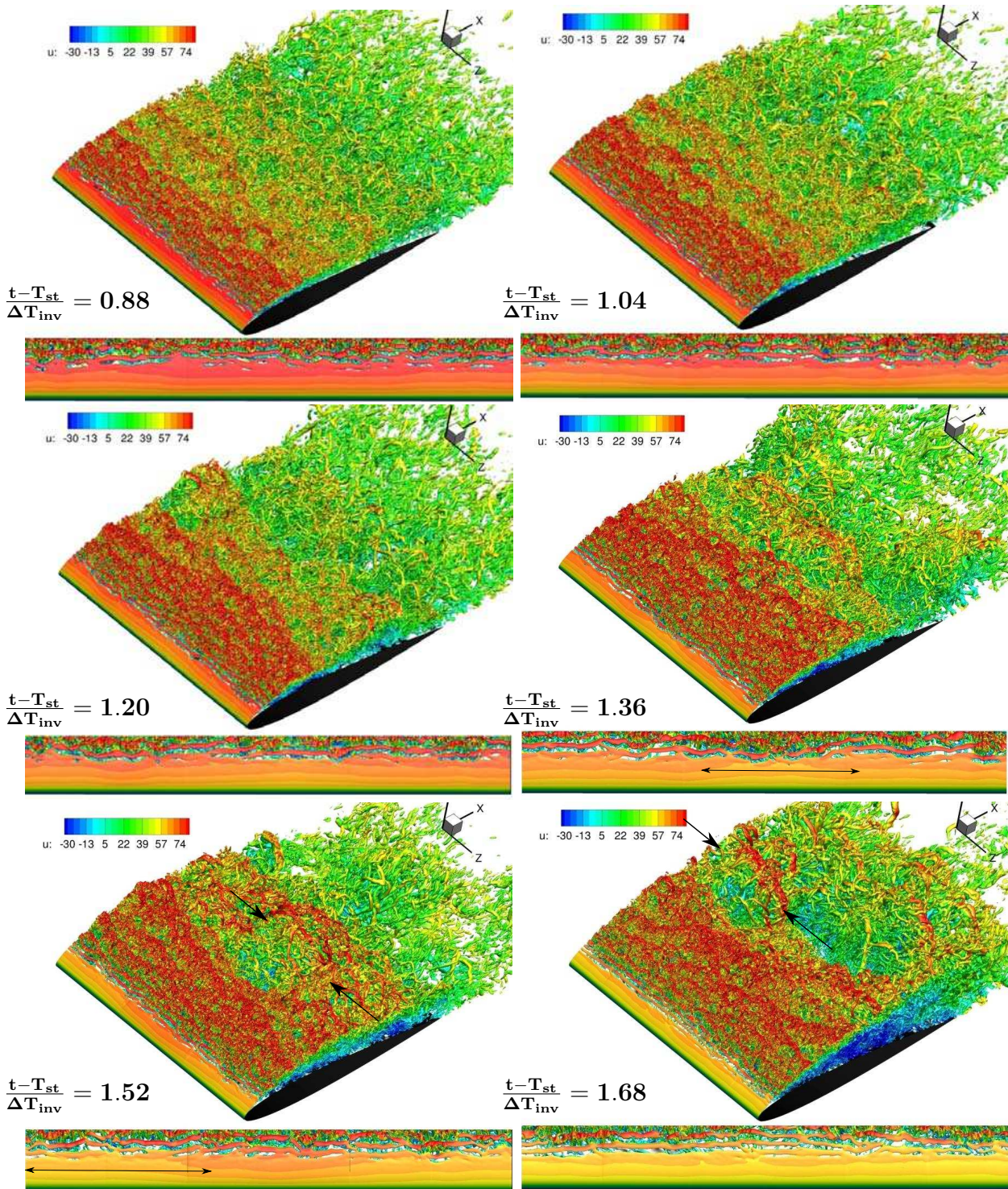


Figure IV.38 – Isosurface du critère $Q^* = 500$, coloré par la vitesse longitudinale, régime d'éclatement du BDL. Mouvement 2

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

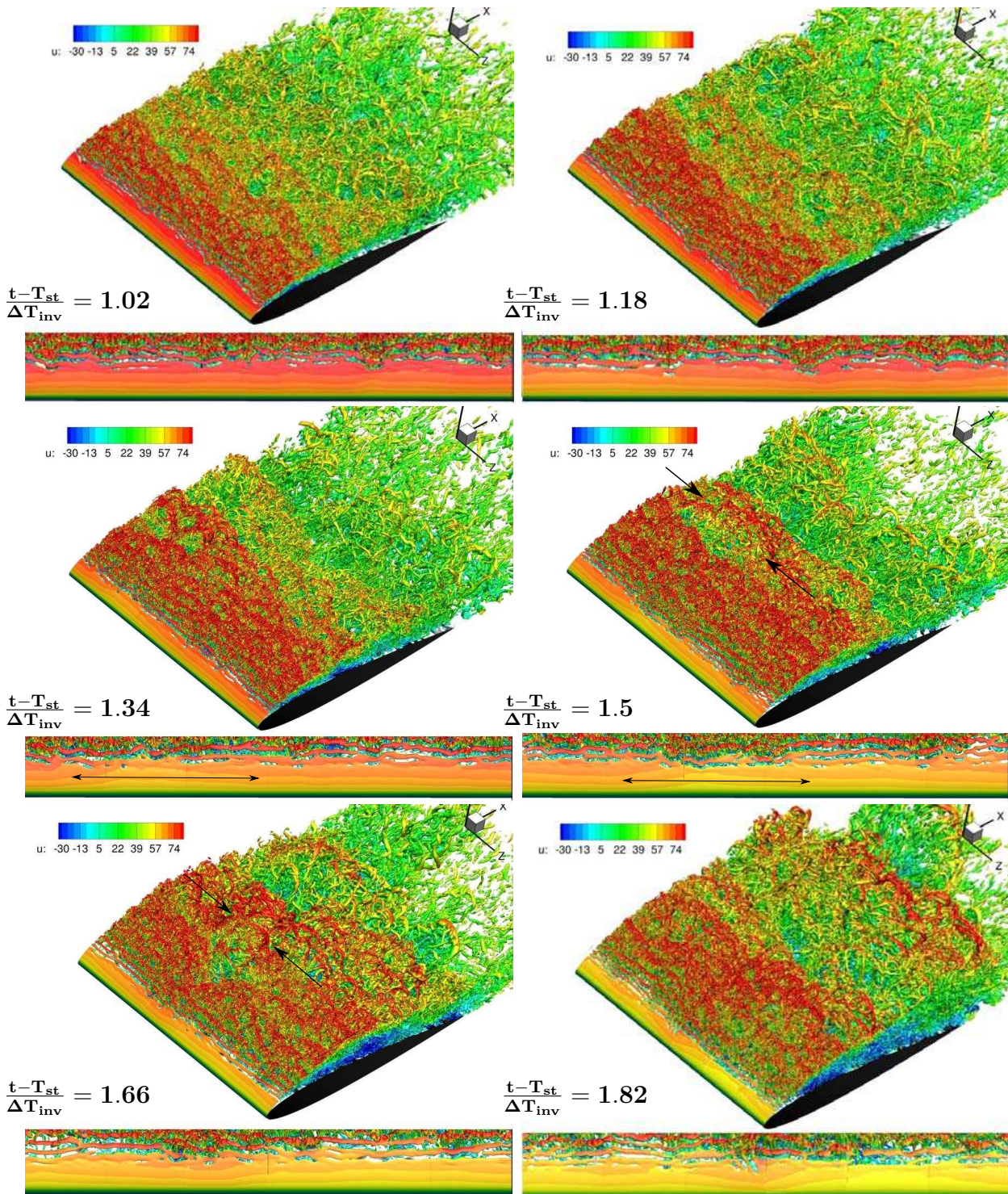


Figure IV.39 – Isosurface du critère $Q^* = 500$, coloré par la vitesse longitudinale, régime d'éclatement du BDL. **Mouvement 4**

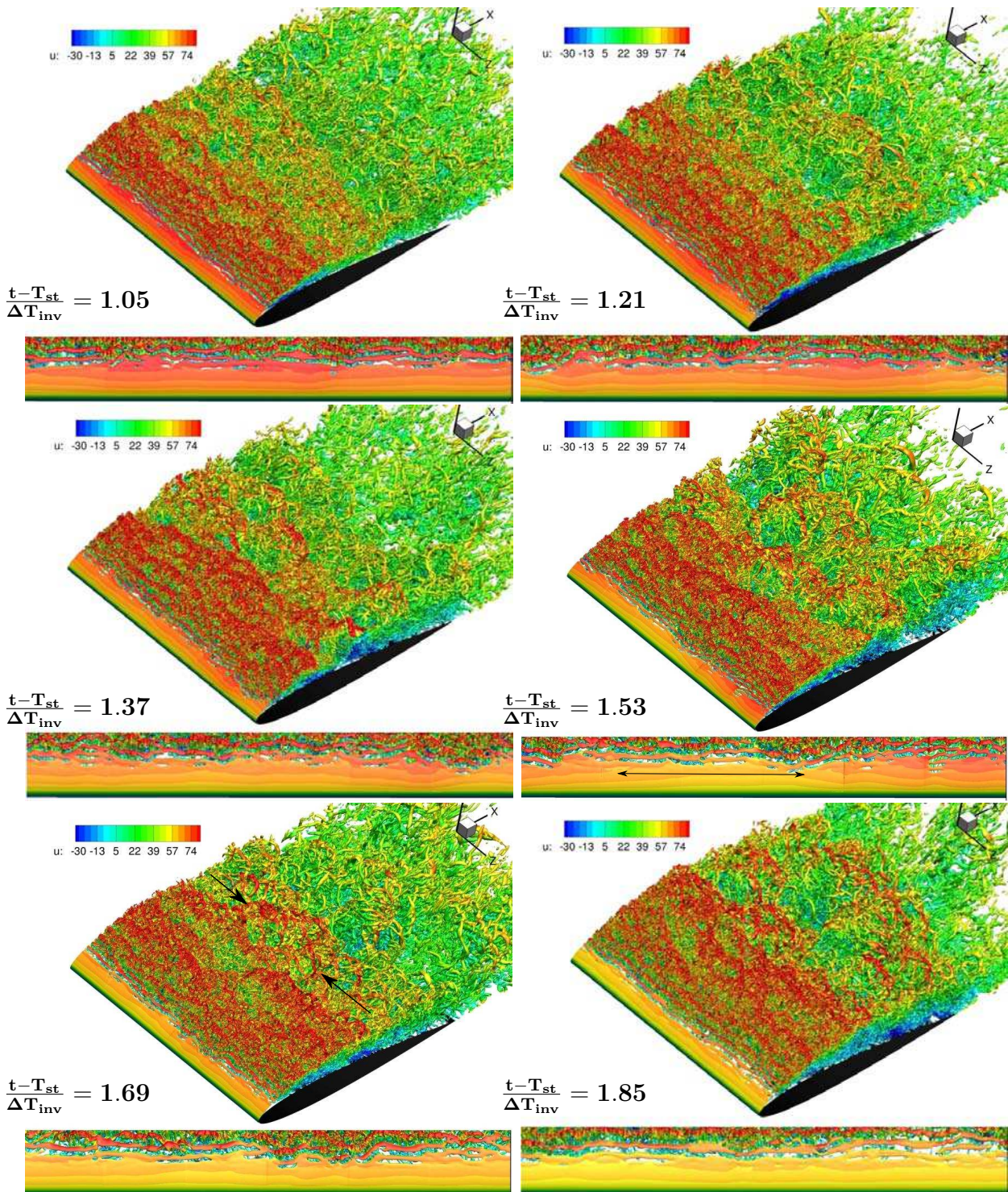


Figure IV.40 – Isosurface du critère $Q^* = 500$, coloré par la vitesse longitudinale, régime d'éclatement du BDL. *Mouvement 1*

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

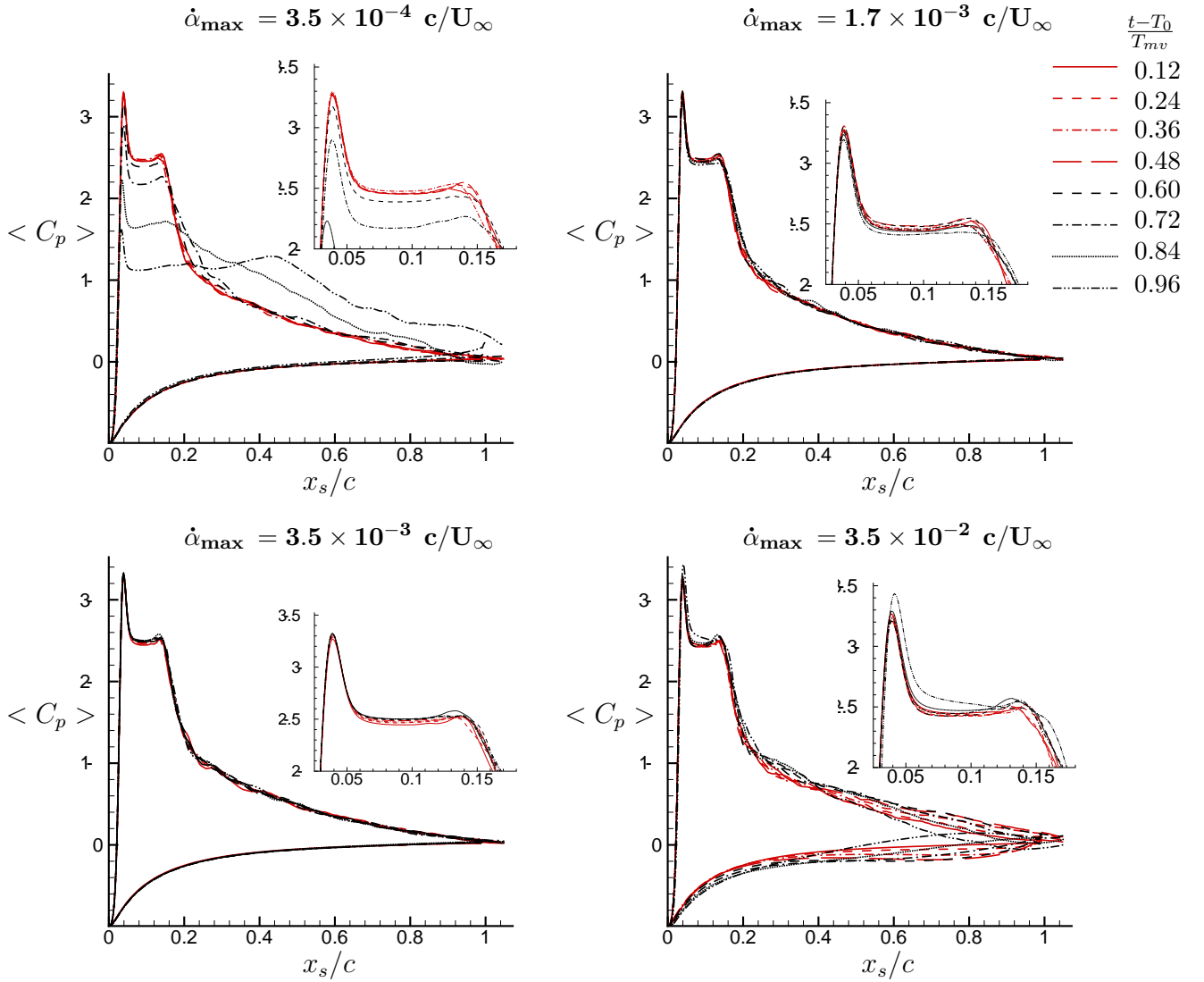


Figure IV.41 – Influence de la vitesse de rotation sur le coefficient de pression au cours de la phase du mouvement.

demeure inchangé jusqu'à la moitié du mouvement (courbes rouges) : le filtrage insuffisant des structures turbulentes par l'Eq.IV.2 est sûrement à l'origine des petites différences observables dans la zone du BDL. Une fois 60% du mouvement effectué, on constate une baisse très légère du plateau de pression, mais suffisante pour être attribuée à un processus de déstabilisation (et non à une structure turbulente mal filtrée). Par la suite, ce processus ne fait que s'accélérer jusqu'à la fin du mouvement où le BDL finit son éclatement.

Pour le **mouvement 4** (le plus rapide), le coefficient de pression subit des modifications en deux phases. Dans un premier temps ($\frac{t-T_0}{T_{mv}} \leq 0.6$), les évolutions de la pression ont lieu principalement

au bord de fuite (où la vitesse de rotation induite par la rotation est plus forte) et cette perturbation remonte jusqu'à la mi-corde. Dans un second temps, cette perturbation continue de déformer le champ de pression en aval de $x/c = 0.5$ et l'équilibre est loin d'être atteint à la fin du mouvement, comme l'indique les valeurs identiques, malgré l'incidence, du C_p à l'intrados et l'extrados pour $x/c = 0.7$. Dans la zone du BDL, le coefficient de pression évolue uniquement vers la fin du mouvement ($\frac{t-T_0}{T_{mv}} > 0.72$), où la vitesse induite par la rotation du profil finit par créer une légère augmentation de la dépression.

Pour les [mouvement 2](#) et [mouvement 3](#), qui ont volontairement été choisis dans la partie supérieure de la gamme de mouvements quasi-statiques définie par Sharma & Poddar [136], la phase de déplacement de la paroi n'introduit pas de modification significative sur le coefficient de pression. On rappelle que ces mouvements ont une vitesse de rotation d'environ un ordre de grandeur supérieur à celle du [mouvement 1](#) et inférieur dans la même proportion à celle du [mouvement 4](#). On retrouve le plateau de pression caractéristique de la présence du BDL ($0.5 < x_s/c < 0.2$) et le gradient de pression est très peu modifié par le mouvement. En fin de mouvement, on retrouve les tendances observées précédemment sur les [mouvement 1](#) et [mouvement 4](#) : Pour le [mouvement 2](#) moins rapide que le [mouvement 3](#), on peut distinguer les prémices de la baisse du plateau de pression, tandis que pour le [mouvement 3](#) la dépression augmente très légèrement.

La Fig. IV.42 présente l'évolution du coefficient de pression pour 8 "instants" équirépartis dans la période de déstabilisation du BDL. L'échelle de temps retenue a pour origine l'instant T_{st} où l'angle critique statique est atteint. Cette échelle est normalisée par le temps de relaxation, ΔT_{inv} , déterminé à partir de la Fig. IV.33. Les trois premiers temps, situés dans la phase de croissance linéaire ($0 < \frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} < 1$), sont repérés en rouge. Avec cette échelle de temps, l'évolution du C_p est identique pour les 4 mouvements. La répartition de pression pariétale y est très voisine de celle observée à incidence fixe sous-critique (Fig. IV.11). L'étendue du plateau caractéristique de la zone d'écoulement stagnant dans la partie laminaire du BDL croît marginalement pendant que le gradient de pression au point de recollement diminue très légèrement. Le BDL y est en croissance lente. Finalement dans cette première phase le seul changement notable est la baisse continue du pic de succion et plus généralement du coefficient de pression dans la région de bord d'attaque (on trouve une augmentation de 12%, en corrélation avec l'évolution de la vitesse dans le champ potentiel), sans changement majeur partout ailleurs. En recoupant cette information avec la baisse de la composante longitudinale de la vitesse dans le champ potentiel sur la Fig. IV.31, on peut conclure que, dans cette première phase du

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

régime transitoire, le seul changement provient de la baisse de la survitesse dans le champ potentiel, mécanisme de nature principalement non-visqueuse. À l'inverse, l'évolution sur les 4 temps d'advection suivants ($1.4 < \frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} < 2.6$) est beaucoup plus rapide, le plateau s'étend sur tout l'extrados à $\frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} = 3$ entraînant une forte chute de la portance dans cette phase du transitoire. Le signal de pression conserve, durant tout l'historique, une forme typique de celles des écoulements de bulbe de décollement laminaire (avec le pic de succion en amont du point de séparation suivi du plateau de pression constante et de la forte augmentation dans la zone de GPA au point de recollement).

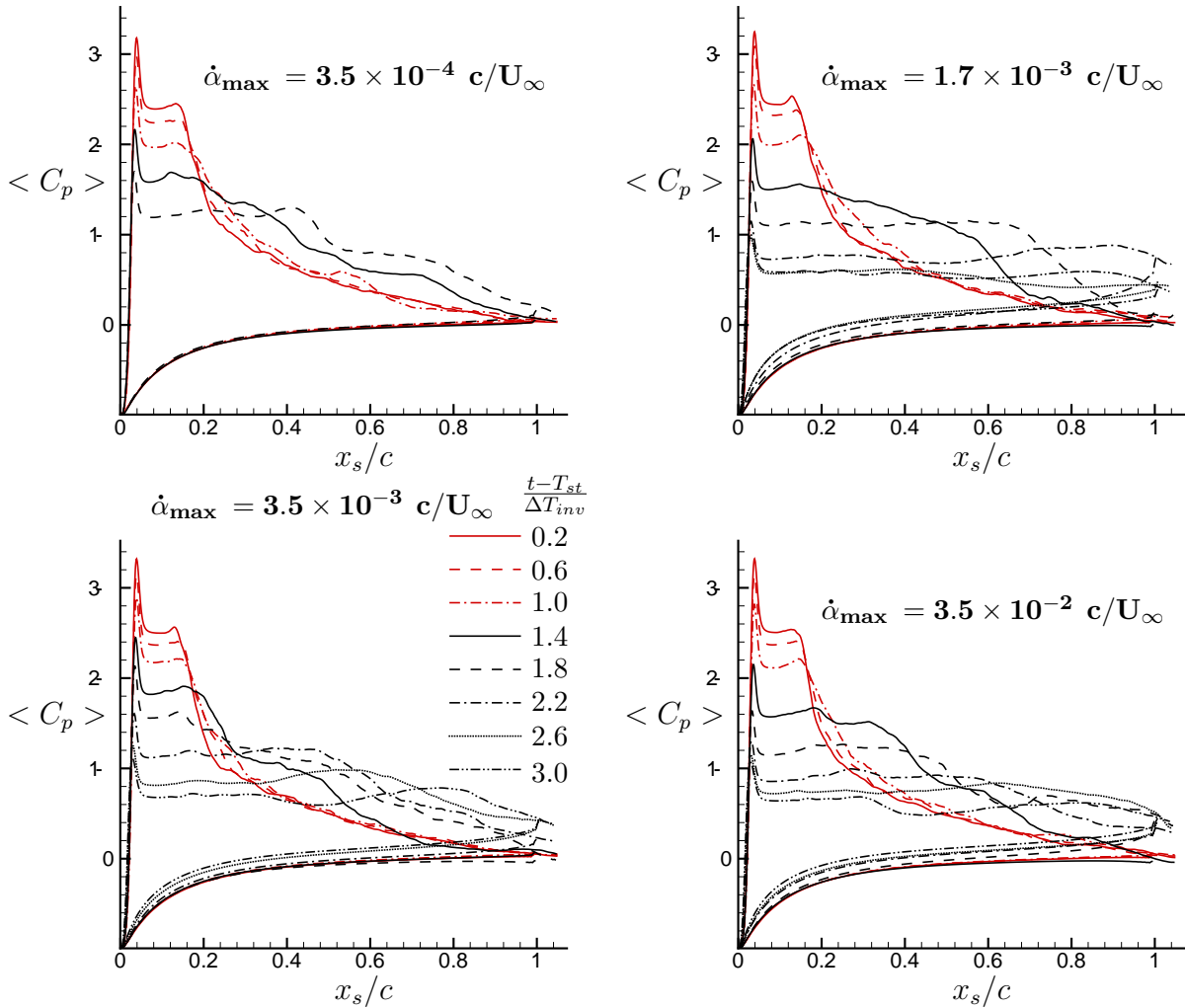


Figure IV.42 – Evolution du coefficient de pression au cours du décrochage

Épaisseur de déplacement et énergie cinétique turbulente

L'analyse des données pariétales a permis d'évaluer l'évolution spatio-temporelle du BDL dans la direction longitudinale \vec{x} lors du décrochage pour les 4 mouvements. On cherche maintenant à déterminer si le BDL évolue significativement dans la direction normale à la paroi dans la phase de mouvement et les premiers instants qui la suivent. En effet, de nombreux auteurs ont mis en évidence, pour des BDLs sur plaques planes, un lien direct entre la forme du BDL dans le champ moyen et ses propriétés de stabilité (par exemple Rist, Maucher & Wagner [130], Marxen & Rist [90]). L'argumentation est alors basée sur des raisonnements de stabilité linéaire (locale ou non) appliqués au champ moyen de BDLs stables (*courts* ou *longs*) et la distance séparant la couche de mélange dans le BDL de la paroi semble être un paramètre important pour la déstabilisation du BDL. Ainsi, celui-ci s'avère d'autant plus sensible à des niveaux faibles de perturbations, via une instabilité non-visqueuse de type KH, que la couche de mélange en frontière extérieure de bulbe est éloignée de la paroi. Cette instabilité primaire intervient alors plus en amont dans le BDL, ce qui a pour conséquence de faire également remonter le point de transition. Le recollement doit donc survenir lui aussi plus en amont et le BDL rétrécir. Les BDLs apparaissent donc très sensibles à des modifications de géométrie impliquant une augmentation d'épaisseur.

Ces résultats issus de la bibliographie suggèrent donc de se pencher sur l'évolution de la zone de transition au cours du processus de déstabilisation. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser les deux grandeurs suivantes :

- L'épaisseur de déplacement δ_1 , car il a déjà été mis en évidence sur la Fig. IV.13 que cette distance est représentative de l'étendue du BDL dans la direction normale à la paroi.
- L'énergie cinétique moyenne du mouvement fluctuant afin de déterminer la position longitudinale de la transition. Dans le contexte des écoulements de BDLs, cette position peut être localisée en suivant l'évolution dans la direction longitudinale du niveau maximum (dans la direction normale à la paroi) de l'énergie cinétique fluctuante dans la couche limite. En effet, la saturation du processus d'amplification des perturbations amonts (qu'elles soient fixées explicitement [90] ou non [141]) conduit à un maximum de ce niveau d'énergie à la position longitudinale correspondant à la transition laminaire/turbulent. On définit donc le point de transition par cette position repérée le long de l'extrados à chaque instant.

La Fig. IV.43, grâce à des diagrammes espace/temps, permet de suivre pour les 4 mouvements les évolutions de l'épaisseur de déplacement (à gauche) et du maximum de l'énergie cinétique turbulente (à droite). Sur ces figures, ces grandeurs sont représentées par les contours colorés, tandis que les lignes de décollements sont illustrées simultanément en couleur noire. L'instant correspondant au franchissement de l'angle critique, $\alpha_c = 10.68^\circ$, est repéré par la barre horizontale rouge. Pour ces diagrammes espace/temps, deux échelles de temps sont représentées : sur l'axe de gauche, l'échelle de temps a pour origine le début du mouvement, T_0 , tandis que sur celle de droite, c'est l'instant où l'incidence atteint l'angle critique qui sert d'origine. La zone d'intérêt est la région au sein du BDL qui s'étend au début du mouvement, entre la première ligne noire d'annulation du frottement aux point de séparation, en $x_s/c = 0.05$, et la dernière ligne aux points de recollement, en $x_s/c = 0.2$ et qui progresse le long de l'extrados au cours du décrochage. On peut isoler trois régimes au cours de l'établissement de l'état permanent décroché :

- $\frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} < 1$, régime linéaire : l'épaisseur de déplacement évolue peu dans le BDL (dans la partie turbulente, pour $x_s/c \in [0.10; 0.20]$, $\delta_1^* \in [0.01; 0.03]$). Au cours de cette phase le BDL ne se déforme quasiment pas dans la direction normale à la paroi (voir également Fig. IV.31). L'instant T_{st}^* marque bien le début de la phase de croissance linéaire lente du BDL, indépendamment du mouvement. Pour **mouvement 4** le plus rapide, l'évolution du BDL pendant la période de mouvement est représentée sur la Fig. IV.44, car les échelles de temps représentées sur la Fig. IV.43 sont trop grandes pour que l'on puisse distinguer cette phase de mouvement. Malgré la rapidité du mouvement, la forme du BDL et le processus de transition sont peu affectés durant cette période initiale. Pour toutes les vitesses de rotation étudiées, cette phase d'évolution lente du point de recollement vers le bord de fuite se produit sur une durée correspondant à environ ΔT_{inv} . Même s'ils sont plus difficile à observer sur les trois mouvements les plus rapides (2,...,4), les phénomènes observés sur le **mouvement 1** le plus lent (figures du haut) semblent être toujours valables. Le **mouvement 1**, pour lequel le décrochage intervient longtemps après le début de la mise en mouvement, permet d'isoler la phase de BDLs *courts*, stable au bord d'attaque de celle correspondante à sa déstabilisation vers l'écoulement décroché. On remarque alors qu'à partir de $t^* = T_{st}^*$, la progression lente de la zone de recirculation vers le bord de fuite s'accompagne d'une augmentation de l'épaisseur de déplacement de la couche limite attachée juste en aval du point de recollement, alors qu'elle était restée constante jusque-là. Cet élément montre que le passage de l'angle critique a des conséquences non seulement sur le BDL au bord d'attaque mais aussi sur l'état de la couche limite en aval. La lente

augmentation de δ_1 peut éventuellement se mettre en relation avec les observations effectuées dans cette phase du décrochage sur les structures 3D instationnaires. On a pu voir sur le champ de vitesse instantané (Fig. IV.36) que des oscillations transverses de la composante longitudinale de la vitesse commencent à apparaître dans cette phase dans la partie laminaire du BDL. Ces ondulations semblent être responsables de la forte tridimensionnalité du processus d'éclatement et si on se fie aux visualisations 3D du critère Q dans ce régime d'écoulement on peut voir un début de mouvements 3D à grandes échelles dans la partie attachée de la couche limite. Durant cette phase on constate aussi une légère augmentation de la recirculation secondaire présente dans le BDL (délimitée par la 2ème et 3ème ligne noire en partant du bord d'attaque). Il est intéressant de remarquer que le point de transition, repéré grâce à l'énergie cinétique turbulente représentée sur la partie droite de la Fig. IV.43, n'évolue pas pendant cette phase : le maximum est atteint pour $x_s/c = 0.15$ et la valeur maximale de $\langle k \rangle$ à cette abscisse reste globalement égale à $0.2 U_e^2$ pour les quatre mouvements considérés.

- Entre $1 < \frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} < 3$, la couche de mélange située dans la dernière partie du BDL s'éloigne significativement de la paroi ($0.05 < \delta_1^* < 0.1$). Cette évolution est très rapide par rapport à la phase précédente : en 3 temps d'advection δ_1^* est multipliée par deux en $x_s/c = 0.2$. Comme la couche de mélange dans le BDL est d'autant plus instable qu'elle est éloignée de la paroi, le point de transition se déplace sensiblement vers l'amont. Dans un premier temps, le niveau d'agitation turbulente dans la zone de transition diminue sensiblement. Ceci est particulièrement visible pour les mouvements 1,2 et 4, où la valeur moyenne de $\langle k \rangle$ au début de cette phase rapide se situe approximativement vers $0.16 U_e^2$. Comme la vitesse externe a déjà commencé sa décroissance, cette diminution de l'agitation est de fait encore plus significative. La zone de transition subit encore une modification importante dans les instants qui suivent l'arrivée du point de recollement dans la zone de bord de fuite. Pour les 4 mouvements considérés, l'agitation turbulente prend des valeurs non négligeables dès le point de séparation "laminaire" ($\langle k \rangle \approx 0.08$) pour $\frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} = 2$ et l'agitation redevient maximale ($\langle k \rangle \approx 0.20$) vers $x_s/c = 0.15$ (voir aussi Fig. IV.31 $t^* - T_0^* = 10.2$). Cette courte période de forte agitation s'accompagne d'un accroissement temporaire de δ_1 .
- Pour $\frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} > 3$, l'écoulement se stabilise progressivement vers un état permanent décollé. La couche de mélange se rapproche légèrement de la paroi et le point de transition se décale lentement vers l'aval pour se stabiliser vers $x_s/c \approx 0.18$. La séparation secondaire du BDL

initial est toujours présente : elle se situe juste en amont du point de transition et sa taille est beaucoup plus importante que celle du BDL stable initiale, puisqu'elle occupe environ 5% de la corde. Les forts niveaux d'agitation turbulente observés dans la phase rapide de l'éclatement ont disparus et ils ne sont donc pas propres à l'écoulement permanent décollé (voir également la Fig. IV.31 pour $t^* - T_0^* = 14.2$ et $t^* - T_0^* = 16.2$). Une analyse plus détaillée du maximum de l'énergie cinétique turbulente montre que ce paramètre est dominé par les composantes longitudinale et normale à la paroi. En aval de $x_s/c = 0.3$, on observe sur les diagrammes espace/temps de $\langle k \rangle$ des stries obliques, espacées par des intervalles de temps de ordre de c/U_∞ , qui sont à mettre en relation avec l'apparition de mouvements cohérents très bidimensionnels dans la couche de mélange advectés le long de l'extrados.

Une autre question importante relative à la transition dans les BDLs concerne la présence d'une éventuelle zone d'instabilité absolue induite par le courant de recirculation. Cette question a fait l'objet de plusieurs études, principalement numériques ([1] [61] [89]). Alam & Sandham [1] sont parvenus à la conclusion qu'un niveau de courant de retour supérieur à 15% de la vitesse externe locale est nécessaire pour qu'une instabilité absolue apparaisse dans le BDL. La Fig. IV.45 représente l'évolution de l'amplitude du courant retour adimensionnée par la vitesse externe locale à la couche limite en fonction du temps, de la position sur le profil et des quatre mouvements considérés. Une région avec $U_{min} < -0.2U_e$ est présente dans la partie arrière (turbulente) du BDL durant tout le processus de décrochage. Ces résultats suggèrent l'existence d'une zone d'instabilité absolue dans le BDL. Cependant, le critère d'Alam & Sandham est vérifié avant, pendant et après l'apparition du décrochage. En conséquence on peut supposer que le déclenchement du processus d'éclatement n'intervient pas suite à un changement brutal de la nature de l'instabilité de convective à absolue (selon ce critère). Ce résultat est en accord avec les résultats de Marxen & Henningson [89], reproduisant l'éclatement de BDLs sur plaque plane. Ainsi, ils suggèrent que plutôt que la nature convective/absolue de l'instabilité dans le BDL, la forme et la distance à la paroi des structures transitionnelles jouent un rôle prépondérant dans le processus de recollement.

Finalement, la phénoménologie du décrochage à $\Delta\alpha = 0.25^\circ$ semble indépendante de la vitesse imprimée au profil d'aile au cours de son braquage à travers l'angle critique α_c . Elle correspond à l'éclatement du BDL au bord d'attaque (cf. partie 4.3). Les seules différences notables sont concentrées dans la phase rapide de l'éclatement du BDL, sensible à la condition initiale au passage de l'angle critique. L'échec du processus de recollement ne coïncide pas avec

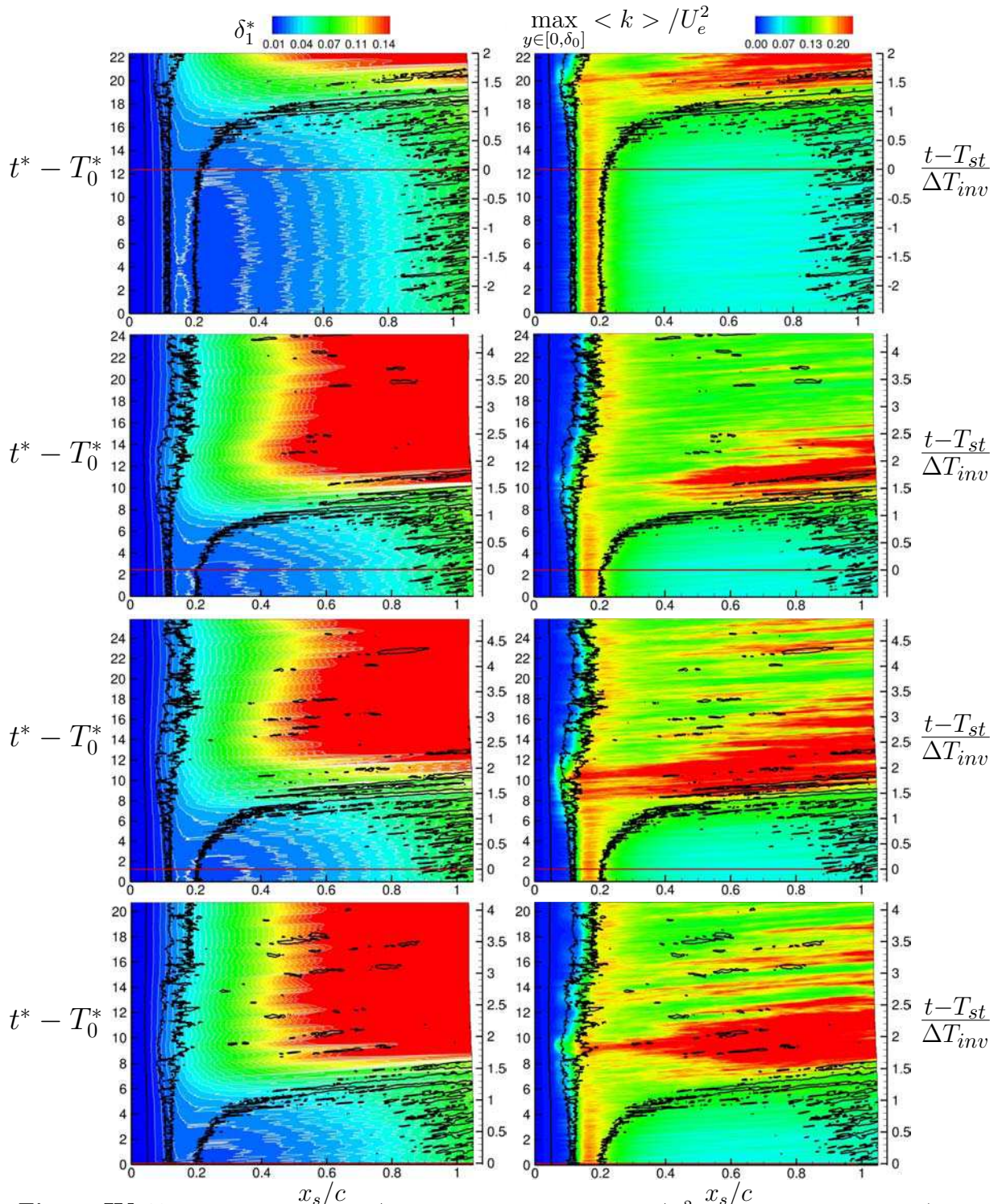


Figure IV.43 – Diagramme espace/temps de δ_1^* et $\max_{y \in [0, \delta_0]} \langle k \rangle / U_e^2$, pour les quatres essais (de 1 à 4, de haut en bas)

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

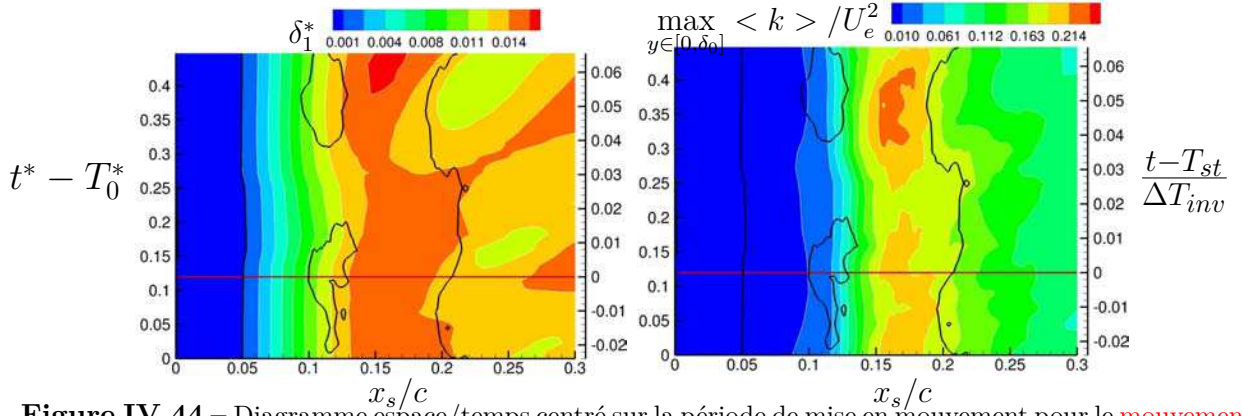


Figure IV.44 – Diagramme espace/temps centré sur la période de mise en mouvement pour le mouvement 4 : δ_1^* (gauche) et $\max_{y \in [0, \delta_0]} \langle k \rangle / U_e^2$ (droite).

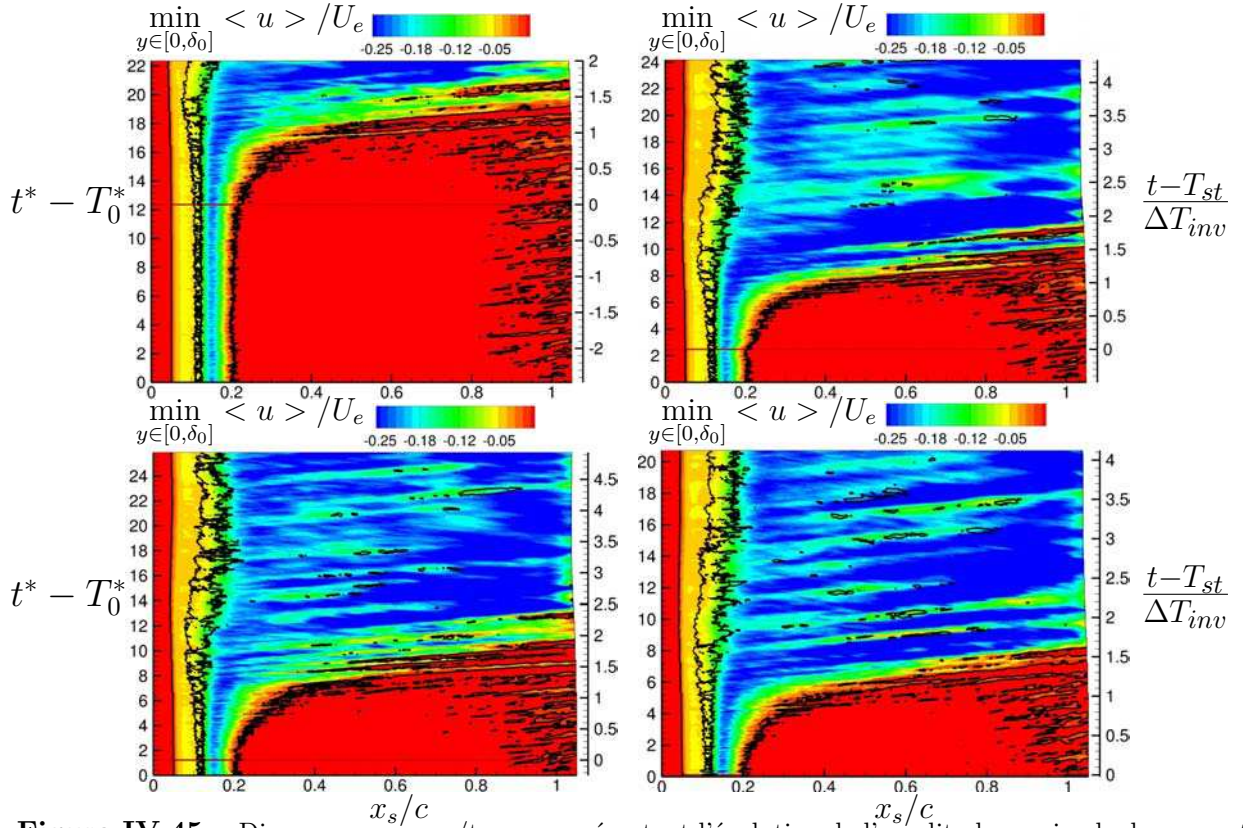


Figure IV.45 – Diagramme espace/temps représentant l'évolution de l'amplitude maximale du courant retour pour les 4 mouvements

un déplacement du point de transition vers le bord de fuite. Au contraire ce point de transition reste globalement stable pendant tout le processus transitoire ainsi que les niveaux d'agitation. On peut donc difficilement conclure, à la lumière de ces résultats, que l'éclatement intervient à la suite d'une modification du processus de transition entraînant un échec du recollement. On peut néanmoins déceler sur un temps très court centré sur le début de la phase d'accroissement rapide

de la taille du BDL un léger affaiblissement de l'agitation turbulente au point de recollement susceptible d'accélérer le processus d'éclatement.

4.5 Mouvements de grande amplitude : $\Delta\alpha = 2.5^\circ$

L'analyse des simulations de l'éclatement du BDL sous l'effet d'une augmentation "infinitésimale" de l'incidence n'a pas permis de mettre en évidence un effet de la vitesse de rotation sur le processus d'éclatement. De même le phénomène du LEV (structure tourbillonnaire très énergétique advectée au cours du décrochage), typiquement associé au décrochage dynamique, n'a pu être observé sur le **Mouvement 4** malgré une vitesse de rotation dans la gamme de celles rencontrées dans les études de décrochage dynamique. L'objectif de cette section est donc de déterminer si un processus d'éclatement plus proche de celui observé en décrochage dynamique peut s'obtenir en jouant sur l'amplitude de la variation d'incidence, tout en conservant des vitesses de rotation proches ou identiques à celle utilisées dans la section précédente. On choisit donc de balayer pendant le mouvement une amplitude angulaire 10 fois plus grande ($\Delta\alpha = 2.5^\circ$). Sauf mention contraire, le **Mouvement 6** du Tab.IV.1 est utilisé pour la mise en mouvement (borne supérieure des déplacements amples minimisant la phase de rotation et donc les temps de calculs).

4.5.1 Efforts aérodynamique : une dynamique différente ?

Comme pour les études précédentes, le premier réflexe est d'analyser les efforts aérodynamiques globaux aux cours du régime transitoire pour évaluer l'influence de la variation d'incidence en comparant les résultats des 3 mouvements dynamiques 4-6 décrits dans le Tab.IV.1. Les résultats issus du **Mouvement 4**, effectué à la même vitesse angulaire de rotation ($\dot{\alpha}_{max}c/U_\infty = 3.5 \times 10^{-2}$) que le **Mouvement 6** mais une amplitude 10 fois plus petite ($\Delta\alpha = 0.25^\circ$), servent d'éléments de comparaison pour isoler les effets liés à la vitesse de rotation de ceux liés à la variation d'incidence.

La Fig. IV.46 montre l'influence de la vitesse de rotation de l'aile sur les efforts aérodynamiques globaux (portance $C_L(t)$, traînée $C_D(t)$, et moment de tangage $C_m(t)$) pour les mouvements 4 à 6 du Tab IV.1. La partie gauche montre l'ensemble des enregistrements instationnaires présentés dans une échelle de temps ayant pour origine l'instant où l'incidence critique est atteinte (T_{st}). L'échelle de temps est normalisée par le temps de relaxation déterminé dans la section 4.4.1, valable quelle que soit l'amplitude du mouvement car il modélise la vitesse de décroissance des perturbations. La partie droite de la figure concerne la période de mise en

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

mouvement. Pour cette dernière, le temps est donc normalisé par la durée du mouvement. La phase de mouvement est repérée sur la Fig. IV.46 par les lignes pointillées, tandis que les traits pleins correspondent à la phase où le profil est immobile.

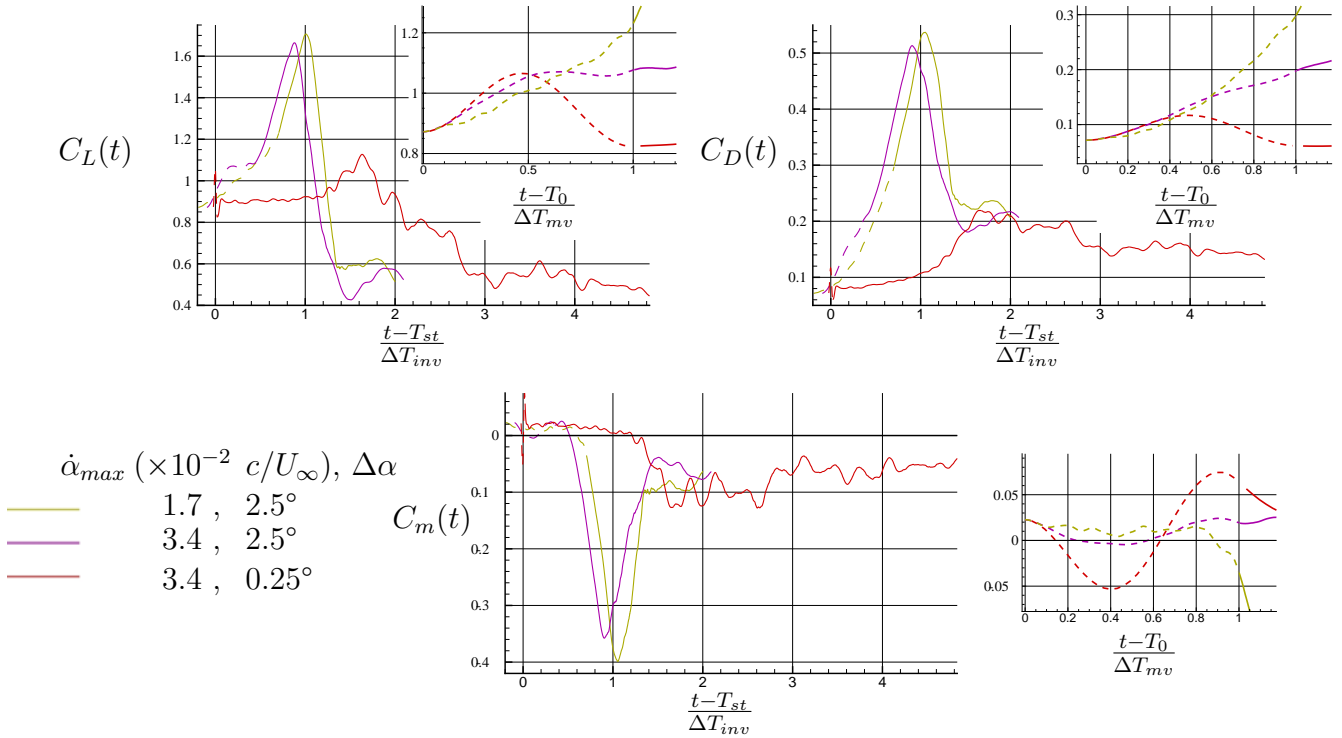


Figure IV.46 – Efforts aérodynamiques, influence de $\dot{\alpha}$ sur le décrochage avec les mouvements rapides.

Dans la première moitié de la phase de rotation du profil ($\frac{t-T_0}{\Delta T_{mv}} \leq 0.5$), les 3 mouvements génèrent des efforts très similaires. Ceux-ci sont dominés par les effets de déplacement de fluide à circulation nulle, proportionnels à la vitesse angulaire selon la théorie de Theodorsen [149]). Ces effets sont repérables sur les courbes de portance des **Mouvement 4** et **Mouvement 6** qui atteignent la même amplitude au milieu du mouvement quand la vitesse de rotation est maximale. Pour le **Mouvement 5**, deux fois plus lent, l'accroissement de portance à cet instant n'est pas deux fois inférieur, ce qui montre que d'autres effets influencent dès la mi-mouvement les efforts. L'évolution du moment de tangage au cours du mouvement est pilotée par les effets à circulation nulle, qui sont proportionnels à $\ddot{\alpha}$. Aussi, seule l'accélération du **Mouvement 4**), cinq à dix fois plus importante que celles des **Mouvement 5** et **Mouvement 6**, génère une variation du moment de tangage significative pendant cette phase de mouvement. Dans la seconde moitié de la phase de rotation, les efforts produits par les 3 mouvements se différencient progressivement, principalement au niveau de la traînée. D'un ordre de grandeur plus faible

que la portance, la traînée est plus sensible à des petites variations de la couche limite (par exemple sur le frottement pariétal) et constitue à ce titre un bon indicateur d'un changement de dynamique à l'extrados (voir à ce sujet les résultats à incidence $\Delta\alpha = 0.25^\circ$, Partie 4.3.1). Pour les deux mouvements de grande amplitude, $\Delta\alpha = 2.5^\circ$, la traînée augmente de manière continue, tandis qu'elle se relaxe vers son niveau initial pour le mouvement d'amplitude "infinitésimale", $\Delta\alpha = 0.25^\circ$.

Si au début de la phase de rotation, l'évolution des efforts est peu affectée par la variation d'incidence, cette situation change radicalement vers la fin de la phase de mouvement et au-delà. Durant tout l'historique de décrochage à amplitude angulaire importante, les courbes d'efforts ne montrent plus d'oscillations basse fréquence caractéristiques de l'émission tourbillonnaire au bord de fuite, suggérant ainsi la présence d'un mécanisme dominant plus énergétique. Ces **Mouvement 5** et **Mouvement 6** à grande amplitude génèrent au cours du processus de décrochage un accroissement temporaire des efforts environ cinq fois plus grand que ceux produit par le **Mouvement 4**, alors que sa dynamique est identique à celle du **Mouvement 6**. Cet écart se répercute sur la durée nécessaire à l'établissement de l'écoulement décroché, qui est significativement réduite par l'augmentation de l'amplitude de mouvement. Contrairement aux mouvements d'amplitude "infinitésimale", on ne distingue plus de séparation de régime (linéaire/non-linéaire) dans l'évolution de la traînée au cours du temps.

Ces observations semblent suggérer l'idée d'un mécanisme d'établissement du décrochage différent suivant le paramètre $\Delta\alpha$ à même dynamique de mouvement ($\dot{\alpha}_{max}$ constant). La présence d'un pic transitoire très marqué sur la portance, la traînée et le moment piqueur au cours de l'établissement de l'écoulement permanent décroché laissent à penser qu'un LEV, très énergétique, est généré au cours de la phase transitoire qui suit les rotations de grande amplitude.

4.5.2 Évolution des grandeurs pariétales

Afin d'analyser plus finement le processus de déstabilisation du BDL pour les rotations de grande amplitude, le coefficient de pression est illustré sur les Figs. IV.47. et IV.48 pour les mouvements 5 et 6. La Fig.IV.47 est dédiée à la phase de mouvement, tandis que la Fig.IV.48 représente des instants choisis dans la phase de déstabilisation.

Le régime transitoire du coefficient de pression peut se décomposer en deux étapes :

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

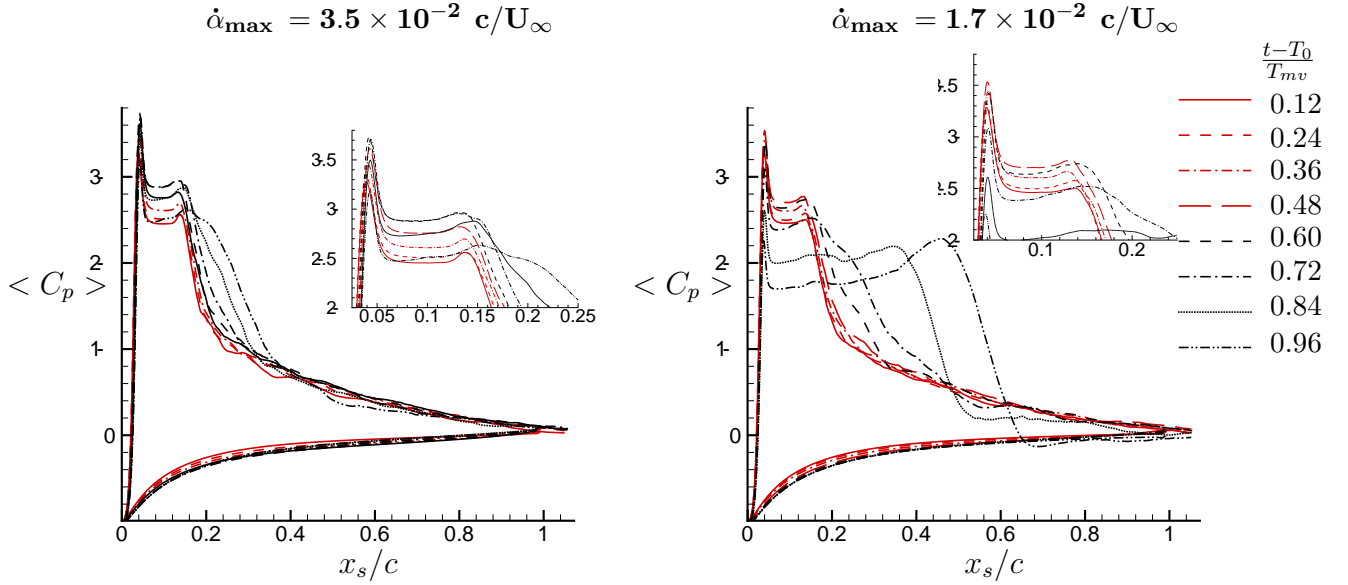


Figure IV.47 – Influence de la vitesse de rotation sur le coefficient de pression au cours de la phase du mouvement pour $\Delta\alpha = 2.5^\circ$.

- La première partie du transitoire (courbes rouges sur la Fig. IV.47) est similaire à celle observée au cours du décrochage à faible amplitude de mouvement. Elle correspond à l'établissement du champ potentiel au bord d'attaque, qui s'accompagne d'une croissance très lente du BDL *court*. À la fin de cette étape, le pic de succion est plus important qu'avant le mouvement (proportionnel à $\dot{\alpha}$), et la dépression plus marquée dans le BDL qui reste *court*. Sur la partie située en aval du BDL, le coefficient de pression reste identique, contrairement au **Mouvement 4**. Ce dernier est effectué à la même vitesse de rotation que le **Mouvement 6**, mais génère une perturbation significative au bord de fuite (voir Fig. IV.41) à cause de son accélération beaucoup plus grande.
- La courbe bleue correspond à un instant charnière dans lequel le BDL ne possède plus les caractéristiques d'un BDL *court*, voir Fig. IV.50 IV.51, et pour lequel le LEV commence à se former (second pic de succion à la fin du plateau). Au-delà de cet instant, le transitoire est marqué par l'advection du LEV le long de l'extrados : la dépression secondaire intense induite par ce LEV, du même ordre de grandeur que celle liée au pic de succion au bord d'attaque, est clairement visible.

La formation du LEV est encore plus visible sur la Fig. IV.49, qui présente des diagrammes espace/temps de la norme du coefficient de frottement le long de l'extrados pour les mouvements 4 à 6. L'échelle de niveau est logarithmique, les lignes noires indiquent une valeur nulle du coefficient de frottement et les rouges l'instant où l'angle critique est atteint.

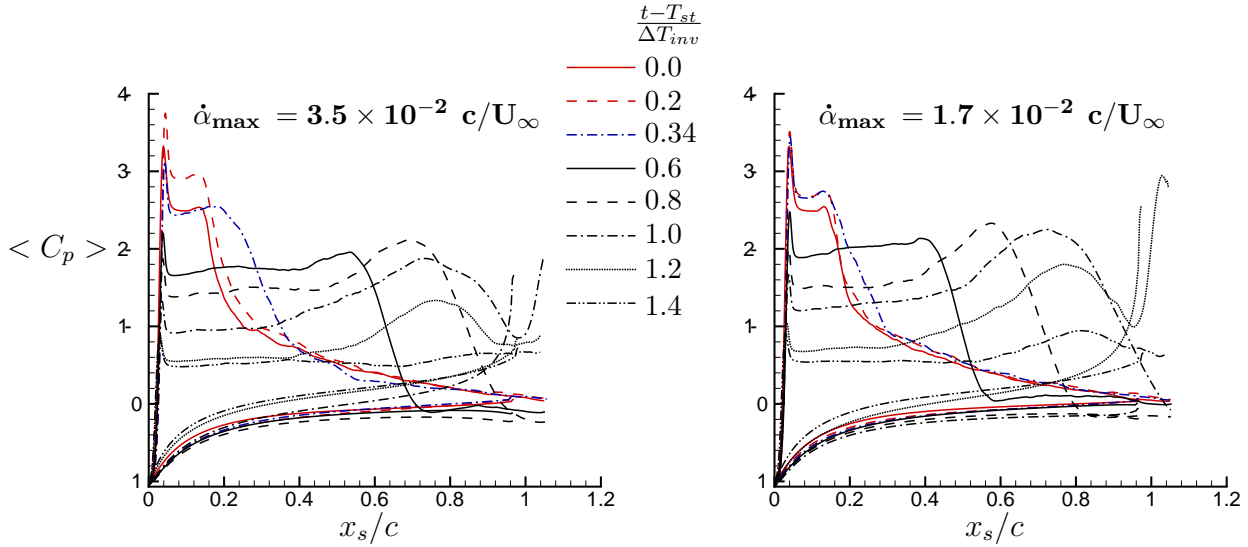


Figure IV.48 – Evolution du coefficient de pression au cours du décrochage, $\Delta\alpha = 2.5^\circ$

Le frottement n'évolue pas dans la partie laminaire, indépendamment de l'amplitude et de la vitesse de rotation, et reste donc identique à sa valeur sous-critique. Dans la première partie du mouvement, $\frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} \leq 0.3$, la taille et la position du BDL n'évoluent pas pour les 3 rotations considérées : séparation laminaire en $x_s/c \approx 0.05$, pic négatif (transition) pour $x_s/c \approx 0.15$ et recollement en $x_s/c \approx 0.2$. L'intensité du frottement dans la bulle de recirculation entre $x_s/c \approx 0.15$ et $x_s/c \approx 0.2$ est elle aussi indépendante de la position et du mouvement considérés pendant cette période.

Pour les deux mouvements de grande amplitude, l'accroissement de la taille BDL semble être influencé par la vitesse de rotation. Pour le mouvement 5 le plus lent ($T_{mv} = 4.48$), on peut discerner deux phases dans le processus rapide de l'éclatement du BDL :

- Dans un premier temps ($0.3 \leq \frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} \leq 0.5$), la forme générale du frottement est celle d'un BDL avec recollement après la transition, comme celui obtenu pour le mouvement 4 d'amplitude infinitésimale. La localisation du pic de frottement dans la bulle est identique à celle du début de mouvement et son intensité subit une très légère diminution. Le BDL grossit progressivement, ainsi qu'une zone caractérisée par un frottement de faible intensité localisée juste en amont du point de recollement. Celui-ci s'effectue vers $x_s/c = 0.4$ à la fin de cette phase et le BDL est donc de type bulbe *long*. Durant cette période, la position du point de recollement est légèrement bruitée par les structures turbulentes 3D ; l'accroissement de la taille du BDL n'est donc pas complètement monotone, comme pour le mouvement 4 qui est lui beaucoup plus bruité.

- Dans un second temps ($\frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} > 0.5$), l'évolution du coefficient de frottement suit un scénario jusque-là inobservé dans les mouvements d'amplitude infinitésimale : le pic de frottement négatif n'est plus localisé à la transition mais juste en amont du recollement et son intensité s'est renforcée. Cette zone de fort courant retour, qui s'étend sur environ 15% de la corde, est advectée à une vitesse de l'ordre de $27\%U_\infty$ et elle atteint le bord de fuite vers $\frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} \approx 1$. Juste en aval de cette zone, on observe un pic de frottement positif dans la zone d'écoulement attaché, dont l'intensité est similaire à celles mesurées juste en aval du point de recollement avant le début du mouvement. Après le passage de la structure responsable du très fort courant retour, le coefficient de frottement dans la zone décollée est globalement constant et son intensité proche de celle mesurée dans la "dead air region" du BDL. Ces éléments traduisent un mécanisme de recollement différent de celui présent dans les bulbes de décollement laminaire. Par conséquent la zone de recirculation n'est plus à proprement parler un BDL et le terme LEV, traduisant la formation d'une structure tourbillonnaire bidimensionnelle attachée très énergétique, semble ici plus approprié.

Contrairement au **mouvement 5**, le **mouvement 6** plus rapide semble exhiber qu'une seule phase durant la déstabilisation du BDL : celle de la formation/advection du LEV. En effet, la taille du BDL croit de manière monotone sans être bruitée par le passage de structures turbulentes 3D, et la courte période, où le **mouvement 5** développe un bulbe *long*, semble absente. Une fois le LEV généré, les deux mouvements se comportent de manière identique. Ainsi quand le LEV dépasse le bord de fuite, il se produit un déséquilibre important entre la pression intrados et extrados au bord de fuite (voir Fig. IV.48). Ceci provoque une entrée massive de fluide issu de l'intrados vers la zone de recirculation de l'extrados, qui génère un tourbillon intense au bord de fuite coté extrados. Cette zone d'écoulement attaché s'observe approximativement sur la Fig. IV.49 pour les instants $1 \leq \frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} \leq 1.3$ et entre $x_s/c = 0.95$ et le bord de fuite.

Les observations effectuées sur l'évolution des données pariétales au cours du décrochage permettent de dresser une première hypothèse de scénario, en trois temps, pour les mouvements amples à dynamique rapide : dans un premier temps les changements majeurs sont de nature non-visqueuse, l'écoulement potentiel environnant s'adapte à l'augmentation de l'incidence et le BDL est très peu impacté par ces changements ; après cette première phase, le **BDL court** s'adapte à son tour au nouvel écoulement non-visqueux (nouveau gradient de pression) et croit

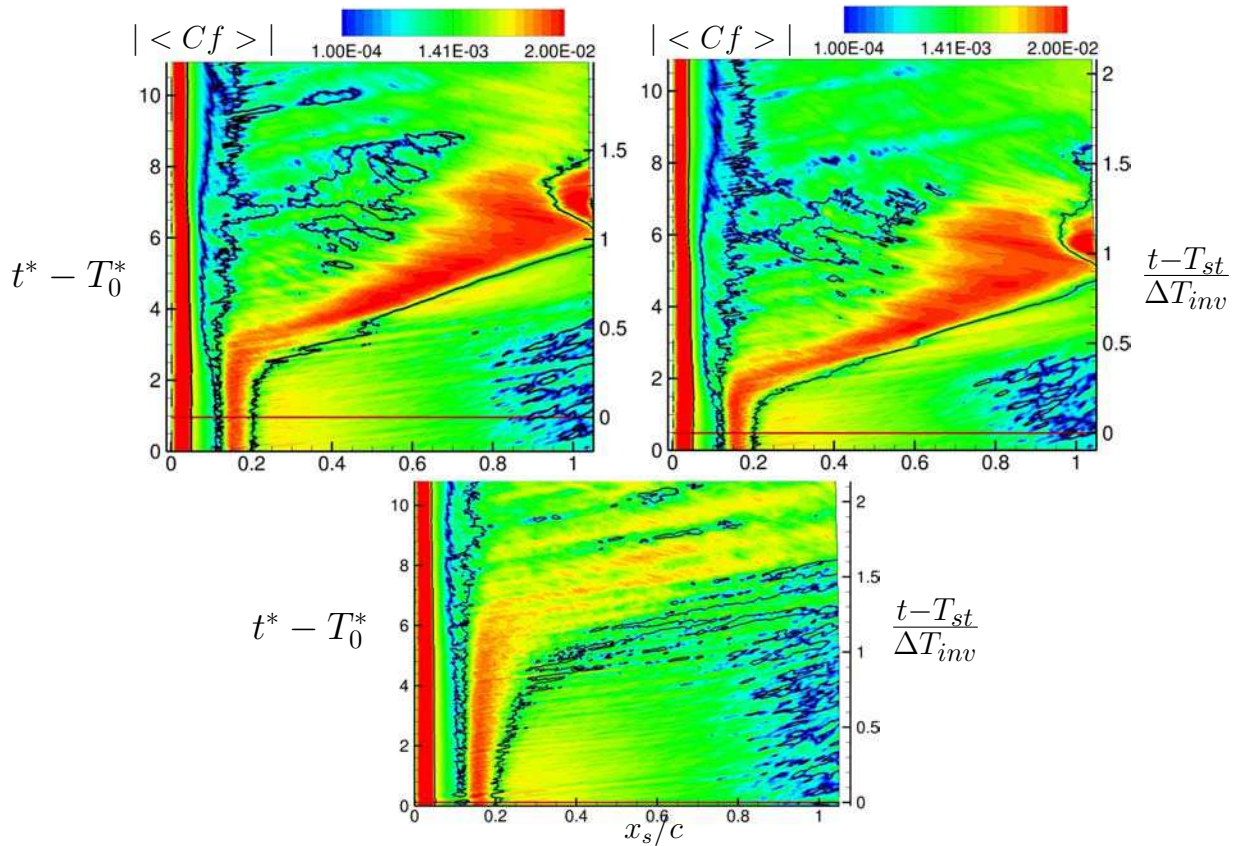


Figure IV.49 – Diagrammes espace/temps de la norme du coefficient de frottement, $|\langle Cf \rangle|$, représentée en échelle logarithmique pour les **mouvement 5** (gauche), **mouvement 6** (droite) et le **mouvement 4** (bas)

progressivement, il est dans une phase de **BDL long**, dont la durée semble dépendre de la vitesse de rotation ; cette croissance progressive prend fin brutalement avec l'enroulement de la couche de mélange et la **formation du LEV**, qui est advecté vers le bord de fuite, puis dans le sillage quand l'écoulement atteint progressivement son état permanent décroché.

4.5.3 Caractéristiques de l'écoulement dans le plan (x, y) durant la phase transitoire

Champ de vitesse longitudinal et énergie cinétique turbulente

Afin de mieux décrire l'évolution du BDL durant la phase de décrochage, huit champs "instantanés" obtenus grâce à l'Eq. IV.2 sont représentés sur les Figs. IV.50-IV.51 pour les mouvements 5-6 entre le début du mouvement et l'arrivée du LEV au bord de fuite, à la manière de l'analyse effectuée pour le mouvement d'amplitude "infinitésimale" sur la Fig. IV.31. Trois grandeurs sont illustrées sur les Figs. IV.50-IV.51 : les lignes de courant, la vitesse longitudinale dans le repère

paroi et l'énergie cinétique du mouvement fluctuant, $\langle k \rangle$. L'obtention de l'état permanent pleinement décroché pour les deux mouvements peut se décomposer en trois étapes, plus ou moins nettes :

- Les 2 premiers instants sélectionnés appartiennent à la phase où la topologie de l'écoulement ressemble à celle rencontrée à incidence sous-critique, avec un **BDL court** au bord d'attaque de taille comparable ($\approx 0.15c$). Pour le deuxième instant sélectionné à la moitié de la rotation du profil quand la vitesse est maximale, l'écoulement est accéléré dans le champ potentiel entourant le bulbe par rapport au champ à T_0^* , et le courant de recirculation plus intense. C'est une conséquence directe du mouvement à dynamique rapide retenue dans ces essais (voir tableau comparatif Tab. IV.1). Le maximum d'énergie cinétique du mouvement fluctuant se situe à mi-bulbe, dans la couche de mélange qui le surplombe. Le mouvement d'agitation provoque le recollement peu après la transition et reste intense dans la couche limite attachée sur une distance d'une longueur de bulbe après le recollement. Le diagramme espace/temps sur la partie droite de la Fig. IV.52 permet de mieux visualiser l'évolution longitudinale des valeurs maximales de $\langle k \rangle$. Sur cette figure, $\langle k \rangle$ est normalisée par la vitesse externe, alors que la vitesse à l'infini est employée pour la Fig. IV.50. L'énergie d'agitation dans la partie turbulente du BDL est importante ($\approx 0.2U_e^2$ après la transition) et provoque le recollement. L'énergie cinétique d'agitation dans la couche limite attachée est sensiblement inférieure à sa valeur au sein du BDL : $\langle k \rangle / U_e^2 \approx 0.1$ au recollement et $\langle k \rangle / U_e^2 \approx 0.05$ sur une distance d'une longueur de bulbe après le recollement.
- Le troisième instant appartient à la phase où un BDL long est observable. La longueur du bulbe de bord d'attaque a doublé. Après le recollement, une couche de fort cisaillement est toujours présente dans la zone externe de la couche limite attachée (voir les isolignes de vitesse longitudinale). L'énergie du mouvement fluctuant, qui reste importante dans la partie turbulente du BDL (voir Fig. IV.52), est sûrement encore à l'origine du mécanisme de recollement. Juste en aval du point de recollement le niveau d'énergie d'agitation commence à diminuer. Le bulbe, qui ressemble fortement à celui observé à $t^* - T_0^* = 6.2$ sur la Fig. IV.31 pour le Mouvement 3 (géométrie du BDL, intensité turbulente dans le bulbe et dans la couche limite aval), possède encore les caractéristiques d'un bulbe de décollement laminaire (forts niveaux d'agitation dans la couche de mélange conduisant au recollement) et peut être assimilé à un **BDL long**.

- À partir du quatrième instant les champs des Figs. IV.50-IV.51 décrivent la formation et l'advection du LEV : la topologie du bulbe de recirculation change significativement par rapport aux instants précédents et à celles des bulbes formés au cours des mouvements à amplitude "infinitésimale". Le déplacement progressif du minimum de vitesse de recirculation vers le point de recollement (voir Fig. IV.53), qui indique que le processus d'enroulement de la couche de mélange a débuté, est certainement à l'origine de la diminution brutale de l'énergie cinétique turbulente dans la seconde partie du BDL. Les niveaux maximum d'énergie turbulente ne sont plus localisés dans la zone de mélange, mais dans la région de recirculation au sein du bulbe. L'observation de la vitesse longitudinale permet de mieux comprendre ces changements. En effet, elle fait apparaître une modification majeure de la topologie de l'écoulement au point de recollement avec la disparition de la zone de fort cisaillement dans la couche limite attachée. La couche de mélange délimitant le bulbe semble "s'enrouler" sur elle-même pour donner naissance à un tourbillon très énergétique (voir vitesse longitudinale). Cet enroulement se voit clairement sur le diagramme espace/temps de l'épaisseur de déplacement de la Fig. IV.52) : contrairement aux mouvements à amplitude "infinitésimale", δ_1 n'augmente pas de manière monotone depuis le point de séparation laminaire, car le LEV entraîne une diminution significative de δ_1 juste en aval du point de recollement. La couche limite attachée après le point de recollement est alors fortement accélérée derrière le LEV et semble relaminariser (voir à ce titre la vue instantanée Fig. IV.55 à $t^* - T_0^* = 3.69$). Ce point est particulièrement visible sur le diagramme espace/temps de la Fig. IV.52 : quand le LEV atteint $x_s/c \approx 0.8$, la couche limite, qui reste encore attachée en aval, est de nature laminaire (zone bleue près du bord de fuite). Cette relaminarisation est une conséquence du mouvement d'entraînement important provenant du fluide à forte pression génératrice, issue de la partie supérieure du LEV, qui est transmis dans la région de proche paroi au point de recollement et qui inhibe momentanément les mouvements fluctuants avant le passage du LEV. En conclusion, on retiendra que dans cette phase du régime transitoire, la topologie de l'écoulement décollé n'est pas celle d'un bulbe transitionnel de décollement laminaire et le recollement est induit par la génération d'un tourbillon énergétique (**Leading Edge Vortex**), qui reste attaché à la paroi jusqu'à son évacuation au bord de fuite.

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

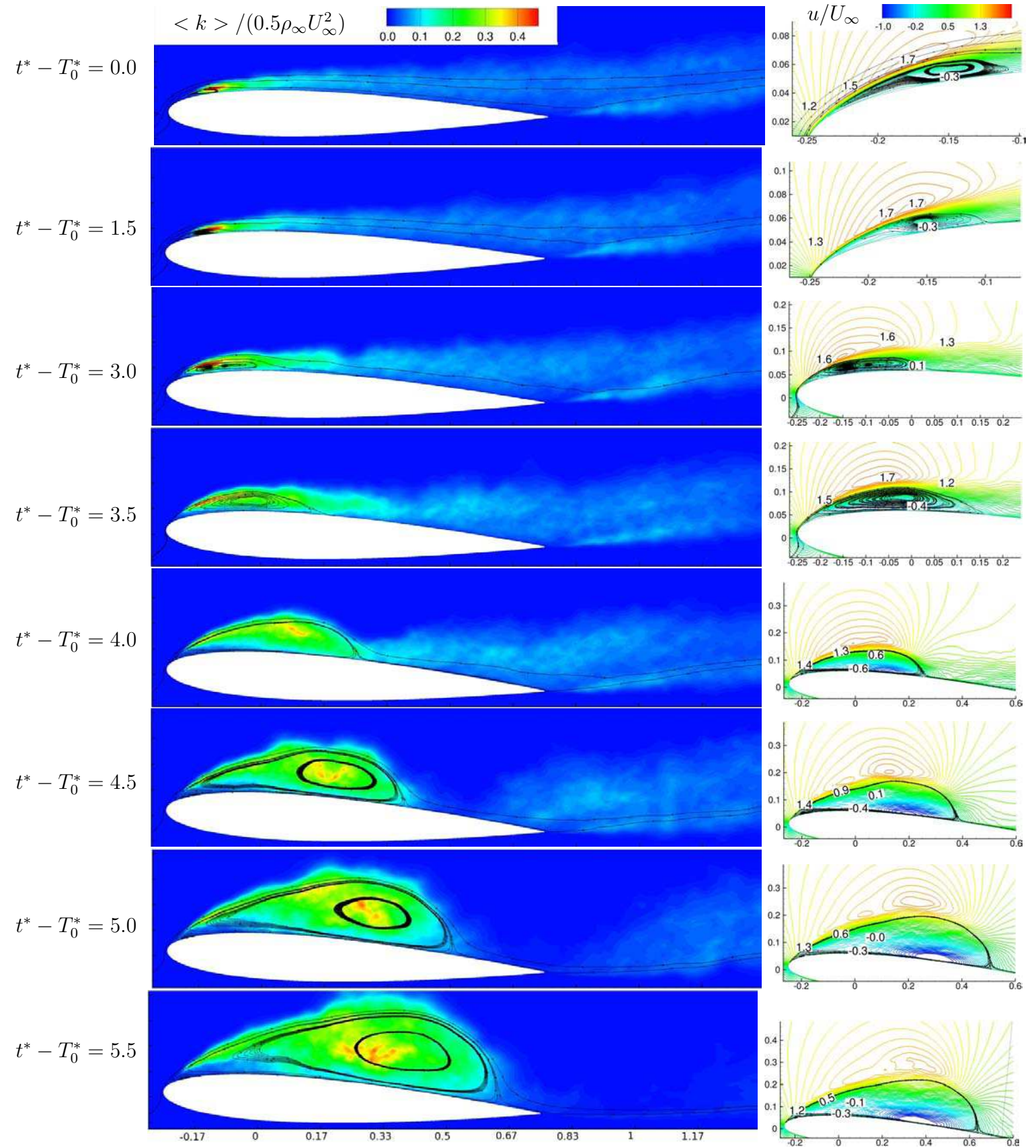


Figure IV.50 – Evolution de l'énergie cinétique du mouvement fluctuant ($\langle k \rangle$) et de la vitesse longitudinale (u/U_∞) au cours du décrochage pour le mouvement 5 : $\Delta\alpha = 2.5^\circ$, $\dot{\alpha}_{max} = 0.017c/U_\infty$.

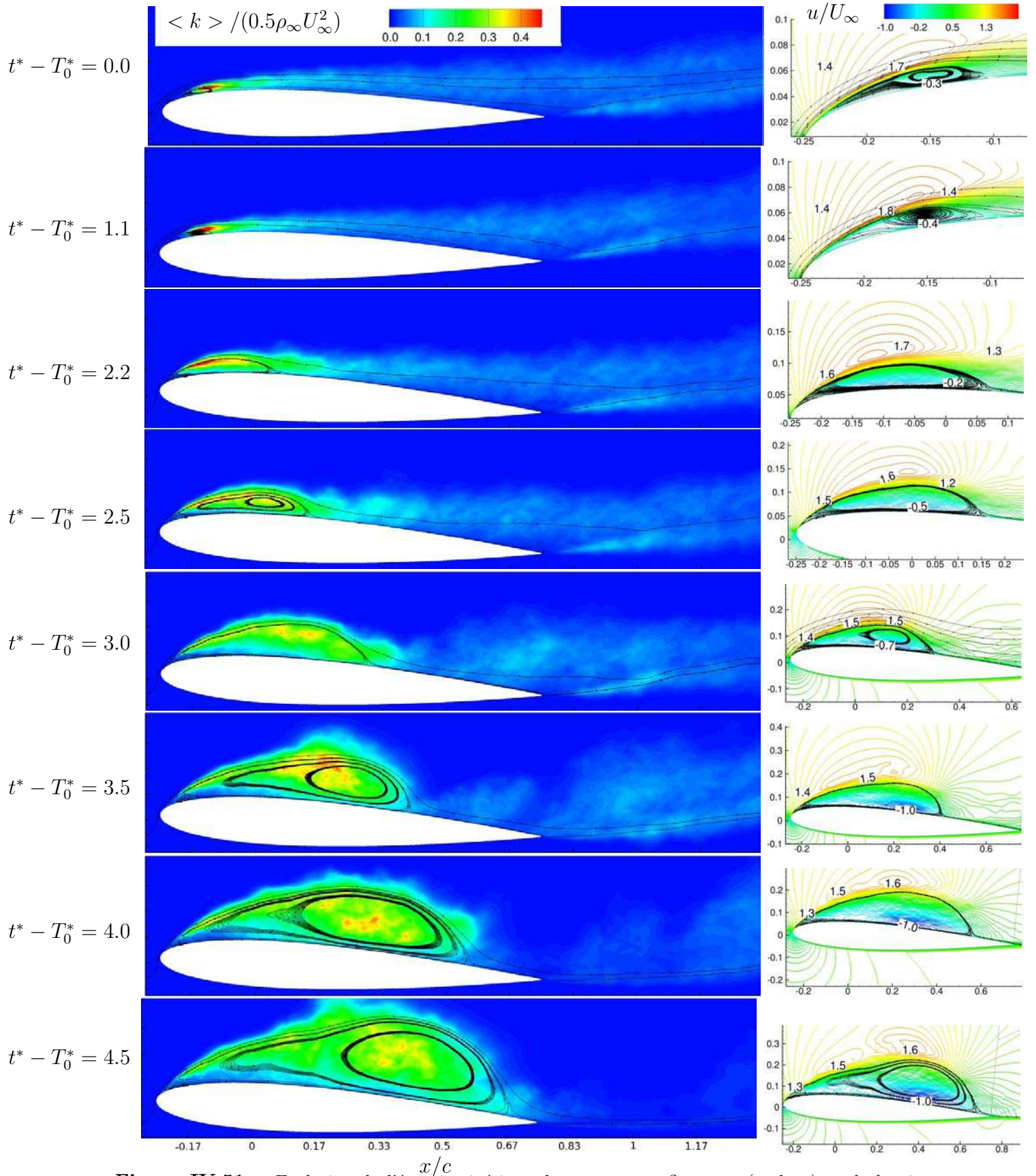


Figure IV.51 – Evolution de l'énergie cinétique du mouvement fluctuant ($\langle k \rangle$) et de la vitesse longitudinale (u/U_∞) au cours du décrochage pour le mouvement 6 : $\Delta\alpha = 2.5^\circ$, $\dot{\alpha}_{max} = 0.035c/U_\infty$.

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

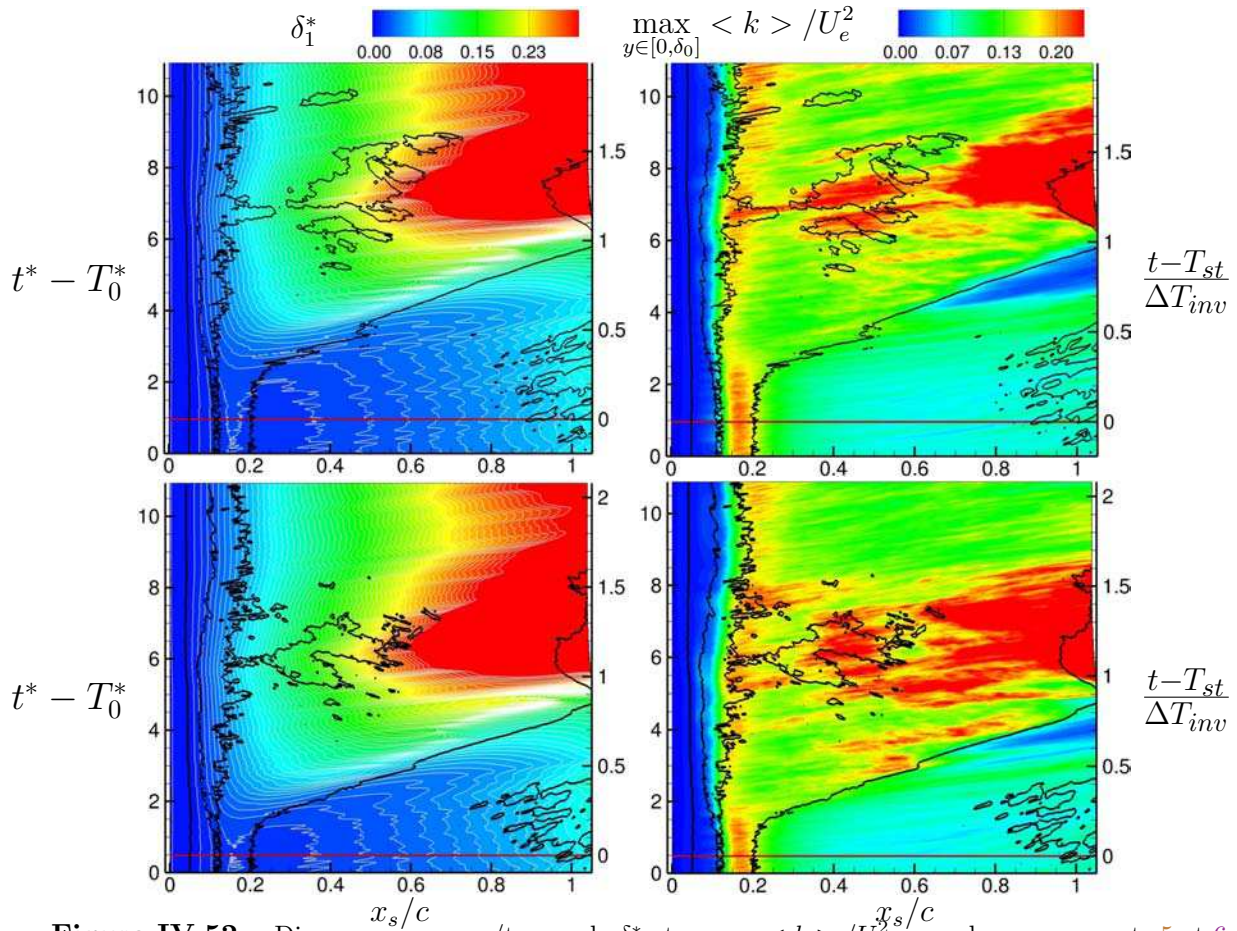


Figure IV.52 – Diagramme espace/temps de δ_1^* et $\max_{y \in [0, \delta_0]} \langle k \rangle / U_e^2$, pour les mouvements 5 et 6

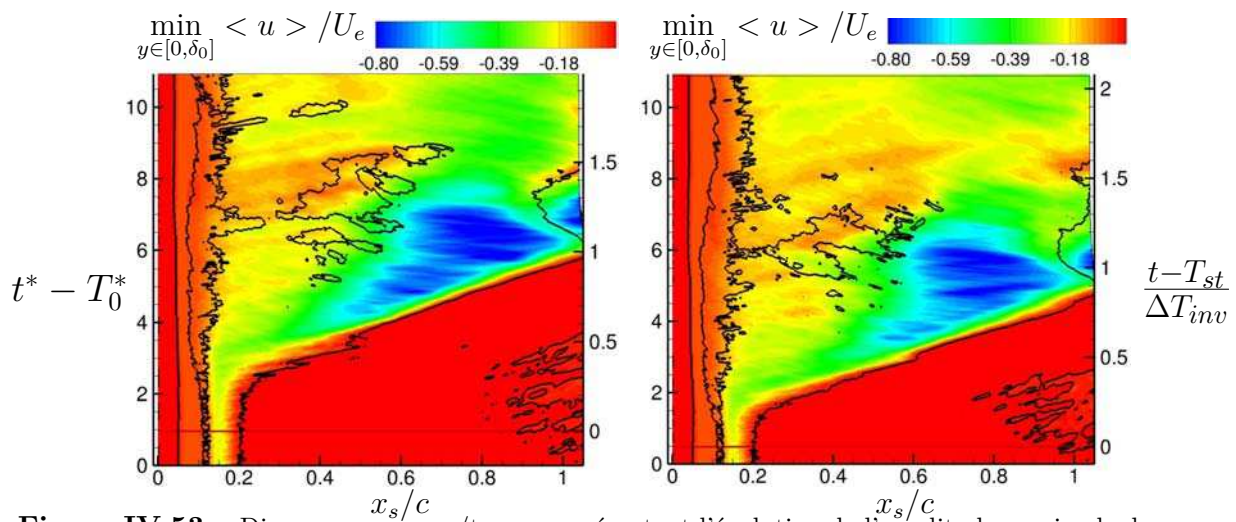


Figure IV.53 – Diagramme espace/temps représentant l'évolution de l'amplitude maximale du courant retour pour les mouvements 5 et 6

Dynamique dans la couche de mélange

Les données présentées jusqu'ici dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) sont toutes issues d'un filtrage spatio-temporel basé sur l'Eq. IV.2. Pour mieux rendre compte de la dynamique qui conduit au décrochage, des champs instantanés du gradient de la masse volumique uniquement moyennés dans la direction de l'envergure sont illustrées sur la Fig. IV.54. Cette vue strioscopique permet de mettre en évidence les zones de forts gradients de masse volumique, et indirectement les tourbillons grâce à l'échelle logarithmique. Dans les écoulements autour de profils d'aile, les plus forts gradients sont situés dans les couches de cisaillements présentes à l'extrados du profil, dans la zone de bord d'attaque siège d'une accélération importante proche du pic de suction, et dans le sillage proche du bord de fuite. Ces zones sont matérialisées par les régions les plus sombres sur les visions strioscopiques.

Sur la Fig. IV.54 on compare les résultats obtenus pour les mouvements 4 et 6 réalisés avec la même dynamique de rotation ($\dot{\alpha}_{max}c/U_\infty = 3.5 \times 10^{-2}$), mais une amplitude différente (à gauche, $\Delta\alpha = 0.25^\circ$ et $\Delta\alpha = 2.5^\circ$ à droite). Les quatre instants sélectionnés correspondent au début, au milieu et à la fin du processus d'expansion rapide de la zone de recirculation le long de l'extrados. Ces résultats mettent en évidence la différence majeure entre les deux écoulements transitoires. Ainsi lorsque le profil est porté à forte incidence ($\Delta\alpha = 2.5^\circ$) la couche de cisaillement qui se développe naturellement au-dessus du BDL "s'enroule" pour donner naissance à un tourbillon de bord d'attaque très énergétique, dont l'advection le long de l'extrados provoque l'établissement de l'écoulement décollé et l'évolution instationnaire typiques des écoulements de LEV. À l'inverse, pour le mouvement d'amplitude "infinitésimale", aucun signe clair de création de LEV par enroulement de la couche de cisaillement n'est visible. Dans ce cas, la couche de cisaillement semble se développer spatialement en s'éloignant progressivement de la paroi, dans la continuité de ce qui est observé à incidence fixe sous-critique au niveau du BDL.

Une fois le bord de fuite atteint par la couche limite décollée, une interaction forte avec le culot conduit à la formation d'un tourbillon de bord de fuite très énergétique dont l'évacuation dans le sillage marque la fin du processus transitoire vers l'écoulement permanent décroché.

4.5.4 Structures tourbillonnaires instantanées

On a représenté au cours du décrochage, sur la Fig. IV.55, les iso-lignes de la composante longitudinale de la vitesse instantanée u sur des plans transverses et longitudinaux, ainsi que le

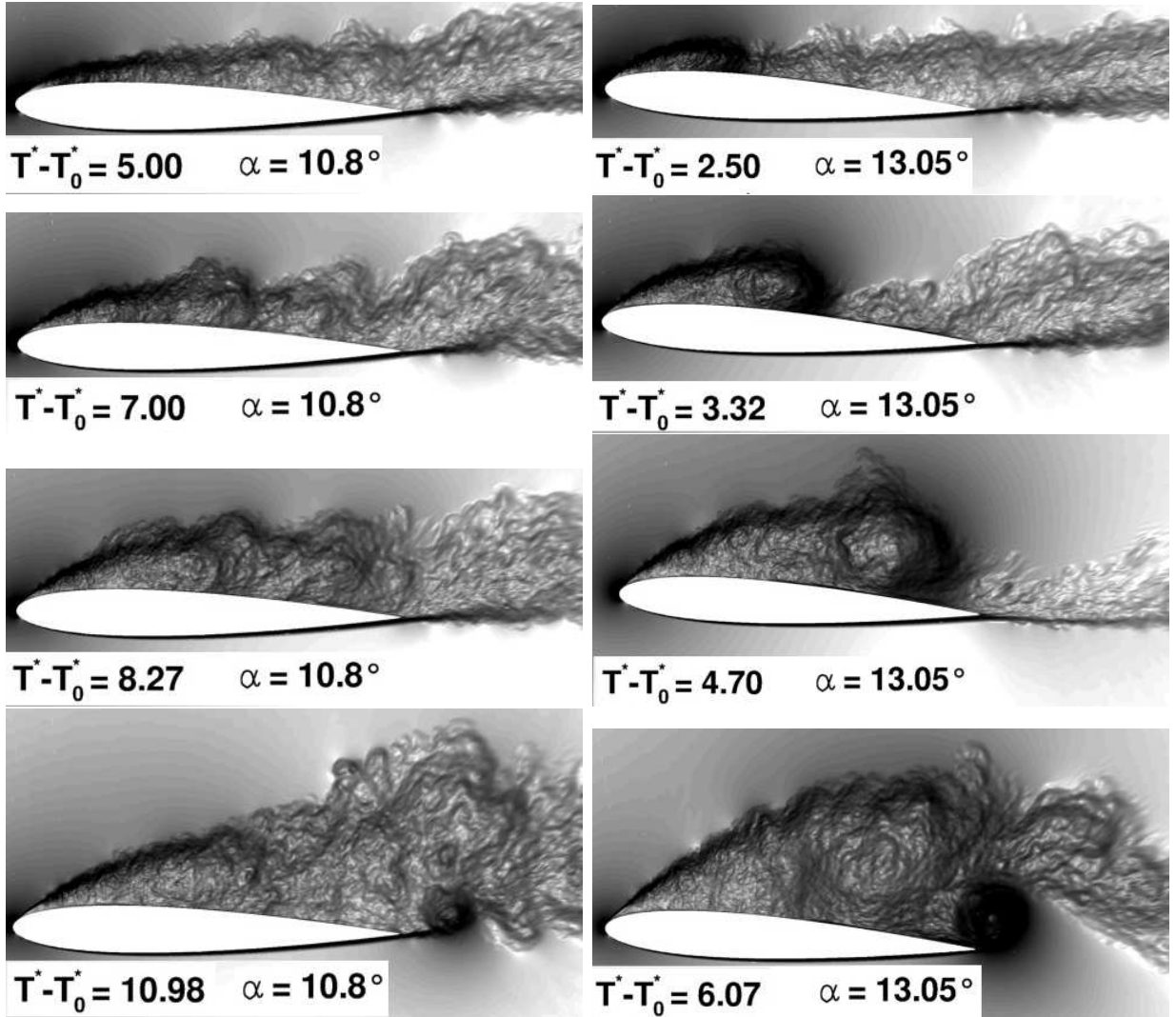


Figure IV.54 – Strioscopie numérique, $\log(|\nabla\rho|)$ pour $\Delta\alpha = 0.25^\circ$ (gauche) et $\Delta\alpha = 2.5^\circ$ (droite), $\dot{\alpha}_{max}c/U_\infty = 3.5 \times 10^{-2}$.

coefficient de frottement pariétal pour le **Mouvement 6**. Cette figure permet de rendre compte de la dynamique 3D de l'écoulement au cours des 3 précédentes phases déterminées à partir des données moyennes.

$t^* - T_0^* \leq 0.97$: **régime d'évolution non-visqueuse** Aucun changement significatif n'est visible sur le champ instantané ; l'écoulement possède bien les caractéristiques décrites pour l'angle d'incidence sous-critique : une séparation laminaire 2D, suivie de la transition laminaire/turbulent (instationnarité sur le frottement) qui est également 2D ; après le recollement la couche limite attachée présente une intermittence de frontière typique de couche limite avec

fort GPA.

$1.65 \leq t^* - T_0^* \leq 2.33$: **croissance du BDL *long*** La taille du BDL augmente, la zone de transition ne change pas par rapport aux instants précédents ; les changements sont localisés dans la partie turbulente du bulbe. Le front de recollement est marqué par une ondulation transverse, qui témoigne de la tridimensionnalisation de l'écoulement moyen typique du processus d'éclatement des BDLs *courts* vers les BDLs *longs*. On peut voir également une forte structuration 3D dans le plan transverse à la mi-corde, qui rappelle les observations faites à faible amplitude de mouvements.

$t^* - T_0^* = 3.01; 3.69; 4.37; 5.05$: **formation et advection du LEV** La formation du LEV est marquée par la progression vers le bord de fuite d'un front de recirculation intense au point de recollement. Cette phase du régime transitoire n'existe pas à faible amplitude de mouvement. Le LEV est advecté en moins de 2 temps caractéristiques c/U_∞ et conserve une structuration instantanée homogène dans la direction transverse. À noter à $t^* - T_0^* = 3.01$, les mouvements d'éjections intenses dans le dernier plan transverse au sein de la couche limite attachée suivant le point de recollement. Une fois le bord de fuite atteint ($t^* - T_0^* = 5.05$), l'interaction avec l'écoulement de sillage fait apparaître des mouvements 3D importants, qui disparaissent à l'état permanent décroché ($t^* - T_0^* = 10.96$).

Les champs instantanés du critère $Q^* = 500$, sur la Fig. IV.56, permettent de mettre en évidence les structures tourbillonnaires au cours du décrochage. Pour les deux premiers instants ($t^* - T_0^* = 1.1; 1.9$), durant lesquels le BDL croit au bord d'attaque, aucun changement significatif n'est observable par rapport à la phase linéaire à faible amplitude de rotation (voir Fig. IV.37). La formation et l'advection du LEV sont clairement visible sur les 4 instants suivants. Le temps $t^* - T_0^* = 2.8$ montre l'enroulement initial de la couche de mélange au point de recollement, délimitant la fin du processus de croissance du BDL *long*. On peut y voir des structures en "arcs" s'étendant, dans la direction normale, sur toute la hauteur de couche limite juste après le point de recollement. Ceux sont les structures issues de l'enroulement de la couche de mélange et dont la trace sur le dernier plan transverse correspond à des mouvements d'éjection intenses (Fig. IV.55). La relaminarisation de la couche limite sous l'effet de l'accélération suivant le LEV est visible à l'instant $t^* - T_0^* = 3.6$, ainsi que le tourbillon de bord de fuite à $t^* - T_0^* = 5.2$.

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

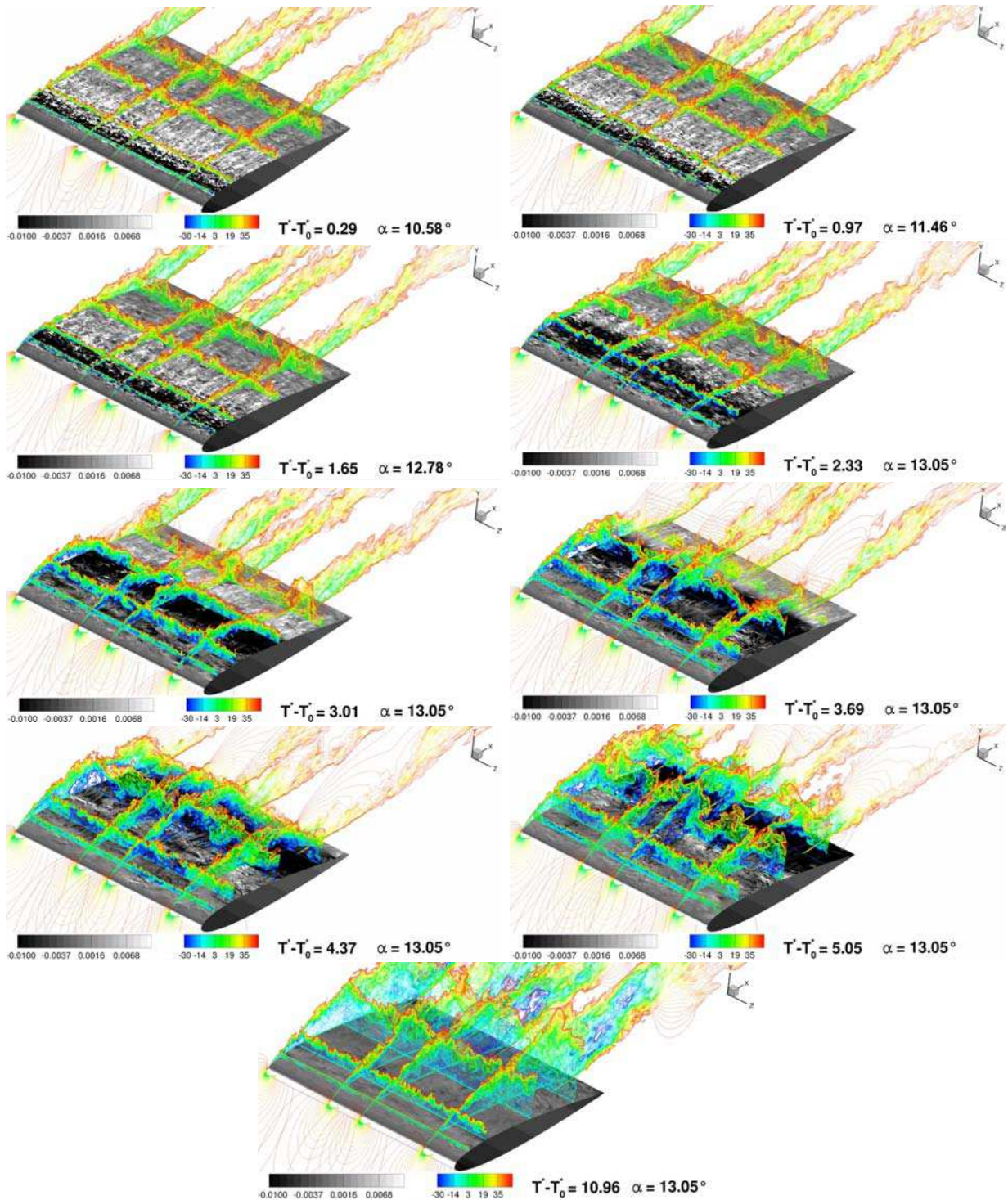


Figure IV.55 – Champ instantané, isolignes de la composante longitudinale de la vitesse u et frottement pariétal C_f au cours du décrochage du **Mouvement 6**, $\Delta\alpha = 2.5^\circ$.

Pour chaque instant une vue rapprochée de la couche de cisaillement externe dans la zone de décollement laminaire permet de déceler l'éventuelle apparition d'une oscillation transverse dans l'écoulement laminaire 2D, à la manière de l'étude à $\Delta\alpha = 0.25^\circ$. On remarque alors que, contrairement aux résultats précédents, l'écoulement instantané reste ici globalement 2D ; le mécanisme le plus énergétique au cours de ce transitoire étant lié à la couche de mélange (caractéristique de l'écoulement 2D).

Finalement, si l'écoulement instantané présente un mouvement d'ensemble plus homogène dans la direction transverse que pour les mouvements de faible amplitude angulaire, il existe encore une intermittence de frontière très marquée dans la direction de l'envergure (notamment à la fin du régime transitoire, lorsque le LEV interagit avec le culot). Pour ces raisons il apparaît que les calculs à envergure réduite ($\Delta z/c < 1$), bien que moins pénalisant que lorsque l'amplitude angulaire est faible, restent encore sujet à caution lorsqu'il s'agit de calculer le régime transitoire complet de décrochage par génération et évacuation d'un LEV au bord d'attaque de profil d'aile à nombre de Reynolds modéré ($Re_c \approx 10^5$).

4.6 Critères empiriques de prédiction du décrochage

L'étude du régime transitoire d'établissement de l'écoulement décroché a révélé l'existence de deux scénarios différents suivant l'amplitude angulaire balayée à travers l'incidence critique de décrochage statique. Pour les petites amplitudes de mouvement autour de α_c , l'éclatement du bulbe au bord d'attaque entraîne la séparation massive de la couche limite à l'extrados et la chute de portance associée. Lorsque l'amplitude de la rotation est plus importante, la dynamique est pilotée par l'enroulement de la couche de mélange dans le bulbe et la formation du LEV qui en résulte. Si la nature du scénario d'établissement du décrochage dépend effectivement de $\Delta\alpha$, les résultats pour $\Delta\alpha = 2.5^\circ$ ont révélé l'existence d'une courte période de croissance de BDLs *longs* précédant l'enroulement de la couche de mélange. Ce dernier point nous conduit à émettre l'hypothèse que la déstabilisation de la configuration de BDLs *courts* en BDLs *longs* est susceptible d'être une origine commune à ces deux scénarios différents. Nous nous sommes donc orientés vers la littérature abondante sur la topologie des BDLs *courts* et *longs*, et notamment sur les critères empiriques d'éclatement. L'objectif est de montrer en quelle mesure les études de déséquilibre de BDLs *courts* vers des BDLs *longs*, relativement élémentaires et reposant sur des critères empiriques, sont susceptibles de fournir des éléments dans la prédiction du décrochage de profils d'aile d'épaisseur et de nombres de Reynolds modérés.

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

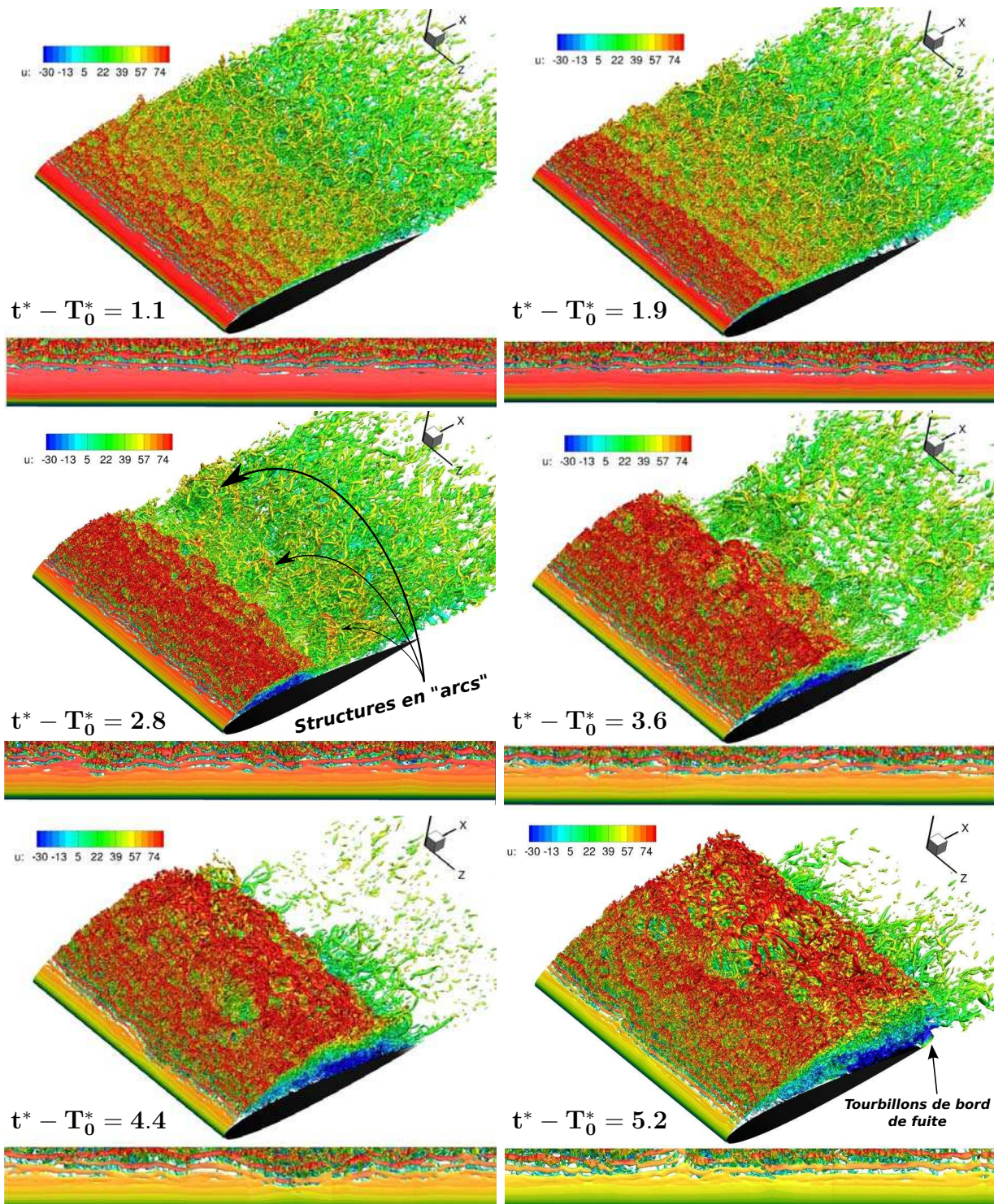


Figure IV.56 – Isosurface du critère $Q^* = 500$, coloré par la vitesse longitudinale, régime de formation et advection du LEV.

Gaster [45] propose un critère empirique basé sur deux paramètres pour caractériser l'éclatement. Le premier \tilde{P} , prend en compte le gradient de pression et le second, R_{θ_s} , est un nombre de Reynolds qui permet de rendre compte de la géométrie du BDL :

$$\tilde{P} = \frac{\theta_s^2}{\nu} \frac{\Delta U}{\Delta X}, \quad R_{\theta_s} = \frac{U_s \theta_s}{\nu} \quad (\text{IV.3})$$

Dans ces expressions, θ_s et U_s sont l'épaisseur de quantité de mouvement et la vitesse externe locale de couche limite au point de séparation. $\frac{\Delta U}{\Delta X}$ est le gradient de vitesse axial de l'écoulement obtenu en forçant la transition en amont du point de séparation jusqu'à empêcher l'apparition du BDL (voir Gaster [45]). Bien que les résultats soient satisfaisants dans l'étude de Gaster, Diwan & Ramesh [32] ont mis à jour quelques inconsistances après confrontation du critère avec des résultats issus d'expériences et simulations numériques récentes. Dès lors, ils ont pris le parti de le réviser à la lumière des découvertes récentes sur la dynamique des BDLs. Plus précisément, dans le critère de Gaster, l'échelle de longueur prenant en compte la géométrie du BDL est basée sur son développement longitudinal (ΔX) sans porter attention à l'extension du bulbe dans la direction normale à la paroi. Les avancées récentes ([130], [89]) d'analyse de stabilité de l'écoulement moyen dans les bulbes laminaires ont montré le rôle fondamental de la distance qui sépare la couche de cisaillement de la paroi dans la partie laminaire du BDL, conditionnant directement le mécanisme d'amplification conduisant à la transition. Le point de hauteur maximale dans le bulbe est donc intimement lié à la zone de transition et au recollement. Les conditions locales en ce point semblent donc être plus représentatives de la dynamique du bulbe que celles au point de séparation. Ils ont donc revu le critère de Gaster en y introduisant la hauteur maximale du bulbe, notée h , et la vitesse externe locale en ce point, U_h . Ils forment ainsi les deux paramètres :

$$P = \frac{h^2}{\nu} \frac{\Delta U}{\Delta X}, \quad Re_h = \frac{U_h h}{\nu} \quad (\text{IV.4})$$

Le terme $\frac{\Delta U}{\Delta X}$ reflète le gradient de vitesse axial dans le bulbe et est obtenu en faisant le rapport entre la chute de vitesse externe locale à travers le bulbe et la longueur du bulbe. La hauteur du bulbe, h , est définie à partir de la ligne de débit volumique nul à travers la couche limite (voir Eq.III.2). Pour chacun des bulbes moyens calculés, la hauteur est ainsi définie comme le point pour lequel la ligne de débit nul est la plus éloignée de la paroi.

Diwan & Ramesh [32] ont montré que ce jeu de paramètre apportait un accord plus universel entre bulbes *courts* et *longs* sur les données récentes issues de la littérature. De plus, contrairement

IV.4 Régimes transitoires de décrochage

ment à la paramétrisation de Gaster, un unique paramètre est nécessaire pour définir le critère d'éclatement. Ainsi, les observations effectuées fournissent une valeur critique $P \approx -28$. Les bulbes pour lesquels $P \geq -28$ sont *courts* alors que ceux pour lesquels $P \leq -28$ sont *longs*.

La Fig. IV.57 est une représentation dans le plan (Re_h, P) , initialement proposée par Diwan & Ramesh [32], des données issues des de l'ensemble des simulations de décrochage réalisées précédemment. Pour plus de clarté, seul un échantillon temporel sur cinq est représenté au cours de l'historique complet. La valeur seuil, $P = -28$, est marquée par la ligne horizontale rouge. Deux points importants sont à noter sur ces résultats. Le premier concerne les valeurs du nombre de Reynolds, Re_h , obtenues pour les bulbes intermédiaires au cours des calculs. Les bulbes *courts* obtenus sur nos simulations autour du profil d'aile Naca-0012 ont tous un nombre de Reynolds du même ordre, $\mathcal{O}(10^3)$, que ceux issus de la littérature sur plaque plane (Diwan *et al.* [32], Gaster [45], Haggmark [50], Marxen *et al.* [88], Watmuff [162] et Hatman & Wang [51]). Cet accord confirme la pertinence du choix du nombre de Reynolds ($Re_c = 10^5$) et montre qu'il est suffisant pour reproduire un comportement de bulbe déjà observé pour des nombres de Reynolds avant séparation plus élevés. Tous les bulbes situés dans la zone de bulbes *courts* semblent suivre la même trajectoire rectiligne dans le plan (Re_h, P) à l'approche de la valeur critique. Ce comportement est en accord avec les résultats de Diwan & Ramesh [32]. Ainsi, une évolution linéaire de P en fonction de Re_h est observée dans cette zone, avec la même pente $\mathcal{O}(-10^{-2})$. La différence d'ordonnée à l'origine des données sur profil par rapport aux résultats sur plaque plane est attribuée aux effets de courbure (sur le mécanisme de transition par exemple) induits par la paroi concave du profil, effets qui sont d'autant plus important que le nombre de Reynolds Re_h est faible. Les données issues de l'expérience de Brear & Hodson [10], réalisées sur profil d'aile, présentent le même comportement et tendent donc à confirmer cette hypothèse. Le critère sépare clairement les deux états de bulbe au cours du décrochage. La Fig. IV.58 reproduit une partie du diagramme Re_h/P pour les données recentrées autour de la valeur critique du paramètre P .

Pour $\Delta\alpha = 0.25^\circ$, Fig. IV.58(a), les trajectoires dans le plan $(Re_h, P(t))$ ne dépendent pas du mouvement du profil. Les BDLs *courts* évoluent dans un premier temps en suivant une décroissance linéaire de $P(t)$ en fonction de Re_h de pente $\mathcal{O}(-10^{-2})$. Cependant, pour les faibles valeurs de ce nombre de Reynolds, les données du mouvement 4 sont plus dispersées autour de cette droite que pour le reste des vitesses étudiées. Cette zone du diagramme correspond aux données proches de l'instant initial de mise en mouvement. Ces BDLs "dispersés" sont donc déformés par la vitesse importante du profil au court de ce mouvement rapide. L'évolution

linéaire est suivie d'une période, entre $Re_h \approx 1850$ et 2100 , où les BDLs issus des quatre mouvements sont fortement dispersés autour d'une valeur constante du paramètre $P(t) \approx -25$. Cette phase précède l'évolution rapide vers la valeur critique et le début de l'éclatement.

Pour $\Delta\alpha = 2.5^\circ$, Fig. IV.58(b), il n'y a pas non plus d'effet marquant de la vitesse de mise en mouvement visible sur les trajectoires dans le plan $(Re_h, P(t))$. Pour $Re_h \leq 1850$, les résultats sont les mêmes que pour les mouvements à faible amplitude. À la différence de ces derniers aucune phase d'évolution de Re_h à $P(t)$ constant sur une large gamme de nombre de Reynolds Re_h n'est observée. Cependant, pour le mouvement le plus lent, mouvement 5, le paramètre $P(t)$ semble rester constant sur une courte plage de nombre de Reynolds ($2000 < Re_h < 2200$) avant la décroissance linéaire jusqu'à la valeur critique. Cette observation est rassurante dans la mesure où, à la limite des vitesses angulaires quasi-statiques, les résultats pour $\Delta\alpha = 2.5^\circ$ doivent correspondre à ceux obtenus pour $\Delta\alpha = 0.25^\circ$. Dans tous les cas, les BDLs courts se "déstabilisent" donc à plus bas Reynolds que pour les mouvements de faible amplitude autour de α_c .

La Fig. IV.59, rapporte l'évolution temporelle du paramètre critique P pour l'ensemble des essais :

- Pour les mouvements de 1 à 4, Fig. IV.59(a), les résultats montrent un accord remarquable entre le début de la phase d'éclatement (précédemment repéré à $\frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} = 1$) et le franchissement de la valeur seuil. Ainsi, le paramètre P reste constant (≈ -24) pour ces quatre simulations de décrochage, jusqu'à $t - T_{st} \approx \Delta T_{inv}$. À cet instant la valeur critique est atteinte et P chute beaucoup plus rapidement indiquant le début de l'expansion rapide des BDLs longs. L'éclatement à $\frac{t-T_{st}}{\Delta T_{inv}} = 1$ est précédé d'une courte période où les valeurs du paramètre P oscillent fortement autour de -25 (voir le tracé pour le mouvement 1, volontairement épaissi).
- Pour les mouvements amples 5 et 6, Fig. IV.59(b), la valeur seuil sépare distinctement un premier régime de décroissance lente d'un second à décroissance plus rapide. Sur cette courbe, il semblerait que l'apparition du décrochage soit déclenchée de façon anticipée par une vitesse de rotation plus importante. Contrairement à ce qui vient d'être observé pour les mouvements à plus faible amplitude, aucune oscillation de P ne précède le franchissement de la valeur critique vers les BDLs longs.

Le critère de Diwan & Ramesh [32] permet donc de prédire correctement le début du décrochage aussi dans le cas de scénario plus représentatifs de condition de décrochage dynamique

(à Reynolds Re_c modéré), avec formation et advection du LEV. Cela renforce par ailleurs l'hypothèse émise plus haut sur le déclenchement du transitoire de décrochage à amplitude de mouvement importante qui trouve son origine dans la déstabilisation des BDLs *courts* vers des bulbes *longs* selon ce critère. Ce n'est qu'une fois les bulbes *longs* suffisamment développés que l'enroulement de la couche de mélange se produit. Par ailleurs, la phase précédant l'apparition des BDLs *longs* (au sens de Diwan & Ramesh) montre des différences nettes suivant l'amplitude du mouvement. Le critère de Diwan & Ramesh est basé sur un équilibre calculé sur le champ de vitesse moyen et n'est pas directement affecté par les déformations transverses du champ 3D instantané. On a pu voir que ces dernières étaient très différentes avant la déstabilisation entre les deux types de mouvement (voir Fig. IV.36 et Fig. IV.55). Ainsi, à faible amplitude l'apparition d'une instabilité 3D avant l'éclatement (non observée à forte amplitude de rotation) pourrait être à l'origine de cette phase de BDLs *courts* à Reynolds Re_h élevé ($Re_h \approx 2100$) absente lorsque l'amplitude du mouvement est plus importante.

Ce critère empirique simple fournit donc des résultats de prédiction du décrochage surprenant pour la configuration complexe d'écoulement instationnaire autour de profil d'aile à Reynolds modéré qui est étudiée ici. La relative indépendance d'évolution des paramètres P et Re_h vis-à-vis du mouvement pour les deux amplitudes étudiées, tend à confirmer l'importance minimale de la vitesse de rotation du profil sur le processus initial conduisant à la déstabilisation de la configuration de BDLs *courts* en équilibre vers celles, hors-équilibre, de BDLs *longs*.

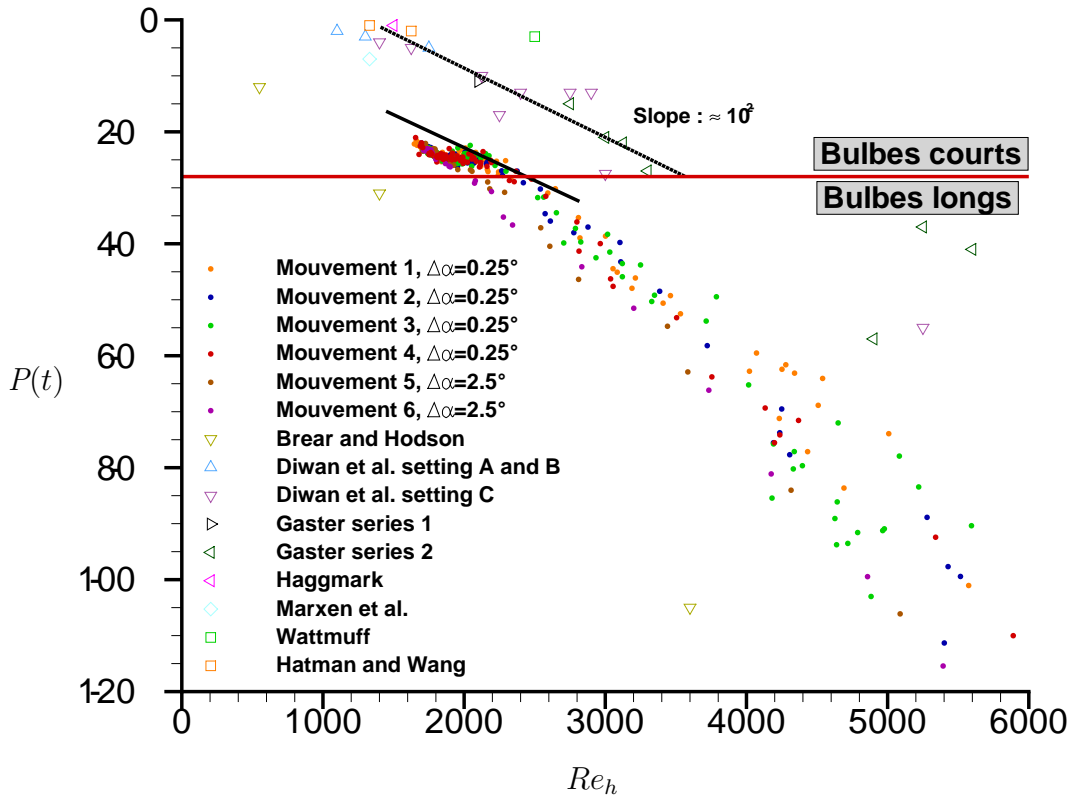


Figure IV.57 – Diagramme Re_h/P obtenu pour chacun des bulbes moyens au cours des différents essais, pour plus de clareté un BDL sur cinq est représenté

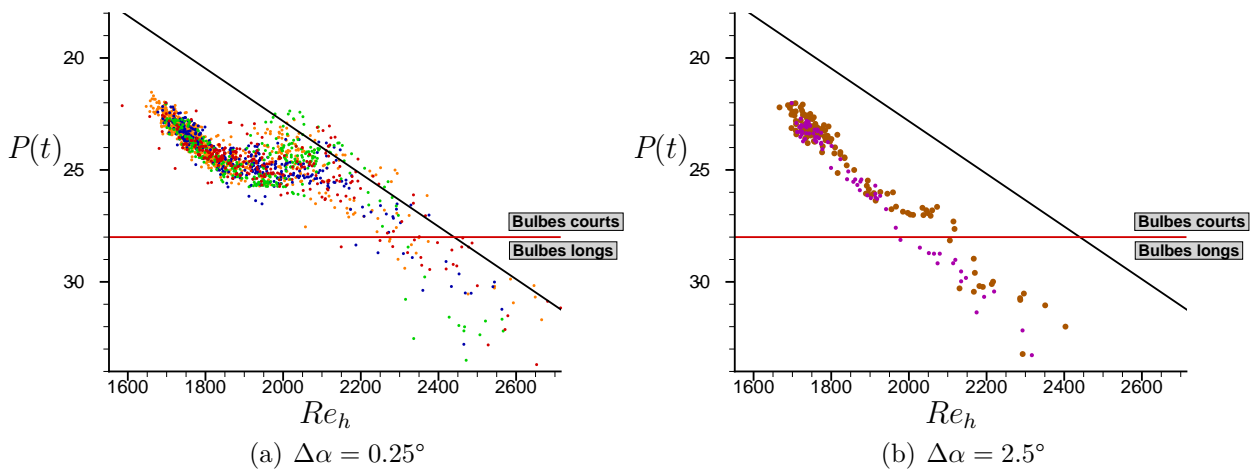


Figure IV.58 – Diagramme Re_h/P : phase de déséquilibre des BDL *courts* vers les BDLs *longs*.

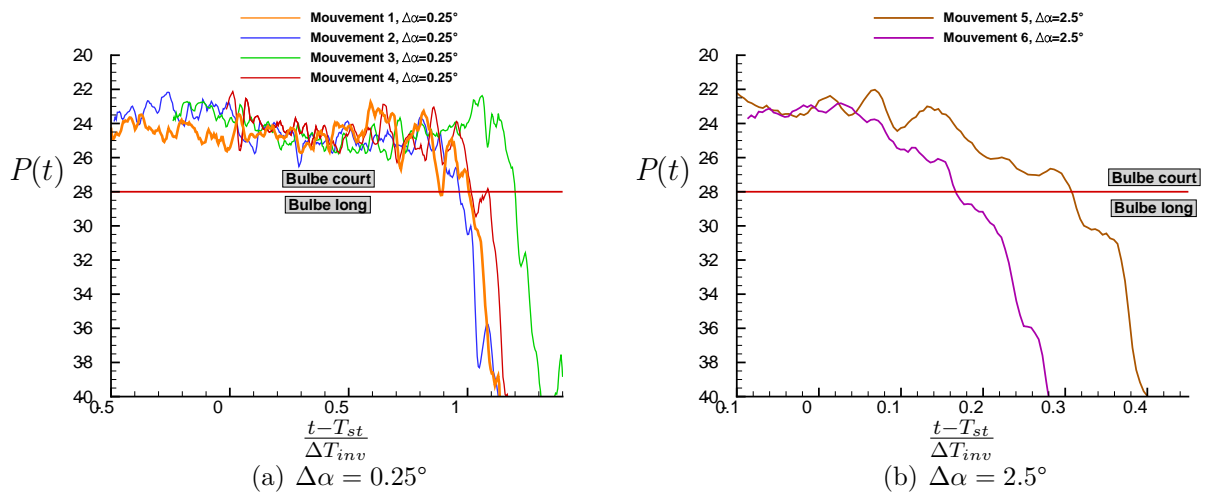


Figure IV.59 – Évolution temporelle du paramètre $P(t)$ au cours de la transition entre BDLs *courts* ($P(t) > -28$) vers les BDLs *longs* $P(t) < -28$

Conclusion générale et perspectives

L'écoulement aérodynamique autour de profil d'aile aux angles d'incidences proches du maximum de portance représente un enjeu important pour les industriels de l'aéronautique. Les avancées technologiques, dans ce régime de fonctionnement critique, restent pour autant très limitées. L'apparition du décrochage au-delà de cette incidence optimale en est la raison majeure. Le décrochage est un phénomène complexe qui apparaît lorsque l'angle d'incidence est trop important pour que la couche limite à l'extrados du profil reste attachée. Elle décolle alors sous l'effet du fort gradient de pression adverse induit par l'écoulement potentiel extérieur, entraînant la chute brutale de la portance et l'augmentation de la traînée. La nature laminaire ou turbulente de la couche limite joue un rôle fondamental dans les mécanismes d'interaction conduisant à cette séparation. La physique du décrochage dépend donc fortement de la forme du profil et du nombre de Reynolds considérés. Les conditions les plus délicates étant rencontrées à nombre de Reynolds modérés (typiquement $10^5 \leq Re_c \leq 10^6$ [80]). Dans cette configuration, au maximum de portance, la couche limite est laminaire au bord d'attaque et le gradient de pression adverse entraîne très vite sa séparation. La transition vers la turbulence se produit alors peu de temps après, au sein de la zone de mélange dans la couche limite nouvellement décollée. L'état turbulent provoque le recollement rapidement après la transition et la formation d'un Bulbe de Décollement Laminaire. Un BDL est donc présent au bord d'attaque dans les conditions qui précèdent le décrochage, il y joue alors un rôle fondamental qui reste encore incompris. L'objectif de cette thèse était d'apporter des éléments de réponse sur l'implication du BDL dans le régime transitoire de décrochage autour de profil d'aile à ces nombres de Reynolds critiques, avec comme point de mire une meilleure compréhension de l'aérodynamique des pales d'hélicoptère (notamment du décrochage dynamique qui a largement motivé ces travaux).

L'étude de la région de proche paroi au cours du régime transitoire de décrochage pour ces nombres de Reynolds dépasse encore les capacités des moyens classiques d'analyse expérimentale.

tale moderne et les méthodes de simulation numérique y apportent un support appréciable. Le premier réflexe est alors de se tourner vers les méthodes numériques moyennées (RANS, URANS). Peu coûteuses, elles permettent d'obtenir des informations sur les champs moyens sans avoir à calculer l'ensemble des échelles d'agitation de la turbulence. L'expertise acquise par l'ONERA sur l'utilisation de ces méthodes dans le contexte du décrochage de pales d'hélicoptère a permis de mettre en évidence les limites fortes des modèles RANS dans le calcul de la transition non-canonique au sein du BDL sur profils d'aile (travaux de thèse de F. Richez [126]). Une étude détaillée de ces limites par comparaison avec la Simulation Numérique Directe sur une configuration simplifiée de plaque plane (travaux de thèse de C. Laurent [71]) a permis d'apporter des éléments de réponse sur les pistes d'amélioration des modèles actuels. Ces travaux ont largement orienté le choix de la méthode numérique retenue dans ce mémoire. Ainsi afin d'éliminer autant que possible le caractère empirique de la modélisation de la transition dans les BDLs, il est apparu nécessaire de privilégier la simulation numérique directe dans cette région. La méthode proposée est basée sur une résolution implicite, directe des équations de Navier-Stokes avec l'emploi de schémas numérique (d'ordre 2) peu dissipatifs, validé dans le chapitre 2 pour le cas d'un tourbillon de Taylor Green visqueux. La précision des calculs est assurée par l'utilisation de maillage très fin dans la région de transition, permettant de résoudre des échelles de longueur de l'ordre des échelles dissipatives de Kolmogorov.

L'étude du décrochage a été réalisée autour d'un profil Naca-0012 à $Re_c = 10^5$ pour lequel le BDL reste *courts* aux angles sous-critiques. Le choix de ce nombre de Reynolds permet de reproduire une topologie d'écoulement qui reste proche de celle que l'on rencontre à l'extrados des pales d'hélicoptère (où $Re_c \approx 10^6$ et un BDL *court* se forme au bord d'attaque). La sensibilité des mécanismes de transition dans le BDL vis-à-vis des niveaux et du type de perturbations extérieures (taux de turbulence extérieure, rugosités de paroi...) rend son étude complexe aussi bien pour l'expérimentateur que pour le numéricien. Des calculs sur une configuration d'envergure réduite ($L_z/c = 0.16$) à incidence fixe, sous-critiques, en présence d'un forçage pariétal explicite, dont on a fait varier l'amplitude ont permis de retrouver des résultats qui se comparent favorablement avec l'étude DNS récente, sur plaque plane, de Marxen & Hennigson [89]. Plus précisément, les positions le long de l'extrados des points caractéristiques de la topologie du BDL (séparation, transition et recollement) ont montré une dépendance logarithmique en fonction de l'amplitude, résultat établi sur plaque plane dans les travaux [89]. Ce résultat n'a pu être obtenu qu'au prix d'un effort certain dans le choix des ingrédients numériques (maillage et méthode d'intégration temporelle) adaptés à cet écoulement complexe. Le chapitre 3 présente la méthodologie adoptée pour la réalisation d'un maillage DNS dans le BDL conjointement à

une méthode implicite efficace (nécessaire aux calculs des régimes transitoires de décrochage) qui tient compte des difficultés liées à cette sensibilité de l'écoulement transitionnel vis-à-vis des perturbations extérieures. Ainsi, la dépendance de la solution vis-à-vis du maillage a pu être minimisée à l'aide d'une étude de convergence rigoureuse. Des calculs implicites, réalisés sans forçage, ont permis d'établir (par comparaison avec les résultats de calculs forcés) une borne supérieure du bruit numérique engendré par la méthode implicite (inférieur à $10^{-3}U_\infty$). La validation définitive du choix de la méthode d'intégration temporelle est réalisée par comparaison avec les résultats obtenus en utilisant une méthode d'intégration explicite RK3. La base de données issue des calculs forcés s'est à nouveau révélée très utile dans cette étape. On a ainsi pu établir que les écarts entre ces deux méthodes sont inférieurs à ceux induits par une faible variation de l'amplitude de forçage pariétal (de 1.9×10^{-3} à 2.5×10^{-3}). Les coûts de calcul de la méthode explicite étant 4 fois plus importants, le choix de la méthode implicite s'est imposé de lui-même.

Une première série de calcul à envergure réduite a permis d'encadrer l'incidence critique d'apparition du décrochage statique avec une précision inférieure à 0.25° . Il a donc été possible de réaliser des simulations de l'écoulement autour du profil d'aile à incidence de portance maximale, juste avant l'apparition du décrochage. Ces calculs, réalisés avec une envergure importante ($L_z/c = 1$), ont permis de résoudre finement l'ensemble des processus complexes caractérisant cet écoulement non-canonique. Les mécanismes de transition dans le BDL ont été analysés. Les structures turbulentes dans la zone de transition précédant le recollement se sont révélées conformes à celles déjà observées dans l'étude DNS de profil d'aile [61]. La réponse fréquentielle du signal de pression fluctuante dans le BDL a été comparée favorablement avec une étude expérimentale sur profil à même nombre de Reynolds [8]. L'analyse du champ de vitesse fluctuante longitudinale dans la zone externe de la couche limite soumise au fort GPA a permis de mettre en évidence, sur cette configuration complexe de profil d'aile, les mouvements cohérents de grandes échelles récemment observés dans la littérature sur une configuration simplifiée de plaque plane [74].

Le profil d'aile a ensuite été mis en mouvement à travers l'incidence critique de décrochage statique. La flexibilité apportée par la simulation numérique a permis de réaliser les mouvements en imposant des accélérations et vitesses nulles au début et à la fin du déplacement. Dans un premier temps des variations angulaires infinitésimales à travers α_c sont imposées ($\Delta\alpha = 0.25^\circ$). Ce protocole reproduit le régime transitoire de décrochage, tout en limitant les changements de l'écoulement potentiel extérieur induit par les différences d'incidences en

début et fin de mouvement. Dans ces conditions, l'écoulement potentiel entourant l'aile est peu modifié au passage de α_c et on observe un régime transitoire piloté par l'éclatement du BDL au bord d'attaque. Ce résultat est conforme à ceux observés expérimentalement en condition de décrochage statique. Le processus d'éclatement est étudié à l'aide d'une base de données statistique spatio-temporelle riche qui est confrontée aux observations issues du champ instantané. On est ainsi en mesure d'identifier deux régimes différents d'évolution de l'écoulement au cours du transitoire après le passage de l'angle critique de décrochage statique. Dans un premier temps, le point de recollement dans le bulbe se déplace légèrement vers le bord de fuite en suivant une dépendance en temps linéaire. Cette évolution se produit sur une durée du même ordre que celle qui caractérise l'établissement de l'écoulement potentiel extérieur à la couche limite, équilibre global dont le temps caractéristique d'établissement est beaucoup plus grand que ceux induits par des déséquilibres au niveau de l'écoulement visqueux de couche limite. Cette phase est suivie par un second régime, au cours duquel la taille du bulbe évolue beaucoup plus rapidement, dix fois plus vite que pour la phase précédente. Cette seconde phase est désignée par éclatement du BDL. L'analyse du champ de vitesse 3D instantané a mis en évidence une forte tridimensionnalité de l'écoulement dans la phase d'éclatement avec l'apparition de mouvements cohérents de grande taille dans la direction de l'envergure qui semblent avoir comme origine la génération d'instabilités 3D dans la partie laminaire du BDL. Ce résultat est à rapprocher de ceux issus de la simulation numérique directe de l'éclatement de BDL réalisé récemment sur plaque plane par Marxen & Hennigson [89]. Dans leur étude, ils observent également la formation de mouvements cohérents dans la direction transverse au cours de l'éclatement. L'identification de mouvements 3D à grandes échelles au cours de l'éclatement du BDL sur profil d'aile, réalisé pour la première fois à notre connaissance, est un résultat important à prendre en compte lors du choix de l'envergure du domaine de calcul pour des simulations de régime transitoire de décrochage par éclatement de BDL. La dépendance à la solution initiale a été évaluée sur une série de trois essais. Il s'est avéré que la première phase du transitoire ne dépendait pas des conditions initiales avant la mise en mouvement alors que la phase d'éclatement rapide marquait une dispersion plus importante. Le temps caractéristique d'établissement de l'écoulement permanent décroché n'est donc pas une fonction déterministe des paramètres globaux (Re_c , forme du profil, loi horaire du mouvement $\alpha(t)$). Ainsi il semble exister une composante fluctuante plus ou moins forte (indépendante des paramètres globaux) sur l'établissement de ce régime. Cette composante est introduite dans le régime transitoire par des écarts, à hautes fréquences (typiquement dans le BDL), sur le champ de fluctuation de vitesse. L'influence de la dynamique du mouvement de rotation du profil a été étudiée sur une large gamme de vitesse de rotation balayant deux ordres de grandeur de $\dot{\alpha}$. Aucun effet

significatif n'a été constaté, les deux régimes se produisant de la même façon indépendamment du mouvement.

Dans un second temps, on a effectué des mouvements d'amplitude angulaire plus importante ($\Delta\alpha = 2.5^\circ$), proche de celles rencontrées dans les conditions de décrochage dynamique de pale d'hélicoptère. L'analyse de ces résultats a permis de mettre en évidence un mécanisme de décrochage différent de celui obtenu à faible amplitude de mouvement. En effet, dans ce cas le décollement massif est piloté par la formation au bord d'attaque et l'advection vers le bord de fuite d'une structure tourbillonnaire très énergétique (LEV). Ce processus est initié par l'enroulement de la couche de mélange dans le BDL. Ce mécanisme à grande échelle est principalement 2D ; il est nettement visible sur les courbes d'efforts aérodynamiques qui ne montrent plus d'oscillations comme pour les essais à $\Delta\alpha = 0.25^\circ$. On n'y observe plus l'apparition des mouvements 3D de grandes échelles, ni même les oscillations transverses de vitesse longitudinale dans la partie laminaire du bulbe. La sensibilité à la vitesse de mise en mouvement dans ce cas de décrochage n'a pu être étudiée que pour deux vitesses. Il semblerait qu'une augmentation de la vitesse du profil au passage de l'incidence critique de décrochage favorise la formation du LEV. Ces observations mériteraient d'être confirmées par des simulations balayant un éventail de vitesse de rotation plus étendu, néanmoins ces résultats sont en accord avec les observations expérimentales récentes ([108] [109]). Les résultats des deux calculs à $\dot{\alpha}$ identique et $\Delta\alpha$ différents ont permis d'isoler l'influence de l'amplitude de mouvement sur cette séparation de physique de décrochage, par éclatement du BDL pour $\Delta\alpha = 0.25^\circ$ et formation d'un LEV pour $\Delta\alpha = 2.5^\circ$.

Pour les deux vitesses étudiées à $\Delta\alpha = 2.5^\circ$, la phase rapide d'enroulement de la couche de mélange dans le BDL est précédée d'une courte période de croissance de BDLs *longs*. Ce résultat nous a poussés vers les critères empiriques de prédiction d'éclatement de BDL *courts* disponibles dans la littérature. Il s'est avéré que le critère récent de Diwan & Ramesh [32] permet de prédire l'apparition du début de la phase de déstabilisation des BDLs *courts* en équilibre vers celles des BDLs *longs*, hors équilibre, pour l'ensemble des mouvements étudiés, indépendamment de l'amplitude retenue. Cela permet d'appuyer l'hypothèse, faite à partir des données statistiques, de la présence de BDLs *longs* hors équilibre avant la formation du LEV pour les mouvements à forte amplitude.

Cette étude apporte des réponses dans le rôle du BDL dans la dynamique du décrochage de type bord d'attaque et son extension au décrochage dynamique. Elle soulève aussi un certain

nombre de perspectives. Tout d'abord dans la continuité des travaux de thèse qui viennent d'être réalisés, les observations effectuées au cours de l'éclatement du bulbe peuvent suggérer une importance particulière des mécanismes d'instabilité 3D dans le BDL. Cette remarque oriente l'étude de l'éclatement vers les méthodes de calculs d'instabilités globales dans les BDLs (sur l'ensemble du champ de base et sans hypothèse d'écoulement parallèle). On a pu mettre en évidence une tridimensionnalité plus ou moins forte de l'écoulement instantané à l'extrados au cours du décrochage, suivant l'amplitude angulaire parcourue au cours du mouvement de rotation à travers α_c . Cet aspect sur le régime transitoire de décrochage est unique et ouvre des perspectives sur des dispositifs de contrôle adaptés à ce régime d'écoulement. Une étude des effets 3D dans les BDLs, à l'aide d'un terme de forçage adapté par exemple, pourrait apporter des éléments de réponse à ce sujet. On peut d'ores et déjà émettre l'hypothèse que proche des conditions de décrochage statique une excitation des modes 3D de l'écoulement est susceptible d'avoir de l'influence sur le transitoire de décrochage. Alors que pour des mouvements à plus fortes amplitudes, le mécanisme 2D d'enroulement de la couche de mélange semble avoir une plus forte influence sur le régime transitoire. Concernant la modélisation RANS, les résultats probants fournis par le critère d'éclatement, empirique, de Diwan & Ramesh, en font un bon candidat dans la prédiction du décrochage à ces nombres de Reynolds. Les paramètres de ce critère (Pt, Re_h) sont basés sur des considérations de l'écoulement moyen, ce dernier pourrait donc être introduit dans la procédure RANS afin de traduire le déséquilibre constaté sur le champ de vitesse instantané à l'approche des valeurs critiques de ces paramètres et ainsi d'anticiper artificiellement le décrochage par rapport à un calcul sans critère. Une perspective naturelle de cette étude vient de son extension au cas du décrochage dynamique avec un mouvement de battement du profil d'aile. Il serait alors intéressant de reproduire l'analyse détaillée du régime d'écoulement proposé dans ces travaux de thèse et ainsi pouvoir préciser en quelles mesures les conclusions établies ici restent valable. Les nombres de Reynolds proches de ceux rencontrés en situation de vol des hélicoptères ($Re_c = 10^6$) sont plus importants que celui étudié dans ces travaux de thèse ($Re_c = 10^5$). Cet aspect peut avoir une importance significative sur la phénoménologie du décrochage et sur la physique qui a été décrite (remontée d'un décollement de bord de fuite, décollement turbulent après le BDL...)

Bibliographie

- [1] M. Alam and N. D. Sandham. Direct Numerical Simulation of 'short' laminar separation bubbles with turbulent reattachment. *Journal of Fluid Mechanics*, 410 :1 – 28, 2000. [33](#), [70](#), [87](#), [126](#), [167](#)
- [2] F. Alizard and J. C. Robinet. Influence of 3D perturbations on separated flows. *Proceedings of IUTAM Symposium on Unsteady and Separated Flows and their Control*, Corfou, Grèce, 2007. [34](#)
- [3] Jaber H Almutairi and Ibraheem M AlQadi. Large-eddy simulation of natural low-frequency oscillations of separating–reattaching flow near stall conditions. *AIAA journal*, 51(4) :981–991, 2013. [109](#)
- [4] Jaber H Almutairi, Lloyd E Jones, and Neil D Sandham. Intermittent bursting of a laminar separation bubble on an airfoil. *AIAA journal*, 48(2) :414–426, 2010. [109](#)
- [5] Carolyn D Aubertine and John K Eaton. Reynolds number scaling in a non-equilibrium turbulent boundary layer with mild adverse pressure gradient. *International journal of heat and fluid flow*, 27(4) :566–575, 2006. [29](#)
- [6] Yeon Sik Baik, Luis P Bernal, Kenneth Granlund, and Michael V Ol. Unsteady force generation and vortex dynamics of pitching and plunging aerofoils. *Journal of Fluid Mechanics*, 709 :37–68, 2012. [21](#), [24](#)
- [7] Anthony Bernard, Jean-Marc Foucaut, Patrick Dupont, and Michel Stanislas. Decelerating boundary layer : a new scaling and mixing length model. *AIAA journal*, 41(2) : 248–255, 2003. [29](#)

- [8] Michael SH Boutilier and Serhiy Yarusevych. Separated shear layer transition over an airfoil at a low reynolds number. *Physics of Fluids*, 24 :084105, 2012. [114](#), [120](#), [123](#), [197](#)
- [9] BM Bragg, Douglas C Heinrich, FA Balow, and KBMQ Zaman. Flow oscillation over an airfoil near stall. *AIAA journal*, 34(1) :199–201, 1996. [109](#)
- [10] MJ Brear and HP Hodson. The response of a laminar separation bubble to ‘aircraft engine representative’ freestream disturbances. *Experiments in fluids*, 35(6) :610–617, 2003. [189](#)
- [11] Garry L Brown, Anatol Roshko, et al. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(4) :775–816, 1974. [133](#)
- [12] S Burgmann and W Schröder. Investigation of the vortex induced unsteadiness of a separation bubble via time-resolved and scanning piv measurements. *Experiments in fluids*, 45(4) :675–691, 2008. [36](#)
- [13] S Burgmann, Ch Brücker, and W Schröder. Scanning piv measurements of a laminar separation bubble. *Experiments in Fluids*, 41(2) :319–326, 2006. [36](#)
- [14] S Burgmann, J Dannemann, and W Schröder. Time-resolved and volumetric piv measurements of a transitional separation bubble on an sd7003 airfoil. *Experiments in Fluids*, 44(4) :609–622, 2008. [36](#)
- [15] BH Carmichael. *Low Reynolds number airfoil survey*. National Aeronautics and Space Administration, Langley Research Center, 1981. [25](#)
- [16] Lawrence W Carr. Progress in analysis and prediction of dynamic stall. *Journal of Aircraft*, 25(1) :6–17, 1988. [7](#)
- [17] Lawrence W Carr and MS Chandrasekhara. Compressibility effects on dynamic stall. *Progress in Aerospace Sciences*, 32(6) :523–573, 1996. [19](#)
- [18] Lawrence W Carr, Kenneth W McAlister, and William J McCroskey. Analysis of the development of dynamic stall based on oscillating airfoil experiments. 1977. [3](#), [22](#)
- [19] Luciano Castillo and William K George. Similarity analysis for turbulent boundary layer with pressure gradient : outer flow. *AIAA journal*, 39(1) :41–47, 2001. [29](#)
- [20] S. R. Chakravarthy. High resolution upwind formulation for the Navier-Stokes equations. *Von Karman Institute Lecture Series*, March 1988. [53](#)

-
- [21] MS Chandrasekhara and LW Carr. Flow visualization studies of the mach number effects on dynamic stall of an oscillating airfoil. *Journal of Aircraft*, 27(6) :516–522, 1990. [22](#)
- [22] P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides ; Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Collection Polytech. Cépaduès edition, 2000. [ix](#), [27](#)
- [23] C-Y Chow and C-S Chiu. Unsteady loading on airfoil due to vortices released intermittently from its surface. *Journal of aircraft*, 23(10) :750–755, 1986. [22](#)
- [24] Francis H Clauser. Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients. *Journal of the Aeronautical Sciences (Institute of the Aeronautical Sciences)*, 21(2), 1954. [29](#)
- [25] T.J. Coakley. Implicit upwind methods for the compressible Navier-Stokes equations. *AIAA journal*, 23(2), 1983. [57](#)
- [26] G. N. Coleman, J. Kim, and P. R. Spalart. Direct Numerical Simulation of a decelerated wall-bounded turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 495 :1 – 18, 2003. [30](#)
- [27] L. F. Crabtree. The formation of regions of separated flow on wing surfaces. *ARC, R&M, 3122*, 1959. [37](#)
- [28] F. Daude. *Méthode d'intégration temporelle implicite pour la simulation des grandes échelles. Application à la réduction de bruit de cavité*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2007. [56](#), [57](#)
- [29] G. Desquesnes. *Couplage par recouvrement de maillages curviligne/cartésien pour la simulation en aéroacoustique*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2007. [59](#)
- [30] Sourabh S Diwan and ON Ramesh. On the origin of the inflectional instability of a laminar separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 629(13) :263–298, 2009. [31](#)
- [31] Sourabh S Diwan and ON Ramesh. Relevance of local parallel theory to the linear stability of laminar separation bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 698 :468–478, 2012. [91](#)
- [32] S.S. Diwan, S.J. Chetan, and O.N. Ramesh. On the bursting criterion for laminar separation bubbles. *IUTAM Symposium on Laminar-Turbulent Transition, Fluid Mechanics and Its Application*, 78 :401–407, 2006. [38](#), [188](#), [189](#), [190](#), [199](#)
- [33] TL Doligalski, CR Smith, and JDA Walker. Vortex interactions with walls. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 26(1) :573–616, 1994. [22](#), [23](#), [142](#)

- [34] J. R. Edwards and M.-S. Liou. Low-diffusion flux splitting methods for flows at all speeds. *AIAA Journal*, 36(9) :1610 – 1617, 1998. [51](#)
- [35] J. A. Ekaterinaris and F. R. Menter. Computation of oscillating airfoil flows with one- and two-equation turbulence models. *AIAA Journal*, 32 :2359–2365, 1994. [4](#)
- [36] John A. Ekaterinaris and Max F. Platzer. Computational prediction of airfoil dynamic stall. *Progress in Aerospace Sciences*, 33 :759–846, 1997. [4](#)
- [37] Jeff D Eldredge, Chengjie Wang, and Michael Ol. A computational study of a canonical pitch-up, pitch-down wing maneuver. *AIAA paper*, 3687 :2009, 2009. [151](#)
- [38] Y Elimelech, R Arieli, and G Iosilevskii. The three-dimensional transition stages over the naca-0009 airfoil at reynolds numbers of several ten thousand. *Physics of Fluids*, 24 : 024104, 2012. [42](#)
- [39] LE Ericsson and JP Reding. Fluid mechanics of dynamic stall part i. unsteady flow concepts. *Journal of Fluids and Structures*, 2(1) :1–33, 1988. [21](#), [22](#), [149](#)
- [40] D. Fauconnier, C. Bogey, and E. Dick. On the performance of relaxation filtering for large eddy simulation. *JOT*, 14(1) :22–49, 2013. [65](#)
- [41] MS Francis and JE Keesee. Airfoil dynamic stall performance with large-amplitude motions. *AIAA journal*, 23(11) :1653–1659, 1985. [23](#)
- [42] Daniel J Garmann and Miguel R Visbal. Numerical investigation of transitional flow over a rapidly pitching plate. *Physics of Fluids*, 23 :094106, 2011. [21](#), [151](#)
- [43] E. Garnier, M. Mossi, P. Sagaut, P. Comte, and M. Deville. On the use of shock capturing schemes for Large-Eddy Simulation. *J. Comput. Phys.*, 153(2) :273–311, 1999. [56](#)
- [44] M Gaster. *On the stability of parallel flows and the behaviour of separation bubbles*. PhD thesis, University of London, 1963. [34](#)
- [45] M. Gaster. The structure and the behaviour of laminar separation bubbles. *NPL Aero Report 1181*, ARC 28.226, 1966. [35](#), [36](#), [38](#), [77](#), [188](#), [189](#)
- [46] C.W. Gear. *Numerical initial value problems in ordinary differential equations*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1971. [56](#)

-
- [47] V. Gleize, J. Szydłowski, and M. Costes. Numerical and physical analysis of turbulent viscous flow around a naca0015 profile at stall. 2004, ECCOMAS, Jyväskylä, Finland. 41
- [48] C. Gleyzes, J. Cousteix, and J.L. Bonnet. Theoretical and experimental study of low Reynolds number transitional separation bubbles. In *Conference on Low Reynolds Number Airfoil Aerodynamics*, 1985. 38
- [49] Carl P Häggmark, C Hildings, and Dan S Henningson. A numerical and experimental study of a transitional separation bubble. *Aerospace science and technology*, 5(5) :317–328, 2001. 31
- [50] CP Häggmark, AA Bakchinov, and P Henrik Alfredsson. Experiments on a two-dimensional laminar separation bubble. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 358(1777) :3193–3205, 2000. 189
- [51] A. Hatman and T. Wang. Separated-Flow Transition, Part 1 - Experimental Methodology and Mode Classification, Part 2 - Experimental Results, Part 3 - Primary Modes and Vortex Dynamics. *ASME Paper Nos. 98-GT-461, 98-GT-462, 98-GT-463*, 1998. 189
- [52] T Hetsch and U Rist. Accuracy of local and nonlocal linear stability theory in swept separation bubbles. *AIAA journal*, 47(5) :1116–1122, 2009. 34
- [53] H. P. Horton. A semi-empirical theory for the growth and bursting of laminar separation bubbles. *ARC, Britain, Current Paper 1073*, 1969. ix, 30, 31, 38
- [54] <http://www.public.iastate.edu/~zjw/hio CFD.html>. First international workshop on high-order cfd methods. In *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Nashville, Tennessee, January 2012*. 61, 62, 65
- [55] Patrick Huerre and Peter A Monkewitz. Local and global instabilities in spatially developing flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 22(1) :473–537, 1990. 32
- [56] E.N. Jacobs and A. Sherman. Airfoil section characteristics as affected by variations of the Reynolds number. *NACA Rep. 586*, 1937. 13
- [57] J. Jimenez and P. Moin. The minimal flow unit in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.*, 225 :213 – 240, 1991. 81, 82

- [58] Wayne Johnson and Norman D Ham. On the mechanism of dynamic stall. *Journal of the American Helicopter Society*, 17(4) :36–45, 1972. [22](#)
- [59] B.M Jones. An experimental study of the stalling of wings. *R.&M.*, (1588), 1933. [13](#)
- [60] B.M Jones. Stalling. *Journal Roy. Aero. Soc.*, 38(285) :753–770, Sept 1934. [13](#)
- [61] L.E. Jones, R.D. Sandberg, and N.D. Sandham. Direct Numerical Simulations of forced and unforced separation bubbles on an airfoil at incidence. *Journal of Fluid Mechanics*, 602 :175–207, 2008. [xii](#), [33](#), [36](#), [43](#), [70](#), [71](#), [77](#), [81](#), [86](#), [112](#), [114](#), [120](#), [167](#), [197](#)
- [62] LE Jones, RD Sandberg, and ND Sandham. Stability and receptivity characteristics of a laminar separation bubble on an aerofoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 648(1) :257–296, 2010. [33](#), [36](#), [43](#), [70](#), [71](#), [77](#), [86](#)
- [63] EJ Jumper, SJ Schreck, and RL Dimmick. Lift-curve characteristics for an airfoil pitching at constant rate. *Journal of aircraft*, 24(10) :680–687, 1987. [22](#)
- [64] EJ Jumper, RL Dimmick, and AJS Allaire. The effect of pitch location on dynamic stall. *Journal of fluids engineering*, 111(3) :256–262, 1989. [22](#)
- [65] Yury S Kachanov. Physical mechanisms of laminar-boundary-layer transition. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 26(1) :411–482, 1994. [28](#)
- [66] J. Kim, P. Moin, and R. Moser. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 177(7) :133 – 166, 1987. [83](#), [118](#)
- [67] Sungho Ko and WJ McCroskey. Computations of unsteady separating flows over an oscillating airfoil. *AIAA journal*, 35(7) :1235–1238, 1997. [22](#)
- [68] M Lang, U Rist, and S Wagner. Investigations on controlled transition development in a laminar separation bubble by means of lda and piv. *Experiments in Fluids*, 36(1) :43–52, 2004. [33](#), [35](#)
- [69] L. Larchevêque, P. Sagaut, I. Mary, O. Labbé, and P. Comte. Large-Eddy Simulation of a compressible flow past a deep cavity. *Physics of Fluids*, 15(1) :193 – 210, January 2003. [50](#)
- [70] Sylvain Lardeau, Michael Leschziner, and Tamer Zaki. Large eddy simulation of transitional separated flow over a flat plate and a compressor blade. *Flow, turbulence and combustion*, 88(1-2) :19–44, 2012. [42](#)

-
- [71] C. Laurent. *Étude d'écoulements transitionnels et hors équilibre par des approches DNS et RANS*. PhD thesis, 2012. [5](#), [33](#), [78](#), [86](#), [123](#), [126](#), [196](#)
- [72] C. Laurent, I. Mary, V. Gleize, A. Lerat, and D. Arnal. DNS database of a transitional separation bubble on a flat plate and application to RANS modeling validation. *Computers & Fluids*, 61 :21–30, 2012. [50](#), [52](#), [70](#), [71](#), [72](#), [81](#), [82](#), [83](#), [85](#)
- [73] J.-C. Le Balleur. Viscous-inviscid calculation of high-lift separated compressible flows over airfoils and wings. *Proceedings AGARD-FRP Symposium on "High-lift aerodynamics", Paper 26*, Banff, Canada, 1993. [110](#)
- [74] Joung-Ho Lee and Hyung Jin Sung. Structures in turbulent boundary layers subjected to adverse pressure gradients. *Journal of Fluid Mechanics*, 639 :101, 2009. [30](#), [83](#), [116](#), [117](#), [118](#), [147](#), [156](#), [197](#)
- [75] T Lee and S Basu. Nonintrusive measurements of the boundary layer developing on a single and two circular cylinders. *Experiments in fluids*, 23(3) :187–192, 1997. [22](#)
- [76] T Lee and P Gerontakos. Investigation of flow over an oscillating airfoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 512 :313–341, 2004. [3](#), [20](#), [21](#), [23](#), [70](#), [71](#), [72](#), [74](#), [120](#)
- [77] J Gordon Leishman. *Principles of helicopter aerodynamics*. Cambridge University Press, 2006. [ix](#), [22](#), [23](#)
- [78] E. Lenormand, P. Sagaut, L. Ta Phuoc, and P. Comte. Subgrid-scale models for Large-Eddy Simulation of compressible wall bounded flows. *AIAA Journal*, 38(8) :1340 – 1350, 1999. [56](#)
- [79] M. S. Liou and C. J. Steffen. A new flux splitting scheme. *J. Comput. Phys.*, 107 :23–29, 1993. [51](#)
- [80] PBS Lissaman. Low-reynolds-number airfoils. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15(1) : 223–239, 1983. [ix](#), [8](#), [24](#), [25](#), [26](#), [195](#)
- [81] L.K. Loftin and W.J. Bursnall. The effects of variations in Reynolds number between $3.0 \cdot 10^8$ and $25.0 \cdot 10^8$ upon the aerodynamic characteristics of a number of NACA 6-series airfoil sections. *NACA TN 639*, 1938. [13](#)
- [82] Peter F Lorber, Franklin O Carta, and Alfred F Covino Jr. An oscillating three-dimensional wing experiment : Compressibility, sweep, rate, waveform, and geometry

- effects on unsteady separation and dynamic stall. Technical report, DTIC Document, 1992. [22](#)
- [83] N.N. Mansour, J. Kim, and P. Moin. Reynolds-stress and dissipation-rate budgets in turbulent channel flows. *J. Fluid Mech.*, 1988. [53](#)
- [84] Matthieu Marquillie, Uwe Ehrenstein, Jean-Philippe Laval, et al. Instability of streaks in wall turbulence with adverse pressure gradient. *Journal of Fluid Mechanics*, 681 : 205–240, 2011. [30](#)
- [85] JM Martin, RW Empey, WJ McCroskey, and FX Caradonna. An experimental analysis of dynamic stall on an oscillating airfoil. *Journal of the American Helicopter Society*, 19 (1) :26–32, 1974. [22](#)
- [86] O Marxen, M Lang, U Rist, and S Wagner. A combined experimental/numerical study of unsteady phenomena in a laminar separation bubble. *Flow, Turbulence and Combustion*, 71(1-4) :133–146, 2003. [31](#)
- [87] O. Marxen, M. Lang, U. Rist, O. Levin, and D.S. Henningson. Mechanisms for spatial steady three-dimensional disturbance growth in a non-parallel and separating boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 634 :165–189, 2009. [34](#), [87](#)
- [88] O. Marxen, U. Rist, and S. Wagner. The effect of spanwise-modulated disturbances on transition in a 2-D separated boundary layer. *AIAA Paper 2003-789*, Reno, US, 2003. [34](#), [35](#), [189](#)
- [89] Olaf Marxen and Dans Henningson. The effect of small-amplitude convective disturbances on the size and bursting of a laminar separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 671 : 1–33, 2011. [x](#), [4](#), [25](#), [35](#), [37](#), [38](#), [43](#), [44](#), [70](#), [71](#), [77](#), [78](#), [79](#), [87](#), [101](#), [141](#), [142](#), [167](#), [188](#), [196](#), [198](#)
- [90] Olaf Marxen and Ulrich Rist. Mean flow deformation in a laminar separation bubble : separation and stability characteristics. *Journal of Fluid Mechanics*, 660 :37–54, 2010. [77](#), [164](#)
- [91] Olaf Marxen, Matthias Lang, and Ulrich Rist. Discrete linear local eigenmodes in a separating laminar boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 711 :1, 2012. [31](#), [33](#), [34](#)

-
- [92] I. Mary. *Méthode de Newton approchée pour le calcul d'écoulements instationnaires comportant des zones à très faibles nombres de Mach*. PhD thesis, Université de Paris XI Orsay, 1999. [51](#), [57](#)
- [93] Ulrich Maucher, Ulrich Rist, and Siegfried Wagner. Refined interaction method for direct numerical simulation of transition in separation bubbles. *AIAA journal*, 38(8) :1385–1393, 2000. [35](#)
- [94] Kenneth W McAlister, Lawrence W Carr, and William J McCroskey. Dynamic stall experiments on the naca 0012 airfoil. 1978. [22](#)
- [95] W. J. McCroskey and R. K. Fisher. Dynamic stall of airfoils and helicopter rotors. *AGARD R 595*, pages 2.1 – 2.7, 1972. [17](#)
- [96] W. J. McCroskey and J-J. Philippe. Unsteady viscous Flow on oscillating airfoils. *AIAA Paper 74-182*, Washington, US, 1974. [19](#), [22](#), [136](#)
- [97] WJ McCroskey. The phenomenon of dynamic stall. Technical report, DTIC Document, 1981. [ix](#), [3](#), [18](#), [20](#), [21](#), [22](#)
- [98] WJ McCroskey. Unsteady airfoils. *Annual review of fluid mechanics*, 14(1) :285–311, 1982. [3](#), [18](#), [21](#)
- [99] WJ McCroskey, LW Carr, and KW McAlister. Dynamic stall experiments on oscillating airfoils. *Aiaa Journal*, 14(1) :57–63, 1976. [3](#), [18](#), [19](#), [22](#), [25](#), [71](#), [136](#), [149](#)
- [100] WJ McCroskey, KW McAlister, LW Carr, SL Pucci, O Lambert, and RF Indergrand. Dynamic stall on advanced airfoil sections. *Journal of the American Helicopter Society*, 26(3) :40–50, 1981. [18](#), [19](#), [136](#)
- [101] G. B. McCullough and D. E. Gault. Examples of three representative types of airfoil-section stall at low speed. *NACA TN2502*, 1951. [ix](#), [3](#), [11](#), [12](#), [13](#), [15](#), [120](#)
- [102] I. McGregor. The regions of local boundary-layer separations and their role in the stalling of aerofoils. *Ph.D. Thesis, Queen Mary College, London*, 1954. [37](#)
- [103] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity transport turbulence model for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598–1605, August 1994. [40](#)
- [104] C.B. Millikan and A.L. Klein. The effect of turbulence. *Aircraft Engineering*, 5(8) : 169–174, August 1933. [12](#)

- [105] M. V. Morkovin. Recent insights into instability and transition to turbulence in open-flow systems. *ICASE Report 88-44*, 1988. 28
- [106] MV Morkovin and E Reshotko. Dialogue on progress and issues in stability and transition research. In *Laminar-turbulent transition*, pages 3–29. Springer, 1990. 28
- [107] K Mulleners, A Henning, H Mai, M Raffel, A Le Pape, and M Costes. Investigation of the unsteady flow development over a pitching airfoil by means of tr-piv. *AIAA*, 3504 : 2009, 2009. 3, 20, 136, 138, 147
- [108] Karen Mulleners and Markus Raffel. The onset of dynamic stall revisited. *Experiments in fluids*, 52(3) :779–793, 2012. 3, 135, 136, 137, 138, 147, 199
- [109] Karen Mulleners and Markus Raffel. Dynamic stall development. *Experiments in Fluids*, 54(2) :1–9, 2013. 3, 7, 21, 135, 136, 137, 138, 147, 199
- [110] Y. Na and P. Moin. Direct Numerical Simulation of a separated turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 374 :379 – 405, 1998. 83
- [111] Y Nagano, M Tagawa, and T Tsuji. Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a boundary layer. In *Turbulent Shear Flows 8*, pages 7–21. Springer, 1993. 29
- [112] G. Nolin and I. Mary. Zonal grid refinement for les of turbulent boundary layer. *AIAA Paper 2004-0257*, Reno, US, 2004. 83
- [113] MichaelV. Ol, Luis Bernal, Chang-Kwon Kang, and Wei Shyy. Shallow and deep dynamic stall for flapping low reynolds number airfoils. *Experiments in Fluids*, 46(5) :883–901, 2009. ISSN 0723-4864. doi : 10.1007/s00348-009-0660-3. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-009-0660-3>. 21, 151
- [114] P. R. Owen and L. Klanfer. On the laminar boundary layer separation from the leading edge of a thin airfoil. *ARC Conf. Proc. 220*, 1953. 35, 36, 37
- [115] G Pailhas, R Houdeville, P Barricau, A Le Pape, A Faubert, P Loiret, and F David. Experimental investigation of dynamic stall. *ONERA : Tire a Part*, (8) :1, 2006. ix, 18, 71, 73
- [116] J Panda and KBMQ Zaman. Experimental investigation of the flow field of an oscillating airfoil and estimation of lift from wake surveys. *Journal of Fluid Mechanics*, 265 :65–96, 1994. 22

-
- [117] Seung O Park, Jong Seong Kim, and Boo Il Lee. Hot-wire measurements of near wakes behind an oscillating airfoil. *AIAA Journal*, 28(1) :22–28, 1990. [22](#)
- [118] L. Pauley, P. Moin, and W. C. Reynolds. The structure of two-dimensional separation. *J. Fluid Mech.*, 220 :397 – 411, 1990. [34](#)
- [119] M. Pechier. *Prévisions numériques de l'effet Magnus pour des configurations de munitions*. PhD thesis, Université de Poitiers, 1999. [57](#)
- [120] CW Pitt Ford and Holger Babinsky. Lift and the leading-edge vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 720 :280–313, 2013. [24](#)
- [121] R.A. Piziali. 2D and 3D oscillating wing aerodynamics for a range of angles of attack including stall. *NASA Technical Memorandum 4632, USAATCOM Technical Report 94-A-011*, 1994. [20](#), [40](#)
- [122] Stephen B Pope. *Turbulent flows*. Cambridge university press, 2000. [127](#)
- [123] D Postl, W Balzer, and HF Fasel. Control of laminar separation using pulsed vortex generator jets : direct numerical simulations. *Journal of Fluid Mechanics*, 676 :81, 2011. [33](#)
- [124] B Raverdy, I. Mary, P. Sagaut, and L. Liamis. High-resolution Large-Eddy Simulation of the flow around a low pressure turbine blade. *AIAA Journal*, 41(3) :390 – 397, 2003. [50](#)
- [125] Lord Rayleigh. On the stability, or instability, of certain fluid motions. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1(1) :57–72, 1879. [28](#)
- [126] F. Richez. *Simulation et modélisation de la transition par bulbe de décollement laminaire. Application au décrochage dynamique*. PhD thesis, Université Paris 13, 2008. [4](#), [5](#), [122](#), [196](#)
- [127] F. Richez, I. Mary, V. Gleize, and C. Basdevant. Near stall simulation of the flow around an airfoil using zonal RANS/LES coupling method. *Computers and Fluids*, 10 :1016, 2007. [50](#)
- [128] F. Richez, V. Gleize, I. Mary, and C. Basdevant. Zonal RANS/LES coupling simulation of a transitional and separated flow around an airfoil near stall. *Theoretical and Computational Fluids Dynamics*, 22(3-4) :305–315, 2008. [70](#), [71](#)

- [129] Ulrich Rist and Kai Augustin. Control of laminar separation bubbles using instability waves. *AIAA journal*, 44(10) :2217–2223, 2006. [77](#)
- [130] Ulrich Rist, Ulrich Maucher, and Siegfried Wagner. Direct numerical simulation of some fundamental problems related to transition in laminar separation bubbles. *Computational Methods in Applied Sciences*, 96 :319–325, 1996. [164](#), [188](#)
- [131] Stephen K Roberts and Metin I Yaras. Large-eddy simulation of transition in a separation bubble. *Journal of fluids engineering*, 128(2) :232–238, 2006. [31](#), [33](#)
- [132] W. B. Roberts. Calculation of laminar separation bubbles and their effect on airfoil performance. *AIAA Journal*, 18(1) :25 – 30, 1980. [38](#)
- [133] S. K. Robinson. Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23 :601 – 639, 1991. [82](#)
- [134] Scott J Schreck, William E Faller, and Hank E Helin. Pitch rate and reynolds number effects on unsteady boundary-layer transition and separation. *Journal of aircraft*, 35(1) : 46–52, 1998. [23](#)
- [135] Scott J Schreck, William E Faller, and Hank E Helin. Pitch rate and reynolds number effects on unsteady boundary-layer transition and separation. *Journal of aircraft*, 35(1) : 46–52, 1998. [22](#)
- [136] Deepakkumar M Sharma and Kamal Poddar. Investigations on quasi-steady characteristics for an airfoil oscillating at low reduced frequencies. *International Journal of Aerospace Engineering*, 2010, 2010. [136](#), [162](#)
- [137] C. Shu and S. Osher. Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes. *J. Comput. Phys.*, 77 :439–471, 1988. [56](#)
- [138] Per Egil Skaare and PA Krogstad. A turbulent equilibrium boundary layer near separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 272 :319–348, 1994. [29](#)
- [139] Martin Skote, Dan S Henningson, and Ruud AWM Henkes. Direct numerical simulation of self-similar turbulent boundary layers in adverse pressure gradients. *Flow, turbulence and combustion*, 60(1) :47–85, 1998. [83](#)
- [140] Simon Song and John K Eaton. Reynolds number effects on a turbulent boundary layer with separation, reattachment, and recovery. *Experiments in fluids*, 36(2) :246–258, 2004. [29](#)

-
- [141] P. Spalart and M. Kh. Strelets. Mechanisms of transition and heat transfer in a separation bubble. *J. Fluid Mech.*, 403 :229 – 249, 2000. [35](#), [70](#), [142](#), [164](#)
- [142] P. R. Spalart and J. H. Watmuff. Experimental and numerical study of a turbulent boundary layer with pressure gradients. *Journal of Fluid Mechanics*, 249 :337 – 371, 1993. [30](#)
- [143] G. R. Srinivasan, J. A. Ekaterinaris, and W. J. McCroskey. Dynamic stall of an oscillating wing. *AIAA Paper 93-3403*, 1993. [4](#), [22](#), [40](#)
- [144] EJ Stephen, W DARDIS III, and E JUMPER. Toward an unsteady-flow airplane. *AIAA Paper*, 88 :0752, 1988. [22](#)
- [145] Julien Szydlowski and Michel Costes. Simulation of flow around a static and oscillating in pitch NACA0015 airfoil using URANS and DES. *ASME Transfer/Fluids Engineering Summer Conference*, July Charlotte, US, 2004. [4](#), [5](#), [41](#)
- [146] Hiroyuki Tanaka. Flow visualization and piv measurements of laminar separation bubble oscillating at low frequency on an airfoil near stall. In *International Congress of the Aeronautical Sciences*, pages 2004–2, 2004. [109](#)
- [147] I. Tani. Low speed flows involving bubble separations. *Progress in Aerodynamical Sciences*, 5 :70 – 103, 1964. [36](#), [38](#)
- [148] M. Terracol and C. Galitzine. On the use of high-order filtered schemes for large eddy simulation. *AIAA Paper 2008-753*, Reno, US, 2008. [65](#)
- [149] T Theodorsen. 1940, general theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter, naca report no. 496. [151](#), [171](#)
- [150] V. Theofilis, S. Hein, and U. Dallmann. On the origins of unsteadiness and three-dimensionality in a laminar separation bubble. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 358 :3229 – 3246, 2000. [34](#)
- [151] J.L. Thomas and R.W. Walters. Upwind relaxation algorithms for the Navier-Stokes equations. *AIAA journal*, 25(4) :527–534, 1987. [53](#)
- [152] Ismail H Tuncer, JAMES C WU, and CM Wang. Theoretical and numerical studies of oscillating airfoils. *AIAA journal*, 28(9) :1615–1624, 1990. [4](#)

- [153] B. Van Leer. Towards the ultimate conservative difference scheme II. Monotonicity and conservation combined in a second-order scheme. *J. Comput. Phys.*, 14 :361 – 370, 1974. [53](#)
- [154] Miguel R Visbal. Dynamic stall of a constant-rate pitching airfoil. *Journal of Aircraft*, 27(5) :400–407, 1990. [4](#)
- [155] Miguel R Visbal. Numerical investigation of deep dynamic stall of a plunging airfoil. *AIAA journal*, 49(10) :2152–2170, 2011. [42](#), [81](#)
- [156] Miguel R Visbal and Datta V Gaitonde. On the use of higher-order finite-difference schemes on curvilinear and deforming meshes. *Journal of Computational Physics*, 181 (1) :155–185, 2002. [58](#)
- [157] Miguel R Visbal, Raymond E Gordnier, and Marshall C Galbraith. High-fidelity simulations of moving and flexible airfoils at low reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 46 (5) :903–922, 2009. [42](#)
- [158] A.E. Von Doenhoff and N. Tetervin. Investigation of the variation of lift coefficient with Reynolds number at a moderate angle of attack on a low-drag airfoil. *NACA CB 19*, November 1942. [13](#)
- [159] Th Von Karman and W. R. Sears. Airfoil theory for non-uniform motion. *Journal of the Aeronautical Sciences (Institute of the Aeronautical Sciences)*, 5 :379–390, 1938. [149](#)
- [160] Shengyi Wang, Derek B Ingham, Lin Ma, Mohamed Pourkashanian, and Zhi Tao. Numerical investigations on dynamic stall of low reynolds number flow around oscillating airfoils. *Computers & Fluids*, 39(9) :1529–1541, 2010. [21](#)
- [161] ZJ Wang, Krzysztof Fidkowski, Rémi Abgrall, Francesco Bassi, Doru Caraeni, Andrew Cary, Herman Deconinck, Ralf Hartmann, Koen Hillewaert, HT Huynh, et al. High-order cfd methods : current status and perspective. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 2013. [65](#)
- [162] Jonathan H Watmuff. Evolution of a wave packet into vortex loops in a laminar separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 397(1) :119–169, 1999. [33](#), [35](#), [189](#)
- [163] Philippe Wernert, Wolfgang Geissler, Markus Raffel, and Juergen Kompenhans. Experimental and numerical investigations of dynamic stall on a pitching airfoil. *AIAA journal*, 34(5) :982–989, 1996. [4](#)

- [164] G. Wilson and L. Pauley. Two- and three-dimensional Large-Eddy Simulations of a transitional separation bubble. *Physics of Fluids*, 10(11) :2932 – 2940, January 1998. [34](#)
- [165] Z. Yang and P. R. Voke. Large-Eddy Simulation of boundary-layer separation and transition at a change of surface curvature. *J. Fluid Mech.*, 439 :305–333, 2001. [32](#)
- [166] Serhiy Yarusevych, Pierre E Sullivan, and John G Kawall. On vortex shedding from an airfoil in low-reynolds-number flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 632 :245, 2009. [140](#), [141](#)
- [167] S. Yoon and A. Jameson. A multigrid LU-SSOR scheme for approximate Newton iteration applied to Euler equations. *NASA, CR-179524*, 1986. [57](#)
- [168] H Zhang, M Reggio, JY Trepanier, and R Camarero. Discrete form of the gel for moving meshes and its implementation in cfd schemes. *Computers & Fluids*, 22(1) :9–23, 1993. [55](#)