

Université d'Aix-Marseille  
Centre de Recherche de l'Armée de l'Air

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE

*Discipline : Mécanique et physique des fluides*

*École doctorale : Sciences pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et  
Nanoélectronique*

par Laurent HETRU

le 16 novembre 2015

Étude expérimentale et numérique de l'interaction  
aérodynamique entre deux profils : application au risque  
aéronautique du décrochage profond

---

directeur de thèse :

Thierry M. FAURE

---

JURY :

Olivier Cadot	DFA, ENSTA-ParisTech	Examineur
Laurent David	Institut Pprime, Université de Poitiers	Rapporteur
Thierry Faure	CReA, École de l'Air	Directeur de thèse
Sébastien Kolb	CReA, École de l'Air	Co-directeur de thèse
Olivier Montagnier	CReA, École de l'Air	Co-directeur de thèse
Jean-Marc Moschetta	DAEP, ISAE Toulouse	Rapporteur
Francis Pollet	Général commandant l'École de l'Air	Invité
Eric Serre	M2P2, Aix Marseille Université	Examineur
Christophe Sicot	Institut Pprime, ENSMA Poitiers	Examineur



# Résumé

Le décrochage profond est un cas particulier du décrochage d'un avion, où le plan horizontal de l'empennage, dont la fonction est la commande du moment à piquer, est entièrement situé dans le sillage décollé de la voilure principale. Le plan perd ainsi son efficacité, ce qui se traduit par une position d'équilibre en tangage stable, à une incidence élevée, dont il est impossible de sortir par une manœuvre simple. L'objectif de cette étude est de caractériser l'aérodynamique associée à ce phénomène et de proposer une procédure d'identification et de récupération. Une analyse de la littérature disponible sur l'approche du décrochage profond en dynamique du vol et sur les interactions entre profils est d'abord présentée. Elle permet de proposer une démarche visant à caractériser la dynamique bidimensionnelle de l'écoulement autour d'une configuration aéronautique de référence. Le dispositif expérimental, développé spécialement dans le cadre de cette étude, met en œuvre deux profils NACA 23 012, dont les angles d'incidence et les distances de séparation sont réglables. L'instrumentation comporte à la fois des balances à jauges de déformation, pour la mesure des efforts, et un système de vélocimétrie par images de particules non résolu temporellement, pour la caractérisation de l'écoulement. Les coefficients aérodynamiques, obtenus dans une large plage d'incidence, mettent en évidence l'effet de l'interaction entre les profils sur le décrochage, qui impacte principalement le profil aval. L'analyse des champs de vitesse fournit l'étendue et l'évolution axiale des sillages des profils selon l'incidence et permet de réaliser une étude paramétrique des configurations où un effet potentiel remontant affecte le profil amont. Un traitement des champs de vitesse par moyennes de phase permet de reconstruire la dynamique temporelle. Il est réalisé à partir de la localisation des centres des tourbillons de Von Kármán émis par le profil amont en configuration d'écoulement décollé. Le nombre de Strouhal construit sur la fréquence de ce phénomène présente un bon accord avec les données disponibles dans la littérature. À partir de ces résultats, un modèle potentiel de forçage de l'écoulement autour du profil aval, par les tourbillons de Von Kármán du profil amont, permet d'expliquer la modification du coefficient de portance imposé par l'interaction pour une incidence modérée de  $15^\circ$ . Cependant, ce modèle est mis en défaut pour une incidence plus forte de  $30^\circ$ . Des simulations numériques de l'écoulement, qui fournissent des champs résolus en temps, permettent de retrouver certaines évolutions expérimentales pour les incidences  $0^\circ$  et  $15^\circ$ , mais des écarts significatifs apparaissent pour  $30^\circ$  et semblent indiquer que l'écoulement présente une structure tridimensionnelle. L'ensemble des résultats est utilisé, en parallèle à des données issues d'un aéronef réel, dans un modèle de vol longitudinal afin d'analyser le comportement dynamique de l'avion. Les calculs mettent en évidence un déficit important de l'amortissement du mode d'oscillation d'incidence lors de l'établissement de l'équilibre stable du décrochage profond. Des critères permettant d'identifier la dynamique qui conduit à cet équilibre, fournissent une détection précoce de ce dernier et la mise en œuvre d'une stratégie de rétablissement.

## Mots-clefs :

dynamique du vol, écoulement instationnaire, systèmes dynamiques non linéaires, lâchers de tourbillons de Von Kármán, vélocimétrie par images de particules, moyennes de phase, balance aérodynamique

# Abstract

Deep stall is a specific type of airplane stall, in which the horizontal tail, driving the pitching moment, is inside the detached wake of the main wing. The tail loses its efficiency, leading to a stable pitching equilibrium position with a high angle-of-attack, without any easy recovery procedure. The aim of the study is to characterize the aerodynamic associated to that phenomenon in order to propose an identification and recovery procedure. A bibliographical analysis of deep stall flight dynamics and of airfoil interaction is provided. This defines the approach consisting in a two-dimensional flow characterization based on an aeronautical reference configuration. The experimental set-up, developed especially for that study, consists in two NACA 23 012 airfoils, with adjustable angles-of-attack and spacing. The instrumentation is made of strain gauges balances, for forces measurements, and a particle image velocimetry system which is not time-resolved, for flow measurements. Aerodynamic coefficients, obtained for a wide range of angles-of-attack, show the interaction between the airfoils on the stall of the downstream airfoil. The analysis of velocity fields gives the width and the axial development of the airfoils wakes with angle-of-attack and brings to a parametric study of configurations where a downstream potential effect is felt on the upstream airfoil. Phase-averages of velocity fields lead to the synthesis of flow time-development. It is obtained from the localization of the centers of Von Kármán vortices, shed from the upstream airfoil, for detached flow configurations. The Strouhal number built on the shedding frequency shows a good accordance with the bibliographical data available. With these results, a potential model of flow forcing on the downstream airfoil, by Von Kármán vortices shedding from the upstream airfoil, explains the lift coefficient alteration imposed by the interaction, for a moderate angle-of-attack of  $15^\circ$ . However, that model is invalidated for a larger value of angle-of-attack of  $30^\circ$ . Flow numerical simulations, giving time-resolved fields, provide experimental developments for the angles-of-attack  $0^\circ$  and  $15^\circ$ , but meaningful discrepancies appear for  $30^\circ$ , which could be explained by a three-dimensional flow structure. The whole set of result is used, concurrently with real aircraft data, inside a longitudinal flight model in order to analyze the airplane dynamical behavior. The simulations evidence an important default of the damping ratio of the short period mode during the installation of deep stall stable equilibrium. Criteria for the identification of the dynamic leading to that equilibrium provide a rapid detection of deep stall and the implementation of a recovery strategy.

## Keywords :

flight dynamics, unsteady flow, non linear dynamical systems, Von Kármán vortex shedding, particle image velocimetry, phase averaging, aerodynamic balance



# Remerciements

Après quatre années passées au sein de l'équipe dynamique du vol du Centre de Recherche de l'Armée de l'Air, je tiens à remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à ce projet et qui ont contribué à son aboutissement.

Je tiens, plus particulièrement à exprimer ma gratitude envers mon directeur de thèse le Dr. T.M. FAURE qui a su diriger avec brio ces travaux au sein d'une dynamique de recherche riche et multidisciplinaire. Je le remercie pour ses grandes capacités d'écoute ainsi que pour sa vision d'ensemble qui a participé à apporter une cohérence scientifique au projet. Je le remercie également pour m'avoir apporté son savoir-faire dans l'organisation des tâches, l'analyse et la synthèse des résultats. De même, j'aimerais saluer le soutien sans faille de mes co-encadrants, les Dr. Olivier MONTAGNIER et Sébastien KOLB. Ils ont fait preuve d'une disponibilité indéfectible et ont apporté à chaque fois un point de vue pertinent sur les problèmes auxquels j'ai dû faire face.

Je suis reconnaissant envers les membres de mon jury, les Professeurs Laurent DAVID et Jean-Marc MOSCHETTA pour avoir accepté de rapporter mes travaux de thèse, le Professeur Olivier CADOT en tant que président du jury et mon ancien enseignant de turbulence à l'ENSTA-ParisTech, le Dr. Eric Serre, Directeur de Recherche au laboratoire M2P2 ainsi que le Dr. Christophe SICOT. Je remercie aussi le Général Francis POLLET, commandant l'École de l'Air, pour avoir bien voulu siéger parmi le jury lors de ma soutenance.

Ma reconnaissance s'exprime également envers le personnel de la Division de la Formation en Sciences et Humanités de l'École de l'Air pour le support matériel et humain apporté à ces travaux. J'ai dans ce cadre une pensée toute particulière pour « mon petit » Jean-Claude VIDAL qui a réalisé une grande partie de l'expérience en soufflerie et a fait preuve d'une disponibilité sans faille malgré un plan de charge « écrasant ». Je tiens à remercier chaudement, Patrick IBBA et Didier VIDAL, professeurs aux lycées Jean-Perrin à Marseille, pour m'avoir permis de réaliser l'ensemble des pièces de l'expérience composées de polymère ou de matériaux composites.

Je tiens à saluer le Lieutenant-Colonel Laurent BOVET pour avoir contribué à définir la problématique du sujet et suivi à distance l'état d'avancement des mes travaux.

Merci au grand Centre de Recherche de l'Armée de l'Air à ses directeurs successifs le Colonel Jacques RAOUT et le Professeur Patrick LAGONOTTE et en particulier à l'équipe Histoire et Sociologie Militaire pour les moments de cohésion, les débats et les réflexions très à-propos d'un militaire très sage le Capitaine Christian BRUN. Je remercie plus particulièrement l'Adjudant Brigitte DENEUVILLE et le Caporal-Chef Benjamin THEYS pour leur support dans les tâches administratives.

Enfin, je suis reconnaissant envers mon épouse Anne-Claire et ma fille Lorraine pour m'avoir poussé dans cette voie, soutenu et réconforté durant les nombreux moments de doutes.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>15</b>
<b>1. Synthèse bibliographique</b>	<b>19</b>
1.1. Définitions	19
1.1.1. Dynamique du vol longitudinal	19
1.1.2. Décrochage	20
1.1.3. Décrochage profond	22
1.1.4. Approches expérimentales	23
1.1.5. Simulations de mécanique du vol	26
1.1.6. Détection, prévention et contrôlabilité	29
1.1.7. Conclusion sur le décrochage profond	30
1.2. Interaction aérodynamique entre profils	33
1.2.1. Aérodynamique d'un profil	33
1.2.2. Stationnarité résultant d'un profil oscillant	34
1.2.3. Interaction entre profils	36
1.2.4. Interaction tourbillon-profil	36
1.2.5. Conclusion sur les instabilités aérodynamiques autour d'un profil	38
<b>2. Dispositif expérimental</b>	<b>41</b>
2.1. Introduction	41
2.2. Installation expérimentale	41
2.2.1. Configuration adoptée	41
2.2.2. Soufflerie n°1 de l'École de l'Air	43
2.2.3. Uniformité de l'écoulement	43
2.2.4. Blocage de la soufflerie	44
2.2.5. Conception et réalisation du dispositif expérimental	48
2.2.5.1. Description générale du montage	48
2.2.5.2. Choix du profil	48
2.2.5.3. Système de maintien des profils	48
2.2.5.4. Réalisation des profils	52
2.3. Instrumentation	53
2.3.1. Efforts aérodynamiques	53
2.3.1.1. Balance d'efforts	53
2.3.1.2. Jauges de déformation	53
2.3.2. Acquisition et traitement des efforts	59
2.3.2.1. Acquisition des efforts	59
2.3.2.2. Traitement statistique des efforts	61
2.3.2.3. Incertitudes sur les efforts	64
2.3.3. Vélocimétrie par Images de Particules : PIV	65
2.3.3.1. Principe	65

2.3.3.2.	Description du système . . . . .	67
2.3.3.3.	Acquisition PIV . . . . .	67
2.4.	Conclusion . . . . .	74
<b>3.</b>	<b>Efforts aérodynamiques</b>	<b>77</b>
3.1.	Introduction . . . . .	77
3.2.	Profil isolé . . . . .	78
3.3.	Interaction entre la voilure et le plan . . . . .	80
3.4.	Influence du calage du plan . . . . .	84
3.5.	Conclusion . . . . .	84
<b>4.</b>	<b>Champ de vitesse</b>	<b>87</b>
4.1.	Introduction . . . . .	87
4.2.	Profil unique . . . . .	88
4.2.1.	Champ moyen . . . . .	88
4.2.2.	Écarts-types et covariance des fluctuations de vitesse . . . . .	94
4.3.	Interaction entre profils pour un calage de l'empennage nul . . . . .	102
4.3.1.	Champ moyen . . . . .	102
4.3.2.	Écarts-types et covariance des fluctuations de vitesse . . . . .	102
4.3.3.	Conclusion . . . . .	112
4.4.	Évolution axiale du sillage du profil amont . . . . .	118
4.5.	Interaction entre profils pour un calage de l'empennage non nul . . . . .	121
4.5.1.	Calage de l'empennage positif . . . . .	121
4.5.1.1.	Champ moyen . . . . .	121
4.5.1.2.	Écarts-types et covariance des fluctuations de vitesse . . . . .	121
4.5.2.	Calage de l'empennage négatif . . . . .	128
4.5.2.1.	Champ moyen . . . . .	128
4.5.2.2.	Écarts-types et covariance des fluctuations de vitesse . . . . .	129
4.5.3.	Conclusion . . . . .	129
4.6.	Interaction en fonction de la distance entre les profils pour un calage du profil aval nul . . . . .	134
4.6.1.	Forte interaction entre les profils $\ell_x = 2c$ , $\ell_z = 0.5c$ et $i_T = -0.7^\circ$ . . . . .	134
4.6.1.1.	Champ moyen . . . . .	134
4.6.1.2.	Écart-types et covariance des fluctuations de vitesse. . . . .	134
4.6.2.	Faible interaction entre les profils $\ell_x = 3c$ , $\ell_z = 1.5c$ et $i_T = 0.6^\circ$ . . . . .	141
4.6.2.1.	Champ moyen . . . . .	141
4.6.2.2.	Écarts-types des fluctuations de vitesse et corrélation croisée . . . . .	142
4.6.3.	Conclusion . . . . .	148
4.7.	Conclusion générale . . . . .	149
<b>5.</b>	<b>Analyse de l'interaction entre les profils</b>	<b>151</b>
5.1.	Introduction . . . . .	151
5.2.	Critères d'identification de structures tourbillonnaires . . . . .	151
5.3.	Application aux champs instantanés de vitesse . . . . .	152
5.4.	Moyennes de phase spatiales . . . . .	152
5.4.1.	Méthode de moyenne de phase spatiale . . . . .	152

5.4.2.	Cas d'une incidence faible . . . . .	154
5.4.3.	Cas d'une incidence forte . . . . .	154
5.5.	Trajectoires des tourbillons . . . . .	157
5.6.	Caractérisation en fréquence des lâchers de tourbillons . . . . .	157
5.7.	Interprétation des efforts aérodynamiques à partir du forçage de l'écoulement . . . . .	159
5.8.	Conclusion . . . . .	163
<b>6.</b>	<b>Simulation numérique</b>	<b>165</b>
6.1.	Introduction . . . . .	165
6.2.	Méthodes numériques employées . . . . .	165
6.2.1.	Équations de la mécanique des fluides en écoulement incompressible et visqueux . . . . .	165
6.2.2.	Modélisation de la turbulence . . . . .	166
6.2.2.1.	Équations de Navier-Stokes moyennes . . . . .	166
6.2.2.2.	Méthode de simulation des grandes échelles (LES) . . . . .	168
6.2.2.3.	Méthode de simulation des tourbillons détachés (DES) . . . . .	169
6.3.	Configurations d'étude . . . . .	169
6.3.1.	Convergence numérique . . . . .	169
6.3.2.	Cas du profil unique . . . . .	170
6.3.3.	Cas des profils en interaction . . . . .	170
6.4.	Analyse des résultats . . . . .	173
6.4.1.	Coefficients de portance et de traînée . . . . .	173
6.4.2.	Cas du profil unique . . . . .	173
6.4.2.1.	Champ de vitesse . . . . .	173
6.4.2.2.	Coefficients aérodynamiques moyens . . . . .	175
6.4.3.	Cas des profils en interaction . . . . .	176
6.4.3.1.	Coefficients aérodynamiques moyens . . . . .	176
6.4.3.2.	Comparaison des champs de vitesse . . . . .	179
6.4.3.3.	Évolution des coefficients aérodynamiques selon la fréquence . . . . .	179
6.5.	Conclusion . . . . .	183
<b>7.</b>	<b>Modélisation en mécanique du vol</b>	<b>187</b>
7.1.	Introduction . . . . .	187
7.2.	Modèle de dynamique longitudinale . . . . .	188
7.2.1.	Description . . . . .	188
7.2.2.	Équations du mouvement . . . . .	190
7.3.	Approximation du mode d'oscillation d'incidence . . . . .	191
7.3.1.	Représentation d'état . . . . .	191
7.3.2.	Linéarisation par morceaux des coefficients aérodynamiques . . . . .	192
7.3.2.1.	Approximation basse incidence . . . . .	193
7.3.2.2.	Approximation haute incidence . . . . .	195
7.3.3.	Comparaison des caractéristiques du mode d'oscillation d'incidence en fonction des approximations basse et haute incidence . . . . .	199
7.4.	Simulations temporelles . . . . .	203
7.4.1.	Modèle par éléments portants . . . . .	203

7.4.2. Modèle barycentrique . . . . .	207
7.5. Critère d'identification du décrochage profond . . . . .	217
7.6. Illustration de l'identification du décrochage profond et application à une procédure de récupération . . . . .	222
7.7. Conclusion . . . . .	224
<b>Conclusion</b>	<b>225</b>
<b>A. Interface d'acquisition des efforts sous Labview®</b>	<b>235</b>
<b>B. Calcul de l'incidence du plan induite par la vitesse de tangage</b>	<b>241</b>
<b>C. Termes issus des dérivées</b>	<b>243</b>
C.1. Approximation basse incidence . . . . .	243
C.2. Approximation haute incidence : cas du calage de l'empennage $i_T$ très négatif . . . . .	244
C.3. Approximation haute incidence : cas du calage de l'empennage $i_T$ modéré	245
<b>D. Théorèmes de dynamique des systèmes non linéaires</b>	<b>247</b>
D.1. Théorème de Cauchy-Lipschitz : . . . . .	247
D.2. Théorème de Poincaré-Bendixson . . . . .	247

# Liste des symboles

## Lettres Latines

$\ell_x$  Séparation horizontale entre les profils amont et aval

$\ell_z$  Séparation verticale entre le profils amont et aval

$\|\bar{U}\|$  Norme de la vitesse

$\vec{V}$  Vitesse de l'avion

$A_R$  Allongement d'une aile

$b$  Envergure

$c$  Corde

$C_D$  Coefficient de traînée

$C_L$  Coefficient de portance

$C_m$  Coefficient de moment

$E$  Module d'Young

$e$  Énergie interne

$i_T$  Angle de calage du profil aval

$p$  Pression

$Q$  Facteur  $Q$  pour la détection de tourbillons

$q$  Vitesse de tangage

$U_x$  Vitesse axiale

$U_z$  Vitesse transversale

$U_\infty$  Vitesse de l'écoulement à l'infini amont

## Lettres Grecques

$\alpha$  Angle d'incidence

$\alpha_q$  Angle d'incidence induite par la vitesse de tangage

$\beta$  Angle de dérapage

$\delta_e$  Commande de profondeur

$\delta_\tau$  Commande de poussée

$\gamma$  Angle de pente

$\Gamma_2$  Critère  $\Gamma_2$  pour la détection de tourbillons

$\kappa$  Fonction de pénalisation

$\mu$  Viscosité dynamique

$\nu$  Viscosité cinématique

$\phi$  Angle d'inclinaison

$\sigma_x$  Écart-type des fluctuations de vitesse axiale

$\sigma_z$  Écart-type des fluctuations de vitesse transversale

$\sigma_{xz}$  Covariance des fluctuations de vitesse

$\varepsilon$  Déformation ou élongation d'une jauge extensiométrique

### **Indices**

$e$  Équilibre

$H$  Haute incidence

$OI$  Oscillation d'incidence

$Ph.$  Phugoïde

$T$  Plan ou empennage horizontal

$W$  Voilure ou aile principale

# Introduction

Les évolutions des efforts aérodynamiques d'une aile placée dans un écoulement, en fonction de l'angle d'incidence, sont sujettes à une chute rapide de la portance et à une très forte augmentation de la traînée au-delà d'une valeur limite appelée angle de décrochage. Ce décrochage (en anglais « stall ») est dû à un décollement de la couche limite côté extradors qui se traduit par des pertes d'efficacité et une aérodynamique fortement instationnaire. Cependant, le décrochage simple de la voilure principale d'un aéronef est un phénomène bien connu. Il reste nuisible pour la sécurité de l'appareil mais on peut facilement s'échapper de cette situation tant que l'avion reste manœuvrable. Par exemple, une sortie en piqué reste la façon la plus simple de diminuer l'angle d'incidence de l'aile, ce qui permet le recollement de la couche limite et de revenir ainsi à des conditions normales de vol. Conserver une manœuvrabilité élevée de l'avion en toutes circonstances reste donc un point essentiel à la maîtrise des risques aéronautiques. Le super-décrochage ou décrochage profond (en anglais « deep-stall ») est un cas particulier propre à une géométrie d'aéronef où le plan horizontal de l'empennage, dont la fonction est la commande du moment à piquer, est entièrement situé dans le sillage décollé de la voilure principale. Le plan est ainsi dans une zone de très faible vitesse, ce qui a pour conséquence une perte de son efficacité. Cela se traduit par une position d'équilibre stable à une incidence élevée dont il est impossible de sortir par une action sur la commande de tangage et conduit à une perte d'altitude irréversible. Si ces conditions ne sont jamais rencontrées dans le domaine de vol classique d'un avion, elles peuvent survenir lors de phases de vol dégradé ou lors de phases de certification d'un nouvel appareil. La prédiction du risque d'évolution d'un aéronef vers ce décrochage profond et l'élaboration d'une procédure de récupération de l'avion seraient des contributions importantes à la maîtrise des risques pour ces conditions de vol.

La problématique du décrochage profond est complexe, et met en œuvre différents phénomènes, comme l'interaction entre les deux ailes, les écoulements tridimensionnels qui en résultent, les implications de cette interaction en terme de mécanique du vol, le centrage de l'avion, ... Si l'objectif de l'étude est principalement orienté vers les aspects aéronautiques en termes de maîtrise des risques, il existe d'autres domaines d'application résultant de l'interaction entre deux ailes.

Au delà des applications aéronautiques dans une gamme de nombres de Reynolds compris entre  $10^6$  et  $10^7$ , l'aérodynamique des profils d'ailes, pour des nombres de Reynolds modérés dans la gamme  $10^4$  à  $10^5$ , a récemment gagné en importance avec une multiplicité d'applications potentielles allant du micro-drone (MAV pour Micro Air Vehicle), au drone (UAV pour Unmanned Air Vehicle) et aux avions à faible vitesse, haute altitude et grand rayon d'action (HALE pour High Altitude Long Endurance). Dans cette gamme de nombre de Reynolds, un grand nombre d'études concernent les aéronefs à voilure tournante ou les éoliennes, pour lesquels les interactions aérodynamiques entre une pale et celle qui la précède sont l'objet de nombreuses publications. Cependant, il y a très peu de littérature sur l'interaction entre une voilure principale et un plan

horizontal. La démarche adoptée dans la suite de ce mémoire sera la caractérisation bi-dimensionnelle du couplage aérodynamique entre les tourbillons créés par l'écoulement décollé d'un profil amont (voilure) sur un profil aval (plan horizontal).

L'objectif de l'étude sera d'appréhender, sur cette configuration de référence faisant abstraction des phénomènes tridimensionnels, les interactions entre les sillages et l'influence de la région d'écoulement décollé en fonction des paramètres (angle d'incidence, angle de calage du plan, vitesse de l'écoulement amont, ...), mais aussi de comprendre la dynamique des tourbillons, créés aux fortes valeurs de l'angle d'incidence, par le développement d'une instabilité de type Von Kármán. C'est pour cette configuration, typique des fortes incidences pour un avion à empennage en T, que sera caractérisé le décrochage profond.

La démarche retenue pour l'étude s'effectuera selon trois directions différentes. Comme le phénomène du décrochage profond survient pour de grandes valeurs de l'angle d'incidence, typiquement de l'ordre de  $30^\circ$ , et que l'évolution des coefficients aérodynamiques est indépendante du nombre de Reynolds au delà de  $30^\circ$ , il est possible d'adopter une approche expérimentale en soufflerie qui ne vérifie pas la similitude de Reynolds aéronautique. Une configuration de référence 2D, constituée d'un profil amont, ou voilure, et d'un profil aval, ou plan horizontal, sera utilisée pour la caractérisation du champ de vitesse par une méthode de vélocimétrie par images de particules (PIV) non résolue par rapport à la dynamique temporelle de l'écoulement. Une deuxième direction de recherche sera la simulation numérique de l'écoulement pour la configuration expérimentale précédente, qui pourra être conduite à la fois au nombre de Reynolds aéronautique ( $Re = 10^6$ ) et au nombre de Reynolds de l'expérience en soufflerie ( $Re = 6 \cdot 10^4$ ). En complément de la confrontation des résultats numériques aux résultats expérimentaux, un apport important de cette simulation sera l'obtention de champs de vitesse résolus en temps. Le troisième volet de l'étude consistera en une modélisation du comportement dynamique du vol d'un avion conduisant au décrochage profond, à partir de bases de données disponibles dans la littérature sur l'aérodynamique d'un avion complet ou des mesures et simulations numériques réalisées sur la configuration de référence. En particulier, un critère d'identification d'une zone de risque conduisant à ce phénomène, ainsi qu'une procédure de récupération, seront proposés.

Le présent mémoire de thèse a donc pour objectif de répondre à la problématique du décrochage profond en suivant les trois axes précités. Une synthèse bibliographique des études menées sur ce phénomène ainsi que sur l'interaction aérodynamique entre deux profils est présentée dans le premier chapitre. La description de l'installation expérimentale et des instrumentations mises en œuvre fait l'objet du chapitre suivant. La conception des maquettes, des balances d'efforts ainsi que les paramètres de la PIV et les incertitudes inhérentes à chacune des techniques de mesure sont également exposés dans ce chapitre. Le chapitre III traite des efforts aérodynamiques en fonction des paramètres de l'étude, à savoir la vitesse de l'écoulement amont, la distance entre les profils et l'angle de calage du plan. Les champs de vitesse obtenus par PIV sont présentés dans le chapitre IV. L'étude statistique de ces mesures permet de caractériser les taux de turbulence et l'évolution axiale des grandeurs caractéristiques des sillages. L'analyse de l'interaction se poursuit dans le chapitre suivant à travers l'identification des structures tourbillonnaires émises en aval de la zone décollée. Le lâcher périodique de ces tourbillons constitue une référence pour mettre en place une procédure de moyenne conditionnelle des champs de vitesse non résolus temporellement, afin de reconstruire la dynamique temporelle. Un

modèle de forçage de l'écoulement par ces structures tourbillonnaires est développé pour interpréter les variations du coefficient de portance lors de l'interaction. Le chapitre VI a pour objet la simulation numérique de la configuration de référence. Ces données sont confrontées aux résultats expérimentaux et permettent de valider l'absence d'effet du nombre de Reynolds en comparant les résultats des simulations, conduites au nombre de Reynolds aéronautique, à celles obtenues au nombre de Reynolds de l'expérience. Un second aspect de ces simulations est la possibilité d'obtenir directement une dynamique résolue temporellement. Le chapitre VII est consacré à la modélisation du phénomène de décrochage profond par une approche de mécanique du vol. Après une description analytique d'un modèle voilure-plan, on déduit, à partir des résultats aérodynamiques issus de l'expérience, une approximation des caractéristiques dynamiques des modes longitudinaux de l'avion. Deux modèles numériques différents et référencés permettent de corroborer ces résultats analytiques. Il est alors possible d'extraire de ces derniers des caractéristiques sur la dynamique propre au décrochage profond et des critères d'identification permettant d'élaborer une procédure de rétablissement de l'appareil.



# 1. Synthèse bibliographique

## 1.1. Définitions

### 1.1.1. Dynamique du vol longitudinal

La dynamique du vol est l'étude des mouvements hors équilibre d'un avion. [Kolk, 1961, Etkin et Reid, 1995, Stevens et Lewis, 2003, Bovet, 2013], définissent deux types d'évolution distinctes pour un aéronef : le vol longitudinal et le vol latéral. Le mouvement longitudinal concerne les évolutions contenues dans le plan de symétrie de l'avion ( $\vec{x}, \vec{z}$ ) (figure 1.1). Les efforts impliqués dans ce type de mouvement sont les efforts aérodynamiques de portance  $\vec{L}$  et de traînée  $\vec{D}$ , la pesanteur  $m\vec{g}$ , la poussée  $\vec{T}$  ainsi que le moment de tangage  $\vec{M}$  autour de l'axe  $\vec{Y}$ .

Dans sa dynamique longitudinale, l'avion est décrit par le vecteur d'état :

$$\vec{X} = {}^t(V, \gamma, \alpha, q, h) \quad (1.1)$$

où  $\vec{V} = -\vec{U}_\infty$  est la vitesse de l'avion,  $\gamma$  la pente (angle formé entre les vecteurs  $(\vec{X}, \vec{X}_0)$ ),  $\alpha$  l'angle d'incidence (angle formé entre les vecteurs  $(\vec{x}, \vec{X})$ ),  $q$  la vitesse de tangage définie par  $q = \dot{\alpha} + \dot{\gamma}$  et  $h$  l'altitude (figure 1.1). Afin de contrôler l'aéronef dans ses évolutions, on définit le vecteur de commande :

$$\vec{\delta} = {}^t(\delta_e, \delta_\tau) \quad (1.2)$$

où  $\delta_e$  est la commande de profondeur correspondant à une modification locale de l'incidence de l'empennage horizontal  $i_T$  et  $\delta_\tau$  est la commande de poussée qui a une action sur la force de poussée  $\vec{T}$ . Ces commandes permettent au pilote de manœuvrer l'aéronef dans le plan  $(\vec{X}, \vec{Z})$ .

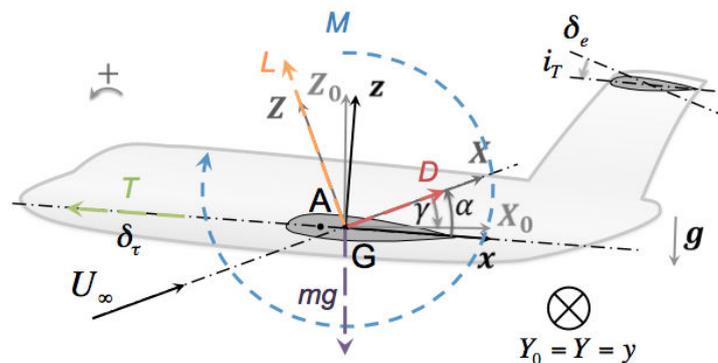


FIGURE 1.1. – Modèle longitudinal de l'avion : repères et efforts associés.

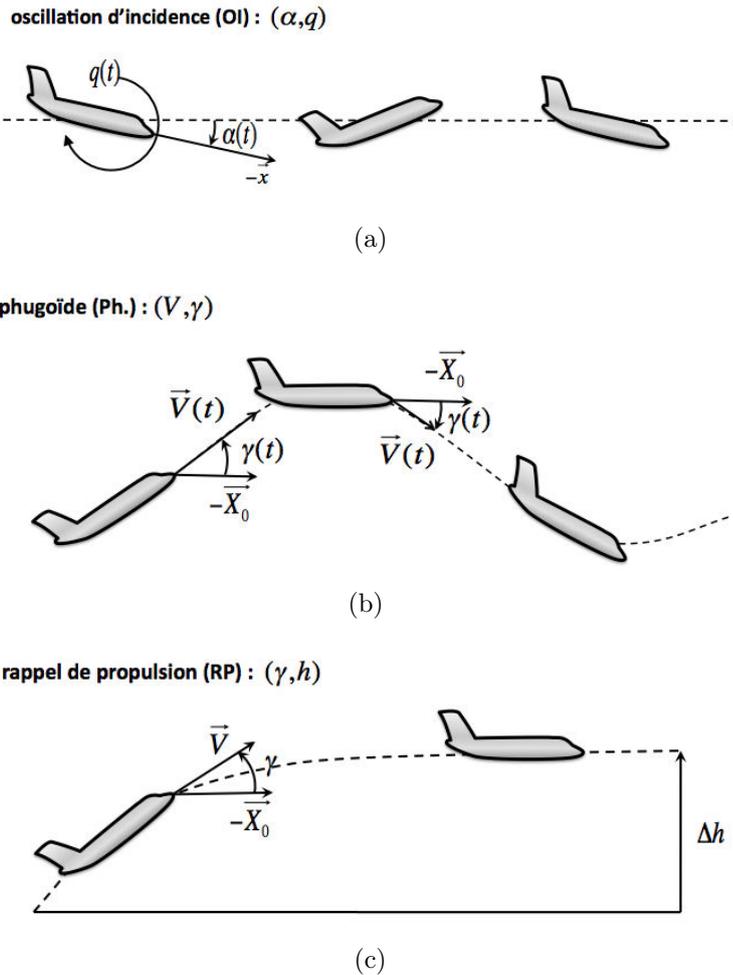


FIGURE 1.2. – Modes propres longitudinaux : a) oscillation d'incidence, b) phugoïde, c) rappel de propulsion.

La littérature modélise la dynamique longitudinale de l'avion par une représentation d'état d'un système dynamique ayant comme vecteur d'état  $\vec{X}$  et comme vecteur de commande  $\vec{\delta}$ . On extrait de ce système dynamique des modes propres composant l'évolution temporelle du vecteur d'état à un échelon de commande. Le premier mode est l'oscillation d'incidence, noté OI (figure 1.2a). Il consiste en une oscillation rapide et couplée entre l'incidence  $\alpha$  et la vitesse de tangage  $q$ . Le second mode est la phugoïde, noté Ph. (figure 1.2b), qui consiste en une oscillation plus lente que l'oscillation d'incidence résultant d'un couplage entre la pente  $\gamma$  et la vitesse  $V$  de l'avion. Enfin le dernier mode est le rappel de propulsion (figure 1.2c). Ce mode apériodique convertit la pente de l'avion en altitude lors d'une évolution lente et apériodique.

### 1.1.2. Décrochage

Nous définissons dans un premier temps le décrochage d'un profil d'aile d'envergure infinie ou d'un profil 2D. Pour une plage d'incidence modérée et dépendant du nombre

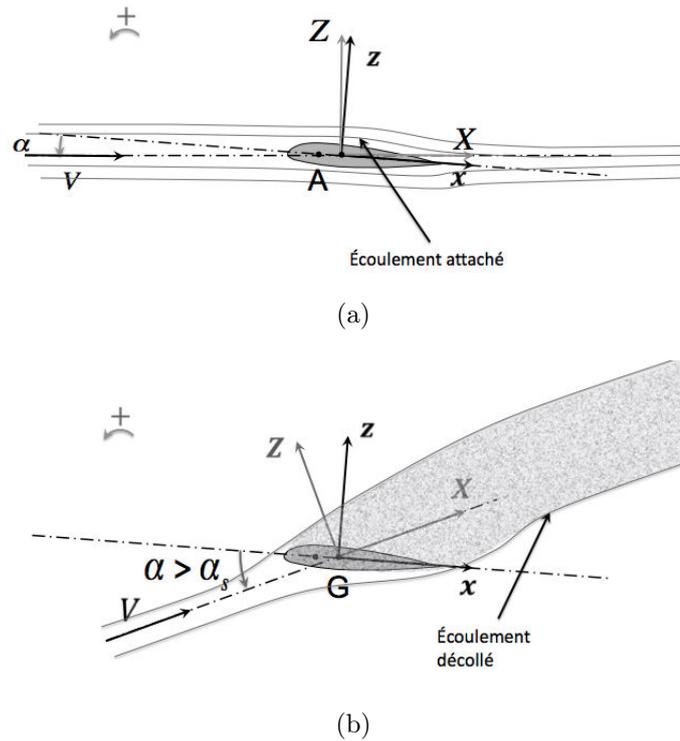


FIGURE 1.3. – Écoulement autour d'un profil d'aile 2D : a) profil accroché, b) profil décroché.

de Reynolds, le coefficient de portance du profil est une fonction linéaire de l'incidence :

$$C_L = 2\pi(\alpha - \alpha_0) \quad (1.3)$$

où  $\alpha_0$  correspond à l'angle d'incidence à portance nulle propre à la forme du profil. Dans ces conditions le profil présente une dynamique d'écoulement attachée (figure 1.3a). Au delà d'un angle d'incidence  $\alpha_s$ , la dynamique de l'écoulement autour du profil évolue et le comportement du coefficient de portance associé ne présente plus de dépendance linéaire avec l'angle d'incidence. Il résulte, avec l'augmentation de l'incidence ( $\alpha > \alpha_s$ ), une chute sensible de la portance par rapport à la valeur maximum obtenue pour  $\alpha = \alpha_s$  mais aussi une augmentation drastique de la traînée développée par le profil (environ cent fois supérieure aux valeurs du coefficient de traînée pour un écoulement attaché). Dans ces conditions le profil est dit décroché et présente une dynamique d'écoulement décollée (figure 1.3b). L'aérodynamique autour d'un profil sera définie plus en détail dans le paragraphe 1.2.1.

Pour un aéronef, la notion de décrochage est associée à une attitude présentant une incidence élevée supérieure à un angle d'incidence de décrochage  $\alpha_s$  (figure 1.4). L'aéronef subit durant cette phase de vol de fortes vibrations, et présente un vol non équilibré où la poussée ne peut pas compenser la traînée aérodynamique globale de l'avion (pente fortement négative  $\gamma < 0$ ). De plus, l'avion évolue à des vitesses faibles et est soumis à un fort moment à piquer  $M > 0$  sans commande imposée. Compte tenu des faibles vitesses, l'attitude de l'aéronef peut présenter des paramètres propres aux mouvements latéraux comme le dérapage  $\beta$  (lacet) ou l'inclinaison  $\phi$  (roulis). Ces paramètres peuvent conduire à des phénomènes dangereux pour l'avion comme la vrille. En ne considérant

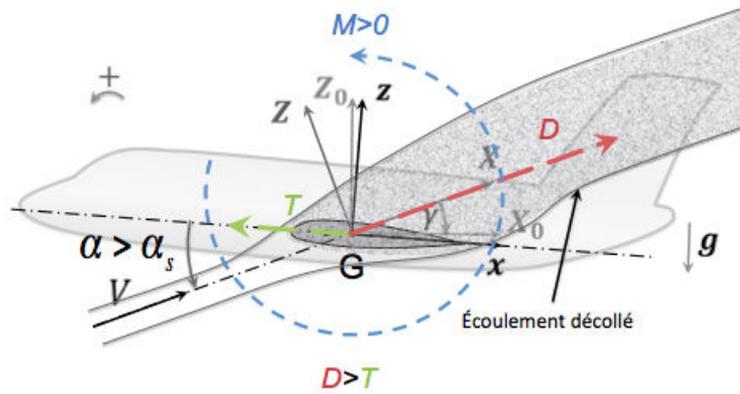


FIGURE 1.4. – Décrochage d'un avion.

que la dynamique principale, la manœuvre associée au décrochage d'un avion peut être considérée comme longitudinale.

### 1.1.3. Décrochage profond

Le décrochage profond est un état d'équilibre de l'avion sur son axe de tangage à haute incidence décrit par une dynamique longitudinale. Il se traduit par un moment de tangage nul pour un angle d'incidence  $\alpha$  et une commande de profondeur  $\delta_e$  fixés :

$$M = \frac{1}{2} \rho V^2 c S C_m(\alpha_e, q_e = 0, \delta_{e,e}) = 0 \quad (1.4)$$

où  $c$  est la corde de la voilure,  $S$  est la surface alaire,  $C_m$  le coefficient de moment de tangage,  $\alpha_e$  l'angle d'incidence à l'équilibre,  $q_e$  la vitesse de tangage à l'équilibre,  $\delta_{e,e}$  la commande de profondeur à l'équilibre. Pour certains aéronefs, le coefficient de moment de tangage, pour une commande de profondeur  $\delta_e$  fixée, peut s'annuler pour plusieurs valeurs de l'angle d'incidence  $\alpha$ . Une position d'équilibre en tangage stable est caractérisée par une pente locale du coefficient de moment de tangage négative  $\partial C_m / \partial \alpha < 0$ , tandis qu'une position d'équilibre en tangage instable est caractérisée par une pente positive  $\partial C_m / \partial \alpha > 0$ . La figure 1.5 illustre, pour un avion à empennage en T, les évolutions du coefficient de moment de tangage en fonction de l'angle d'incidence pour plusieurs valeurs de la commande de profondeur  $\delta_e$ . On observe la présence de trois valeurs de l'angle d'incidence correspondant à une position d'équilibre en tangage ( $C_m = 0$ ). Deux équilibres correspondent à des valeurs de l'angle d'incidence supérieures à l'angle incidence de décrochage, une de ces positions d'équilibre étant stable. Le décrochage profond correspond à l'établissement durable de l'appareil dans une phase de décrochage prolongée extrêmement dangereuse qui est associée à cet équilibre en tangage stable à très haute incidence. On constate alors que, sur l'ensemble de la plage de contrôle en profondeur ( $\delta_{e,min} \leq \delta_e \leq \delta_{e,max}$ ), le coefficient de moment de tangage admet un équilibre de décrochage profond. Il existe donc une plage de valeurs de l'angle d'incidence, après le décrochage simple, où l'avion ne peut qu'atteindre l'équilibre de décrochage profond. En conséquence, l'aéronef reste bloqué dans cette attitude évoluant avec une pente fortement négative ( $\gamma < 0$ ) et ne peut en sortir par ses propres moyens de contrôle. Pour espérer sortir de cette position, un dispositif pyrotechnique a été placé sur la dérive de l'Airbus

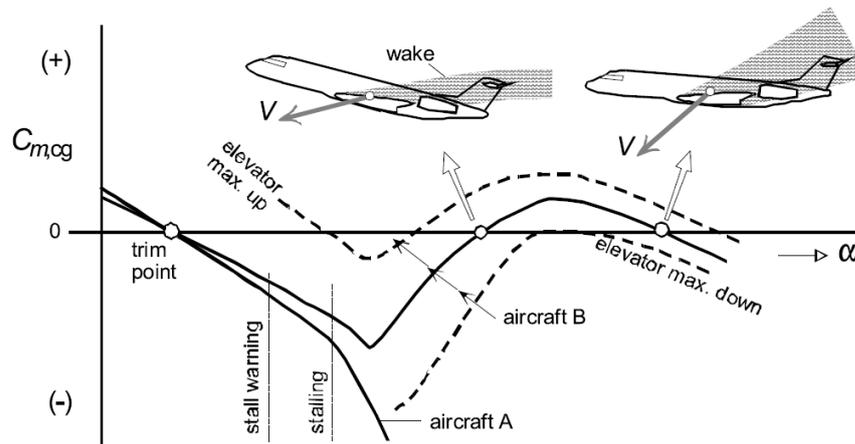


FIGURE 1.5. – Définition du décrochage profond [Torenbeek et Wittenberg, 2009].

A400M [Wall, 2010] pour palier à la survenue éventuelle d'un décrochage profond lors des essais en vol. Ce dispositif aurait pu générer un moment à piquer permettant à l'aéronef de retourner vers des incidences modérées.

#### 1.1.4. Approches expérimentales

Les premières études sur le décrochage profond font suite à l'accident du BAC 1-11 dans les années 60 (figure 1.6a). À cette période, [Taylor et Ray, 1965a] [Taylor et Ray, 1965b] et [White et Cooper, 1965] présentent les premiers travaux sur ce phénomène, issus d'un vaste programme d'étude de la NASA. Taylor & Ray proposent une étude paramétrique en soufflerie de différentes configurations d'appareils. Ils modifient la position du plan arrière (classique, en croix ou en T), des réacteurs en nacelles (sous l'aile, sur l'arrière du fuselage juste devant l'empennage ou un peu plus en avant) et la géométrie du fuselage (longueur puis taille et forme de la section droite). Ils mesurent le coefficient de moment  $C_m$  en fonction de l'incidence et observent que l'empennage en T et le montage des réacteurs sur l'arrière du fuselage sont des facteurs augmentant le risque de décrochage profond. Il faut noter que cette configuration est exactement celle du BAC 1-11. Ces auteurs expliquent le phénomène par le fait que l'empennage se trouve dans le sillage décollé de la voilure principale.

Ces premières publications relient surtout le décrochage profond à un problème d'interaction entre l'aile principale et l'empennage et identifient deux paramètres, qui relèvent d'une démarche d'« ingénieur », permettant de caractériser cette interaction : l'angle de déflexion  $\varepsilon$  et le rapport de pression dynamique  $U_T^2/U_\infty^2$  où  $U_T$  représente la vitesse de l'écoulement proche de l'empennage. Le premier paramètre représente la déflexion de l'écoulement due à l'aile principale. Le second caractérise la diminution de pression dynamique dans le sillage de celle-ci. Ces deux paramètres sont repris dans la majorité des publications qui vont traiter ultérieurement de ce sujet. Contrairement à la vitesse infinie amont  $U_\infty$  et l'angle d'incidence  $\alpha$ , qui sont clairement définis en amont de l'aéronef, ces deux paramètres n'ont pas de raison d'être constants dans l'écoulement proche de l'empennage, même en supprimant virtuellement l'empennage. Ils dépendent par conséquent du choix d'un point particulier en amont du plan où leurs valeurs sont déterminées. C'est pour cette raison qu'il a été préféré dans cette thèse de ne pas prendre

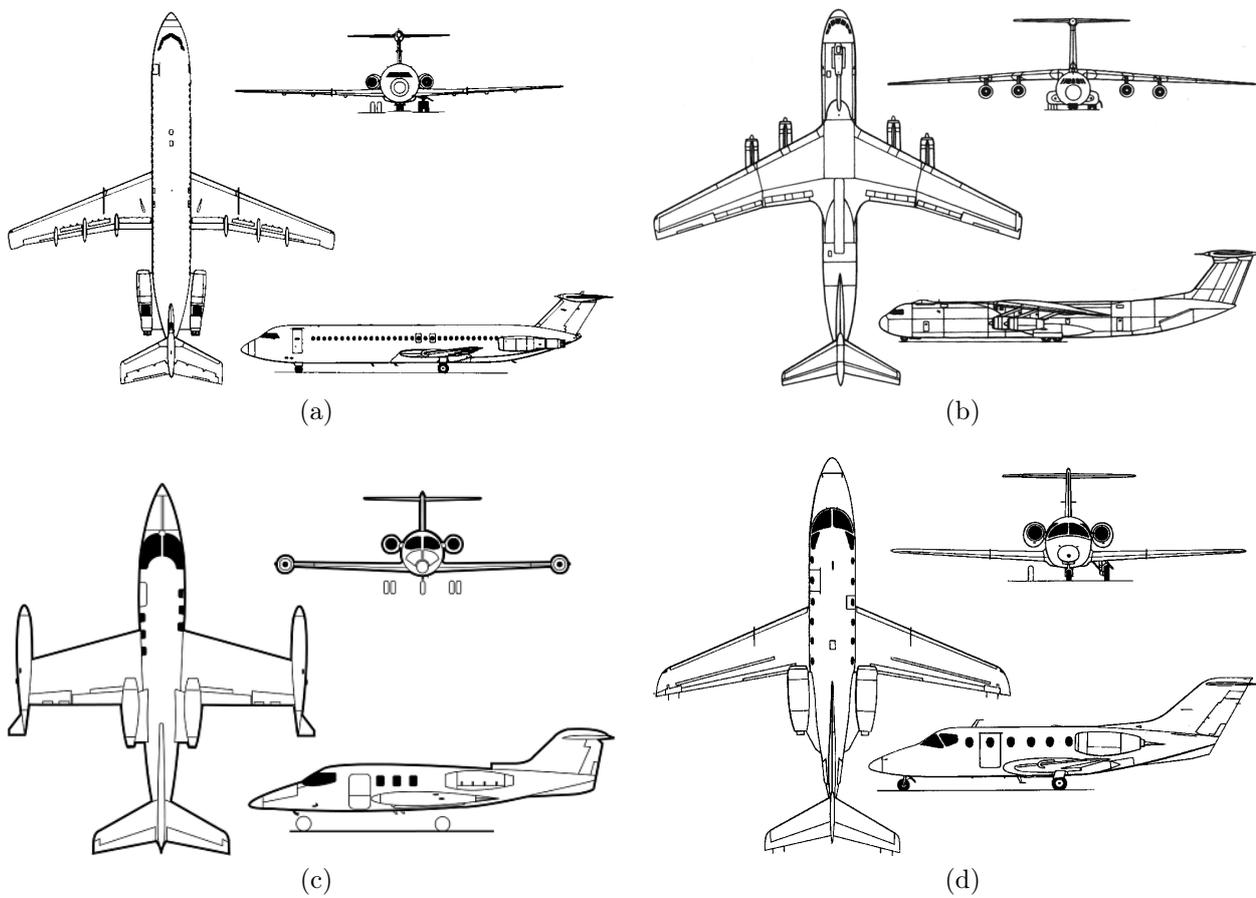


FIGURE 1.6. – Géométries d’avions possédant un équilibre de décrochage profond : a) BAC 1-11, b) Lockheed C-141, c) Learjet 23, d) Mitsubishi MU-300.

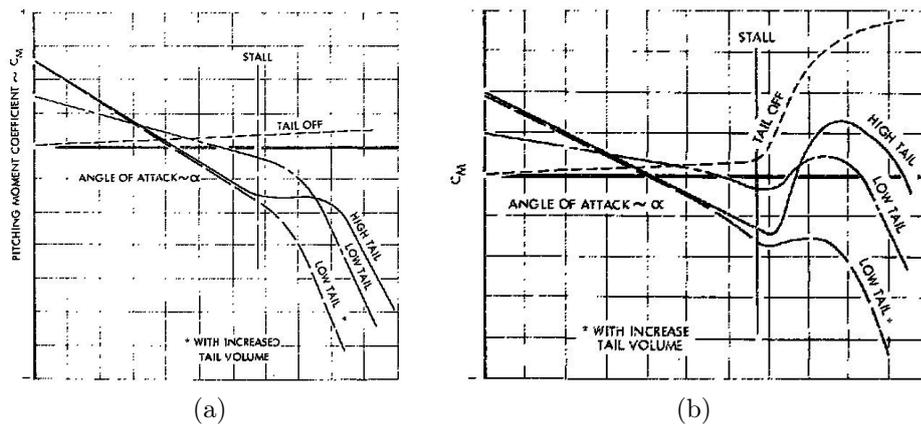


FIGURE 1.7. – Effet de la position de l’empennage horizontal sur le coefficient de moment pour deux types d’appareils : (a) cas d’un avion à aile droite avec un allongement de 5 ; (b) cas d’un avion à aile principale en flèche [Byrnes *et al.*, 1966].

en compte ces deux paramètres mais d’intégrer directement les effets d’interaction par les coefficients aérodynamiques mesurés expérimentalement. En ce sens notre approche se distingue des approches classiques.

En 1966, [Wiley, 1966] s’intéresse plus particulièrement à la mesure en soufflerie des termes d’amortissement en tangage aux grands angles d’incidence. Sur le cas d’un avion de transport avec empennage en T et réacteurs en nacelles sur le fuselage, il note que cet amortissement a tendance à être très faible lors du décrochage ( $\alpha = 15^\circ - 20^\circ$ ) et aurait tendance à embarquer l’avion vers l’équilibre du décrochage profond ( $\alpha = 39^\circ$ ).

Dans [Byrnes *et al.*, 1966], les auteurs étudient, durant la conception du Lockheed C-141 (figure 1.6b), les conséquences d’un empennage en T sur les performances d’un appareil en termes d’aérodynamique, de structure et de qualité de vol. Ils proposent une étude paramétrique des facteurs influençant le décrochage profond (effet de la surface de l’empennage et de sa position, effet de la flèche de l’aile principale). Ils observent expérimentalement le décrochage profond pour les avions à empennage en T et même à empennage classique (de petite taille) mais uniquement dans le cas des avions à aile principale en flèche (figure 1.7). En comparant les deux figures, on observe que les moments sans empennage (« tail off ») de l’aile en flèche et de l’aile droite sont très différents. L’aile en flèche présente un saut de  $C_m$  à cabrer (auto-cabrage) après le décrochage. Cet effet s’explique par le fait que le saumon des ailes en flèche décroche avant l’implanture ce qui a tendance à avancer le foyer de l’aile et donc à augmenter le bras de levier de la portance par rapport au centre de gravité. Cet effet est évoqué dès les années 50 par la NASA [Kenneth et Spreeman, 1959, Harper et Maki, 1964] et peut être visualisé sur la figure 1.8.

Durant la même période, [Poisson-Quinton et Erlich, 1967] proposent une étude comparable lors de la conception de l’« AIRBUS » (futur A300). Ils constatent aussi que le décrochage profond correspond à une position haute du plan horizontal sur l’empennage et que l’intensité de l’auto-cabrage après le décrochage joue un rôle essentiel. D’autre part, les auteurs présentent des visualisations intéressantes de l’écoulement dans la zone d’interaction, obtenues en tunnel hydrodynamique (figure 1.9 et 1.10). Une étude

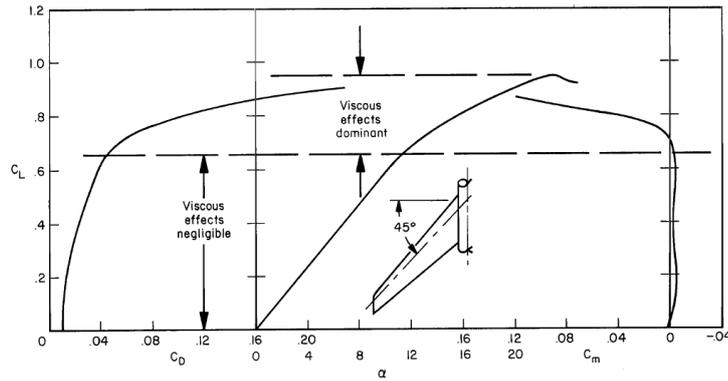


FIGURE 1.8. – Aérodynamique caractéristique d'une aile en flèche conventionnelle avec effet d'auto-cabrage sur le coefficient de moment  $C_m$  de l'avion [Harper et Maki, 1964].

comparable aux précédentes est menée par [Kettle et Kirby, 1969] au Royal Aircraft Establishment (RAE).

En 1971, [Soderman et Aiken, 1971] étudient en soufflerie un petit jet à empennage en T, le Learjet 23D, à l'échelle 1, motorisation à l'arrêt (figure 1.6c). L'avion possède une très petite flèche ( $\varphi = 13^\circ$ ) et des réservoirs en bout d'aile. Les auteurs mesurent l'ensemble des coefficients statiques de l'appareil (coefficients longitudinaux et transversaux). Ils obtiennent un équilibre de décrochage profond à  $39^\circ$ . Enfin, si le centre de gravité est suffisamment vers l'arrière, ils observent l'impossibilité de récupérer l'appareil avec la commande de profondeur à plein piquer.

À partir des années 70, il y a très peu de littérature expérimentale concernant le décrochage profond. Les campagnes d'essai sur de nouveaux avions à empennage en T, dont le nombre tend à diminuer depuis cette période, sont réalisées par les industriels de l'aéronautique et sont très certainement confidentielles. Dans [Hanai, 1986], on trouve tout de même les caractéristiques à haute incidence du jet Mitsubishi MU-300 présentant un équilibre de décrochage profond. Cet appareil (figure 1.6d) possède a priori toutes les caractéristiques propices au phénomène : empennage en T, ailes en flèche et réacteurs en nacelles sur le fuselage. Enfin plus récemment, [Anemaat *et al.*, 2011] proposent une campagne d'essai en soufflerie pour étudier l'influence de la géométrie d'une maquette sans fuselage ni réacteur sur le moment de tangage, mais leurs résultats sont peu convaincants. En effet, ces auteurs font varier les distances horizontale et verticale du plan par rapport à la voilure, la flèche de l'aile ainsi que son effilement. Ils calculent un coefficient de moment  $C_m$  de l'avion :

$$C_m = C_{m,0,W} + C_{l,W} \times \text{distance} + C_{l,T} \frac{S_T}{S_W} \times \text{distance} \times \text{efficacité}$$

en introduisant un coefficient d'efficacité qui n'est pas défini.

### 1.1.5. Simulations de mécanique du vol

La simulation dynamique du décrochage profond est étudiée dès le milieu des années 60. En 1966, [Powers, 1966] étudie le comportement de différents avions en résolvant les trois équations du mouvement plan dans lesquelles il injecte des courbes idéalisées des

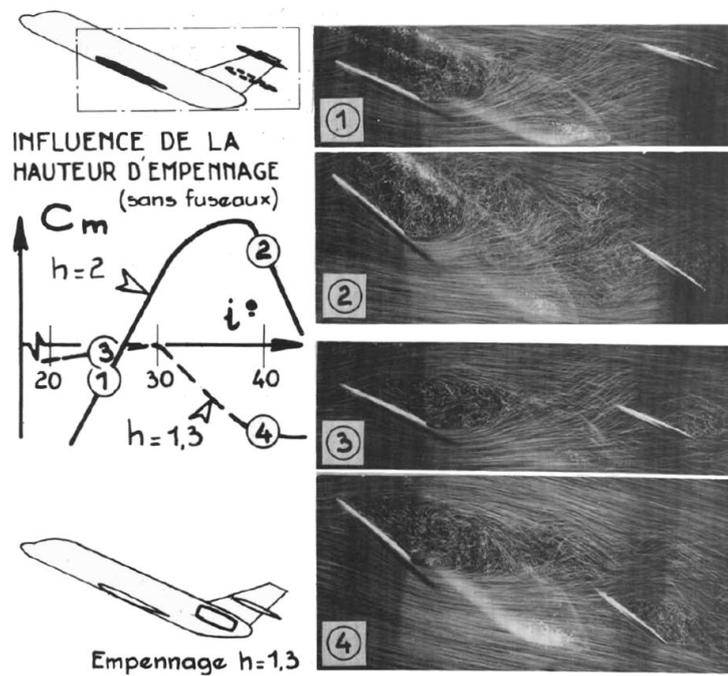


FIGURE 1.9. – Visualisation de l'écoulement sur un avion à empennage en T pour différentes valeurs de l'angle d'incidence [Poisson-Quinton et Erlich, 1967].

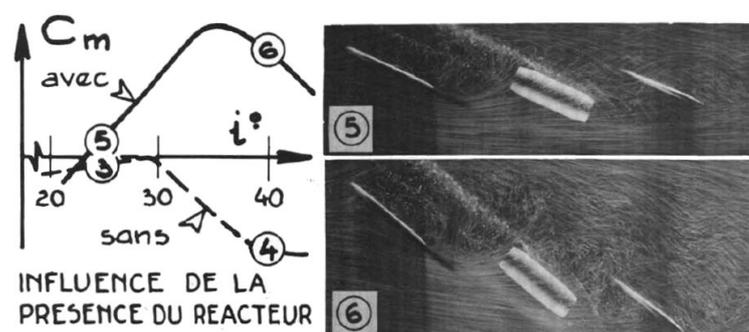


FIGURE 1.10. – Visualisation de l'écoulement sur un avion à empennage en T avec réacteurs en nacelles pour différentes valeurs de l'angle d'incidence [Poisson-Quinton et Erlich, 1967].

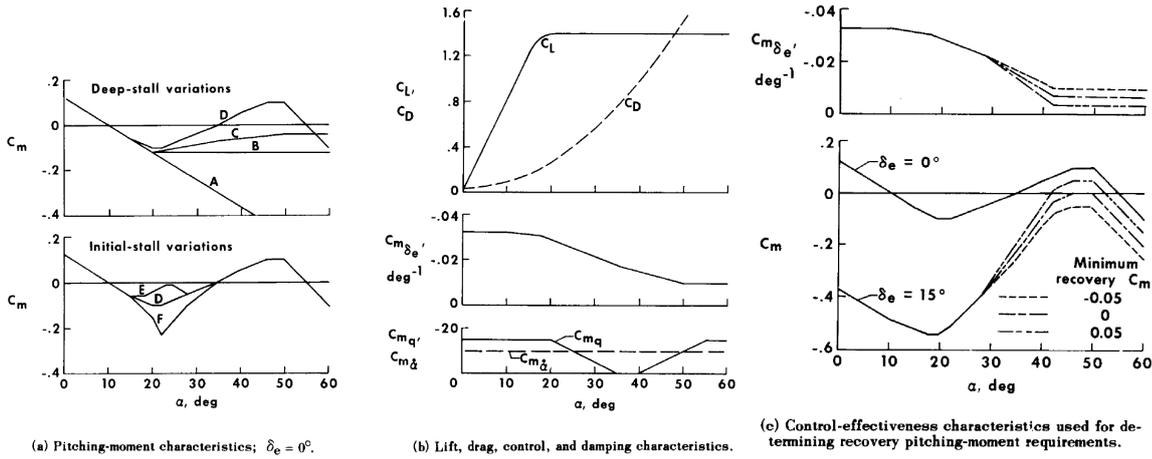


FIGURE 1.11. – Caractéristiques aérodynamiques de différents types d’avion (A à F) définis par Powers pour ses simulations [Powers, 1966].

coefficients aérodynamiques (figure 1.11) :  $C_L(\alpha)$ ,  $C_D(\alpha)$ ,  $C_m(\alpha)$ ,  $C_{m,q}(\alpha)$  et  $C_{m,i,T}(\alpha)$ . On note que les équations du mouvement sont linéaires tandis que l’aérodynamique est fortement non linéaire (termes proportionnels au carré de la vitesse et non-linéarité des coefficients de portance, de traînée et de moment à haute incidence). Dans ce travail, le coefficient de moment de l’avion « D » est un exemple caractéristique d’un cas de décrochage profond. L’auteur étudie une série de manœuvres de décrochage suivie d’une manœuvre de sortie de décrochage ainsi que l’effet de différentes rafales. Il constate notamment que le temps disponible au pilote pour récupérer l’avion est fortement réduit par la sévérité de l’auto-cabrage.

[Montgomery et Moul, 1966], à partir d’une approche similaire et en considérant l’effet de la pente négligeable ( $\dot{\alpha} = q$ ), tracent l’évolution de la trajectoire d’un appareil à empennage en T dans un portrait de phase  $(\alpha, q)$  où  $q$  est la vitesse de tangage. Ils définissent dans ce plan un domaine où il n’est pas possible de sortir de l’équilibre de décrochage profond même avec le manche à plein piquer (figure 1.12). Ce domaine est appelé « corridor de risque ». Ils définissent aussi une « marge statique de récupération » arbitraire (Static Recovery Margin,  $SRM = (\alpha_{ds} - \alpha_{cr})/(\alpha_{cr} - \alpha_{ue})$ ) et une « marge dynamique de récupération » (Dynamic Recovery Margin,  $DRM = (\alpha_{dy} - \alpha_{cr})/(\alpha_{cr} - \alpha_{ue})$ ). Si la marge statique n’est pas suffisante, les auteurs affirment qu’il est possible de sortir dynamiquement du corridor en créant une oscillation alternative avec le manche, en allant de plein piquer à plein cabrer (procédure de « stick shaker »).

[Thomas et Collingbourne, 1974] proposent une étude approfondie des équations non linéaires qui conduisent au décrochage profond avec une comparaison à l’expérience. Les équations étudiées sont toujours celles du plan en négligeant l’effet de la poussée mais en tenant compte de l’altitude ( $\rho = \rho(h)$ ) et de la pente ( $q = \dot{\alpha} + \dot{\gamma}$ ). Cependant, ils ajoutent l’influence du calage de la gouverne de profondeur sur la portance ( $C_{L,i,T}$ ) mais pas celle sur la traînée. Ils introduisent aussi un facteur pénalisant, fonction de l’incidence, correspondant au rapport de pression dynamique  $U_T^2/U_\infty^2$ , sur le gradient de portance dû à la gouverne ( $C_{L,i,T}$ ) et le gradient de moment dû à la gouverne ( $C_{m,i,T}$ ). Les auteurs montrent que l’établissement d’un appareil dans l’équilibre du décrochage profond est fortement influencé par les conditions initiales du vol.

Par la suite, plusieurs travaux ont été réalisés sur l’application de la théorie des bi-

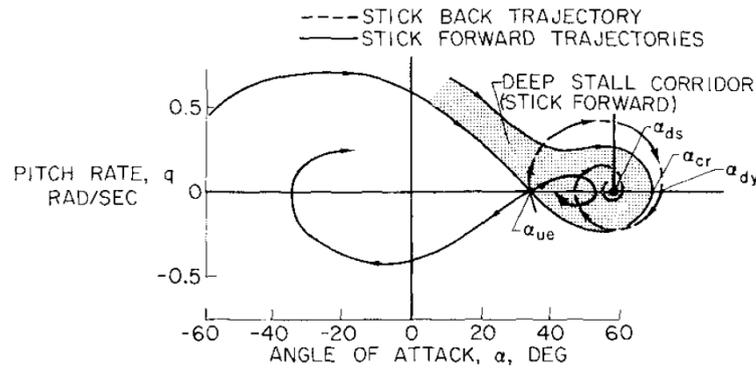


FIGURE 1.12. – Diagramme de phase du mouvement de l'appareil avec le manche à plein piquer (traits pleins) et à plein cabrer (traits pointillés) [Montgomery et Moul, 1966].

furcations à la mécanique longitudinale d'un aéronef pour déterminer la région d'attraction du décrochage profond [Hui et Tobak, 1985, Goman et Khramtsovsky, 1997, Goman *et al.*, 1997, Guicheteau, 1998]. [Goman et Khramtsovsky, 1998] définissent la région d'attraction à partir de la variété centrale dans le portrait de phase  $(\alpha, q)$ . Cependant ce cas est basé sur une description réduite de la dynamique longitudinale de l'avion : l'oscillation d'incidence. Cette vision 2D ne permet que de décrire les évolutions de l'angle d'incidence  $\alpha$  ainsi que de la vitesse de tangage  $q$  sans prendre en compte les autres paramètres longitudinaux.

### 1.1.6. Détection, prévention et contrôlabilité

L'objectif pour un avionneur est de concevoir un appareil qui ne rencontre pas de décrochage profond. Cependant, si un aéronef rencontre ce phénomène, il semble nécessaire de le détecter, de prévenir le pilote et de donner au pilote les moyens nécessaires à la récupération de son avion.

L'article [Iloputaife, 1997] est le seul qui s'intéresse à la détection du décrochage profond. Il concerne la conception d'une protection en incidence du C-17 « Globemaster ». Il définit une marge statique sur le coefficient de moment (figure 1.13) et interdit de dépasser l'incidence correspondant à cette marge dans les lois de commande de l'appareil. Cette solution simple est utilisée sur la majorité des avions modernes, mais pose cependant plusieurs problèmes. En effet elle nécessite la connaissance du domaine de vol a priori, ce qui n'est pas possible pendant la campagne d'essais en vol sur des cas complexes (comme par exemple le cas des ailes soumises au givre). Elle est supposée toujours fonctionner, hors ce type de protection peut ne plus être prise en compte en cas de passage dans les lois de commandes dégradées, comme dans le cas de l'accident de l'AF447 Rio-Paris [coll., 2011].

Nous n'avons pas trouvé de travaux concernant la détection du décrochage profond en vol, qui pourrait donner lieu, par exemple, au déclenchement d'une alarme.

En revanche, dans les années 80, pour mieux comprendre le phénomène de décrochage profond et sa contrôlabilité, la NASA modifie l'empennage d'un planeur SGS 1-36 pour entrer volontairement en décrochage profond et en sortir aisément [Mahdavi et Sandlin, 1984, Sim, 1984]. La modification consiste à autoriser un très

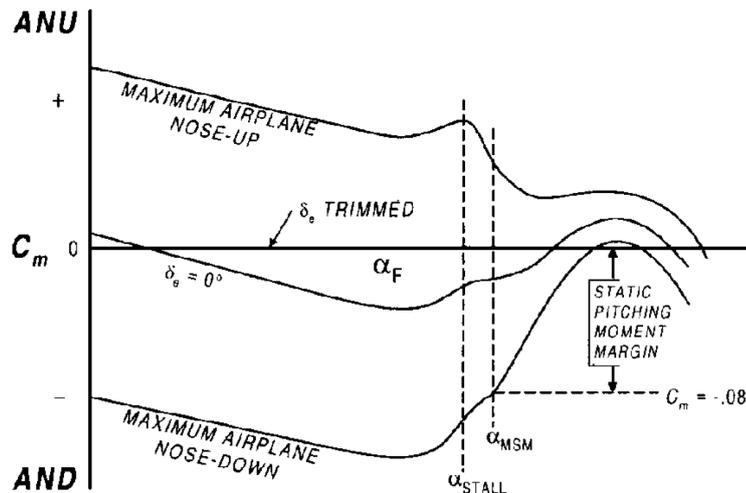


FIGURE 1.13. – Définition de la marge statique sur le coefficient de moment du C-17 Galaxy [Iloputaife, 1997].

grand débattement de l'empennage (figure 1.14a). Les auteurs pensent que cette solution pourrait être une solution viable pour sécuriser les appareils sujets au décrochage profond. La séquence de pilotage correspond à trois étapes (figure 1.14b). Le pilote augmente progressivement l'incidence à haute altitude, le planeur décélère jusqu'à atteindre le décrochage et la chute. Puis, le pilote met l'empennage à cabrer (environ  $40^\circ$ ) pour retrouver une incidence locale faible, le planeur est alors en équilibre haute incidence ( $C_m = 0$ ) avec l'aile complètement décrochée (pente d'environ  $-40^\circ$ ). Cet équilibre ne correspond pas tout à fait à la définition proposée pour le décrochage profond puisque cette position de l'empennage ne correspond pas à une courbe de  $C_m$  à trois équilibres (figure 1.5). Enfin, le pilote met l'empennage à piquer, le planeur pique et accélère fortement puis retrouve un équilibre basse incidence. À très forte incidence, quand l'empennage n'est plus dans le sillage de l'aile, la gouverne positionnée fortement à cabrer retrouve un écoulement normal. Notons que la stabilité latérale est en revanche très faible dans ces conditions.

Les moyens de récupération par le pilote, comme le « stick shaker », ont déjà été évoqués dans les paragraphes précédents.

### 1.1.7. Conclusion sur le décrochage profond

Le décrochage profond a été étudié depuis les années 60, en soufflerie et en simulation de mécanique du vol. Les explications du phénomène sont multiples et peuvent être résumées sur la figure 1.15. Le premier effet est l'auto-cabrage qui explique le fort coefficient de moment à cabrer  $C_m$  ( $\partial C_m / \partial \alpha > 0$ ) d'un avion à aile en flèche (figure 1.15a). Cet effet n'est pas suffisant, a priori, pour expliquer la perte d'efficacité de la gouverne. Il n'est pas non plus nécessaire à l'existence du décrochage profond puisque le Learjet 23D (flèche très faible de  $13^\circ$ ) est soumis à ce phénomène. Généralement, la littérature explique que la perte d'efficacité de la gouverne est plutôt liée au masquage de la gouverne en T par l'aile principale à forte incidence (figure 1.15b). La littérature caractérise par ailleurs cet effet par l'angle de déflexion  $\varepsilon$  et le rapport de pression dynamique  $U_T^2 / U_\infty^2$ . Le phénomène est amplifié par les appendices qui vont masquer l'empennage à haute

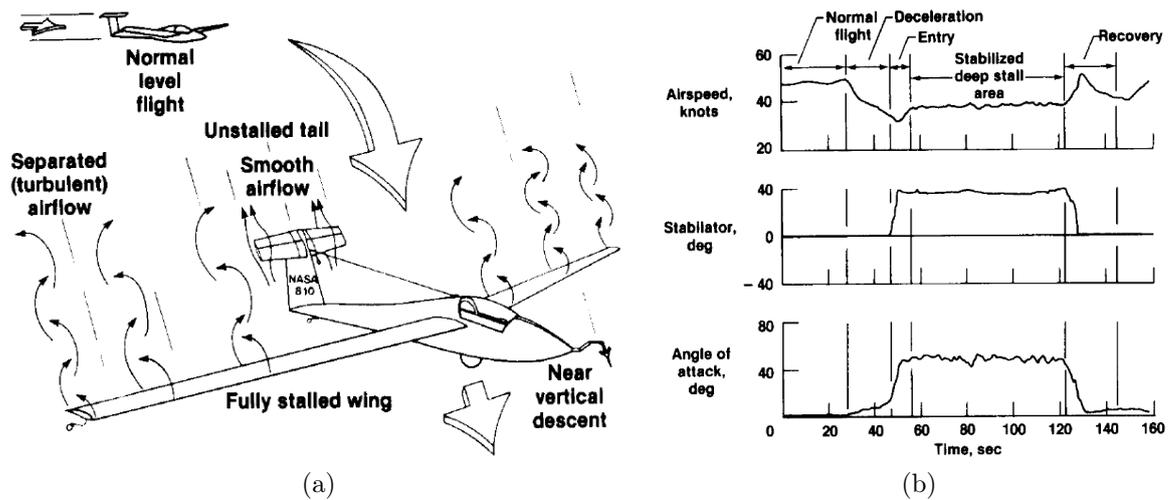


FIGURE 1.14. – Planeur SGS 1-36 modifié par la NASA : (a) planeur dit dans un état de « décrochage profond » contrôlé ; (b) séquence de pilotage pour mettre le planeur en « décrochage profond » contrôlé et revenir à l'équilibre basse incidence [Mahdavi et Sandlin, 1984, Sim, 1984].

incidence comme la présence des réacteurs en nacelle sur le fuselage (figure 1.15c) et le fuselage lui-même (figure 1.15d). Enfin, l'existence d'un tourbillon d'interaction entre le fuselage et l'aile (figure 1.15e) pourrait aussi avoir une influence comme dans le cas du F-16 [Nguyen *et al.*, 1979].

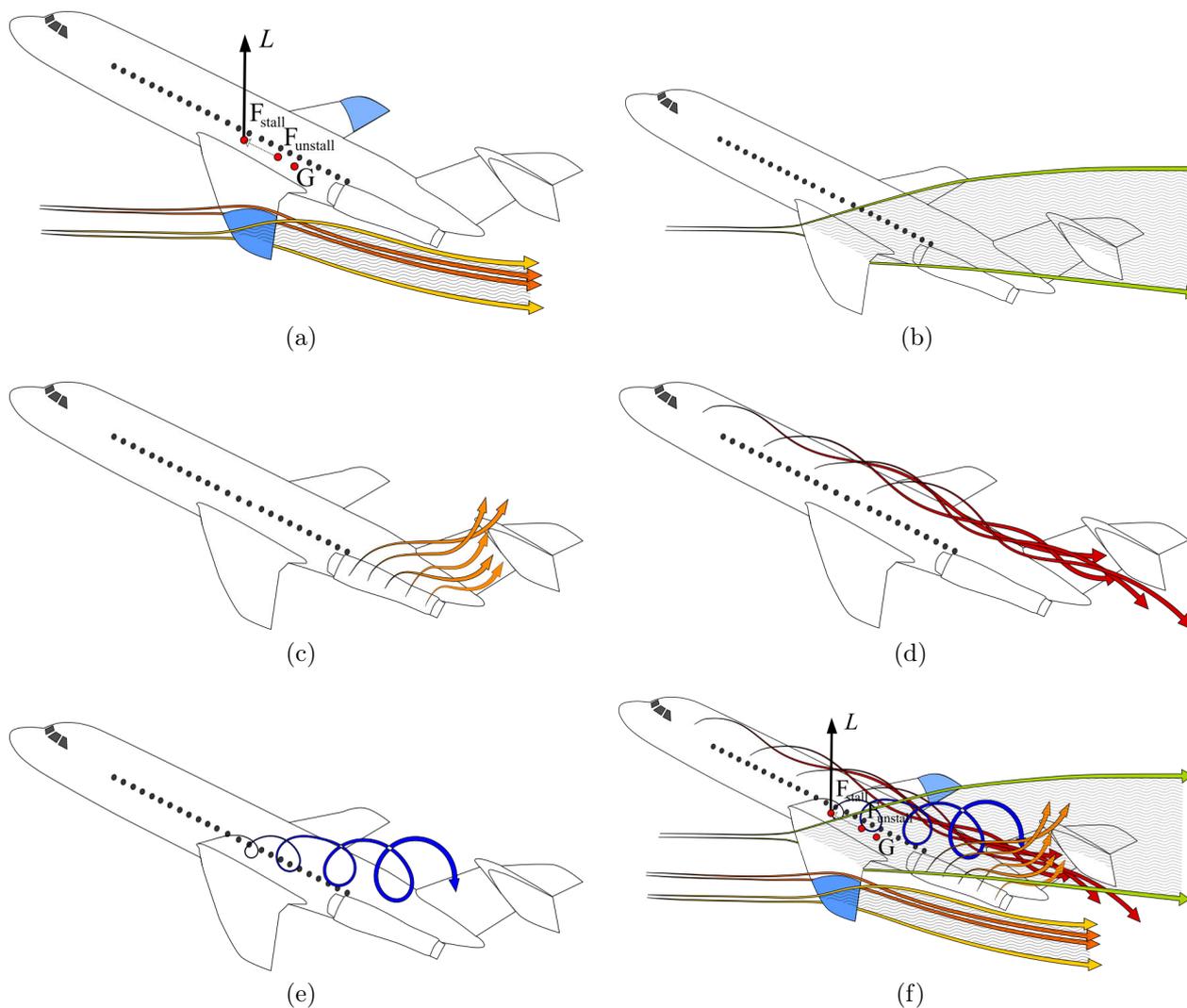


FIGURE 1.15. – Principaux effets aérodynamiques pouvant être à l’origine du phénomène de décrochage profond sur un avion à empennage en T : a) déplacement du foyer créant un auto-cabrage (aile en flèche uniquement), b) décrochage de l’aile et plan dans son sillage, c) décrochage des réacteurs en nacelle à l’arrière du fuselage, d) décrochage du fuselage, e) tourbillon d’interaction aile-fuselage, f) ensemble des effets.

## 1.2. Interaction aérodynamique entre profils

### 1.2.1. Aérodynamique d'un profil

L'étude de l'interaction entre deux profils d'aile décrochés et de la création de tourbillons qui en résulte, a pour objectif de comprendre la dynamique non-linéaire du phénomène de « décrochage profond » [Taylor et Ray, 1965b]. Un certain nombre d'études ont été menées pour caractériser l'écoulement décollé autour d'un profil, qui est marqué par une re-circulation sur l'extrados, le développement d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz à partir du bord d'attaque et l'adaptation de la circulation au bord de fuite pour vérifier le théorème de Kelvin. Ces deux derniers effets se traduisent par un lâcher périodique de tourbillons de type Von Kármán [Von Kármán, 1911]. Si la plupart des profils aéronautiques classiques sont bien référencés pour des angles d'incidence inférieurs à l'angle de décrochage [Abbott et Von Doenhoff, 1959], il existe peu de références en écoulement décroché. [Sheldahl et Klimas, 1981] fournissent une base de données très complète pour un profil NACA 0012 pour des valeurs de l'angle d'incidence qui varient entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$  et des nombres de Reynolds entre  $10^4$  et  $5 \times 10^6$ . Un résultat important issu de cette étude est l'invariance du coefficient de portance par rapport au nombre de Reynolds pour des valeurs de l'angle d'incidence  $\alpha \geq 30^\circ$  (figure 1.16). [Devinant *et al.*, 2002] s'intéressent aux efforts et moments exercés sur un profil NACA 65<sub>4</sub> – 421 pour une vaste plage de variation de l'angle d'incidence ( $-10^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ ) et pour des nombres de Reynolds  $200\,000 \leq Re \leq 700\,000$ . Leurs travaux ont pour objectif d'identifier l'influence du taux de turbulence amont sur ces caractéristiques aérodynamiques. Pour un taux de turbulence amont très faible de 0.5%, ces auteurs retrouvent l'invariance du coefficient de portance en fonction du nombre de Reynolds pour des valeurs  $\alpha \geq 30^\circ$ . Les mesures de [Alam *et al.*, 2010] concernent un profil NACA 0012 pour des angles d'incidence  $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$  et des nombres de Reynolds  $5.3 \times 10^3 \leq Re \leq 5.1 \times 10^4$ . Le nombre de Strouhal associé aux lâchers de tourbillons, correspondant à l'instabilité de Von Kármán, diminue lorsque l'angle d'incidence augmente, jusqu'à atteindre un palier pour  $\alpha = 60^\circ$  (figure 1.17). La plupart des caractérisations concernent cependant les écoulements attachés ou proches du décrochage. L'originalité de l'étude de [Bourgoyne *et al.*, 2005] réside dans la caractérisation de l'écoulement à grand nombre de Reynolds pour une incidence nulle. Ils considèrent un profil dont l'extrados est un NACA 16 avec un intrados plat au-delà de 28% de corde, pour une gamme de nombres de Reynolds  $1.4 \times 10^6 \leq Re \leq 50 \times 10^6$ . Les mesures se concentrent sur l'écoulement au voisinage du bord de fuite et sur l'effet d'une modification de la géométrie de cette partie du profil sur la morphologie de l'écoulement. L'émission de structures tourbillonnaires de bord de fuite est identifiée par des moyennes conditionnelles (figure 1.18) et par une analyse spectrale de la vitesse. Cependant, la plupart des caractérisations d'écoulement autour de profils sont réalisées pour des nombres de Reynolds plus faibles. Une étude des fréquences associées aux lâchers de tourbillons en aval d'un profil NACA 0025 pour  $\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$  a été conduite par [Yarusevych *et al.*, 2009] pour une gamme de nombres de Reynolds  $55 \times 10^3 \leq Re \leq 210 \times 10^3$ . Ces auteurs s'intéressent principalement à la transition vers la turbulence dans la couche limite. [Laitone, 1997] compare les coefficients d'efforts exercés pour  $Re \leq 70\,000$  sur un profil NACA 0012, une plaque mince plane et une plaque mince cambrée. Il retrouve le résultat bien connu des premiers temps de l'aérodynamique, à savoir que pour  $Re \leq 20\,000$  un bord d'attaque fin produit une

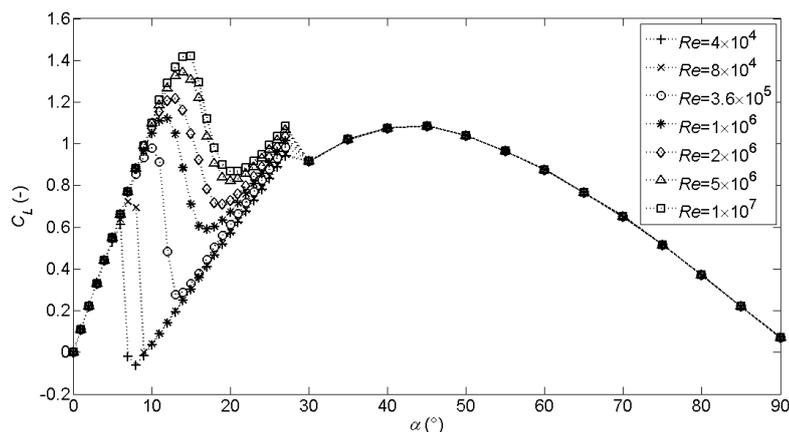


FIGURE 1.16. – Évolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence sur un profil NACA 0012 à différents nombres de Reynolds [Sheldahl et Klimas, 1981].

meilleure portance et que l'utilisation du profil NACA 0012 n'est plus adaptée pour  $Re \leq 50\,000$  du fait de sa sensibilité au nombre de Reynolds ou au niveau de turbulence amont. [Ravi *et al.*, 2012] étudient un profil mince à bord d'attaque elliptique pour des nombres de Reynolds faibles  $3 \times 10^4 \leq Re \leq 11 \times 10^4$ . Cette étude porte principalement sur l'influence du taux de turbulence amont sur la fréquence d'émission des tourbillons de bord d'attaque.

### 1.2.2. Instationnarité résultant d'un profil oscillant

De nombreuses études concernent le mouvement d'ailes battantes ou l'accélération d'un profil. [Leishman, 1990] a étudié le décrochage dynamique autour d'un profil NACA 23012 pour  $0.8 \times 10^6 \leq Re \leq 2 \times 10^6$  et a caractérisé les hystérésis présentes dans les coefficients de portance et de moment pour différentes variations d'amplitude. Des champs de vitesse du décrochage dynamique ont été obtenus par PIV par [Raffel *et al.*, 1995]. [Ol *et al.*, 2009] s'intéressent au décrochage et à la génération du tourbillon de bord d'attaque pour un profil SD7003 en mouvement oscillant, pour une gamme de nombres de Reynolds  $10^4 \leq Re \leq 6 \times 10^4$ . Une étude similaire est réalisée par [Rival *et al.*, 2009] à  $Re = 30\,000$ . [Chen *et al.*, 2010] considèrent une plaque plane en incidence de  $30^\circ$  accélérée et s'intéressent à l'émission du tourbillon de bord d'attaque. Cette simulation numérique, conduite pour un nombre de Reynolds de 100, résout les équations de Navier-Stokes en incompressible par une méthode de frontière immergée. Elle met en évidence l'augmentation de la portance, associée à l'émission du tourbillon de bord d'attaque, jusqu'à une distance d'accélération de 4.5 cordes. [Tinar et Cetiner, 2006] caractérisent par PIV la formation du tourbillon de bord d'attaque autour d'un profil NACA 0012 oscillant. De même, [Ren *et al.*, 2013] caractérisent par PIV la formation du sillage en aval d'un profil NACA 0012 oscillant. [Ramesh *et al.*, 2012] réalisent une simulation numérique, par la méthode des tourbillons discrets, de l'émission intermittente de tourbillons de bord d'attaque pour un profil SD7003. Ces auteurs développent un critère de prédiction de l'émission d'un tourbillon de bord d'attaque, fondé sur la dépression maximale qui peut être créée par le bord d'attaque. [Jones et Platzer, 2009] analysent les tour-

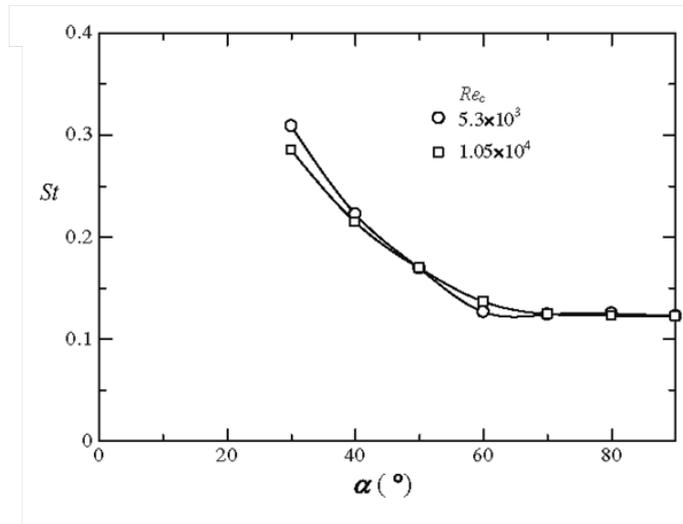


FIGURE 1.17. – Évolution du nombre de Strouhal en fonction de l'angle d'incidence [Alam *et al.*, 2010].

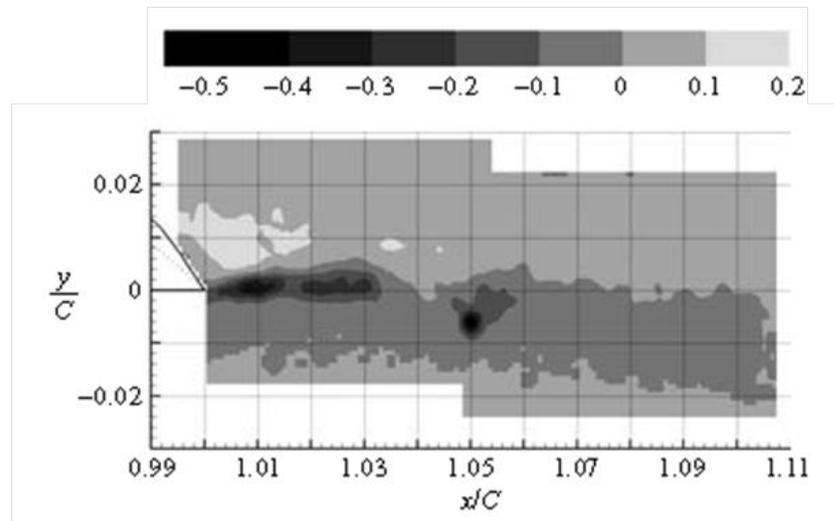


FIGURE 1.18. – Moyenne conditionnelle de l'intensité tourbillonnaire mesurée par PIV en aval du bord de fuite du profil pour  $Re = 50 \cdot 10^6$  [Bourgoyne *et al.*, 2005].

billons de Von Kármán émis en aval d'un aile battante. Ils font une étude paramétrique de l'amplitude et de la fréquence de battement par rapport à la poussée engendrée par un système de deux ailes oscillantes, pour des applications à la propulsion de micro-drones. [Kurtulus *et al.*, 2008] étudient l'écoulement autour d'une section d'aile battante par PIV à un nombre de Reynolds de 1000, afin de mettre en évidence les phénomènes d'émission de tourbillons et de variation des coefficients de portance et de traînée. En particulier, ces travaux révèlent l'interaction entre l'aile et les tourbillons émis lors du battement précédent. [David *et al.*, 2012] et [Percin et van Oudheusden, 2015] s'intéressent à la caractérisation par PIV tomographique de l'écoulement autour d'une aile battante pour des Reynolds respectifs de 1000 et 10000. Enfin [Widmann et Tropea, 2015] s'attachent à caractériser les mécanismes responsables de la formation et du lâcher des tourbillons émis par le bord d'attaque d'un profil oscillant à un nombre de Reynolds de 17000.

### 1.2.3. Interaction entre profils

Les études concernant l'interaction entre deux profils sont en nombre relativement limité. [Lee, 2011] s'intéresse à l'écoulement autour de deux profils NACA 0012 en tandem qui oscillent en phase ou en opposition de phase. La répartition de pression ainsi que le champ de vitesse autour du profil aval sont obtenus expérimentalement. Une hystérésis apparaît dans l'évolution dynamique des coefficients aérodynamiques. La déflexion vers le bas de l'écoulement due à l'oscillation du profil amont, perturbe la création du tourbillon de bord d'attaque du profil aval. Ceci se traduit par une disparition des effets induits par la formation du tourbillon de bord d'attaque et une hystérésis beaucoup plus faible par rapport au cas où il n'y a pas de profil amont. De plus, l'espacement entre les profils et le déphasage déterminent l'intensité de l'interférence. Les travaux de [Scharpf et Mueller, 1992] portent sur l'étude des efforts aérodynamiques développés par des profils Wortmann FX63-137 placés en tandem pour des nombres de Reynolds de 85000 et 200000. Les différentes positions géométriques étudiées mettent en évidence un gain dans le rapport portance sur traînée  $L/D$  pouvant atteindre 77% concernant le profil en aval entre la configuration profil seul et tandem. Néanmoins cette étude ne porte que sur une plage d'angles d'incidence limitée  $\alpha = [-15^\circ, 20^\circ]$ . Enfin [Jones *et al.*, 2015] s'intéressent à l'aérodynamique autour de deux plaques planes pour un nombre de Reynolds de 100 000 et réalisent une étude paramétrique en fonction de la distance entre les deux profils, en passant d'une configuration tandem à une configuration biplan. Les intervalles entre les deux profils, mesurés à partir du milieu de la corde, varient entre 0 et  $1.5c$  selon la direction de l'écoulement incident et entre  $-1.5c$  et  $1.5c$  selon la direction normale à l'écoulement incident. Des mesures par vélocimétrie par images de particules montrent que l'amélioration des performances dépend grandement de l'intensité de l'écoulement entre les deux profils et l'interaction entre les couches de cisaillement du profil amont avec le profil aval (figure 1.19). La configuration à deux profils est donc une méthode adaptée pour répondre aux impératifs du vol à bas nombre de Reynolds, utilisée aux débuts de l'aéronautique par l'emploi d'ailes biplans.

### 1.2.4. Interaction tourbillon-profil

La visualisation de l'écoulement résultant de l'interaction entre un tourbillon et un profil symétrique d'épaisseur maximale égale à 5% de corde a été obtenue par

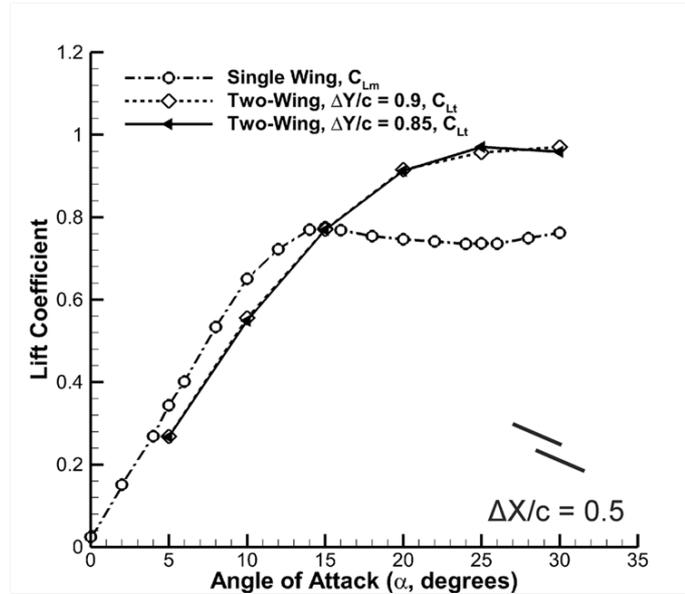


FIGURE 1.19. – Coefficient de portance en fonction de l’angle d’incidence pour la configuration profil isolé et la configuration à deux profils pour la plus grande augmentation de l’angle de décrochage [Jones *et al.*, 2015].

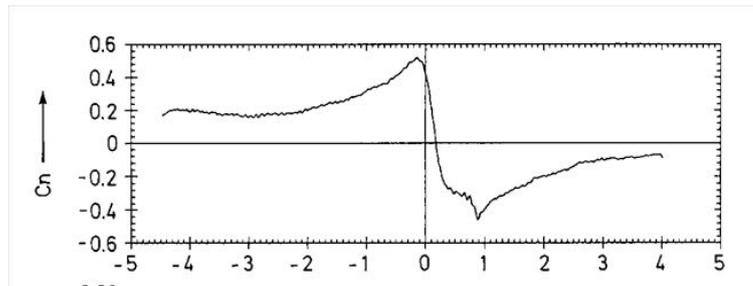


FIGURE 1.20. – Coefficient d’effort normal au profil au passage d’un tourbillon à une distance de  $0.2c$  au-dessus du profil [Horner *et al.*, 1993].

[Swirydczuk, 1990] pour un nombre de Reynolds  $Re = 4.5 \times 10^3$ . Le passage du tourbillon à une distance de  $0.4$  corde au-dessus du profil se traduit par l’apparition d’un tourbillon contrarotatif au bord de fuite du profil, résultant de la conservation de la circulation. La création de ce tourbillon s’accompagne de la diminution de l’intensité du tourbillon advecté par l’écoulement amont. L’interaction entre un tourbillon et un profil NACA 0015 a été analysée à travers les coefficients aérodynamiques par [Horner *et al.*, 1993]. Ces auteurs mettent en évidence une modulation des coefficients aérodynamiques au passage du tourbillon au voisinage du profil (1.20). [Favier *et al.*, 1987] étudient l’interaction entre un tourbillon de bout d’aile engendré par un profil amont et un profil aval oscillant.

Les mécanismes de génération de tourbillons par le décollement de l’écoulement autour d’une plaque plane en mouvement d’oscillation vertical ont été étudiés par [Panah et Buchholz, 2014] pour un nombre de Reynolds de 10 000. Le décollement de l’extrados est créé par le plongement du profil, qui se traduit par des tourbillons contrarotatifs émis du bord d’attaque et du bord de fuite. Les trajectoires des tourbillons

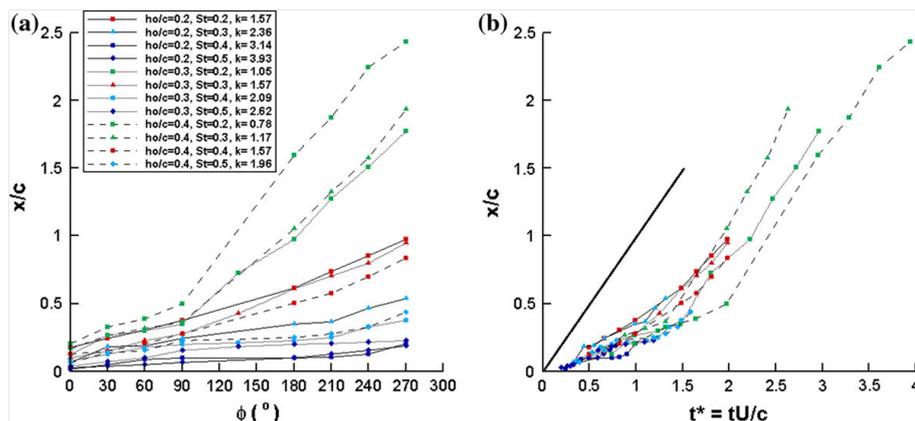


FIGURE 1.21. – Trajectoires des tourbillons de bord d’attaque de la plaque pour différentes amplitudes de plongement  $h_0/c$  : a) en fonction de la phase  $\phi$ , b) en fonction du temps relatif  $t^*$  (la ligne continue représente la vitesse de l’écoulement incident  $U$ ) [Panah et Buchholz, 2014].

de bord d’attaque en fonction de la phase montrent que ces tourbillons se déplacent à 35% de la vitesse de l’écoulement amont pendant le plongement du profil, tandis que leur vitesse est égale à la vitesse de l’écoulement amont durant la phase de remontée (1.21). Cette étude fournit une classification de l’émission tourbillonnaire par rapport à la fréquence et l’amplitude de plongement du profil.

### 1.2.5. Conclusion sur les instabilités aérodynamiques autour d’un profil

Si l’aérodynamique des profils est généralement bien connue en statique et pour des angles d’incidence où l’écoulement reste attaché, il n’en est pas de même en dynamique ou au-delà de l’angle de décrochage. Lorsque l’extrados du profil est totalement décollé, cela se traduit par le développement d’une instabilité de Kelvin-Helmholtz à partir du bord d’attaque et l’adaptation de la circulation au bord de fuite pour vérifier le théorème de Kelvin, à travers la création d’un tourbillon de bord de fuite contrarotatif. Les tourbillons de Von Kármán émis en aval d’un profil détaché sont caractérisés par un nombre de Strouhal dont l’évolution, avec l’angle d’incidence, suit une courbe décroissante jusqu’à un palier atteint pour  $\alpha = 40^\circ$ . Cette émission tourbillonnaire semble persister pour des nombres de Reynolds supérieurs à plusieurs millions. De nombreuses études, qui ont pour objectif de comprendre les mécanismes à la base de la propulsion par aile battante, dans une perspective de développement de micro-drones fondés sur ce principe, concernent le décrochage dynamique. Elles apportent des éléments intéressants quant à la genèse des tourbillons de bord d’attaque et de bord de fuite sur un extrados décollé. Il y a très peu de références relatives à l’interaction aérodynamique statique entre deux profils. Un résultat avéré de ce type de configuration est l’augmentation du coefficient de portance maximum et de l’angle de décrochage du profil aval. La combinaison de l’échappement tourbillonnaire en aval d’un profil décroché, et de la advection de ces tourbillons sur un profil aval, conduit à une analyse des études menées sur l’interaction entre un tourbillon et un profil. Le passage d’un tourbillon isolé au-dessus d’un profil se traduit par une modulation des coefficients aérodynamiques, fortement dépendante de

la trajectoire du tourbillon advecté.



## 2. Dispositif expérimental

### 2.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter, après la justification de la pertinence d'une étude en soufflerie, les techniques de mesure mises en œuvre et leur qualification ainsi que les méthodes de traitement et d'analyse des données et les incertitudes inhérentes à leur utilisation.

### 2.2. Installation expérimentale

#### 2.2.1. Configuration adoptée

La configuration adoptée dans cette étude considère deux profils placés l'un derrière l'autre,  $\ell_x$  et  $\ell_z$  sont respectivement les distances horizontale et verticale les séparant et  $i_T$  l'angle de calage du plan. Ces distances sont mesurées par rapport au bord d'attaque du profil amont, identifié comme la voilure (« wing ») les valeurs associées à ce dernier porteront l'indice  $W$ . Le profil aval sera identifié comme le plan ou empennage horizontal (« tail ») et les valeurs qui lui seront associées porteront l'indice  $T$ .

Une expérience en soufflerie aérodynamique doit présenter une similitude du nombre Reynolds par rapport à l'écoulement réel étudié. Dans le domaine aéronautique, la gamme des nombres de Reynolds varie entre  $10^4$  (entomoptère, drone Micro Air Vehicle) à  $10^7$  (Boeing 747) (tableau 2.1). Il faut noter le nombre restreint de publications concernant le gamme  $10^4 - 10^5$  correspondant à la plage d'exploration du dispositif expérimental de cette étude.

On peut donc considérer dans un premier temps que cette étude est réalisée pour des drones (Micro Air Vehicle ou Unmanned Air Vehicle). Cependant pour les angles d'incidence élevés correspondant au décrochage profond, il n'y a plus d'effet du nombre de Reynolds comme le montre l'évolution du coefficient de portance sur un profil NACA 0012 au delà de  $30^\circ$  (figure 2.2).

Aéronef	Vitesse ( $\text{m.s}^{-1}$ )	Corde de la voilure $c_W$ (m)	Reynolds $Re_c$
Entomoptère (MAV)	5	0.05	$1.6 \times 10^4$
RQ-11 Raven (UAV)	15	0.1	$10^5$
Solar impulse	19	3	$3.9 \times 10^6$
Piper Cherokee	63	1.6	$6 \times 10^6$
A400m	216	5.6	$8 \times 10^7$
Boeing 747	252	8.3	$1.4 \times 10^8$

TABLE 2.1. – Nombres de Reynolds aéronautiques.

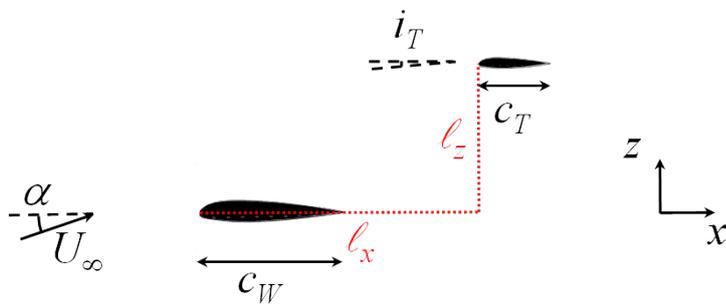


FIGURE 2.1. – Schéma de la configuration adoptée.

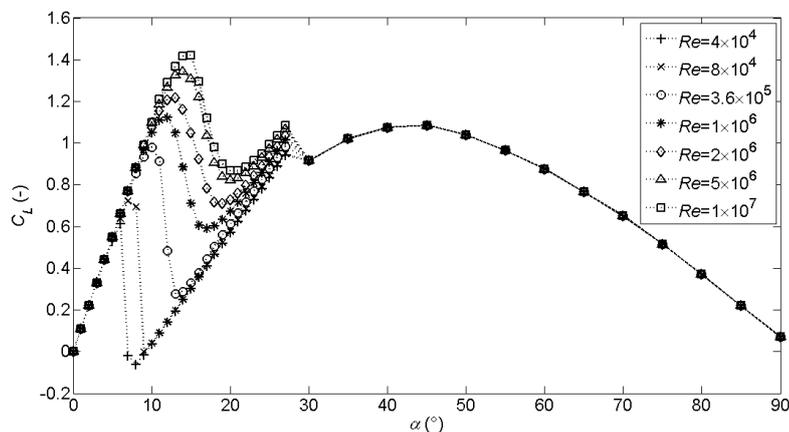


FIGURE 2.2. – Évolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence d'un profil NACA 0012 à différents nombres de Reynolds [Sheldahl et Klimas, 1981].

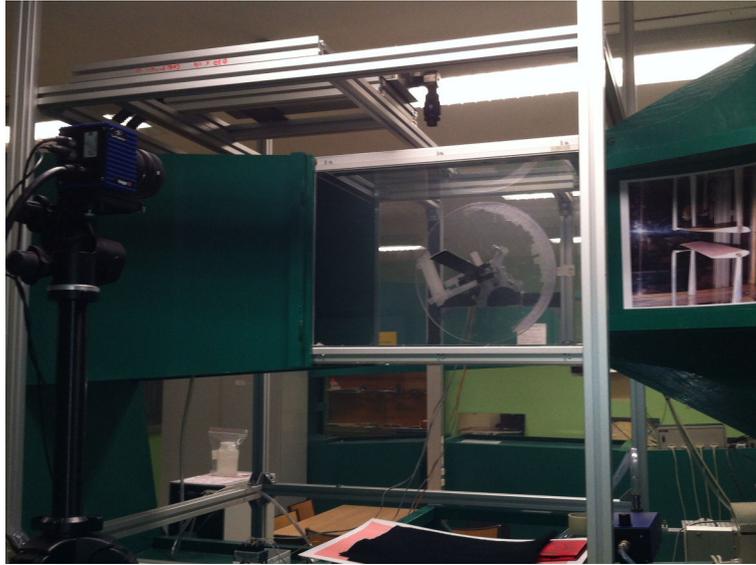


FIGURE 2.3. – Veine d’essai de la soufflerie n°1 de l’École de l’Air de type Institut de Mécanique des Fluides de Lille.

Ainsi, même si l’expérience mise en place dans le cadre de cette étude n’est plus en similitude de Reynolds par rapport à un avion de transport, les résultats obtenus aux fortes incidences demeurent pertinents compte-tenu de l’absence d’effet du nombre de Reynolds pour  $\alpha \geq 30^\circ$  et pourront être utilisés pour une modélisation de type mécanique du vol.

### 2.2.2. Soufflerie n°1 de l’École de l’Air

La section d’essai de la soufflerie utilisée est carrée de dimensions  $450 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$  et de longueur  $650 \text{ mm}$  (figure 2.3). La gamme de vitesse d’écoulement que l’on peut explorer dans cette installation s’étend de  $5$  à  $45 \text{ m.s}^{-1}$ . La figure 2.4 représente l’étalonnage de la soufflerie réalisé par Vélocimétrie par Images de Particules. Cette courbe établie la correspondance entre la vitesse de l’écoulement en entrée de la section d’essai et la vitesse de rotation en  $\text{tr.min}^{-1}$ . L’hélice est entraînée par un moteur à courant continu d’une puissance maximale de  $3000 \text{ W}$ . Ce type de motorisation engendre des perturbations thermiques de l’écoulement au cours du temps dues à l’échauffement du moteur. La figure 2.5 représente l’évolution de l’augmentation de la température de l’écoulement en fonction de temps de fonctionnement de la soufflerie. Afin de ne pas perturber les mesures par des évolutions trop importantes de la température et donc de la masse volumique de l’air, il est décidé à la fois de limiter la durée d’expérimentation à  $30$  minutes et de restreindre la vitesse de l’écoulement (i.e. la vitesse de rotation du moteur) de manière à ne pas subir d’augmentation de température supérieure à  $10^\circ\text{C}$ .

### 2.2.3. Uniformité de l’écoulement

La caractérisation de l’écoulement dans la section d’essai a été effectuée par vélocimétrie par images de particules (PIV, section 2.3.3). L’ensemble des mesures est réalisé pour une vitesse de rotation de la soufflerie de  $2300 \text{ tr.mn}^{-1}$  correspondant à une vitesse de

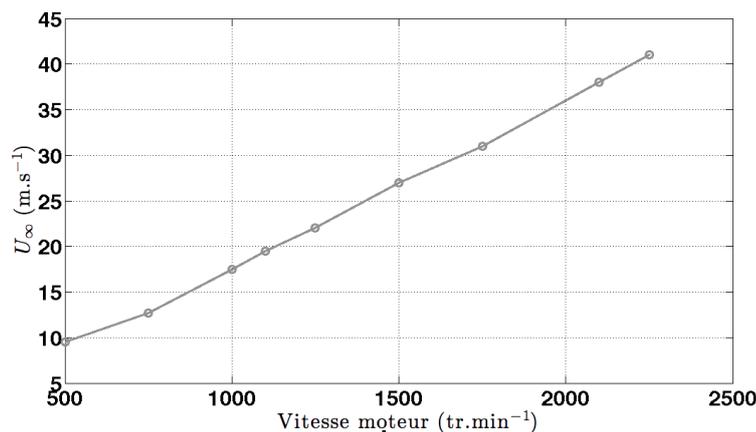


FIGURE 2.4. – Correspondance entre la vitesse de l'écoulement  $U_\infty$  et la vitesse du moteur de la soufflerie.

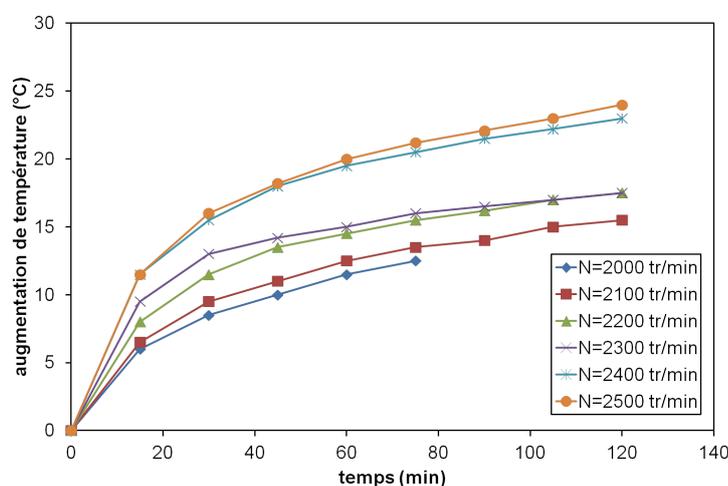


FIGURE 2.5. – Augmentation de la température de l'écoulement en fonction du temps de fonctionnement de la soufflerie.

l'écoulement amont  $U_\infty = 41 \text{ m.s}^{-1}$  en l'absence de maquette. La figure 2.6 présente les vitesses moyennes, les écarts-types et la covariance des fluctuations de vitesse rapportées à la vitesse de référence  $U_\infty$  dans la partie centrale de la soufflerie. Le champ est limité à une distance de 50 mm des parois, aussi les couches limites inférieure et supérieure ne sont pas visibles. On observe dans la zone d'étude des variations maximales inférieures à 1% pour les vitesses moyennes et des variations maximales inférieures à 0.3% pour les écarts-types des fluctuations de vitesse. L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau 2.2. Ces résultats prouvent la qualité de l'écoulement dans la soufflerie n° 1 de l'École de l'Air.

#### 2.2.4. Blocage de la soufflerie

Un problème inhérent à tout montage expérimental est le blocage de l'écoulement par les parois et les obstacles présents dans une section de la soufflerie. Il est ici défini par

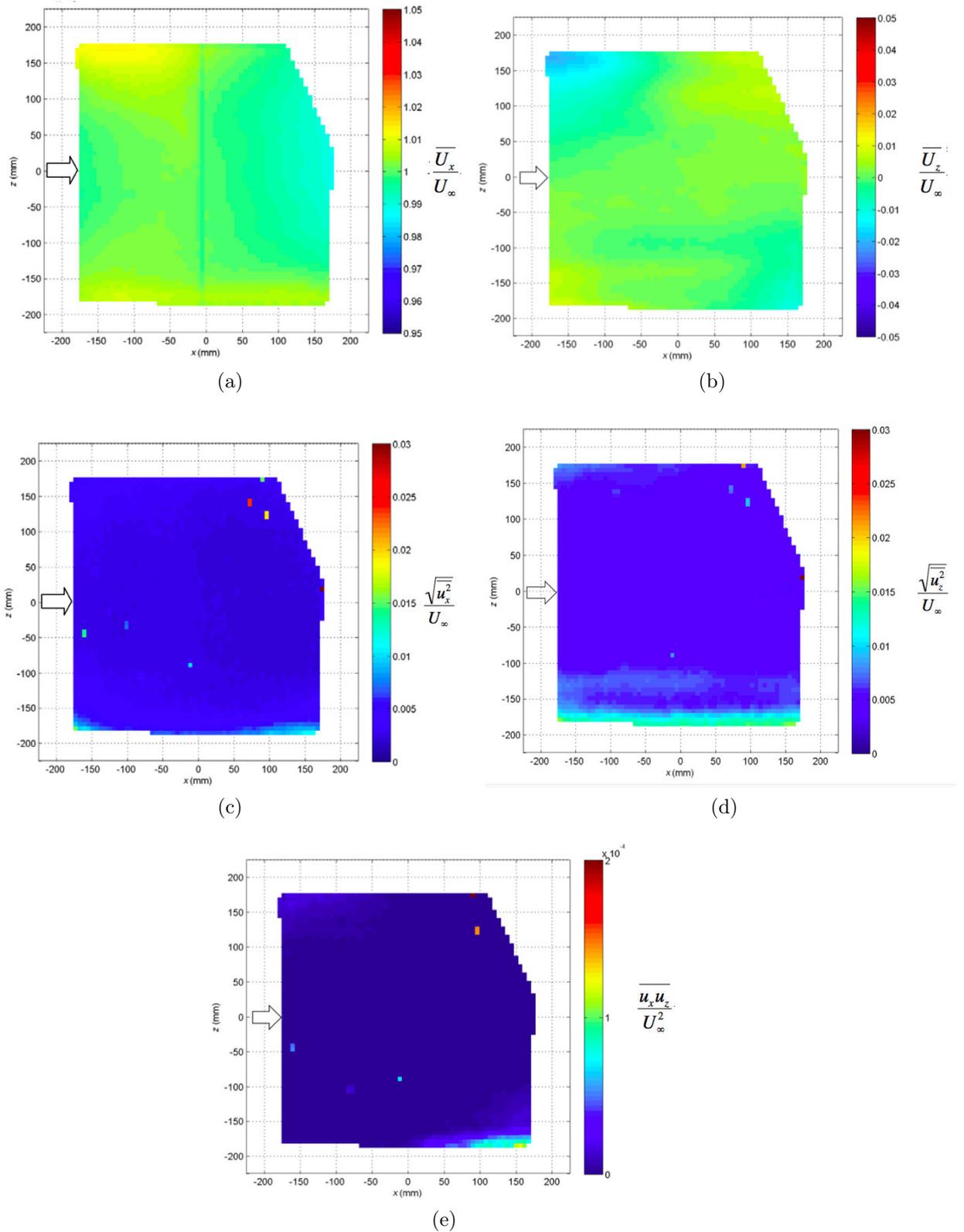


FIGURE 2.6. – Uniformité de l'écoulement dans la partie centrale de la section d'essai à mi-largeur mesurée par PIV à partir de 500 champs instantanées (la flèche indique le sens de l'écoulement) : a) vitesse moyenne axiale relative, b) vitesse moyenne transversale relative, c) écarts-types des fluctuations de vitesse axiale relatif, d) écarts-types des fluctuations de vitesse transversale relatif, e) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale relative.

$\frac{\bar{U}_x}{U_\infty}$	$\frac{\bar{U}_z}{U_\infty}$	$\frac{\sqrt{u_x^2}}{U_\infty}$	$\frac{\sqrt{u_z^2}}{U_\infty}$	$\frac{\overline{u_x u_z}}{U_\infty^2}$
0,9998	0,00136	0,00247	0,00386	$-2,0189 \cdot 10^{-7}$

TABLE 2.2. – Valeurs maximales des composantes de vitesse relative et du tenseur de Reynolds, dans la section d’essai de la soufflerie.

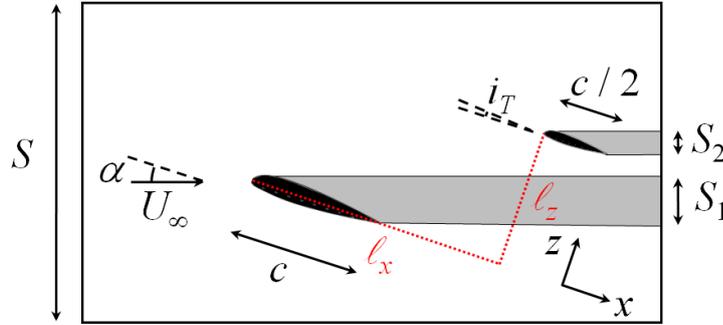


FIGURE 2.7. – Définition du blocage d’une soufflerie.

(figure 2.7) :

$$B = \frac{S_1 \cup S_2}{S} \quad (2.1)$$

Dans le cas de cette configuration expérimentale, une étude de dimensionnement du dispositif est réalisée pour limiter les effets de confinement liés aux fortes incidences du décrochage profond (jusqu’à  $30^\circ$ ). Cette étude vise à conserver un facteur de blocage inférieur à la limite de 6% (figure 2.8) en dessous de laquelle il n’y a pas de distorsion de l’écoulement [West et Apelt, 1982] en prenant  $l_x = 2c_W$  et  $l_z = c_W$ . En imposant comme contrainte  $c_T = c_W/2$  et compte-tenu de la section de la soufflerie de  $450 \text{ mm} \times 450 \text{ mm}$ , le critère est respecté avec  $c_W = 50 \text{ mm}$  pour un calage du profil  $i_T = 0^\circ$ . Ce confinement maximum est inférieur à d’autres réalisations expérimentales où des valeurs maximales de 9% sont atteintes en soufflerie [Sicot et al., 2006] ou de 30% en canal hydrodynamique [Sarraf et al., 2005]. Le nombre de Reynolds construit sur la vitesse de l’écoulement incident  $U_\infty$  et la corde du profil amont  $c_W$  est égal à 58300. Un effet de sol pourrait également affecter l’expérience pour les grandes valeurs de l’angle d’incidence, où l’inclinaison du disque de réglage de l’incidence (section 2.2.5) placerait le profil aval au voisinage de la paroi inférieure de la soufflerie. On constate que cet effet de sol se traduit par une augmentation de la portance, pour des distances entre le profil et la paroi, inférieures à une corde (figure 2.9). Dans le cadre de nos mesures jusqu’à des angles d’incidence de  $45^\circ$ , la distance entre la paroi inférieure de la soufflerie et le bord de fuite du profil aval est au moins supérieure à  $3c_T$ . On peut donc considérer l’absence d’effet de sol dans l’expérience.

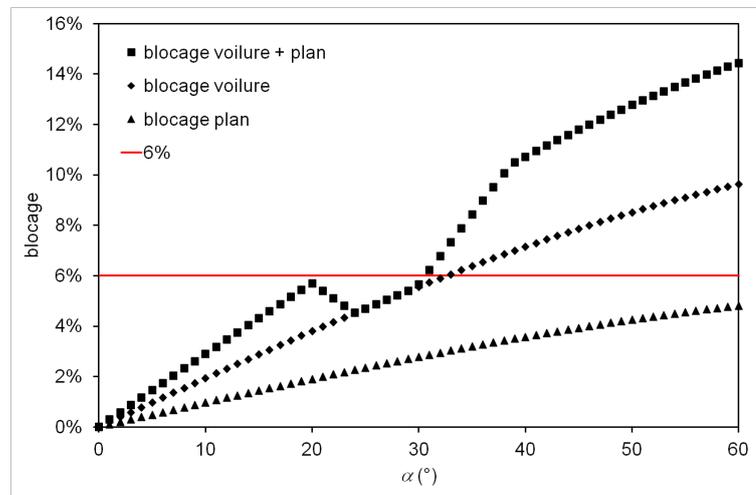


FIGURE 2.8. – Blocage en % de la soufflerie en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$ .

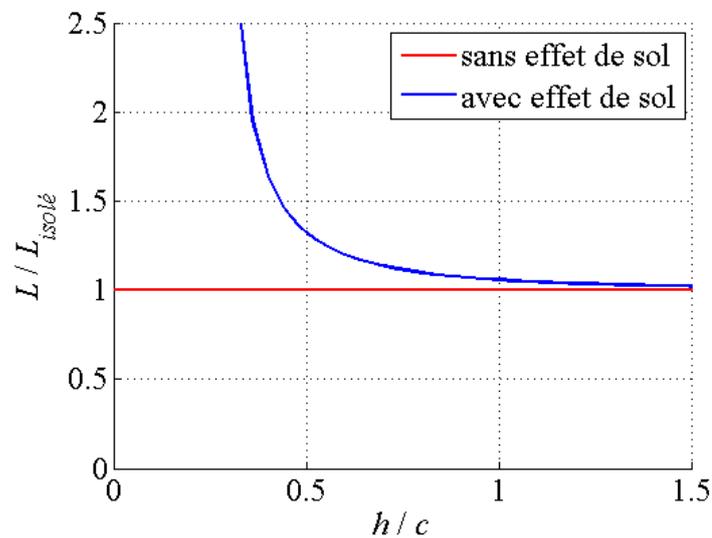


FIGURE 2.9. – Influence de l'effet de sol autour d'un profil mince sans cambrure pour un angle d'incidence  $\alpha = 2^\circ$  en fonction de la distance relative  $h/c$  entre le sol et le quart de corde du profil (méthode des tourbillons ponctuels).

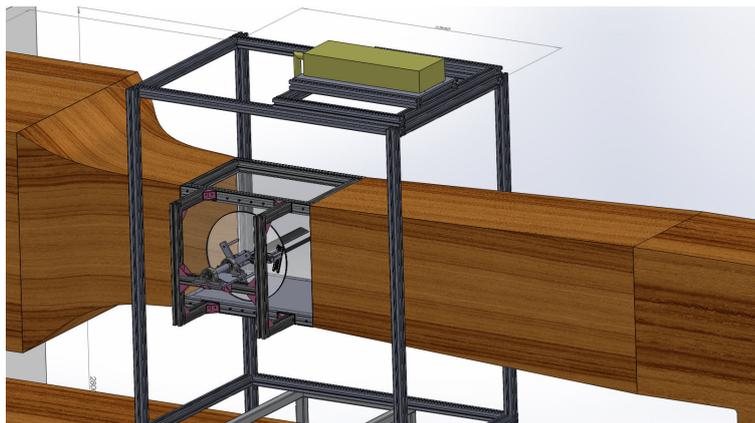


FIGURE 2.10. – Visualisation CAO de l'ensemble soufflerie / section d'essai / portique / laser (PIV).

## 2.2.5. Conception et réalisation du dispositif expérimental

### 2.2.5.1. Description générale du montage

Une expérience témoin, correspondant à la problématique de la caractérisation de l'écoulement autour de deux profils en configuration en T à haute incidence, a été conçue et réalisée en soufflerie (figure 2.10). Ce montage permet une étude paramétrique en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$ , de l'angle de calage du profil aval  $i_T$ , des distances  $\ell_x$  et  $\ell_z$ , et de la vitesse de l'écoulement  $U_\infty$  (figure 2.1). Il prévoit l'intégration de la mesure des efforts aérodynamiques sur chacun des profils (balances aérodynamiques) ainsi que la mesure des champs de vitesse par vélocimétrie par images de particules (PIV). La veine d'essai est équipée des deux profils montés sur un disque (figure 2.11) permettant différentes distances de séparation  $\ell_x$  et  $\ell_z$  entre les deux profils ainsi qu'un réglage de l'angle de calage  $i_T$  du profil aval par rapport au profil amont. Ce disque peut être tourné afin de changer l'angle d'incidence  $\alpha$  de l'ensemble des deux profils. Un blocage de la rotation est utilisé afin d'étudier l'aérodynamique d'une configuration donnée. Cet ensemble (figure 2.12) n'est maintenu que d'un seul côté de la soufflerie par un axe de rotation unique ce qui permet d'avoir un libre accès optique des autres côtés de la section d'essai (pour utilisation de la PIV). Chacun des profils est fixé sur le disque de rotation au moyen d'un support qui intègre une balance d'efforts aérodynamiques (figure 2.13).

### 2.2.5.2. Choix du profil

Le profil NACA 23012 (figure 2.14) est choisi comme référence pour les profils amont et aval. Les caractéristiques aérodynamiques de ce profil sont présentés figure 2.15.

### 2.2.5.3. Système de maintien des profils

Comme l'utilisation de la PIV impose des accès optiques par les faces supérieure et latérale de la soufflerie, le montage du disque de rotation est réalisé sur un seul côté (figures 2.11 et 2.12). De ce fait les profils ne sont maintenus qu'à une extrémité ce qui implique un porte-à-faux et une souplesse importante de l'ensemble balance/profil. Néanmoins, les efforts aérodynamiques mesurés sont relativement restreints compte-tenu

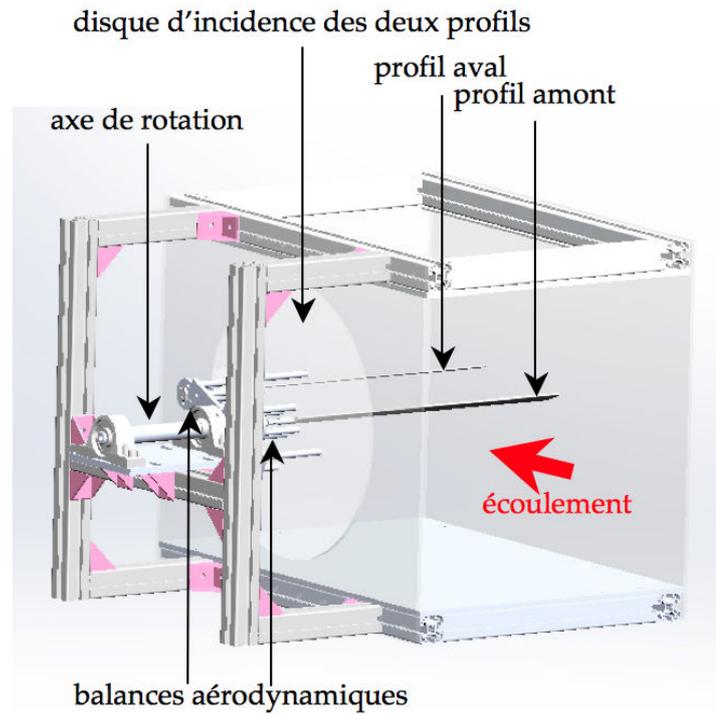


FIGURE 2.11. – Section d'essai et dispositif expérimental.

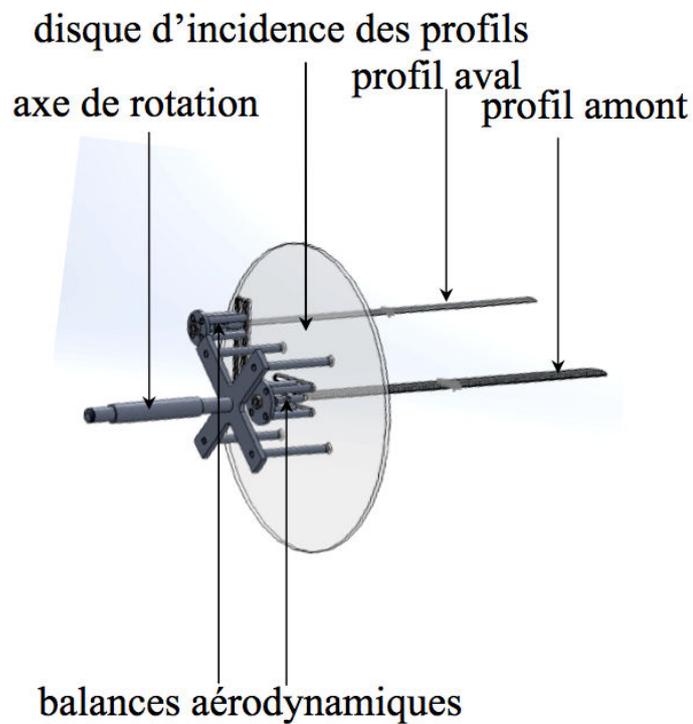


FIGURE 2.12. – Détail du dispositif de montage des profils.

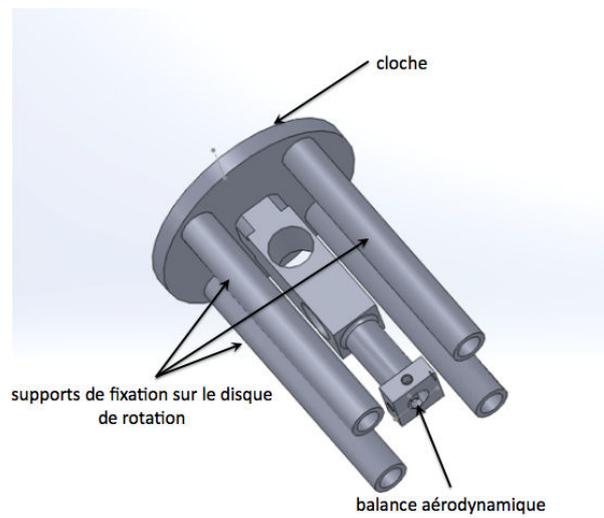


FIGURE 2.13. – Détail du dispositif de fixation de chaque profil intégrant une balance d'efforts aérodynamiques.

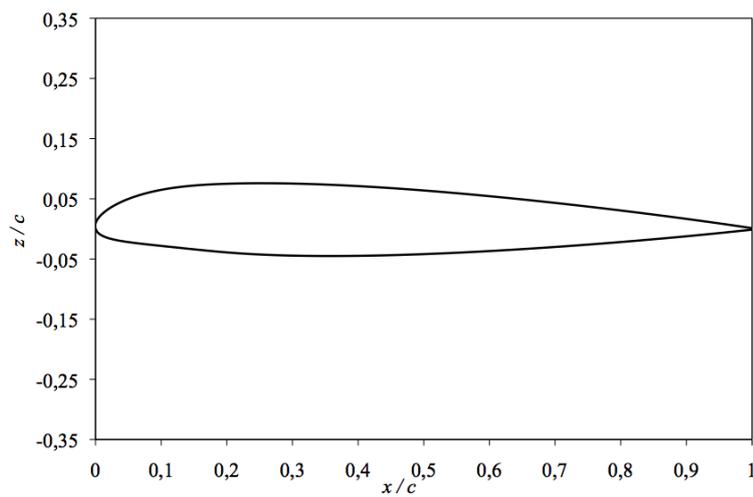


FIGURE 2.14. – Profil NACA 23012 : corde  $c = 1$ .

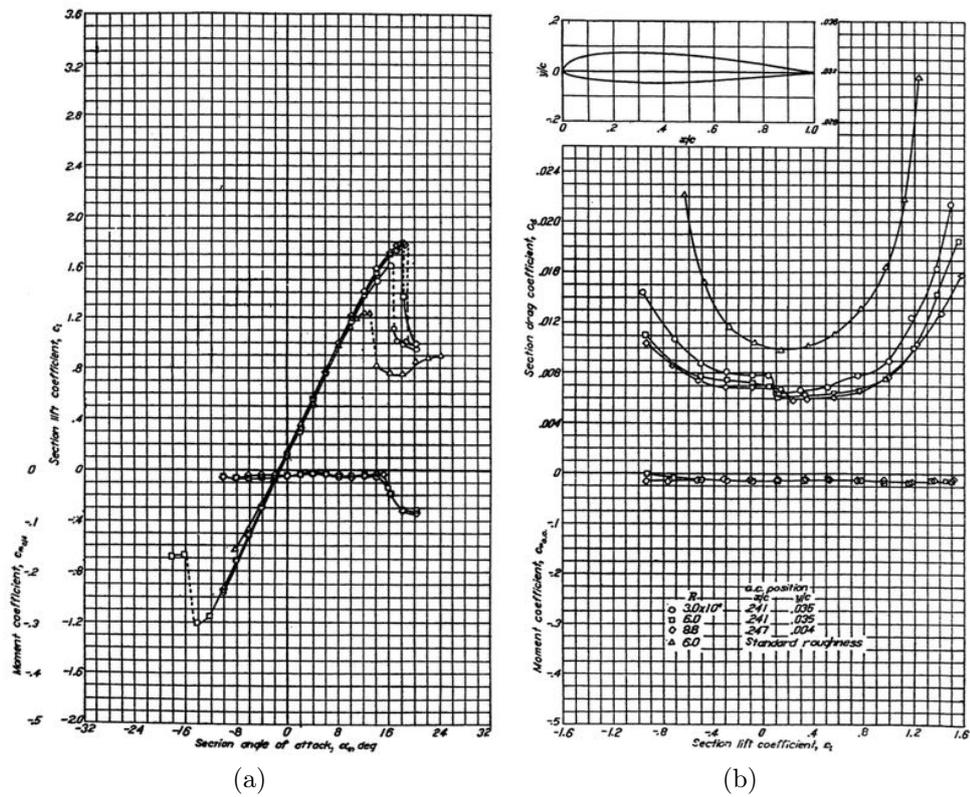


FIGURE 2.15. – Performances aérodynamiques du profil NACA 23012 [Abbott et Von Doenhoff, 1959] : a) coefficient de portance  $C_L$  et coefficient de moment quart de corde  $C_{m,c/4}$  en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$ , b) polaires  $C_D(C_L)$  et  $C_{m,c/4}(C_L)$ .

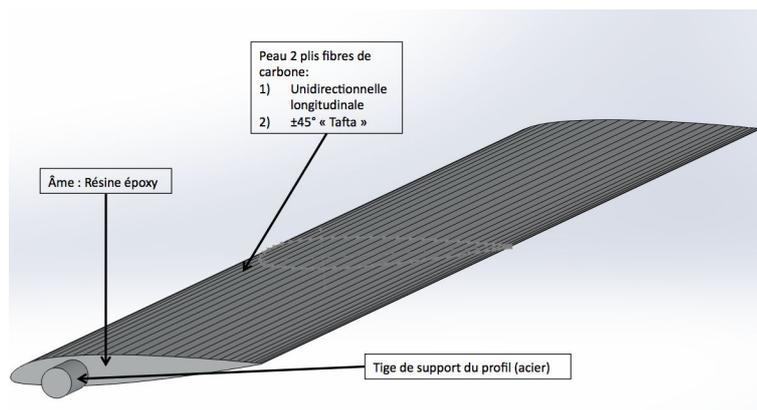


FIGURE 2.16. – Structure d'un profil d'aile.

des petites dimensions du montage. La souplesse de la structure au niveau de la balance aérodynamique joue donc un rôle essentiel. En revanche, chaque profil doit demeurer le plus rigide possible.

#### 2.2.5.4. Réalisation des profils

La conception des profils soulève certains problèmes compte-tenu des vibrations qu'engendre l'écoulement turbulent aux hautes incidences (phénomènes aéro-élastiques). La méthode choisie consiste à reporter vers les hautes fréquences les modes de vibration de la structure et donc à diminuer les déformées associées. Les profils amont et aval sont modélisés dans un calcul de pré-dimensionnement par des poutres de longueur correspondant à leur envergure  $b$ . Dans ce cas, la pulsation propre du premier mode de flexion  $\omega_{flex,1}$  d'une poutre encastree-libre peut être estimée par la relation suivante [Montagnier, 2013] :

$$\omega_{flex,1} = \frac{3.516}{b^2} \sqrt{\frac{E_{hom}I}{\rho_{hom}S}} \quad (2.2)$$

où  $E_{hom}$ ,  $\rho_{hom}$ ,  $I$  et  $S$  sont respectivement le module d'Young homogénéisé dans la direction longitudinale, la masse volumique homogénéisée, le moment quadratique de la section droite dans la direction transverse et la section de la poutre. On constate que pour maximiser le couple  $E_{hom}I$  pour un profil donné, il est judicieux d'utiliser un matériau léger et à haut module et de positionner ce matériau sur le pourtour de la section. Les matériaux composites présentent ces caractéristiques et sont donc retenus pour la fabrication des profils. Un pli de fibres de carbone uni-directionnelles constitue la « peau » des profils d'ailes (figure 2.16). Le bord de fuite du profil est constitué d'un pli de fibres de carbone type « tafta » ( $0 - 90^\circ$ ). L'âme est, quant à elle, constituée de résine époxy sans fibre.

Un processus de stratification sur moule est utilisé pour la fabrication. Le moule est un ensemble constitué de deux faces (figure 2.17). Il est fabriqué à l'aide d'un centre d'usinage numérique. Les profils d'aile amont et aval sont réalisés dans le même moule, constitué de deux parties. La fabrication des profils à partir de ce moule s'effectue en plusieurs étapes. Lors de la première phase, les fibres de carbone sont déposées sur le moule et sont enduites de résine afin de constituer un pli (figures 2.18). Après séchage

les deux parties du moule sont positionnées afin de réaliser le collage obtenu en injectant de la résine époxy dans l'espace vide résultant du contact entre les deux faces du moule. Une tige en acier est positionnée au préalable pour constituer le support du profil pour le montage expérimental. Après séchage et démoulage, les profils sont recoupés aux dimensions finales, poncés et mastiqués plusieurs fois afin de gommer les imperfections de surface (bulles de résine éclatées, fibres de carbone délaminiées, etc.). Les nombreuses étapes de finition manuelle permettent d'obtenir des tolérances de fabrication faibles de l'ordre de 0.2% de la corde du profil.

## 2.3. Instrumentation

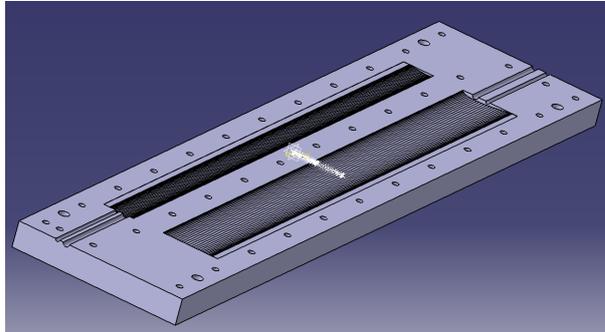
### 2.3.1. Efforts aérodynamiques

#### 2.3.1.1. Balance d'efforts

Les efforts de portance de traînée sont mesurés sur chacun des profils par des balances d'efforts qui mesurent la déformation de pièces spécifiques placées entre le profil et le disque de rotation (figures 2.12 et 2.13). Ces balances aérodynamiques sont élaborées et fabriquées dans le cadre de cette thèse au sein de l'École de l'Air. Compte-tenu de la faible amplitude des efforts à mesurer, les balances sont conçues de manière à pouvoir concentrer les déformations du matériau aux endroits où sont localisées les jauges de déformation. De plus, ces pièces doivent assurer une fonction de liaison mécanique entre le profil et le disque de rotation de la veine d'essai. La figure 2.19 présente la solution technique adoptée. Le corps de la balance est constitué d'un parallélépipède muni de deux trous permettant, grâce à un enlèvement de matière, de concentrer les déformations sur des zones précises de la pièce. Une cavité présente sur l'embase permet d'intégrer la tige du profil d'aile dans la balance. La fixation s'effectue par serrage à l'aide de quatre vis. Un filetage sur le haut de la balance permet de solidariser cette dernière sur la « cloche » (figure 2.13), elle-même fixée sur le disque en rotation (figure 2.12).

#### 2.3.1.2. Jauges de déformation

Afin de mesurer les déformations locales sur chacune des balances aérodynamiques, nous utilisons des jauges extensiométriques sur film transparent. Concernant les efforts de flexion (traînée ou portance), nous utilisons des films composés de deux jauges extensiométriques linéaires de taille 14mm×7mm disposés dans les zones de mesure en flexion présentées sur la Figure 2.19. Une mesure en flexion est réalisée à l'aide de deux films de deux jauges placées symétriquement. La balance est constituée de quatre jauges pour la portance et de quatre jauges pour la traînée. Un modèle fondé sur la théorie des poutres est élaboré pour la reconstitution de efforts en fonction des mesures des déformations. La figure 2.21 définit le montage des jauges et leur numérotation ainsi que le repère lié à la balance ( $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ ). On définit les déformations des jauges mesurées par demi-pont de flexion par :



(a)



(b)



(c)

FIGURE 2.17. – Conception et fabrication des moules : a) dessin CAO d'une des parties du moule, b) usinage par chariot robot à commande numérique du moule, c) moule finalisé.



FIGURE 2.18. – Méthode de moulage par stratification par voie humide : a) vue générale, b) détail des plis de fibres de carbone au saumon du profil amont.

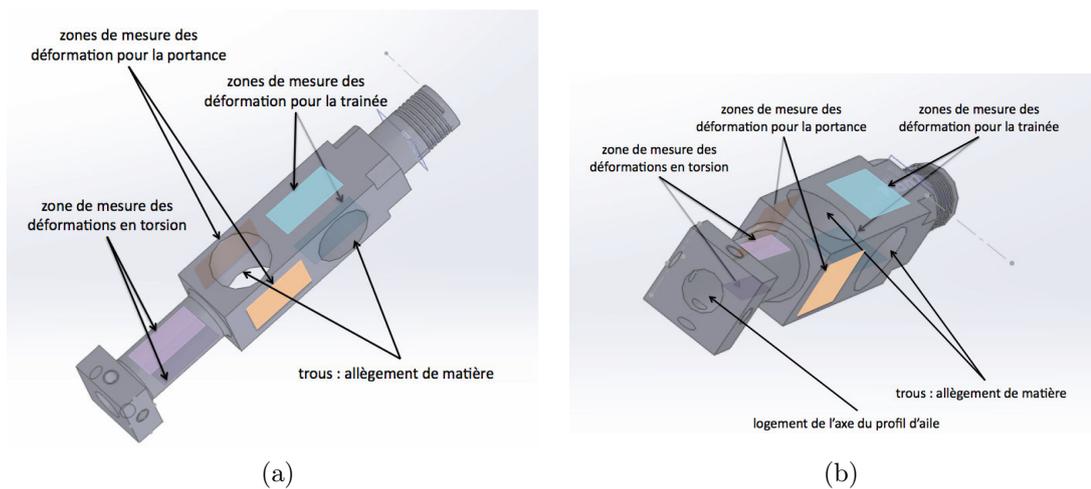


FIGURE 2.19. – Balance aérodynamique vue selon deux directions d'observations.

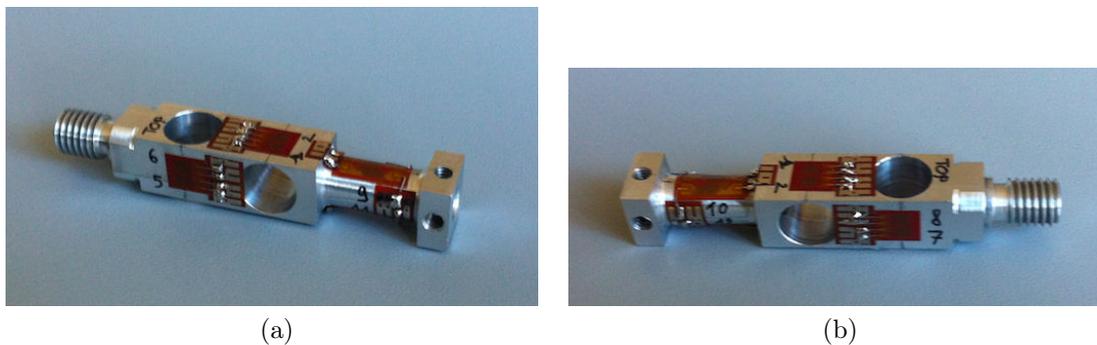


FIGURE 2.20. – Balance aérodynamique équipée de ses jauges extensiométriques vue sous deux angles différents.

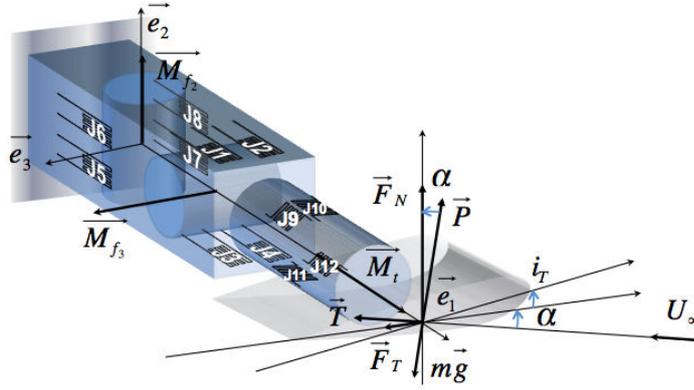


FIGURE 2.21. – Schéma du montage de la balance aérodynamique équipée de jauges extensiométriques.

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{1-3} &= (\varepsilon_1 - \varepsilon_3)/2 \\
 \varepsilon_{2-4} &= (\varepsilon_2 - \varepsilon_4)/2 \\
 \varepsilon_{5-7} &= (\varepsilon_5 - \varepsilon_7)/2 \\
 \varepsilon_{6-8} &= (\varepsilon_6 - \varepsilon_8)/2
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

où  $\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_8$  sont les déformations respectives des jauges 1 à 8. Les déformations des jauges mesurées par demi-pont de flexion sans vitesse incidente ( $U_\infty = 0$ ) sont déterminées pour quatre positions angulaires :  $\theta_i = 0^\circ - 90^\circ - 180^\circ - 270^\circ$ ,  $i = 1, \dots, 4$

$$\left. \begin{aligned}
 \varepsilon_{1-3,0,\theta_i} &= (\varepsilon_{1,0,\theta_i} - \varepsilon_{3,0,\theta_i})/2 \\
 \varepsilon_{2-4,0,\theta_i} &= (\varepsilon_{2,0,\theta_i} - \varepsilon_{4,0,\theta_i})/2 \\
 \varepsilon_{5-7,0,\theta_i} &= (\varepsilon_{5,0,\theta_i} - \varepsilon_{7,0,\theta_i})/2 \\
 \varepsilon_{6-8,0,\theta_i} &= (\varepsilon_{6,0,\theta_i} - \varepsilon_{8,0,\theta_i})/2
 \end{aligned} \right\} i = 1, \dots, 4 \tag{2.4}$$

La figure 2.21 met en évidence les efforts en présence sur la balance aérodynamique. Les expressions des forces normale et tangentielle en fonction de la portance, de la traînée et du poids dans le repère de la balance s'écrivent :

$$F_{\vec{e}_2} = L \cos \alpha + D \sin \alpha - mg \cos \alpha \tag{2.5}$$

$$F_{\vec{e}_3} = D \cos \alpha - L \sin \alpha + mg \sin \alpha \tag{2.6}$$

avec :

$$L = \frac{1}{2} \rho S U_\infty^2 C_L \tag{2.7}$$

$$D = \frac{1}{2} \rho S U_\infty^2 C_D \tag{2.8}$$

où  $C_L$  et  $C_D$  sont les coefficients de portance et de traînée du profil,  $S$  la surface alaire et  $U_\infty$  la vitesse à l'infini amont. Ces forces engendrent au niveau des jauges d'extensiométrie des moments de flexion dont l'expression est :

$$\mathcal{M}_{\vec{e}_2} = F_{\vec{e}_2} d_{\vec{F},g} \quad (2.9)$$

$$\mathcal{M}_{\vec{e}_3} = F_{\vec{e}_3} d_{\vec{F},g} \quad (2.10)$$

où  $d_{\vec{F},g}$  est la distance entre le point d'application des efforts sur le profil et la position des jauges pour laquelle l'on souhaite connaître la valeur du moment de flexion. Soit  $\vec{I}$  le tenseur d'ordre deux des moments quadratiques de la partie parallélépipédique de la balance (figure 2.19). Ce tenseur peut se projeter sur les vecteurs  $\vec{e}_2$  et  $\vec{e}_1$  du repère lié à la balance :

$$I_{\vec{e}_2} = \frac{h^4 - dh^3}{12} \quad (2.11)$$

$$I_{\vec{e}_3} = \frac{h^4 - d^3h}{12} \quad (2.12)$$

où  $h$  est le côté de la section carrée de la balance, et  $d$  est le diamètre du trou. La contrainte  $\sigma_i$  appliquée à la  $i^{\text{ième}}$  jauge extensiométrique devient :

$$\begin{aligned} \sigma_i &= (-1)^{i+1} \frac{\mathcal{M}_{\vec{e}_2} h}{4I_{\vec{e}_2}} - \frac{\mathcal{M}_{\vec{e}_3} h}{2I_{\vec{e}_3}} & i &= \{1, 2\} \\ \sigma_i &= (-1)^{i+1} \frac{\mathcal{M}_{\vec{e}_2} h}{4I_{\vec{e}_2}} + \frac{\mathcal{M}_{\vec{e}_3} h}{2I_{\vec{e}_3}} & i &= \{3, 4\} \\ \sigma_i &= (-1)^{i+1} \frac{\mathcal{M}_{\vec{e}_2} h}{2I_{\vec{e}_2}} - \frac{\mathcal{M}_{\vec{e}_3} h}{4I_{\vec{e}_3}} & i &= \{5, 6\} \\ \sigma_i &= (-1)^{i+1} \frac{\mathcal{M}_{\vec{e}_2} h}{2I_{\vec{e}_2}} + \frac{\mathcal{M}_{\vec{e}_3} h}{4I_{\vec{e}_3}} & i &= \{7, 8\} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Le poids du profil d'aile ne permet pas une mesure directe des efforts de traînée et de portance. Il est nécessaire de soustraire l'influence du poids des mesures afin de ne retrouver que les efforts aérodynamiques appliqués au profil. Afin d'isoler le poids, un étalonnage de chaque balance est réalisé à vitesse nulle. Dans ce cas, les efforts aérodynamiques sont nuls, la seule force qui demeure est le poids du profil. La contrainte à vitesse nulle d'une jauge  $\sigma_{i,0}$  est obtenue à partir des équations 2.13. En utilisant les résultats d'élasticité linéaire et en intégrant les erreurs de mesure dues au bruit  $\varepsilon_{noise}$  et la valeur d'initialisation des ponts  $\varepsilon_0$ , nous obtenons les relations pour la jauge  $i$  :

$$\begin{aligned} \varepsilon_i &= \frac{\sigma_i}{E} + \varepsilon_{bruit} + \varepsilon_0 \\ \varepsilon_{i,0} &= \frac{\sigma_{i,0}}{E} + \varepsilon_0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

À partir des relations 2.4 et 2.14, on déduit l'expression des déformations des jauges dues au poids seul :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1-3,2-4,weight} &= \frac{\varepsilon_{1-3,2-4,0,0^\circ} - \varepsilon_{1-3,2-4,0,180^\circ}}{2} \\ \varepsilon_{5-7,6-8,weight} &= \frac{\varepsilon_{5-7,6-8,0,90^\circ} - \varepsilon_{5-7,6-8,0,270^\circ}}{2} \end{aligned} \quad (2.15)$$

d'où les déformations en flexion sans influence du poids, valables pour tout angle d'incidence  $\alpha$  :

$$\varepsilon_{1-3,2-4,\text{cor}} = \varepsilon_{1-3,2-4} + \varepsilon_{1-3,2-4,\text{weight}} (1 - \cos \alpha) - \varepsilon_{1-3,2-4,0,0^\circ} \quad (2.16)$$

$$\varepsilon_{5-7,6-8,\text{cor}} = \varepsilon_{5-7,6-8} - \varepsilon_{5-7,6-8,\text{weight}} \sin \alpha - \varepsilon_{5-7,6-8,0,0^\circ} \quad (2.17)$$

Enfin pour reconstituer les efforts à partir des mesures de déformation des jauges, nous nous servons de la loi de comportement des jauges extensiométriques. Pour la jauge  $i$  soumise à un effort  $F$ , la déformation vaut :

$$\varepsilon_i = A_i F \quad (2.18)$$

Nous pouvons définir au préalable, via un étalonnage de chaque jauge, une valeur expérimentale des coefficients  $A_i$ . Ces coefficients  $A_i$  sont déterminés en relevant les déformations  $\varepsilon_i$  des jauges auxquelles sont suspendues des masselottes dont les masses varient entre 20 g et 700 g.

Les efforts associés sont alors :

$$F_{\vec{e}_2} = -\frac{\varepsilon_{1-3,\text{cor}} + \varepsilon_{2-4,\text{cor}}}{2\varepsilon_{1-3,\text{weight}} mg} \quad (2.19)$$

$$F_{\vec{e}_3} = -\frac{\varepsilon_{5-7,\text{cor}} + \varepsilon_{6-8,\text{cor}}}{2\varepsilon_{5-7,\text{weight}} mg} \quad (2.20)$$

Concernant la mesure du couple de torsion sur la balance, quatre jauges extensiométriques de cisaillement en torsion de 14mm×7mm sont montées en quart de pont (figure 2.21). L'expression du moment du profil d'aile pris au quart de corde est :

$$\vec{M}_t = \frac{1}{2} \rho S c U_\infty^2 C_m \vec{e}_1 \quad (2.21)$$

où  $C_m$  est le coefficient de moment de tangage du profil pris au quart de corde,  $S$  la surface alaire,  $c$  la corde et  $U_\infty$  la vitesse infinie amont. Ce moment engendre au niveau des jauges extensiométriques un moment de flexion pur. Les jauges mesurant la torsion sont donc soumises aux contraintes de flexion (équations 2.9 et 2.10) ainsi qu'aux torsions engendrées par le moment  $\vec{M}_t$ . Soit  $\vec{I}$  le tenseur d'ordre deux des moments quadratiques de la partie cylindrique de la balance (figure 2.19). Ce tenseur peut se projeter sur les vecteurs  $\vec{e}_1$ ,  $\vec{e}_2$  et  $\vec{e}_3$  du repère lié à la balance :

$$I_{\vec{e}_1} = \frac{\pi(R_e^4 - R_i^4)}{2} \quad (2.22)$$

$$I_{\vec{e}_2} = I_{\vec{e}_3} = \frac{I_{\vec{e}_1}}{2} \quad (2.23)$$

où  $R_e$  et  $R_i$  sont respectivement les rayons extérieur et intérieur de la partie cylindrique. De ce fait, la contrainte  $\sigma_i$  appliquée à la  $i^{\text{ième}}$  jauge extensiométrique devient :

$$\sigma_i = -\frac{\mathcal{M}_{\vec{e}_2} R_e}{2I_{\vec{e}_2}} + (-1)^i \frac{\mathcal{M}_t R_e}{I_{\vec{e}_1}} \quad i = 9, \dots, 12 \quad (2.24)$$

Comme précédemment, le poids du profil d'aile ne permet pas une mesure directe des efforts. Les mesures à vitesse nulle permettent d'isoler l'influence du poids seul sur les jauges mesurant la flexion. Nous obtenons la contrainte à vitesse nulle d'une jauge  $\sigma_{i,0}$  en se fondant sur l'équation 2.24. À l'instar des jauges mesurant les flexions, les jauges de torsion vérifient aussi les équations 2.14. Les déformations des jauges dues au seul poids sont :

$$\varepsilon_{9-12,\text{weight}} = \frac{\varepsilon_{9-12,0,90^\circ} - \varepsilon_{9-12,0,270^\circ}}{2} \quad (2.25)$$

Les déformations avec correction de l'influence du poids, valables pour tout angle d'incidence  $\alpha$  s'écrivent :

$$\varepsilon_{9-12,\text{corr}} = \varepsilon_{9-12} - \varepsilon_{9-12,\text{weight}} \sin \alpha - \varepsilon_{9-12,0,0^\circ} \quad (2.26)$$

Le moment de tangage  $\vec{M}_t$ , porté par  $\vec{e}_3$  s'écrit alors :

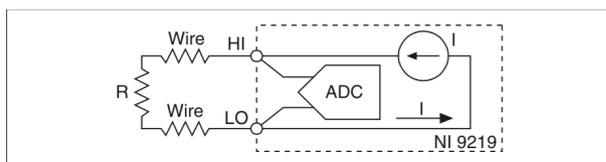
$$M_{t,\vec{e}_1} = \frac{\sum_{i=9}^{12} (-1)^i \varepsilon_{i,\text{cor}} I_{\vec{e}_1} E}{4R_e} \quad (2.27)$$

## 2.3.2. Acquisition et traitement des efforts

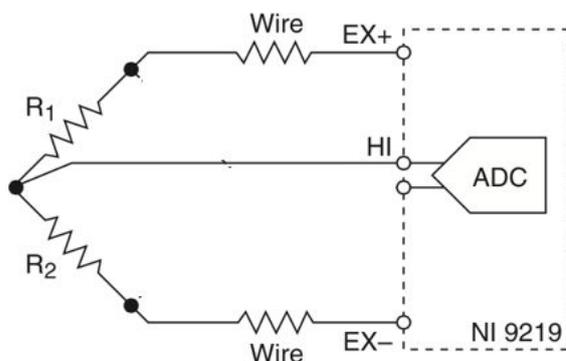
### 2.3.2.1. Acquisition des efforts

Les jauges extensiométriques sont des éléments résistifs où la résistance est proportionnelle à la variation de longueur. De ce fait, les jauges sont intégrées au sein d'un dispositif électronique, ou pont, dont le but est de convertir les variations de résistance des jauges en variations de tension autour d'un potentiel d'équilibre. Dans notre dispositif, les jauges de mesure des efforts de flexion sont montées en demi-pont (figure 2.21 et 2.22b) et les jauges de mesure de l'effort de torsion sont montées en quart de pont (figure 2.21 et 2.22a).

L'acquisition des efforts est réalisé par un convertisseur analogique/numérique National Instruments DAQ-NI 9219. Ce module réalise successivement le pré-conditionnement du signal (montage en pont), la mesure des tensions, leur conversion analogique-numérique, le pré-filtrage numérique et le transfert des données à l'ordinateur via le panier DAQ. L'intégration des données, les calculs des coefficients d'effort ainsi que la configuration du convertisseur analogique numérique se réalisent grâce à une interface développée sous le logiciel Labview. Le réglage de l'acquisition des données est personnalisable (figure A.4, annexe A). Nous travaillons à la fréquence maximale d'acquisition des carte DAQ-NI 9219 (i.e. 100 Hz) en choisissant un transfert de données à l'ordinateur tous les 100 échantillons. Ce choix permet ainsi de réduire la fréquence de transfert des données vers l'ordinateur (une trame de 50 échantillons toutes les 0.5 secondes au lieu d'un bloc unique de 100 échantillons par seconde). Cette stratégie permet d'améliorer la vitesse de traitement des échantillons par l'ordinateur. Parmi les options d'acquisition, l'utilisateur peut également spécifier les caractéristiques du pré-conditionnement analogique comme le type de branchement (type de pont, tension d'excitation, etc.), ou les caractéristiques



(a)



(b)

FIGURE 2.22. – Schéma type de montage pour jauges extensiométriques : a) montage quart de pont, b) montage demi-pont.

des jauges extensiométriques (facteur de jauge, coefficient de Poisson, résistance nominale).

En parallèle des jauges extensiométriques utilisées pour la mesure des efforts, le dispositif expérimental est équipé d'un codeur incrémental multi-pistes pour la mesure de l'angle d'incidence. Le logiciel LabView possède un module permettant le traitement de ces signaux numériques, fondé sur la détection des fronts montant et/ou descendant provenant des différentes pistes du codeur. Toutefois, les données du codeur ne peuvent être intégrées par un convertisseur analogique/numérique (carte DAQ-NI 9219) et nécessitent l'utilisation d'un module d'acquisition numérique DAQ-NI 9401. Comme le codeur utilisé génère 5000 impulsions par tour, l'indication d'incidence est donnée avec une précision de mesure de  $0.01^\circ$ .

Afin d'obtenir les valeurs des coefficients aérodynamiques des profils, l'interface LabView intègre également la conversion des déformations des jauges en efforts définie dans le paragraphe 2.3.1.2. Ces opérations nécessitent la connaissance des coefficients  $A_i$  de l'équation 2.18 pour chacune des jauges. Le paragraphe 2.3.1.2 détaille un moyen d'obtention de ces coefficients à partir des mesures réalisées dans le cadre de la procédure d'étalonnage (soufflerie arrêtée). L'interface LabView propose néanmoins la possibilité de forcer ces coefficients à des valeurs obtenues par d'autres moyens (figure A.5, annexe A).

L'interface de mesure LabView renvoie pour chacune des balances aérodynamiques, les déformations des jauges, les valeurs des efforts normal et tangentiel (dans les repères liés aux balances) et les efforts aérodynamiques projetés dans le repère lié à la soufflerie. Un module de filtrage numérique permet d'appliquer aux mesures brutes des filtres en fréquence (figure A.3, annexe A). En effet, la fréquence d'acquisition maximum des

variable	aplatissement	dissymétrie
loi Normale	0	3
$C_{L,W}(\alpha = 20^\circ, t)$	0.01	2.81
$C_{L,T}(\alpha = 20^\circ, t)$	-0.079	2.59
$C_{D,W}(\alpha = 20^\circ, t)$	-0.09	2.52
$C_{D,T}(\alpha = 20^\circ, t)$	-0.6	3.57

TABLE 2.3. – Récapitulatif des coefficients de dissymétrie « skewness » et d’aplatissement « kurtosis » pour les deux profils avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$ ,  $i_T = 0.4^\circ$  et  $\alpha = 20^\circ$ .

convertisseurs analogique/numérique étant de 100 Hz, nous filtrons l’ensemble de nos mesures à 50 Hz afin d’éviter tout repliement du spectre. Dans le cadre précis de la mesure des coefficients d’efforts moyens nous filtrons les mesures brutes à l’aide d’un filtre numérique passe-bas à la fréquence de coupure de 2 Hz. Ce filtrage basse fréquence améliore la précision des moyennes temporelles obtenues en diminuant les oscillations temporelles du signal de mesure.

### 2.3.2.2. Traitement statistique des efforts

**Valeurs moyennes** Deux types de traitement sont réalisés à partir des données filtrées et stockées par l’interface LabView. Le premier consiste à déterminer une valeur moyenne unique des coefficients d’effort pour chaque profil à une incidence donnée. Nous effectuons pour cela les opérations statistiques suivantes :

$$\bar{C}_L(\alpha) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N C_{L,i}(\alpha, t_i) \quad (2.28)$$

$$\bar{C}_D(\alpha) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N C_{D,i}(\alpha, t_i) \quad (2.29)$$

$$C_{L,\max}(\alpha) = \bar{C}_L(\alpha) + 2\sigma(C_L) \quad (2.30)$$

$$C_{L,\min}(\alpha) = \bar{C}_L(\alpha) - 2\sigma(C_L) \quad (2.31)$$

$$C_{D,\max}(\alpha) = \bar{C}_D(\alpha) + 2\sigma(C_D) \quad (2.32)$$

$$C_{D,\min}(\alpha) = \bar{C}_D(\alpha) - 2\sigma(C_D) \quad (2.33)$$

où  $N$  est le nombre d’échantillons temporels correspondant à une incidence donnée et  $\sigma$  l’écart type des variables aléatoires  $C_L$  ou  $C_D$ . Ce traitement statistique nous permet de prendre en compte 99% des échantillons dans le cadre d’une distribution en forme de loi normale centrée ou gaussienne. Nous vérifions la validité de notre calcul en montrant que la distribution des variables aléatoires  $C_L$  ou  $C_D$  suivent une distribution assimilable à une loi normale (figure 2.23). Pour vérifier cette hypothèse, nous calculons les coefficients d’aplatissement (« kurtosis ») et de dissymétrie (« skewness »). Le tableau 2.3 montre que cette approximation est recevable.

**Traitement en fréquence** Une analyse en fréquence des coefficients aérodynamiques est réalisée en n’appliquant pas de filtre passe-bas à 2 Hz. Un filtrage passe-bas des mesures avec une fréquence de coupure de 50 Hz est néanmoins conservé afin d’éviter le

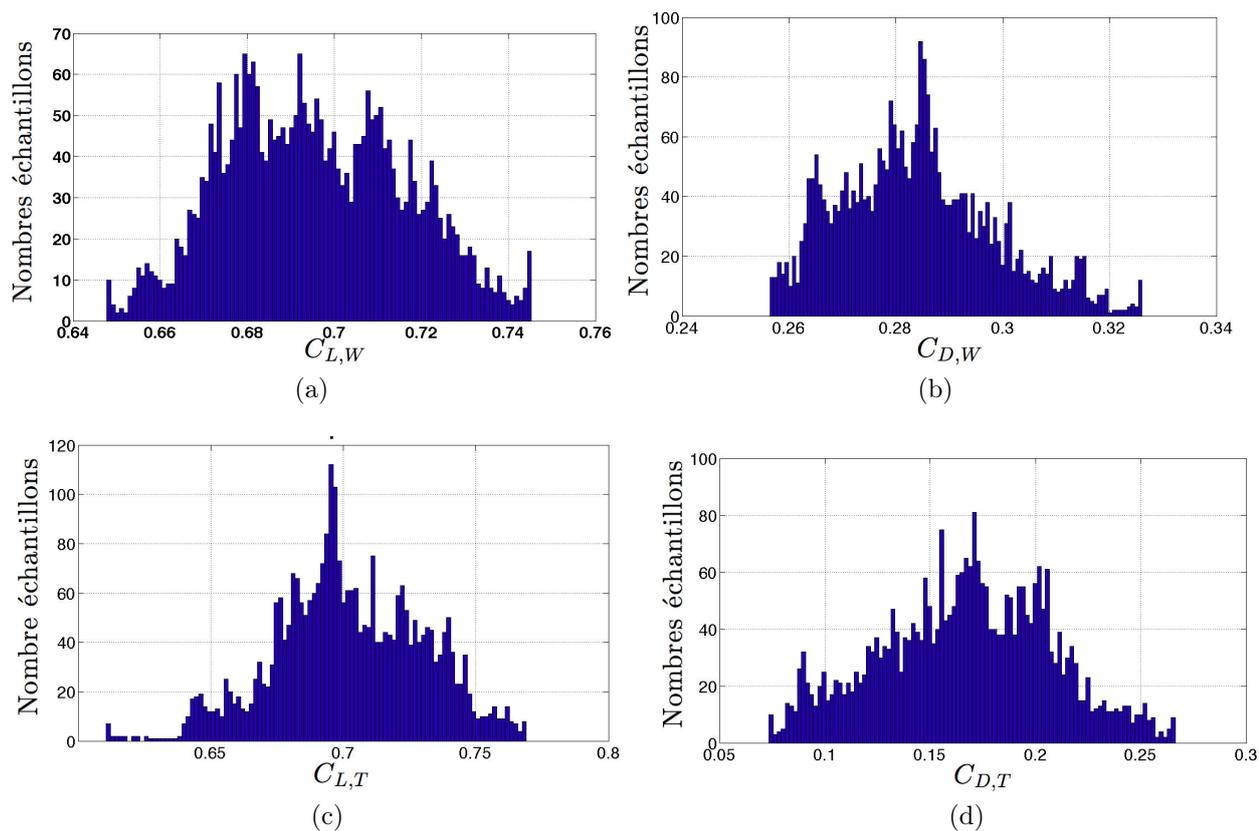


FIGURE 2.23. – Distribution des échantillons des coefficients aérodynamiques pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$ ,  $i_T = 0.4^\circ$  et  $\alpha = 20^\circ$  : a) coefficient de portance du profil amont, b) coefficient de traînée du profil amont, c) coefficient de portance du profil aval, d) coefficient de traînée du profil aval.

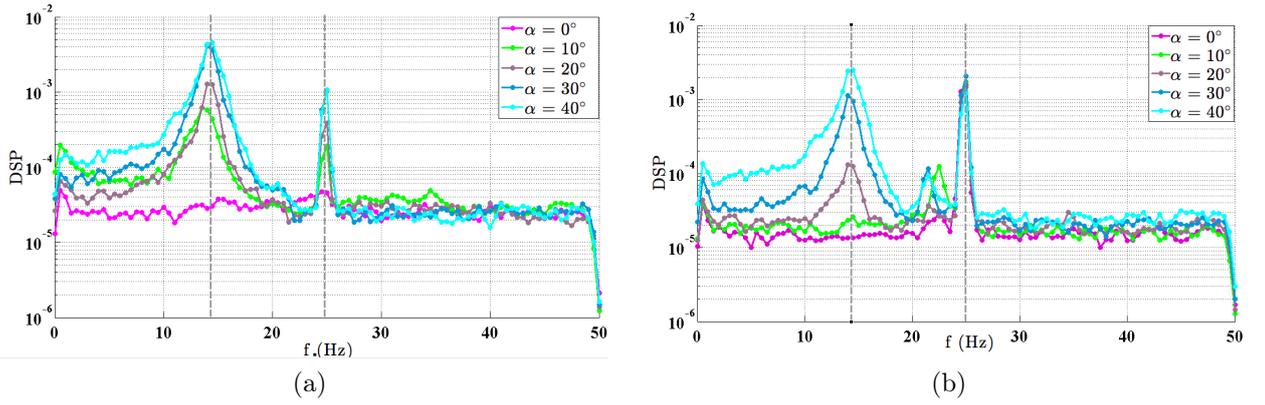


FIGURE 2.24. – Densités spectrales de puissance des fluctuations de coefficient aérodynamique pour  $U_\infty = 27 \text{ m.s}^{-1}$  pour les incidences  $\alpha = [0; 10; 20; 30; 40]$  : a) coefficient de portance  $C'_{L,W}$ , b) coefficient de traînée  $C'_{D,W}$ .

repliement spectral. Les densités spectrales de fréquence des coefficients aérodynamiques sont obtenues à partir d'un spectrogramme qui consiste en une transformée de Fourier discrète avec une fenêtre d'analyse glissante. Pour une mesure des fluctuations du coefficient d'effort  $C'_L = C_L - \bar{C}_L$ , correspondant à un ensemble de  $N$  échantillons mesurés à la fréquence d'échantillonnage maximum  $f_{max} = 1/\Delta t$ , nous obtenons la densité spectrale de puissance  $S_{C'_L, C'_L}$  :

$$S_{C'_L, C'_L}(m, s) = \frac{\Delta t}{N} \left| \widehat{C}'_L(m, s) \right|^2 = \frac{\Delta t}{N} \left| \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C'_L(n) s(n-m) e^{-isn} \right|^2 \quad (2.34)$$

où  $m$  fait référence aux intervalles discrets de l'espace des fréquences et  $s$  représente le nombre d'échantillons sur lequel s'effectue la FFT. Notons toutefois que l'algorithme de calcul des spectrogrammes intégré au logiciel Matlab permet de réaliser un recouvrement des fenêtres afin d'obtenir des résultats plus homogènes. La nature instationnaire des écoulements autour d'un profil décroché se traduit par une succession de lâchers tourbillonnaires périodiques tt[Von Kármán, 1911]. De ce fait, nous supposons la présence d'harmoniques dans le plan des fréquences. Nous pouvons donc réduire la représentation du spectrogramme en prenant sa moyenne sur les intervalles d'analyse :

$$S_{C'_L, C'_L}(m) = \bar{S}_{C'_L, C'_L}(m, s) = \sum_{s=1}^{N_s} \frac{P(m, s)}{N_s} \quad (2.35)$$

où  $N_s$  est le nombre de fenêtres d'analyse du spectrogramme.

La gamme d'analyse en fréquence s'arrête à 50 Hz. Cette valeur coïncide avec la performance d'échantillonnage de notre système de mesure pour lequel la fréquence d'acquisition maximale est  $f_{max} = 100 \text{ Hz}$ . De ce fait, la résolution en fréquence de nos mesures ne peut pas excéder la moitié de la fréquence maximum d'échantillonnage. Les figures 2.24a et 2.24b représentent respectivement les spectres des fluctuations de coefficient de portance  $C'_{L,W}$  et de traînée  $C'_{D,W}$  du profil amont mesurées pour une vitesse de l'écoulement  $U_\infty = 27 \text{ m.s}^{-1}$ . Les figures 2.25a et 2.25b représentent les mêmes quantités pour

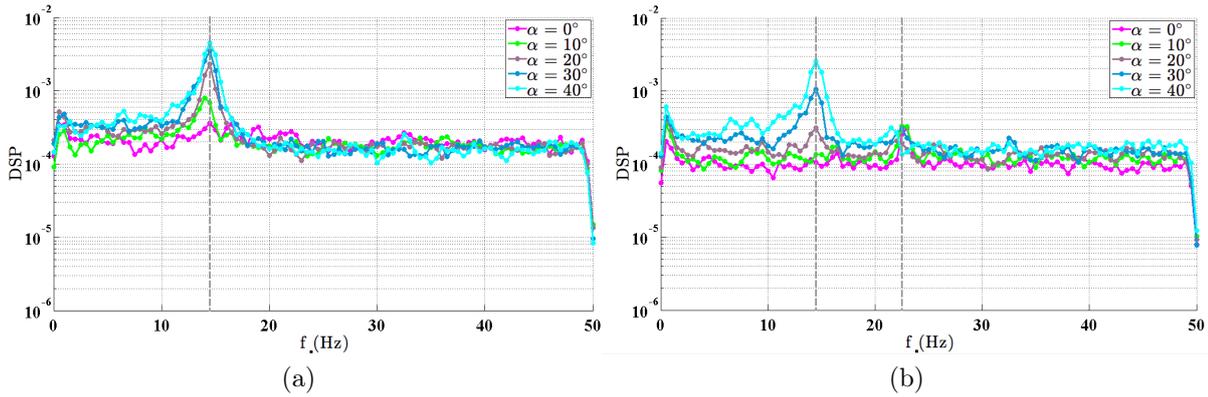


FIGURE 2.25. – Densités spectrales de puissance des fluctuations de coefficient aérodynamique pour  $U_\infty = 17.5 \text{ m.s}^{-1}$  pour les incidences  $\alpha = [0; 10; 20; 30; 40]$  : a) coefficient de portance  $C'_{L,W}$ , b) coefficient de traînée  $C'_{D,W}$ .

$U_\infty = 17.5 \text{ m.s}^{-1}$ . Nous remarquons sur les figures 2.24a et 2.24b deux pics autour de 14 Hz et 22 Hz. Ces pics s'apparentent à des résonances en fréquence du premier mode vibratoire de la structure du profil. Ils sont liés à des configurations de l'écoulement où le profil est décroché. Par conséquent, nous en déduisons que ces premiers modes résultent de phénomènes instationnaires de l'écoulement. Nous retrouvons ces pics pour les mêmes fréquences sur les figures 2.25a et 2.25b obtenues pour une vitesse d'écoulement plus faible. Cela montre que les fréquences mises en jeu sont indépendantes de la vitesse de l'écoulement amont  $U_\infty$ . Le pic à 14 Hz correspond au premier mode de vibration de la structure dans le sens de sollicitation due aux efforts normaux (suivant  $\vec{e}_2$ ) alors que le pic à 22 Hz correspond au premier mode de vibration de la structure dans le sens de sollicitation due aux efforts tangentiels (suivant  $\vec{e}_3$ ).

La caractérisation expérimentale des premiers modes de vibration de la structure pose un problème de conception. En effet, les balances aérodynamiques ont été dimensionnées pour mesurer les efforts aérodynamiques sur les deux profils. Il était aussi prévu de pouvoir caractériser, dans le cadre des écoulements autour de profils décrochés, la fréquence des lâchers tourbillonnaires présents dans le sillage au travers de leurs impacts sur les coefficients d'efforts de portance ou de traînée. Néanmoins il apparaît que la structure de mesure présente des modes propres de vibration à des fréquences relativement basses. La théorie prévoit une atténuation de l'amplitude dans la mesure des phénomènes présentant des fréquences au delà du premier mode. La réponse de nos balances aérodynamiques ne permet donc pas de caractériser les fréquences des lâchers de tourbillons pour un profil décroché.

### 2.3.2.3. Incertitudes sur les efforts

Afin d'obtenir une estimation des incertitudes de la chaîne de mesure (profils, balances aérodynamiques, acquisition numérique, traitement logiciel), nous réalisons une série de mesure, soufflerie arrêtée, en chargeant le dispositif avec des poids calibrés. La pesanteur est considérée parfaitement verticale et donc la charge est dans l'axe de la portance. Consécutivement, aucun effort n'est porté par l'axe de traînée. Lors de ces mesures, les

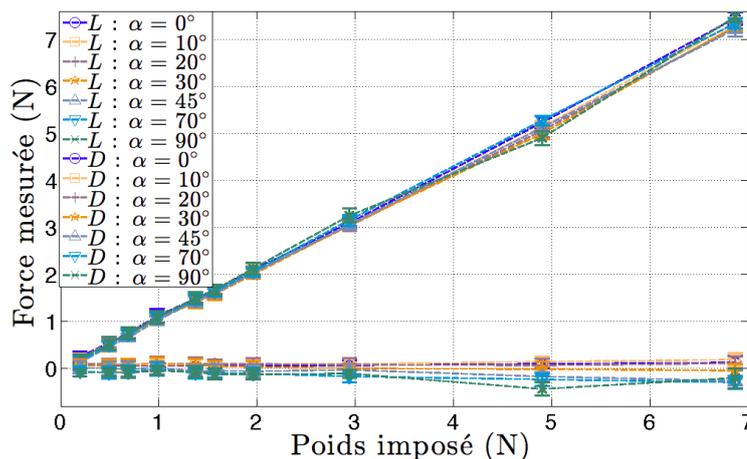


FIGURE 2.26. – Influence de l'étalonnage en portance et traînée en fonction de la variation de l'angle d'incidence  $\alpha$ .

mêmes réglages logiciels sont conservés (coefficient directeur des jauges  $A_i$ , filtrage des échantillons, etc.) afin de qualifier les incertitudes dans les conditions expérimentales.

La figure 2.26 présente l'influence de la variation de l'angle d'incidence  $\alpha$  sur l'étalonnage de la balance supportant le profil amont (« wing »). On observe une faible variation de cet étalonnage pour les angles d'incidence entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ . On note de ce fait l'efficacité des corrections sur les mesures de pont de jauges (équations 2.16 et 2.17). Pour une incidence donnée, les barres d'incertitude sont relativement restreintes (de l'ordre de 10 grammes) ce qui, d'une part, prouve la validité de la linéarité du capteur d'efforts et d'autre part donne une estimation de l'incertitude absolue de la mesure ( $\pm 10$  grammes). Nous remarquons que cette incertitude possède un caractère absolu car elle reste constante quelque soit la charge disposée sur le profil. Toutefois, on observe qu'au delà d'un chargement de 5 N il apparaît une faible dispersion des mesures pour les incidences élevées. Cette dispersion est due aux sollicitations des charges plus lourdes, devenant non négligeable sur les jauges ne mesurant pas les efforts de traînée. Ces mesures de traînée non nulles engendrent des dérives sur les mesures de portance. Cependant, la gamme des efforts aérodynamiques considérés pour nos conditions expérimentales ne dépasse pas la valeur précédemment mentionnée. Nous montrons que notre système de mesure possède de faibles incertitudes de l'ordre de  $\pm 10$  grammes.

### 2.3.3. Vélocimétrie par Images de Particules : PIV

#### 2.3.3.1. Principe

La vélocimétrie par images de particules (PIV pour « Particle Image Velocimetry ») est une méthode de visualisation quantitative de la vitesse dans un écoulement. Cette technique de mesure est fondée sur un protocole relativement simple à mettre en œuvre [Faure, 2008]. L'écoulement est d'abordensemencé en particules (gouttelettes liquides dans l'air, sphères solides dans l'eau)[Faure, 2012]. Le faisceau d'une source laser pulsée est transformé en une nappe lumineuse très fine (épaisseur  $\approx 0.5$  mm) en traversant une lentille cylindrique. Ce plan de lumière éclaire les particules en suspension dans l'écoulement qui diffusent cette lumière dans la direction d'une caméra. La durée d'éclairage

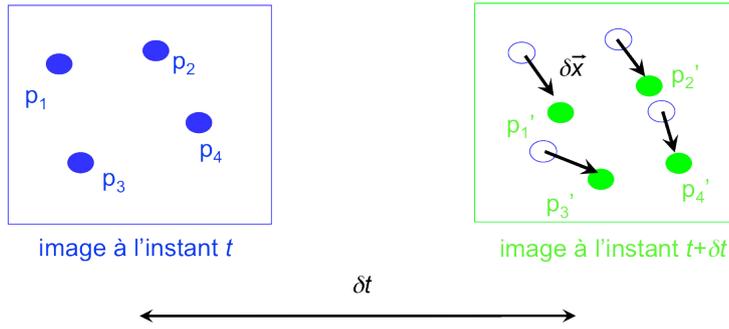


FIGURE 2.27. – Principe de la PIV deux composantes et deux dimensions (2C-2D).

laser (de l'ordre de quelques nanosecondes) est très courte par rapport au temps d'enregistrement d'un photogramme par le système de prise de vues (de l'ordre de quelques millisecondes). Les photogrammes sont enregistrés à l'aide d'une caméra CCD ou CMOS de haute résolution. Les photogrammes enregistrés ne sont illuminés que pendant le temps très court d'éclairement laser (figure 2.30). Deux photogrammes successifs correspondent à deux impulsions laser séparées d'un intervalle de temps  $\delta t$  ajustable en fonction de la vitesse de l'écoulement étudié. Le grandissement du système de prise de vues (caméra et optique associée) doit être tel que l'image diffractée par une particule soit enregistrée sur plusieurs pixels. Un traitement des photogrammes permet alors de mesurer les déplacements des images de particules dans le plan d'illumination ( $\delta x, \delta z$ ) durant un temps  $\delta t$  correspondant à l'intervalle entre deux éclaircements successifs. Les deux composantes de la vitesse dans le plan sont alors :

$$U_x = \frac{\delta x}{\delta t} \quad (2.36)$$

$$U_z = \frac{\delta z}{\delta t} \quad (2.37)$$

La figure 2.27 présente le principe d'un système PIV deux composantes à deux dimensions (PIV 2C-2D).

En mode PIV, l'algorithme de traitement d'images ne suit pas individuellement chaque image de particule mais réalise un traitement d'un ensemble d'images de particules contenues dans une fenêtre d'analyse. Nous supposons que, dans notre cas d'utilisation, le nombre de particules présentes dans l'écoulement est grand. D'après [Faure, 2008], nous sommes dans le cas où la densité d'images de particules est comparable à l'unité. Chaque photogramme enregistré est décomposé en fenêtres d'analyse, la fenêtre d'analyse centrée sur le point de coordonnées  $(x, z)$  est notée  $I_{x,z,t}$ . En considérant les deux fenêtres d'analyse correspondant à deux éclaircements laser successifs séparés d'un intervalle de temps  $\delta t$  :  $I_1 = I_{x,z,t}$  et  $I_2 = I_{x,z,t+\delta t}$ , une intercorrélacion spatiale est appliquée (équation 2.38) :

$$R(\vec{r}) = \int_{I_{x,z}} I_1(\vec{x}) I_1(\vec{x} + \vec{r}) \quad (2.38)$$

La figure 2.28 présente le résultat de cette intercorrélacion, avec l'émergence d'un pic ( $R_D$ , maximum de la fonction 2.38). Le déplacement moyen de l'ensemble des images

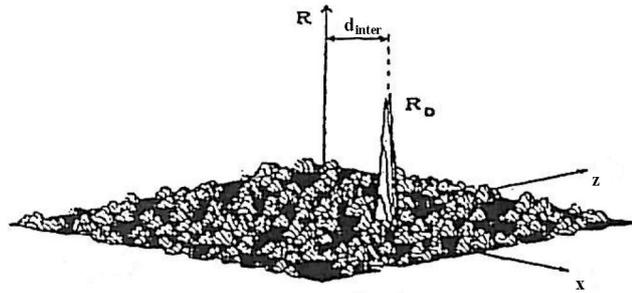


FIGURE 2.28. – Résultat de l’analyse d’une fenêtre l’intercorrélacion pour un intervalle de temps  $\delta t$  [Faure, 2008].

de particules présentes dans la fenêtre correspond à la distance  $d_{inter}$  entre ce pic est le centre de la fenêtre. La vitesse associée à l’ensemble de la fenêtre d’interrogation est alors :

$$U_{x,z,t} = \frac{d_{inter}}{\delta t} \quad (2.39)$$

### 2.3.3.2. Description du système

Le système PIV est un système LaVision comprenant un laser de marque Litron qui est constituée de deux sources qui émettent une énergie de 200 mJ par impulsion avec une fréquence de répétition maximum de 15 Hz (figure 2.29). L’enregistrement des photographies est réalisé par une caméra CCD 12-bits de  $2360 \times 1776$  pixels (taille d’un pixel :  $5.5 \times 5.5 \mu m^2$ ). Elle possède un mode « double-frame » permettant de prendre une paire d’image à la fréquence maximum de  $f_{acq} = 15$  Hz et donc d’obtenir des champs de vitesse définis au taux de répétition du laser. Le système d’acquisition et de traitement est une station de travail de 12 processeurs, comprenant un système de disque dur SSD en Raid 0 qui permet d’atteindre un taux d’écriture de  $1.2 \text{ Go.s}^{-1}$  pour enregistrer les images transmises par la caméra à sa fréquence d’acquisition maximum. Un boîtier de synchronisation permet de piloter les émissions laser par rapport à la cadence d’acquisition de la caméra (figure 2.30). Le logiciel LaVision Davis réalise le traitement des photographies par un algorithme d’intercorrélacion. L’ensemencement de l’écoulement dans la veine d’essais s’effectue par un générateur de gouttelettes pulvérisant du Di-Éthylhexyl-Sébacate (DEHS) avec une taille moyenne de particule de  $1 \mu m$ .

### 2.3.3.3. Acquisition PIV

**Etalonnage** Un protocole expérimental de mesure des champs de vitesse dans l’écoulement par PIV a été établi avant chaque mesure. L’orthogonalité du plan de la nappe laser est vérifié en considérant son intersection avec les parois supérieure et inférieure de la section d’essai (figure 2.29). La focalisation de la nappe laser est ajustée afin de faire en sorte que son épaisseur minimale corresponde à la zone où sont placés les profils. Le grandissement de la caméra est déterminé au moyen d’une mire 3D placée au sein de la section d’essai de telle sorte que sa surface soit tangente à la nappe laser (figure 2.31).

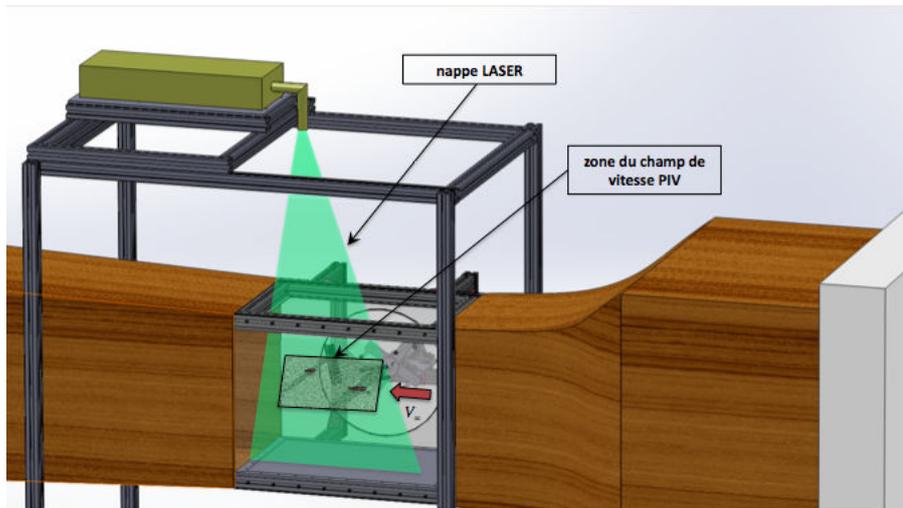


FIGURE 2.29. – Définition du plan de mesure PIV.

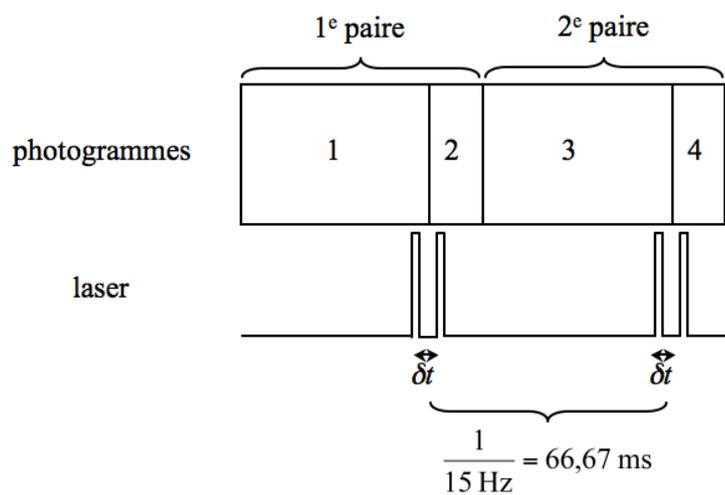


FIGURE 2.30. – Diagramme temporel de synchronisation pour la capture de photogrammes [Faure, 2008].



FIGURE 2.31. – Photogramme de la mire 3D dans la veine d'essai.

À partir de cette mire, un étalonnage automatique est effectuée par le logiciel Davis qui extrait la position des centres de cercles de la mire afin d'obtenir le grandissement optique  $M$  défini par :

$$M = \frac{\delta_l}{\delta_{px} d_{px}} \quad (2.40)$$

avec  $\delta_{px}$  la distance en pixels entre deux points de référence,  $d_{px}$  la dimension d'un pixel (largeur ou longueur) et  $\delta_l$  la distance de séparation entre les deux points de référence en unité de longueur. Il faut noter que, compte-tenu de la structure 3D de la mire, l'étalonnage automatique fournit le positionnement exact de son centre dans l'espace par rapport à la caméra. Cette fonction est utilisée dans le cas de mesures PIV stéréoscopiques. L'étalonnage terminé, on effectue la mise au point de la caméra sur la nappe laser, préalablement ensemencée en particules, pour obtenir des images nettes des traceurs de l'écoulement.

**Filtrage des photogrammes PIV** Afin de supprimer les réflexions parasites ainsi que les zones non ensemencées de l'écoulement, nous appliquons à chaque photogramme un filtre linéaire de soustraction. Cette opération permet, en soustrayant à l'ensemble des prises de vue une photographie constituée de la moyenne des photogrammes enregistrés, d'enlever le bruit de fond (par exemple les réflexions causées par les éléments extérieurs à la section d'essai) [Faure *et al.*, 2006a]. Les figures 2.32a et 2.32b illustrent cette opération. Les photogrammes filtrés sont alors utilisés pour le calcul des champs de vitesse par l'algorithme d'intercorrélation dont les paramètres retenus sont présentés dans le tableau 2.4. La figure 2.33 représente le résultat d'un champs de vitesse calculé par le logiciel Davis.

**Traitement statistique** À partir des mesures PIV 2C-2D, on obtient dans un plan deux composantes de vitesse  $U_x(\vec{x}, t)$  et  $U_z(\vec{x}, t)$ . Il est possible d'effectuer un traitement statistique de ces grandeurs en utilisant la décomposition de Reynolds :

$$U_x(\vec{x}, t) = \bar{U}_x(\vec{x}) + u_x(\vec{x}, t) \quad (2.41)$$

$$U_z(\vec{x}, t) = \bar{U}_z(\vec{x}) + u_z(\vec{x}, t) \quad (2.42)$$

Paramètres	Valeur	Unité
Type d'intercorrelation	Multi-passe décroissante	
Taille fenêtre d'interrogation maximum	$92 \times 92$	<i>pixels</i>
Forme de la fenêtre	Carrée	
Nombre de passes	2	
Taille fenêtre d'interrogation minimum	$32 \times 32$	<i>pixels</i>
Forme de la fenêtre	Carrée	
Nombre de passes	3	

TABLE 2.4. – Paramètres utilisés pour l'intercorrélation PIV.

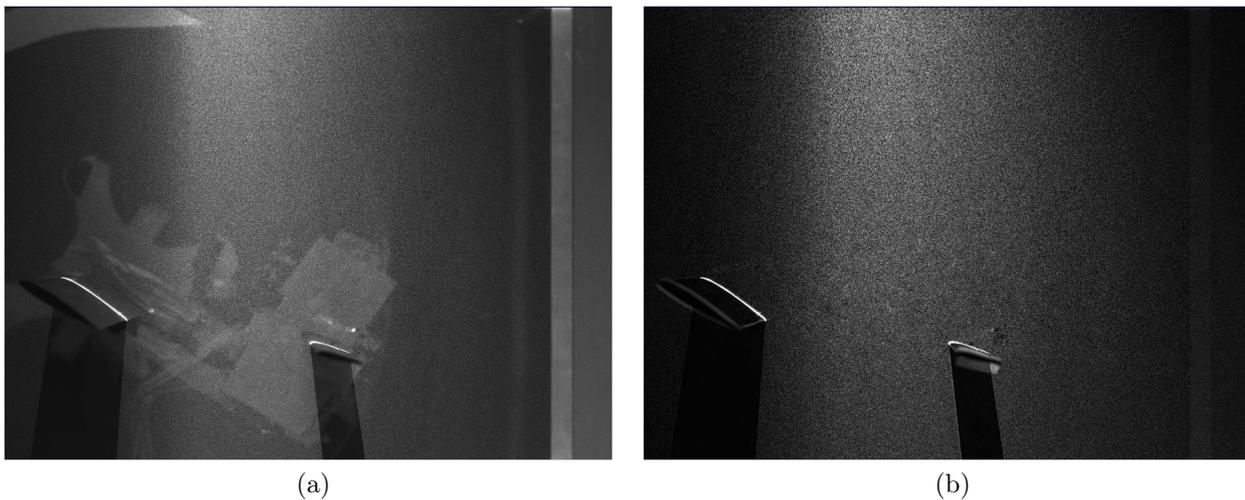


FIGURE 2.32. – Opération de filtrage par soustraction d'une image moyenne à une prise de vue : a) photogramme brut, b) photogramme filtré.

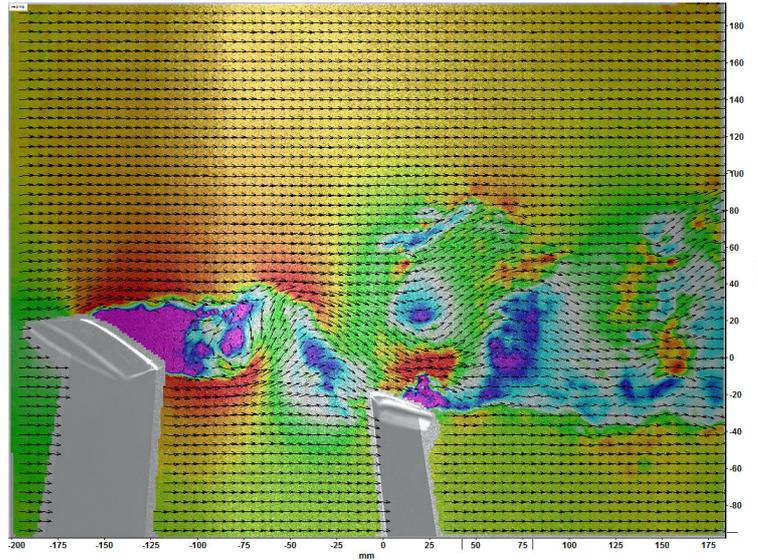


FIGURE 2.33. – Champ PIV résultat calculé par le logiciel Davis.

On en déduit également les moments d'ordre 2 des fluctuations de vitesse, à savoir :

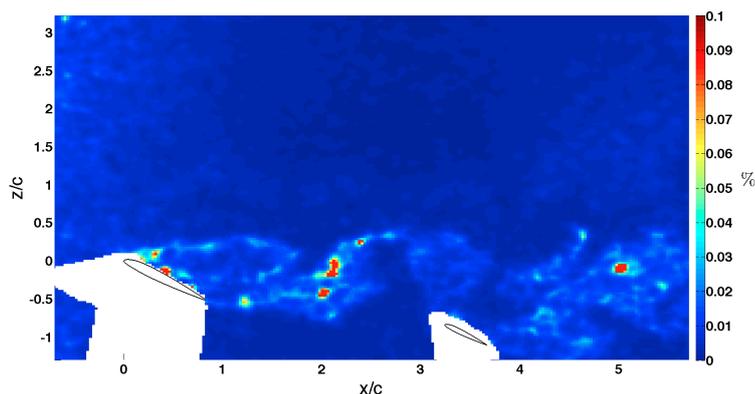
- les écarts-types  $\sigma_x = \sqrt{u_x^2(\vec{x}, t)}$ ,  $\sigma_z = \sqrt{u_z^2(\vec{x}, t)}$  ;
- la covariance  $\sigma_{xz} = \overline{u_x(\vec{x}, t)u_z(\vec{x}, t)}$ .

**Erreur de traitement PIV** Les mesures de vitesse intègrent des incertitudes liées à la technique de mesure. Ces incertitudes sont principalement de deux natures. La première est la précision de la discrétisation spatiale. En effet, la caméra comporte un capteur de  $2360 \times 1776$  pixels. La résolution spatiale est d'après l'équation 2.40 la distance couverte par un pixel :  $\delta_{\text{rés}} = M d_{\text{px}}$ . Notons que la mesure PIV est par définition moins bien définie que la résolution spatiale puisque son traitement donne un vecteur vitesse par fenêtre d'analyse carrée de côté  $N_w$  pixels. Ainsi nous obtenons une définition spatiale :  $\delta_{\text{rés}} = N_w M$ . Toutefois, nous pouvons utiliser le recouvrement des fenêtres d'analyse dans le but d'augmenter la résolution spatiale du champ de vitesse mesuré. La résolution ainsi obtenue devient :

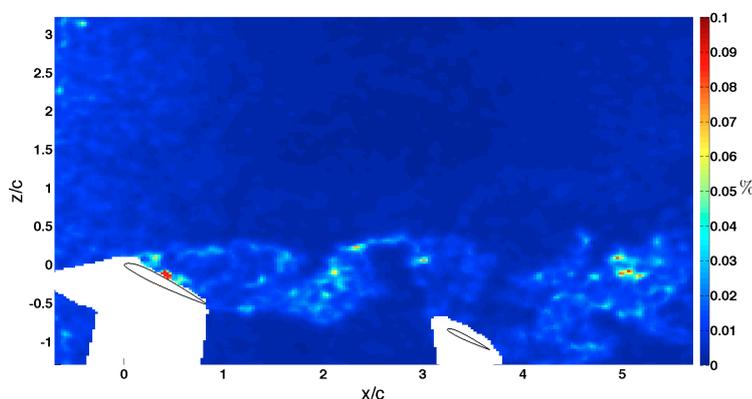
$$\delta_{\text{rés}} = N_w M d_{\text{px}} \tau \quad (2.43)$$

où  $\tau$  est le taux de recouvrement employé dans l'algorithme d'intercorrélation PIV. Nous pouvons donc noter que tout phénomène dans l'écoulement dont l'échelle est inférieure à la résolution spatiale de mesure  $\delta_{\text{rés}}$  ne pourra pas être correctement décrit.

Associée à la résolution spatiale de mesure, nous pouvons déterminer l'erreur de mesure introduite par le système. Cette erreur regroupe l'ensemble des incertitudes de mesure introduites par les composantes du système PIV (éclairage, ensemencement de la veine d'essai, qualité des prises de vues, et traitements numériques). Le travail de [Weineke, 2014] donne la méthode de calcul de cette incertitude. Ces incertitudes sont directement obtenues par le logiciel Davis qui exploite le résidu d'une itération supplémentaire de l'algorithme d'intercorrélation sur les champs PIV déjà convergés. Les fluctuations sont analysées statistiquement et permettent de dresser les cartographies



(a)



(b)

FIGURE 2.34. – Écart-types des fluctuations des résidus de l’algorithme d’intercorrélation à l’issu d’une passe sur les résultats convergés : a) erreur sur la composante axiale de la vitesse  $U_x$ , b) erreur sur la composante radiale de la vitesse  $U_z$ .

des écart-types (figures 2.34a et 2.34b) ainsi que celles des erreurs de biais (figures 2.35a et 2.35b). Pour les écart-types ramenés à la vitesse de l’écoulement amont  $U_\infty$ , nous notons les très faibles valeurs des incertitudes ( $< 0.1\%$ ) pour chacune des composantes de vitesse mesurées. En comparaison, les valeurs d’incertitudes optimales préconisées par le constructeur sont de l’ordre de  $0.01\%$ . Concernant les erreurs de biais, les figures 2.35a et 2.35b mettent en évidence de très faibles valeurs ( $< 0.1\%$ ) pour chacune des composantes de vitesses mesurées. Cette analyse permet de conclure à une bonne qualité des mesures.

**Erreur de traitement statistique** La convergence statistique des champs moyens et des moments d’ordre 2 ( $\sigma_x$ ,  $\sigma_z$  et  $\sigma_{xz}$ ) est réalisée en un point  $(x_0, z_0)$  présentant un fort niveau de turbulence.

Considérons une grandeur  $X_{PIV}(x_0, z_0)$  mesurée en  $(x_0, z_0)$  à travers les différentes acquisitions temporelles  $i$ . La moyenne glissante est alors :

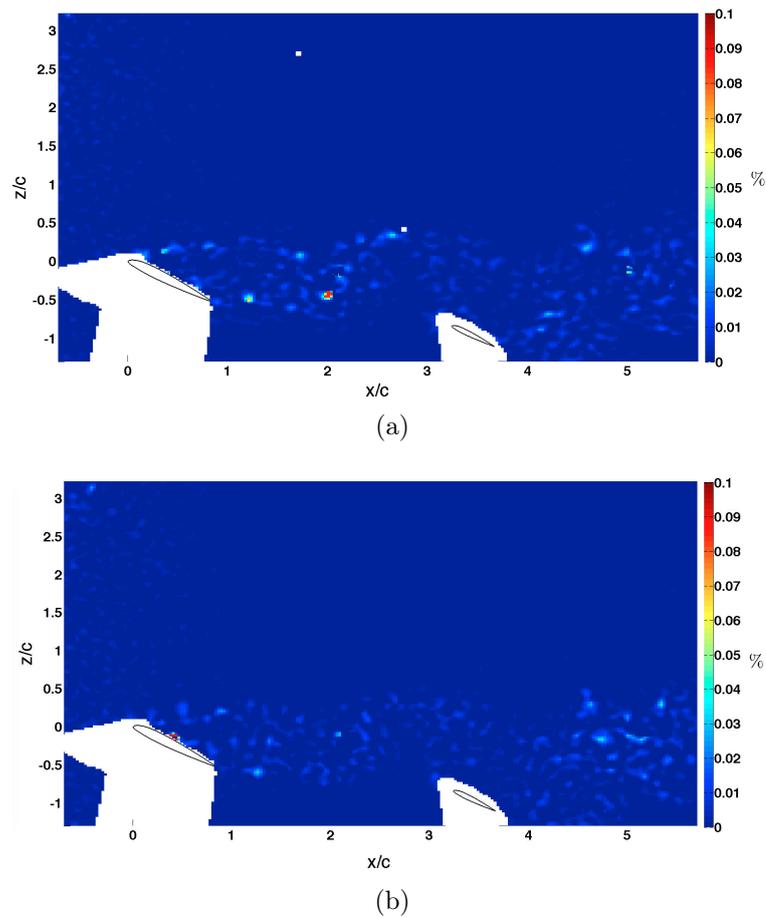


FIGURE 2.35. – Erreurs de biais sur les résidus de l’algorithme d’intercorrélation à l’issu d’une passe sur les résultats convergés : a) erreur sur la composante axiale de la vitesse  $U_x$  b) erreur sur la composante radiale de la vitesse  $U_z$ .

$$\overline{X(x_0, z_0, i)} - \overline{X(x_0, z_0, N_{\text{acq}})} = \frac{\sum_{i=1}^N X(x_0, z_0, i)}{N} - \overline{X(x_0, z_0, N_{\text{acq}})} \quad (2.44)$$

$N \in [1, N_{\text{acq}}]$

de même le calcul glissant des écarts-types s'effectue comme suit :

$$\sigma_{x,z}(x_0, z_0, i) - \sigma_{x,z}(x_0, z_0) = \sqrt{\left\{ \frac{\sum_{i=1}^N [U_{x,z}(x_0, z_0, i) - \overline{U}_{x,z}(x_0, z_0)]^2}{N} \right\}} - \sigma_{x,z}(x_0, z_0)$$

$N \in [1, N_{\text{acq}}]$

(2.45)

comme de la covariance :

$$\sigma_{xz}(x_0, z_0, i) - \sigma_{xz}(x_0, z_0) = \frac{\sum_{i=1}^N [U_x(x_0, z_0, i) - \overline{U}_x(x_0, z_0)] [U_z(x_0, z_0, i) - \overline{U}_z(x_0, z_0)]}{N} - \sigma_{xz}(x_0, z_0)$$

$N \in [1, N_{\text{acq}}]$

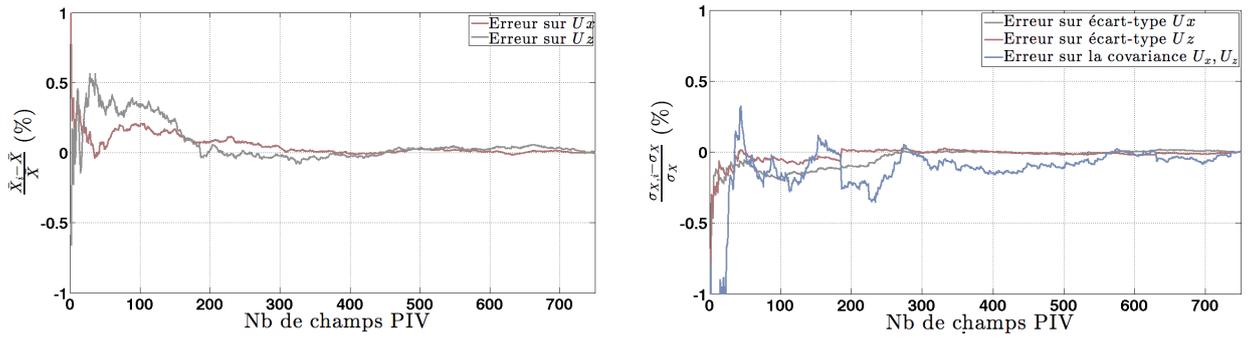
(2.46)

où  $N_{\text{acq}}$  est le nombre d'échantillons acquis.

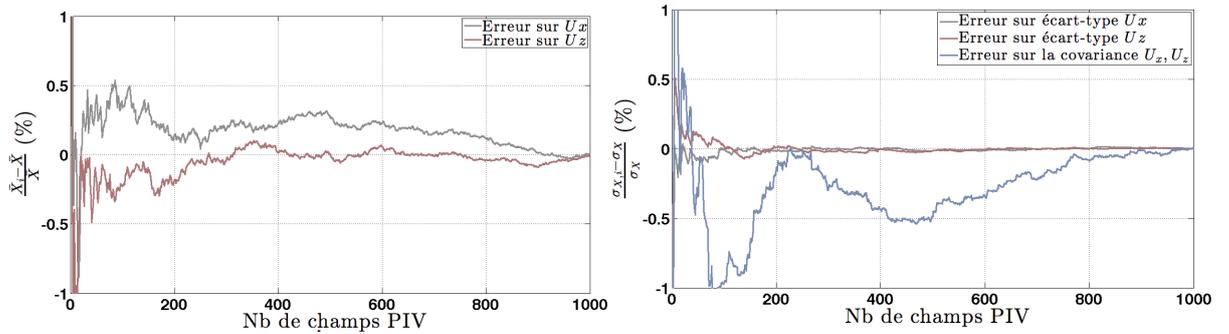
Nous réalisons ce calcul d'erreur statistique sur les configurations avec un seul profil dans la veine d'essai pour les vitesses d'écoulement  $U_\infty = 8.75, 17.5, \text{ et } 35 \text{ m.s}^{-1}$  et pour un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$ . Les composantes moyennes de vitesse ( $U_x, U_z$ ), pour de grandes vitesses de l'écoulement incident ( $U_\infty = 35 \text{ ou } 17.5 \text{ m.s}^{-1}$ ) présentent un écart à la moyenne de l'ordre de 1% en début d'acquisition (figure 2.36a). À l'inverse pour une vitesse d'écoulement incident plus faible ( $U_\infty = 8.75 \text{ m.s}^{-1}$ , figure 2.38a) les erreurs statistiques sont plus faibles. Toutefois, pour l'ensemble des configurations testées nous observons une convergence significative au delà de 300 acquisitions avec une erreur inférieure à 0.5%. Ces observations restent valables pour les moments d'ordre 2 (figures 2.36b, 2.37b et 2.38b) avec toutefois une vitesse de convergence plus rapide vers les moyennes (environ 200 champs PIV). De plus compte tenu des faibles valeurs mesurées de la covariance, on met en évidence pour tous les cas des difficultés de convergence pour cette grandeur qui peut nécessiter jusqu'à 400 acquisitions pour afficher une erreur inférieure à 1%. En vue de ces observations et afin d'obtenir des mesures de qualité, nous retenons pour les mesures PIV, une acquisition de 500 champs.

## 2.4. Conclusion

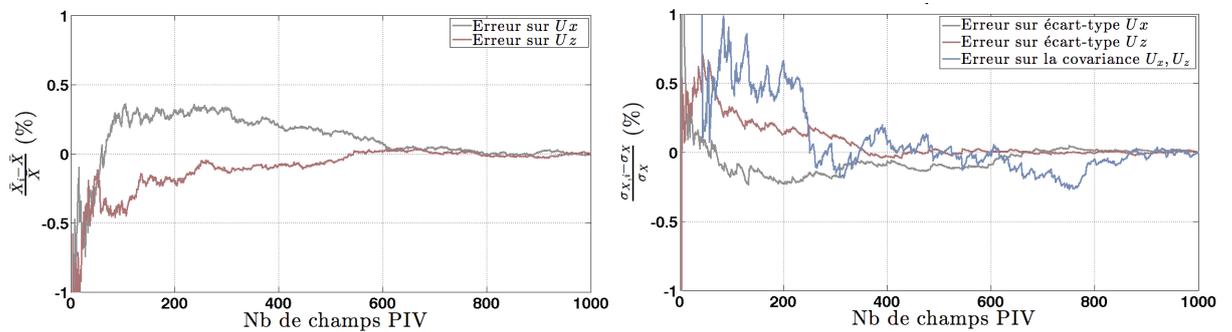
Une expérience 2D de référence permettant de caractériser l'interaction aérodynamique entre deux profils est mise en place en soufflerie. Outre la vitesse de l'écoulement incident, les paramètres de l'étude sont l'angle d'incidence global de l'ensemble des deux profils, les distances de séparation entre les profils et l'angle de calage du profil aval par

(a) Erreur statistique sur les grandeurs :  $U_x$ ,  $U_z$ .

(b) Erreur statistique sur les moments d'ordre 2 des composantes de la vitesse.

FIGURE 2.36. – Erreurs statistiques pour la configuration avec un seul profil à  $U_\infty = 35$   $\text{m.s}^{-1}$  et  $\alpha = 30^\circ$ (a) Erreur statistique sur les grandeurs :  $U_x$ ,  $U_z$ .

(b) Erreur statistique sur les moments d'ordre 2 des composantes de la vitesse.

FIGURE 2.37. – Erreurs statistiques pour la configuration avec un seul profil à  $U_\infty = 17.5$   $\text{m.s}^{-1}$  et  $\alpha = 30^\circ$ (a) Erreur statistique sur les grandeurs :  $U_x$ ,  $U_z$ .

(b) Erreur statistique sur les moments d'ordre 2 des composantes de la vitesse.

FIGURE 2.38. – Erreurs statistiques pour la configuration avec un seul profil à  $U_\infty = 8.75$   $\text{m.s}^{-1}$  et  $\alpha = 30^\circ$

rapport au profil amont. Chaque profil est fixé sur un support relié à une balance aérodynamique qui fournit les signaux de portance et de traînée avec une bonne précision. Un système de vélocimétrie par images de particules fournit par ailleurs les champs de vitesse non résolus par rapport aux fréquences caractéristiques de l'écoulement avec une erreur globale inférieure à 0.5%.

# 3. Efforts aérodynamiques

## 3.1. Introduction

Ce chapitre présente les efforts aérodynamiques exercés sur les profils d'aile (voilure et plan) en fonction des paramètres d'étude, à savoir l'angle d'incidence, les distances de séparation  $\ell_x$  et  $\ell_z$  ainsi que le nombre de Reynolds à travers la vitesse de l'écoulement amont  $U_\infty$ . Les interactions entre les deux profils peuvent résulter d'un effet de sillage de la voilure, qui se traduit par un déficit de vitesse sur le plan, mais aussi d'une déflexion de l'écoulement par le profil amont et d'un changement d'incidence du profil aval. Ce dernier peut aussi être à l'origine d'un effet potentiel remontant qui va affecter l'écoulement sur la voilure. La modification de l'intensité de turbulence dans le sillage du profil amont est également un élément qui va affecter les conditions d'écoulement autour du profil aval et la transition ou le décollement de la couche limite. En particulier, nous quantifierons le décrochage des profils et l'effet de l'interaction sur ce phénomène. Enfin, pour les hautes incidences où l'écoulement sur le profil amont est décollé, le lâcher de tourbillons alternés de type Von Kármán, va engendrer des modifications de la circulation autour du profil aval, affectant par là-même sa portance. Dans toutes les configurations de l'étude et afin de quantifier l'interaction, nous ferons référence aux coefficients aérodynamiques mesurés pour chacun des profils pris isolément (indice  $W$  pour la voilure ou "wing" et indice  $T$  pour le plan ou "tail") :

$$\begin{aligned} C_{L,W} &= \frac{L_W}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_W} & C_{D,W} &= \frac{D_W}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_W} \\ C_{L,T} &= \frac{L_T}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_T} & C_{D,T} &= \frac{D_T}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_T} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Les données expérimentales de coefficients aérodynamiques, pour des valeurs d'incidence supérieures à l'angle de décrochage, sont relativement rares dans la littérature, un des objectifs de ce chapitre est donc de combler cette lacune. [Sheldahl et Klimas, 1981] fournissent les coefficients aérodynamiques pour un profil symétrique NACA 0012 dont l'épaisseur maximum de 12% de corde est la même que celle du profil cambré utilisé dans cette étude (NACA 23012), pour des angles d'incidence entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$  et une large gamme de nombres de Reynolds entre  $10^4$  et  $10^7$  (figure 2.2). Par ailleurs, des travaux sur le décrochage dynamique ont été réalisés par [Rival *et al.*, 2009, Rival *et al.*, 2011], [Wang *et al.*, 2010], [Ol *et al.*, 2009] et [Leishman, 1990]. Toutefois l'étude du décrochage dynamique est une approche instationnaire qui se traduit par la présence d'une hystérésis sur les coefficients aérodynamiques. Compte-tenu des constantes de temps impliquées dans la dynamique de l'avion, les changements d'incidence ne sont certainement pas assez rapides pour conduire à ce type de décrochage. [Rival *et al.*, 2010] présentent une étude sur une configuration de profils en tandem dont la position varie en fonction du temps (mouvement plongeant du profil amont). D'autres publications [Tu, 1996]

concernent les interactions entre un plan canard et une voilure et le fuselage. Cependant, dans ces configurations, les allongements des profils sont très faibles (type aile ou aileron delta). Les phénomènes mis en jeu dans les interactions aérodynamiques sont principalement les effets des tourbillons 3D se développant dans le sens de l'écoulement et de même nature que les tourbillons de bout d'aile. Notre configuration expérimentale présente au contraire un allongement  $A_R$  élevé de 9 pour la voilure et de 18 pour le plan, dans le but de se rapprocher d'une configuration à allongement infini (profil 2D). Le développement de tourbillons 3D n'est donc pas recherché. Cette configuration a été élaborée pour analyser la nature des interactions purement 2D entre la voilure et le plan conformément aux configurations présentées dans les travaux sur le décrochage profond [Taylor et Ray, 1965b, Taylor et Ray, 1965a] et en particulier sur les choix de conception pouvant y conduire. Ces travaux, ainsi que ceux de [Byrnes et al., 1966] et [Thomas et Collingbourne, 1974], se limitent en effet à une interaction 2D entre la voilure et le plan horizontal. Si le décrochage profond est effectivement un phénomène essentiellement 2D, la présente configuration devrait permettre de retrouver le comportement dynamique d'un avion à travers une approche de mécanique du vol.

## 3.2. Profil isolé

La première caractérisation a pour but de fournir l'évolution des coefficients aérodynamiques en fonction de l'angle d'incidence pour un seul profil à différents nombre de Reynolds. Les profils amont (voilure ou « wing ») et aval (plan horizontal ou « tail ») sont placés séparément et à tour de rôle dans la section d'essai sur leur support respectif. La corde du profil aval étant la moitié de celle du profil amont ( $c_T = c_W/2$ ), un même nombre de Reynolds est obtenu pour ces deux profils en doublant la vitesse de l'écoulement incident. La plage de caractérisation en nombres de Reynolds est  $Re = 28045, 56090$  et  $106730$ .

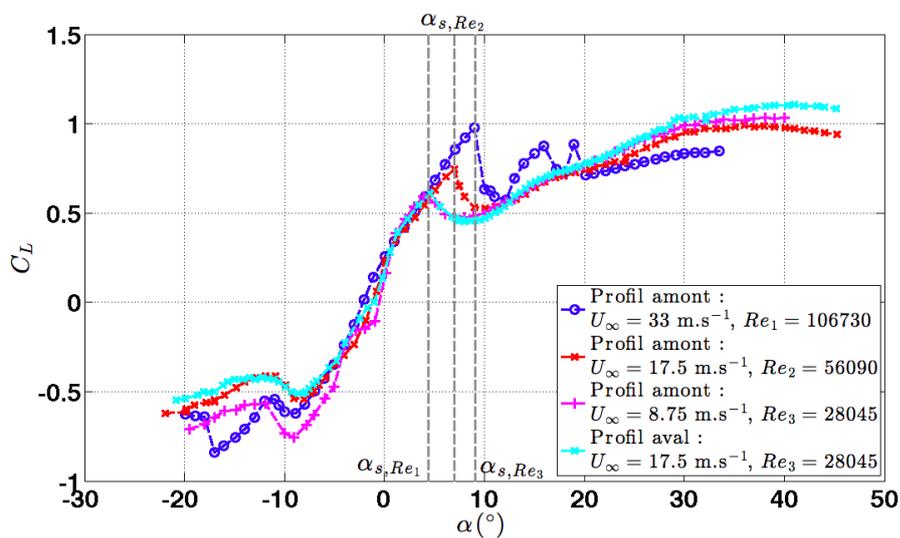
La figure 3.1 présente l'évolution des coefficients de portance et de traînée en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. On observe (figure 3.1a) la présence d'une partie linéaire correspondant aux angles d'incidence pour lesquels l'écoulement est attaché. Dans cette zone le coefficient de portance est assimilable à une droite de pente  $5.7 \text{ rad}^{-1}$  aussi bien pour la voilure que pour le plan. À titre de comparaison, la pente théorique du coefficient de portance pour une aile d'envergure finie est [Faure, 2008] :

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\text{env. finie}} = \frac{2\pi}{1 + \frac{2\pi}{\pi A_R} (1 + \tau)} \quad (3.2)$$

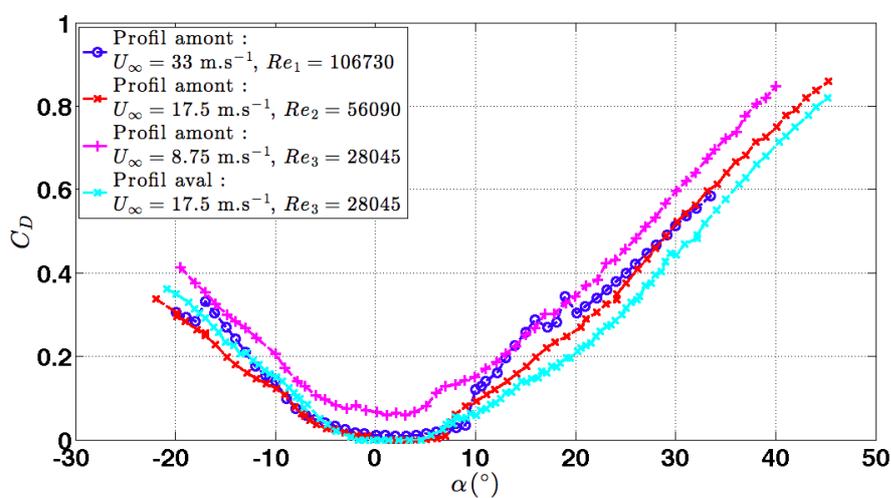
où  $\tau$  est le facteur de portance. Sachant que les allongements des profils amont et aval sont respectivement de 9 et 18, leurs pentes respectives sont :

$$\frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \approx 5.1 \text{ rad}^{-1} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \approx 5.6 \text{ rad}^{-1} \quad (3.4)$$



(a)



(b)

FIGURE 3.1. – Coefficients aérodynamiques des profils amont et aval sans interaction en fonction de l'angle d'incidence à différentes valeurs du nombre de Reynolds : a) coefficient de portance  $C_L$ , b) coefficient de traînée  $C_D$ .

Ces valeurs sont en accord avec la pente déterminée expérimentalement de  $5.7 \text{ rad}^{-1}$ . Pour les incidences négatives, l'angle de décrochage  $\alpha_s$  est compris entre  $-9^\circ$  et  $-8^\circ$  et varie peu avec le nombre de Reynolds. Pour les incidences positives, l'angle de décrochage augmente avec le nombre de Reynolds et passe de  $\alpha_s = 4^\circ$  pour  $Re = 28\,000$  à  $\alpha_s = 9^\circ$  pour  $Re = 107\,000$ . Une chute rapide du coefficient de portance suit le décrochage, puis on observe une remontée lorsque l'incidence augmente jusqu'à atteindre une courbe indépendante du nombre de Reynolds autour de  $28^\circ$  comme cela a été observé par Sheldahl & Klimas [Sheldahl et Klimas, 1981] (figure 1.1 chapitre Dispositif expérimental 2.2). Notons cependant qu'au-delà de  $33^\circ$  le blocage peut avoir un effet sur les valeurs mesurées (figure 1.8 chapitre Dispositif expérimental 2.8). La pente du coefficient de portance présente pour ces incidences post-décrochage de faibles variations par rapport aux valeurs dans les conditions d'écoulement attaché :

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\alpha > \alpha_s} \ll \left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\alpha < \alpha_s} < \left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\text{env. finie}} \quad (3.5)$$

Enfin on vérifie la cohérence des coefficients de portance comparés entre les deux profils pour  $Re = 28\,000$  à l'exception des angles d'incidence autour de l'incidence négative de décrochage. Ce phénomène observé pour une faible vitesse d'écoulement est peut être lié à la stabilité de la soufflerie.

Une modification des coefficients aérodynamiques par un éventuel effet de sol pourrait aussi être observée aux grands angles d'incidence. Cet effet résulterait de l'inclinaison du disque de réglage de l'incidence entraînant l'évolution du profil aval au voisinage de la paroi inférieure de la soufflerie. Cependant, même pour des angles d'incidence de  $45^\circ$ , la distance entre la paroi inférieure de la soufflerie et le bord de fuite du profil aval est au moins supérieure à  $3c_T$ , or l'effet de sol n'est sensible que pour des distances, entre le profil et la paroi, inférieures à une fois la corde du profil. On peut donc considérer l'absence d'effet de sol dans la mesure des efforts aérodynamiques.

Les évolutions du coefficient de traînée en fonction de l'angle d'incidence sont présentés figure 3.1b. On observe une forme parabolique du coefficient de traînée avec des valeurs très faibles dans la zone d'écoulement attaché entre  $-2^\circ$  et  $7^\circ$ , en dessous de la résolution des capteurs. Au-delà de l'angle de décrochage, le coefficient de traînée augmente très fortement. Cependant, il n'y a pas d'effet du nombre de Reynolds sur l'évolution de ce coefficient. Les valeurs très supérieures mesurées pour la plus faible vitesse d'écoulement amont ( $U_\infty = 8.75 \text{ m.s}^{-1}$ ) sont liées à l'estimation du coefficient de traînée compte-tenu de la faible dynamique mesurée par les jauges de déformation.

### 3.3. Interaction entre la voilure et le plan

Cette partie présente l'évolution des coefficients de portance et de traînée de la voilure et du plan pour différentes distances de séparation  $\ell_x$  et  $\ell_z$  en considérant un angle de calage du plan  $i_T$  proche de zéro. Pour toutes les configurations étudiées ici,  $2c \leq \ell_x \leq 3c$  et  $0.5 \leq \ell_z \leq 1.5c$ , les coefficients de portance et de traînée du profil amont restent inchangés, ce qui prouve l'absence d'effet potentiel remontant pour cette gamme de distances de séparation. Pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  (figure 3.2) le coefficient de portance du profil aval ne présente plus de brusque décrochage mais une diminution de sa pente à partir d'une incidence de  $10^\circ$  et un palier autour de  $C_{L,T} = 1$  entre  $12^\circ$  et  $24^\circ$ . Les

mêmes valeurs du coefficient de portance que pour le profil amont sont retrouvées pour des angles d'incidence supérieurs à  $30^\circ$ . Une explication de ce changement d'évolution du coefficient de portance par rapport au cas du profil aval isolé sera proposée à la lumière des champs de vitesse mesurés dans le prochain chapitre. L'évolution du coefficient de traînée du profil aval est semblable à celle du profil amont.

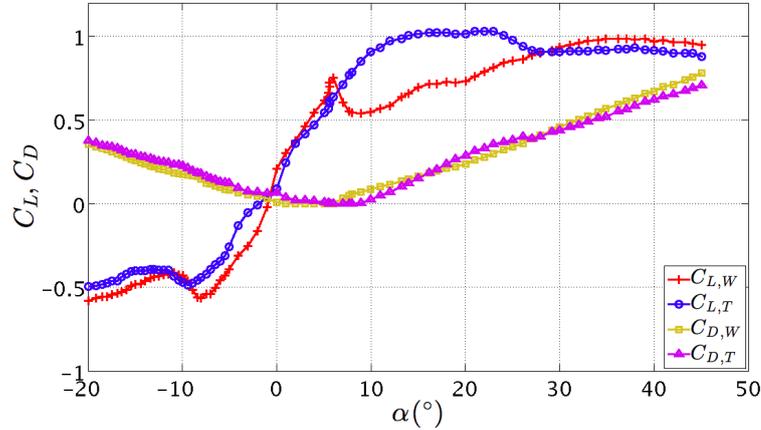


FIGURE 3.2. – Coefficients aérodynamiques des profils amont et aval en interaction :  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 0.5c$ ,  $i_T = -0.7^\circ$ .

Une évolution semblable du coefficient de portance du profil aval est observée pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  (figure 3.3). Comme pour le cas  $\ell_x = 3c$  et  $\ell_z = 0.5c$ , il n'y a pas de point de décrochage marqué mais une diminution de la pente qui atteint un palier à un niveau légèrement plus faible par rapport à la figure 3.2. Comme pour ce cas, l'évolution du coefficient de traînée n'est que peu affectée par rapport au cas d'un profil aval isolé.

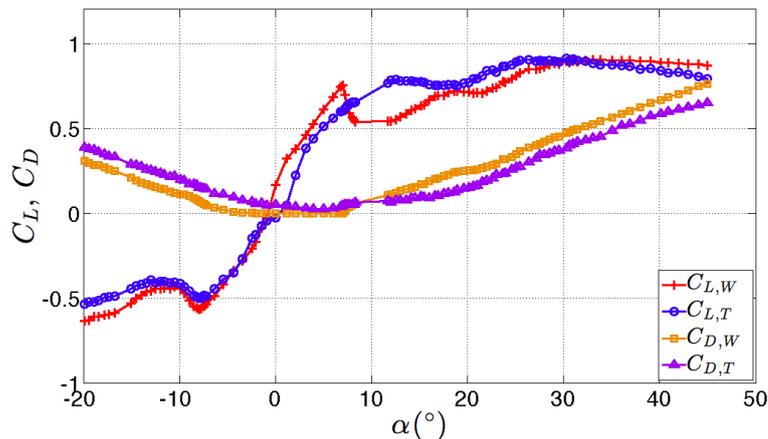


FIGURE 3.3. – Coefficients aérodynamiques des profils amont et aval en interaction :  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$ ,  $i_T = -0.4^\circ$ .

Pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  (figure 3.4), l'évolution du coefficient de portance du profil aval présente à nouveau un décrochage pour un angle d'incidence de  $4^\circ$ , valeur semblable à celle obtenue pour un profil isolé. La distance de séparation

entre les deux profils semble donc suffisante pour considérer que l'interaction est faible à partir de  $\ell_x = 3c$  et  $\ell_z = 1.5c$ . On observe cependant une diminution du coefficient de traînée du profil aval et une augmentation du coefficient de traînée du profil amont pour les angles d'incidence supérieurs à  $27^\circ$  par rapport aux configurations précédentes. Cet effet est probablement dû au blocage de l'écoulement dans la soufflerie.

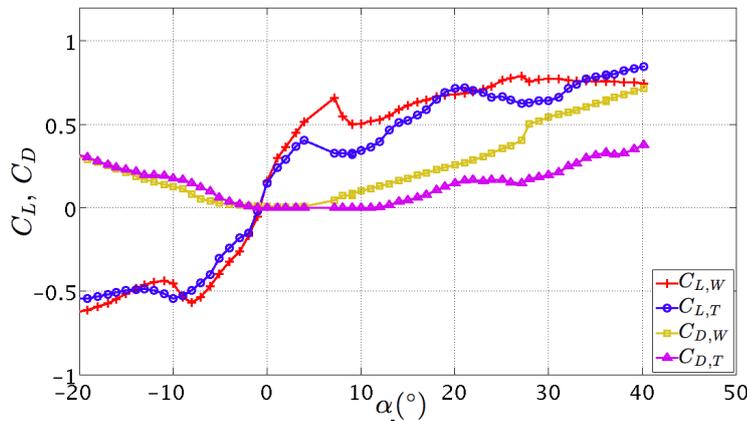


FIGURE 3.4. – Coefficients aérodynamiques des profils amont et aval en interaction :  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$ ,  $i_T = -0.4^\circ$ .

Une configuration intermédiaire est obtenue pour  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  (figure 3.5) où un très léger décrochage sur le coefficient de portance du profil aval est identifié pour un angle d'incidence de  $7^\circ$ . La distance de séparation entre les deux profils apparaît donc comme le paramètre prédominant dans la suppression de la chute de portance qui intervient après le point de décrochage.

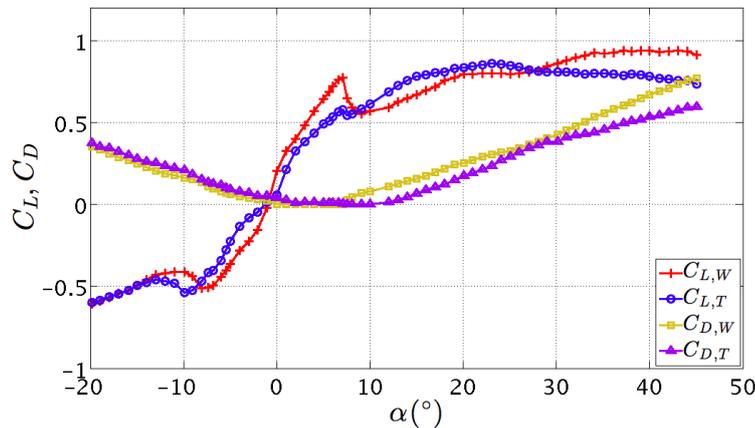


FIGURE 3.5. – Coefficients aérodynamiques des profils amont et aval en interaction :  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$ ,  $i_T = -0.7^\circ$ .

Les résultats précédents sont regroupés sous la forme d'une figure par profil pour les différentes configurations  $\ell_x$  et  $\ell_z$  (figures 3.6a et 3.6b). Les coefficients de la voilure (figure 3.6a) restent pratiquement inchangés en fonction de  $\ell_x$  et  $\ell_z$  à l'exception de  $\ell_x = 3c$  et  $\ell_z = 1.5c$  pour les angles d'incidence supérieurs à  $27^\circ$ , effet certainement associé à une influence du blocage de la section d'essai de la soufflerie. Les coefficients du

plan (figure 3.6b) mettent en évidence le même comportement pour  $l_x = 3c$  et  $l_z = 1.5c$  et les angles d'incidence supérieurs à  $27^\circ$ . Pour les autres configurations, le coefficient de traînée est peu modifié en fonction de la séparation entre les profils. Pour le coefficient de portance, les évolutions pour les angles d'incidence négatifs sont peu affectés, par contre la valeur de l'angle de décrochage positif ainsi que la chute de portance qui suit cet angle est fortement dépendante de la séparation entre les profils. Cette chute de portance peut être complètement effacée dans certains cas. Cet effet est vraisemblablement lié à un forçage tourbillonnaire du décollement du plan par le passage des tourbillons de Von Kármán émis par la voilure et dépend de la trajectoire de ces structures. Cette analyse sera développée dans le chapitre suivant à la lumière des champs de vitesse obtenus par PIV.

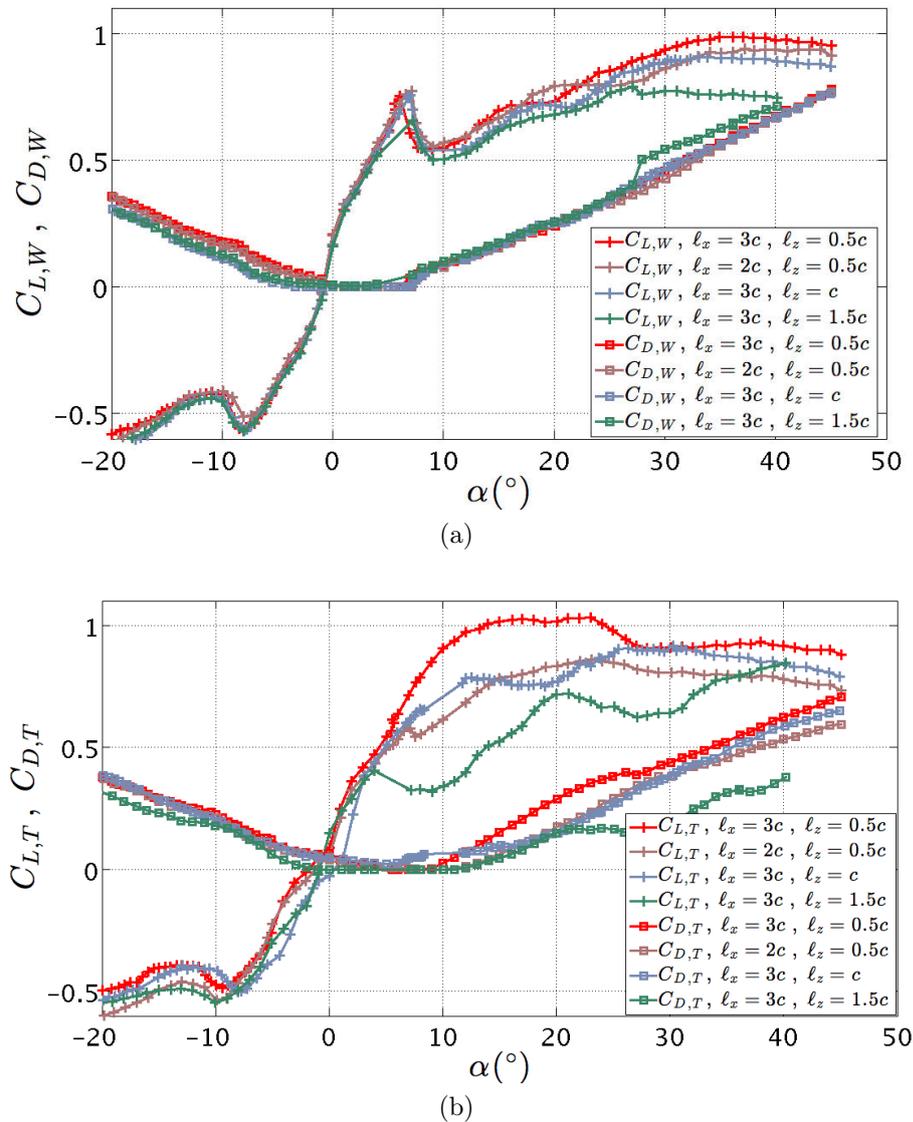


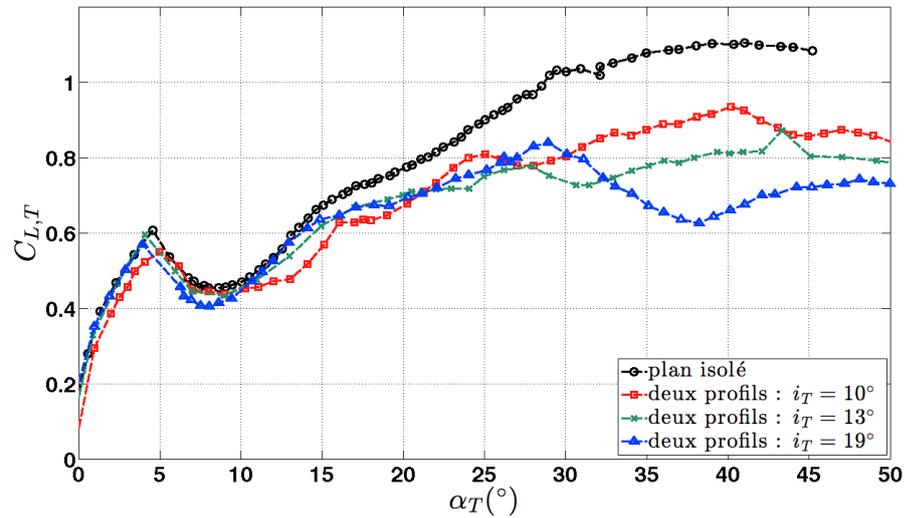
FIGURE 3.6. – Coefficient aérodynamiques comparés entre les configurations précédentes : a) pour le profil amont b) pour le profil aval.

### 3.4. Influence du calage du plan

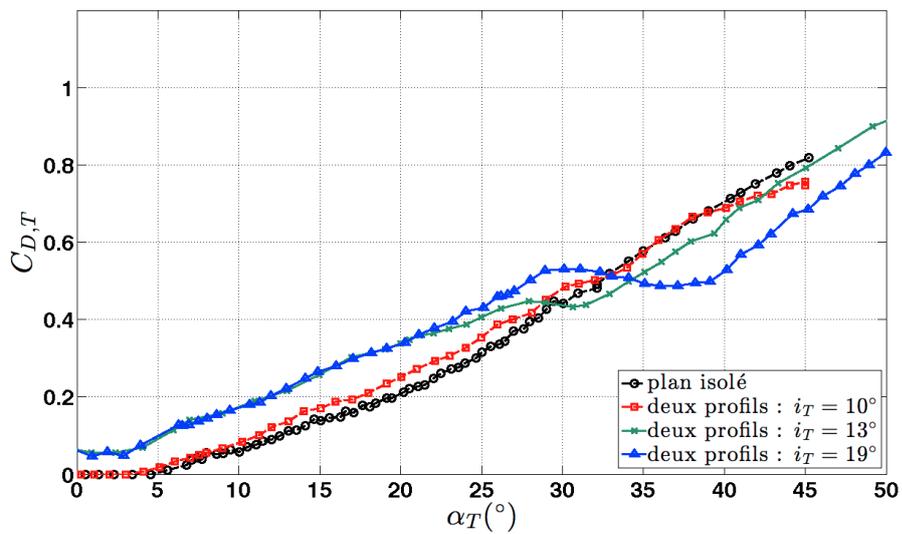
Cette partie présente l'influence du calage du plan par rapport au profil amont sur les coefficients de portance et de traînée pour la configuration  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$ . On définit l'angle d'incidence du profil aval par  $\alpha_T = \alpha + i_T$ . Les figures 3.7a et 3.7b présentent respectivement les coefficients de portance et de traînée pour les angles de calage positifs  $i_T = \{10^\circ, 13^\circ, 19^\circ\}$  et la configuration de référence du profil isolé. Pour les angles d'incidence  $\alpha_T$  inférieurs à  $15^\circ$ , il n'y a pas d'interaction par rapport au plan isolé (figure 3.7a). Le léger décalage de la courbe correspondant à  $i_T = 10^\circ$  est probablement dû à une erreur du positionnement de l'origine de  $1^\circ$ . Au-delà de  $15^\circ$ , l'interaction se traduit par une diminution du coefficient de portance qui reflète le passage du plan dans le sillage de la voilure. En ce qui concerne le coefficient de traînée (figure 3.7b), il n'y a pas d'effet significatif entre le plan isolé et les deux profils en interaction avec  $i_T = 10^\circ$ . Par contre, pour  $i_T = 13^\circ$  et  $19^\circ$  on observe une augmentation globale du coefficient de traînée de 0.05 quelque soit l'angle d'incidence  $\alpha_T$ , causé par la déflexion de l'écoulement incident  $U_\infty$  par la voilure et l'immersion du plan dans son sillage. La plus faible vitesse d'écoulement vue par ce dernier se traduit par une remontée du bruit de mesure et un décalage de la courbe du coefficient de traînée. Pour ces deux valeurs de l'angle de calage, l'influence du blocage de l'écoulement par les parois de la soufflerie se fait ressentir pour  $\alpha_T$  voisin de  $30^\circ$ . Les coefficients aérodynamiques pour les valeurs négatives de l'angle de calage sont présentés figures 3.8a et 3.8b. Pour le coefficient de portance, l'interaction entre les profils diminue fortement ou efface totalement la chute de portance qui suit l'angle de décrochage entre  $5^\circ$  et  $15^\circ$ . Comme dans la section précédente, ce résultat peut être interprété par un forçage de l'écoulement du plan par les tourbillons émis, en écoulement détaché, en aval du profil amont (figure 3.8a). Le coefficient de traînée (figure 3.8b) ne présente pas de modification notable par rapport au cas du profil isolé, sauf pour  $i_T = -16^\circ$  et des angles d'incidence supérieurs à  $15^\circ$  où son augmentation est supérieure aux autres calages et résulte certainement d'un effet de blocage dans la soufflerie.

### 3.5. Conclusion

Les coefficients de portance et de traînée sont obtenus au moyen de balances aérodynamiques montées sur chacun des profils. L'évolution de ces coefficients est caractérisée pour une large gamme de valeurs de l'angle d'incidence, et ils ne montrent pas d'effet du nombre de Reynolds en écoulement attaché ( $\alpha \leq 5^\circ$ ) et en écoulement fortement décollé ( $\alpha \geq 20^\circ$ ). Lorsque les deux profils sont en interaction, il n'y a pas d'effet potentiel remontant au niveau de la voilure qui conserve les mêmes évolutions de ses coefficients aérodynamiques. Le plan subit cependant de fortes modifications du coefficient de portance entre  $7^\circ$  et  $30^\circ$ . Cette interaction se traduit par une disparition de la chute du coefficient de portance qui suit le décrochage et une augmentation de ce coefficient dans cette zone, plus ou moins importante selon la proximité du profil aval. Le calage négatif du plan montre le même effet tandis qu'un calage positif n'a pas beaucoup d'influence sur l'évolution du coefficient de portance.

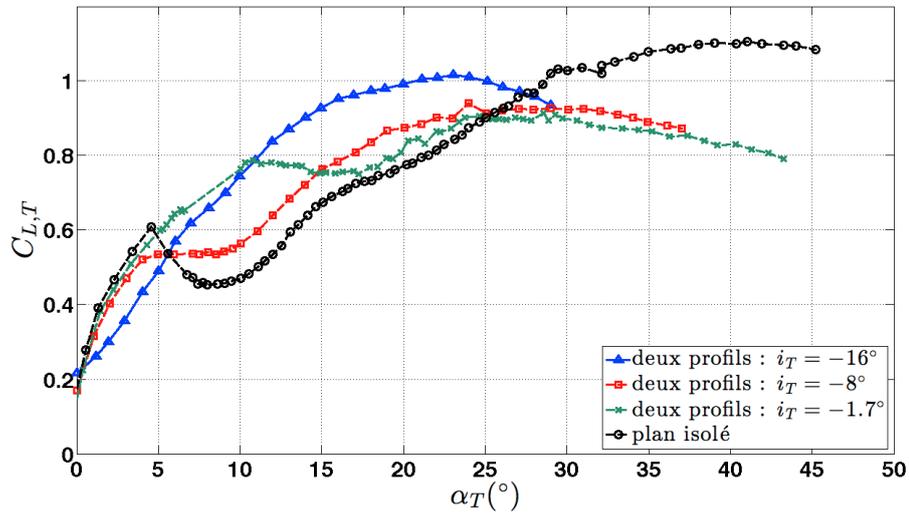


(a)

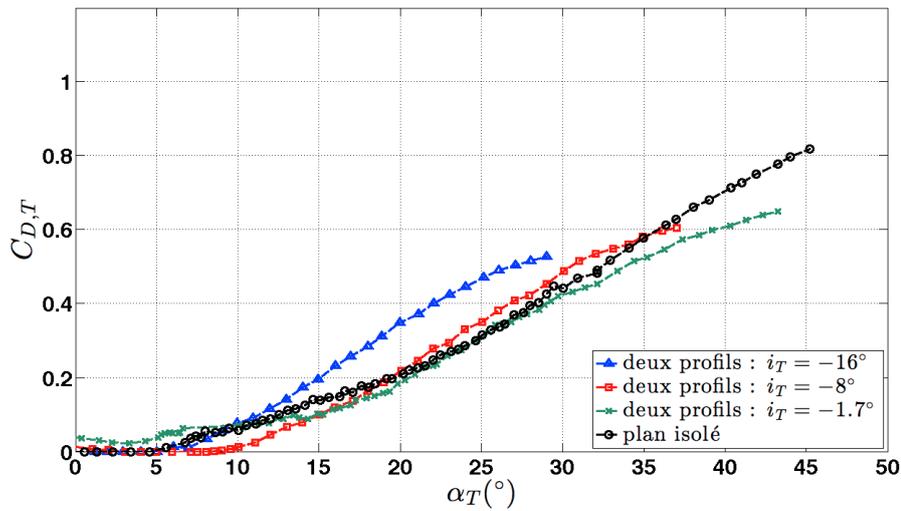


(b)

FIGURE 3.7. – Coefficients aérodynamiques du profil aval en fonction de l'incidence pour les configurations seule et avec interaction  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et pour différents angles de calage positifs  $i_T = \{10^\circ, 13^\circ, 19^\circ\}$  : a) coefficient de portance en fonction de l'incidence, b) coefficient de traînée en fonction de l'incidence.



(a)



(b)

FIGURE 3.8. – Coefficients aérodynamiques du profil aval en fonction de l'incidence pour les configurations seule et avec interaction  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et pour différents angles de calage négatifs  $i_T = \{-16^\circ, -8^\circ, -1.7^\circ\}$  : a) coefficient de portance en fonction de l'incidence, b) coefficient de traînée en fonction de l'incidence.

# 4. Champ de vitesse

## 4.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter les champs moyens et les moments d'ordre 2 de vitesse pour les différentes configurations de mesure et différentes valeurs de l'angle d'incidence. La plupart des résultats correspondent à un nombre de Reynolds  $Re = 56090$ , mais l'influence de ce nombre sera considérée dans la page d'étude ( $29160 \leq Re \leq 116700$ ). On présente ici les caractéristiques statistiques de la vitesse traduisant l'étendue des zones de décollement, l'élargissement des sillages et les interactions entre les deux profils en fonction des paramètres d'étude. À partir des composantes de la vitesse  $U_x$  et  $U_z$  on calcule :

— le module de la vitesse  $\|\vec{U}\| = \sqrt{U_x^2 + U_z^2}$ ,

— l'angle de déflexion local de l'écoulement  $\varepsilon = \arctan\left(\frac{U_z}{U_x}\right)$ .

Les moments statistiques d'ordre 1 et 2 sont obtenus à partir de 500 champs de vitesse instantanée comme précisé dans le paragraphe 2.3.3.3. On présentera dans la suite le cas d'un profil unique à plusieurs valeurs de l'angle d'incidence  $\alpha$  puis le cas des deux profils en interaction pour  $\ell_x = 3c$  et  $\ell_z = c$  à plusieurs valeurs de l'angle d'incidence  $\alpha$  et plusieurs valeurs de l'angle de calage du profil aval  $i_T$ . Dans la suite de ce chapitre, on conservera la même gamme de couleur pour représenter une même quantité afin de quantifier les évolutions en fonction des paramètres (angle d'incidence  $\alpha$ , distances  $\ell_x$  et  $\ell_z$ , ...). Par contre, les palettes de couleur pour l'angle de déflexion  $\bar{\varepsilon}$  ainsi que les ordonnées des évolutions transverses d'une même quantité (profils selon  $z/c$  de  $\bar{U}_x/U_e$ ,  $\bar{U}_z/U_e$ ) seront ajustées pour chaque paramètre afin de quantifier toute la dynamique de ces grandeurs.

## 4.2. Profil unique

### 4.2.1. Champ moyen

La figure 4.1 présente les champs moyens relatifs de la vitesse axiale, de la vitesse transversale, du module de vitesse et de l'angle de déflexion pour un seul profil et un angle d'incidence de  $0^\circ$ . Les zones masquées du champ sont représentées en blanc, et correspondent aux réflexions sur la paroi de l'aile, à l'intersection du plan laser avec l'aile qui masque tout l'écoulement intrados, et à l'occultation du plan lumineux par la section de l'aile du côté d'observation de la nappe laser. Le choix de la position de la nappe laser a été réalisé afin d'avoir une mesure des champs sur l'extrados de l'aile, zone qui sera affectée par le décollement et les re-circulations. La vitesse axiale (figure 4.1a) met en évidence la zone de survitesse côté extrados qui présente un maximum légèrement en aval du bord d'attaque. Le sillage se développe en aval du bord de fuite et se traduit par un déficit de vitesse. La vitesse transversale (figure 4.1b) présente un champ uniforme et nul, à l'exception du voisinage du bord d'attaque côté extrados, où la vitesse  $\bar{U}_z/U_\infty$  positive correspond au contournement du profil par l'écoulement, et l'extrados où l'écoulement reste attaché et doit avoir une composante  $\bar{U}_z/U_\infty$  négative pour suivre la paroi. On retrouve sur le module de la vitesse (figure 4.1c) les mêmes régions que celles observées sur la vitesse axiale. L'angle de déflexion  $\bar{\epsilon}$  (figure 4.1d) présente des valeurs positives au voisinage du bord d'attaque et négatives sur l'extrados correspondant au contournement du profil par l'écoulement.

Afin de quantifier l'évolution transversale des vitesses relatives axiale et transversale en aval du profil, on effectue des coupes des champs correspondants le long d'une droite  $x/c = cst$  en aval du bord de fuite pour  $1.2 \leq x/c \leq 2.5$  (figure 4.2). La vitesse moyenne axiale (figure 4.2a) met en évidence le déficit de vitesse dans le sillage du profil dont l'amplitude tend à diminuer lorsque l'on s'éloigne du bord de fuite. Ce sillage est très fin, sa largeur n'excède pas  $0.2c$  ce qui reflète la nature attachée de l'écoulement sur le profil. On remarque également une zone de survitesse pour  $z/c > 0.25$  associée au prolongement aval de l'accélération côté extrados. La vitesse moyenne transversale (figure 4.2b) présente des valeurs négatives en aval de l'extrados qui s'atténuent rapidement lorsque  $x/c$  augmente. Il faut remarquer pour cet angle d'incidence que  $\bar{U}_z/U_\infty$  est très faible ( $< 0.08\%$ ) et toujours négatif en aval du profil.

La figure 4.3 présente les champs moyens relatifs pour un seul profil et un angle d'incidence de  $15^\circ$ . On observe pour  $x/c = 0.6$  et  $z/c = 0.6$  une réflexion parasite qui affecte localement le champ de vitesse mais n'a pas de réalité physique. La vitesse axiale (figure 4.3a) et le module de la vitesse (figure 4.3c) mettent en évidence un extrados complètement décollé qui se poursuit en aval par une zone de sillage beaucoup plus large que pour l'angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$ . La vitesse transversale (figure 4.3b) et l'angle de déflexion (figure 4.3d) présentent un changement de signe à travers la zone de sillage proche du bord de fuite, correspondant à une déflexion vers le bas du flux provenant de l'extrados décollé et une déflexion vers le haut du flux provenant de l'intrados.

L'évolution transversale de la vitesse moyenne axiale (figure 4.4a) met en évidence le déficit de vitesse dans le sillage du profil, beaucoup plus large que celui observé pour  $\alpha = 0^\circ$ , et dont l'amplitude diminue lorsque l'on s'éloigne du bord de fuite. Pour  $x/c = 1.2$  et  $x/c = 1.5$ , les zones qui entourent le sillage sont marquées par une augmentation de la vitesse axiale, caractérisant les zones de survitesse qui bordent la zone décollée côté

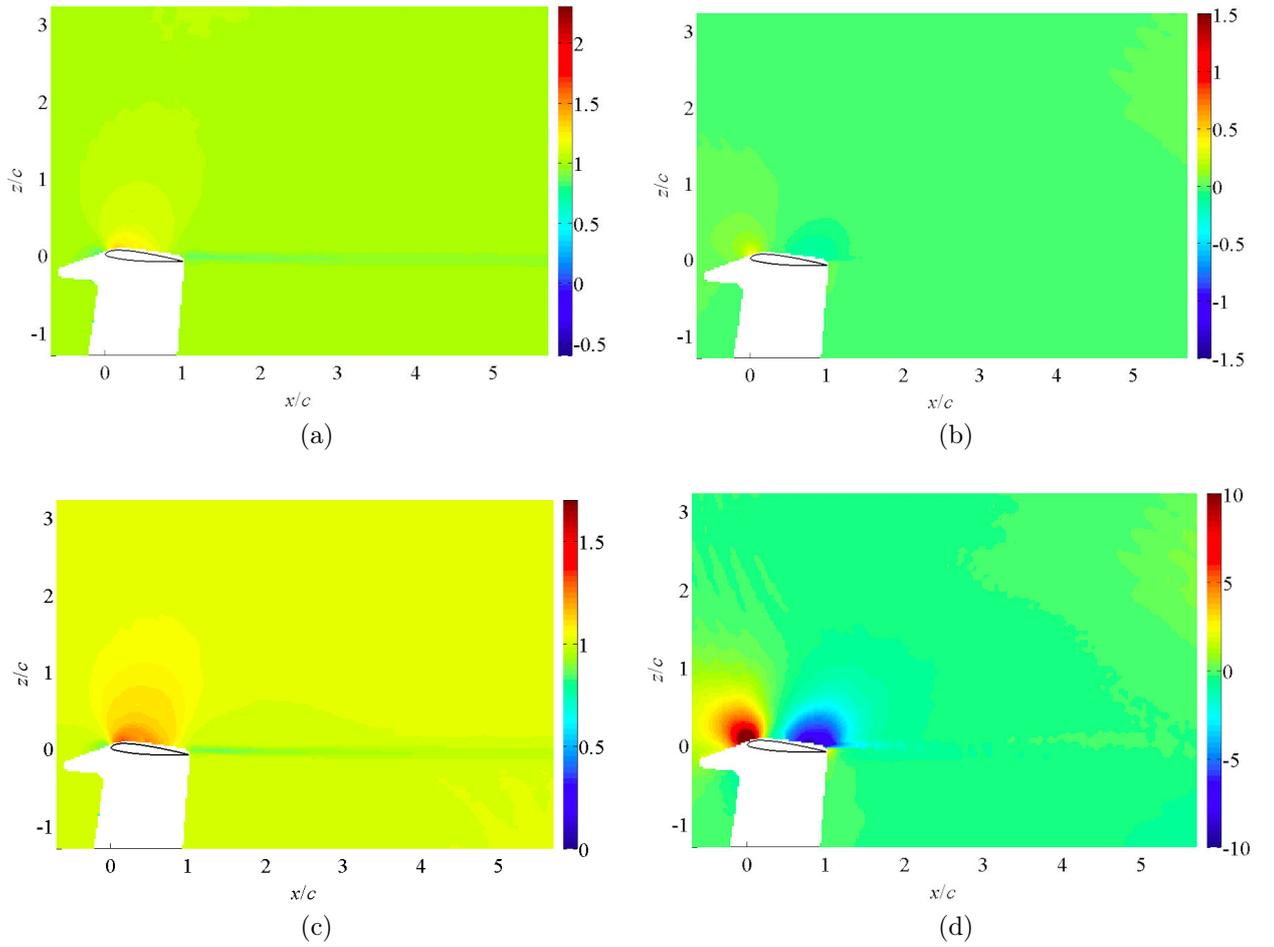


FIGURE 4.1. – Moments d'ordre 1 pour la configuration profil amont isolé pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\varepsilon}$ .

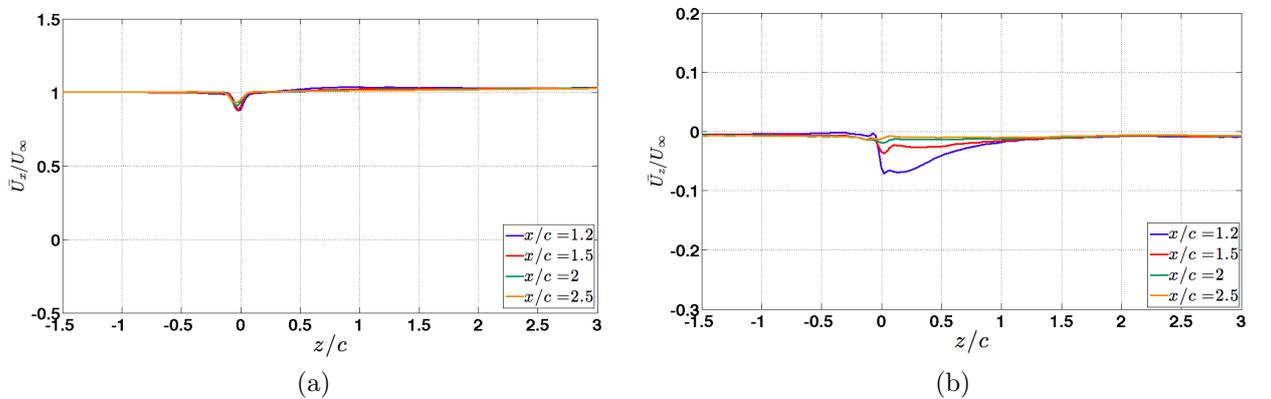


FIGURE 4.2. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval du profil pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ .

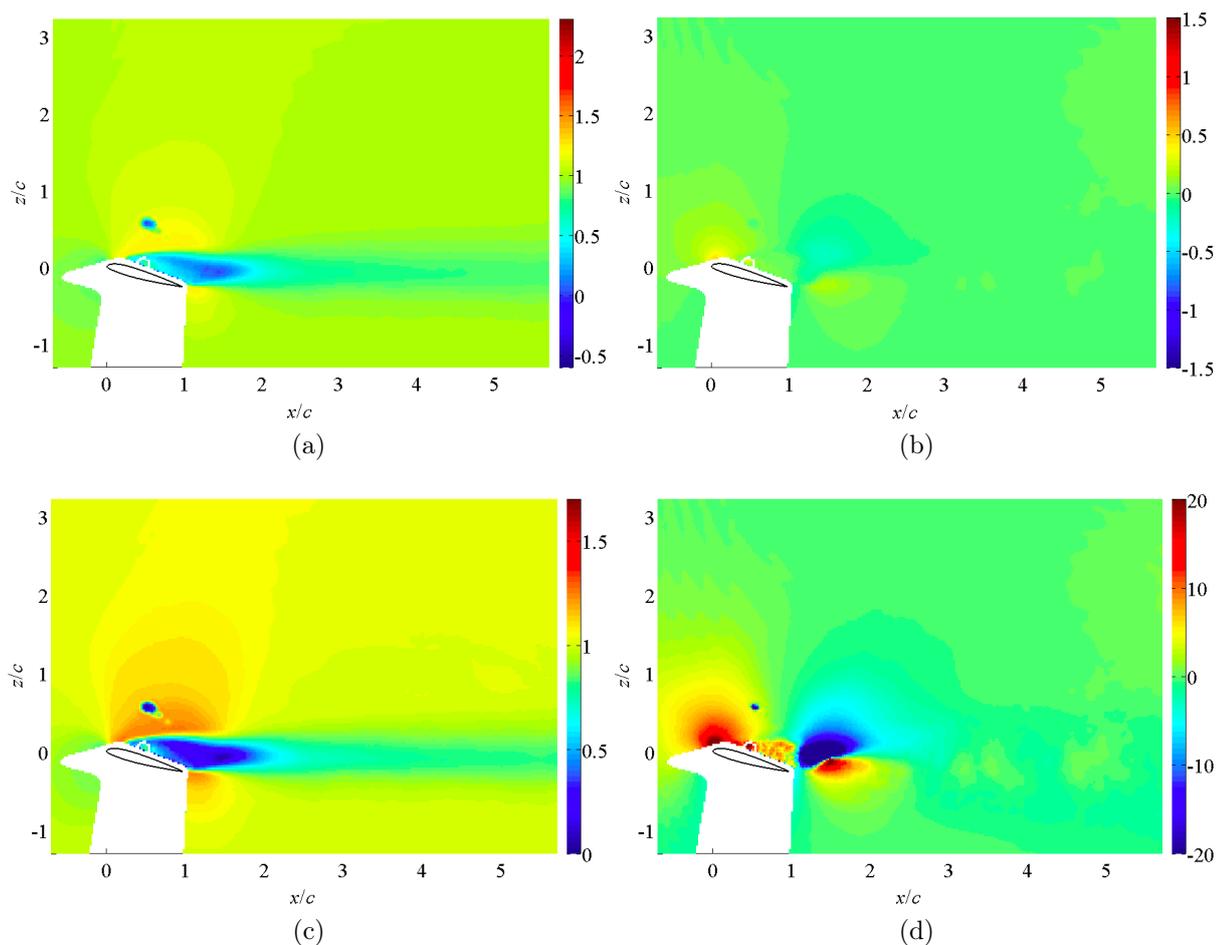


FIGURE 4.3. – Moments d'ordre 1 pour la configuration profil amont isolé pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\epsilon}$ .

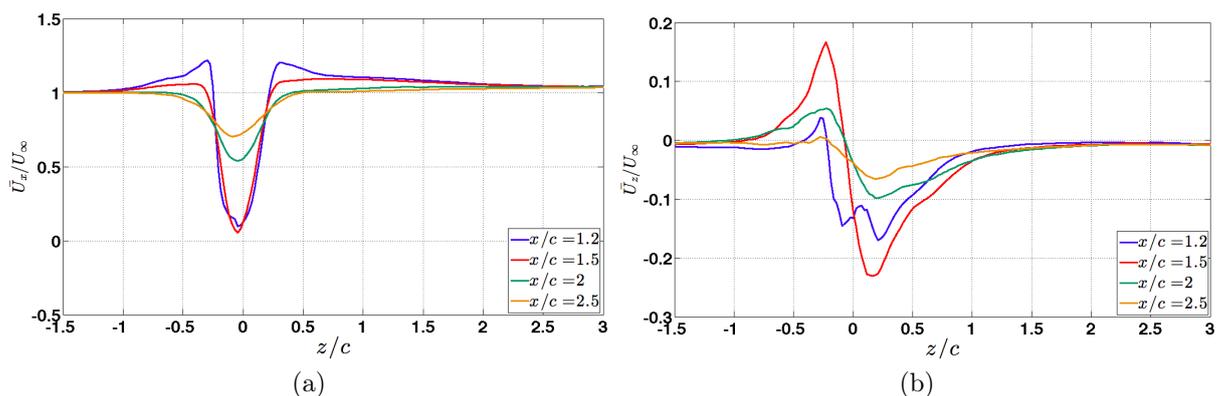


FIGURE 4.4. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval du profil pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ .

extrados. Ces survitesses s'atténuent rapidement à partir de  $x/c = 2$  où seul le déficit de vitesse associé au sillage persiste. L'évolution transversale de la vitesse moyenne transversale (figure 4.4b) est marquée par un maximum en aval de l'extrados et par un minimum en aval de l'intrados. Ces deux extrema sont associés à une déviation de l'écoulement vers le haut pour le flux provenant de l'intrados et vers le bas pour le flux provenant de l'extrados. Leur amplitude diminue lorsque l'on s'éloigne du bord de fuite. Contrairement à l'angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$ , les valeurs de  $\bar{U}_z/U_\infty$  présentent des valeurs positives et négatives avec des amplitudes supérieures. Cette évolution transversale est caractéristique de la traversée d'un sillage constitué de deux couches de cisaillement qui se développent autour d'un déficit de vitesse central.

La figure 4.5 présente les champs moyens relatifs pour un angle d'incidence de  $30^\circ$ . Une réflexion parasite affecte le champ de vitesse en  $x/c = 0.9$  et  $z/c = 0.3$ . La vitesse axiale (figure 4.5a) et le module de la vitesse (figure 4.5c) sont très semblables à ce qui est observé pour un angle d'incidence de  $15^\circ$  avec une zone de recirculation extrados et un sillage encore plus larges. La vitesse transversale (figure 4.5b) et l'angle de déflexion (figure 4.5d) évoluent également de façon semblable à  $\alpha = 15^\circ$ .

L'évolution transversale de la vitesse moyenne axiale (figure 4.6a) met en évidence le déficit de vitesse dans le sillage du profil, beaucoup plus large que celui observé pour  $\alpha = 15^\circ$ . Le maximum de déficit de vitesse augmente légèrement entre  $x/c = 1.2$  et  $x/c = 1.5$ , puis diminue sous l'effet de l'élargissement et de la diffusion du sillage. On observe tout comme pour un angle d'incidence de  $15^\circ$ , que les zones qui entourent le sillage sont marquées par une augmentation de la vitesse axiale, caractérisant les zones de survitesse qui bordent la zone décollée côté extrados. L'évolution transversale de la vitesse moyenne transversale (figure 4.6b) est caractérisée par un maximum en aval de l'extrados et par un minimum en aval de l'intrados pour  $x/c \geq 1.5$ . Pour  $x/c = 1.2$  deux minima locaux sont présents en aval de l'intrados et de l'extrados et correspondent à l'établissement de l'écoulement fortement cisailé en aval de la forte recirculation extrados.

Par ailleurs, on n'observe aucune influence du nombre de Reynolds sur le champ de vitesse (figure 4.7) pour la gamme considérée ( $28045 \leq Re \leq 106730$ ).

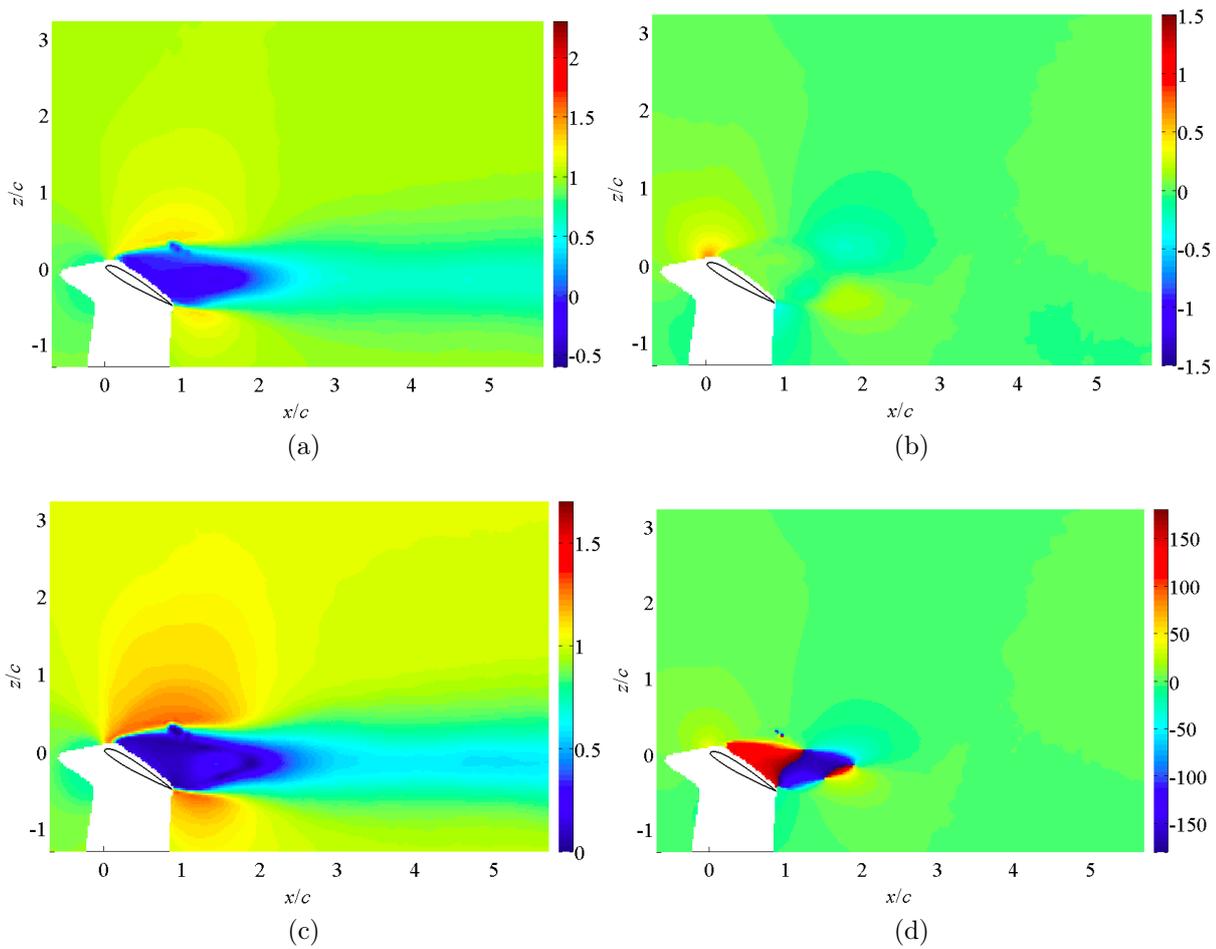


FIGURE 4.5. – Moments d'ordre 1 pour la configuration profil amont isolé pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\epsilon}$ .

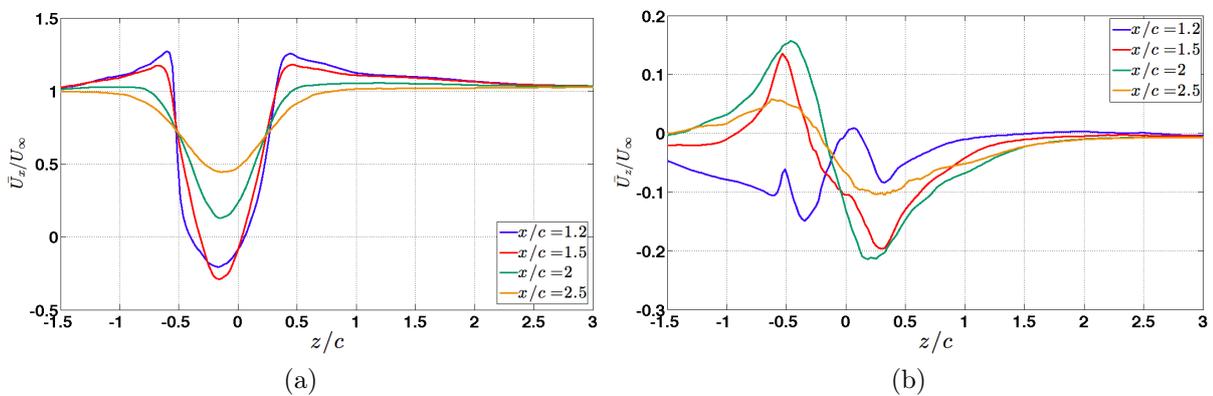


FIGURE 4.6. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval du profil pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ .

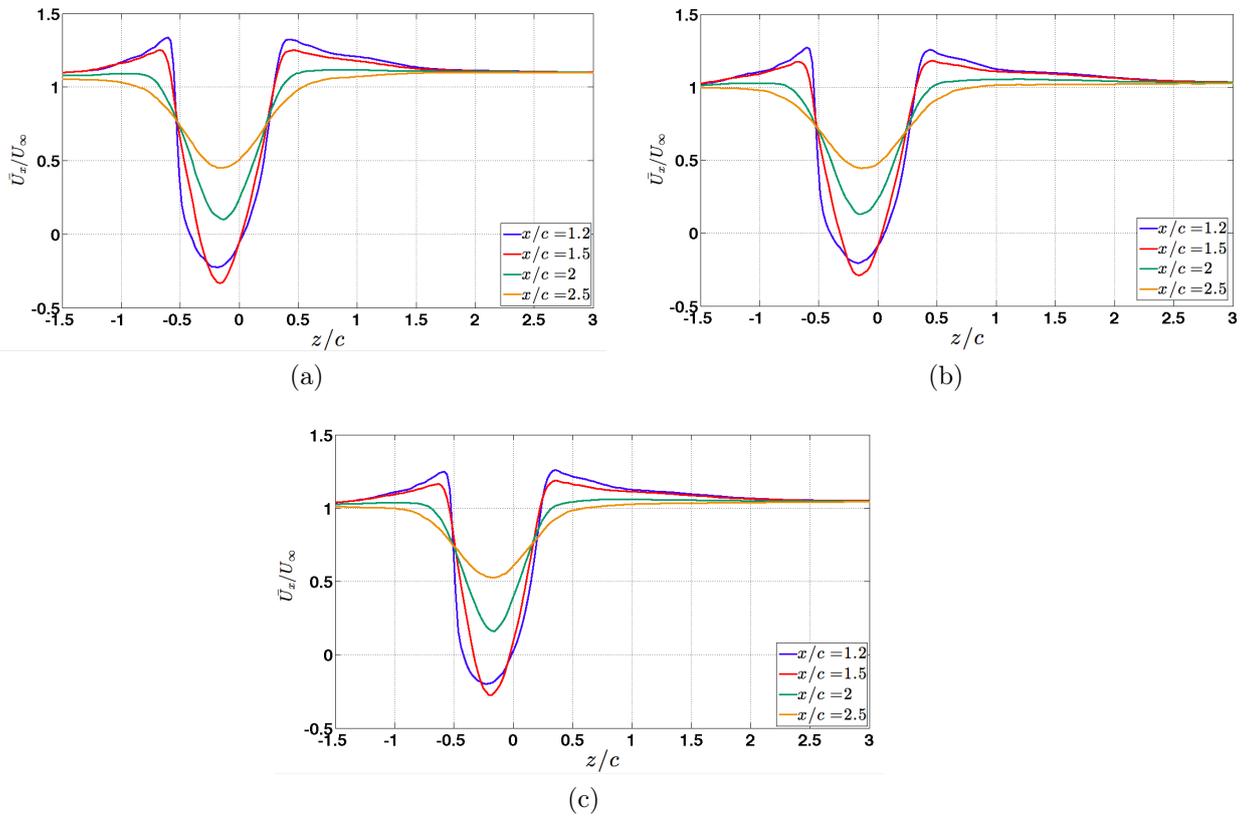


FIGURE 4.7. – Évolution transverse de la vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du profil : a)  $Re = 28045$ , b)  $Re = 56090$ , c)  $Re = 106730$ .

### 4.2.2. Écarts-types et covariance des fluctuations de vitesse

La figure 4.8 présente les champs des moments d'ordre 2, adimensionnés par rapport à l'écoulement incident, pour un seul profil et un angle d'incidence de  $0^\circ$ . Les écarts-types des fluctuations de vitesse axiale (figure 4.8a) et de vitesse transversale (figure 4.8b) ainsi que la covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale (figure 4.8c) présentent un niveau nul dans tout le champ à l'exception du sillage du profil. Les évolutions transversales de ces quantités (figure 4.9) mettent en évidence un pic d'intensité de turbulence dans le sillage qui diminue lorsque la distance en aval du bord de fuite augmente, avec des niveaux semblables entre l'intensité axiale et transversale reflet d'une quasi-isotropie de la turbulence (figures 4.9a et 4.9b). La covariance selon ces deux directions (figure 4.9c) est extrêmement faible et présente la forme caractéristique d'un pic positif (écoulement provenant de l'intrados) et d'un pic négatif (écoulement provenant de l'intrados), évolution caractéristique de l'écoulement dans un sillage. Il faut remarquer ici que la dissymétrie de l'écoulement, provenant de la cambrure du profil, se traduit par une dissymétrie entre les deux pics avec un pic négatif de plus grande amplitude que pour le pic positif correspondant à l'écoulement provenant du côté extrados.

Pour  $\alpha = 15^\circ$  (figure 4.10) on observe une augmentation des niveaux de turbulence dans la zone décollée côté extrados du profil ainsi que dans son sillage. La section  $x/c = 1.2$  est caractérisée par une anisotropie marquée avec des écarts-types des fluctuations de vitesse axiale supérieurs aux écarts-types des fluctuations de vitesse transversale, mais qui ont tendance à s'uniformiser en aval (figures 4.11a et 4.11b). Le cisaillement axial-transversal (figure 4.11c) est beaucoup plus élevé que pour l'incidence  $\alpha = 0^\circ$  avec des niveaux environ dix fois supérieurs.

Pour  $\alpha = 30^\circ$  (figure 4.12) la zone décollée côté extrados présente de faibles niveaux de turbulence, ces derniers n'augmentent de façon significative qu'uniquement à la fin de la re-circulation. Il faut noter que le début de la zone de sillage qui suit cette re-circulation est caractérisée par un écart-type des fluctuations de vitesse transversale (figure 4.12b) bien supérieur à celui mesuré pour les fluctuations de vitesse axiale (figure 4.12a). Le cisaillement axial-transversal est également marqué par deux lobes de signes opposés à la fin de la zone de re-circulation (figure 4.12c). Les évolutions transversales des moments d'ordre 2 (figure 4.13) montrent des écarts-types des fluctuations de vitesse transversale (figure 4.13b) supérieurs aux écarts-types des fluctuations de vitesse axiale (figure 4.13a) pour  $x/c \geq 2$  qui révèlent à nouveau l'anisotropie du sillage. Le cisaillement axial-transversal (figure 4.13c) présente, en aval de la zone de re-circulation, une forme caractéristique d'un sillage avec des amplitudes plus forte d'un facteur deux par rapport à l'angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$ .

Tout comme pour le champ moyen de vitesse, on n'observe (figure 4.14) aucune influence du nombre de Reynolds sur les moments d'ordre 2 pour la gamme considérée ( $28045 \leq Re \leq 106730$ ).

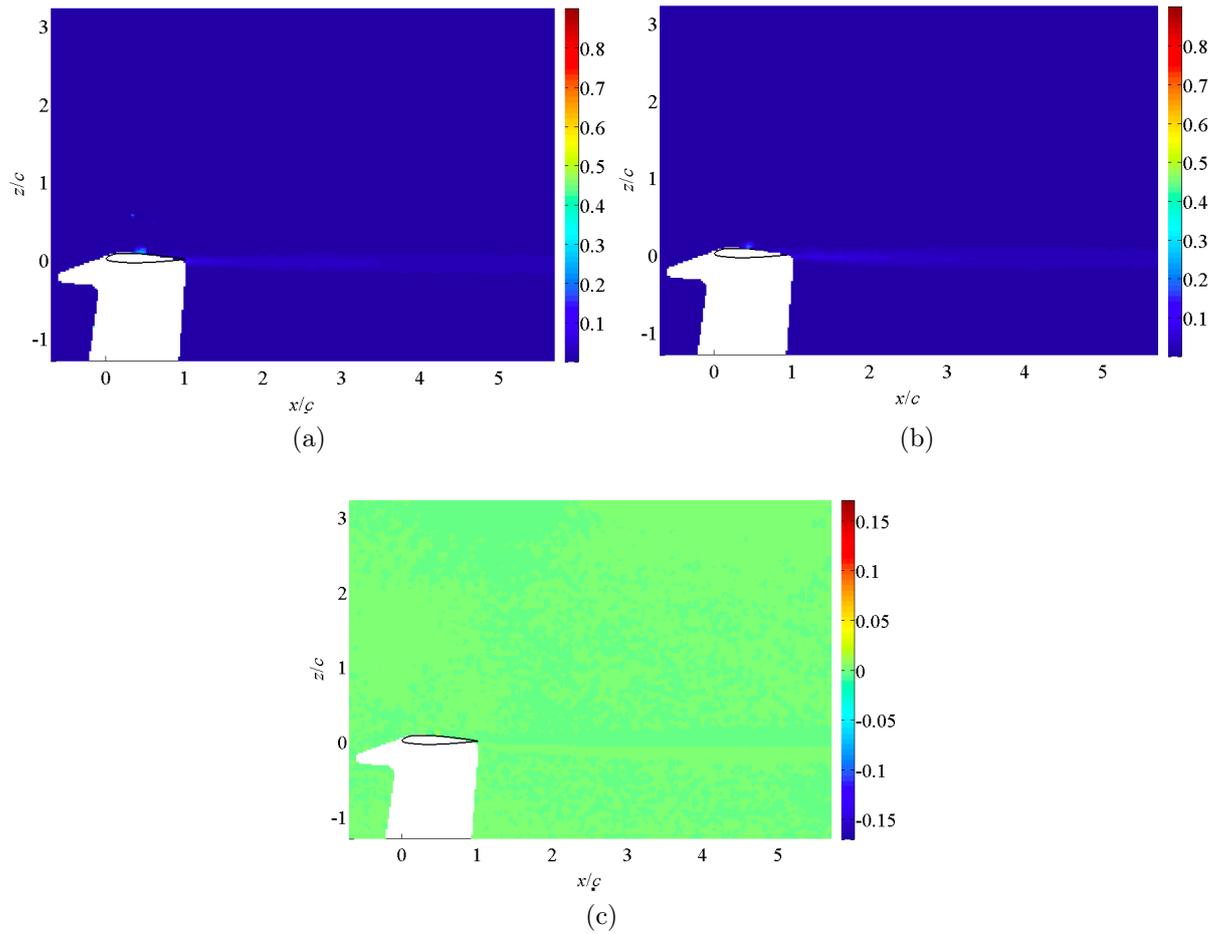


FIGURE 4.8. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profil amont isolé pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

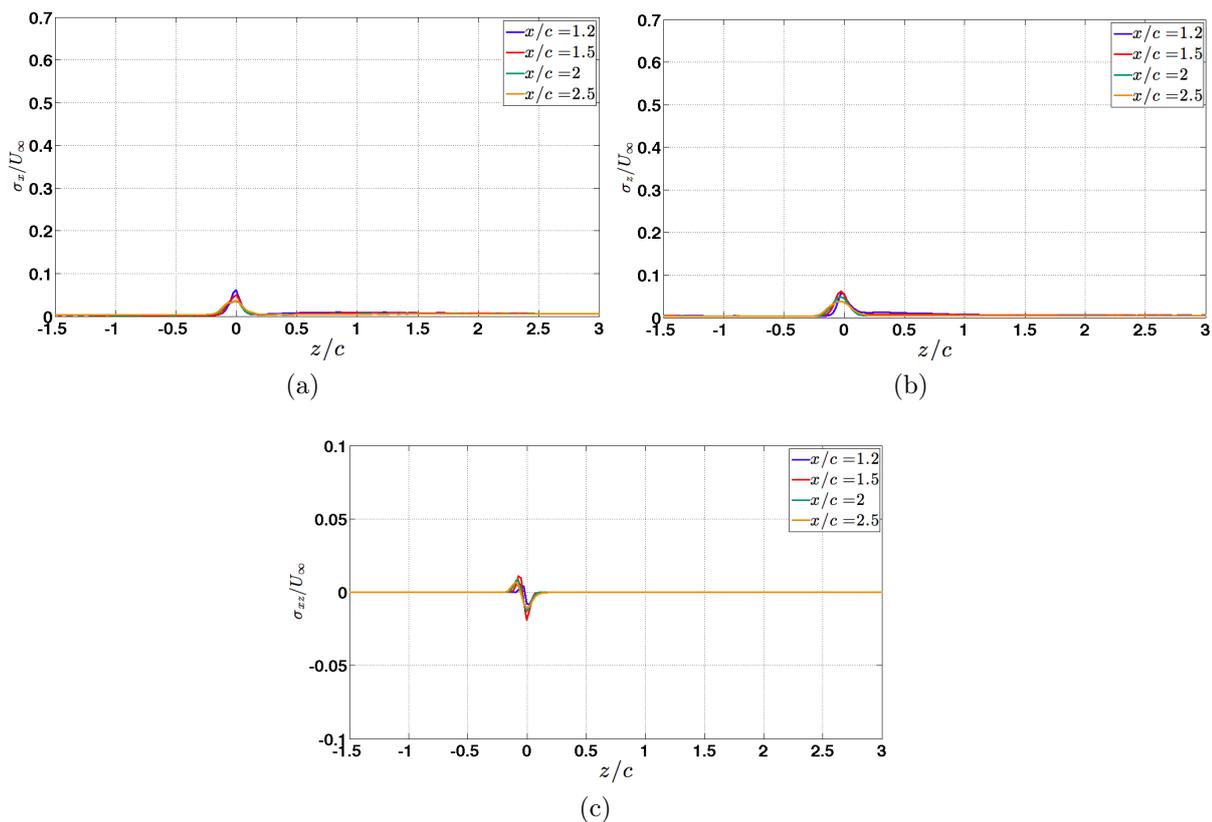


FIGURE 4.9. – Évolution transverse des moments d'ordre 2 en aval du profil pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale :  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale :  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale transversale :  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

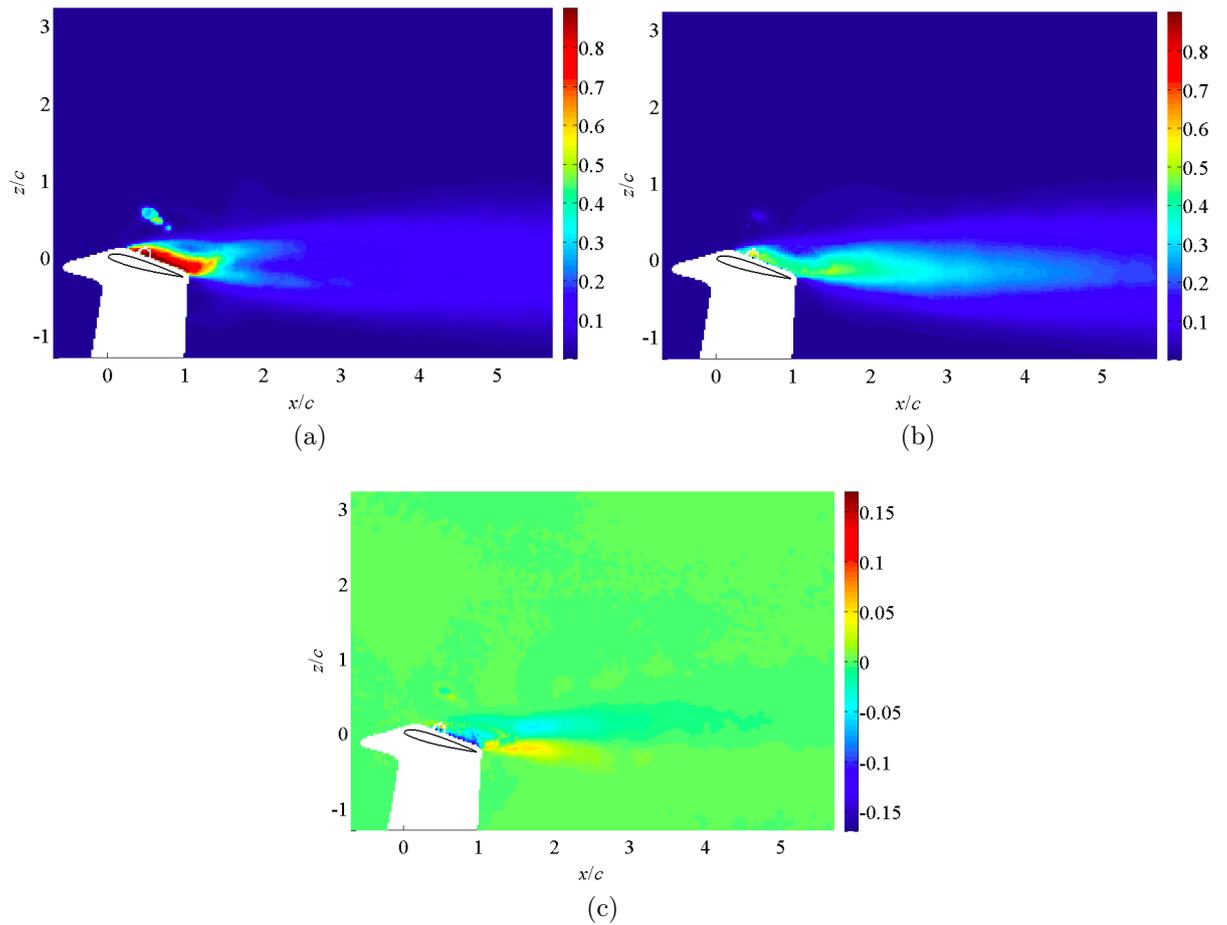


FIGURE 4.10. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profil amont isolé pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

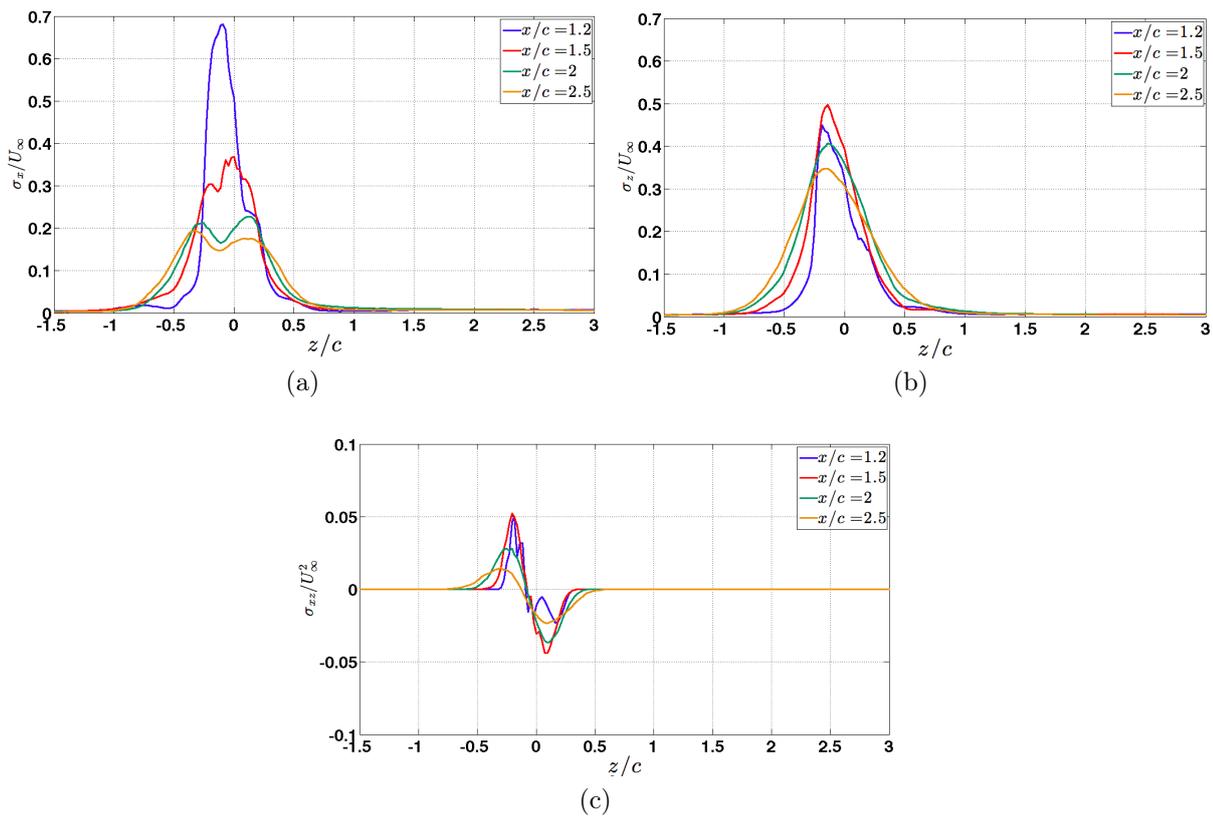


FIGURE 4.11. – Évolution transverse des moments d’ordre 2 en aval du profil pour  $Re = 56090$  et un angle d’incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale :  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale :  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale transversale :  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

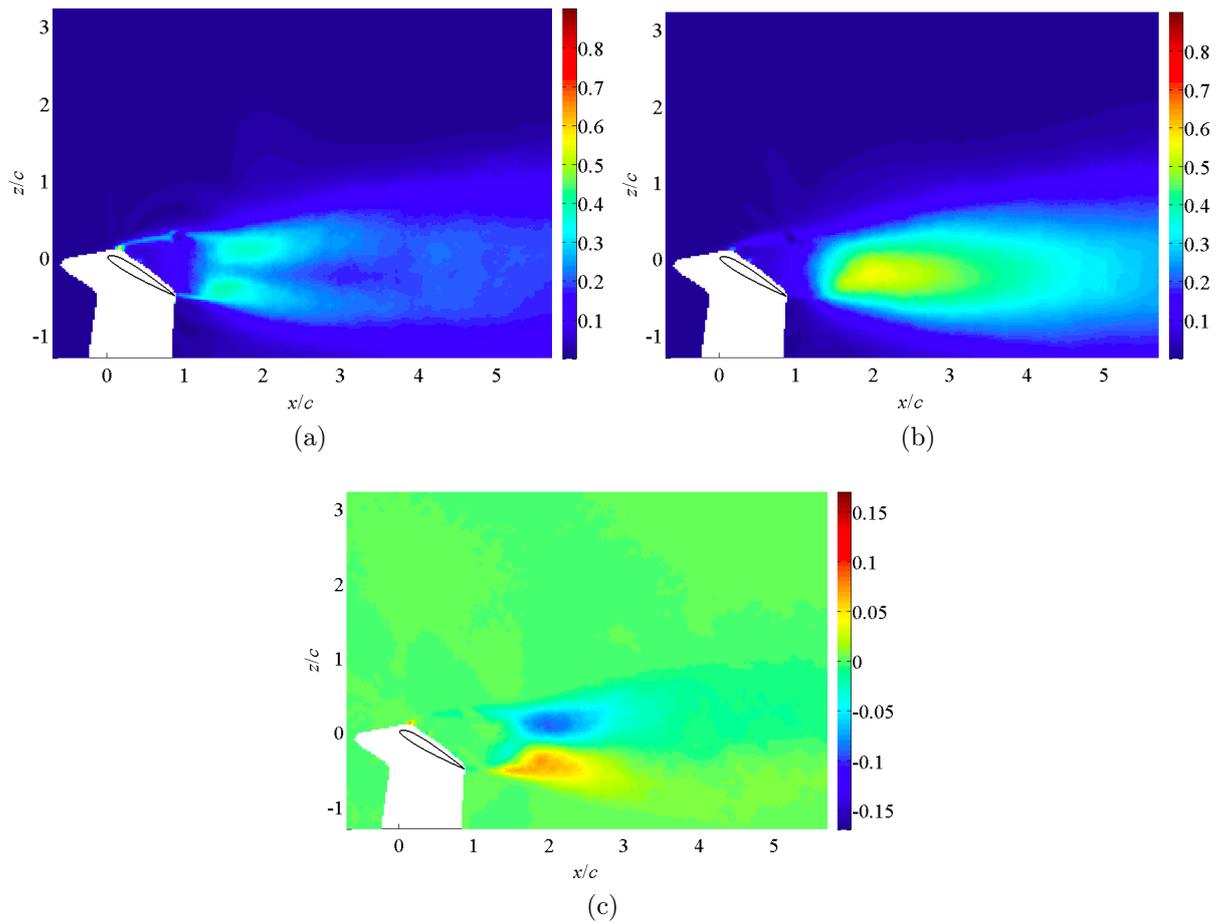


FIGURE 4.12. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profil amont isolé pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

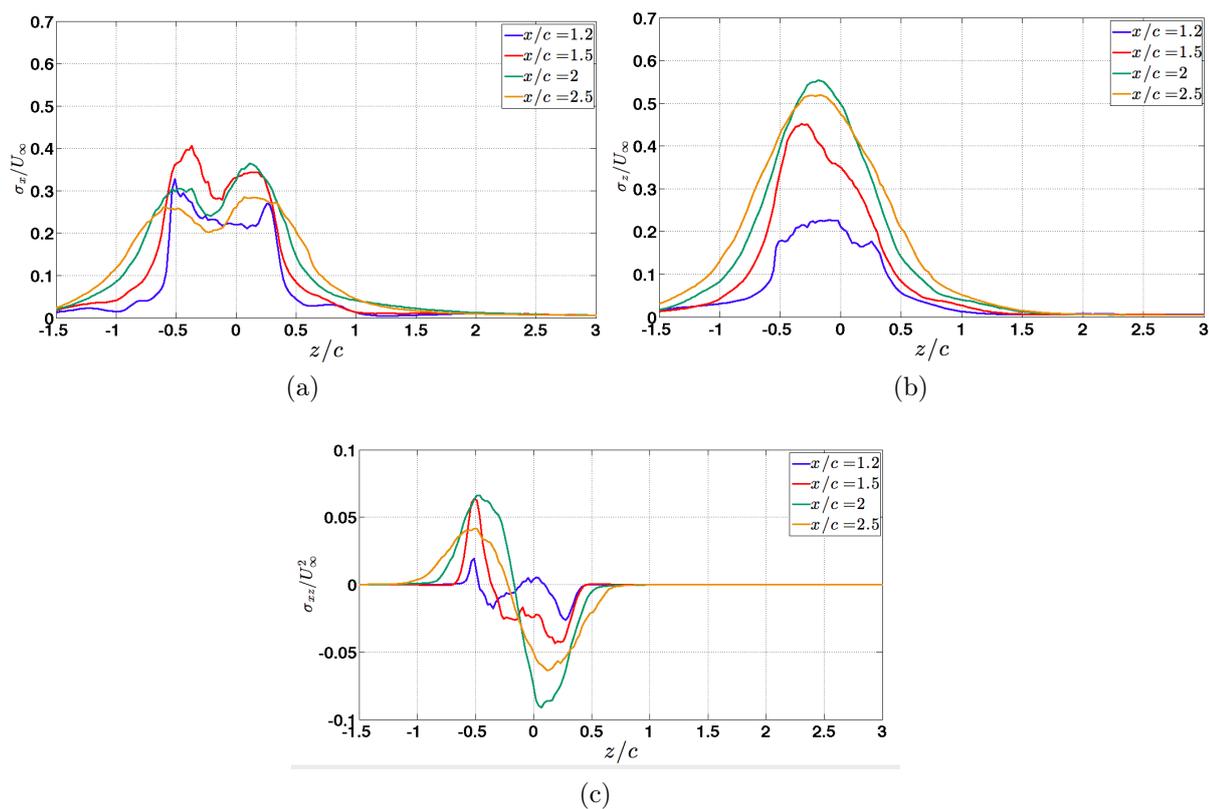


FIGURE 4.13. – Évolution transversale des moments d'ordre 2 en aval du profil pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale :  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale :  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale transversale :  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

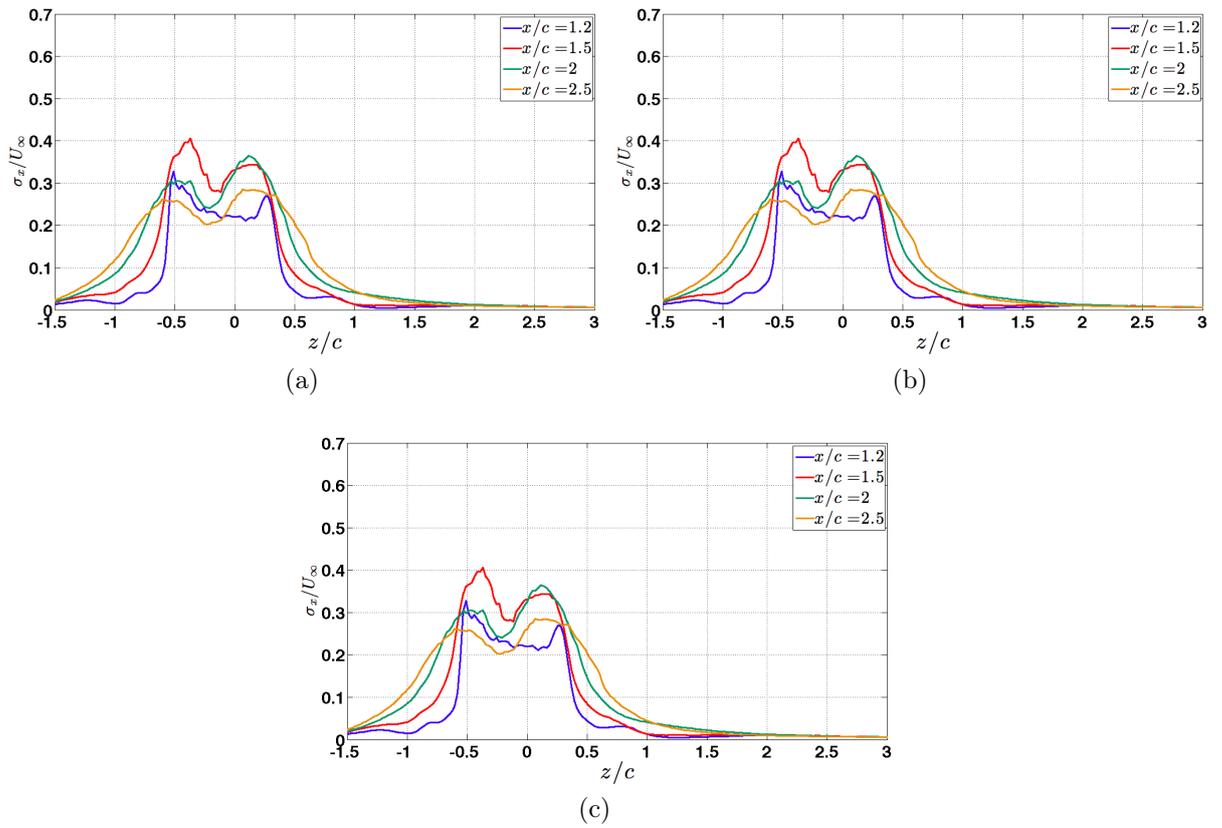


FIGURE 4.14. – Évolution transversale de l'écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$  en aval du profil : a)  $Re = 28045$ , b)  $Re = 56090$ , c)  $Re = 106730$ .

### 4.3. Interaction entre profils pour un calage de l'empennage nul

On considère maintenant la configuration de deux profils en interaction (un profil amont appelé voilure et un profil aval appelé plan) avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et un angle de calage du plan  $i_T = -0.4^\circ$  (figure 2.1). Quelque soit l'angle d'incidence, on n'observe pas de modification de l'écoulement autour du profil amont, preuve de l'absence d'effet potentiel remontant. Pour cette raison l'analyse de l'écoulement autour de la voilure ne sera pas rediscutée dans la suite de ce chapitre.

#### 4.3.1. Champ moyen

La figure 4.15 présente les champs moyens relatifs de la vitesse axiale, de la vitesse transversale, du module de vitesse et de l'angle de déflexion pour les deux profils et un angle d'incidence de  $0^\circ$ . La vitesse axiale (figure 4.15a) met en évidence l'absence d'interférence entre les sillages des deux profils. Les zones d'accélération et de déflexion de l'écoulement côté extrados du profil aval sont similaires à celle observées sur le profil amont. On observe la même dynamique autour du profil aval que celle qui se développe autour du profil amont, à un facteur d'échelle près ( $c_T = c_W/2$ ). Les évolutions transversales en aval de la voilure et du plan reflètent ce comportement (figure 4.16). Il faut noter que pour  $x/c \geq 4.5$ , les déficits de vitesse axiale caractéristiques des deux sillages ont presque la même amplitude (figure 4.16c) alors que la vitesse transversale ne reflète plus que l'influence du profil aval (figure 4.16d).

Pour  $\alpha = 15^\circ$  on observe que le plan est dans le sillage de la voilure (figure 4.17). Ceci a pour effet la création d'une dissymétrie dans le sillage du plan résultant de l'addition des déficits de vitesse engendrés par les deux profils (figure 4.18d). Contrairement à l'évolution autour du profil amont (figure 4.18b), on n'observe plus de vitesse transversale positive du côté de l'écoulement provenant de l'intrados du profil aval (figure 4.18d).

Pour  $\alpha = 30^\circ$  le plan est en partie sorti du sillage de la voilure (figure 4.19). Deux minima sont identifiés dans la vitesse moyenne axiale en aval du plan (figure 4.20c), correspondant au sillage du plan (autour de  $z/c = -0.8$ ) et au sillage de la voilure (autour de  $z/c = 0$ ).

#### 4.3.2. Écarts-types et covariance des fluctuations de vitesse

La figure 4.21 présente les champs des moments d'ordre 2 adimensionnés par rapport à l'écoulement incident pour les deux profils et un angle d'incidence de  $0^\circ$ . Tout comme pour les champs moyens, les moments d'ordre 2 autour du profil amont présentent la même dynamique. Les deux sillages sont clairement identifiés et n'interfèrent pas entre eux, ils se traduisent par une augmentation des écarts-types et de l'intercorrélation des fluctuations de vitesse (figures 4.22 et 4.23). Pour une même distance en aval du plan ou de la voilure, ces quantités présentent les mêmes ordres de grandeurs.

Pour  $\alpha = 15^\circ$  l'interaction résulte du fait que le plan est dans le sillage de la voilure (figure 4.24). Les écarts-types et covariances des fluctuations de vitesse associées au mélange de ces deux sillages se traduisent par un seule large zone d'augmentation de

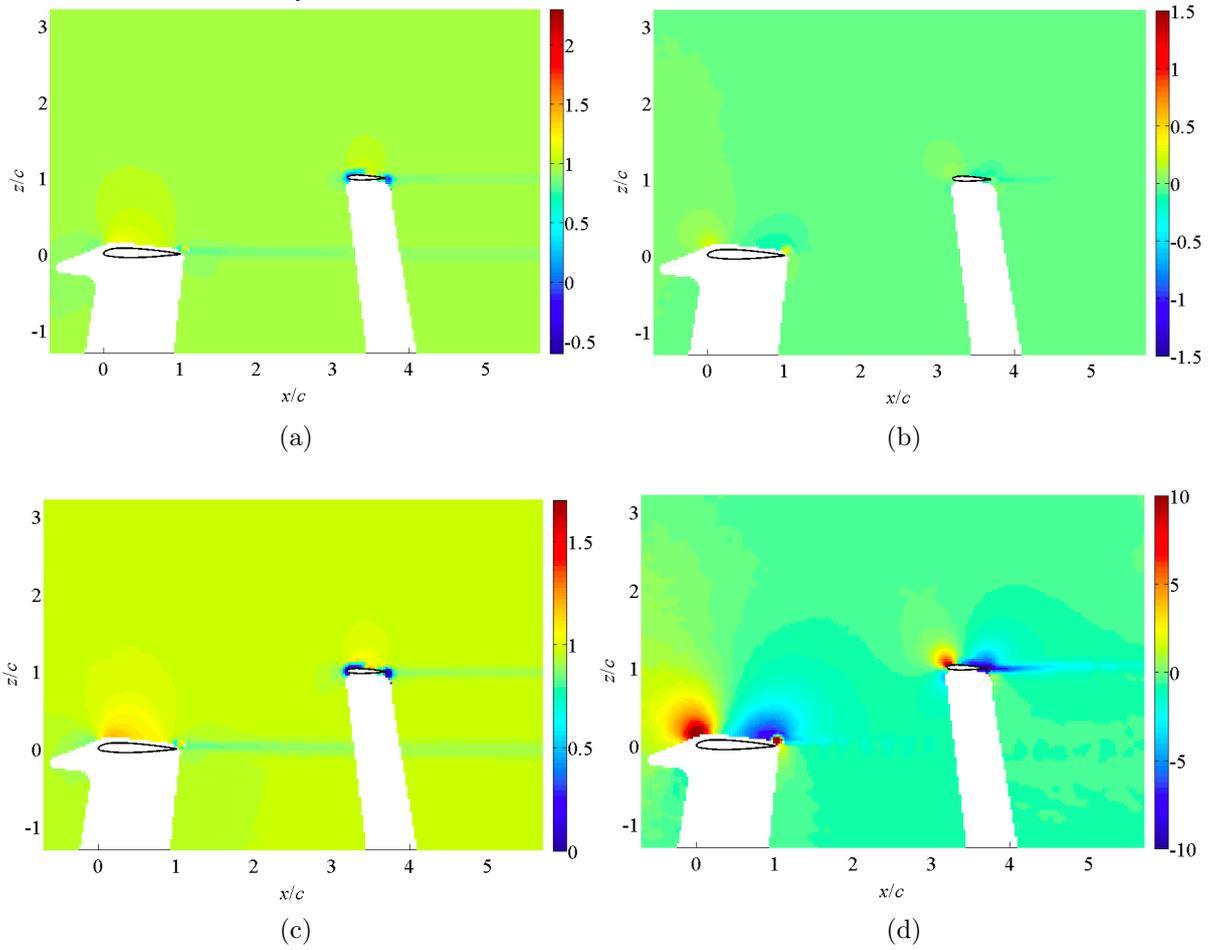


FIGURE 4.15. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\varepsilon}$ .

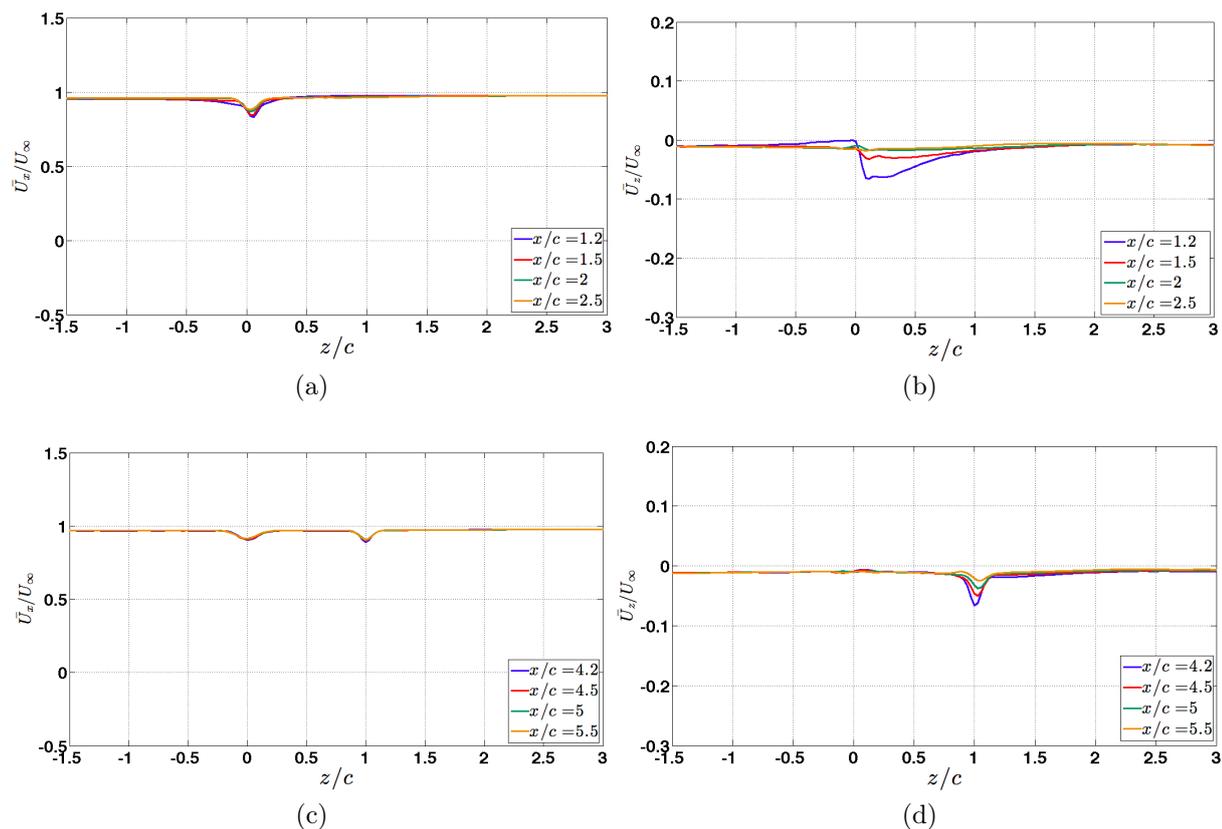


FIGURE 4.16. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval de la voilure, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval de la voilure, c) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

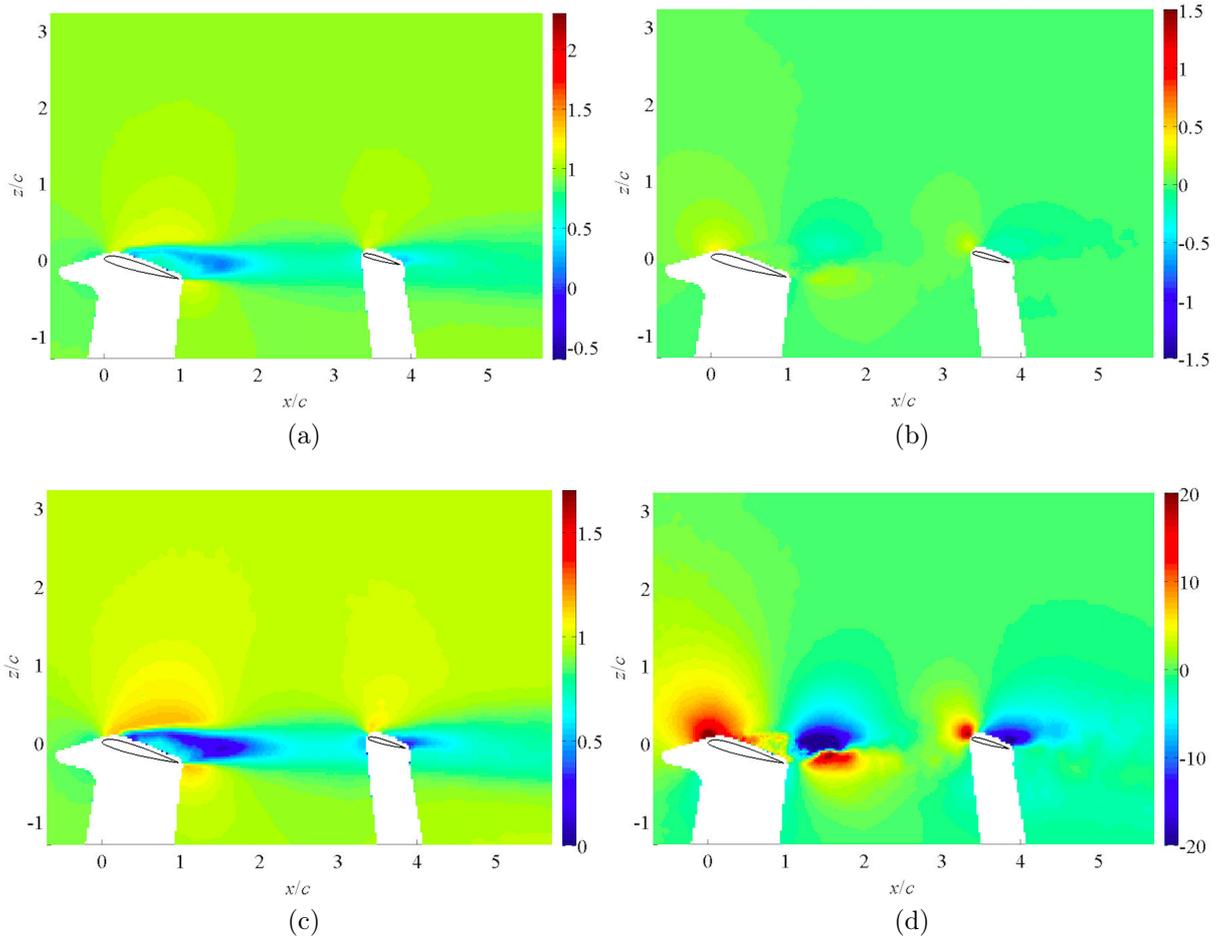


FIGURE 4.17. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\epsilon}$ .

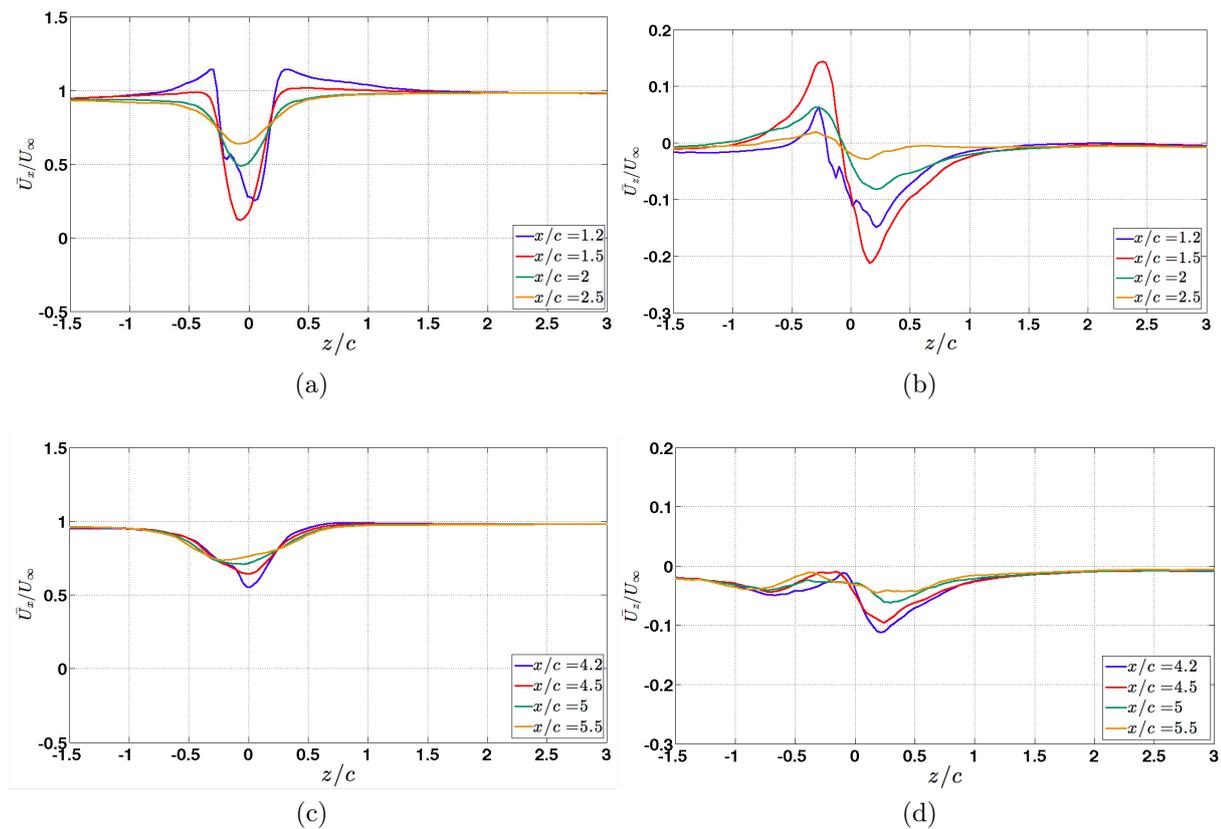


FIGURE 4.18. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval de la voilure, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval de la voilure, c) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

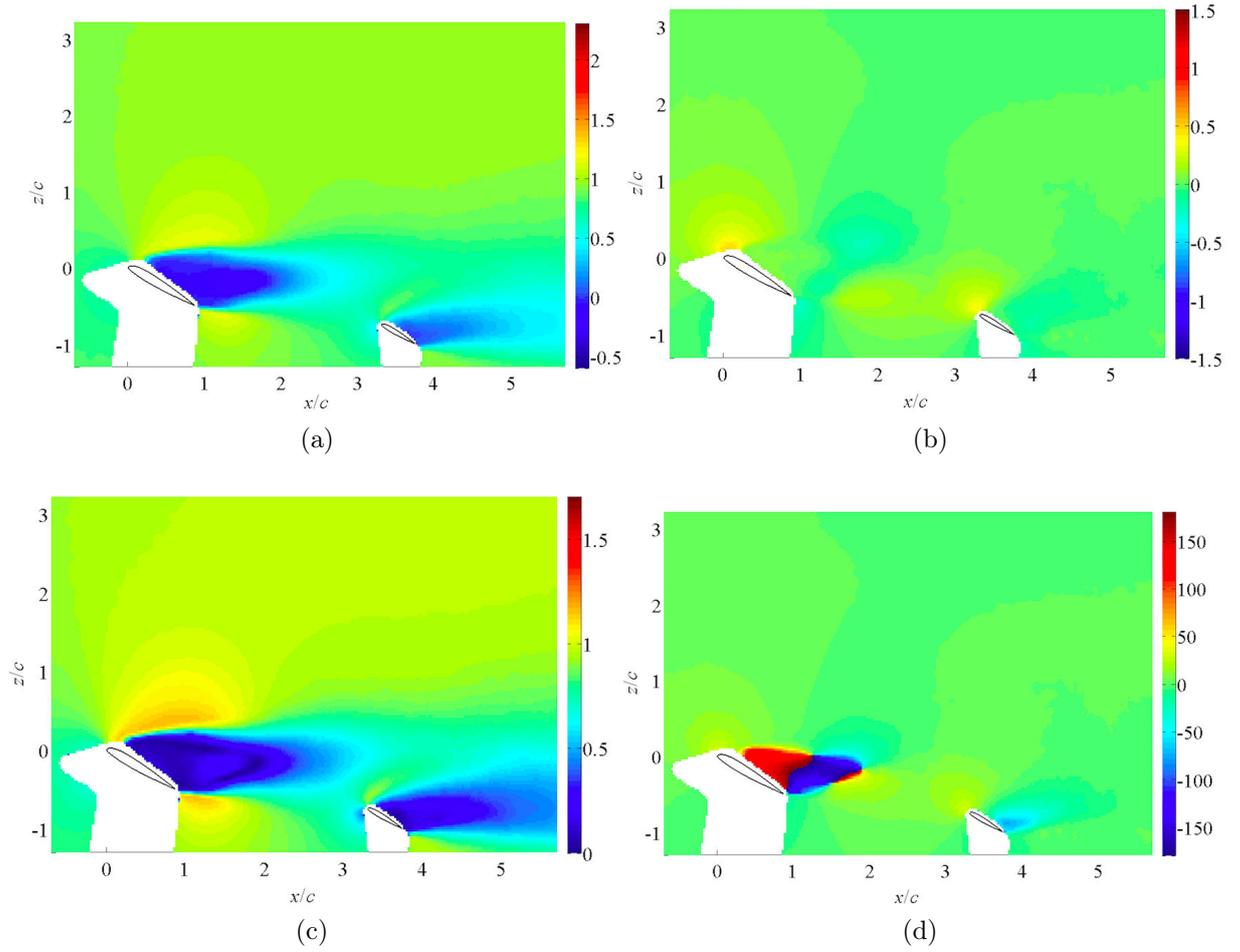


FIGURE 4.19. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\varepsilon}$ .

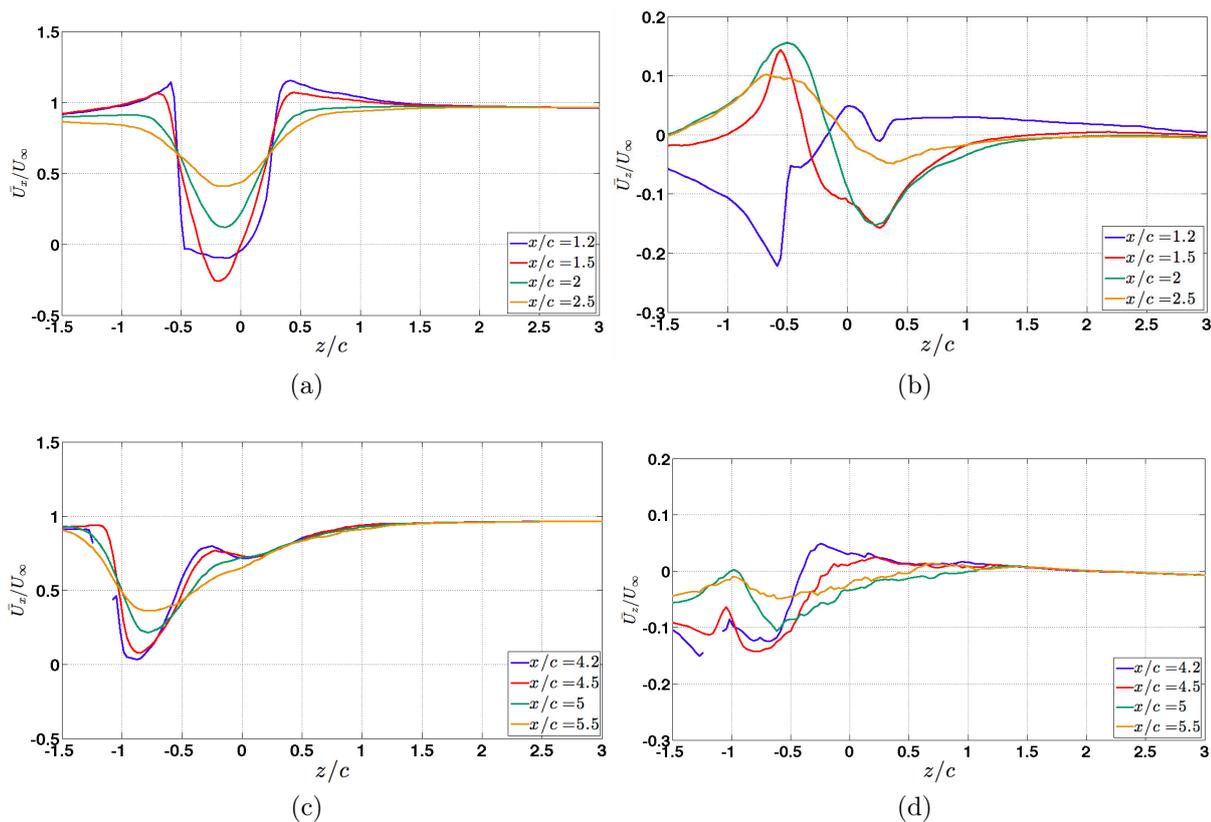


FIGURE 4.20. – Évolution transverse des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval de la voilure, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval de la voilure, c) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

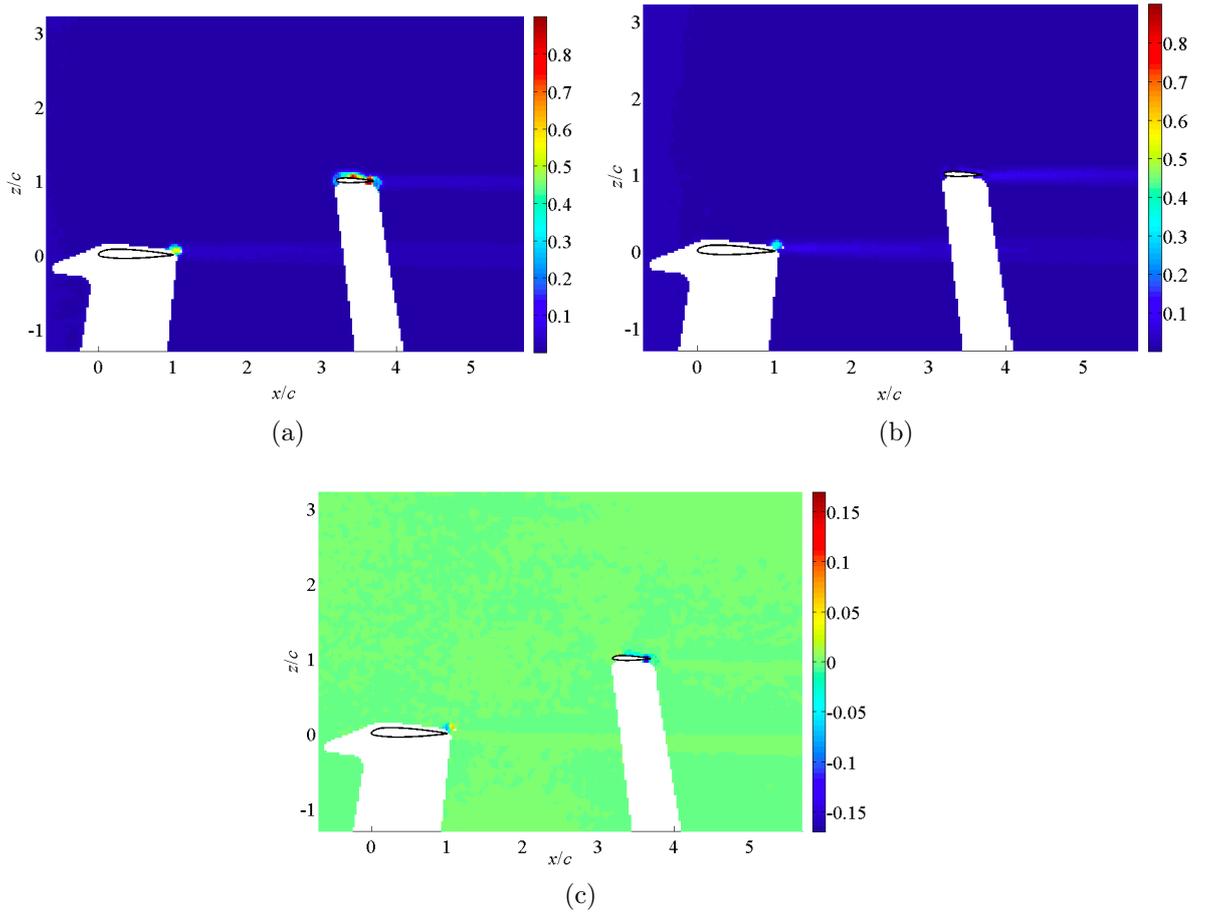


FIGURE 4.21. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profils en interaction pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour un nombre de Reynolds de de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

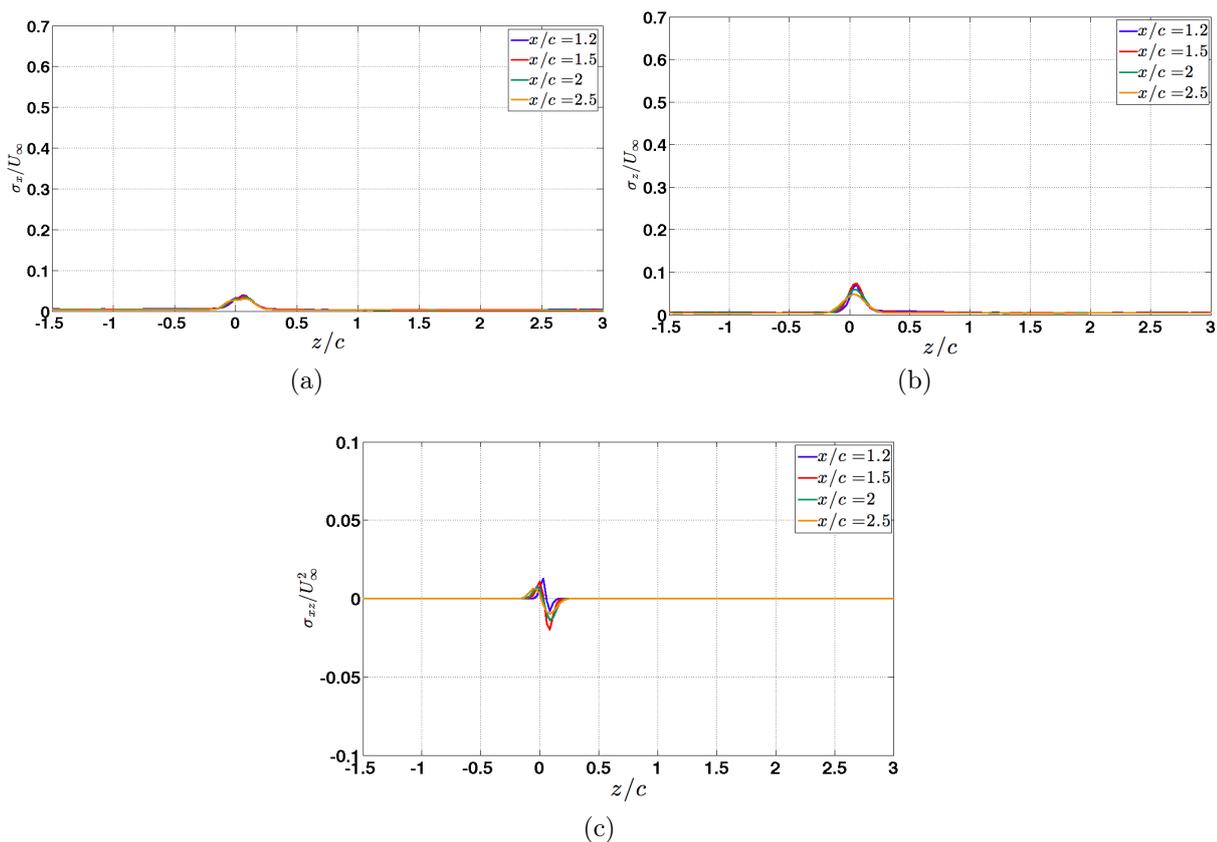


FIGURE 4.22. – Évolution transverse des moments d’ordre 2 en aval de la voilure pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d’incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

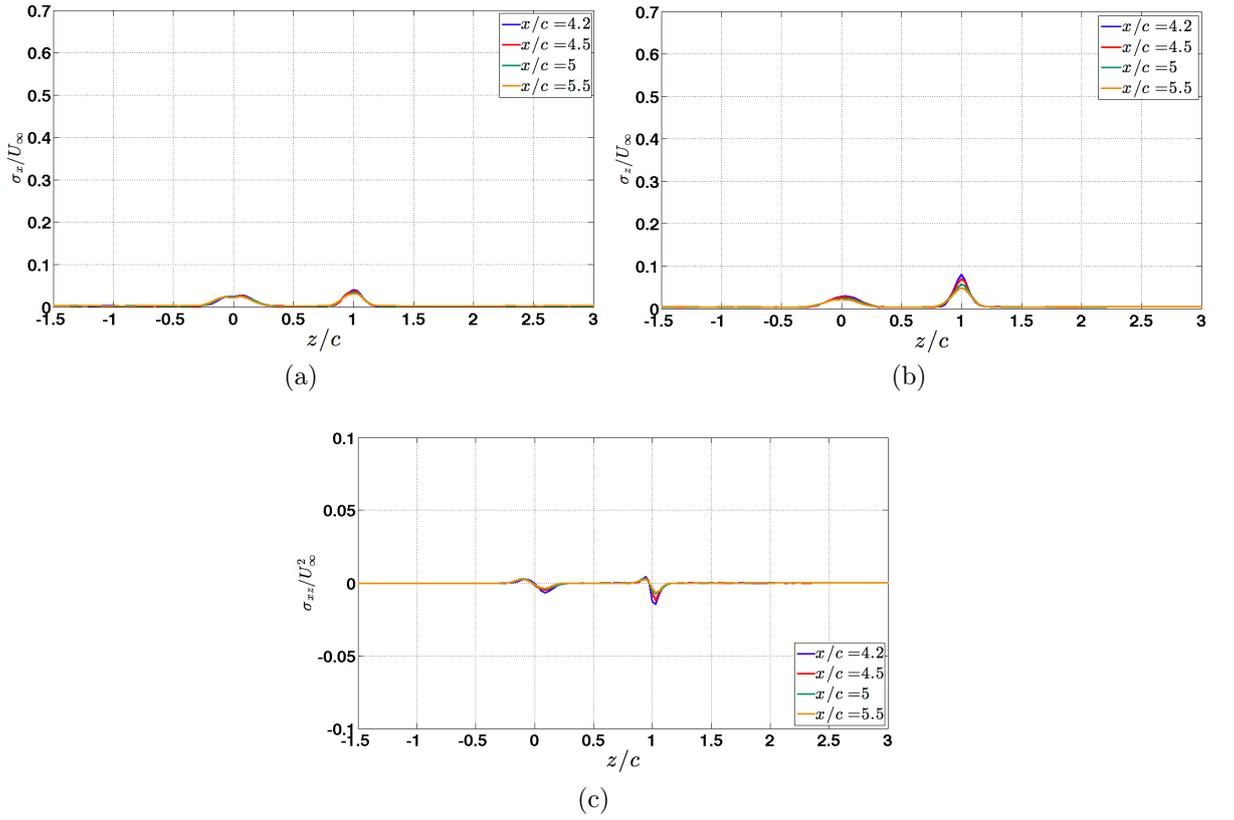


FIGURE 4.23. – Évolution transversale des moments d'ordre 2 en aval du plan pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

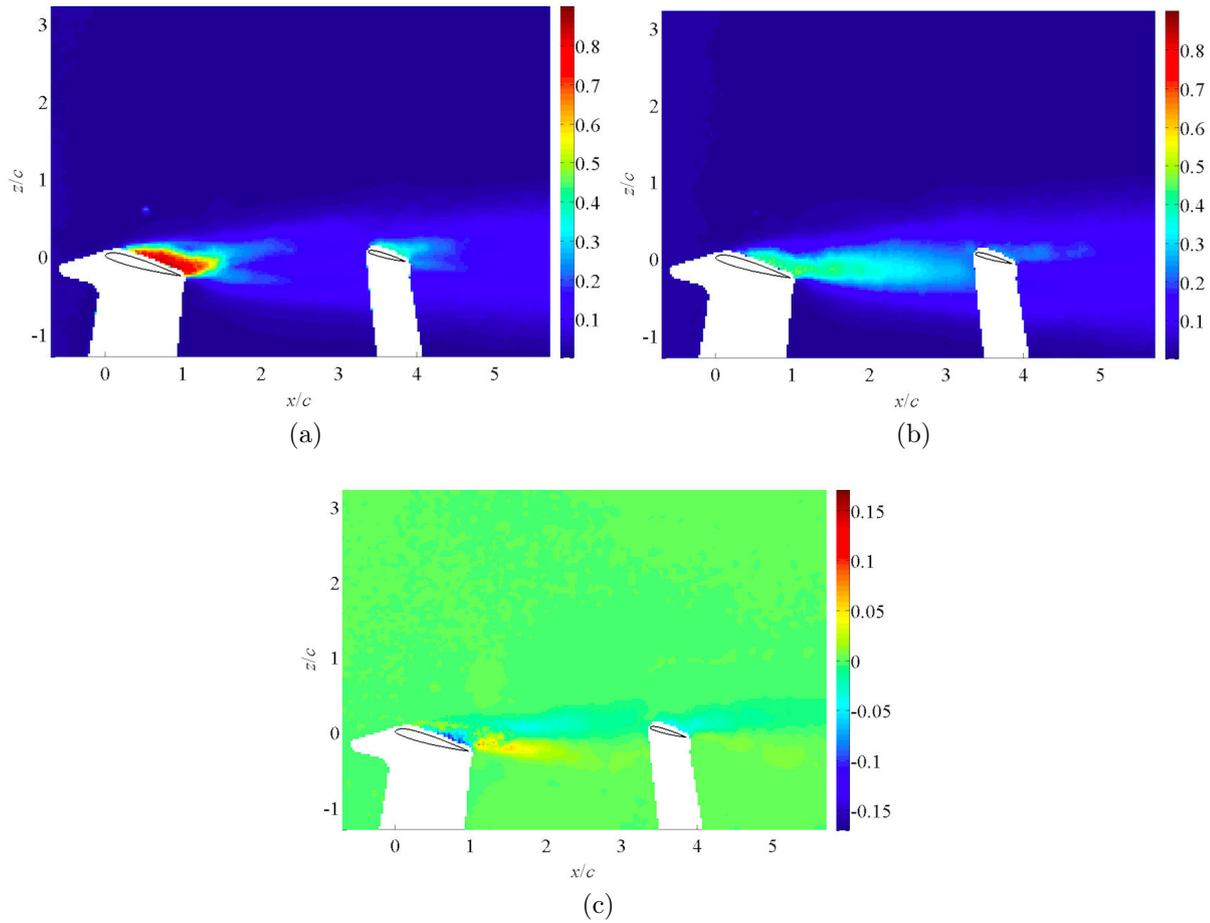


FIGURE 4.24. – Moments d’ordre 2 pour la configuration profils en interaction pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour un nombre de Reynolds de de 56090 et un angle d’incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

forte intensité en aval du plan (figure 4.26). Il semble que l’anisotropie de l’écoulement en aval du plan (figures 4.26a et 4.26b) soit moins forte que l’anisotropie de l’écoulement en aval de la voilure (figures 4.25a et 4.25b), résultat de l’interaction entre les deux sillages.

Pour  $\alpha = 30^\circ$  (figure 4.27), le plan est partiellement sorti du sillage de la voilure. Les écarts-types et covariances des fluctuations de vitesse en aval du plan se présentent sous la forme d’une zone de largeur de l’ordre de deux fois la corde de la voilure (figure 4.29). De même que pour l’angle d’incidence  $\alpha = 15^\circ$ , l’anisotropie de l’écoulement en aval du plan (figures 4.29a et 4.29b) est moins forte que l’anisotropie de l’écoulement en aval de la voilure (figures 4.28a et 4.28b).

### 4.3.3. Conclusion

L’écoulement autour du profil amont est caractérisé par un écoulement extrados attaché à  $\alpha = 0^\circ$  et décollé à  $\alpha = 15^\circ$  et  $\alpha = 30^\circ$  et un sillage dont la largeur et le déficit de

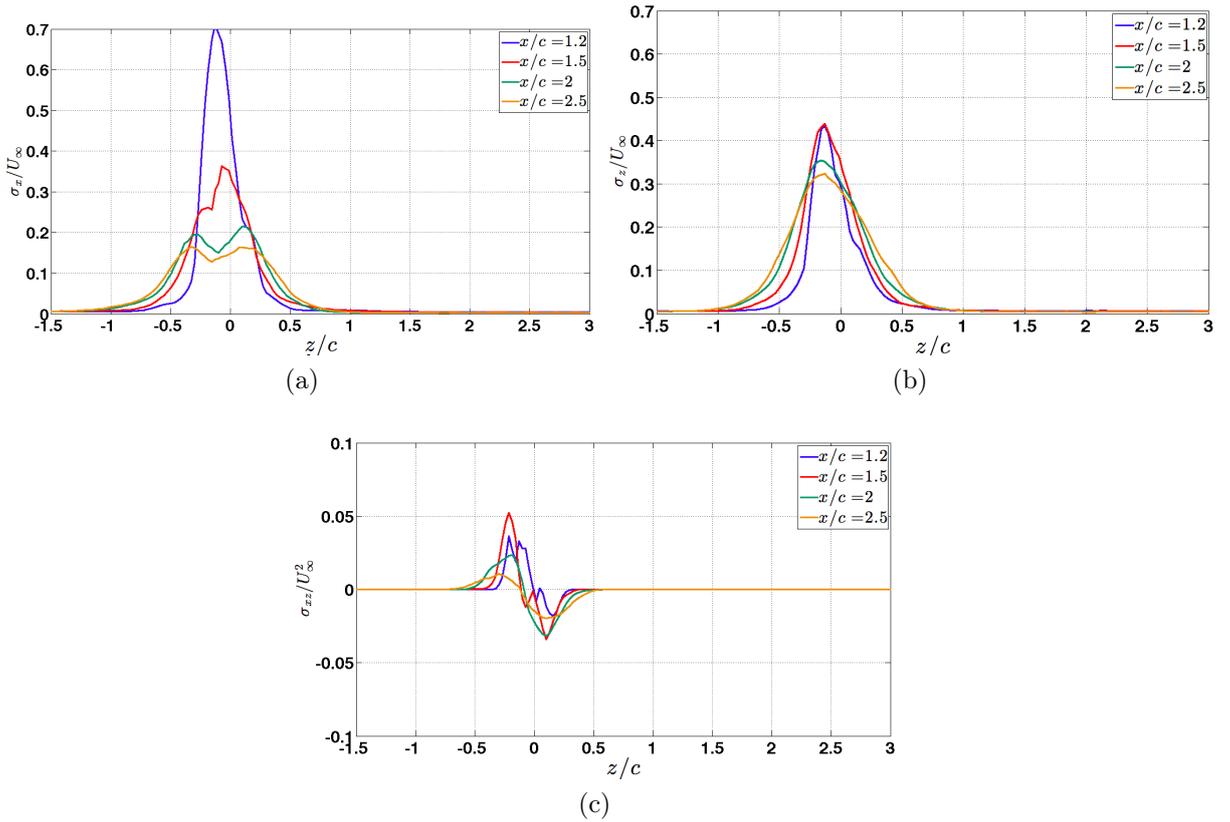


FIGURE 4.25. – Évolution transversale des moments d'ordre 2 en aval de la voilure pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

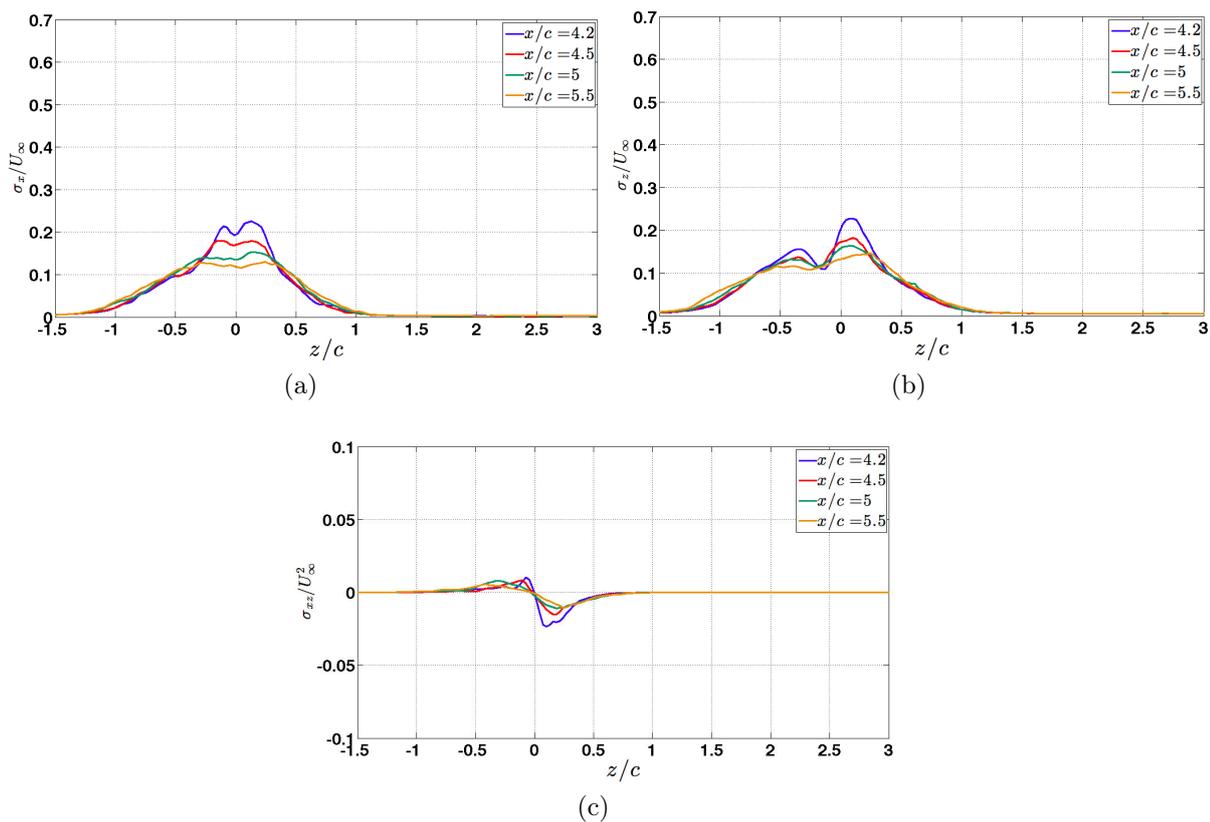


FIGURE 4.26. – Évolution transversale des moments d'ordre 2 en aval du plan pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

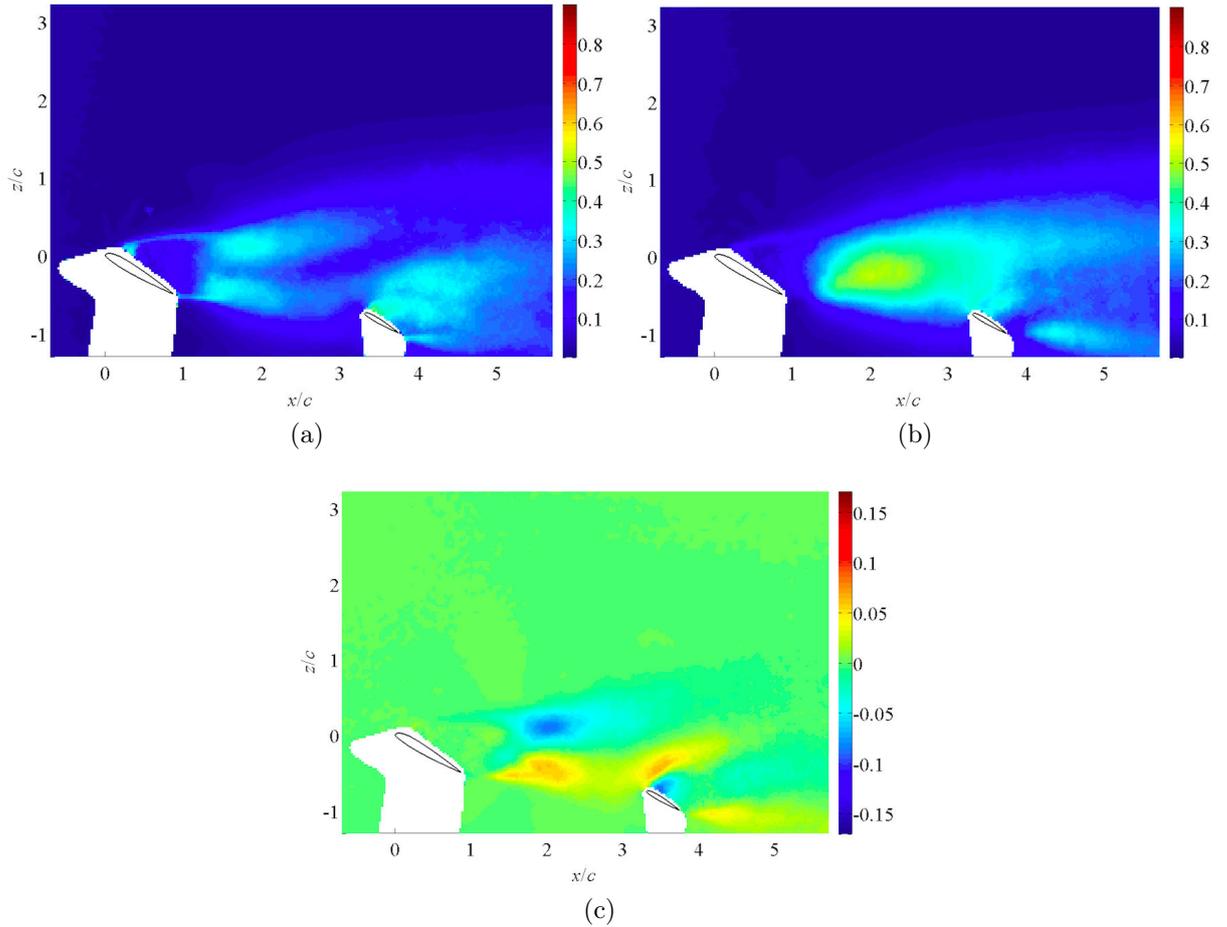


FIGURE 4.27. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profils en interaction pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

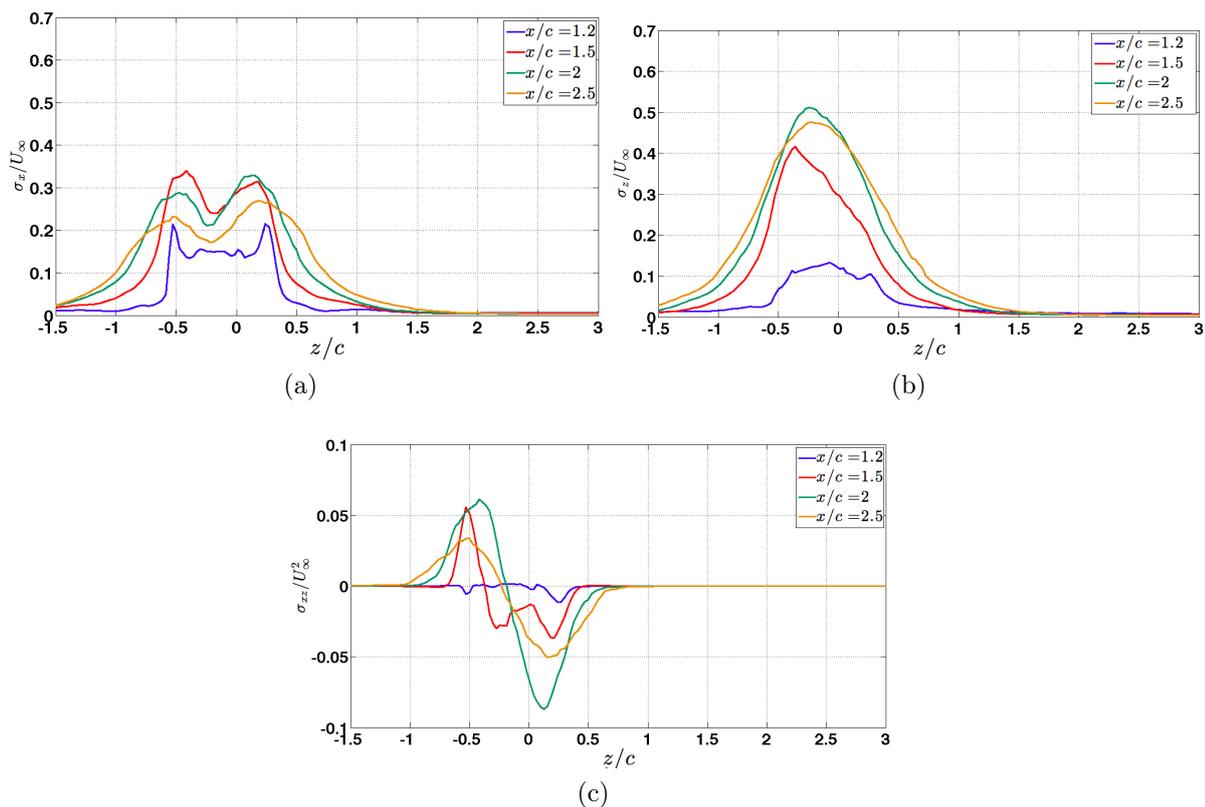


FIGURE 4.28. – Évolution transverse des moments d'ordre 2 en aval de la voilure pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

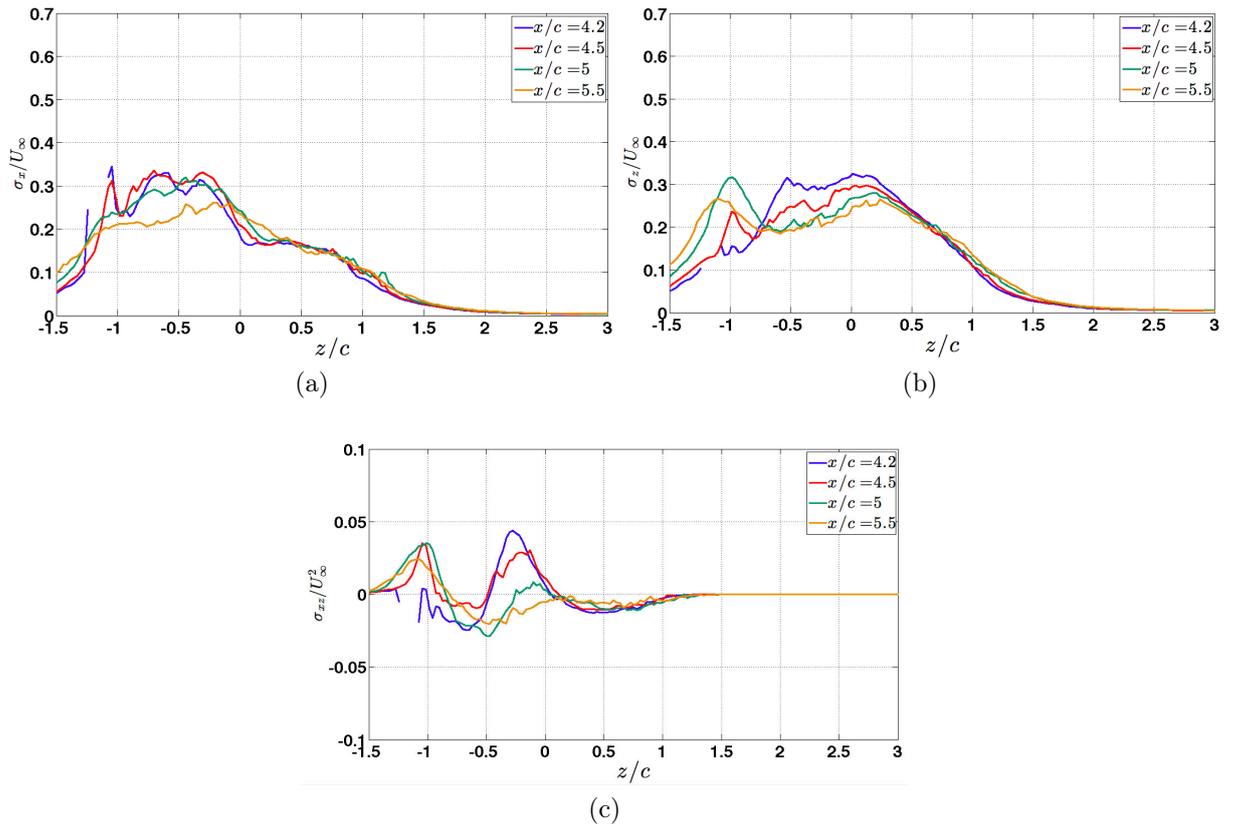


FIGURE 4.29. – Évolution transverse des moments d'ordre 2 en aval du plan pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

vitesse augmentent avec le décollement extradados. Les écarts-types et covariances des fluctuations de vitesse évoluent d'une turbulence quasi-isotrope dans le sillage pour  $\alpha = 0^\circ$  à une forte anisotropie pour les deux autres incidences. Lorsque les deux profils sont séparés de  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  avec  $i_T = -0.4^\circ$ , il n'y a pas d'effet potentiel remontant et de modification de la dynamique autour du profil amont. Par contre, l'écoulement autour du profil aval est affecté, pour  $\alpha = 15^\circ$ , par une addition des déficits de vitesse des deux sillages, et pour  $\alpha = 15^\circ$  et  $30^\circ$  par une diminution de l'anisotropie observée dans le cas du profil isolé.

## 4.4. Évolution axiale du sillage du profil amont

Le figure 4.30 présente les évolutions du maximum de déficit de vitesse axiale et des maxima des écarts-types des fluctuations de vitesse axiale et transversale dans le sillage en aval de la voilure, pour différentes configurations et différentes valeurs de l'angle d'incidence. Sur ces figures, les abscisses sont ramenées à l'origine du sillage, c'est-à-dire au bord de fuite du profil amont ( $x_0, z_0$ ) et sont adimensionnées par l'épaisseur maximum  $e_{max}$  du profil amont. Pour la voilure seule, on observe, pour une position donnée dans le sillage, une augmentation du maximum de déficit de vitesse avec l'angle d'incidence, fortement sensible entre le passage d'un écoulement attaché ( $\alpha = 0^\circ$ ) à un écoulement décollé ( $\alpha \geq 15^\circ$ ) sur le profil. Cette augmentation est directement liée à la présence d'une zone de recirculation à l'extrados du profil marquée par un écoulement de retour et de très faibles vitesses dans son sillage aval. Pour une incidence fixée, l'évolution axiale du maximum de déficit de vitesse est décroissante, ce qui correspond à la diffusion aval du sillage. Suffisamment loin de la zone d'établissement du sillage, les mesures sont en bon accord avec la loi d'évolution d'un sillage 2D qui est en  $[(x - x_0)/e_{max}]^{-1/2}$  [Faure, 1995, Bailly et Comte-Bellot, 2003] principalement pour  $\alpha = 0^\circ$  et  $\alpha = 15^\circ$ . Pour le cas des deux profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$ , on observe une décroissance plus lente pour  $\alpha = 0^\circ$  par rapport au cas du profil seul. À partir de la position du bord d'attaque du profil aval, située selon l'incidence respectivement à  $(x - x_0)/e_{max} = 16.7, 16$  et  $14.5$  pour  $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ , on observe l'influence du plan qui se traduit par une remontée du maximum de déficit de vitesse (figure 4.30a). Cette augmentation est particulièrement sensible pour les configurations d'extrados décollé et résulte du mélange entre les sillages des deux profils. Les mêmes tendances sont observées pour les évolutions des maxima des écarts-types des fluctuations de vitesse axiale et transversale (figures 4.30b et 4.30c).

La figure 4.31 présente les évolutions des largeurs relatives du sillage construites sur le maximum de déficit de vitesse axiale  $l_{U_x}/e_{max}$  ou sur le maximum de l'écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $l_{\sigma_x}/e_{max}$ . Ces grandeurs mettent en évidence, pour une position axiale fixée, un élargissement plus rapide du sillage avec l'augmentation de l'angle d'incidence et présentent un saut significatif entre l'incidence nulle et les incidences correspondant à un écoulement extradados complètement décollé (figures 4.31a et 4.31b). Dans le cas du profil amont seul, la largeur du sillage construite sur le maximum du déficit de vitesse axiale est relativement proche de la loi d'évolution en  $[(x - x_0)/e_{max}]^{1/2}$  [Faure, 1995, Bailly et Comte-Bellot, 2003]. Pour la configuration des deux profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$ , on note peu de différence avec la configuration du profil seul, pour  $(x - x_0)/e_{max} \leq 10$ . Au-delà de cette valeur, pour les cas

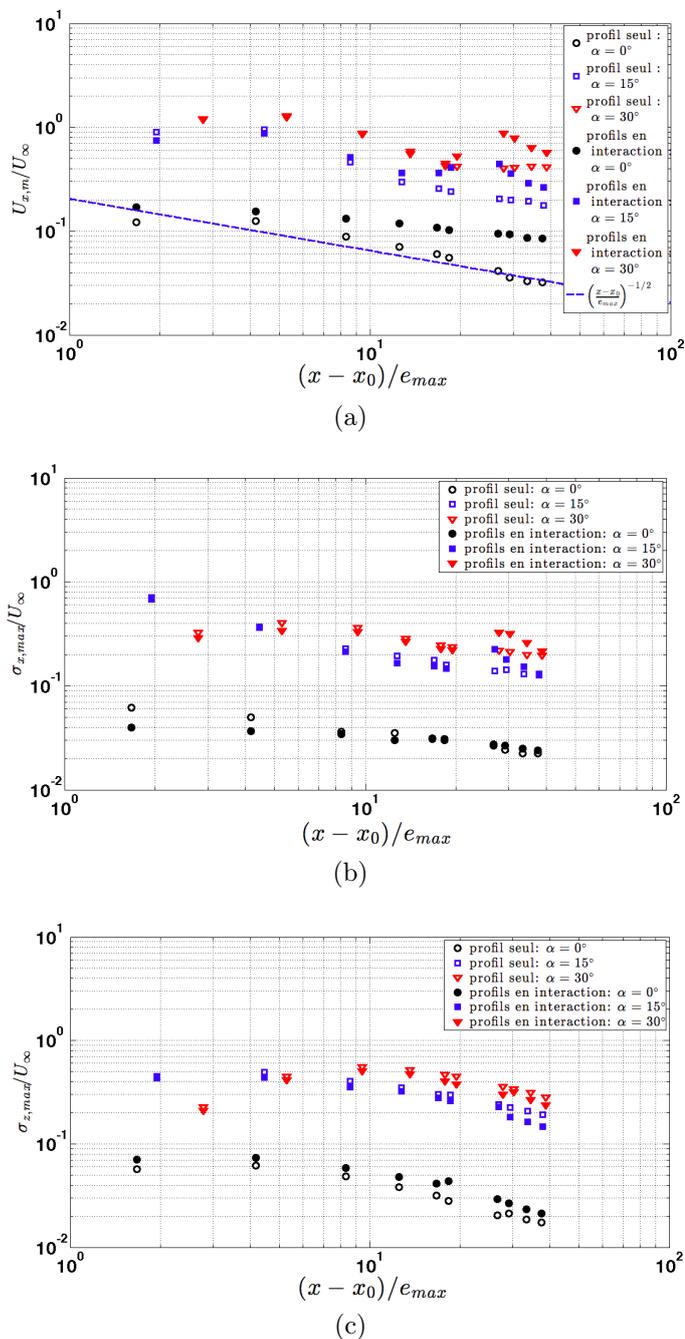


FIGURE 4.30. – Évolution transversale des grandeurs caractéristiques en aval de la voilure en fonction de la distance axiale relative  $(x - x_0)/e_{max}$  pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  : a) maximum du déficit de vitesse axiale  $U_{x,m}/U_\infty$ , b) maximum de l'écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , c) maximum de l'écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ .

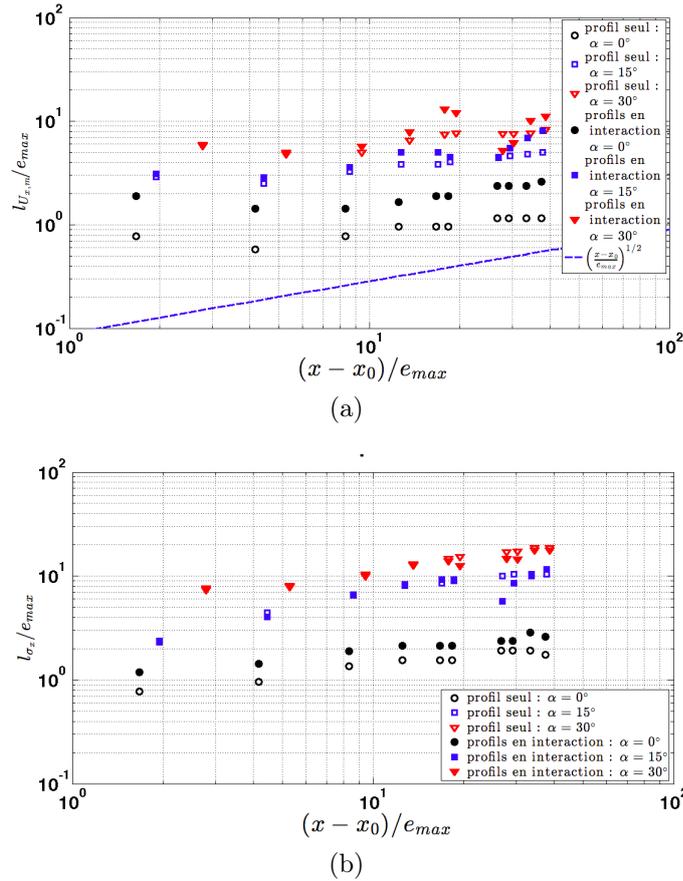


FIGURE 4.31. – Évolution transversale de la largeur du sillage en aval de la voilure en fonction de la distance axiale relative  $(x - x_0)/e_{max}$  pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  : a) largeur relative construite sur le déficit de vitesse axiale  $l_{U_{x,m}}/e_{max}$ , b) largeur relative construite sur le maximum des écarts-types des fluctuations de vitesse axiale  $l_{\sigma_x}/e_{max}$ .

où l'extrados du profil est totalement décollé ( $\alpha = 15^\circ$  et  $20^\circ$ ), le sillage semble subir une contraction sous l'effet du confinement produit par le sillage du profil aval pour  $10 < (x - x_0)/e_{max} < 25$ , puis une expansion plus rapide que dans le cas d'un profil seul. Cette interaction semble limitée pour  $\alpha = 0^\circ$  où les sillages des deux profils sont relativement dissociés.

## 4.5. Interaction entre profils pour un calage de l'empennage non nul

### 4.5.1. Calage de l'empennage positif

Cette partie a pour objectif de quantifier l'influence du calage du profil aval sur l'écoulement, pour la configuration  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et un angle de calage du profil  $i_T = 5.5^\circ$ .

#### 4.5.1.1. Champ moyen

Le champ moyen de vitesse (figure 4.32) ne présente pas de modification notable pour  $\alpha = 0^\circ$  par rapport à l'angle de calage  $i_T = -0.4^\circ$ . Les deux sillages sont clairement dissociés et n'interagissent pas entre eux. Cependant, le plan présente un angle d'incidence supérieur qui se traduit par une plus forte accélération côté extradados (figure 4.32c) et de plus grandes valeurs de l'angle de déflexion au voisinage du bord d'attaque (figure 4.32d). Compte-tenu de la plus forte incidence du profil aval, on observe un sillage davantage marqué que pour le calage  $i_T = -0.4^\circ$  (figure 4.33a).

Pour  $\alpha = 15^\circ$ , la dynamique de l'écoulement est peu modifiée par rapport au calage nul compte-tenu de caractère décroché de l'extrados du plan (figure 4.34). L'amplitude du déficit de vitesse axiale et l'amplitude de la vitesse transversale en aval du plan sont plus marqués par rapport au cas du calage nul (figure 4.35).

Pour une valeur de l'angle d'incidence de  $30^\circ$ , l'écoulement sur les deux profils est complètement décroché et il n'y a que très peu de changement de l'écoulement sur le profil aval par rapport à un calage de  $0^\circ$  (figure 4.36). On observe cependant pour  $x/c = 4.2$  un élargissement du sillage du plan qui se traduit par l'assimilation du sillage de la voilure (figure 4.37), alors que ces deux sillages sont clairement identifiés pour un calage nul (figure 4.29).

#### 4.5.1.2. Écarts-types et covariance des fluctuations de vitesse

Les écarts-types et la covariance des fluctuations de vitesse ne présentent pas de modification sensible à l'exception de l'écoulement au voisinage du profil aval qui est marqué par des niveaux supérieurs au cas du calage nul pour  $\alpha = 0^\circ$  et  $\alpha = 15^\circ$ , principalement en aval du voisinage du bord de fuite. Pour une valeur de l'angle d'incidence de  $30^\circ$ , où l'extrados du profil aval est pleinement décroché, il n'y a pas de modification significative.

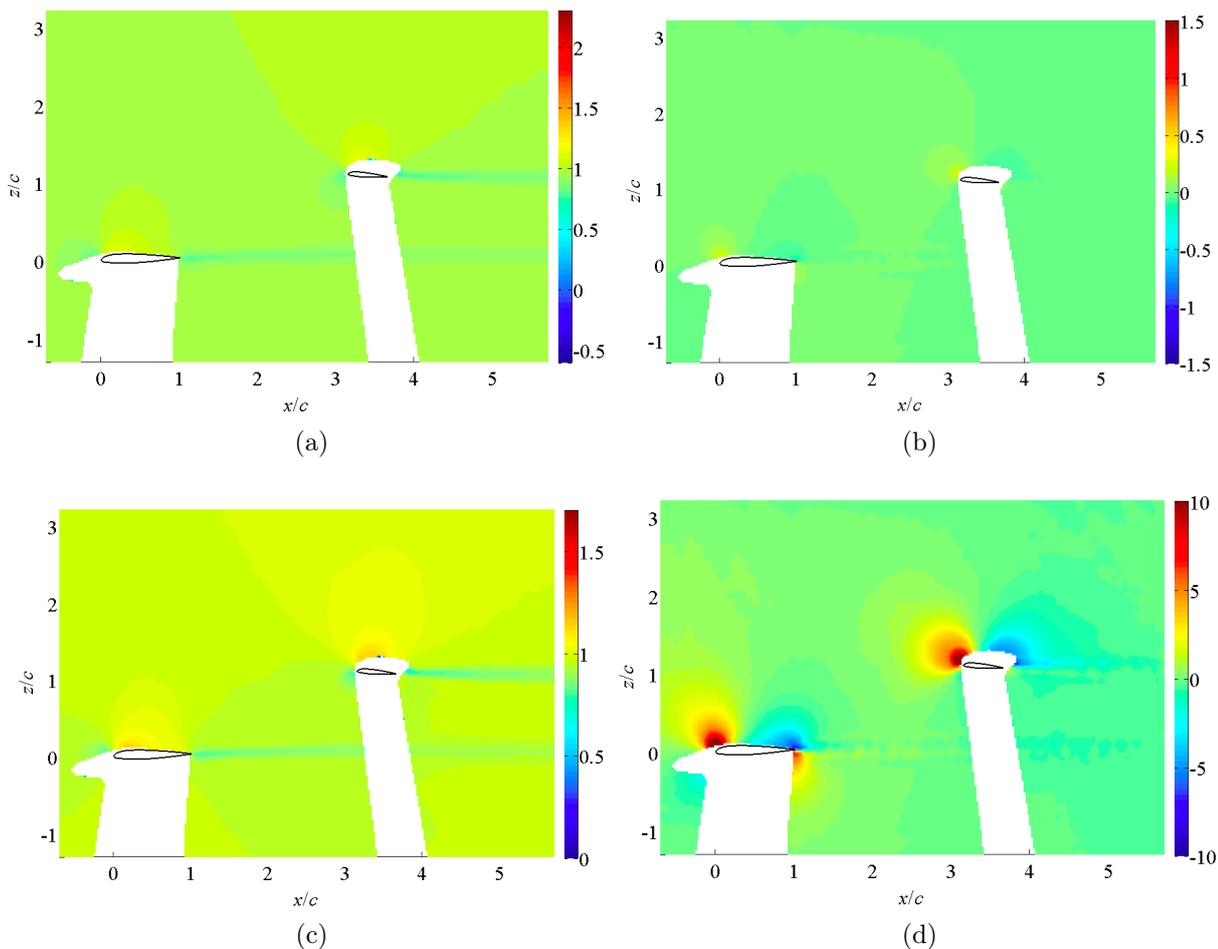


FIGURE 4.32. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = 5.5^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\epsilon}$ .

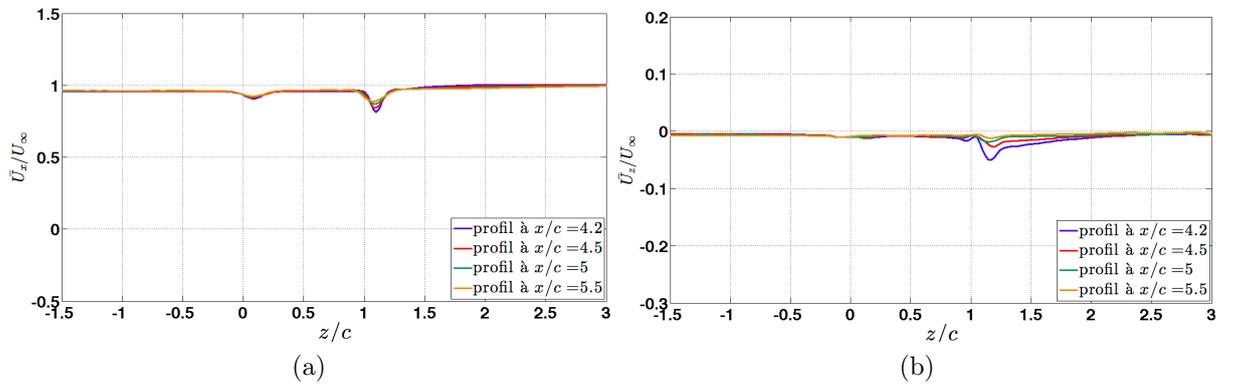


FIGURE 4.33. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = 5.5^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval de la voilure, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval de la voilure, c) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

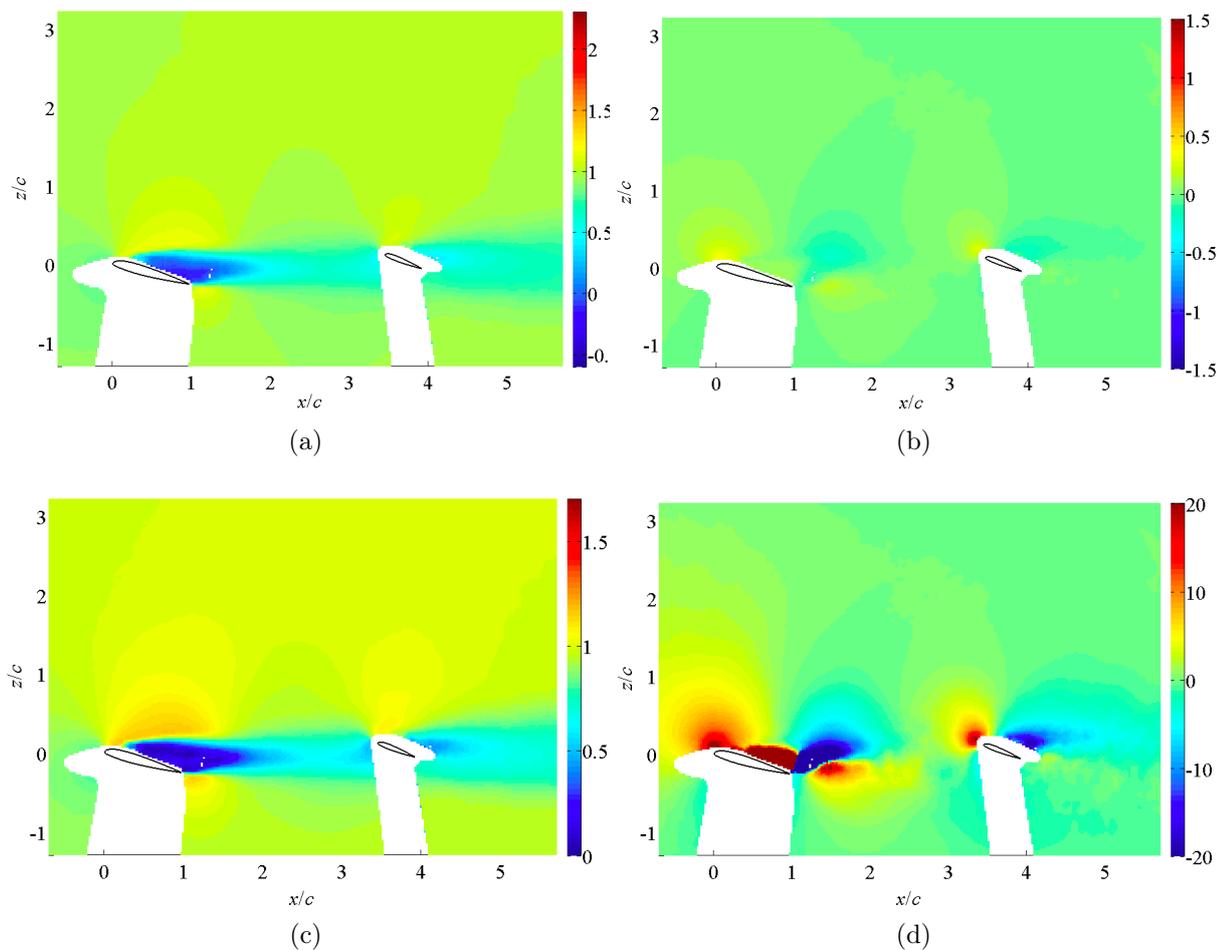


FIGURE 4.34. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = 5.5^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\epsilon}$ .

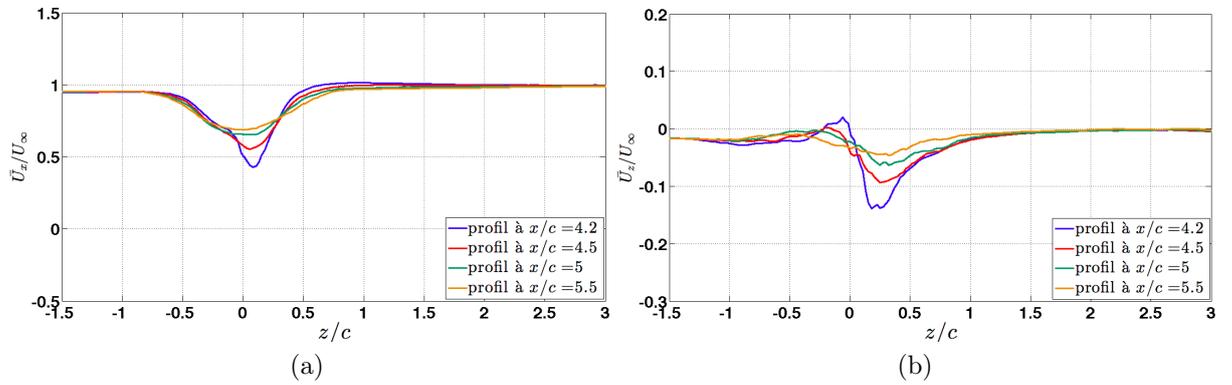


FIGURE 4.35. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = 5.5^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval de la voilure, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval de la voilure, c) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

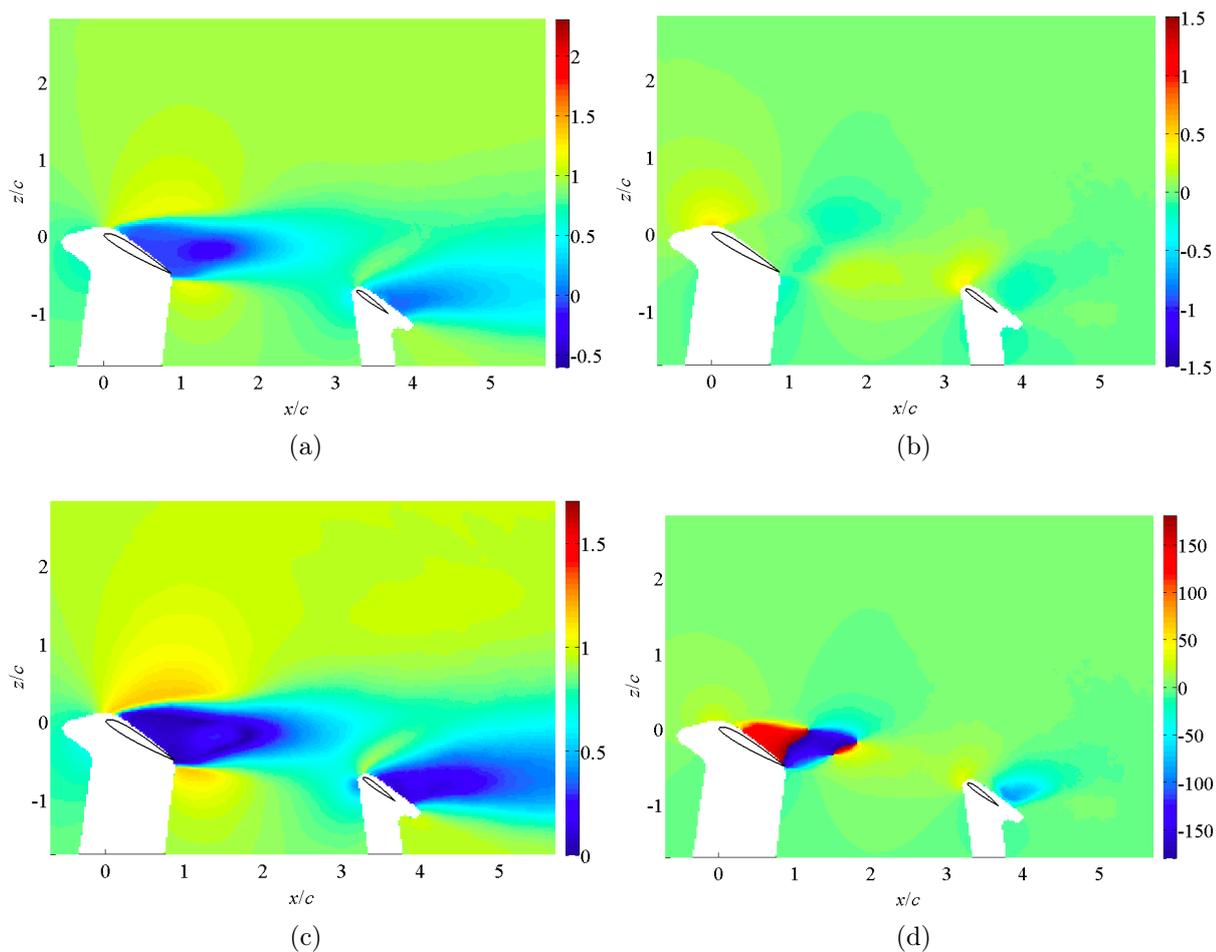


FIGURE 4.36. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = 5.5^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\epsilon}$ .

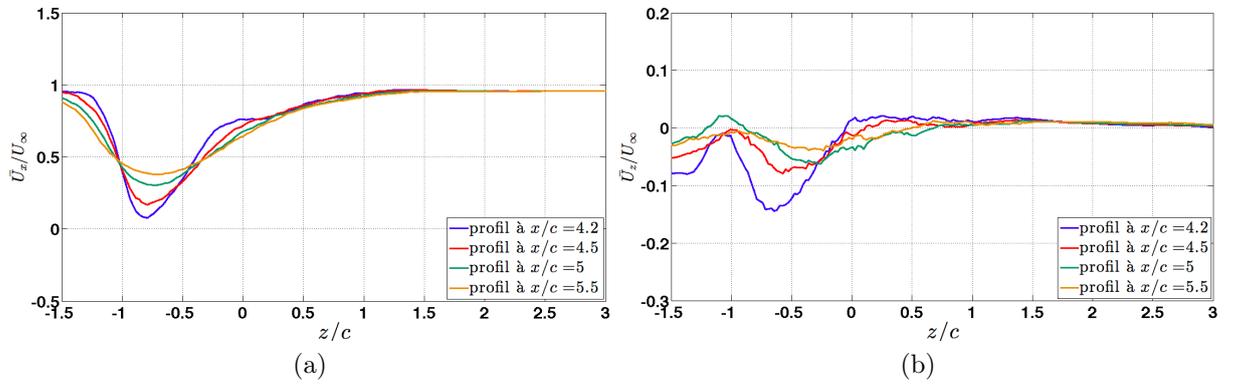


FIGURE 4.37. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = 5.5^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval de la voilure, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval de la voilure, c) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

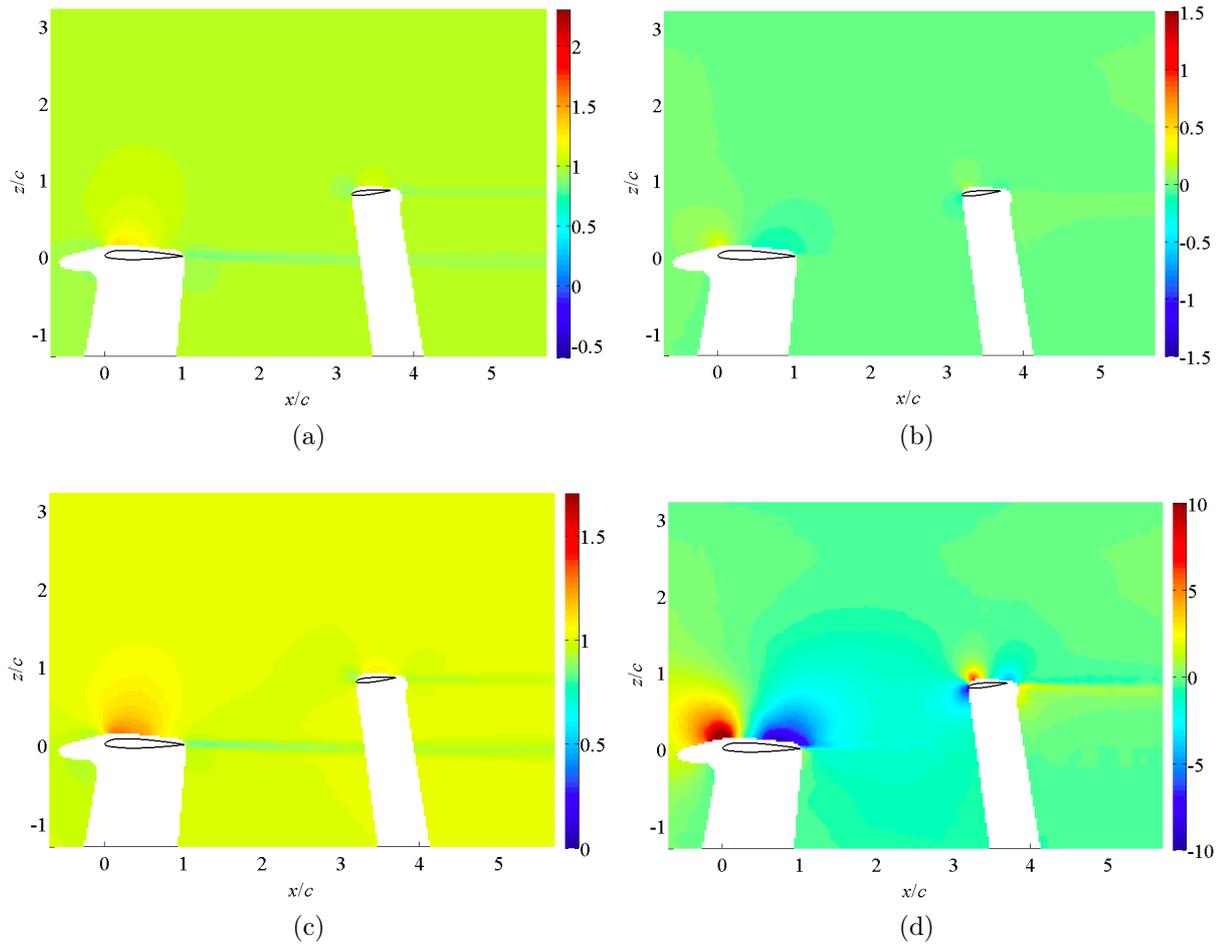


FIGURE 4.38. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -6.4^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\varepsilon}$ .

## 4.5.2. Calage de l'empennage négatif

Cette partie a pour objectif de quantifier l'influence du calage du profil aval sur l'écoulement, pour la configuration  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et un angle de calage du profil négatif  $i_T = -6.4^\circ$ .

### 4.5.2.1. Champ moyen

Pour  $\alpha = 0^\circ$ , le champ de vitesse n'est que très peu modifié par rapport à un calage nul (figure 4.38). Une accélération de l'écoulement sur l'intrados du profil aval, due à la mise en incidence négative de ce dernier, est peut être présente mais n'est pas identifiée du fait du masquage de cette zone de l'écoulement.

Pour  $\alpha = 15^\circ$ , la dynamique de l'écoulement est semblable au cas de calage nul, avec un décollement plus faible sur le profil aval qui ne subit qu'une incidence  $\alpha_T = 8.6^\circ$  du fait de son calage négatif (4.40).

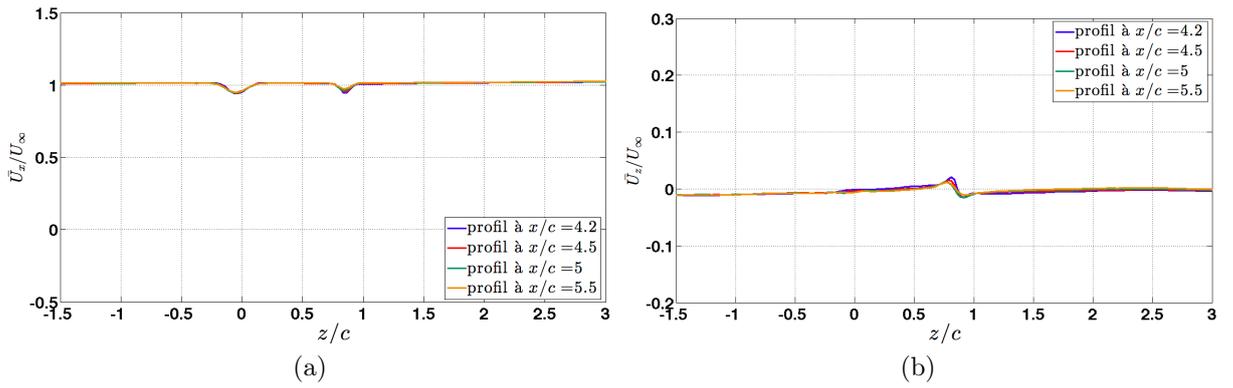


FIGURE 4.39. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -6.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval de la voilure, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval de la voilure, c) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

De même, pour  $\alpha = 30^\circ$ , le décollement sur le profil aval est plus faible que pour un calage nul (figure 4.42).

#### 4.5.2.2. Écart-types et covariance des fluctuations de vitesse

Les écart-types et la covariance des fluctuations de vitesse ne présentent pas de modification sensible à l'exception de l'écoulement au voisinage du profil aval qui est marqué par des niveaux légèrement inférieurs au cas du calage nul pour  $\alpha = 0^\circ$  et  $\alpha = 15^\circ$ , principalement en aval du voisinage du bord de fuite.

### 4.5.3. Conclusion

La variation du calage du profil aval, pour la configuration  $\ell_x = 3c$  et  $\ell_z = c$ , n'a que peu d'influence sur l'écoulement global, à l'exception de l'augmentation du décollement du plan à forte incidence pour  $i_T = 5.5^\circ$ . Cet effet se traduit par un élargissement du sillage et des niveaux de turbulence en aval du plan pour cette configuration. Pour un calage négatif  $i_T = -6.4^\circ$ , le décollement du plan est cette fois retardé, ce qui se traduit par un sillage moins large et des niveaux de turbulence moins élevés que pour un calage nul.

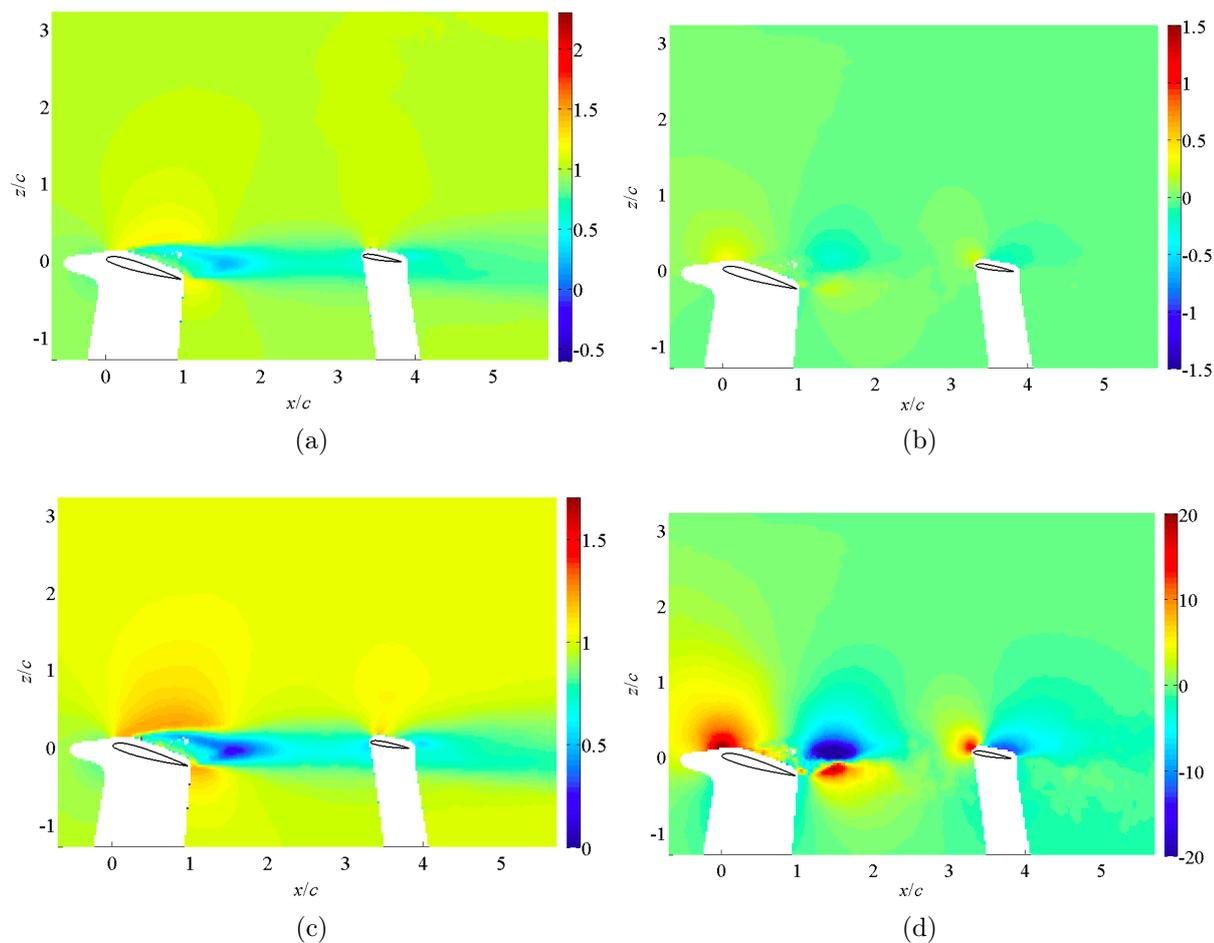


FIGURE 4.40. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -6.4^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\varepsilon}$ .

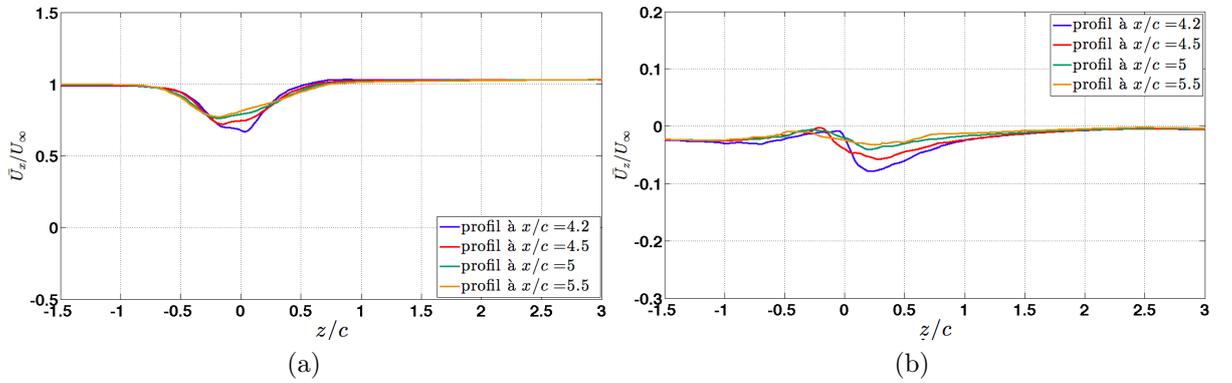


FIGURE 4.41. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -6.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval de la voilure, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval de la voilure, c) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

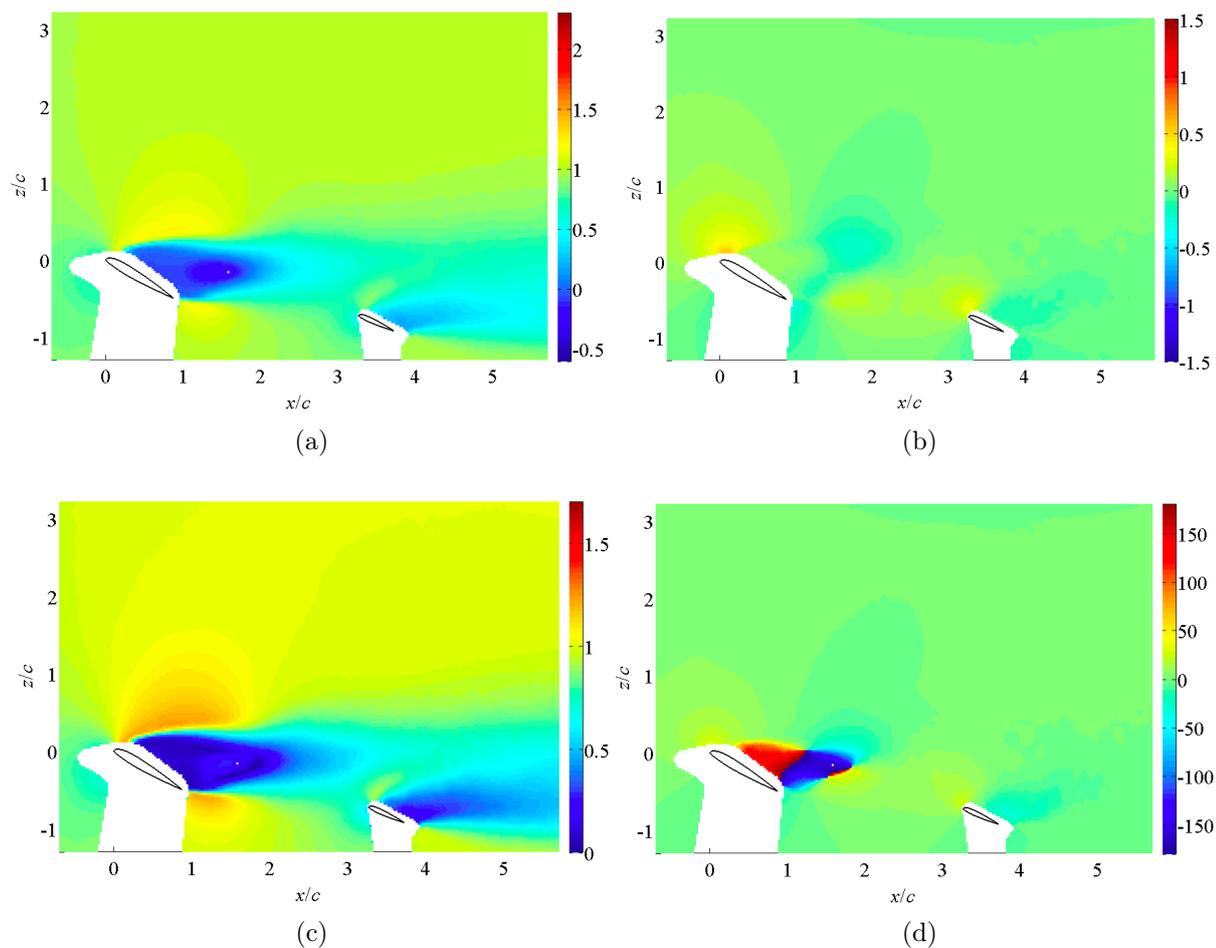


FIGURE 4.42. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -6.4^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\varepsilon}$ .

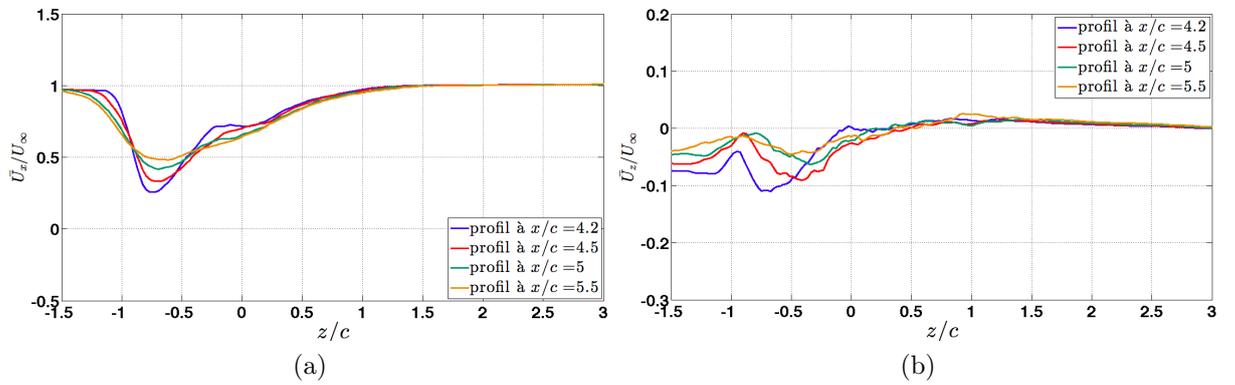


FIGURE 4.43. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -6.4^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval de la voilure, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval de la voilure, c) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

## 4.6. Interaction en fonction de la distance entre les profils pour un calage du profil aval nul

Cette partie a pour objectif de quantifier l'influence de la séparation entre les deux profils pour un calage du profil aval proche de zéro. On caractérisera l'écoulement pour les deux configurations extrêmes du domaine de variation de ces paramètres, à savoir  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  puis  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$ .

### 4.6.1. Forte interaction entre les profils $\ell_x = 2c$ , $\ell_z = 0.5c$ et

$$i_T = -0.7^\circ$$

#### 4.6.1.1. Champ moyen

Pour  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$ , le champ moyen de vitesse (figure 4.44) ne présente pas de modification notable pour  $\alpha = 0^\circ$  par rapport à la configuration de base  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$ . Les deux sillages sont clairement dissociés et n'interagissent pas entre eux. Nous observons la même dynamique d'écoulement entre les profils au facteur d'échelle près ( $c_T = c_W/2$ ). Malgré la faible valeur de l'espacement vertical ( $\ell_z = 0.5c$ ), il n'y a pas d'itérations transversale entre les deux sillages. Les niveaux des déficits de vitesse de chacun des sillages sont comparables (figure 4.45a), ce qui est dû au fait que le profil amont génère un déficit de vitesse plus important que le profil aval, mais peut se dissiper plus rapidement du fait de sa position.

Pour  $\alpha = 15^\circ$ , la dynamique de l'écoulement est modifiée en particulier dans la zone d'interaction due à la réduction de la distance  $\ell_x = 2c$  entre les profils amont et aval (figure 4.46). De ce fait, l'écoulement en amont du profil aval présente un plus grand déficit de pression dynamique (figure 4.46c) ainsi qu'une déflexion moyenne de l'écoulement  $\varepsilon > 15^\circ$  (figure 4.46d). L'amplitude du déficit de vitesse axiale et l'amplitude de la vitesse transversale en aval du plan sont plus marqués par rapport au cas d'incidence nulle (figure 4.47) mais comparable au cas de référence  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$ ,  $i_T = -0.4^\circ$ .

Pour  $\alpha = 30^\circ$ , la proximité du profil aval  $\ell_z = 0.5c$  empêche le développement normal du sillage du profil amont (figure 4.46) qui est plus court d'environ une corde par rapport au cas de référence. Ce constat est la preuve de l'existence d'un effet potentiel remontant. Quant au profil aval, on observe un déficit de vitesse axiale sur l'extrados plus important par rapport à la configuration de référence. De plus, nous notons la présence d'un jet résultant de l'intervalle entre les deux profils et dû à la proximité des couches de cisaillement de bord de fuite de la voilure et de bord d'attaque du plan (figures 4.48a et 4.48b). L'amplitude du déficit de vitesse axiale et l'amplitude de la vitesse transversale en aval du plan sont comparables au cas de référence  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$ ,  $i_T = -0.4^\circ$ . Nous remarquons également une atténuation de la trace du sillage du profil amont ( $0 \leq z/c \leq 0.5$ ) dans le sillage du profil aval, ce qui corrobore les observations précédentes.

#### 4.6.1.2. Écart-types et covariance des fluctuations de vitesse.

La figure 4.50 présente les champs des moments d'ordre 2 adimensionnés par rapport à l'écoulement incident pour les deux profils et un angle d'incidence de  $0^\circ$ . Comme dans

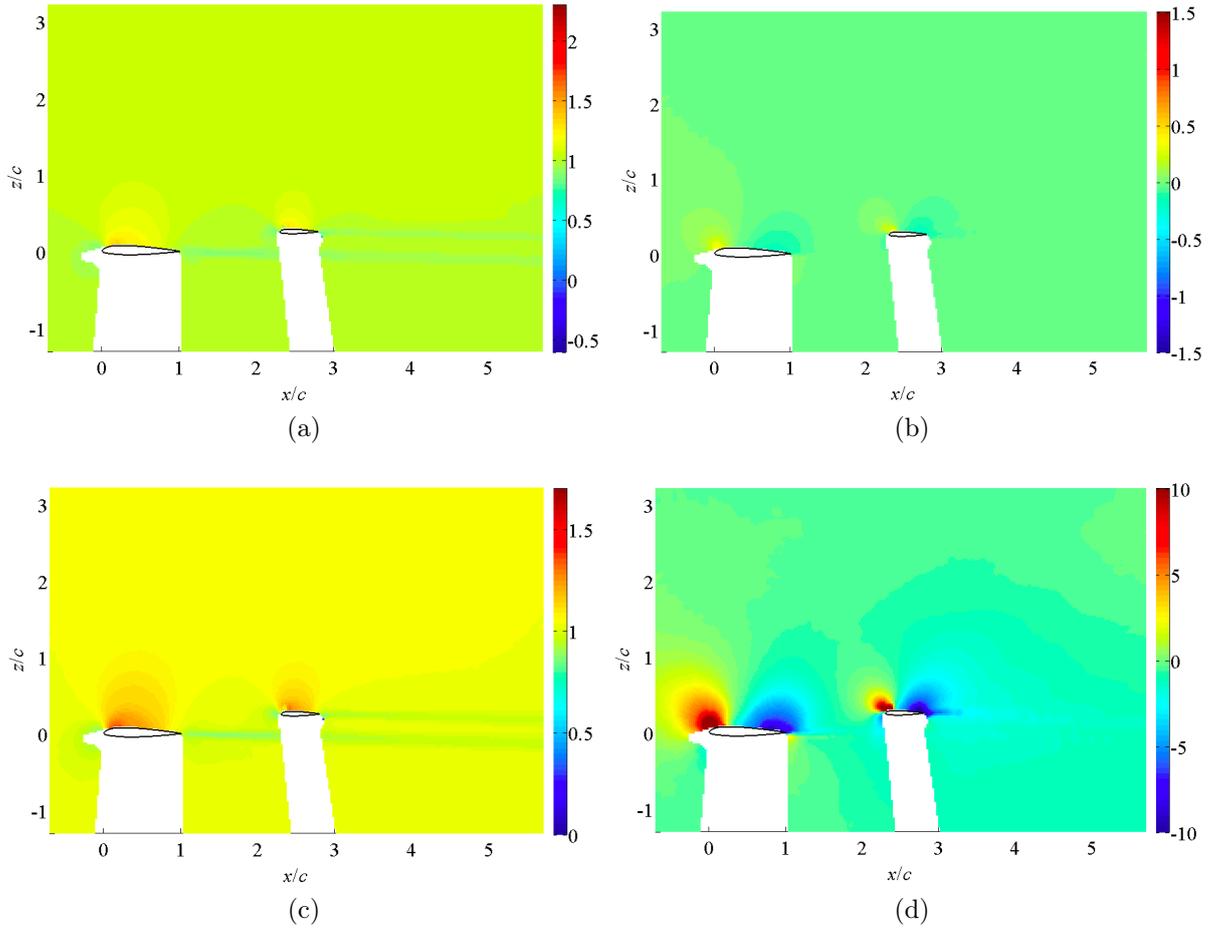


FIGURE 4.44. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\varepsilon}$ .

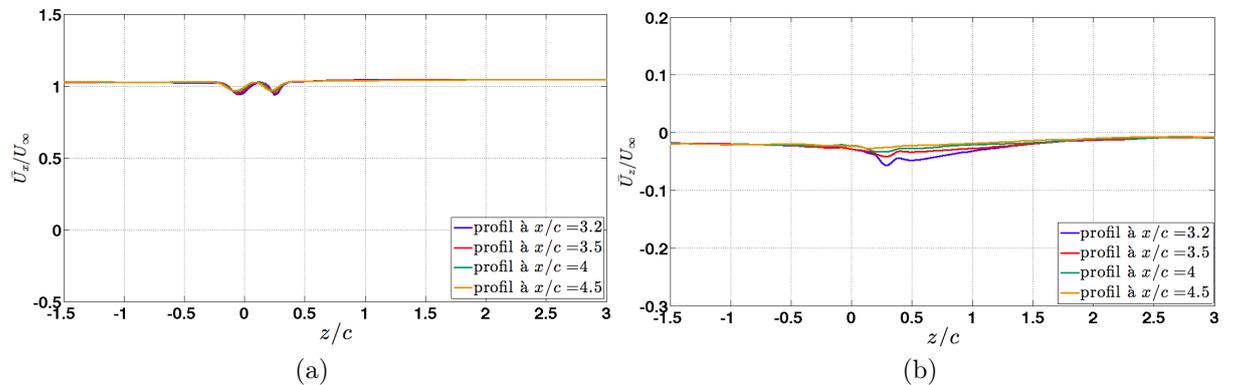


FIGURE 4.45. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

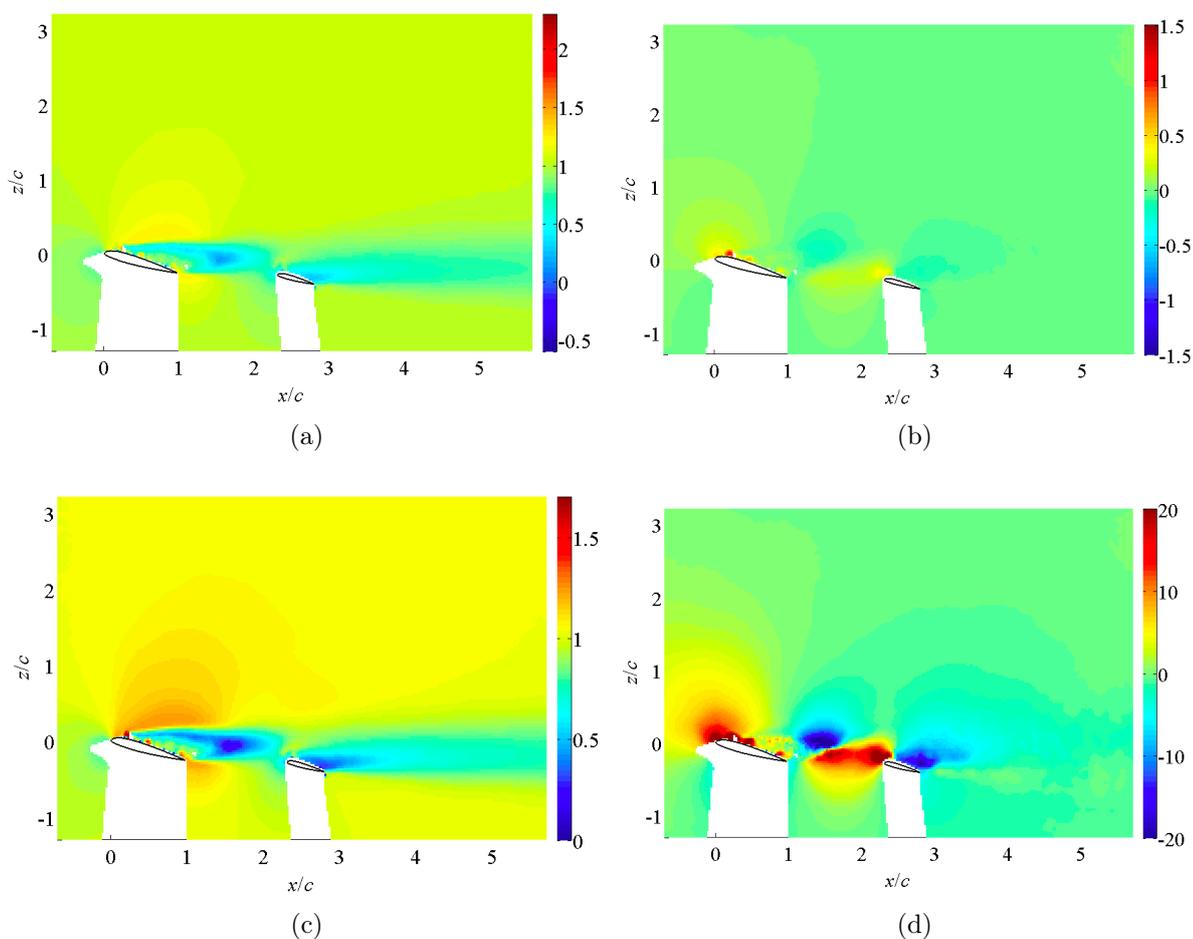


FIGURE 4.46. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\varepsilon}$ .

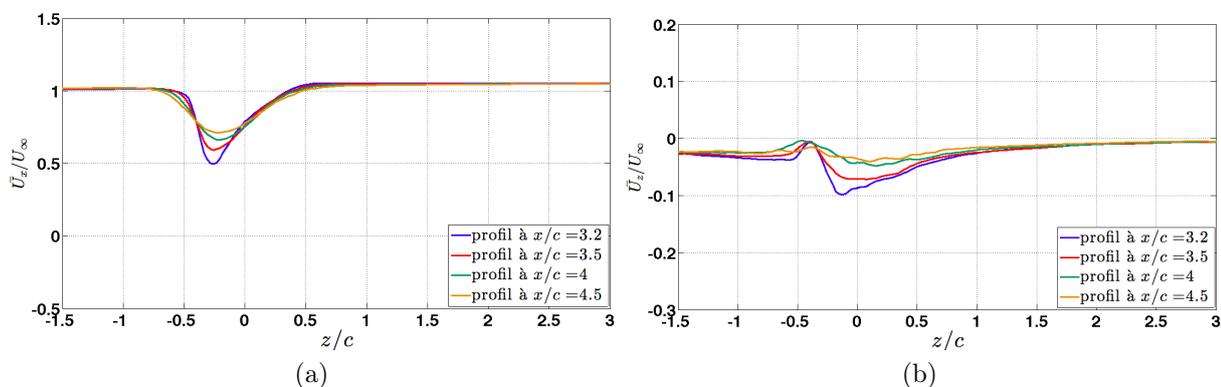


FIGURE 4.47. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

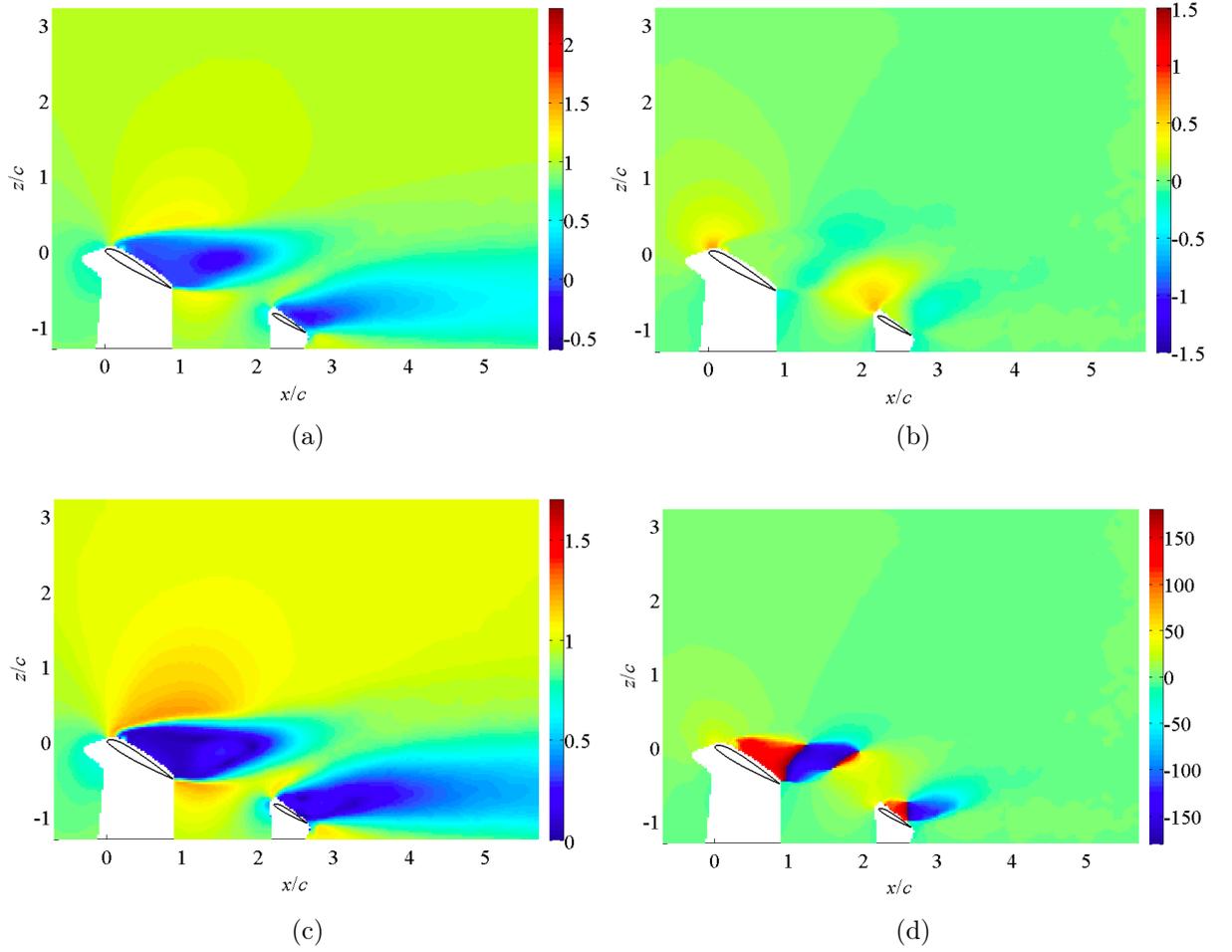


FIGURE 4.48. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\epsilon}$ .

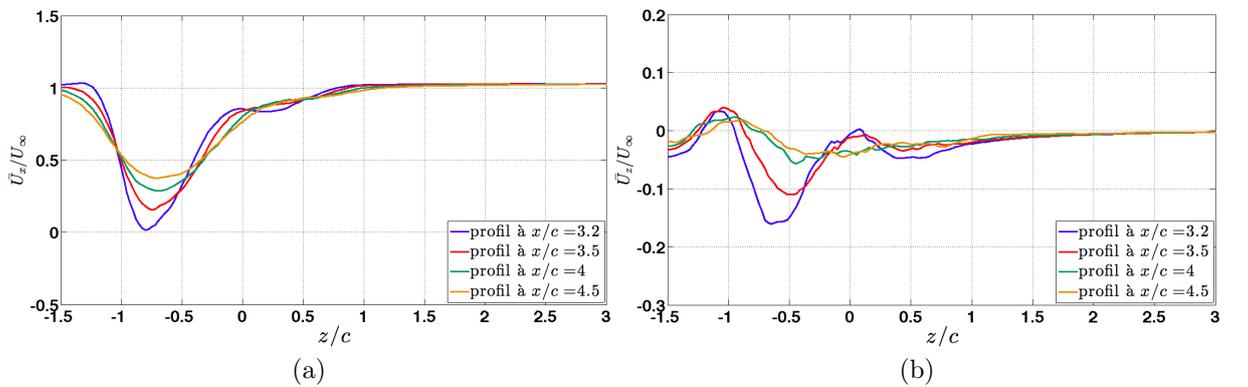


FIGURE 4.49. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

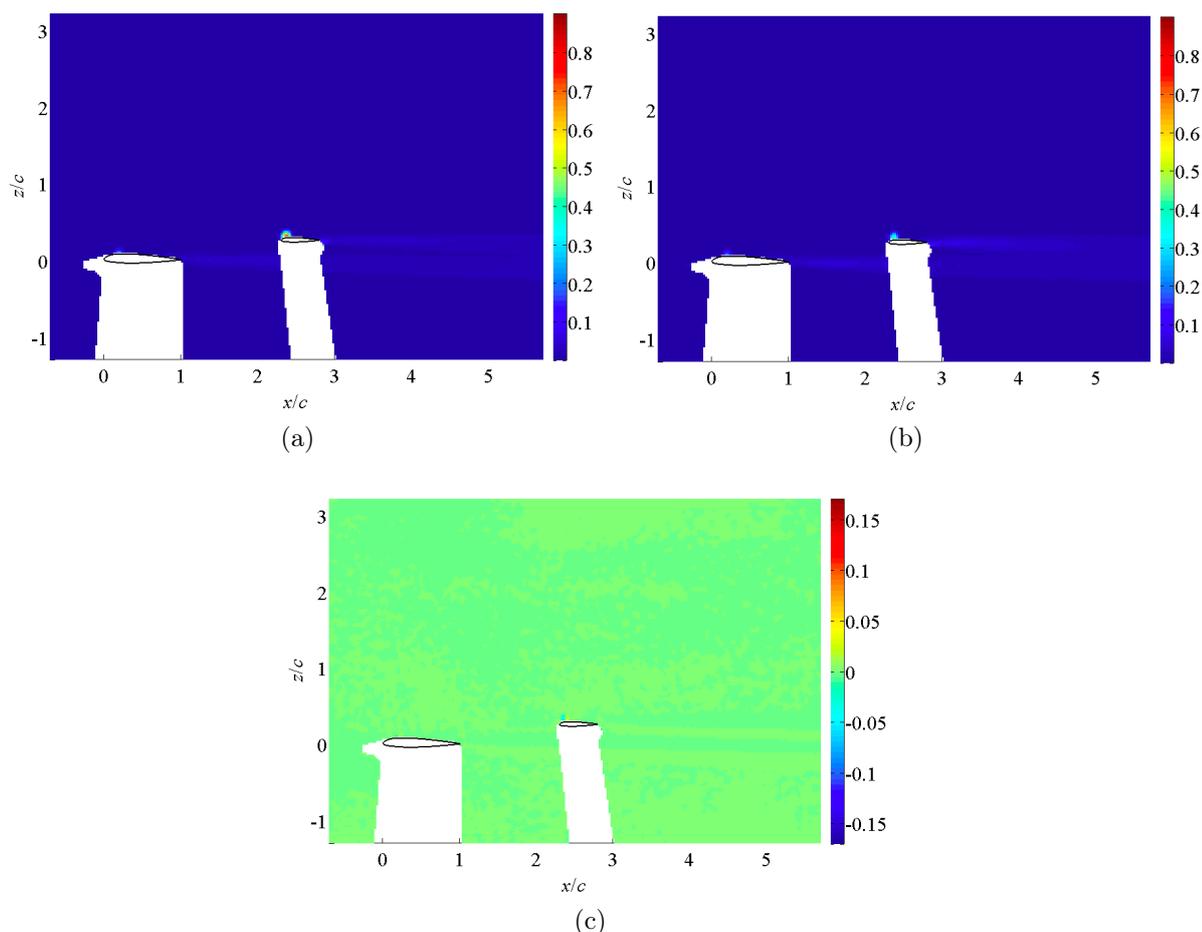


FIGURE 4.50. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profils en interaction pour  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  pour un nombre de Reynolds de de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

le cas de référence, l'écoulement ne présente pas de caractère turbulent. Les sillages dissociés des profils sont difficilement identifiables compte tenu des faibles valeurs associées.

Pour  $\alpha = 15^\circ$ , les champs des écarts-types et de covariance des fluctuations de vitesse sont comparables au cas de référence. Il faut toutefois noter que compte tenu de la réduction de l'espacement horizontal, l'empennage évolue complètement dans le sillage de la voilure (figure 4.51b).

Pour  $\alpha = 30^\circ$ , nous notons la présence du caractère pleinement turbulent des sillages décrochés des profils amont et aval. L'écart-type des fluctuations de vitesse transversale (figure 4.52b) montre une plus forte interaction entre les sillages des profils que pour le cas de référence avec, entre autre, la mise en évidence sur la covariance (figure 4.52c) des zones de cisaillement précédemment observées pour cette incidence.

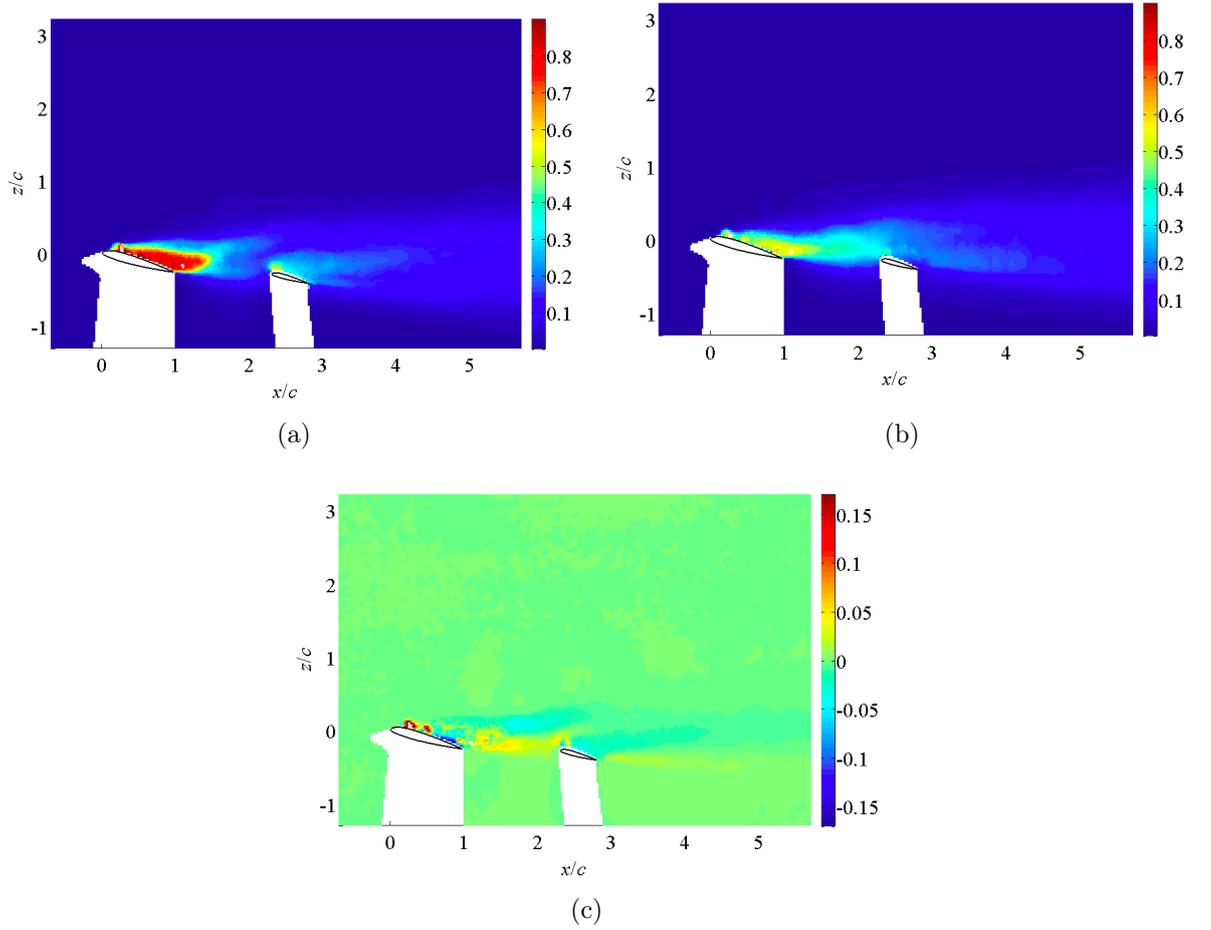


FIGURE 4.51. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profils en interaction pour  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  pour un nombre de Reynolds de de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

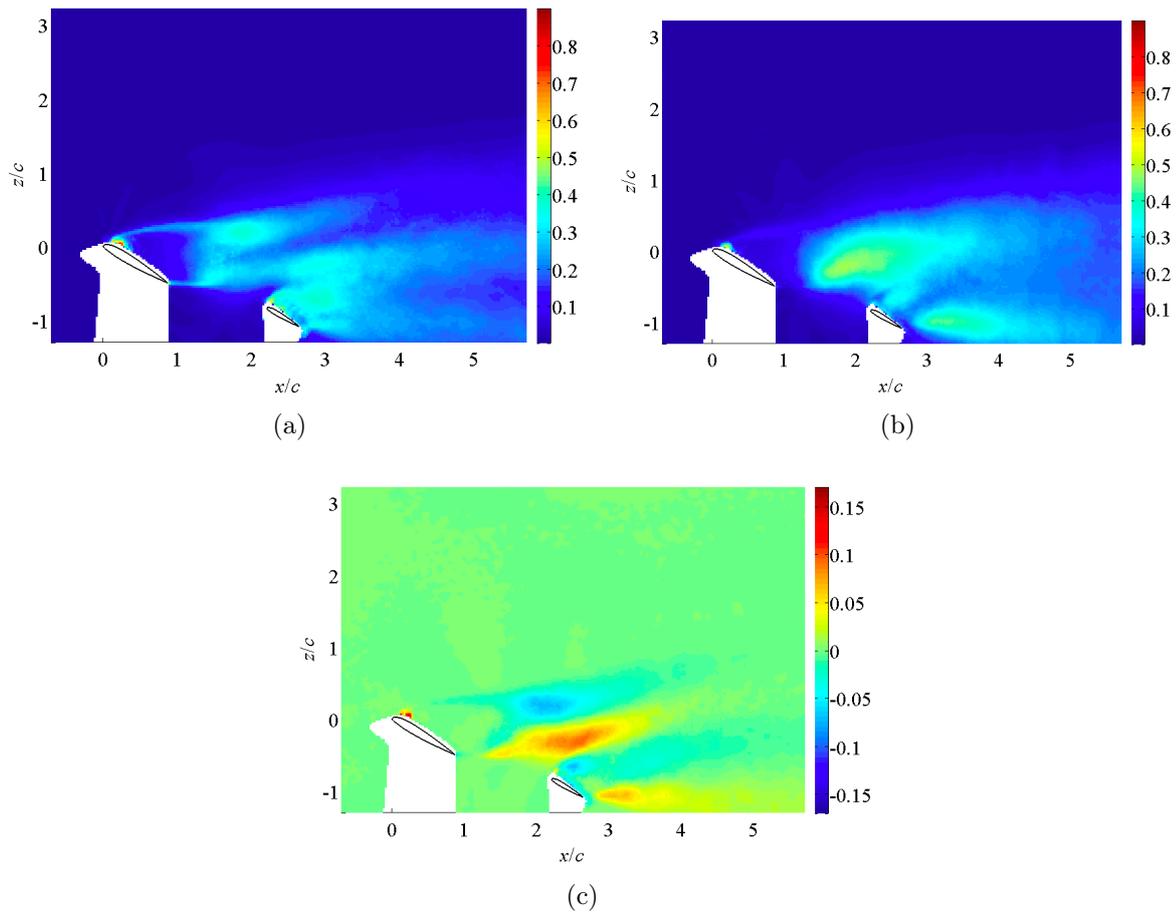


FIGURE 4.52. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profils en interaction pour  $\ell_x = 2c$ ,  $\ell_z = 0.5c$  et  $i_T = -0.7^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

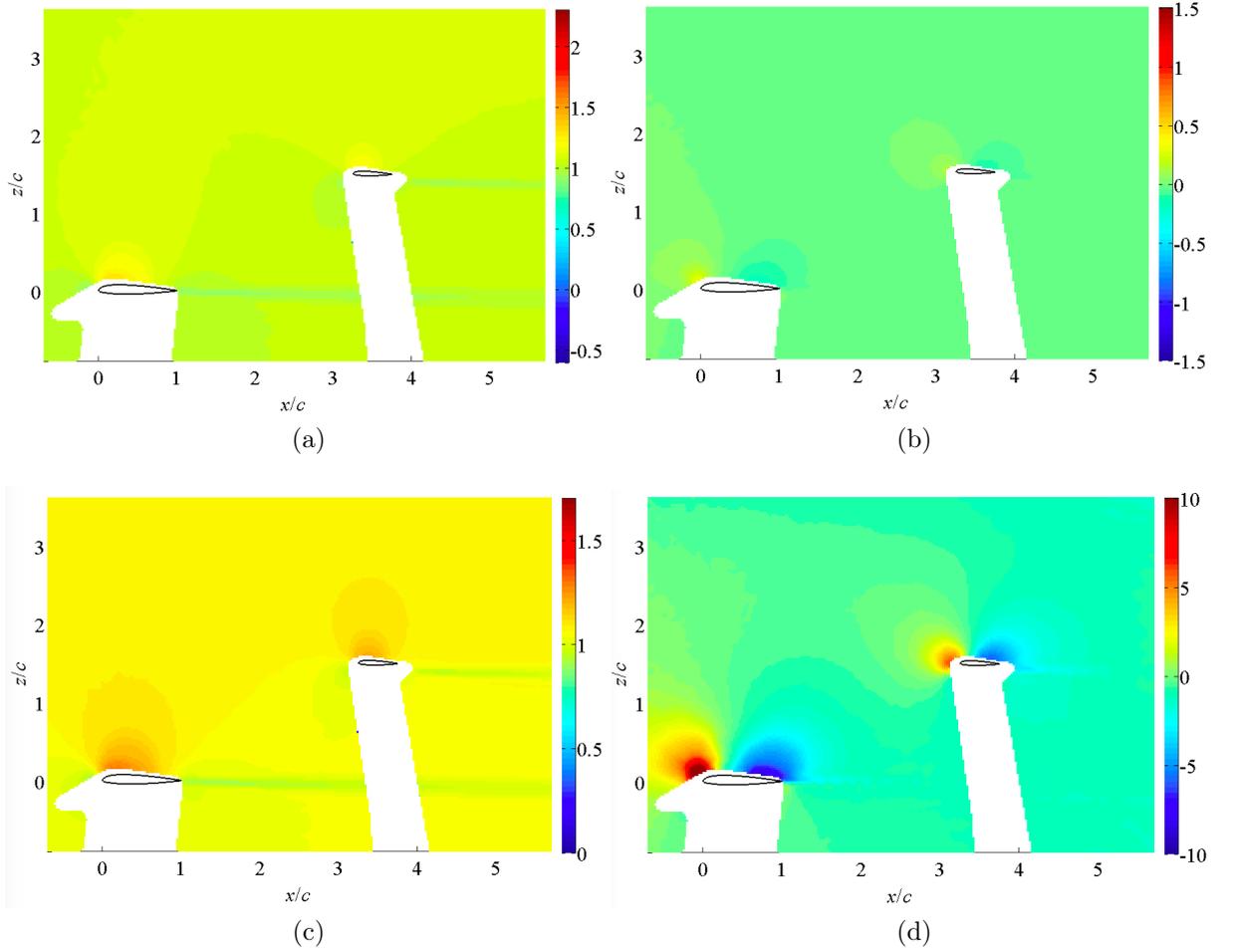


FIGURE 4.53. – Moments d’ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = 0.6^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d’incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\epsilon}$ .

#### 4.6.2. Faible interaction entre les profils $\ell_x = 3c$ , $\ell_z = 1.5c$ et $i_T = 0.6^\circ$

##### 4.6.2.1. Champ moyen

Pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = 0.6^\circ$ , le champ moyen de vitesse (figure 4.44) ne présente pas de modification notable pour  $\alpha = 0^\circ$  par rapport à la configuration de référence  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$ . Les deux sillages sont clairement dissociés et n’interagissent pas entre eux. Nous observons la même dynamique d’écoulement entre les profils au facteur d’échelle près ( $c_T = c_W/2$ ). Les évolutions transversales des déficits de vitesse axiale (figure 4.45a) montrent deux sillages relativement proches avec un déficit plus prononcé pour celui du profil aval. En ce qui concerne les évolutions transversales de la vitesse transversale (figure 4.54b) la trace du sillage du profil amont est très atténuée et seule l’influence du profil aval apparaît pour  $1 \leq z/c \leq 1.15$ .

Pour  $\alpha = 15^\circ$ , compte tenu de la forte distance  $\ell_z = 1.5c$ , les champs moyens de vitesse

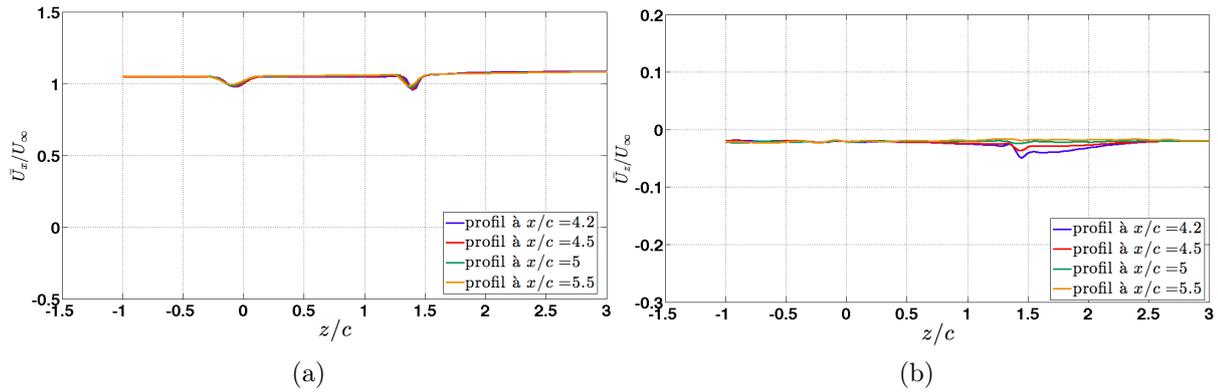


FIGURE 4.54. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = 0.6^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) vitesse axiale  $\overline{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\overline{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

(figure 4.46) montrent deux sillages clairement dissociés qui n'interagissent que très peu entre eux. Cette configuration rappelle donc la configuration de référence  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  pour une incidence nulle. Cette observation est corroborée par les évolutions transversales des vitesses (figure 4.56). La dynamique de l'écoulement autour des profils amont et aval reste identique au facteur d'échelle près ( $c_T = c_W/2$ ) et s'apparente à des écoulements décollés autour de profils décrochés. L'interaction entre les deux profils semble être moins importante que pour la configuration de référence.

Pour  $\alpha = 30^\circ$ , les champs de vitesse axiale et transversale (figure 4.57) mettent en évidence la présence du plan dans le sillage de la voilure rappelant ainsi les caractéristiques de la configuration de référence pour une incidence  $\alpha = 15^\circ$ . L'évolution transversale de la vitesse axiale (figure 4.49a) corrobore cette observation en présentant un seul déficit en aval de l'empennage correspondant à un sillage moyen développé par les deux profils. Le niveau de l'interaction entre les profils est important et comparable à la configuration de référence prise à une incidence  $\alpha = 15^\circ$ .

#### 4.6.2.2. Écarts-types des fluctuations de vitesse et corrélation croisée

Les figures 4.59 et 4.60 présentent les champs des moments d'ordre 2 adimensionnés par rapport à l'écoulement incident pour les deux profils et pour des angles d'incidence respectivement de  $0^\circ$  et  $15^\circ$ . Pour ces incidences et compte tenu des distances horizontale  $\ell_x = 3c$  et verticale  $\ell_z = 1.5c$ , les sillages des profils apparaissent dissociés. Dans les deux cas l'empennage n'évolue pas dans le sillage de la voilure.

Pour  $\alpha = 30^\circ$ , les champs d'écarts-types et de covariance de fluctuations de vitesse (figure 4.61) mettent en évidence un écoulement fortement turbulent dans le sillage décroché de la voilure dans lequel évolue le profil aval. Comme évoqué précédemment, le niveau d'interaction pour cette configuration présente de grandes similitudes avec la configuration de référence pour une incidence moins élevée  $\alpha = 15^\circ$ .

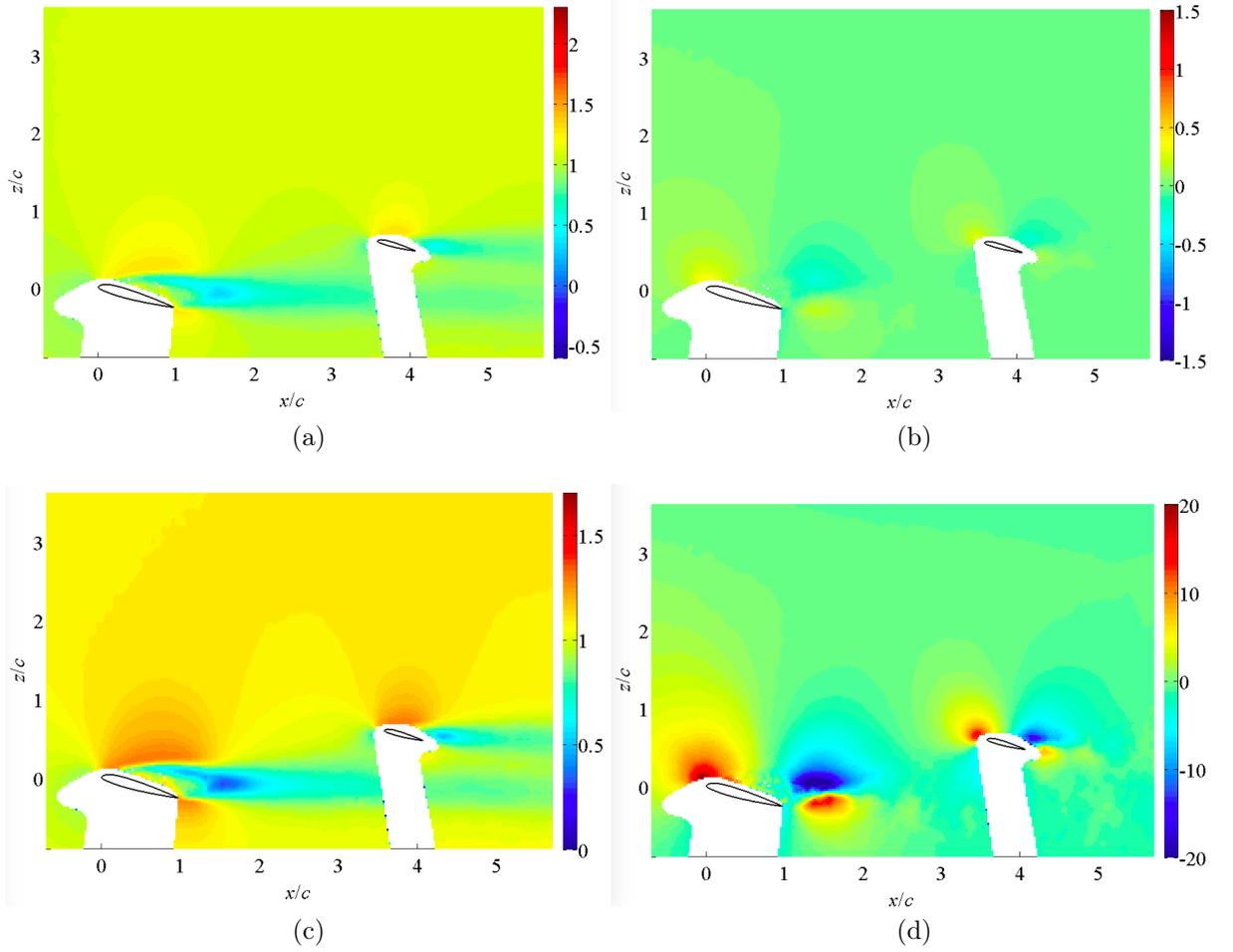


FIGURE 4.55. – Moments d'ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = 0.6^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\bar{\vec{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\varepsilon}$ .

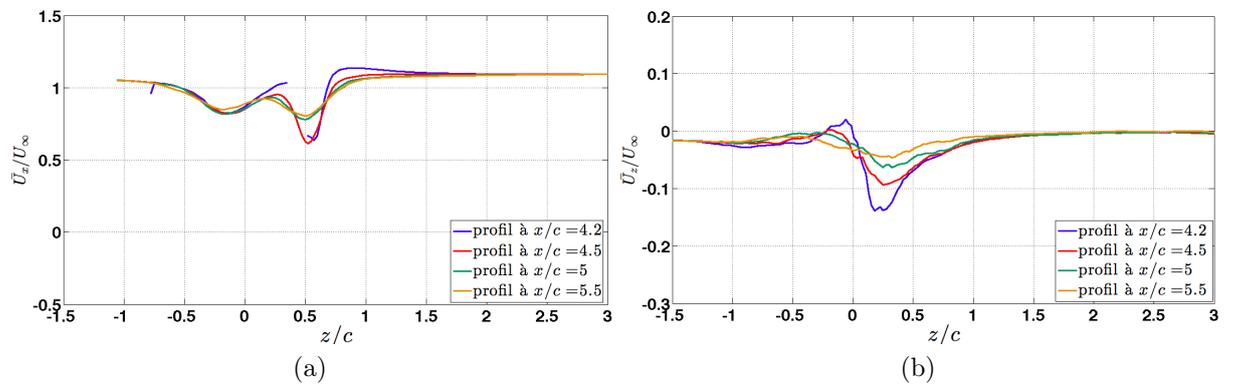


FIGURE 4.56. – Évolution transversale des moments d'ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = 0.6^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

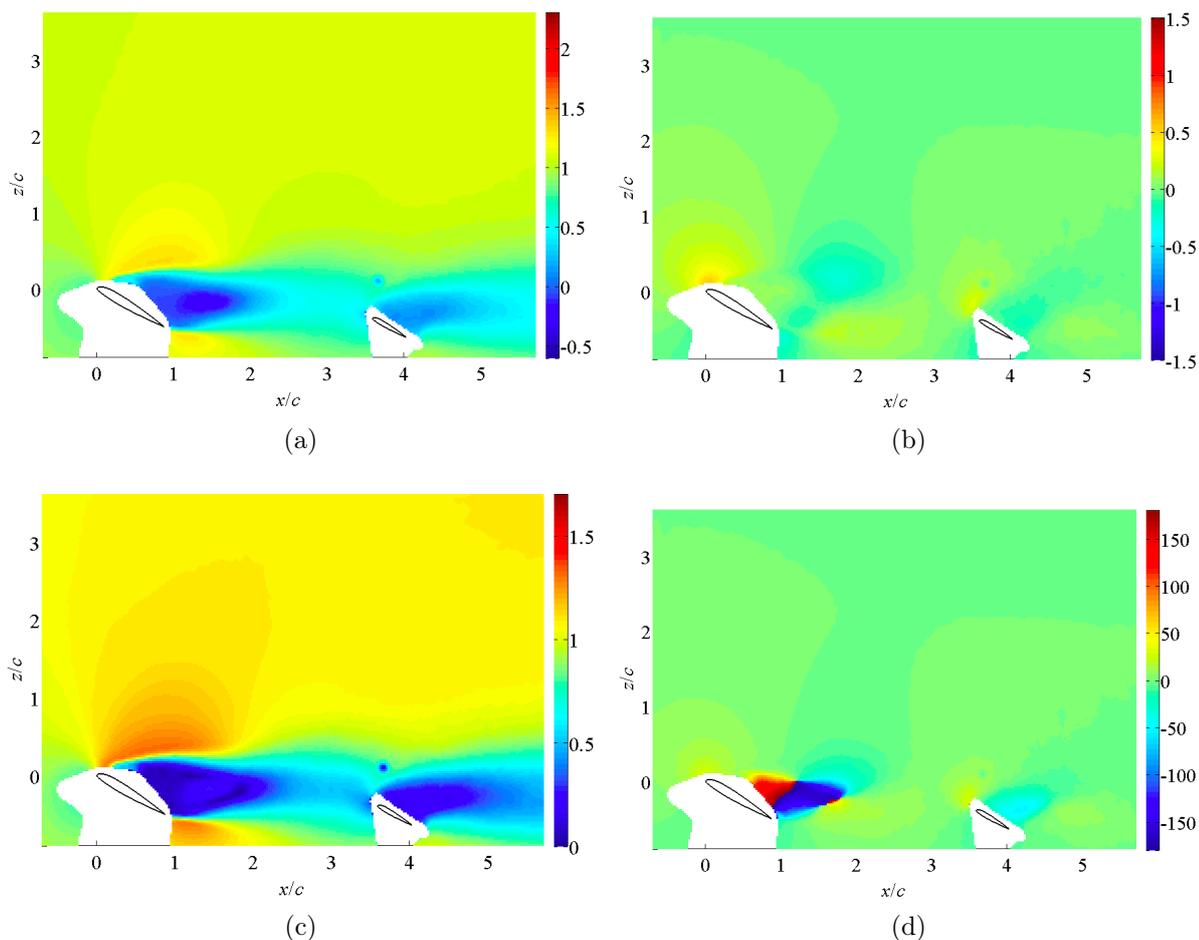


FIGURE 4.57. – Moments d’ordre 1 pour la configuration des profils en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = 0.6^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d’incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$ , b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$ , c) module de la vitesse  $\|\vec{\bar{U}}\|/U_\infty$ , d) déflexion  $\bar{\varepsilon}$ .

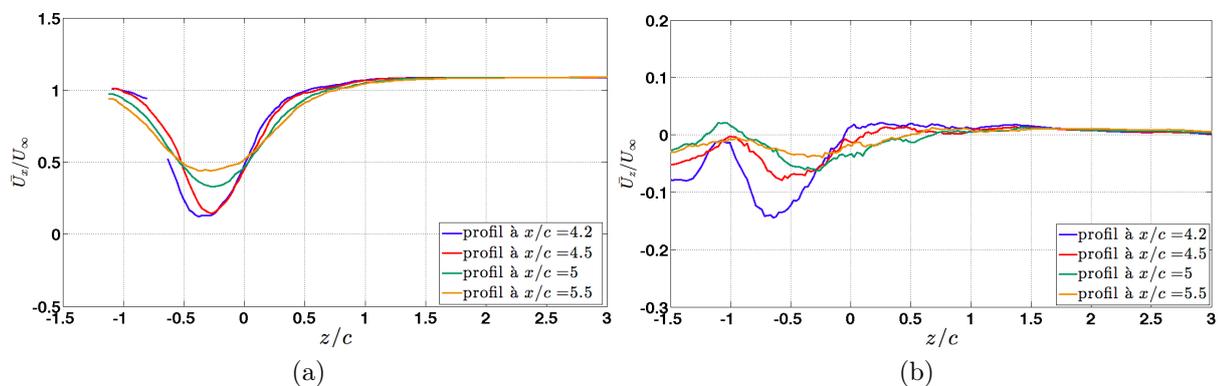


FIGURE 4.58. – Évolution transversale des moments d’ordre 1 en aval des profils amont et aval pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = 0.6^\circ$  pour  $Re = 56090$  et un angle d’incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) vitesse axiale  $\bar{U}_x/U_\infty$  en aval du plan, b) vitesse transversale  $\bar{U}_z/U_\infty$  en aval du plan.

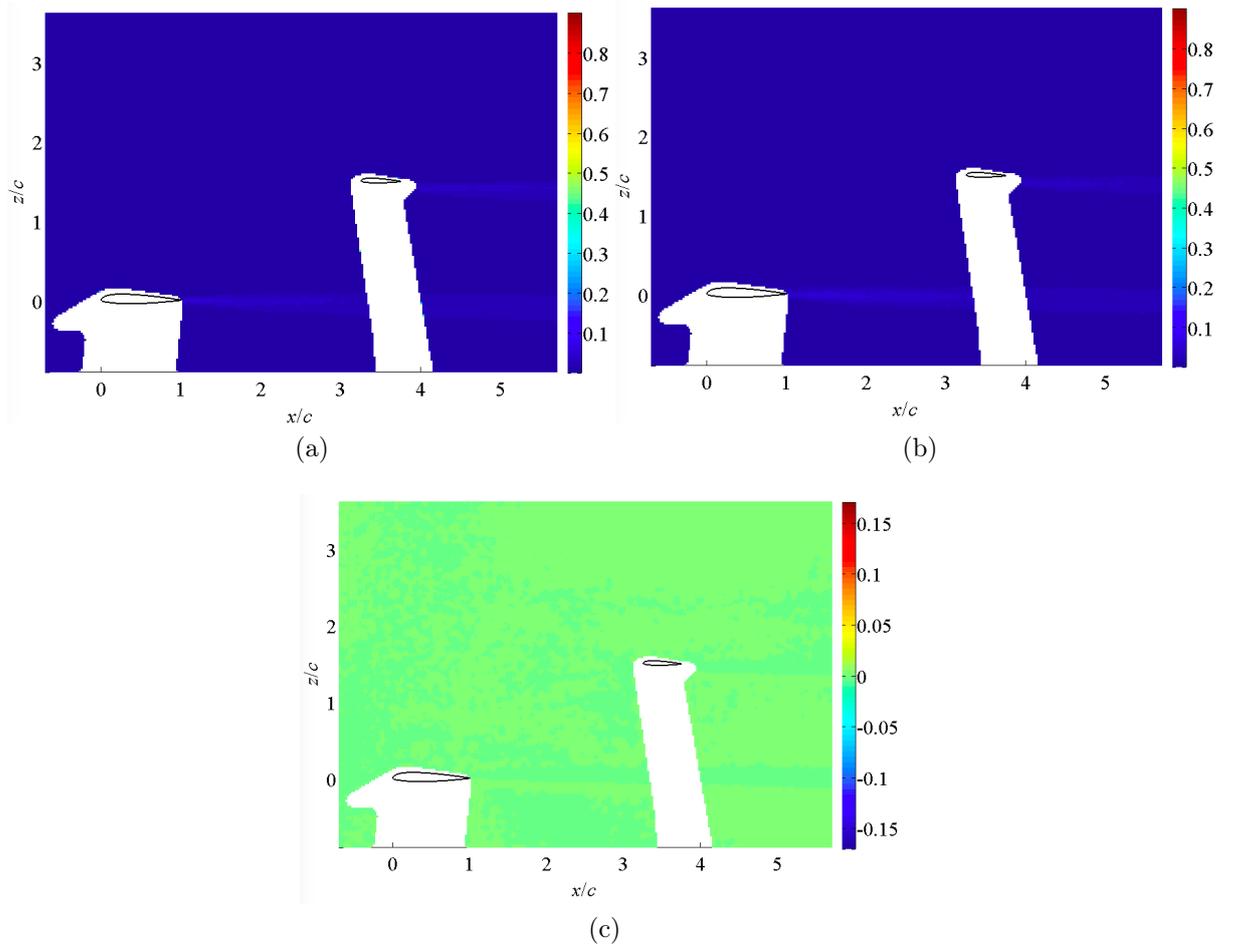


FIGURE 4.59. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profils en interaction pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = 0.6^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

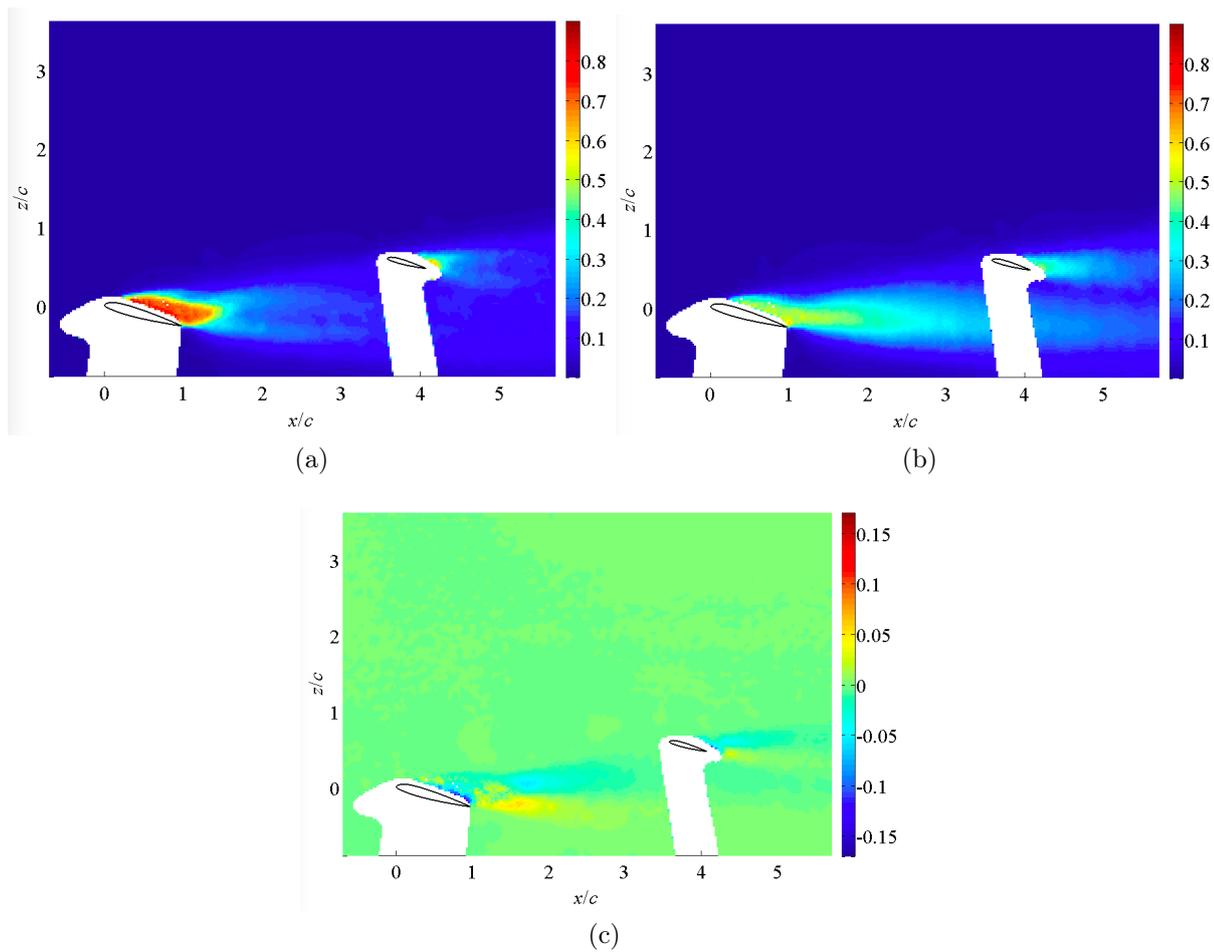


FIGURE 4.60. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profils en interaction pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = 0.6^\circ$  pour un nombre de Reynolds de de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

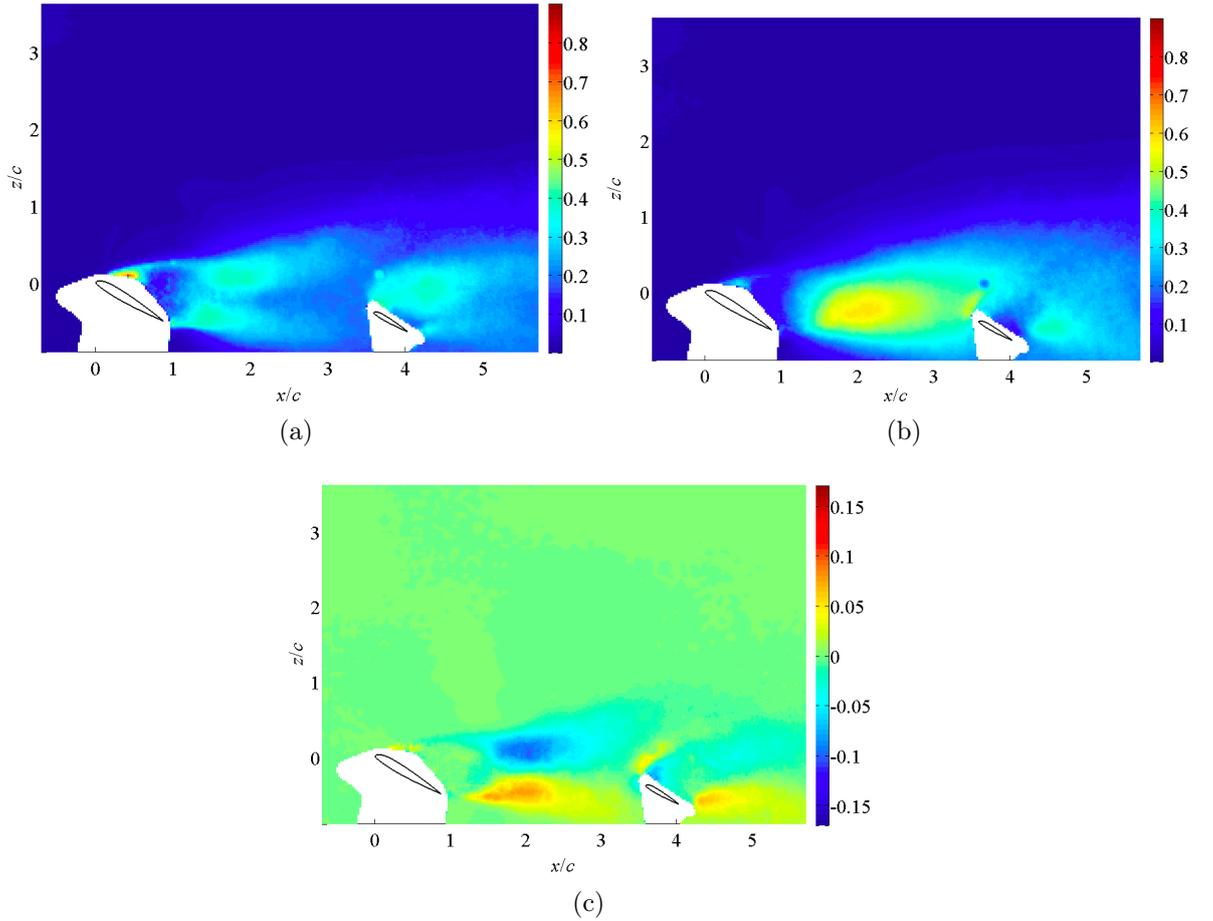


FIGURE 4.61. – Moments d'ordre 2 pour la configuration profils en interaction pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = 1.5c$  et  $i_T = 0.6^\circ$  pour un nombre de Reynolds de 56090 et un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) écart-type des fluctuations de vitesse axiale  $\sigma_x/U_\infty$ , b) écart-type des fluctuations de vitesse transversale  $\sigma_z/U_\infty$ , c) covariance des fluctuations de vitesse axiale et transversale  $\sigma_{xz}/U_\infty^2$ .

### 4.6.3. Conclusion

L'interaction entre les profils est modifiée pour  $\ell_x = 2c$  et  $\ell_z = 0.5c$  pour les valeurs des angles d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  et  $30^\circ$ . En particulier, pour  $\alpha = 30^\circ$  on observe un effet potentiel remontant au niveau du profil amont. En aval du plan, l'interaction est plus forte entre les deux profils par rapport au cas  $\ell_x = 3c$  et  $\ell_z = c$ . Par contre, pour  $\ell_x = 3c$  et  $\ell_z = 1.5c$ , il n'y a plus d'interaction entre la voilure et le plan pour  $\alpha = 15^\circ$ , celle-ci ne se retrouve que pour  $\alpha = 30^\circ$ .

## 4.7. Conclusion générale

Ce chapitre présente les résultats des champs moyens et des moments d'ordres 2 de vitesse pour les différentes configurations d'étude, pour un nombre de Reynolds  $Re = 56090$ . Une modification du nombre de Reynolds, dans la gamme  $29160 \leq Re \leq 116700$ , montre qu'il n'y a pas de modification notable des champs moyens. Les distances de référence entre les deux profils sont  $\ell_x = 3c$  et  $\ell_z = c$ . Le caractère décollé de l'écoulement à l'extrados du profil amont est mis en évidence pour les incidences  $\alpha = 15^\circ$  et  $\alpha = 30^\circ$ . Il n'y a pas d'effet potentiel remontant du profil aval sur le profil amont. Par contre, le sillage du profil amont interagit avec celui du profil aval pour ces deux valeurs de l'angle d'incidence, ce qui se traduit par une augmentation des déficits de vitesse et une diminution de l'anisotropie par rapport au cas du profil aval isolé. Les lois d'évolution axiale du déficit de vitesse et des maxima d'intensité de turbulence mettent clairement en évidence l'effet du profil aval sur l'évolution du sillage du profil amont à partir de  $(x - x_0)/e_{\max} \approx 15$ . L'angle de calage du profil aval n'a que peu d'influence sur l'écoulement, hormis sur le décollement extrados de ce profil. Une étude de sensibilité à la distance entre les deux profils est réalisée en considérant les configurations  $\ell_x = 2c$  et  $\ell_z = 0.5c$  d'une part et  $\ell_x = 3c$  et  $\ell_z = 1.5c$  d'autre part. Dans le premier cas et pour  $\alpha = 30^\circ$ , le profil amont éprouve un effet potentiel remontant provenant du profil aval et l'interaction entre les deux profils est plus forte par rapport au cas de référence. Par contre pour  $\ell_x = 3c$  et  $\ell_z = 1.5c$ , il n'y a plus d'interaction entre la voilure et le plan pour  $\alpha = 15^\circ$ .



# 5. Analyse de l'interaction entre les profils

## 5.1. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de comprendre les mécanismes de génération de structures tourbillonnaires dans l'écoulement et leur interaction avec le profil aval. Le choix d'un critère d'identification de tourbillons à partir de champs 2D de vitesse, permet de réaliser des moyennes de phase à partir de mesures non résolues en temps, et en l'absence de tout signal de référence résolu en temps par rapport au phénomène périodique d'émission tourbillonnaire. Le lâcher périodique des tourbillons par le profil amont constitue un forçage de l'écoulement autour du profil aval qui permet d'interpréter l'interaction et notamment la chute ou l'augmentation du coefficient de portance observé par rapport au cas d'un profil isolé, en relation avec les trajectoires des tourbillons. Un modèle potentiel de l'écoulement avec échappement de tourbillons permet d'expliquer ce phénomène de forçage à la lumière des trajectoires suivies par les tourbillons émis par le profils amont.

## 5.2. Critères d'identification de structures tourbillonnaires

Plusieurs critères existent pour identifier la présence de structures tourbillonnaires dans un champ de vitesse 2D. La vorticité est définie par :

$$\Omega_y = \frac{\partial U_z}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial z} \quad (5.1)$$

Elle est adaptée pour détecter les zones d'écoulement rotationnel, présentes dans la partie en rotation solide du cœur d'un tourbillon réel, même si un tourbillon purement potentiel est irrotationnel. Un autre critère d'identification de tourbillons est le critère  $Q$  qui est le second invariant du tenseur gradient de vitesse [Hunt *et al.*, ]. Son expression pour un champ 2D est :

$$Q = - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial z} \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial x} \right] \quad (5.2)$$

La région où  $Q > 0$  définit l'intérieur d'un tourbillon. Le critère  $\lambda_2$  est la seconde valeur propre réelle du tenseur  $\overset{\rightrightarrows}{T} + \overset{\rightrightarrows}{\Omega}$  où  $\overset{\rightrightarrows}{T}$  est le tenseur des contraintes et  $\overset{\rightrightarrows}{\Omega}$  est le tenseur des rotations [Jeong et Hussain, 1995] :

$$\lambda_2 = \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial z} \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial x} - \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} \quad (5.3)$$

$\lambda_2 < 0$  définit une zone de minimum de pression probablement associée à la partie centrale d'un tourbillon. Cependant, le critère le plus adapté pour identifier des tourbillons à partir de mesures PIV, qui sont entâchées d'un bruit de mesure, est le critère  $\Gamma_2$  [Faure, 2014]. Ce moment cinétique normalisé [Graftieaux *et al.*, 2001] est défini par :

$$\Gamma_2(\vec{x}) = \frac{1}{A} \int_{\vec{x} \in A} \frac{(\vec{x}' - \vec{x}) \wedge \left| \vec{U}(\vec{x}') - \vec{U}(\vec{x}) \right|}{\left\| \vec{x}' - \vec{x} \right\| \left\| \vec{U}(\vec{x}') - \vec{U}(\vec{x}) \right\|} d\vec{x}' \quad (5.4)$$

où  $\vec{x}$  est la position dans le champ de vitesse et  $A$  la surface d'intégration autour de cette position. Ce critère est un invariant galiléen, il demeure robuste lorsque des tourbillons sont transportés par un écoulement moyen. Le critère  $\Gamma_2$  est compris entre -1 et 1, le voisinage de ces valeurs extrêmes correspond au centre d'un tourbillon contrarotatif ou rotatif.

### 5.3. Application aux champs instantanés de vitesse

Les tourbillons sont identifiés dans les champs PIV à partir du critère  $\Gamma_2$ . Comme le dénominateur de cette expression est très petit lorsque les lignes de courant ont un faible rayon de courbure, la valeur de  $\Gamma_2$  tend à être bruitée dans les régions d'écoulement irrotationnel. Afin d'éliminer ce bruit, le critère  $\Gamma_2$  est modifié et fixé à zéro dans les régions où la vorticité est inférieure à  $0.4 \text{ s}^{-1}$  [Panah et Buchholz, 2014]. Notons que le niveau de détection de bruit retenu ici est bien inférieur à celui utilisé par [Panah et Buchholz, 2014], qui retiennent une valeur de  $4 \text{ s}^{-1}$ , preuve de la qualité de l'écoulement dans la soufflerie. Pour lisser le bruit dans les régions où la valeur de  $\Gamma_2$  est significative, une amplification est effectuée en affectant la valeur maximum trouvée dans un rayon de deux fenêtres d'interrogation autour de chaque point du champ. Un lissage spatial est ensuite réalisé en retenant en chaque point la valeur moyenne des points inclus dans un cercle de rayon égal à deux fenêtres d'interrogation. La détection des contours associés à un tourbillon est défini par un niveau du critère  $\Gamma_2$  supérieur à un seuil, dont la valeur proposée par [Graftieaux *et al.*, 2001] est égale à  $2/\pi$ . Remarquons que la diminution de ce seuil augmente le nombre de tourbillons détectés et peut conduire à l'identification de très petites structures qui sont en fait du bruit de mesure. Afin de palier ce problème, les contours fermés correspondant au seuil de détection des maxima du critère  $\Gamma_2$  ne sont retenus que s'il comportent un nombre minimum de points. Une opération de calcul du barycentre de chacun des contours validés permet d'obtenir les centres des structures tourbillonnaires. La mise en œuvre de cette procédure de détection des tourbillons émis en aval du décollement du profil voilure est présenté figure 5.1a. La figure 5.1b montre les contours détectés pour chaque tourbillon ainsi que les barycentres de ces derniers.

## 5.4. Moyennes de phase spatiales

### 5.4.1. Méthode de moyenne de phase spatiale

Dans un écoulement instationnaire qui présente une composante périodique, il est possible d'effectuer des moyennes en phase avec cette composante. Si l'on dispose d'un

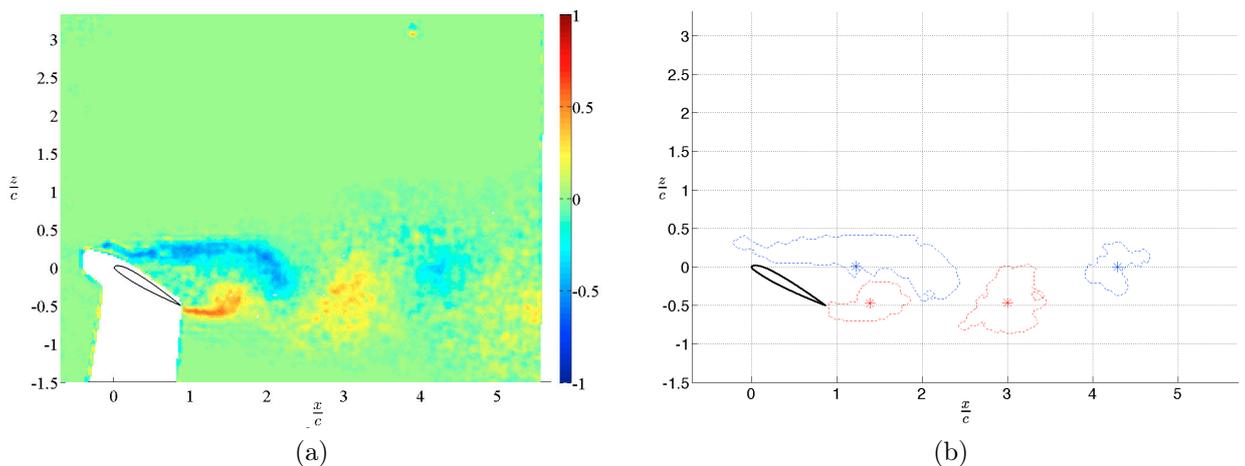


FIGURE 5.1. – Identification des centres des tourbillons : a) champ scalaire moyen en phase du critère  $\Gamma_2$  après filtrage pour l'écoulement autour du profil voiture isolé, b) résultat de la fonction d'identification des centres des tourbillons correspondant au champ instantané précédent.

signal correspondant au phénomène périodique (rotation d'un rotor, position d'un piston dans une chambre de combustion, ...) et synchronisé avec les mesures [Faure *et al.*, 2001], il est facile de réaliser des moyennes de phase en décomposant la période  $T$  du phénomène en  $N$  classes de phase :

$$t = \frac{\phi_n}{2\pi} T \quad 0 \leq n < N \quad (5.5)$$

avec  $n$  entier. Pour un signal non résolu en temps mais synchronisé avec des mesures résolues temporellement, des moyennes de phase peuvent être obtenue par une décomposition en valeurs singulières [Faure *et al.*, 2006b]. Des mesures résolues en temps comme des champs de PIV rapide, peuvent aussi conduire à des moyennes en phase par rapport à l'identification d'une structure de l'écoulement qui revient périodiquement [Faure *et al.*, 2010]. On se propose ici de mettre en place une autre méthode à partir de champs PIV non résolus en temps et en l'absence de signal de référence. Il est possible d'effectuer des moyennes de phase des champs de vitesse par rapport à l'identification spatiale de la position d'un tourbillon particulier, sans nécessité de mesures synchronisées par rapport à un signal résolu en temps [Bourgoyne *et al.*, 2005]. Pour cela, il faut choisir une position selon  $x/c$  de référence où un tourbillon est pleinement développé, mesurer la distance  $\delta x/c$  avec le tourbillon aval de même signe et se donner un intervalle  $[x/c, (x + \delta x)/c]$  constitué de  $N$  classes pour identifier le centre d'un tourbillon (figure 5.2). Tous les tourbillons dont les centres appartiennent à une classe :

$$\left[ \frac{x + n\delta x}{Nc}, \frac{x + (n + 1)\delta x}{Nc} \right] \quad 0 \leq n < N \quad (5.6)$$

seront considérés comme membres de la même classe et il sera possible d'en faire la moyenne.

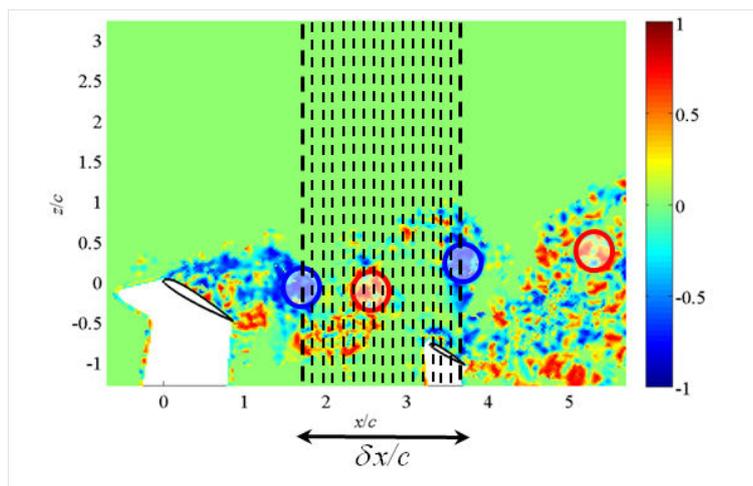


FIGURE 5.2. – Méthode de moyenne de phase spatiale.

Dans les deux parties qui suivent, on ne présentera les résultats des champs moyens par rapport au lâcher de tourbillons du profil amont que pour la configuration  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = 0^\circ$ .

### 5.4.2. Cas d'une incidence faible

Le processus de moyenne de phase peut être réalisé dès que des tourbillons sont émis par la voilure, c'est-à-dire à partir du moment où l'écoulement à l'extrados de ce profil est décollé. En pratique, cela correspond à un angle d'incidence de  $15^\circ$ . Les résultats sont présentés pour cette incidence sur la figure 5.3. Pour  $\phi = 72^\circ$  au voisinage de  $x/c = 2$ , un tourbillon de bord d'attaque est éjecté de la couche de cisaillement de la re-circulation extrados (figure 5.3b). Ce tourbillon résulte du développement d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz entre l'écoulement amont et la re-circulation côté extrados de la voilure. Il est ensuite advecté en aval tandis qu'un tourbillon de bord de fuite est émis pour la phase  $\phi = 288^\circ$  (figure 5.3e). Ces tourbillons sont éjectés alternativement des bord d'attaque et de fuite et sont en interaction avec l'intrados du profil aval.

### 5.4.3. Cas d'une incidence forte

Les résultats pour un angle d'incidence de  $30^\circ$  sont présentés sur la figure 5.4. Pour la phase  $\phi = 0^\circ$ , le tourbillon de bord d'attaque de la voilure se développe dans la re-circulation formée entre la re-circulation extrados et un tourbillon de bord de fuite est constitué mais reste relié au bord de fuite (figure 5.4a). Ce tourbillon de bord de fuite est éjecté à la phase  $\phi = 72^\circ$  (figure 5.4b). Il est ensuite advecté dans l'écoulement et constitue un forçage de la couche limite extrados du profil aval. Le tourbillon de bord d'attaque de la voilure est éjecté à la phase  $\phi = 180^\circ$  (figure 5.4e). Contrairement à l'incidence de  $15^\circ$ , il n'y a pas de mélange entre les tourbillons de bord d'attaque de la voilure et les tourbillons émis du plan aval.

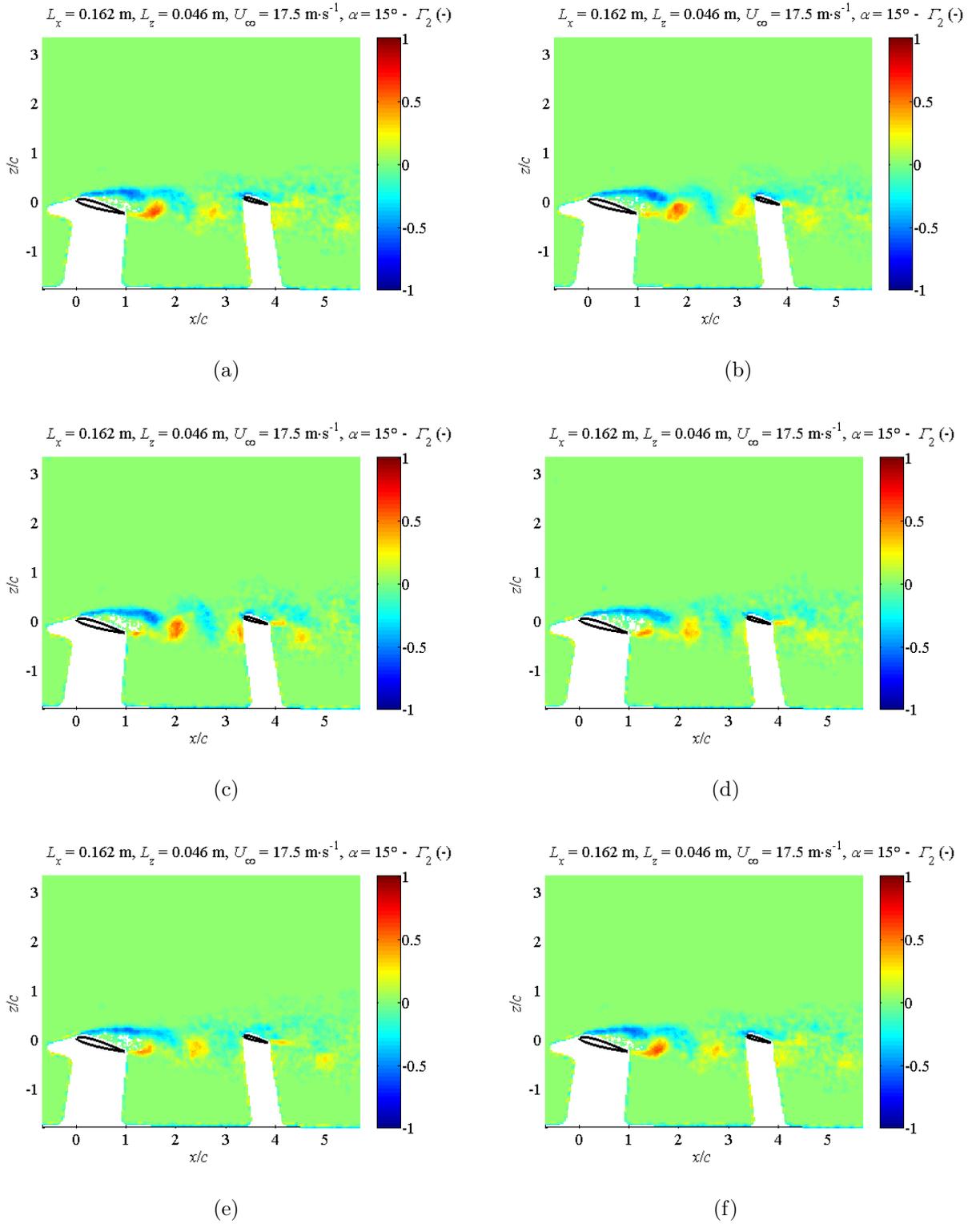


FIGURE 5.3. – Champs moyens en phase du critère  $\Gamma_2$  pour  $\alpha = 15^\circ$  : a)  $\phi = 0^\circ$ , b)  $\phi = 72^\circ$ , c)  $\phi = 144^\circ$ , d)  $\phi = 216^\circ$ , e)  $\phi = 288^\circ$ , f)  $\phi = 360^\circ$ .

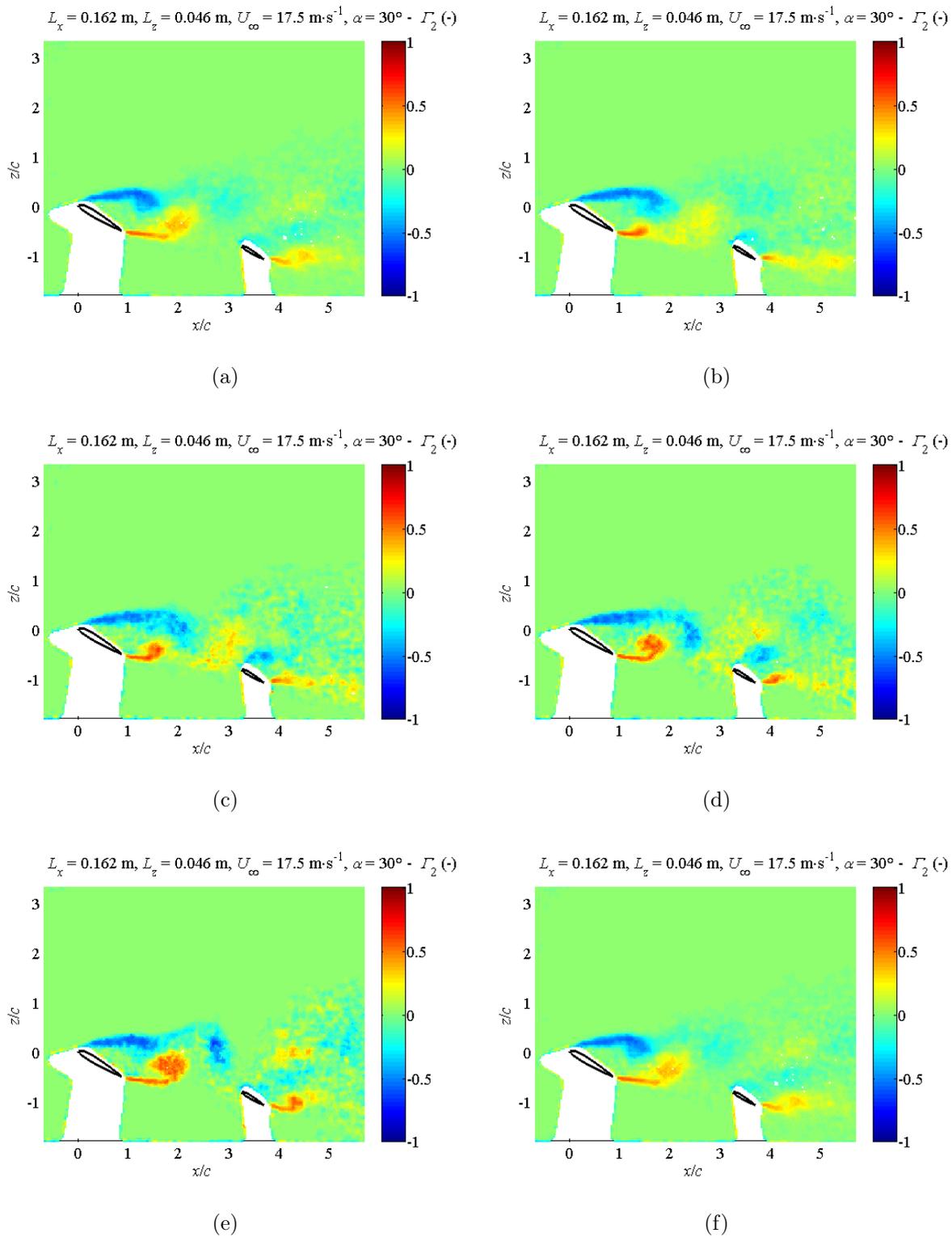


FIGURE 5.4. – Champs moyens en phase du critère  $\Gamma_2$  pour  $\alpha = 30^\circ$  : a)  $\phi = 0^\circ$ , b)  $\phi = 72^\circ$ , c)  $\phi = 144^\circ$ , d)  $\phi = 216^\circ$ , e)  $\phi = 288^\circ$ , f)  $\phi = 360^\circ$ .

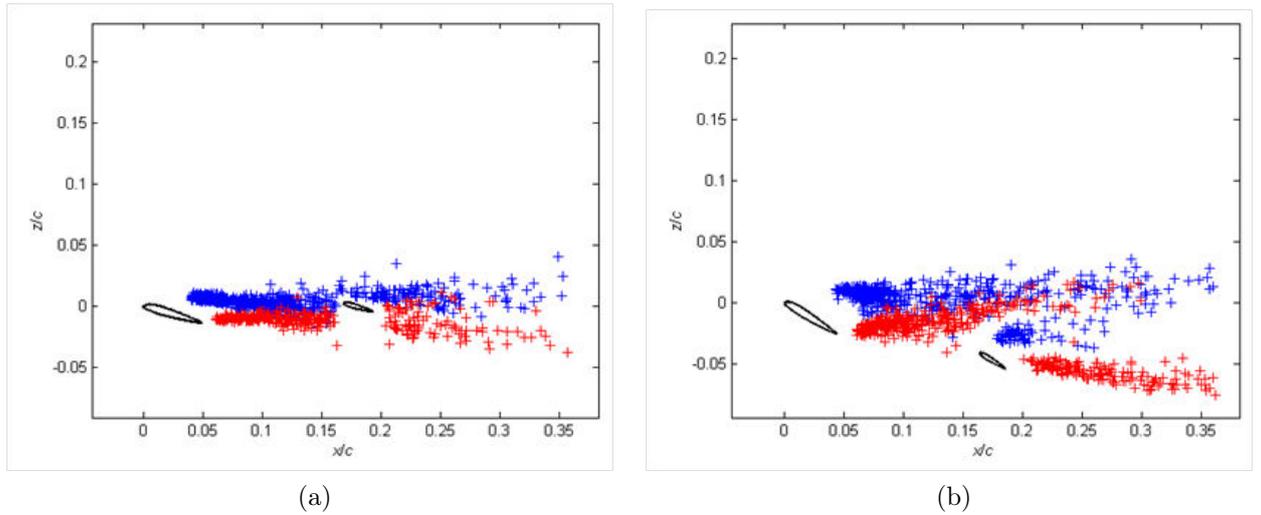


FIGURE 5.5. – Trajectoires des centres des tourbillons identifiés par le critère  $\Gamma_2$  rotatifs (bleu) et contra-rotatifs (rouge) pour a)  $\alpha = 15^\circ$ , b)  $\alpha = 30^\circ$ .

## 5.5. Trajectoires des tourbillons

Les trajectoires des centres des tourbillons de bord d'attaque et de bord de fuite du profil amont montrent que ceux-ci passent, pour un angle d'incidence de  $15^\circ$ , du part et d'autre du profil aval (Figure 5.5a). On observe également sur cette figure les trajectoires des tourbillons de bord de fuite du plan qui sont difficiles à différencier par rapport à celles des tourbillons de la voilure. Pour un angle d'incidence de  $\alpha = 30^\circ$ , les tourbillons issus de la voilure passent au-dessus du plan (figure 5.5b), et il est plus aisé de différencier leurs trajectoires par rapport à celles des tourbillons émis par le profil aval.

## 5.6. Caractérisation en fréquence des lâchers de tourbillons

La fréquence de lâcher des tourbillons  $T$  en aval de l'écoulement décollé d'un profil peut être mesurée en considérant une hypothèse de type Taylor, c'est-à-dire l'advection des tourbillons par l'écoulement amont :

$$T = \frac{\delta x}{U_\infty} \quad (5.7)$$

où  $\delta x$  est la distance spatiale entre deux tourbillons consécutifs de même signe et  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement amont. La fréquence de lâcher des tourbillons  $f$  et le nombre de Strouhal  $St$  qui lui est associé sont alors :

$$St = \frac{fc}{U_\infty} = \frac{c}{TU_\infty} \quad (5.8)$$

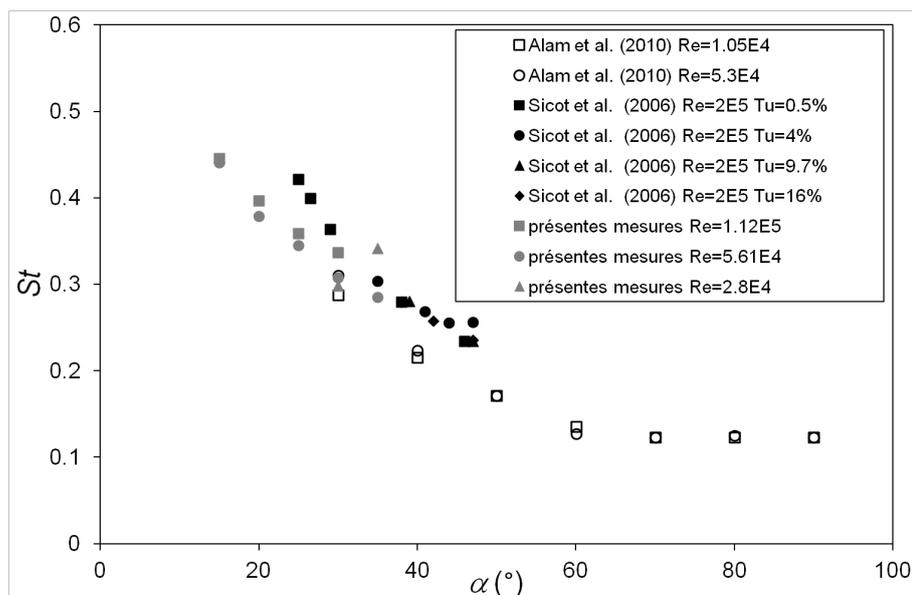


FIGURE 5.6. – Évolution du nombre de Strouhal du lâcher de tourbillons en fonction de l'angle d'incidence.

L'évolution du nombre de Strouhal en fonction de l'angle d'incidence est représentée figure 5.6 pour un profil symétrique NACA 0012 [Alam *et al.*, 2010] et un profil NACA 23012 (présentes mesures). Ces deux profils ont la même répartition d'épaisseur, la seule différence est la cambrure du NACA 23012 utilisé dans cette étude. Cependant, l'écoulement étant complètement décollé, cet effet peut être considéré comme négligeable sur l'émission des tourbillons. Les mesures autour d'un profil NACA 65<sub>4</sub> – 421 [Sicot *et al.*, 2006] sont également représentées, mais le profil est fortement cambré et son épaisseur maximum est beaucoup plus importante (21% de corde). On constate un bon accord entre les différents mesures, avec une décroissance du nombre de Strouhal entre  $\alpha = 15^\circ$  et  $60^\circ$  et un palier à  $St = 0.12$  pour  $\alpha > 60^\circ$ . Dans le cas des présentes mesures, le taux de turbulence amont vaut  $Tu = 0.25\%$ . En comparant cet effet aux mesures de [Sicot *et al.*, 2006] on constate que ce taux n'a pas d'effet sur l'évolution du nombre de Strouhal. Comme l'écoulement est complètement décollé en aval du profil, on peut définir un nombre de Reynolds par rapport à la section projetée de la corde dans la direction de l'écoulement incident :

$$St_\alpha = \frac{fc \sin\alpha}{U_\infty} \quad (5.9)$$

où le terme  $c \sin\alpha$  représente l'espacement latéral entre le bord d'attaque et le bord de fuite. L'évolution de ce nombre de Strouhal  $St_\alpha$  en fonction de l'angle d'incidence (figure 5.7) présente des valeurs comprises entre 0.11 et 0.2 pour les trois profils, valeurs qui sont dans le même intervalle d'ordre de grandeur de celles trouvées en aval d'un profil NACA 0015 complètement décollé où  $St_\alpha = 0.2$  [Sarraf *et al.*, 2005], ces mesures étant cependant entachées par un blocage très élevé de 30% pour  $\alpha = 35^\circ$ , à l'écoulement autour d'un cylindre circulaire où  $St_\alpha = 0.2$  [Roshko, 1961] et à l'écoulement autour d'un cylindre de section carrée où  $St_\alpha = 0.13$  [Vickery, 1966].

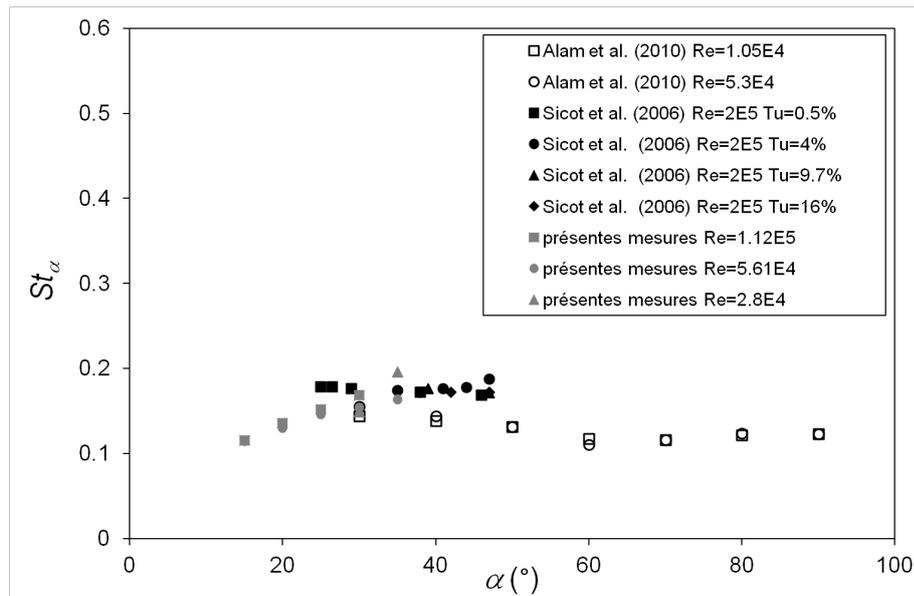


FIGURE 5.7. – Évolution du nombre de Strouhal construit sur la corde projetée en fonction de l'angle d'incidence.

L'évolution du nombre de Strouhal  $St$  en fonction du nombre de Reynolds construit sur la corde  $Re_c$  est présenté pour un angle d'incidence de  $30^\circ$  (figure 5.8). On constate l'indépendance du nombre de Strouhal par rapport au nombre de Reynolds dans la gamme d'étude, résultats qui confirment les observations de [Alam *et al.*, 2010].

## 5.7. Interprétation des efforts aérodynamiques à partir du forçage de l'écoulement

Afin de caractériser l'interaction entre les tourbillons de Von Kármán et le profil aval, on propose d'utiliser un modèle potentiel. Tout d'abord, pour un profil aval isolé, la circulation  $\Gamma_T$  est remplacée par un tourbillon ponctuel, situé au centre de pression (figure 5.9a). L'écoulement résultant du principe de superposition entre ce tourbillon et l'écoulement incident amont se ramène alors à une équation à une inconnue  $\Gamma_T$ , à savoir que la vitesse normale en un point de collocation du profil est nulle :

$$v_n = \frac{\Gamma_T}{2\pi(kc - x_{cp})} + U_\infty \sin\alpha = 0 \quad (5.10)$$

En utilisant les mesures de [Sheldahl et Klimas, 1981] pour le coefficient de moment de tangage correspondant au profil NACA 0012, on obtient la position du centre de pression :

$$x_{cp} = -\frac{c C_{M,T,c/4} - \frac{c}{4} C_{L,T}}{C_{L,T} \cos\alpha + C_{D,T} \sin\alpha} \quad (5.11)$$

Pour un profil isolé la circulation vaut :

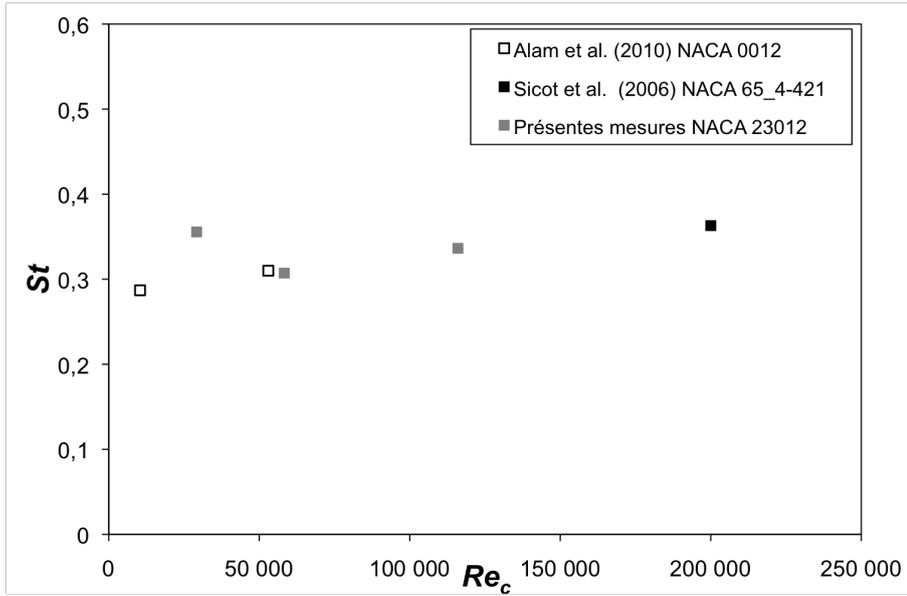


FIGURE 5.8. – Évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds construit sur la corde pour un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$ .

$$\Gamma_T = \pi U_\infty c \sin \alpha \quad (5.12)$$

Il est alors possible de déterminer la position du point de collocation :

$$k = -\frac{1}{2} + \frac{x_{cp}}{c} \quad (5.13)$$

Cette approche, exacte dans le cas d'un écoulement attaché, est extrapolée aux écoulements décollés. La démarche peut être mise en œuvre sur cette configuration lorsque le profil est situé en aval de rangées de tourbillons de Von Kármán provenant d'un profil amont, de circulations respectives  $\Gamma_{W,LEV}$  et  $\Gamma_{W,TEV} = -\Gamma_{W,LEV}$  (figure 5.9b). L'intensité de ces tourbillons est obtenue par la mesure de la circulation à partir du champ de vitesse PIV. La fréquence de passage des tourbillons est obtenue à partir de la figure 5.6. Compte-tenu de l'instationnarité résultant du passage périodique des tourbillons, il faut prendre en compte la création d'un tourbillon de démarrage d'intensité  $\Gamma_{T,TE,i}$  à chaque itération temporelle  $i$ , au bord de fuite du profil, avec :

$$t = i\delta t = \frac{i}{f} \quad (5.14)$$

Cette inconnue supplémentaire nécessite l'utilisation d'une autre équation, à savoir la conservation de la circulation globale par le théorème de Kelvin :

$$\Gamma_T + \sum_{l=1}^i \Gamma_{T,TE,l} = 0 \quad (5.15)$$

La vitesse normale au point de collocation du profil est alors calculée dans le repère aérodynamique, à partir de la superposition entre l'écoulement incident, les tourbillons provenant du profil amont, la circulation du profil aval et le tourbillon de démarrage du profil aval :

$$v_n = w \cos \alpha + u \sin \alpha = 0 \quad (5.16)$$

avec :

$$\begin{aligned} u = & U_\infty + \frac{\Gamma_T}{2\pi} \frac{z_k}{(x_k - x_{cp})^2 + z_k^2} + \sum_{j=1}^N \frac{\Gamma_{W,LEV,j}}{2\pi} \frac{z_k - z_{W,LEV,j}}{(x_k - x_{W,LEV,j})^2 + (z_k - z_{W,LEV,j})^2} \\ & + \sum_{j=1}^N \frac{\Gamma_{W,TEV,j}}{2\pi} \frac{z_k - z_{W,TEV,j}}{(x_k - x_{W,TEV,j})^2 + (z_k - z_{W,TEV,j})^2} \\ & + \sum_{l=1}^i \frac{\Gamma_{T,TE,l}}{2\pi} \frac{z_k - z_{TE,l}}{(x_k - x_{TE,l})^2 + (z_k - z_{TE,l})^2} \end{aligned} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} w = & -\frac{\Gamma_T}{2\pi} \frac{x_k - x_{cp}}{(x_k - x_{cp})^2 + z_k^2} - \sum_{j=1}^N \frac{\Gamma_{W,LEV,j}}{2\pi} \frac{x_k - x_{W,LEV,j}}{(x_k - x_{W,LEV,j})^2 + (z_k - z_{W,LEV,j})^2} \\ & - \sum_{j=1}^N \frac{\Gamma_{W,TEV,j}}{2\pi} \frac{x_k - x_{W,TEV,j}}{(x_k - x_{W,TEV,j})^2 + (z_k - z_{W,TEV,j})^2} \\ & - \sum_{l=1}^i \frac{\Gamma_{T,TE,l}}{2\pi} \frac{x_k - x_{TE,l}}{(x_k - x_{TE,l})^2 + (z_k - z_{TE,l})^2} \end{aligned} \quad (5.18)$$

où  $N$  est le nombre de tourbillons pris en compte dans une rangée résultant de l'instabilité de Von Kármán.

On considère le cas  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = 0^\circ$  avec une valeur de l'angle d'incidence  $\alpha = 15^\circ$  (figure 5.10). La distance entre la rangée des tourbillons rotatifs (respectivement contra-rotatifs) et le milieu du profil est  $h_{W,LEV} = c/4$  (respectivement  $h_{W,TEV} = -3c/4$ ), ces distances sont estimées à partir des trajectoires des tourbillons mesurées figure 5.5a. Dans le calcul, chaque rangée est constituée de  $N = 45$  tourbillons. La valeur de la circulation d'un tourbillon de Von Kármán rotatif obtenue à partir des mesures PIV est  $\Gamma_{W,TEV} = 0.532 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . La valeur opposée est affectée aux tourbillons contra-rotatifs. On utilise cette valeur pour la résolution des équations 5.15 et 5.16. Le champ résultant est présenté figure 5.11. L'évolution du coefficient de portance en fonction du temps est présentée figure 5.12. Cette évolution, résultant du forçage par les tourbillons de Von Kármán fournit une valeur du coefficient de portance  $C_{L,T} = 0.728$ , à comparer à la valeur obtenue expérimentalement  $C_{L,T} = 0.75$  (figure 3.3) et à la valeur obtenue pour le profil aval isolé  $C_{L,T} = 0.67$  (figure 3.1a). On peut donc conclure que le forçage de l'écoulement par les tourbillons émis par le profil amont permet d'expliquer cette augmentation de portance.

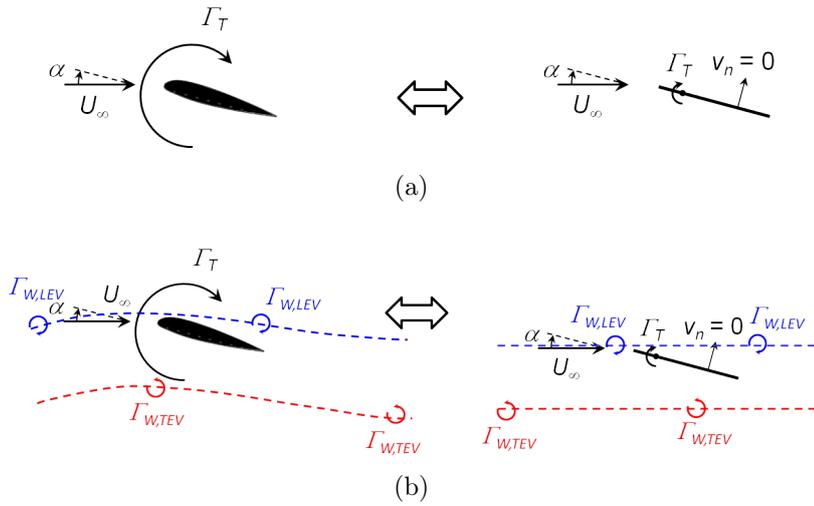


FIGURE 5.9. – Modélisation de l'écoulement autour d'un profil par la méthode des tourbillons ponctuels : a) cas d'un profil isolé, b) cas d'un profil en aval de lâchers de tourbillons de Von Kármán.

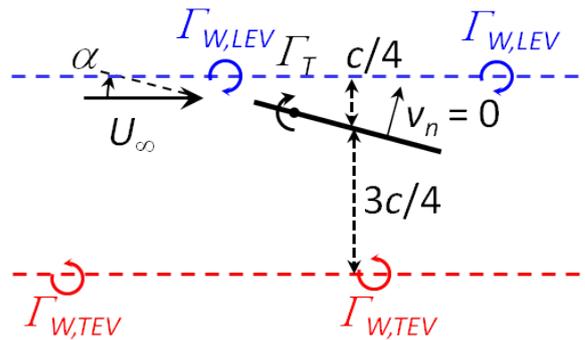


FIGURE 5.10. – Modélisation de l'écoulement autour d'un profil dans une allée de tourbillons de Von Kármán pour  $\alpha = 15^\circ$ ,  $h_{W,LEV} = c/4$  et  $h_{W,TEV} = 3c/4$ .

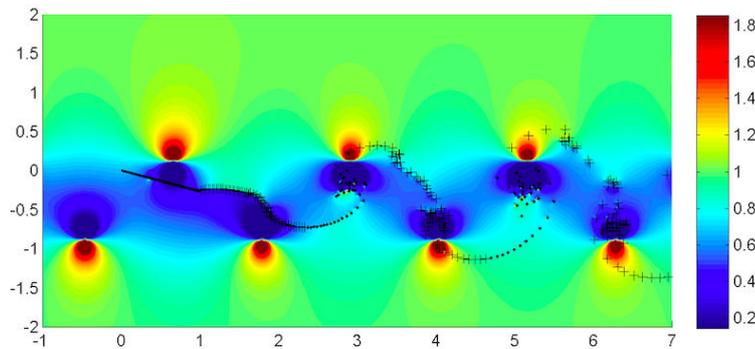


FIGURE 5.11. – Champ de vitesse résultant de l'interaction entre deux rangées de tourbillons de Von Kármán avec un profil mince pour  $\alpha = 15^\circ$ .

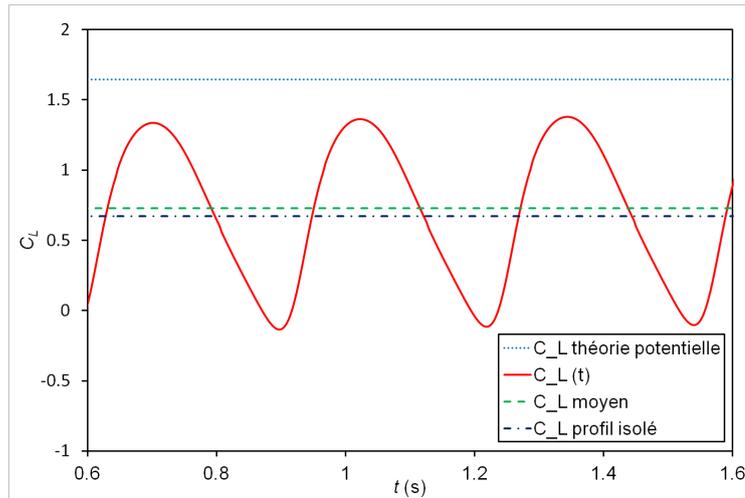


FIGURE 5.12. – Modélisation de l'écoulement autour d'un profil dans une allée de tourbillons de Von Kármán pour  $\alpha = 15^\circ$ ,  $h_{W,LEV} = c/4$  et  $h_{W,TEV} = -3c/4$ .

## 5.8. Conclusion

Ce chapitre présente des approches visant à caractériser l'instationnarité de l'interaction aérodynamique entre les profils. Dans un premier temps, une analyse des structures tourbillonnaires, à partir des champs instantanés, est menée à l'aide du critère de détection  $\Gamma_2$ . Des moyennes de phase de ces champs, obtenues à partir de l'identification spatiale de la position de ces tourbillons, permettent de reconstruire l'évolution des lâchers tourbillonnaires de Von Kármán pour les configurations où l'écoulement sur le profil amont est pleinement décollé. Ces moyennes de phase sont effectuées en l'absence de signal résolu temporellement. Ce traitement permet de déterminer la fréquence de ce phénomène périodique, ainsi que les trajectoires des tourbillons. L'évolution du nombre de Strouhal construit sur cette fréquence, en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$ , montre un bon accord avec les données expérimentales disponibles dans la littérature et prouve l'indépendance de ce phénomène vis-à-vis de la forme du profil pour un écoulement décollé. Une interprétation de la remontée du coefficient de portance du profil aval au-delà de son angle de décrochage est proposée dans la plage de nombre de Reynolds considérée, à travers un forçage de l'écoulement par les tourbillons provenant du profil amont. Afin de valider cette analyse, on développe un modèle potentiel du forçage du profil aval. Les résultats, pour une incidence de ce profil  $\alpha = 15^\circ$ , sont cohérents avec les valeurs expérimentales. Cependant, pour une incidence plus élevée  $\alpha = 30^\circ$ , le modèle s'écarte des valeurs mesurées ce qui semble indiquer que le bilan de circulation doit être modifié par la nature très fortement décollée de l'écoulement sur le profil aval.



# 6. Simulation numérique

## 6.1. Introduction

Les mesures PIV présentée dans le chapitre 4 fournissent les moments statistiques du champ de vitesse. Cependant, compte-tenu de la faible cadence d'acquisition du système PIV, ces champs ne sont pas résolus en temps par rapport à la dynamique de l'écoulement. Il est possible de reconstituer une dynamique temporelle de la vitesse en utilisant le lâcher des tourbillons du profil amont comme phénomène périodique permettant de réaliser des moyennes de phase (chapitre 5). Afin d'obtenir des champs cinématiques résolus en temps, nous proposons dans ce chapitre d'effectuer une simulation numérique instationnaire de la configuration retenue (figure 2.1). Cette étude est conduite avec le logiciel Star-CCM+ de CD-ADAPCO, code industriel utilisant une méthode de volumes finis et permettant la résolution des équations de la mécanique des fluides par une méthode de Simulation des Tourbillons Détachés (DES pour Detached Eddy Simulation).

## 6.2. Méthodes numériques employées

### 6.2.1. Équations de la mécanique des fluides en écoulement incompressible et visqueux

L'air est un fluide visqueux-newtonien, décrit par quatre variables, la masse volumique  $\rho$ , le vecteur vitesse  $\vec{U}$ , le champ de pression  $P$  et l'énergie interne  $e$ . Chaque variable vérifie le système d'équations suivant [Kundu et Cohen, 2008, Faure, 2008] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} \rho = 0 \\ \frac{\partial \rho \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} \rho \vec{U} = -\vec{\nabla} P + \rho \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\sigma} \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} e = -\vec{\nabla} \cdot \vec{h} - p \vec{\nabla} \cdot \vec{U} + \phi \end{array} \right. \quad (6.1)$$

où  $\vec{\sigma}$  est le tenseur des contraintes,  $h = e + p/\rho$  l'enthalpie et  $\phi$  est le taux de dissipation visqueuse. Les vitesses d'écoulement envisagées dans les simulations numériques sont assez faibles pour négliger les effets de compressibilité. En conséquence, la masse volumique sera considérée comme constante dans notre étude. De même, il n'est pas nécessaire de prendre en compte l'énergie interne dans le modèle, qui est considérée comme constante. La gravité est également négligée. Le tenseur des contraintes s'écrit :

$$\vec{\sigma} = \frac{2}{3}\mu \left( \vec{\nabla} \cdot \vec{U} \right) + \mu \left( \overleftrightarrow{\nabla} \vec{U} + {}^t \overleftrightarrow{\nabla} \vec{U} \right) \quad (6.2)$$

où  $\mu = \rho\nu$  est la viscosité dynamique du fluide. Le système 6.1 se résume à la forme classique en écoulement incompressible :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{U} & = & 0 \\ \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} \rho \vec{U} & = & -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} + \nu \nabla^2 \vec{U} \end{cases} \quad (6.3)$$

## 6.2.2. Modélisation de la turbulence

Les équations 6.3 décrivent les écoulements turbulents, comme l'écoulement décollé autour de profils avec des lâchers de tourbillons, qui nous intéresse ici. La turbulence étant caractérisée par son spectre d'énergie [Cadot, 2010, Kundu et Cohen, 2008], un écoulement turbulent présente potentiellement une gamme continue d'échelles spatiales. L'utilisation du système 6.3 sans approximation reviendrait à simuler le champ turbulent sur l'ensemble des échelles le constituant et le calcul nécessiterait des pas de temps très petits ainsi qu'un maillage de l'espace très fin afin d'obtenir une convergence autour de valeurs de vitesse et de pression fortement instationnaires (condition CFL : Courant–Friedrichs–Lewy). Cette méthode appelée Simulation Numérique Directe (DNS pour Direct Numerical Simulation) est particulièrement exigeante en puissance et en ressources de calcul. De nos jours, seules certaines configurations d'écoulements simples à bas Reynolds où faiblement turbulents peuvent être étudiées en DNS. Afin de réduire le temps de calcul, il est nécessaire de réduire la résolution de certaines échelles de la turbulence et d'utiliser un modèle d'approximation pour les autres. En conséquence et compte-tenu des moyens de calculs présents au sein de notre laboratoire, c'est cette seconde approche qui sera adoptée. Les échelles de la turbulence non résolues numériquement sont déterminées par un modèle de fermeture.

### 6.2.2.1. Équations de Navier-Stokes moyennes

Les modèles de la turbulence sont construits à partir de la décomposition de Reynolds des variables de l'écoulement (paragraphe 2.3.3.3). Soit une variable aléatoire scalaire  $T$  dans un écoulement turbulent. La moyenne d'ensemble est définie par [Cadot, 2010] :

$$\langle T(\vec{x}, t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i(\vec{x}, t) \quad (6.4)$$

où  $T(\vec{x}, t)$  est la valeur de  $T$  à la position  $\vec{x}$  et à l'instant  $t$ . La moyenne d'ensemble possède certaines propriétés algébriques (linéarité, dérivabilité ainsi que composition).

La moyenne temporelle est définie par :

$$\bar{T}(\vec{x}) = \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{2t_0} \int_{-t_0}^{t_0} T(\vec{x}, t + s) ds \quad (6.5)$$

La décomposition de Reynolds des composantes de la vitesse  $U_x$ ,  $U_y$ ,  $U_z$  et de la pression  $P$  s'écrit :

$$U_x(\vec{x}, t) = \bar{U}_x(\vec{x}) + u_x(\vec{x}, t) \quad (6.6)$$

$$U_y(\vec{x}, t) = \bar{U}_y(\vec{x}) + u_y(\vec{x}, t) \quad (6.7)$$

$$U_z(\vec{x}, t) = \bar{U}_z(\vec{x}) + u_z(\vec{x}, t) \quad (6.8)$$

$$P(\vec{x}, t) = \bar{P}(\vec{x}) + p(\vec{x}, t) \quad (6.9)$$

où, pour des variables ergodiques,  $\bar{U}_x(\vec{x}) = \langle U_x(\vec{x}, t) \rangle$ ,  $\bar{U}_y(\vec{x}) = \langle U_y(\vec{x}, t) \rangle$ ,  $\bar{U}_z(\vec{x}) = \langle U_z(\vec{x}, t) \rangle$  et  $\bar{P}(\vec{x}) = \langle P(\vec{x}, t) \rangle$ . En écrivant la moyenne d'ensemble du système 6.3, il vient :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{U} & = & 0 \\ \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} \vec{U} & = & -\frac{\vec{\nabla} \bar{P}}{\rho} + \nu \nabla^2 \bar{U} + \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}}{\rho} \end{cases} \quad (6.10)$$

où  $\vec{U} = \bar{U}_x \vec{x} + \bar{U}_y \vec{y} + \bar{U}_z \vec{z}$ ,  $\vec{u} = u_x \vec{x} + u_y \vec{y} + u_z \vec{z}$  et  $\vec{\tau}$  est le tenseur des contraintes de Reynolds :

$$\vec{\tau} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{u_x u_x} & \overline{u_x u_y} & \overline{u_x u_z} \\ \overline{u_y u_x} & \overline{u_y u_y} & \overline{u_y u_z} \\ \overline{u_z u_x} & \overline{u_y u_z} & \overline{u_z u_z} \end{bmatrix} \quad (6.11)$$

Les équations 6.10 sont les équations de Navier-Stokes moyennes (RANS pour Reynolds Averaged Navier Stokes Equations) utilisées pour résoudre l'écoulement en modélisant les échelles de la turbulence. Néanmoins ce système n'est pas fermé car il comporte sept inconnues ( $\vec{U}, P$  et  $\vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}$ ) pour quatre équations. Il est donc nécessaires de trouver des équations supplémentaires de fermeture. Ainsi, on pose pour le tenseur de Reynolds :

$$\vec{\tau} = \rho \nu_t \left( \vec{\nabla} \vec{U} + {}^t \vec{\nabla} \vec{U} \right) - \frac{2}{3} \rho k \vec{I} \quad (6.12)$$

où  $\nu_t$  représente une viscosité cinématique turbulente et  $k = \text{tr}(\vec{\tau})/2$  est l'énergie cinétique turbulente moyenne. En remplaçant ces expressions dans le système 6.10, il vient :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{U} & = & 0 \\ \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} \vec{U} & = & -\frac{\vec{\nabla} \bar{P}^*}{\rho} + (\nu + \nu_t) \nabla^2 \bar{U} \end{cases} \quad (6.13)$$

où  $\bar{P}^* = \bar{P} + 2\rho k/3$ . La viscosité cinématique turbulente  $\nu_t$  est solution d'un second système constituant les équations de fermeture du modèle RANS. Il existe plusieurs types de modèles de turbulence (algébrique, à une équation de transport et à deux équations de transport). Le modèle utilisé dans les présentes simulations est le modèle  $k - \omega$  [Menter, 1994, Wilcox, 1988]. Il s'agit d'un modèle à deux équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente moyenne  $k$  et le taux de dissipation spécifique de

l'énergie cinétique turbulente  $\omega$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho k \vec{u} - \nabla^2 [(\nu + \sigma_k \nu_t) \rho k] \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \omega \vec{u} - \nabla^2 [(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \rho \omega] \\ \nu_t \end{array} \right. \begin{array}{l} = \\ = \\ = \end{array} \begin{array}{l} \left( \frac{\vec{\tau}}{\tau} \cdot \vec{\nabla} \right) \cdot \bar{u} - \beta^* \rho k \omega \\ \frac{\gamma}{\nu_t} \left( \frac{\vec{\tau}}{\tau} \cdot \vec{\nabla} \right) \cdot \bar{u} - \beta \rho \omega^2 \\ \frac{a_1 k}{\max \left( a_1 \omega, \left\| \vec{\nabla} \wedge \vec{U} \right\| \right)} \end{array} \quad (6.14)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_k = F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2} \\ \sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega2} \\ \gamma = F_1 \gamma_1 + (1 - F_1) \gamma_2 \\ \beta = F_1 \beta_1 + (1 - F_1) \beta_1 \end{array} \right. \quad (6.15)$$

où  $\sigma_{\omega1-2}$ ,  $\sigma_{k1-2}$ ,  $\gamma_{1-2}$ ,  $\beta_{1-2}$ ,  $a_1$  sont des constantes du modèle et  $F_{1-2}$  sont des fonctions de mélange [Pope, 2000].

### 6.2.2.2. Méthode de simulation des grandes échelles (LES)

La méthode de simulation des grandes échelles (LES pour Large Eddy Simulation) fut développée par [Smagorinsky, 1963] pour des applications en météorologie. Ce modèle consiste à résoudre numériquement les structures turbulentes les plus grandes (basses fréquences dans le spectre de la turbulence) et d'appliquer un modèle pour les structures possédant une fréquence au dessus d'une fréquence de coupure. À l'instar de la décomposition de Reynolds, nous définissons une opération de filtrage pour une variable scalaire  $T(\vec{x}, t)$  de l'écoulement [Lesieur *et al.*, 2005] :

$$\hat{T}(\vec{x}, t) = \int T(\vec{x}^*, t) G_{\delta x}(\vec{x} - \vec{x}^*) d\vec{x}^* = \int T(\vec{x} - \vec{x}^*, t) G_{\delta x}(\vec{x}^*) d\vec{x}^* \quad (6.16)$$

où  $G_{\delta x}$  est le gabarit d'un filtre passe-bas qui n'est pas supposé identique au sein du maillage spatial. Nous obtenons une décomposition de la variable  $T(\vec{x}, t)$  à travers le filtre :

$$T(\vec{x}, t) = \hat{T}(\vec{x}, t) + t(\vec{x}, t) \quad (6.17)$$

Ce filtre est appliqué au système 6.3 et plus particulièrement à l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} \vec{U} = -\frac{\vec{\nabla} \hat{P}}{\rho} + \nu \nabla^2 \hat{U} + \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}^r}{\rho} \quad (6.18)$$

où  $\vec{\tau}^r$  est le tenseur des contraintes résiduelles. En utilisant un second filtre de plus grande largeur  $p\delta x$  :

$$\tilde{T}(\vec{x}, t) = \int T(\vec{x}^*, t) G_{p\delta x}(\vec{x} - \vec{x}^*) d\vec{x}^* = \int T(\vec{x} - \vec{x}^*, t) G_{p\delta x}(\vec{x}^*) d\vec{x}^* \quad (6.19)$$

le tenseur des contraintes résiduelles peut être décomposé comme suit [Lesieur *et al.*, 2005] :

$$\begin{aligned} \vec{\tau}^r &= \underbrace{-\widetilde{u_i u_j}}_{R_{ij}} + \underbrace{-\left(\widetilde{\hat{U}_i u_j} + u_i \widetilde{\hat{U}_j}\right)}_{\mathcal{C}_{ij}} + \underbrace{\hat{U}_i \hat{U}_j - \widetilde{\hat{U}_i \hat{U}_j}}_{\mathcal{L}_{ij}} \\ i &\in [1, 3] \end{aligned} \quad (6.20)$$

où  $R_{ij}$  est le tenseur de Reynolds,  $\mathcal{C}_{ij}$  le tenseur de Clark et  $\mathcal{L}_{ij}$  le tenseur de Leonard. Pour les hautes fréquences, ces composantes tensorielles sont déterminées à l'aide d'un modèle d'échelle de sous-maille (SGS pour Sub-Grid Scale). Même si plusieurs modèles SGS existent, nous utilisons dans cette simulation le premier modèle développé par Smagorinsky ou sa variante dynamique [Lesieur *et al.*, 2005].

### 6.2.2.3. Méthode de simulation des tourbillons détachés (DES)

La littérature [Yarusevych *et al.*, 2009, Sicot *et al.*, 2006, Pellegrino et Meskell, 2013] montre que les écoulements décollés autour de profils comportent des couches limites, des re-circulations et des zones où sont présentes des structures résultant d'une instabilité de Von Kármán, ces régions étant marquées par la présence de grosses structures tourbillonnaires. Pour cette raison, il est judicieux de se fonder sur les travaux de [Spalart, 2000] qui proposent une méthode hybride LES/RANS appelée méthode des tourbillons détachés (DES pour Detached Eddy Simulation). Afin d'optimiser les ressources de calcul, il est pertinent de résoudre les grosses structures turbulentes (couches limites, re-circulations et lâchers de tourbillons) en utilisant un modèle LES dans les zones de l'écoulement présentant ces structures et d'employer un modèle RANS, moins exigeant en temps de calcul, dans les autres régions. C'est cette méthode DES qui est utilisée dans la suite de ce chapitre.

## 6.3. Configurations d'étude

### 6.3.1. Convergence numérique

Afin d'assurer la convergence numérique du schéma, nous imposons 12 itérations internes par pas de temps  $\delta t$  pour la discrétisation spatiale et un schéma du second ordre pour la discrétisation temporelle. La figure 6.1 montre les résidus obtenus sur la masse volumique  $\rho$ , la composante de vitesse axiale  $U_x$ , et la composante de vitesse transversale  $U_z$  pour une valeur d'angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$ , la configuration  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  et un nombre de Reynolds de 56090. Nous notons une convergence numérique au bout de 0.2 s de temps réel. Les résidus stabilisés ne dépassent pas  $3 \times 10^{-3}$ . Ces valeurs sont cohérentes avec le caractère instationnaire et turbulent des écoulements décollés considérés. Les calculs sont menés sur 12 coeurs et les temps de simulation sont

de l'ordre de 4 secondes de temps réel. La vitesse de calcul est de 24 heures pour simuler 0.5 s de temps réel.

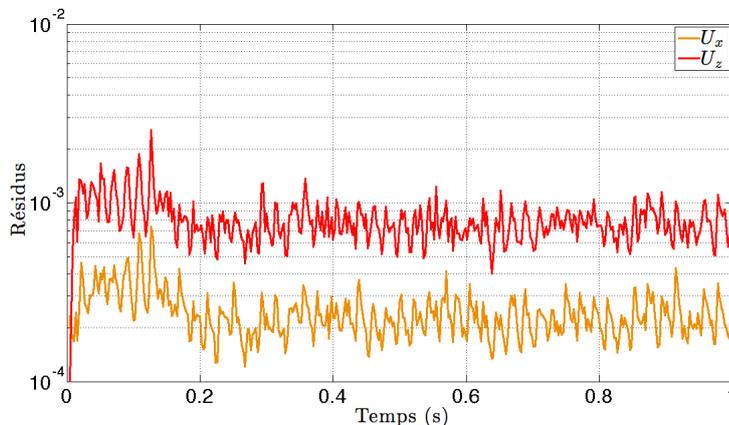


FIGURE 6.1. – Évolution temporelle des résidus numériques.

### 6.3.2. Cas du profil unique

Une première configuration consiste en un profil unique de corde  $c = 0.5$  m dans un écoulement de vitesse amont  $U_\infty = 100 \text{ m.s}^{-1}$  pour différentes incidences  $\alpha$ , ce cas correspond à des conditions de vol aéronautique avec un nombre de Reynolds  $Re = 3 \times 10^6$ , qui a pour but de comparer les valeurs du coefficient de portance calculées à d'autres valeurs numériques ou expérimentales de référence. Le domaine de calcul est une boîte de très faible épaisseur, ses dimensions sont une longueur  $x$  de  $8 \text{ m} \equiv 16c$ , une hauteur  $z$  de  $8 \text{ m} \equiv 16c$  et une épaisseur  $y$  de  $0.01 \text{ m} \equiv 0.02c$ . Le maillage est construit à partir de cellules hexaédriques régulières de taille générique  $0.1 \text{ m}$ . Les volumes de contrôle sont générés afin de réaliser un raffinement du maillage dans des régions cibles (figure 6.2). La forme des zones possédant un maillage raffiné est en adéquation avec la forme attendue du sillage du profil décroché. Le maillage compte environ  $2 \times 10^6$  cellules. Les frontières supérieures, inférieures et latérales du domaine sont associées à des conditions aux limites de symétrie  $\partial_{sym}$ . La section d'entrée de l'écoulement est associée à une condition aux limites imposant la vitesse  $U_\infty : \partial_{inlet}$ . La section de sortie est associée à une condition aux limites imposant une pression  $P_0 : \partial_{outlet}$ . La frontière définie par le profil est associée à une condition de vitesse nulle :  $\partial_{wall}$ . Le générateur de maillage effectue un raffinement des cellules au voisinage du profil afin d'obtenir un maillage localement adapté à la résolution de la couche limite (figure 6.3b).

Les figures 6.3a et 6.3b illustrent le détail du maillage en mettant en avant les différentes zones raffinées. En résumé, le calcul utilise un modèle de fluide visqueux incompressible avec un schéma spatial hybride DES associé à une méthode RANS  $k - \omega$  et un schéma temporel de second ordre avec un pas de temps  $\delta t = 10^{-4} \text{ s}$ .

### 6.3.3. Cas des profils en interaction

Le second cas correspond à la voilure et au plan en interaction avec  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  (figure 2.1). Comme pour la configuration précédente, le domaine d'étude est une boîte de faible épaisseur de longueur  $x$  de  $1 \text{ m} \equiv 20c$ , de hauteur  $z$  de  $1 \text{ m} \equiv 20c$  avec

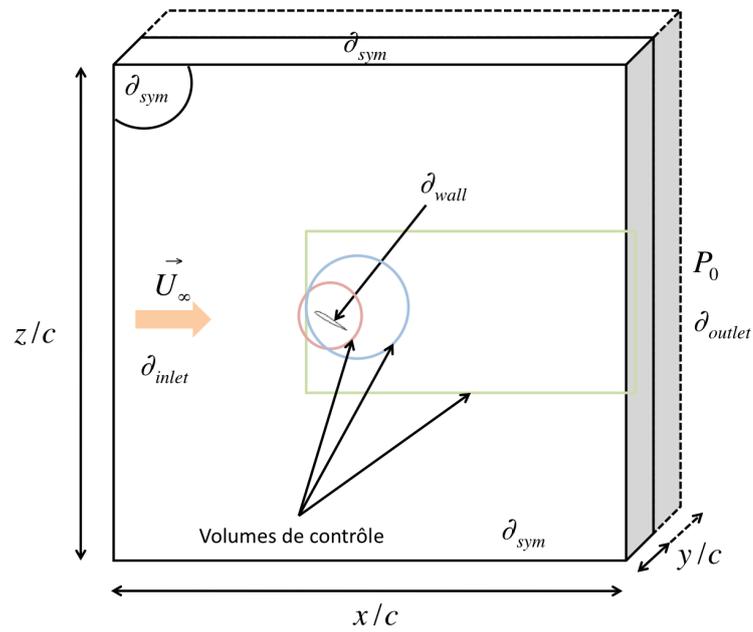


FIGURE 6.2. – Domaine de calcul pour un seul profil à  $Re = 3 \times 10^6$  pour un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$ .

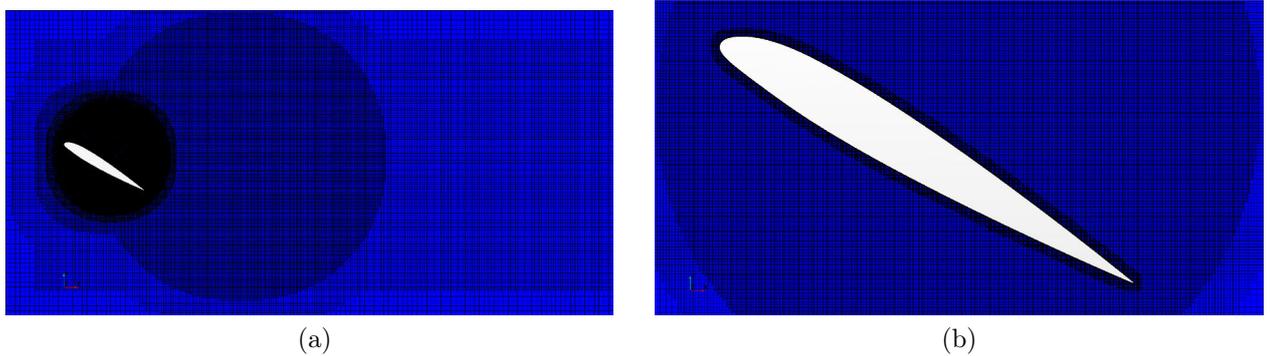


FIGURE 6.3. – Détail du maillage de la configuration de calcul pour un seul profil à  $Re = 3 \times 10^6$ .

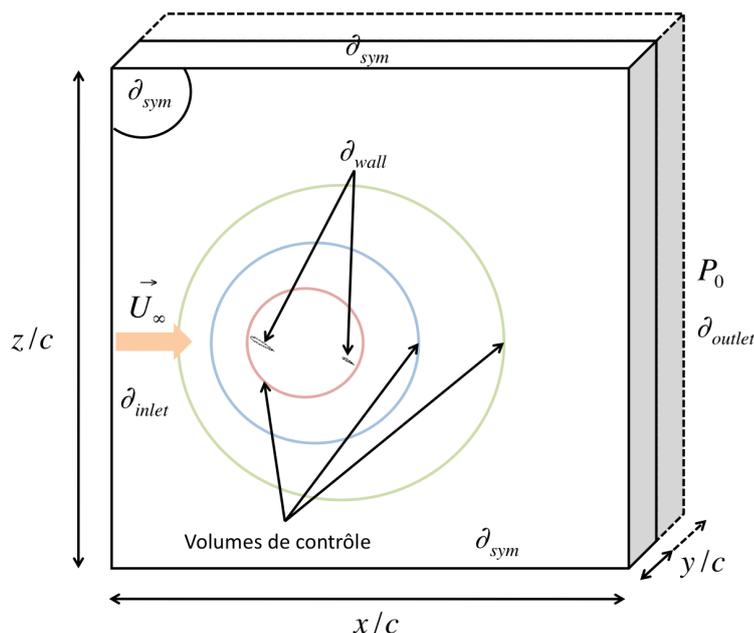


FIGURE 6.4. – Domaine de calcul pour deux profils en interaction à  $Re = 56090$  pour un angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$ .

un test de trois épaisseurs  $y$  différentes  $1 \text{ mm} \equiv 0.02c$ ,  $3 \text{ mm} \equiv 0.06c$  et  $6 \text{ mm} \equiv 0.12c$ . La vitesse à l'infini amont est  $U_\infty = 17.5 \text{ m.s}^{-1}$  et le nombre de Reynolds construit sur le profil amont (voilure) vaut  $56090$ , ce qui correspond aux conditions expérimentales en soufflerie. La figure 6.4 présente cette configuration avec les zones de maillage plus fin. Les maillages comportent respectivement environ  $10^6$  cellules pour une épaisseur du domaine de  $1 \text{ mm}$ ,  $3 \times 10^6$  cellules pour une épaisseur du domaine de  $3 \text{ mm}$  et  $6 \times 10^6$  cellules pour une épaisseur du domaine de  $6 \text{ mm}$ . Les conditions aux limites présentées figure 6.4 sont identiques à celles du cas du profil unique. Nous utilisons, comme précédemment, un modèle de fluide visqueux incompressible avec un schéma spatial hybride DES associé à une méthode RANS  $k - \omega$  SST et un schéma temporel de second ordre avec un pas de temps  $\delta t = 10^{-4} \text{ s}$ .

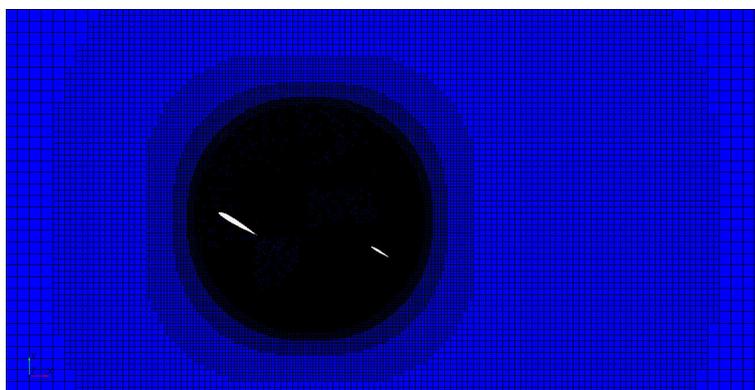


FIGURE 6.5. – Détail du maillage de la configuration de calcul pour deux profils en interaction à  $Re = 56090$ .

## 6.4. Analyse des résultats

### 6.4.1. Coefficients de portance et de traînée

[Faure, 2008] définit les coefficients des forces normale  $C_N$  et tangentielle  $C_A$  dans un repère lié au profil par :

$$C_N = \int_0^c (C_{p,i} - C_{p,e}) d\left(\frac{x}{c}\right) + \int_0^c \left( C_{f,e} \frac{dz_e}{dx} + C_{f,i} \frac{dz_i}{dx} \right) d\left(\frac{x}{c}\right) \quad (6.21)$$

$$C_A = \int_0^c \left( C_{p,e} \frac{dz_e}{dx} - C_{p,i} \frac{dz_i}{dx} \right) d\left(\frac{x}{c}\right) + \int_0^c (C_{f,e} + C_{f,i}) d\left(\frac{x}{c}\right) \quad (6.22)$$

avec le coefficient de pression  $C_p = 2(p - p_\infty) / (\rho U_\infty^2)$  et le coefficient de frottement pariétal  $C_f = 2\nu (\nabla \vec{U} \cdot \vec{n}) / U_\infty^2$  où  $\vec{n}$  est la normale extérieure au profil. Les indices  $e$  et  $i$  représentent respectivement l'extrados et l'intrados du profil. Les coefficients de portance et de traînée s'obtiennent pour un angle d'incidence  $\alpha$  par les relations :

$$C_L = C_N \cos \alpha - C_A \sin \alpha \quad (6.23)$$

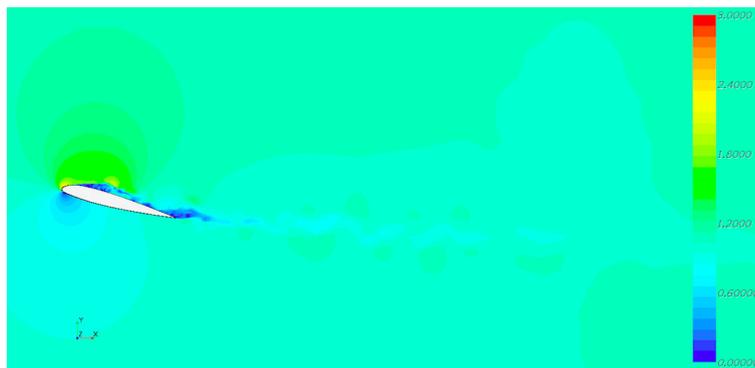
$$C_D = C_N \sin \alpha + C_A \cos \alpha \quad (6.24)$$

Ces coefficients sont calculés à chaque itération temporelle en prenant en compte non seulement la répartition de pression mais aussi les contributions visqueuses de cisaillement sur chaque profil. Ils sont donc directement comparables aux valeurs fournies par les balances à jauges de déformation employées en soufflerie.

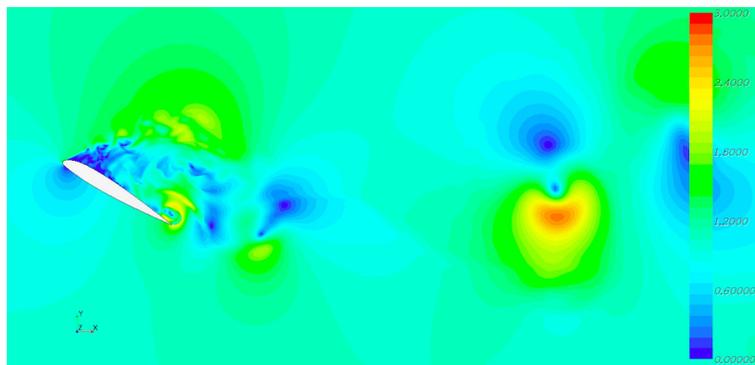
### 6.4.2. Cas du profil unique

#### 6.4.2.1. Champ de vitesse

D'après [Abbott et Von Doenhoff, 1959], le profil NACA 23012 décroche pour un angle d'incidence d'environ  $\alpha = 16^\circ$  pour  $Re = 3 \times 10^6$ . La figure 6.6a présente le champ instantané du module de vitesse adimensionné par la vitesse à l'infini amont pour un angle d'incidence  $\alpha = 10^\circ$ , valeur inférieure à l'angle de décrochage. À cette incidence, la couche limite côté extrados est encore attachée au voisinage du bord d'attaque. La méthode de résolution DES permet néanmoins d'observer un décollement de la couche limite à l'extrados du profil à partir de 15% de sa corde. Un sillage peu développé est visible en aval du bord de fuite du profil. Pour un angle d'incidence supérieur à l'angle de décrochage, le profil présente un décollement massif de la couche limite sur l'ensemble de l'extrados (figure 6.6b). Nous observons alors deux couches de cisaillement, au bord d'attaque et au bord de fuite qui délimitent une zone de faible vitesse sur l'extrados. Le sillage en aval du profil est beaucoup plus large que dans le cas attaché, fortement instationnaire et turbulent avec la présence de grandes structures tourbillonnaires cohérentes. Le cisaillement au bord d'attaque entraîne le développement d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz et génère périodiquement des lâchers de structures tourbillonnaires dans le sillage (figure 6.6b). Des structures tourbillonnaires sont également émises au bord de fuite pour compenser la circulation créée au bord d'attaque.



(a)



(b)

FIGURE 6.6. – Champs instantanés du module de la vitesse adimensionné par la vitesse de l'écoulement à l'infini amont  $\|\vec{U}\|/U_\infty$  pour  $Re = 3 \times 10^6$  : a) angle d'incidence  $\alpha = 10^\circ$ , b) angle d'incidence  $\alpha = 30^\circ$ .

### 6.4.2.2. Coefficients aérodynamiques moyens

L'étude du cas d'un profil isolé à un nombre de Reynolds de  $3 \times 10^6$  fournit l'évolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence (figure 6.7). Nous avons privilégié les fortes incidences afin de décrire le comportement au niveau du décrochage et après le décrochage. Compte-tenu du comportement linéaire de la courbe  $C_L(\alpha)$  en écoulement attaché, la simulation numérique ne considère que deux cas à faible incidence ( $\alpha = 8^\circ$  et  $\alpha = 12^\circ$ ). On remarque la cohérence de la pente du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence par rapport aux données expérimentales publiées pour le même profil au même nombre de Reynolds [Abbott et Von Doenhoff, 1959]. L'accord est également bon avec les résultats du code XFOil qui utilise une méthode des panneaux 3D. Les présentes simulations DES sous Star-CCM+ prédisent correctement le décrochage du profil pour  $\alpha = 14^\circ$  et montrent une chute significative du coefficient de portance pour des angles d'incidence supérieurs à cette valeur. En comparaison, les travaux de [Abbott et Von Doenhoff, 1959] présentent, pour le même nombre de Reynolds, un angle de décrochage  $\alpha = 15^\circ$  ainsi qu'une chute de portance de même ordre de grandeur que celle obtenues sur les simulations numériques. Les données relatives à l'évolution du coefficient de Reynolds après le décrochage sont relativement difficiles à trouver. Nous utilisons comme référence les travaux expérimentaux de [Sheldahl et Klimas, 1981] menées sur un profil différent, le profil symétrique NACA 0012 a un nombre de Reynolds relativement proche de  $2 \times 10^6$  qui décroche pour  $\alpha = 13^\circ$ . Cette légère différence avec les résultats numérique et les mesures de [Abbott et Von Doenhoff, 1959] ainsi que la valeur plus faible du maximum du coefficient de portance s'expliquent par un effet de Reynolds. Les observations effectuées au chapitre 2 (figure 2.2) et qui décrivent  $C_L(\alpha)$  comme une courbe universelle indépendante du nombre de Reynolds et de la forme du profil, permettent de confronter nos mesures expérimentales à  $Re = 56090$  aux résultats de ces simulations numériques à  $Re = 3 \times 10^6$ . Par conséquent, on observe une bonne cohérence entre les mesures du coefficient de portance à  $Re = 56090$  et les mesures de [Sheldahl et Klimas, 1981] pour  $\alpha > 15^\circ$  (figure 6.7). Pour les incidences qui suivent le décrochage, les valeurs obtenues par les présentes simulations DES sont plus élevées que les valeurs expérimentales ou de référence (jusqu'à 40% d'erreur relative). Cependant, la forme de la courbe est semblable aux observations expérimentales pour  $17^\circ < \alpha < 30^\circ$ . Compte-tenu de la nature fortement instationnaire et turbulente des écoulements décollés, cette différence est peut être expliquée par la faible largeur du volume de simulation  $-0.01c \leq y \leq 0.01c$ . En effet, les conditions aux limites de symétrie sur la largeur du domaine de calcul peuvent ne pas décrire exactement l'écoulement suivant l'axe  $y$ . La solution retenue par la suite pour améliorer les calculs numériques réalisés à  $Re = 56090$ , est une augmentation de la largeur du domaine de simulation.

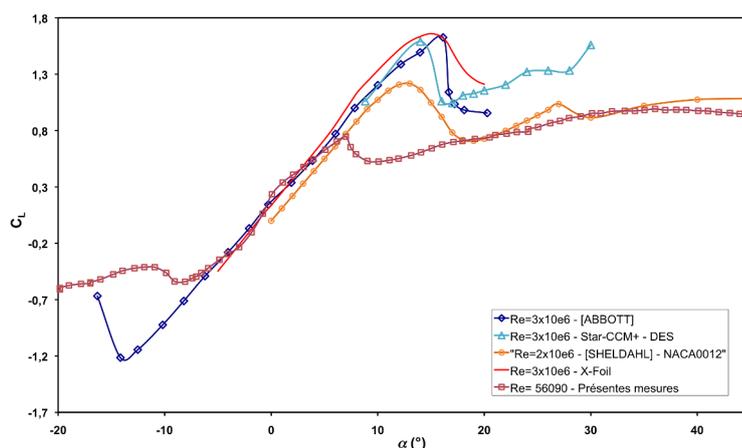


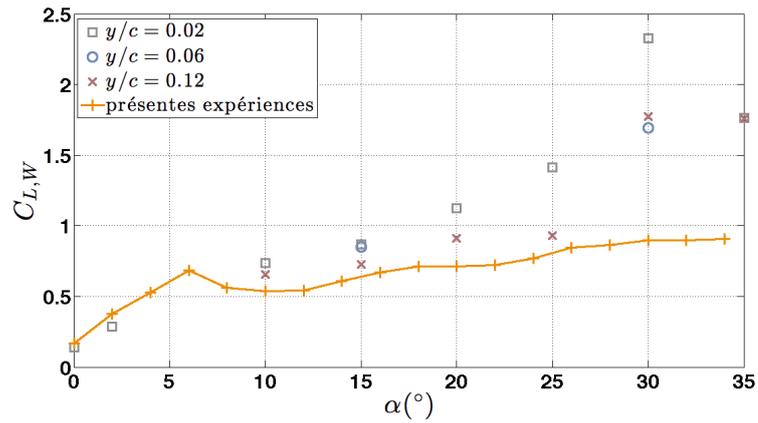
FIGURE 6.7. – Évolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence pour un profil.

### 6.4.3. Cas des profils en interaction

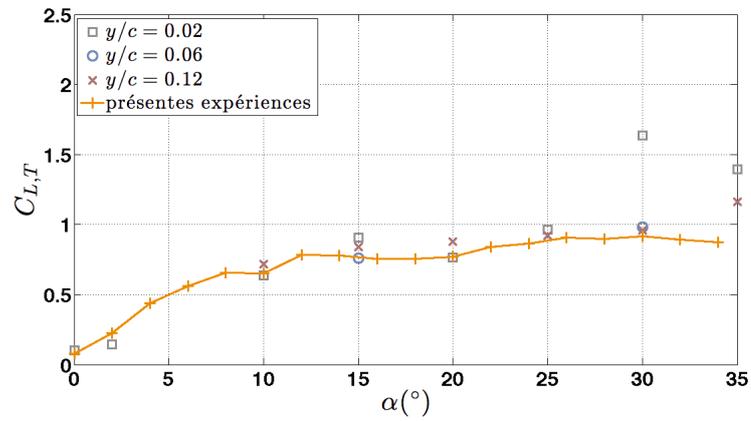
Cette partie a pour but de fournir les résultats des simulations numériques correspondant à la configuration expérimentale de deux profils en interaction pour  $\ell_x = 3c$ ,  $\ell_z = c$  avec  $i_T = -0.4^\circ$  pour  $Re = 56090$ . Après une étude de l'influence de la largeur du domaine de calcul sur les coefficients aérodynamiques, nous présentons les champs de vitesse instantanée comparés aux champs mesurés par PIV pour différentes valeurs de l'angle d'incidence. Compte-tenu de la résolution temporelle des coefficients aérodynamiques obtenus numériquement, il est possible d'en effectuer une analyse en fréquence afin de mettre en évidence les phénomènes périodiques de lâchers tourbillonnaires.

#### 6.4.3.1. Coefficients aérodynamiques moyens

Les figures 6.8a et 6.8b présentent respectivement les coefficients de portance du profil amont et aval obtenus à partir des simulations numériques pour trois largeurs du domaine de calcul  $y/c = 0.02, 0.06, 0.12$  et les mesures des balances aérodynamiques en fonction de l'angle d'incidence. Pour les angles d'incidence inférieurs à l'angle de décrochage. Pour les incidences  $\alpha=0^\circ$  et  $\alpha=2^\circ$  inférieures à l'angle de décrochage, les simulations menées avec le domaine de plus faible largeur ( $y/c = 0.02$ ) sont cohérentes avec les résultats expérimentaux. Pour les angles d'incidence supérieurs à l'angle de décrochage ( $10^\circ < \alpha < 30^\circ$ ), une convergence du coefficient de portance vers les résultats expérimentaux apparaît avec l'augmentation de la largeur du domaine de calcul. Nous observons ainsi, en particulier pour le profil amont (figure 6.8a), un accord relatif des valeurs numériques pour une largeur de domaine  $y/c = 0.12$  avec une erreur relative inférieure à 20%. Au-delà de  $\alpha = 30^\circ$ , on observe un écart significatif des valeurs issues des simulations par rapport à l'expérience quelque soit la largeur du domaine utilisée. Ces résultats corroborent les observations effectuées pour un seul profil à  $Re = 3 \times 10^6$  et tendent à mettre en évidence l'influence de la largeur du domaine de calcul sur la valeur des coefficients aérodynamiques. Notons toutefois que les différences simulations-mesures sont moins prononcées sur les coefficients liés au profil aval (erreur relative inférieure à 15%) pour lequel l'écoulement local possède un nombre de Reynolds deux fois plus faible qu'autour du profil amont.



(a)



(b)

FIGURE 6.8. – Coefficients de portance des profils issus des simulations numériques pour la configuration  $l_x = 3c$  et  $l_z = c$  et pour différentes largeurs du domaine de calcul, à différentes incidences : a) profil amont, b) profil aval.

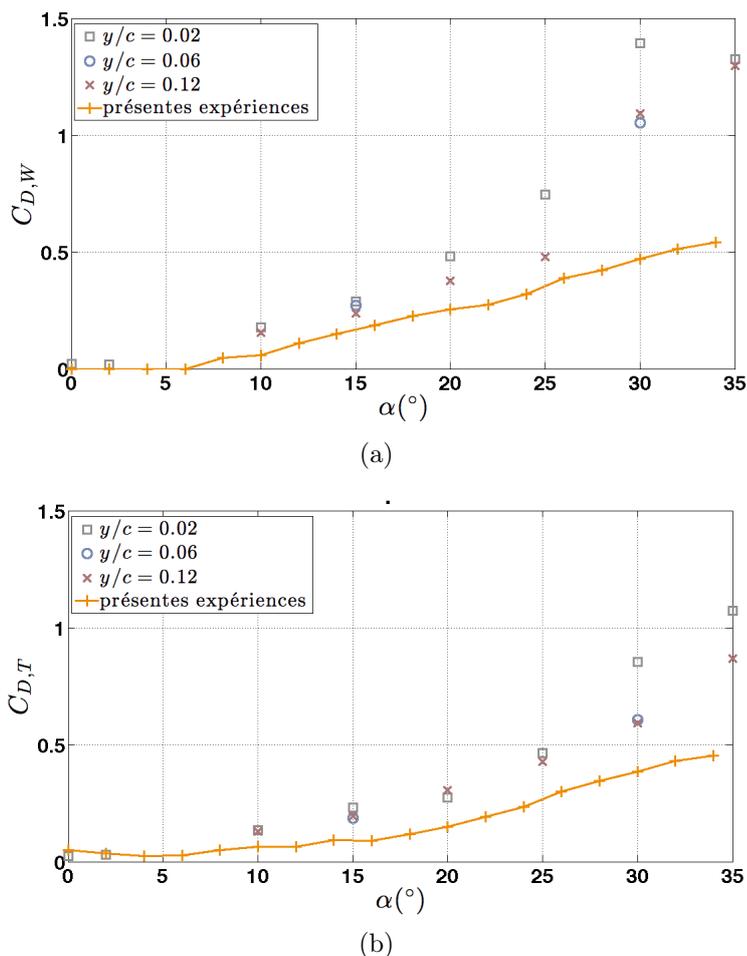


FIGURE 6.9. – Coefficients de traînée des profils issus des simulations numériques pour la configuration  $l_x = 3c$  et  $l_z = c$  et  $i_T = -0.4^\circ$  et pour différentes largeurs du domaine de calcul, à différentes incidences : a) profil amont, b) profil aval.

La même analyse peut être conduite pour le coefficient de traînée (figures 6.9a et 6.9b), qui conforte les conclusions précédentes en particulier la difficulté de la simulation numérique au-delà de  $\alpha = 30^\circ$ . Cependant, pour le coefficient de traînée, on rappelle que la grande incertitude attachée aux résultats expérimentaux pour les faibles valeurs de l'angle d'incidence ne permet pas de valider leur pertinence. Il en est de même des simulations numériques pour ces angles d'incidence qui ne fournissent pas la bonne valeur du coefficient de traînée étant donnée sa très faible valeur en écoulement attaché. Néanmoins, comme l'objectif premier de cette étude est une caractérisation de l'écoulement à forte incidence, nous nous attacherons plus particulièrement aux valeurs  $\alpha > 10^\circ$ . Pour  $10^\circ < \alpha < 30^\circ$ , mesures et simulations numériques mettent en évidence le comportement linéaire du coefficient de traînée pour les deux profils avec des erreurs inférieures à 40% et semblent être du même ordre de grandeur pour les deux profils.

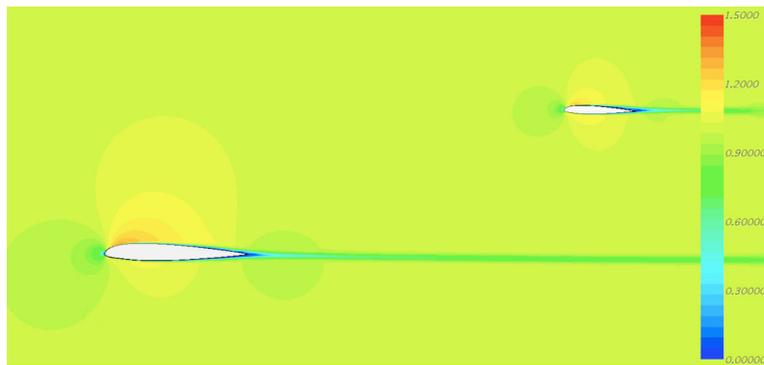
### 6.4.3.2. Comparaison des champs de vitesse

Dans ce paragraphe, on compare les champs instantanés issus de la simulation numérique, aux résultats expérimentaux obtenus par PIV pour les trois angles d'incidence  $\alpha = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ . Pour une incidence nulle le champ calculé (figure 6.10a) affiche un très bon accord avec les mesures (figure 6.10b). Aux faibles incidences, l'écoulement autour des profils est attaché et les sillages de chaque profil sont fins et se développent en aval de leur bord de fuite respectif. Nous pouvons toutefois remarquer que le champ numérique est mieux défini spatialement que le champ PIV. Pour une incidence  $\alpha = 15^\circ$ , on observe, à la fois sur le champ numérique (figure 6.11a) et les mesures PIV (figure 6.11b), que le profil amont est totalement décroché. On note la présence de couches de cisaillement au bord d'attaque et au bord de fuite du profil amont ainsi qu'une zone de re-circulation sur son extrados avec un excellent accord entre la simulation et la mesure. Le sillage qui se développe en aval du profil amont est composé de grosses structures tourbillonnaires cohérentes et étendues émises alternativement du bord d'attaque et du bord de fuite. Les champs numériques et expérimentaux présentent une alternance de zones de basse et haute vitesse caractéristiques de ces structures. Malgré la présence du profil aval dans le sillage du profil amont décroché, la pression dynamique au voisinage du plan reste comparable à celle relevée dans l'écoulement à l'infini amont. Bien que l'incidence de ce profil aval soit supérieure à l'incidence de décrochage, la simulation et l'expérience mettent en avant l'absence de re-circulation sur son extrados. L'évolution temporelle de la simulation numérique montre un phénomène de soufflage de l'extrados du plan par les structures tourbillonnaires émises par la voilure, permettant de limiter le décollement de la couche limite.

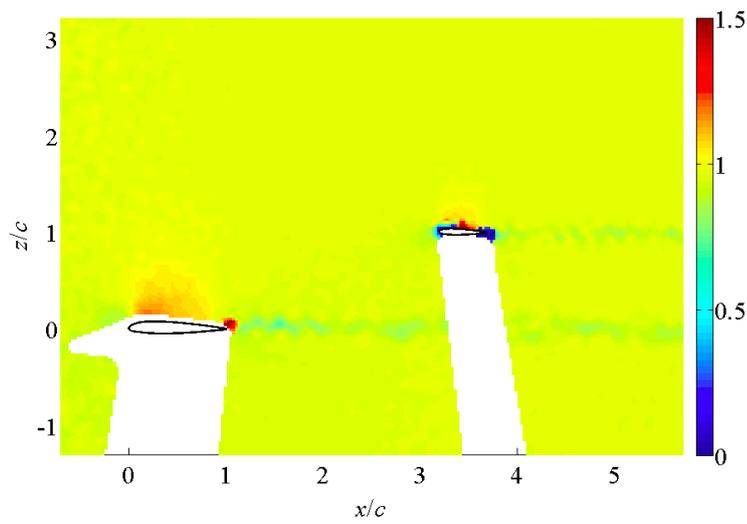
Pour une incidence  $\alpha = 30^\circ$ , il y a une surestimation du maximum du module de la vitesse obtenu par la simulation numérique par rapport à l'expérience (figures 6.12a et 6.12b), qui se traduit par une saturation de la palette de couleur et la représentation de ces niveaux en blanc (les mêmes échelles sont conservées entre calcul et expérience pour les trois valeurs de l'angle d'incidence). Une explication possible de cette différence peut provenir de la faible largeur du domaine de calcul ( $y/c = 0.12$ ) qui se traduit par une minimisation du développement des effets 3D des décollements en aval des profils. Les conditions aux limites numériques de symétrie imposées par une faible largeur du domaine s'écartent de ce comportement 3D observé sur la configuration expérimentale. Néanmoins, les figures 6.12a et 6.12b présentent la même dynamique globale. En effet, nous observons au voisinage du profil amont décroché, les zones de cisaillement de bord d'attaque et de bord de fuite ainsi qu'une re-circulation sur l'extrados. Pour  $\alpha = 30^\circ$ , le profil aval est situé en dessous du sillage du profil amont et subit une moindre influence de ce dernier qui se traduit par un décollement à l'extrados du plan (figure 6.12a). De façon générale, on observe une bonne cohérence des dynamiques de l'écoulement entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux.

### 6.4.3.3. Évolution des coefficients aérodynamiques selon la fréquence

Un apport important de la simulation numérique par rapport aux champs expérimentaux PIV, hormis l'absence de zone masquée, est le caractère résolu en temps des champs. Il est donc possible, à partir des signaux des efforts aérodynamiques, d'effectuer une analyse en fréquence.

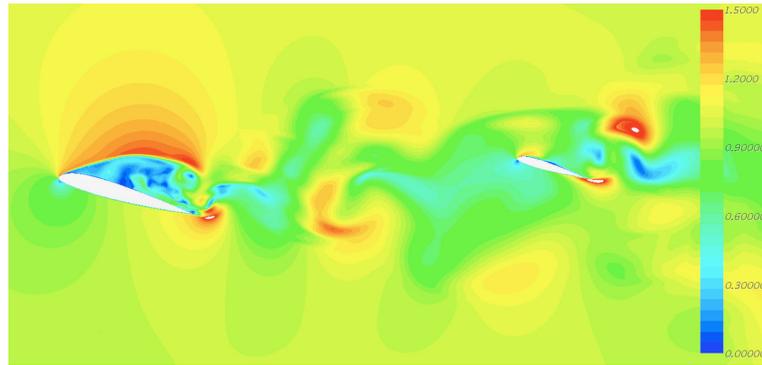


(a)

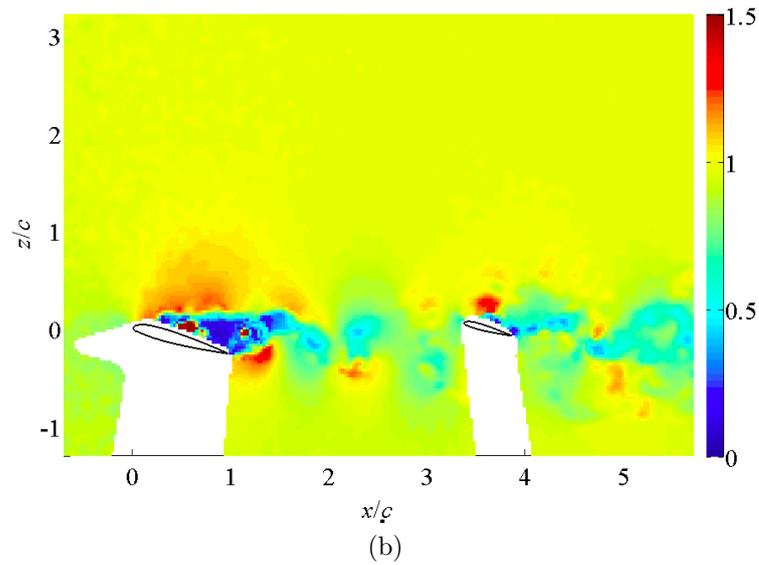


(b)

FIGURE 6.10. – Champs scalaires du module de la vitesse adimensionné par le vitesse infinie amont  $\|\vec{U}\|/U_\infty$  pour une incidence  $\alpha = 0^\circ$  : a) simulation numérique, b) mesure PIV champs instantannés.

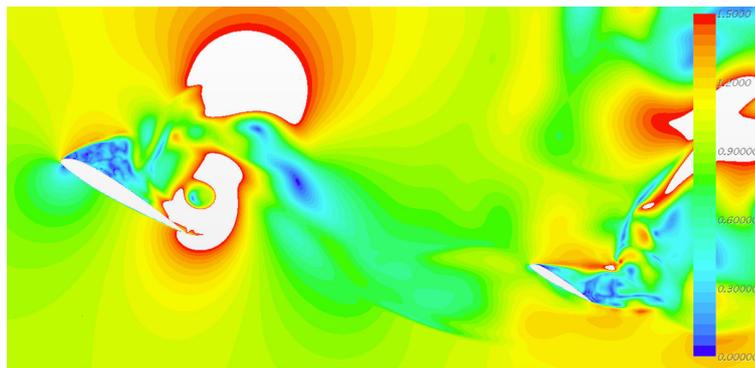


(a)

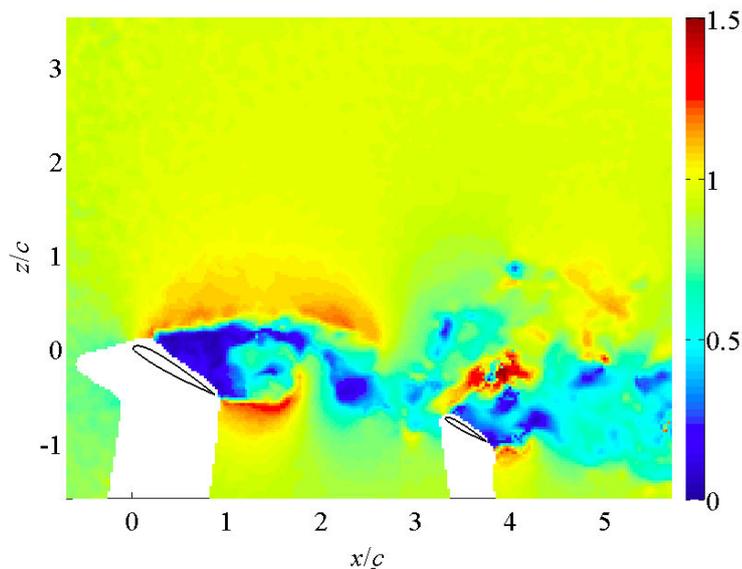


(b)

FIGURE 6.11. – Champs scalaires du module de la vitesse adimensionné par le vitesse infinie amont  $\|\vec{U}\|/U_\infty$  pour une incidence  $\alpha = 15^\circ$  : a) simulation numérique, b) mesure PIV champs instantannés.



(a)



(b)

FIGURE 6.12. – Champs scalaires du module de la vitesse adimensionné par le vitesse infinie amont  $\|\vec{U}\|/U_\infty$  pour une incidence  $\alpha = 30^\circ$  : a) simulation numérique, b) mesure PIV champs instantannés.

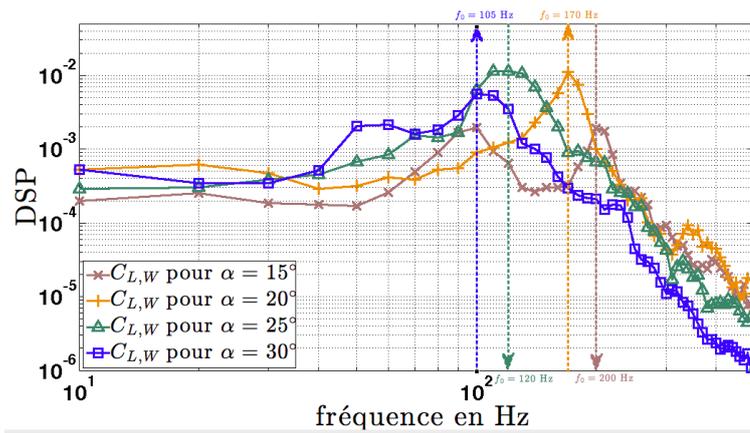


FIGURE 6.13. – Densité spectrale de puissance du coefficient de portance du profil amont  $C_{L,W}$  pour différentes valeurs de l'angle d'incidence.

Le sillage d'un profil décollé est marqué par l'émission périodique de structures tourbillonnaires [Yarusevych *et al.*, 2009, Sicot *et al.*, 2006, Pellegrino et Meskell, 2013] qui se traduit par une composante périodique sur le champ de vitesse et la portance exercée sur le profil. Il est donc possible d'identifier la fréquence des lâchers de tourbillons à travers l'analyse spectrale du signal temporel de la portance. La figure 6.13 présente la densité spectrale de puissance du coefficient de portance issu des simulations numériques pour le profil amont et différentes valeurs de l'angle d'incidence ( $\alpha = 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ$ ). L'identification de pics émergents d'un signal large bande reflète la nature périodique des lâchers de tourbillons. À partir de ces fréquences, on peut construire un nombre de Strouhal à partir de la corde  $St = fc/U_\infty$  ou à partir de la corde projetée selon la direction de l'écoulement incident  $St_\alpha = St \sin \alpha$  dont les valeurs sont données dans le tableau 6.1 (chapitre 5). Ces deux nombres de Strouhal sont comparés figure 6.14 aux résultats expérimentaux et à des données issues de références [Sicot *et al.*, 2006, Alam *et al.*, 2010]. On observe une diminution du nombre de Strouhal selon l'angle d'incidence pour  $15^\circ \leq \alpha \leq 50^\circ$  (figure 6.14a). Par ailleurs, il y a un excellent accord entre les données issues de la simulation et les données expérimentales pour  $\alpha \geq 25^\circ$ , c'est-à-dire les configurations fortement décollées, et un accord global avec d'autres expériences pour les valeurs d'incidence plus faibles. Il en est de même pour l'évolution de  $St_\alpha$  avec l'angle d'incidence (figure 6.14b) qui présente un palier autour de la valeur  $St_\alpha = 0.17$ . L'accord des nombres de Strouhal issus des simulations numériques avec les valeurs obtenues expérimentalement, par une hypothèse d'advection des tourbillons par l'écoulement incident, valide ces dernières. Ce résultat justifie également les moyennes de phase mises en oeuvre dans le chapitre 5.

## 6.5. Conclusion

Les simulations numériques menées dans cette étude présentent des résultats cohérents par rapport aux mesures expérimentales et aux données disponibles dans les références. La méthode DES fournit une bonne résolution des structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement y compris pour les configurations décollées. Les simulations numériques permettent de résoudre temporellement et spatialement l'écoulement et donnent

Incidence	unité	fréquence	unité	Strouhal $St$	unité	Strouhal $St_\alpha$	unité
15	deg	200	Hz	0.5714	-	0.1419	-
20	deg	170	Hz	0.4857	-	0.1661	-
25	deg	120	Hz	0.3429	-	0.1449	-
30	deg	105	Hz	0.3	-	0.15	-

TABLE 6.1. – Évolution des fréquences d'émission tourbillonnaire en fonction de l'angle d'incidence.

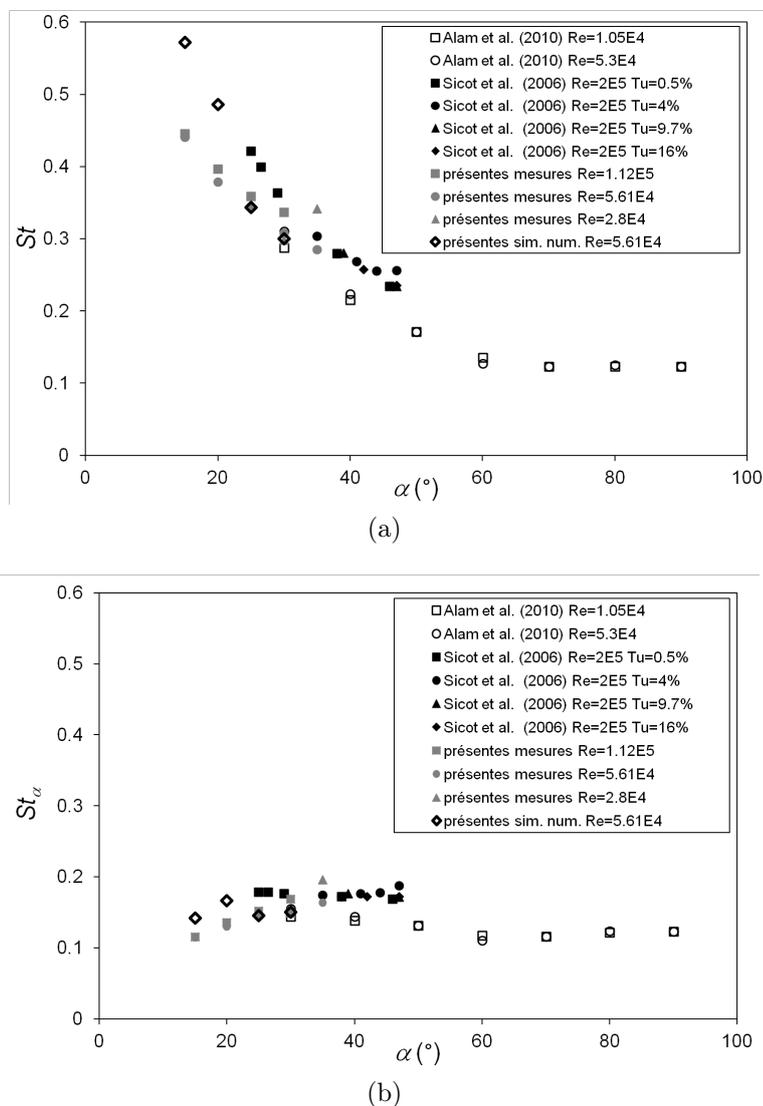


FIGURE 6.14. – Évolution du nombre de Strouhal en fonction de l'angle d'incidence  $\alpha$  : a) nombre de Strouhal  $St$  construit sur la corde, b) nombre de Strouhal  $St_\alpha$  construit sur la corde projetée.

accès à l'ensemble des variables de l'écoulement en tout point du domaine. Elles peuvent donc être comparées aux observations expérimentales et donnent un éclairage supplémentaire sur la nature instationnaires de l'interaction entre profils. Une étude en fréquence des coefficients d'efforts est menée et permet de qualifier les fréquences des lâchers tourbillonnaires générés par la voilure décrochée. Cependant, pour des valeurs élevées de l'angle d'incidence, les résultats affichent des différences relativement importantes avec les données expérimentales, probablement dues à l'établissement d'un écoulement 3D qui n'est pas parfaitement reflété par la faible largeur du domaine de calcul. Par ailleurs, le schéma numérique utilisé et le nombre de cellules du maillage, pouvant atteindre  $6.10^6$ , ont rapidement posés des problèmes en terme de temps de calcul.



# 7. Modélisation en mécanique du vol

## 7.1. Introduction

L'objet de ce chapitre est de simuler le mouvement longitudinal d'un avion aux fortes incidences et de montrer qu'il est possible de prévenir un pilote de la rentrée dans un phénomène de décrochage profond. Pour cela, nous construisons un premier modèle d'avion évoluant à ces incidences à l'aide des résultats expérimentaux et numériques des chapitres précédents, c'est-à-dire l'aérodynamique résultant de deux profils en interaction. Dans la bibliographie concernant les modèles avions (section 1.1.5), il a été constaté que ceux-ci sont plutôt fondés sur l'aérodynamique de l'avion complet, à l'aide de courbes idéalisées [Powers, 1966] ou de courbes expérimentales [Montgomery et Moul, 1966], mais qu'ils intègrent aussi, dans certains cas, la prise en compte de l'aérodynamique de l'empennage [Thomas et Collingbourne, 1974]. Ces derniers utilisent l'angle de déflexion  $\varepsilon$  et le rapport de pression dynamique  $U_T^2/U_\infty^2$  pour simuler l'interaction et diminuer l'efficacité de l'empennage. Ces effets, qui n'ont pas été observés ici dans l'interaction 2D, sont utilisés comme des paramètres de recalage. Les modèles fondés sur l'aérodynamique de l'avion garantissent bien sûr une meilleure simulation du vol à grande incidence, mais ne permettent pas de distinguer clairement les phénomènes mis en jeu dans ce type de décrochage. Ainsi, notre approche concerne plutôt la quantification des effets 2D sur la dynamique du vol de l'avion sans paramètre de recalage. Cependant, les effets 2D ne représentent a priori qu'une partie des phénomènes à l'origine du décrochage profond (section 1.1.7). Il est donc nécessaire de vérifier les résultats obtenus et parfois de modifier cette aérodynamique pour simuler des effets 3D comme, par exemple, l'autocabrage. D'après l'analyse de la littérature (section 1.1.2), on considère souvent que le mouvement dans le plan longitudinal de l'avion est suffisant pour simuler le phénomène de décrochage profond. Néanmoins, le mouvement plan ne permet pas d'étudier la sortie du phénomène en virage. Cette solution est possible mais dangereuse puisqu'elle risque de faire entrer l'appareil dans un régime de vrille.

Nous limiterons ici l'étude au cas des avions de transport. Le cas des avions de chasse modernes constitue une configuration particulière. En effet, à forte incidence, même si la traînée devient très importante, la poussée d'un avion de chasse est suffisante pour maintenir un vol en palier même en décrochage profond. En revanche, la faible poussée d'un avion de transport (de l'ordre de 20% de son poids) ne permet pas de maintenir cet appareil en palier et engendre une chute inexorable vers le sol.

Après avoir défini le modèle non linéaire de dynamique du vol en explicitant ses hypothèses, une étude analytique fournit les caractéristiques des modes longitudinaux de l'avion à basse et haute incidence. Le cas basse incidence est bien connu mais le cas haute incidence fournit des résultats originaux. Ceux-ci sont ensuite corroborés par la



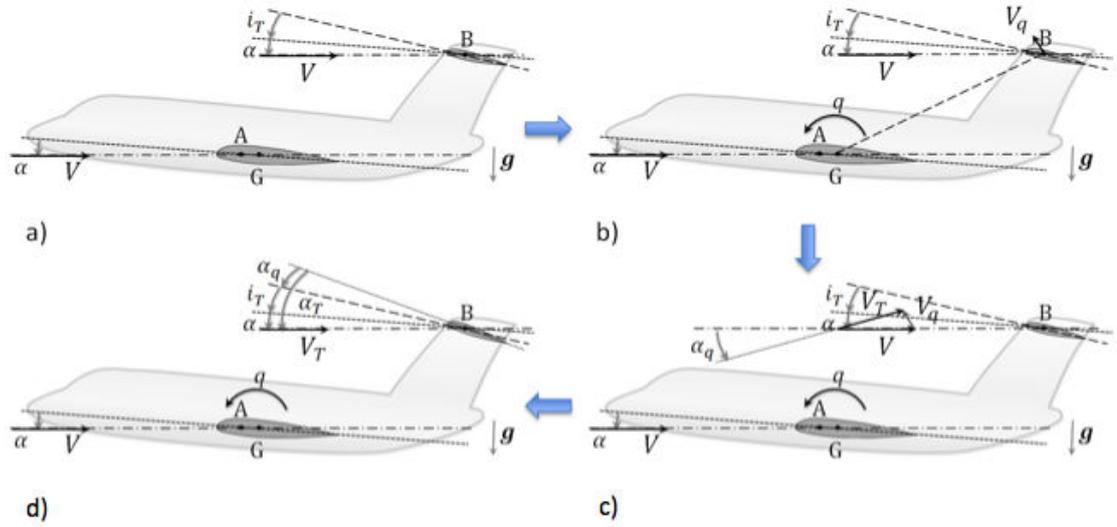


FIGURE 7.2. – Définition de la prise en compte de l'effet de la vitesse de tangage dans l'interaction : a) cas statique, b) cas dynamique où la vitesse de tangage  $q$  se traduit par une vitesse induite  $V_q$ , c) cas dynamique avec modification du triangle de vitesse du plan conduisant à une vitesse relative  $V_T$ , d) cas dynamique équivalent avec modification de l'incidence de l'écoulement sur le plan  $\alpha_T$ .

$$\alpha_T = \alpha + i_T + \alpha_q \quad (7.1)$$

Cet effet existe aussi sur la voilure principale mais il est négligé compte-tenu du faible bras de levier entre le foyer de la voilure et le centre de gravité (figure 7.2). Cette incidence  $\alpha_q$  est dynamique et il est nécessaire de la modéliser car notre expérience en soufflerie est statique. Si l'expérience était dynamique, on pourrait mesurer directement les valeurs instantanées de la portance et de la traînée du plan pour une vitesse de tangage donnée, sans avoir à modéliser l'incidence  $\alpha_q$ . En revanche, on pourra chercher ici les valeurs liées à cette incidence dynamique en supposant qu'elle a le même effet que l'angle de calage  $i_T$ , ce qui suppose que les vitesses de tangage sont suffisamment faibles.

L'annexe B présente le calcul de l'expression exacte de  $\alpha_q$  et montre que l'approximation suivante est suffisante :

$$\alpha_q = \arctan \left( \frac{V_q}{V} \right) \quad (7.2)$$

où  $V_q = l_{GB}q$  est la vitesse circonférentielle au foyer de l'empennage.

### 7.2.2. Équations du mouvement

La résultante aérodynamique et le moment de tangage de la voilure sont (figure 7.1) :

$$\vec{F}_W = \frac{1}{2}\rho V^2 S_W \left( C_{D,W}(\alpha) \vec{X} + C_{L,W}(\alpha) \vec{Z} \right) \quad (7.3)$$

$$\vec{M}_{W,G} = \frac{1}{2}\rho V^2 S_W \left( c_W C_{m,W,c/4}(\alpha) - l_{GA,X} C_{L,W}(\alpha) - l_{GA,Z} C_{D,W}(\alpha) \right) \vec{Y} \quad (7.4)$$

où :

$$\begin{cases} l_{GA,X}(\alpha) = l_{GA,x} \cos \alpha + l_{GA,z} \sin \alpha \\ l_{GA,Z}(\alpha) = l_{GA,x} \sin \alpha - l_{GA,z} \cos \alpha \end{cases} \quad (7.5)$$

La résultante aérodynamique et le moment de tangage du plan, en remarquant leur dépendance par rapport à l'angle d'incidence induite  $\alpha_q$  et au calage  $i_T$ , sont :

$$\vec{F}_T = \frac{1}{2}\rho V^2 S_T \left( C_{D,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) \vec{X} + C_{L,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) \vec{Z} \right) \quad (7.6)$$

$$\begin{aligned} \vec{M}_{T,G} = \frac{1}{2}\rho V^2 S_T \left( c_T C_{m,T,c/4}(\alpha, \alpha_q + i_T) - l_{GB,X} C_{L,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) \right. \\ \left. - l_{GB,Z} C_{D,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) \right) \vec{Y} \end{aligned} \quad (7.7)$$

où :

$$\begin{cases} l_{GB,X}(\alpha) = l_{GB,x} \cos \alpha + l_{GB,z} \sin \alpha \\ l_{GB,Z}(\alpha) = l_{GB,x} \sin \alpha - l_{GB,z} \cos \alpha \end{cases} \quad (7.8)$$

et  $l_{GB,x} = l_{GA,x} + l_x$ ,  $l_{GB,z} = l_{GA,z} + l_z$ . On remarque ici, par rapport aux définitions du chapitre 2, que  $l_x = l_x + c_W/8$  et  $l_z = l_z$ . La poussée  $T$  est appliquée au centre de gravité de l'avion G et elle est orientée selon l'axe  $\vec{x}$  :

$$\vec{T} = -T \cos \alpha \vec{X} + T \sin \alpha \vec{Z} \quad (7.9)$$

À partir de ces seuls efforts et du poids, le principe fondamental de la dynamique appliqué au centre de gravité de l'avion, permet d'exprimer le système d'équations régissant le mouvement longitudinal de l'avion :

$$\dot{V} = -\frac{\rho V^2 S_W}{2m} C_D(\alpha, q, i_T) + \frac{T}{m} \cos \alpha - g \sin \gamma \quad (7.10)$$

$$\dot{\gamma} = \frac{\rho V S_W}{2m} C_L(\alpha, q, i_T) + \frac{T}{mV} \sin \alpha - \frac{g}{V} \cos \gamma \quad (7.11)$$

$$\dot{\alpha} = q - \frac{\rho V S_W}{2m} C_L(\alpha, q, i_T) - \frac{T}{mV} \sin \alpha + \frac{g}{V} \cos \gamma \quad (7.12)$$

$$\dot{q} = \frac{\rho V^2 S_W c_W}{2I_{G,y}} C_m(\alpha, q, i_T) \quad (7.13)$$

$$\dot{h} = V \sin \gamma \quad (7.14)$$

Dans cette expression, les coefficients aérodynamiques issus de l'empennage et de la voilure ont été réunis sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_L(\alpha, q, i_T) = C_{L,W}(\alpha) + \frac{S_T}{S_W} C_{L,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) \\ C_D(\alpha, q, i_T) = C_{D,W}(\alpha) + \frac{S_T}{S_W} C_{D,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) \\ C_m(\alpha, q, i_T) = C_{m,W}(\alpha) - \frac{l_{GA,X}}{c_W} C_{L,W}(\alpha) - \frac{l_{GA,Z}}{c_W} C_{D,W}(\alpha) \dots \\ \quad + \frac{c_T S_T}{c_W S_W} \left( C_{m,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) - \frac{l_{GB,X}}{c_T} C_{L,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) \right. \\ \quad \left. - \frac{l_{GB,Z}}{c_T} C_{D,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) \right) \end{array} \right. \quad (7.15)$$

## 7.3. Approximation du mode d'oscillation d'incidence

Intéressons maintenant à la dynamique longitudinale de l'avion autour de ses équilibres. On appelle ici position d'équilibre, un avion volant sur une trajectoire rectiligne, avec ou sans pente, et sans rotation autour de son centre de gravité (moment de tangage nul et  $q_e = 0$ ). Si l'avion subit une rafale ou si le pilote actionne la commande de profondeur, l'avion va se mettre à osciller jusqu'à atteindre un équilibre. À basse incidence, ce mouvement correspond à la superposition de deux modes : le mode d'oscillation d'incidence à courte période (OI) et le mode phugoïde (Ph.) illustrés sur les figures 1.2a et 1.2b. Dans la suite, on se focalise sur l'oscillation d'incidence pour trois conditions de vol : un faible angle d'incidence, un fort angle d'incidence avec un calage du plan  $i_T$  très négatif, puis avec un calage du plan  $i_T$  faible. Compte-tenu de la courte durée du mode d'oscillation d'incidence, la chute de l'avion pendant cette phase est suffisamment faible pour supposer la masse volumique de l'air constante. Par conséquent, les équations 7.10 à 7.13 ne dépendent plus de l'altitude qui n'est donc plus un paramètre d'état. Il n'est alors plus nécessaire de résoudre l'équation 7.14.

### 7.3.1. Représentation d'état

Il est classique, en mécanique du vol comme en systèmes dynamiques, d'utiliser la représentation d'état [Stevens et Lewis, 2003]. Il est aussi pratique d'utiliser une forme adimensionnée de cette représentation d'état pour identifier les termes prépondérants dans les modes de l'avion. La vitesse adimensionnée est ainsi définie par :

$$V^* = \frac{V}{V_e} \quad (7.16)$$

Le système d'équations (equations 7.10-7.13) est donc linéarisé autour d'un point d'équilibre  ${}^t(1, \gamma_e, \alpha_e, 0)$  et écrit dans l'espace des représentations d'état sous la forme suivante :

$$\vec{X} = \vec{J}(\vec{X} - \vec{X}_e) \quad \text{proche de} \quad \vec{X}_e = {}^t(1, \gamma_e, \alpha_e, 0) \quad (7.17)$$

où :

$$\vec{X} = \begin{bmatrix} V^* \\ \gamma \\ \alpha \\ q \end{bmatrix} ; \vec{J} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \dot{V}}{\partial V} & \frac{\partial \dot{V}}{\partial \gamma} & \frac{\partial \dot{V}}{\partial \alpha} & \frac{\partial \dot{V}}{\partial q} \\ \frac{\partial \dot{\gamma}}{\partial V} & \frac{\partial \dot{\gamma}}{\partial \gamma} & \frac{\partial \dot{\gamma}}{\partial \alpha} & \frac{\partial \dot{\gamma}}{\partial q} \\ \frac{\partial \dot{\alpha}}{\partial V} & \frac{\partial \dot{\alpha}}{\partial \gamma} & \frac{\partial \dot{\alpha}}{\partial \alpha} & \frac{\partial \dot{\alpha}}{\partial q} \\ \frac{\partial \dot{q}}{\partial V} & \frac{\partial \dot{q}}{\partial \gamma} & \frac{\partial \dot{q}}{\partial \alpha} & \frac{\partial \dot{q}}{\partial q} \end{bmatrix} \quad (7.18)$$

$\vec{J}$  étant la matrice jacobienne. Dans le cas du modèle avion proposé, cette dernière s'écrit :

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} -\frac{\rho S_W V_e}{m} C_D & -\frac{g \cos \gamma_e}{V_e} & -\frac{\rho V_e S_W}{2m} \frac{\partial C_D}{\partial \alpha} & -\frac{\rho V_e S_W}{2m} \frac{\partial C_D}{\partial q} \\ \frac{\rho V_e S_W}{2m} C_L + \frac{g \cos \gamma_e}{V_e} & \frac{g \sin \gamma_e}{V_e} & -\frac{T \sin \alpha_e}{m V_e} & -\frac{\rho V_e S_W}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial q} \\ -\frac{\rho V_e S_W}{2m} C_L - \frac{g \cos \gamma_e}{V_e} & -\frac{g \sin \gamma_e}{V_e} & \frac{\rho V_e S_W}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} + \frac{T \cos \alpha_e}{m V_e} & 1 - \frac{\rho V_e S_W}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial q} \\ \frac{\rho V_e^2 c_W S_W}{I_{G,y}} C_m & 0 & \frac{c_W \rho V_e^2 S_W}{I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} & \frac{c_W \rho V_e^2 S_W}{I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial q} \end{bmatrix} \quad (7.19)$$

où les coefficients aérodynamiques ainsi que leurs dérivées sont pris à l'équilibre, noté  $(\alpha_e, q_e, i_{T_e})$ . Dans un souci de clarté et afin d'établir une correspondance avec les notations employées dans les ouvrages de mécanique du vol [Kolk, 1961, Etkin et Reid, 1995, Stevens et Lewis, 2003, Stengel, 2004, Bovet, 2013], nous remarquons que ces dernières sont généralement :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{L\alpha}(\alpha, q, i_T) = \left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\alpha, q, i_T} \\ C_{D\alpha}(\alpha, q, i_T) = \left. \frac{\partial C_D}{\partial \alpha} \right|_{\alpha, q, i_T} \\ C_{m\alpha}(\alpha, q, i_T) = \left. \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \right|_{\alpha, q, i_T} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} C_{Lq}(\alpha, q, i_T) = \left. \frac{V}{l} \frac{\partial C_L}{\partial q} \right|_{\alpha, q, i_T} \\ C_{Dq}(\alpha, q, i_T) = \left. \frac{V}{l} \frac{\partial C_D}{\partial q} \right|_{\alpha, q, i_T} \\ C_{mq}(\alpha, q, i_T) = \left. \frac{V}{l} \frac{\partial C_m}{\partial q} \right|_{\alpha, q, i_T} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} C_{Li_T}(\alpha, q, i_T) = \left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\alpha, q, i_T} \\ C_{Di_T}(\alpha, q, i_T) = \left. \frac{\partial C_D}{\partial \alpha} \right|_{\alpha, q, i_T} \\ C_{mi_T}(\alpha, q, i_T) = \left. \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \right|_{\alpha, q, i_T} \end{array} \right. \quad (7.20)$$

### 7.3.2. Linéarisation par morceaux des coefficients aérodynamiques

On s'intéresse ici à l'étude spécifique des points d'équilibre basse et haute incidence. Pour cela, on procède à la linéarisation par morceaux des coefficients aérodynamiques de la voilure et du plan à partir des observations expérimentales. La figure 7.3 montre un exemple de linéarisation par morceaux où les coefficients sont modélisés par deux à quatre segments sur la plage  $\alpha = [0^\circ, 40^\circ]$ . Sur cette plage, la courbe  $C_m(\alpha)$  est une grandeur calculée à partir des autres coefficients.

Dans la suite, dans un but de simplification, les calculs sont menés avec une marge statique verticale nulle  $l_{GA,z} = 0$ .

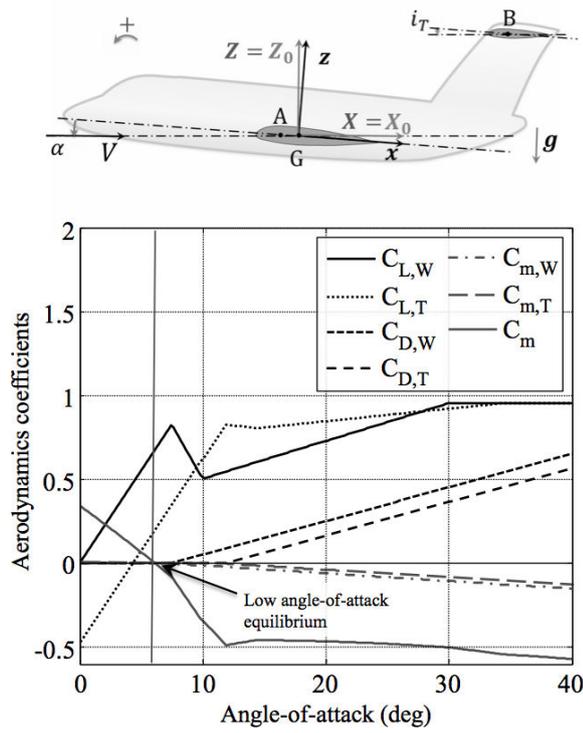


FIGURE 7.3. – Équilibre basse incidence et modèle simplifié des coefficients aérodynamiques.

### 7.3.2.1. Approximation basse incidence

La dynamique longitudinale autour des équilibres basse incidence est bien connue. La figure 7.3 présente les coefficients aérodynamiques linéarisés par morceaux en fonction de l'angle d'incidence. La pente  $\gamma$  est nulle et le calage  $i_T$  est faible, c'est-à-dire que l'écoulement sur le plan est attaché ( $-10^\circ \lesssim i_T \lesssim 10^\circ$ ). Proche de l'état d'équilibre  ${}^t(1, \gamma_e, \alpha_e, 0)$ , les expressions des coefficients de portance sont :

$$C_{L,W}(\alpha) = \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,W}} (\alpha - \alpha_{0,W}) \quad \text{et} \quad C_{L,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) = \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,T}} (\alpha + i_T + \alpha_q - \alpha_{0,T}) \quad (7.21)$$

De plus, les coefficients de traînée sont négligés par rapport à la portance :

$$C_{D,W}(\alpha) \approx 0 \quad \text{et} \quad C_{D,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) \approx 0 \quad (7.22)$$

Les moments quart de corde sont aussi négligés par rapport aux bras de levier :

$$C_{m,W}(\alpha) \approx 0 \quad \text{et} \quad C_{m,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) \approx 0 \quad (7.23)$$

On obtient alors au voisinage de l'état d'équilibre  ${}^t(1, \gamma_e, \alpha_e, 0)$ , l'expression classique des coefficients globaux d'un avion. En effectuant un développement limité autour d'une basse incidence pour une faible vitesse de tangage, cela donne :

$$\begin{cases} C_L(\alpha, q, i_T) = \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_0, 0, 0} (\alpha - \alpha_0) + \frac{\partial C_L}{\partial q} \Big|_{\alpha_0, 0, 0} q + \frac{\partial C_L}{\partial i_T} \Big|_{\alpha_0, 0, 0} i_T \\ C_D(\alpha, q, i_T) = 0 \\ C_m(\alpha, q, i_T) = C_{m0} + \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_0, 0, 0} (\alpha - \alpha_0) + \frac{\partial C_m}{\partial q} \Big|_{\alpha_0, 0, 0} q + \frac{\partial C_m}{\partial i_T} \Big|_{\alpha_0, 0, 0} i_T \end{cases} \quad (7.24)$$

où les dérivées sont données en Annexe C.1. Nous supposons enfin  $\alpha_{0,W} \approx \alpha_{0,T} \approx 0$ .

Proche de l'état d'équilibre, la pente ainsi que la vitesse de tangage sont nulles ( $\gamma_e = 0, q_e = 0$ ) et les valeurs des variables  $\alpha_e, i_{T,e}$  sont obtenues numériquement en fixant le paramètre  $V_e$ . En effectuant un développement limité autour d'une basse incidence, la matrice jacobienne devient :

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{-g}{V_e} & O(\alpha) & 0 \\ \frac{g}{V_e} + O(\alpha) & 0 & \frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} + \frac{T}{m V_e} + O(\alpha) & -\frac{\rho V_e S_W}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial q} \\ -\frac{g}{V_e} + O(\alpha) & 0 & -\frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} - \frac{T}{m V_e} + O(\alpha) & 1 - \frac{\rho V_e S_W}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial q} \\ 0 & 0 & \frac{c_W \rho S_W V_e^2}{2I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} & \frac{c_W \rho S_W V_e^2}{2I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial q} \end{bmatrix} \quad (7.25)$$

L'ordre de grandeur de chacun des termes  $\partial \dot{\gamma} / \partial \alpha, \partial \dot{\alpha} / \partial \alpha, \partial \dot{q} / \partial \alpha$  et  $\partial \dot{q} / \partial q$  est plus grand que 1 (paragraphe 7.3.3). Dans le domaine de vol subsonique, l'ordre de grandeur des termes  $\partial \dot{\alpha} / \partial V$  et  $\partial \dot{\gamma} / \partial V$  est  $g/V_e \approx 0.1$ , qui sont donc négligeables en comparaison aux termes précités. Cette hypothèse n'est pas valable dans le cadre d'un micro-drone du fait de sa faible vitesse. La lente évolution de la pente est supposée indépendante de la vitesse de tangage  $\partial \dot{\gamma} / \partial q \approx 0$ . Considérant l'équation 7.12, l'hypothèse précédente donne  $\partial \dot{\alpha} / \partial q = 1$ . Le terme  $\partial \dot{\gamma} / \partial \alpha$  ne peut pas être négligé mais il ne modifie pas les valeurs propres de la matrice découplée extraite de  $\vec{J}$  qui s'écrit :

$$\vec{J}_d = \begin{bmatrix} -\frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} - \frac{T}{m V_e} + O(\alpha) & 1 \\ \frac{c_W \rho S_W V_e^2}{2I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} & \frac{c_W \rho S_W V_e^2}{2I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial q} \end{bmatrix} \quad (7.26)$$

En conséquence, la pulsation propre non amortie  $\omega_{0,spm}^2$  ainsi que la facteur d'amortissement  $\xi_{spm}$  s'obtiennent comme suit :

$$\omega_{0,OI}^2 = \det(\vec{J}_d) \quad (7.27)$$

$$\xi_{OI} \omega_{0,OI} = -\frac{1}{2} \text{tr}(\vec{J}_d) \quad (7.28)$$

On en déduit les caractéristiques classique du mode d'oscillation d'incidence classiques [Stevens et Lewis, 2003, Bovet, 2013] :

$$\omega_{0,OI}^2 = -\frac{1}{2} \frac{\rho V_e^2 c_W S_W}{I_{G,y}} \left[ \left( \frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_{0,0,0}} + \frac{T}{m V_e} \right) \frac{\partial C_m}{\partial q} \Big|_{\alpha_{0,0,0}} + \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_{0,0,0}} \right] \quad (7.29)$$

$$\xi_{OI} \omega_{0,OI} = \frac{1}{2} \left( \frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_{0,0,0}} - \frac{c_W \rho S_W V_e^2}{2I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial q} \Big|_{\alpha_{0,0,0}} + \frac{T}{m V_e} \right) \quad (7.30)$$

### 7.3.2.2. Approximation haute incidence

La dynamique du vol longitudinal autour d'un équilibre haute incidence est peu décrite dans la littérature. Les études numériques existantes exploitent des méthodes de continuation ou de discrétisation temporelle des équations 7.12-7.13. Dans ce qui suit nous décrivons analytiquement les caractéristiques dynamiques des modes longitudinaux. Dans les cas qui nous intéressent ici, l'aéronef ne dispose pas d'un système de propulsion suffisant pour maintenir le vol en palier. En conséquence, la pente est fortement négative.

À haute incidence, les théories linéaires de l'aérodynamique ne peuvent plus être utilisées pour des profils décrochés. Dans la présente étude, deux types d'équilibre à haute incidence, qui diffèrent par l'angle de calage du plan  $i_T$  sont considérés. La figure 7.4a présente le cas où le calage  $i_T$  est très négatif de manière à ce que l'incidence du plan  $\alpha_T$  demeure faible, et la figure 7.4b présente le second équilibre haute incidence où le calage  $i_T$  est modéré.

**Aérodynamique de la voilure** Dans le domaine d'incidence compris entre 20° et 30°, l'aile est pleinement décrochée. Dans ce cadre, le coefficient de portance croît lentement avec l'incidence. Il en est de même du coefficient de traînée :

$$C_{L,W}(\alpha) = \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_{H,W}} (\alpha - \alpha_{H,W}) \quad (7.31)$$

$$C_{D,W}(\alpha) = \frac{\partial C_{D,W}}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e} \alpha + C_{D,H,W} \quad (7.32)$$

où  $\alpha_{H,W}$  est l'abscisse à portance nulle de la voilure pour l'approximation haute incidence. Comme le moment de tangage pris au quart de corde n'est pas mesuré par notre dispositif expérimental, on utilise les valeurs fournies par [Sheldahl et Klimas, 1981], pour un profil NACA 0012. Ce coefficient de moment de tangage présente une dépendance linéaire de l'angle d'incidence avec une pente relativement faible. Nous ferons l'approximation suivante :

$$C_{m,W}(\alpha) = C_{m,H,W} \quad (7.33)$$

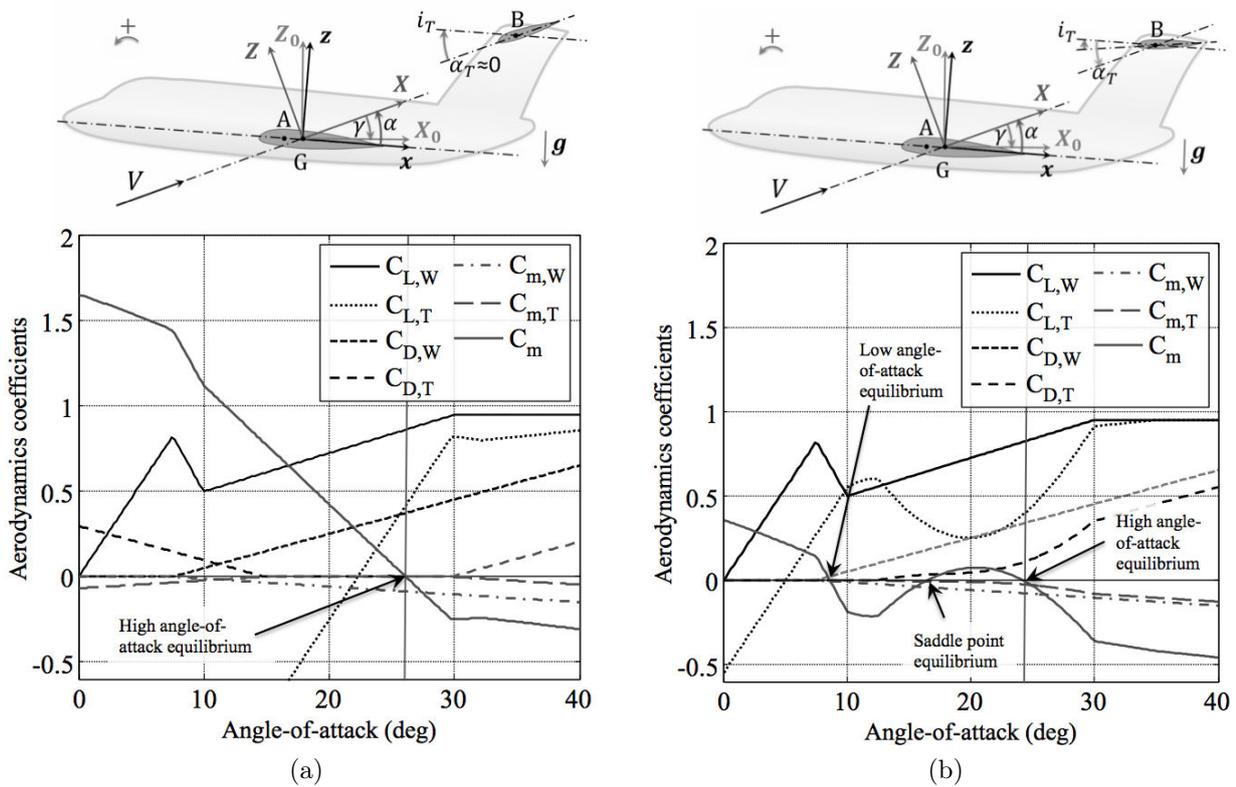


FIGURE 7.4. – Équilibre haute incidence et modèle simplifié des coefficients aérodynamiques : a) cas où  $i_T$  est très négatif : un seul équilibre haute incidence, b) cas où  $i_T$  est modéré avec une fonction de pénalisation  $\kappa$  : présence d'un équilibre basse incidence, d'un point selle instable et d'un équilibre haute incidence (configuration de décrochage profond).

**Aérodynamique du plan pour un calage  $i_T$  fortement négatif** Dans le cas de valeurs du calage fortement négatives, l'incidence du plan reste relativement faible par rapport à la vitesse amont (figure 7.4a). Le plan n'est donc pas décroché mais évolue dans le sillage turbulent de la voilure qui est décrochée. De ce fait, la gamme de calage du plan est choisie de façon à ce que l'écoulement soit attaché pour la gamme d'incidence considérée ( $20^\circ \lesssim \alpha \lesssim 40^\circ$ ). Le coefficient de portance est supposé linéaire alors que les coefficients de traînée et de moment de tangage pris au quart de corde sont négligeables :

$$C_{L,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) = \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} (\alpha + i_T + \alpha_q - \alpha_{H,T}) \quad (7.34)$$

$$C_{D,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) = 0 \quad (7.35)$$

$$C_{m,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) = 0 \quad (7.36)$$

où  $\alpha_{H,T}$  est l'abscisse à portance nulle du plan pour l'approximation haute incidence. Pour les paramètres numériques choisis dans le modèle dynamique (paragraphe 7.3.3), il n'apparaît qu'un point d'équilibre ( $C_m = 0$ ) obtenu pour une incidence  $\alpha_e$  (figure 7.4a). Les trois équilibres de  $C_m$ , typiques des conditions de décrochage profond, et observés dans [Taylor et Ray, 1965a, Taylor et Ray, 1965b, Byrnes *et al.*, 1966, Soderman et Aiken, 1971] ne sont pas présents dans ce cas. Ce type de configuration se rapproche du cas basse incidence dans lequel les paramètres aérodynamiques de la voilure sont pris à haute incidence.

**Aérodynamique du plan pour un calage  $i_T$  modéré** Dans le cas d'un calage  $i_T$  modéré, l'incidence du plan est élevée et l'écoulement décroché (figure 7.4b). Cette situation est caractéristique d'un équilibre de décrochage profond. Le modèle fondé sur les expériences en soufflerie ne nous permet pas de trouver cet équilibre car nous n'avons pas observé en 2D de déficit de performance aérodynamique du plan à haute incidence. D'après la bibliographie (paragraphe 1.1.7), ce déficit de performance pourrait s'expliquer par des effets 3D comme l'auto-cabrage sur les ailes en flèche, l'effet du fuselage, etc. Une possibilité pour simuler ces effets consiste à dégrader les coefficients aérodynamiques du plan à l'aide d'une fonction de pénalisation  $\kappa(\alpha)$ .

En accord avec les résultats expérimentaux, le coefficient de portance est supposé constant, le coefficient de traînée est supposé linéaire croissant alors que le moment de tangage pris au quart de corde est supposé constant :

$$C_{L,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) = \kappa(\alpha) C_{L,H,T} \quad (7.37)$$

$$C_{D,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) = \kappa(\alpha) \left( \left. \frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e} (\alpha + i_T + \alpha_q) + C_{D,H,T} \right) \quad (7.38)$$

$$C_{m,T}(\alpha, \alpha_q + i_T) = \kappa(\alpha) C_{m,H,T} \quad (7.39)$$

Nous choisissons [Thomas et Collingbourne, 1974] l'expression suivante pour  $\kappa(\alpha)$  :

$$\kappa(\alpha) = \begin{cases} 1 & \forall \alpha > \alpha_{\max} \text{ et } \forall \alpha < \alpha_{\min} \\ 1 - \tau \sin\left(\frac{\pi(\alpha - \alpha_{\min})}{(\alpha_{\max} - \alpha_{\min})}\right) & \forall \alpha \in [\alpha_{\min}, \alpha_{\max}] \end{cases} \quad (7.40)$$

où  $\alpha_{\min}$  et  $\alpha_{\max}$  correspondent respectivement au début et à la fin de la zone d'interaction entre la voilure et l'empennage, et  $\tau$  est le facteur de pénalisation. Avec ces hypothèses et les valeurs numériques du paragraphe 7.3.3, nous obtenons trois équilibres dont deux sont stables ( $\partial C_m / \partial \alpha < 0$ , figure 7.4b). L'équilibre pour l'incidence la plus élevée correspond à l'équilibre de décrochage profond.

**Coefficients aérodynamiques globaux de l'avion** Au voisinage de l'état d'équilibre haute incidence  ${}^t(1, \gamma_e, \alpha_e, 0)$ , les coefficients aérodynamiques sont :

$$\begin{cases} C_L(\alpha, q, i_T) = C_{L,H} + \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} (\alpha - \alpha_e) + \frac{\partial C_L}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} q + \frac{\partial C_L}{\partial i_T} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} (i_T - i_{T_e}) \\ C_D(\alpha, q, i_T) = C_{D,H} + \frac{\partial C_D}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} (\alpha - \alpha_e) + \frac{\partial C_D}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} q + \frac{\partial C_D}{\partial i_T} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} (i_T - i_{T_e}) \\ C_m(\alpha, q, i_T) = \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} (\alpha - \alpha_e) + \frac{\partial C_m}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} q + \frac{\partial C_m}{\partial i_T} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} (i_T - i_{T_e}) \end{cases} \quad (7.41)$$

où les dérivées sont données en Annexe C.2 et C.3 et dépendent du calage.

**Identification du mode d'oscillation d'incidence** Pour ce cas, la matrice jacobienne est :

$$\Rightarrow J = \begin{bmatrix} -\frac{\rho V_e S_w}{m} C_{D,H} & -\frac{g \cos \gamma_e}{V_e} & -\frac{\rho V_e S_w}{2m} \frac{\partial C_D}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} & -\frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_D}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} \\ \frac{\rho V_e S_w}{2m} C_{L,H} + \frac{g \cos \gamma_e}{V_e} & \frac{g \sin \gamma_e}{V_e} & \frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} & \frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} \\ -\frac{\rho V_e S_w}{2m} C_{L,H} - \frac{g \cos \gamma_e}{V_e} & -\frac{g \sin \gamma_e}{V_e} & -\frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} & 1 - \frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} \\ 0 & 0 & \frac{V_e^2 \rho c_W S_w}{2I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} & \frac{V_e^2 \rho c_W S_w}{2I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} \end{bmatrix} \quad (7.42)$$

La pente et l'incidence à l'équilibre sont ici trop grands pour pouvoir linéariser les termes en sinus et en cosinus. Il est en apparence plus difficile de découpler la matrice jacobienne 7.42. Cependant, pour une vitesse de l'ordre de  $100 \text{ m.s}^{-1}$  (paragraphe 7.3.3), l'ordre de grandeur des termes  $g \cos \gamma_e / V_e$  et  $g \sin \gamma_e / V_e$  est  $g / V_e \approx 0.1$ . Dans ce cas, la jacobienne peut tout de même être découplée et réduite à :

$$\Rightarrow J_d = \begin{bmatrix} -\frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} & -\frac{T \cos \alpha_e}{m V_e} & 1 - \frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} \\ \frac{V_e^2 \rho c_W S_w}{2I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} & \frac{V_e^2 \rho c_W S_w}{2I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{T_e}} & \end{bmatrix} \quad (7.43)$$

Ainsi, les caractéristiques analytiques du mode d'oscillation d'incidence sont calculées

		Valeur	Unité
Masse	$m$	6820	kg
Moment d'inertie longitudinal	$I_{G_y}$	25489	kg.m <sup>-2</sup>
Surface voilure	$S_W$	20	m <sup>2</sup>
Surface plan	$S_T$	5	m <sup>2</sup>
Corde aile	$c_W$	2	m
Corde plan	$c_T$	1	m
Distance horizontale voilure-plan	$\ell_x$	6	m
Distance verticale voilure-plan	$\ell_z$	2	m
Distance horizontale centre de gravité-voilure	$l_{GA,x}$	-0.75	m

Table 7.1. – Caractéristiques du modèle avion.

de la même manière que précédemment :

$$\omega_{0,OI}^2 = -\frac{V_e^2 \rho c_W S_W}{2I_{G,y}} \left[ c_W \left( \frac{\rho S_W}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} + \frac{T}{mV_e^2} \right) \frac{\partial C_m}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} + \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} \right] \quad (7.44)$$

$$\xi_{OI} \omega_{0,OI} = \frac{1}{2} \left( \frac{\rho S_W V_e}{2m} \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} - \frac{c_W \rho S_W V_e^2}{2I_{G,y}} \frac{\partial C_m}{\partial q} \Big|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} + \frac{T}{mV_e} \cos \alpha_e \right) \quad (7.45)$$

où les dérivées sont données en Annexe C.2 et C.3. Ces expressions générales sont similaires aux équations 7.29 et 7.30 mais les termes issus des dérivées sont différents car fortement dépendants des conditions au voisinage de l'équilibre.

### 7.3.3. Comparaison des caractéristiques du mode d'oscillation d'incidence en fonction des approximations basse et haute incidence

Afin de comparer numériquement les caractéristiques du mode d'oscillation d'incidence en fonction des approximations basse et haute incidence, nous complétons le modèle avec les caractéristiques du Learjet 23 (géométrie, masse, moment d'inertie, etc.) [Soderman et Aiken, 1971]. En revanche, les valeurs numériques des coefficients aérodynamiques sont issus de l'expérience en soufflerie. Afin d'être cohérent avec ces résultats, nous conservons : le rapport des cordes entre la voilure et le plan  $c_T = c_W/2$ , la distance de séparation horizontale entre les profils  $\ell_x = 3c_W$  et la distance de séparation verticale entre les profils  $\ell_z = c_W$ . Les valeurs sont présentées dans le tableau 7.1.

Pour l'équilibre basse incidence (figure 7.3), nous utilisons les valeurs à l'équilibre définies dans le tableau 7.2. Pour l'équilibre haute incidence, nous utilisons les valeurs

		Valeur	Unité
Vitesse à l'équilibre	$V_e$	150	m.s <sup>-1</sup>
Altitude initiale	$h_0$	6000	m
Incidence	$\alpha_e$	2.25	deg
Angle de calage du plan	$i_T$	-0.43	deg
Dérivée du coefficient de portance de l'aile	$\frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha}$	5.5	-
Dérivée du coefficient de portance du plan	$\frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha}$	4	-
Angle d'incidence à portance nulle de la voilure	$\alpha_{0,W}$	-2	deg
Angle d'incidence à portance nulle du plan	$\alpha_{0,T}$	-2	deg

Table 7.2. – Paramètres et conditions basse incidence.

à l'équilibre définies dans le tableau 7.3 pour le cas  $i_T$  très négatif et dans le tableau 7.4 pour le cas  $i_T$  modéré. Les caractéristiques des modes dynamiques sont calculés à la fois à partir des valeurs propres des matrices jacobiennes sans approximation présentées plus haut (équation 7.19) et à partir des expressions analytiques de la pulsation  $\omega_{0,OI}$  et de l'amortissement  $\xi_{OI}$ . Les résultats sont résumés dans le tableau 7.5.

Le cas basse incidence (figure 7.3) présente des modes longitudinaux avec des caractéristiques dynamiques classiques. Nous identifions une oscillation d'incidence et une phugoïde. Les pulsations propres non amorties respectives montrent que ces deux modes peuvent être découplés durant l'évolution temporelle des paramètres du vecteur d'état. Cette analyse est corroborée par la faible différence entre les valeurs des pulsations propres non amorties et des amortissements obtenus avec l'approximation de découplage (équations 7.29 et 7.30) et celles obtenues avec le système complet (équation 7.25, tableau 7.5). On remarque un amortissement faible pour le mode phugoïde. Cette valeur inhabituelle est certainement due à l'absence de prise en compte de poussée dans le modèle. Le tableau 7.6 résume les valeurs absolues des coordonnées des vecteurs propres associés au mode d'oscillation d'incidence. On vérifie que ce mode impacte principalement l'angle d'incidence  $\alpha$  et la vitesse de tangage  $q$ .

À propos du cas haute incidence avec un calage négatif (figure 7.4a), on observe une excellente corrélation entre les solutions issues de l'approximation de découplage (équations 7.44 et 7.45) et celles obtenues avec le système complet (équation 7.42). Pour le mode d'oscillation d'incidence, la pulsation propre non amortie est du même ordre que pour le cas basse incidence de référence, alors que l'amortissement est environ deux fois plus faible. Ce déficit d'amortissement coïncide avec un effondrement de la valeur du paramètre  $|\frac{\partial \dot{\alpha}}{\partial \alpha} / 2\omega_0|$  et donc du facteur  $\partial C_L / \partial \alpha$  intervenant dans le calcul de l'amortissement du mode (équation 7.45). Il est possible de vérifier d'après la répartition des composantes des vecteurs propres (tableau 7.6) que ce mode est bien une oscillation d'incidence et n'est nullement couplé à un autre mode. Le mode phugoïde présente un facteur d'amortissement 100 fois supérieur au cas basse incidence de référence. L'évanescence engendrée par un fort amortissement qui contraste avec la dynamique peu amortie du mode phugoïde observé à basse incidence, nous conduit à renommer ce mode : « pseudo-phugoïde ». Le cas haute incidence avec un calage modéré, ou décrochage profond (figure 7.4b), affiche un déficit d'amortissement important pour le mode

		Valeur	Unité
Vitesse à l'équilibre	$V_e$	100	$\text{m.s}^{-1}$
Altitude initiale	$h_0$	6000	m
Pente à l'équilibre	$\gamma_e$	-27.4	deg
Incidence à l'équilibre	$\alpha_e$	25	deg
Angle de calage du plan	$i_T$	-21.9	deg
Coefficient de portance de la voilure	$C_{L,H,W}$	1.07	-
Dérivée du coefficient de portance du plan	$\frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha}$	4	-
Angle d'incidence à portance nulle du plan	$\alpha_{T,H}$	-2	deg
Coefficient de traînée de la voilure (partie constante)	$C_{D,H,W}$	-0.1	-
Coefficient de traînée du plan (partie constante)	$C_{D,H,T}$	-0.1	-
Dérivée du coefficient de traînée de la voilure	$\frac{\partial C_{D,W}}{\partial \alpha}$	1.3	-
Coefficient de moment	$C_{m,W}$	-0.1	-
de tangage au quart de corde de la voilure			
Coefficient de moment de tangage	$C_{m,T}$	0	-
au quart de corde du plan			

Table 7.3. – Paramètres et conditions haute incidence, avec calage  $i_T$  très négatif.

		Valeur	Unité
Vitesse à l'équilibre	$V_e$	103.5	$\text{m.s}^{-1}$
Altitude initiale	$h_0$	6000	m
Pente à l'équilibre	$\gamma_e$	-22.1	deg
Incidence à l'équilibre	$\alpha_e$	24	deg
Angle de calage du plan	$i_T$	-5	deg
Pénalisation aérodynamique du plan	$\tau$	0.7	-
Angle minimum d'interaction de sillage	$\alpha_{\min}$	10	deg
Angle maximum d'interaction de sillage	$\alpha_{\max}$	30	deg
Coefficient de portance de la voilure	$C_{L,H,W}$	1.07	-
Coefficient de portance du plan	$C_{L,H,T}$	0.78	-
Coefficient de traînée de la voilure (partie constante)	$C_{D,H,W}$	-0.15	-
Coefficient de traînée du plan (partie constante)	$C_{D,H,T}$	-0.15	-
Dérivée du coefficient de traînée de la voilure	$\frac{\partial C_{D,W}}{\partial \alpha}$	1.15	-
Dérivée du coefficient de traînée du plan	$\frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha}$	1.15	-
Coefficient de moment	$C_{m,W}$	-0.1	-
de tangage au quart de corde de la voilure			
Coefficient de moment de tangage	$C_{m,T}$	-0.1	-
au quart de corde du plan			

Table 7.4. – Paramètres et conditions haute incidence, avec calage  $i_T$  modéré.

Cas	Calcul type	mode nom	puls. $\omega_0$ rad.s <sup>-1</sup>	facteur amort. $\xi$	$\omega_0$ : coef. impact		$\xi$ : coef. impact	
					$\left  \frac{\partial \dot{q}}{\partial \alpha} \right $ s <sup>-2</sup>	$\left  \frac{\partial \dot{\alpha}}{\partial \alpha} \frac{\partial \dot{q}}{\partial q} \right $ s <sup>-2</sup>	$\left  \frac{\partial \dot{\alpha}}{\partial \alpha} / 2\omega_0 \right $ s <sup>-2</sup>	$\left  \frac{\partial \dot{q}}{\partial q} / 2\omega_0 \right $ s <sup>-2</sup>
Basse Incidences	Couplé éq. (7.25)	Ph. OI	0.087 2.34	0.003 0.46				
	Découplé éqs. (7.29-7.30)	OI	2.01	0.51	8	1.1	0.33	0.39
Haute Incidences	Couplé éq. (7.42)	pseudo-Ph. OI	0.139 3.37	0.482 0.15				
$i_T$ négatif	Découplé éqs. (7.44-7.45)	OI	3.37	0.15	11.29	0.16	0.03	0.148
Haute Incidence	Couplé éq. (7.42)	pseudo-Ph. OI	0.134 2.96	0.399 0.031				
$i_T$ modéré	Découplé éqs. (7.44-7.45)	OI	2.97	0.031	8.81	$9 \cdot 10^{-4}$	0.03	$9 \cdot 10^{-4}$

Table 7.5. – Caractéristiques numériques des modes.

		Basse Incidence	Haute incidence ( $i_T$ négatif)	Haute incidence ( $i_T$ modéré)	unité
Vitesse adimensionnée	$V^*$	0.0049	0.011	0.016	—
Pente	$\gamma$	0.174	0.017	0.019	rad
Angle d'incidence	$\alpha$	0.43	0.284	0.32	rad
Vitesse de tangage	$q$	0.89	0.959	0.95	rad.s <sup>-1</sup>

TABLE 7.6. – Vecteurs propres associés aux valeurs propres de l'oscillation d'incidence pour les différents cas d'étude.

d'oscillation d'incidence en comparaison au cas de référence. Ce déficit coïncide avec un effondrement massif des valeurs des paramètres  $|\frac{\partial \dot{\alpha}}{\partial \alpha}/2\omega_0|$  et  $|\frac{\partial \dot{q}}{\partial q}/2\omega_0|$ . Ceux-ci renvoient respectivement aux valeurs des facteurs  $\partial C_L/\partial \alpha$  et  $\partial C_m/\partial q$  intervenant dans le calcul de l'amortissement du mode (équation 7.45). Une chute de  $\partial C_m/\partial q$  implique une perte d'efficacité du plan. La pulsation propre non amortie reste comparable au cas de référence. Comme précédemment, il est possible de vérifier d'après la répartition des composantes des vecteurs propres (tableau 7.6) que ce mode est bien une oscillation d'incidence. Les observations menées sur le mode phugoïde pour le cas avec un calage négatif restent ici valable.

En résumé, les différents types d'équilibre peuvent être différenciés en utilisant comme critère la valeur de l'amortissement du mode d'oscillation d'incidence. Ce mode pour le cas haute incidence est beaucoup moins amorti que pour le cas basse incidence. De plus, ce déficit en amortissement a tendance à s'accroître lors d'un cas de décrochage profond. Ce résultat permet de discriminer entre un cas de décrochage profond et un cas basse incidence.

## 7.4. Simulations temporelles

Dans cette partie, l'objectif est de simuler la dynamique du modèle précédent dit « par éléments portants » et celle d'un modèle plus classique dit « barycentrique ». Le premier modèle est fondé sur les résultats aérodynamiques 2D expérimentaux des profils en soufflerie. Le second est fondé sur l'aérodynamique de l'avion complet provenant de la littérature [Soderman et Aiken, 1971, Stengel, 2004].

### 7.4.1. Modèle par éléments portants

Le système d'équations non-linéaires (équations 7.10-7.14) est résolu numériquement sous Matlab/Simulink (fonction ODE45). Les caractéristiques de l'avion (géométrie, masse, moment d'inertie, etc.) sont toujours celles du Learjet 23 [Soderman et Aiken, 1971].

Afin de valider le modèle numérique, la simulation considère le cas basse incidence avec l'aérodynamique simplifiée (paragraphe 7.3.3) conforme aux équations 7.21 à 7.23. Les figures 7.5a et 7.5b présentent une comparaison entre les coefficients de portance de l'aile  $C_{L,W}$  et du plan  $C_{L,T}$  issus de nos mesures en soufflerie et le modèle simplifié. À basse incidence, les pentes moyennes des deux modèles sont proches. Les valeurs peuvent différer légèrement, cependant les dérivées locales concernant le plan  $\partial C_{L,T}/\partial \alpha$  peuvent s'écarter très nettement de la valeur moyenne. En utilisant le modèle simplifié, on retrouve les résultats basse incidence du tableau 7.5 avec une erreur relative de 4% sur la pulsation propre et inférieure à 1% sur l'amortissement.

Ces vérifications effectuées, les coefficients aérodynamiques deviennent alors des fonctions interpolées à partir de nos données expérimentales. Ils dépendent de l'angle d'incidence  $\alpha$  et du calage du plan  $i_T$ . L'évolution temporelle du vecteur d'état  $\vec{X}$  peut être obtenue à partir des conditions initiales et des commandes  ${}^t(i_T, T)$ . On réalise une simulation des trois cas vus précédemment : le cas basse incidence (figure 7.3), le cas haute incidence avec calage  $i_T$  très négatif (figure 7.4a), et le cas typique du décrochage profond haute incidence avec calage  $i_T$  modéré (figure 7.4b).

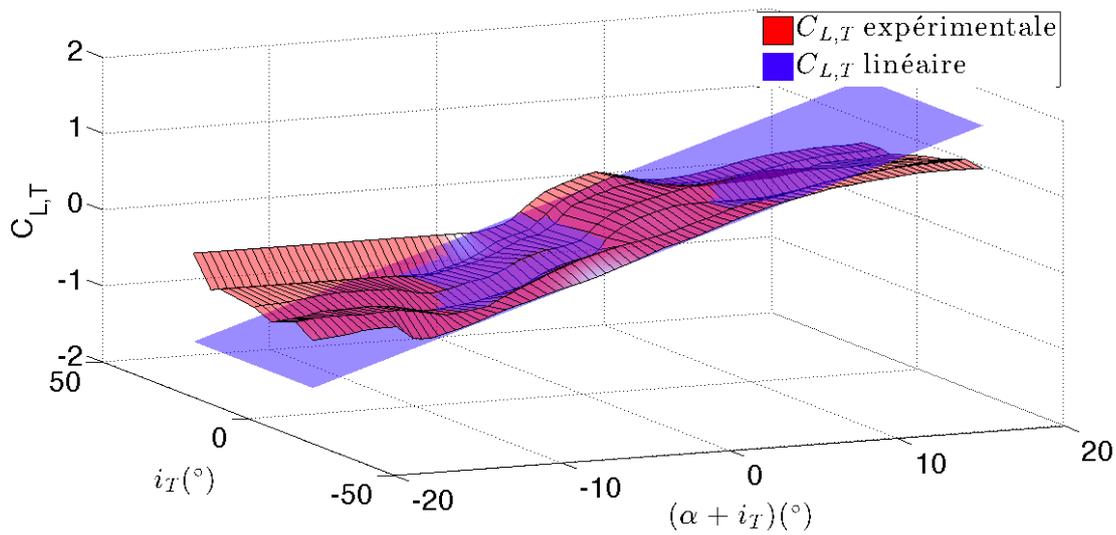
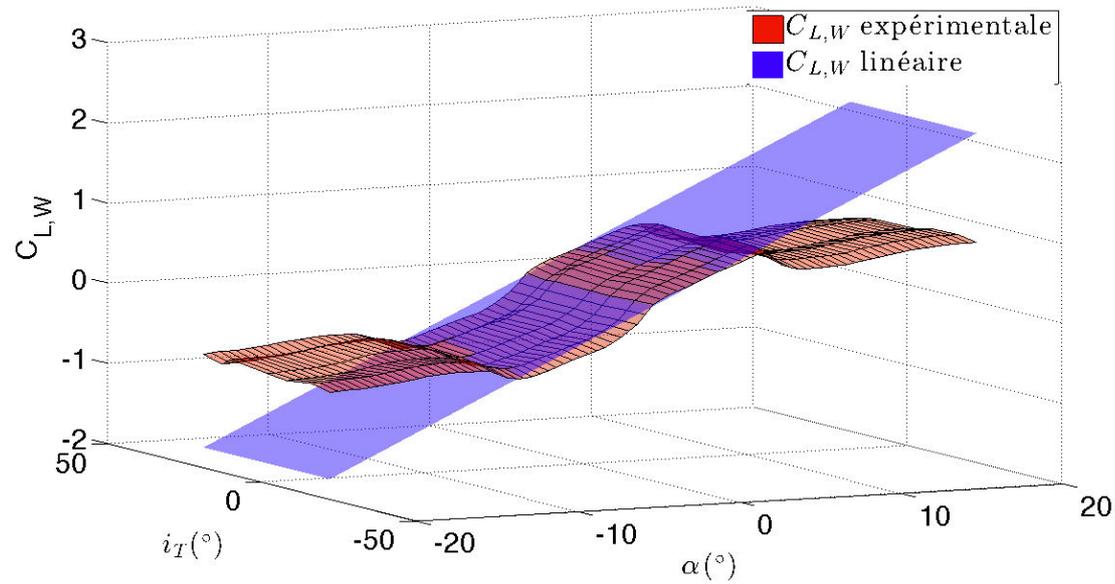


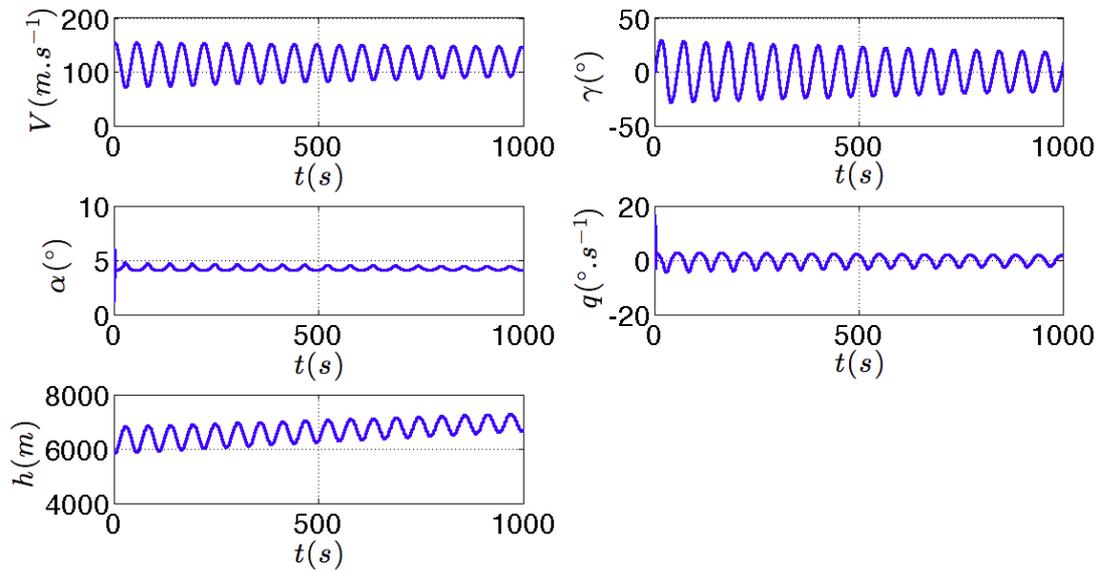
FIGURE 7.5. – Comparaison des coefficients de portance entre l’aérodynamique obtenue expérimentalement et le modèle simplifié linéaire : a) voilure , b) plan.

		Valeur	Unité
Vecteur d'état à l'équilibre	Vitesse initiale	$V_e$	150 m.s <sup>-1</sup>
	Pente initiale	$\gamma_e$	0 deg
	Incidence initiale	$\alpha_e$	4 deg
	Vitesse de tangage initiale	$q_e$	0 deg.s <sup>-1</sup>
	Altitude initiale	$h_e$	6000 m
	Centrage : marge statique horizontale	$l_{GA,x}$	-0.85 m
Commandes			
à l'équilibre	Calage du plan	$i_{T,e}$	-1 deg
	Poussée	$T_e$	2500 N
échelon	Calage du plan	$i_T$	-3 deg
	Poussée	$T$	2500 N

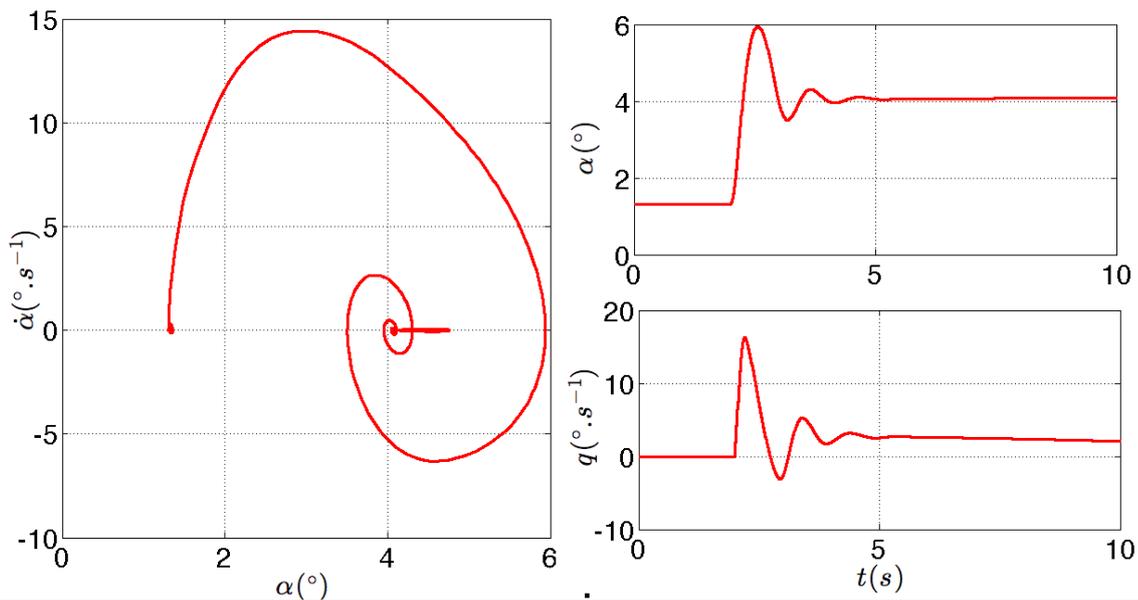
Table 7.7. – Paramètres de l'équilibre basse incidence et échelon de commande testé une fois l'équilibre atteint.

Pour le cas basse incidence, un point d'équilibre du système est identifié. Ses paramètres sont présentés dans le tableau 7.7. Une fois l'équilibre atteint, un échelon de commande  $i_T$  est imposé. Les figures 7.6a et 7.6b représentent respectivement les évolutions temporelles du vecteur d'état  $\vec{X}$ , le portrait de phase dans le plan  $(\dot{\alpha}, \alpha)$  et les évolutions temporelles de l'angle d'incidence et de la vitesse de tangage dans les premières secondes de la simulation. Nous notons la présence des deux modes classiques de la dynamique longitudinale : l'oscillation d'incidence (figure 7.6b) qui affecte l'angle d'incidence et la vitesse de tangage, et la phugoïde, de période plus grande et qui affecte plus particulièrement la vitesse et la pente de l'avion (figure 7.6a). Contrairement au mode phugoïde, le mode d'oscillation d'incidence est éphémère et bien amorti (figure 7.6b). Le tableau 7.10 présente les caractéristiques de ces modes. Pour l'oscillation d'incidence, on observe une bonne cohérence entre les valeurs des caractéristiques simulées et celles issues des expressions analytiques approchées (équations 7.29 et 7.30) prises à l'équilibre (tableau 7.7). En effet, les écarts relatifs pour la pulsation et l'amortissement sont respectivement inférieurs à 2% et 10%.

Intéressons nous maintenant au cas haute incidence avec calage du plan  $i_T$  très négatif. Contrairement au cas basse incidence, Il n'est pas possible d'établir d'équilibre de l'appareil compte-tenu des grandes valeurs de la traînée par rapport à la poussée. Un point de pseudo-équilibre où la pente est non nulle mais constante est cependant identifié. Les paramètres sont présentées dans tableau 7.8. Une fois le point de vol atteint, un échelon de commande  $i_T$  est appliqué. Notons qu'il est beaucoup plus délicat de mettre en évidence le mode de phugoïde dans la simulation. En effet, la figure 7.7a ainsi que le tableau 7.10 présentent un mode phugoïde beaucoup plus amorti que dans le cas basse incidence : dans ce cas l'amortissement est multiplié par cinq. Cette augmentation drastique de l'amortissement est prédite dans l'étude analytique et elle est due à la mauvaise finesse de l'avion lors de cette phase de vol (pente à l'équilibre  $\gamma_e$  négative). À propos de l'oscillation d'incidence, nous constatons au contraire une diminution de l'amortissement du phénomène avec un facteur d'amortissement  $\xi$  inférieur de 40% par rapport au cas basse incidence. Le phénomène affiche également une dynamique plus lente avec une pulsation divisée par trois par rapport au cas de référence. L'étude analytique (tableau



(a)



(b)

FIGURE 7.6. – Simulation numérique pour la configuration basse incidence : a) chronogramme des paramètres d'état sur la durée totale de la simulation, b) portrait de phase et évolution temporelle de l'incidence et de la vitesse de tangage sur un temps significatif de l'oscillation d'incidence.

		Valeur	Unité
Vecteur d'état pseudo-équilibre	Vitesse initiale	$V_e$	60 m.s <sup>-1</sup>
	Pente initiale	$\gamma_e$	-8 deg
	Incidence initiale	$\alpha_e$	28 deg
	Vitesse de tangage initiale	$q_e$	0 deg.s <sup>-1</sup>
	Altitude initiale	$h_e$	6000 m
	Centrage : marge statique horizontale	$l_{GA,x}$	-0.85 m
Commandes			
pseudo-équilibre	Calage du plan	$i_{T,e}$	-22 deg
	Poussée	$T_e$	2500 N
échelon	Calage du plan	$i_T$	-25 deg
	Poussée	$T$	2500 N

Table 7.8. – Paramètres du pseudo-équilibre à haute incidence avec  $i_T$  négatif et échelon de commande testé une fois l'équilibre atteint.

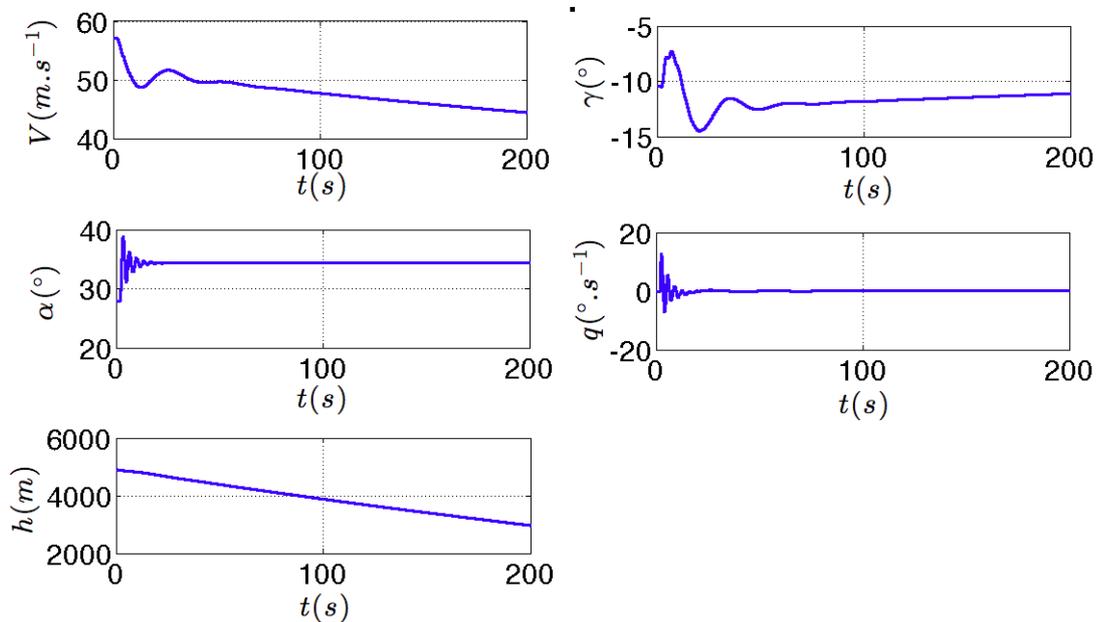
7.5) présente les mêmes évolutions pour l'amortissement de l'oscillation d'incidence.

Pour le cas à haute incidence où le calage du plan est modéré  $i_T \in [-10^\circ, 10^\circ]$ , la voilure ainsi que le plan sont décrochés. Les performances de l'avion sont alors extrêmement dégradées. Pour le cas  $i_T$  très négatif, un point de pseudo-équilibre où la pente est non nulle mais constante est identifié. Les paramètres sont présentés dans le tableau 7.9. Une fois le point de vol atteint, un échelon de commande  $i_T$  est appliqué. Comme pour le cas précédent, il est délicat d'identifier le mode phugoïde qui est également très amorti (figure 7.8a). Les caractéristiques dynamiques de la phugoïde sont comparables dans les deux cas à haute incidence. Le mode d'oscillation d'incidence présente une pulsation propre plus grande que pour le cas  $i_T$  très négatif mais inférieure au cas basse incidence. Le tableau 7.10 montre également que le facteur d'amortissement est fortement diminué (75% par rapport à la valeur à basse incidence). La trajectoire de la dynamique illustrée dans le portrait de phase (figure 7.8b) présente un grand nombre d'évolutions concentriques de taille décroissante, caractéristique d'un amortissement faible. Notons que la proportion dans la diminution du facteur d'amortissement est cohérente avec les observations du modèle analytique (tableau 7.5).

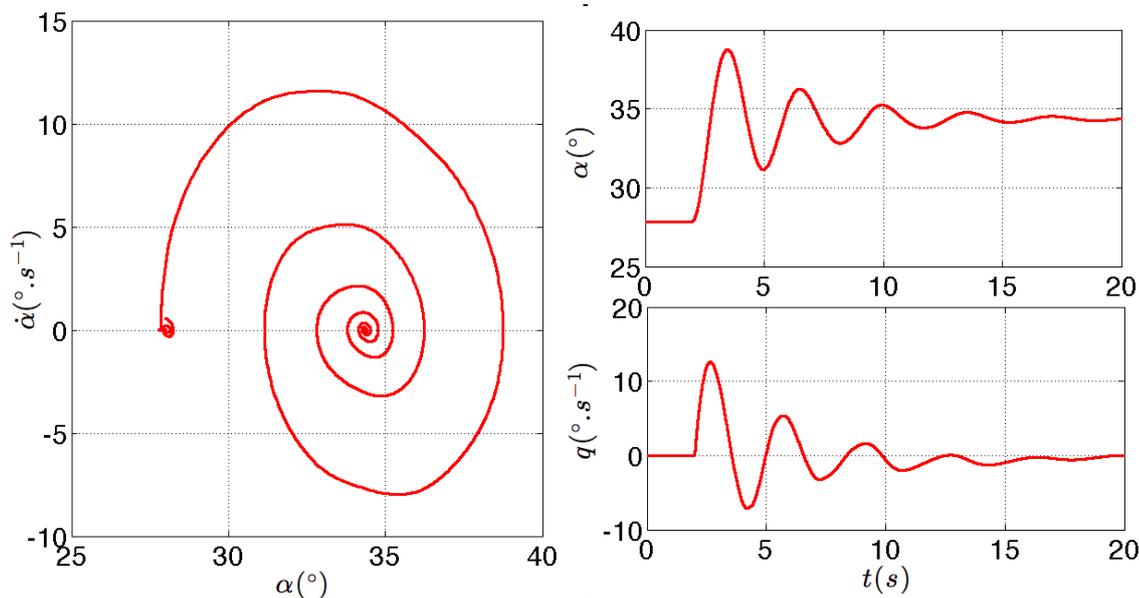
En conclusion, les simulation numériques fondées sur le modèle présenté ci-dessus corroborent les résultats obtenus dans l'étude analytique précédente. Tout d'abord, on remarque l'évanescence importante du mode phugoïde dans la dynamique au voisinage des états d'équilibre haute incidence. D'autre part, une diminution de l'amortissement du mode d'oscillation d'incidence est observée dans la dynamique au voisinage des états d'équilibre haute incidence, avec en particulier pour le cas du décrochage profond, un effet encore plus prononcé.

### 7.4.2. Modèle barycentrique

Dans un but de comparaison, un modèle dit : « avion global » pour le Learjet 23 est développé dans lequel les coefficients aérodynamiques sont définis pour l'avion complet. Le système d'équations (équations 7.10-7.14) est discrétisé et résolu dans sa forme non-linéaire en utilisant une routine d'intégration (fonction ODE45). Les caractéristiques



(a)



(b)

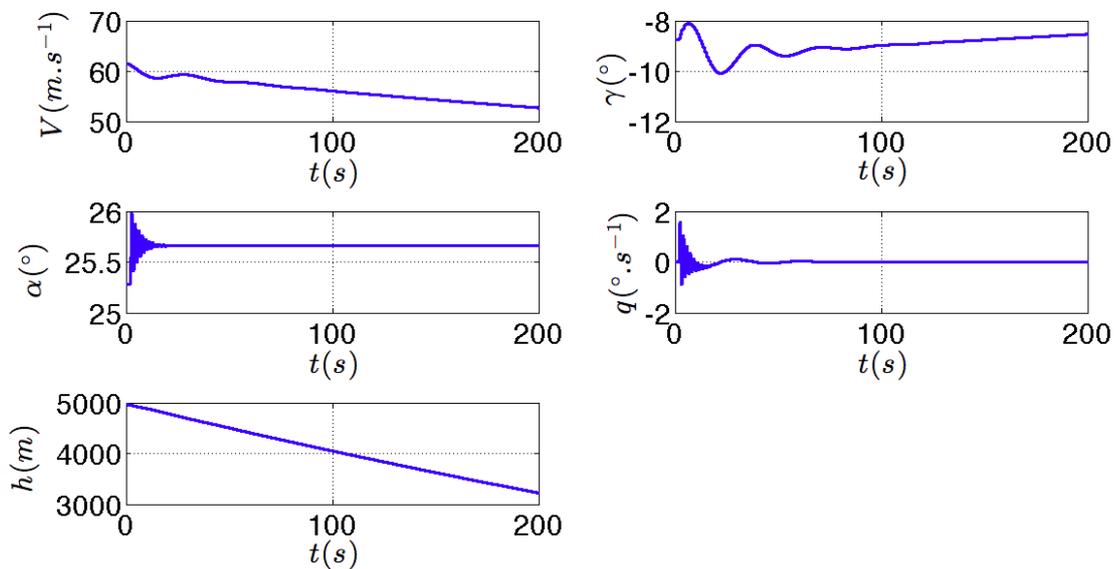
FIGURE 7.7. – Simulation numérique pour la configuration à haute incidence avec  $i_T$  négatif : a) chronogramme des paramètres d'état sur la durée totale de la simulation, b) portrait de phase et évolution temporelle de l'incidence et de la vitesse de tangage sur un temps significatif de l'oscillation d'incidence.

		Valeur	Unité
Vecteur d'état pseudo-équilibre	Vitesse initiale	$V_e$	60 m.s <sup>-1</sup>
	Pente initiale	$\gamma_e$	-8 deg
	Incidence initiale	$\alpha_e$	26 deg
	Vitesse de tangage initiale	$q_e$	0 deg.s <sup>-1</sup>
	Altitude initiale	$h_e$	6000 m
	Centrage : marge statique horizontale	$l_{GA,x}$	-0.85 m
Commandes			
pseudo-équilibre	Calage du plan	$i_{T,e}$	-5 deg
	Poussée	$T_e$	2500 N
échelon	Calage du plan	$i_T$	-10 deg
	Poussée	$T$	2500 N

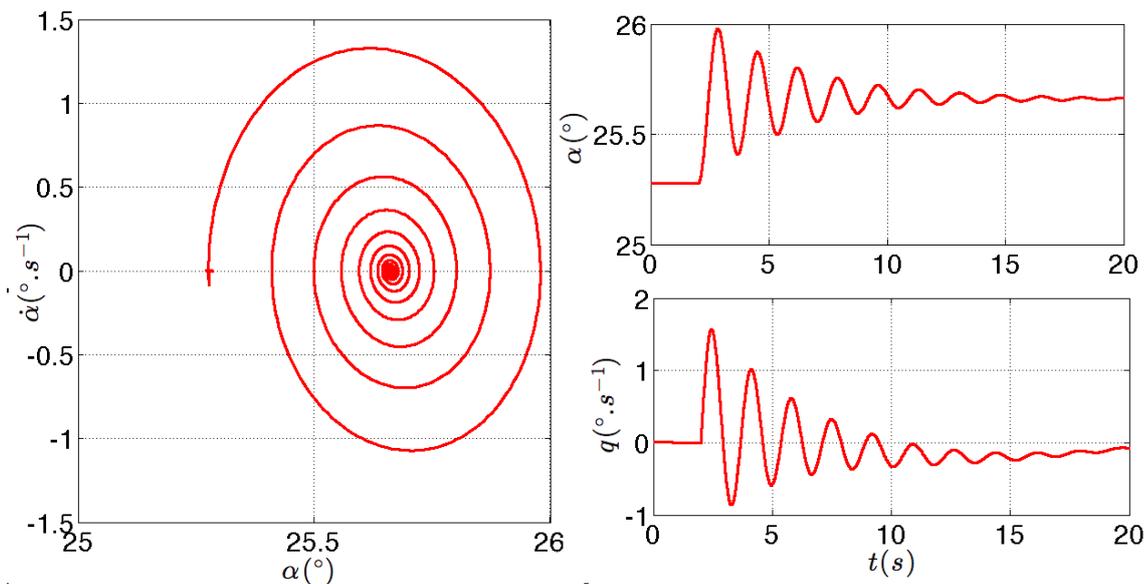
Table 7.9. – Paramètres du pseudo-équilibre haute incidence avec  $i_T$  modéré et échelon de commande testé une fois l'équilibre atteint.

Cas	Mode	Pulsation : $\omega_0$		Amortissement : $\xi$	
		Valeur (simulation)	Unité	Valeur (simulation)	Unité
Basse incidence	OI	6.4	rad.s <sup>-1</sup>	0.28	-
	Ph.	0.108	rad.s <sup>-1</sup>	0.04	-
Haute incidence $i_T$ négatif	OI	1.8	rad.s <sup>-1</sup>	0.162	-
	Ph.	0.24	rad.s <sup>-1</sup>	0.26	-
Haute incidence $i_T$ modéré	OI	3.6	rad.s <sup>-1</sup>	0.075	-
	Ph.	0.21	rad.s <sup>-1</sup>	0.205	-

Table 7.10. – Pulsation et amortissement des modes dynamiques longitudinaux.



(a)



(b)

FIGURE 7.8. – Simulation numérique pour la configuration à haute incidence avec  $i_T$  modéré : a) chronogramme des paramètres d'état sur la durée totale de la simulation, b) portrait de phase et évolution temporelle de l'incidence et de la vitesse de tangage sur un temps significatif de l'oscillation d'incidence.

		Valeur	Unité
Masse	$m$	4536	kg
Moment d'inertie longitudinal	$I_{G_y}$	33940.7	kg.m <sup>-2</sup>
Surface voilure	$S_W$	21.5	m <sup>2</sup>
Corde voilure	$c_W$	2.14	m
Incrément de marge statique	$\delta_{\text{marge},x}$	-10	%

Table 7.11. – Caractéristiques du modèle avion [Stengel, 2004].

physiques de l'avion, les inerties ainsi que le modèle aérodynamique pour les coefficients  $C_L$ ,  $C_D$  et  $C_m$  sont extraits de [Stengel, 2004] (tableau 7.11) et sont proches de ceux définis dans le modèle de [Soderman et Aiken, 1971]. Pour le coefficient de moment de tangage  $C_m$ , un terme dynamique dû à la vitesse de tangage  $\delta_q C_m(\alpha, q)$  est ajouté à la composante statique issue de [Soderman et Aiken, 1971] :

$$C_m(\alpha, q, \delta_e, \delta_f) = C_m(\alpha, \delta_e, \delta_f) + C_L(\alpha, \delta_e, \delta_f)\delta_{\text{marge},x} + \delta_q C_m(\alpha, q) \quad (7.46)$$

avec  $\delta_q C_m(\alpha, q) = \left. \frac{\partial C_m}{\partial q} \right|_0 q$

où la commande  $\delta_f$  correspond à la configuration des volets et le terme  $\delta_{\text{marge},x}$  est l'incrément de marge statique en pourcentage de la corde référencé par rapport au quart de cette dernière. Il correspond au centrage de l'appareil. Dans un but de comparaison entre les deux modèles numériques, nous choisissons de fixer le centrage afin que les valeurs statiques du coefficient de moment de tangage ( $q = 0$ ) soient comparables (figure 7.9). [Montgomery et Moul, 1966, Sim, 1990] mettent en évidence la dépendance du terme  $\left. \frac{\partial C_m}{\partial q} \right|_0$  par rapport à l'angle d'incidence et une chute de sa valeur pour les hautes incidences caractéristiques du décrochage profond. Pour décrire l'évolution de ce terme en fonction de l'incidence, nous choisissons le modèle présenté sur la figure 7.10 inspiré de [Montgomery et Moul, 1966]. Les figures 7.11a, 7.11b, 7.11c présentent respectivement les coefficients de portance, de traînée et de moment de tangage de l'avion pour différentes valeurs de la commande de profondeur  $\delta_e$  dans deux configurations de volet  $\delta_f = 0^\circ$  et  $40^\circ$ .

Pour la validation des critères dynamiques dans le cas basse incidence, la configuration sans volet est retenue (cas 1 du tableau 7.12). Dans le but d'obtenir une configuration propice à l'apparition du phénomène de décrochage profond, la configuration avec volet est retenue (cas 2 du tableau 7.12). La courbe du moment de tangage statique relative à cette configuration (figure 7.11c) présente, pour chaque valeur de la commande de profondeur  $\delta_e$ , une forme caractéristique du décrochage profond sur une plage d'incidence  $\alpha \in [30^\circ, 35^\circ]$ . À l'instar des simulations précédentes, un état d'équilibre basse incidence ou un état de pseudo-équilibre (pente non nulle et constante) pour le cas haute incidence sont identifiés. Les simulations sont réalisées à partir de ces points de vol en effectuant un échelon de commande  $\delta_e$ . Les valeurs des paramètres aux équilibres et des commandes associées sont présentées dans le tableau 7.12.

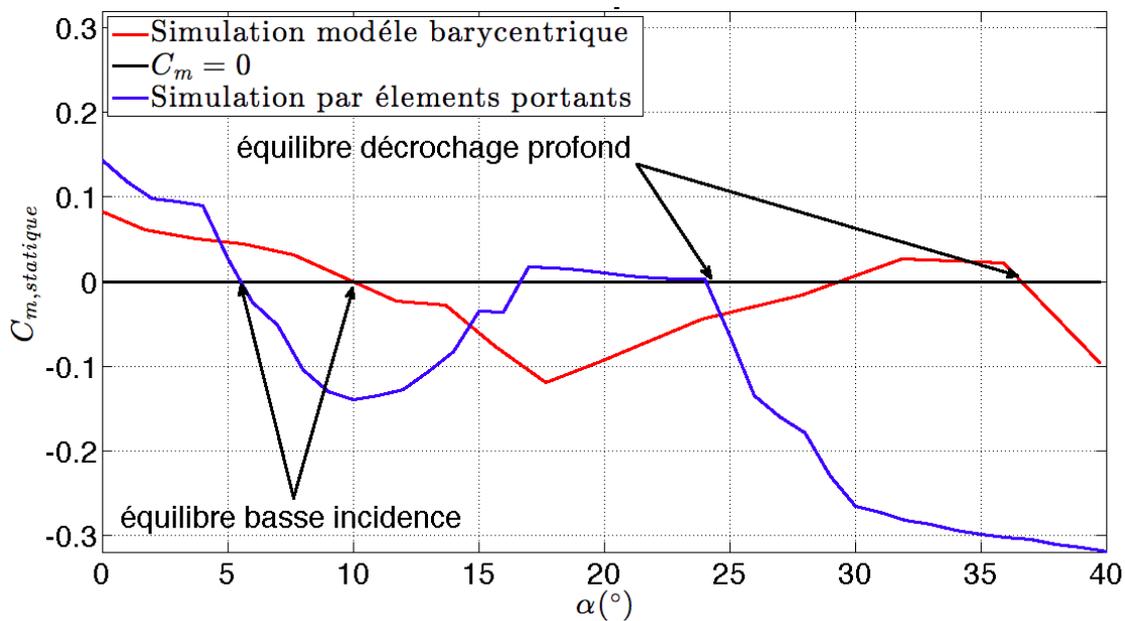


Figure 7.9. – Comparaison des coefficients de moment de tangage pour le modèle barycentrique incluant les effets du centrage et pour le modèle par éléments portants.

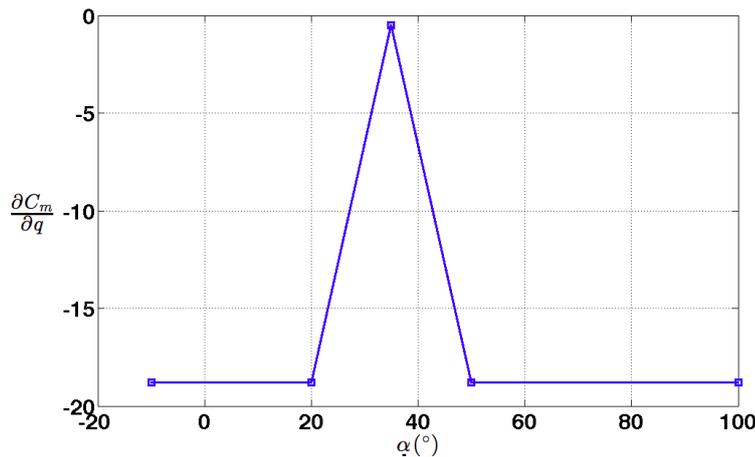
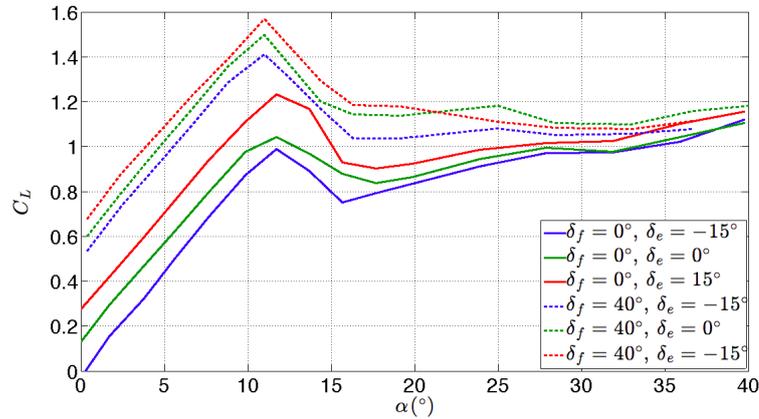
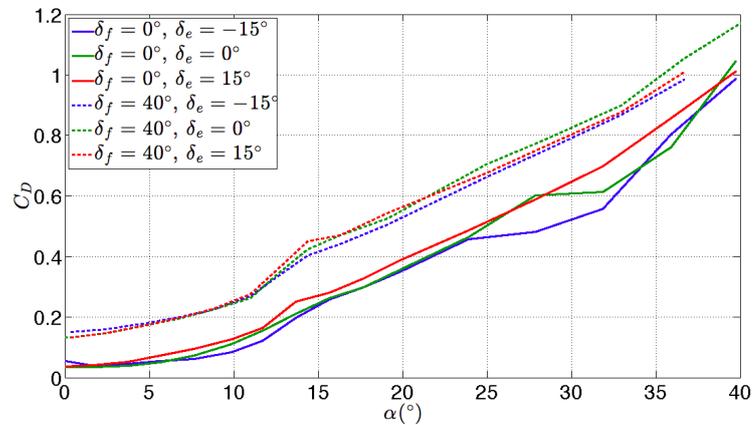


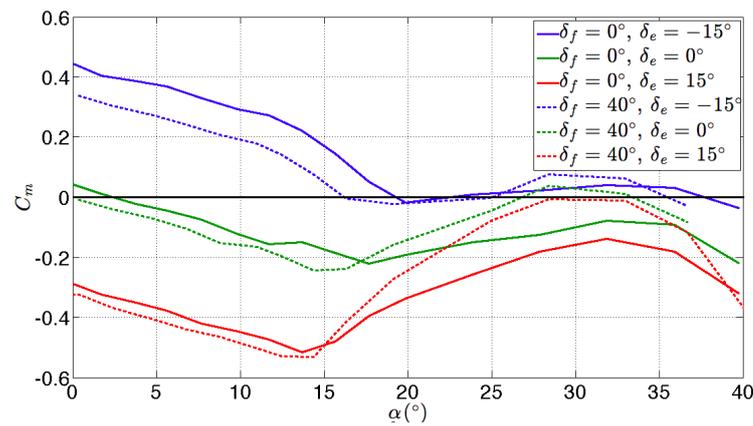
FIGURE 7.10. – Modèle pour l'influence de l'incidence sur le moment de tangage proche de l'équilibre :  $\left. \frac{\partial C_m}{\partial q} \right|_0$ .



(a)



(b)



(c)

FIGURE 7.11. – Modèle aérodynamique avion complet extrait de [Soderman et Aiken, 1971] pour différentes valeurs de la commande  $\delta_e$  et configurations de volet  $\delta_f = 0^\circ$  et  $40^\circ$  : a) coefficient de portance en fonction de l'incidence :  $C_L(\alpha)$ , b) coefficient de traînée en fonction de l'incidence :  $C_D(\alpha)$ , c) coefficient de moment de tangage en fonction de l'incidence :  $C_m(\alpha)$ .

			Valeur	Unité
Cas 1 : basse incidence				
Vecteur d'état à l'équilibre	Vitesse initiale	$V_e$	160	$\text{m.s}^{-1}$
	Pente initiale	$\gamma_e$	0	deg
	Incidence initiale	$\alpha_e$	0.8	deg
	Vitesse de tangage initiale	$q_e$	0	$\text{deg.s}^{-1}$
	Altitude initiale	$h_e$	6000	m
Commandes				
à l'équilibre	Calage du plan	$i_{T,e}$	2	deg
	Poussée	$T_e$	40	%
échelon	Calage du plan	$i_T$	-1	deg
	Poussée	$T$	40	%
Cas 2 : haute incidence				
Vecteur d'état pseudo-équilibre	Vitesse initiale	$V_e$	60	$\text{m.s}^{-1}$
	Pente initiale	$\gamma_e$	-35	deg
	Incidence initiale	$\alpha_e$	37	deg
	Vitesse de tangage initiale	$q_e$	0	$\text{deg.s}^{-1}$
	Altitude initiale	$h_e$	6000	m
Commandes				
pseudo-équilibre	Calage du plan	$i_{T,e}$	-1	deg
	Poussée	$T_e$	40	%
échelon	Calage du plan	$i_T$	-3	deg
	Poussée	$T$	40	%

Table 7.12. – Conditions initiales et commandes.

Cas	Mode	Pulsation : $\omega_0$		Facteur d'amortissement : $\xi$	
		Valeur	Unité	Valeur	Unité
Basse Incidence	OI	3.64	$\text{rad.s}^{-1}$	0.51	-
	Ph.	0.08	$\text{rad.s}^{-1}$	0.02	-
Haute Incidence	OI	2.17	$\text{rad.s}^{-1}$	0.046	-
	Ph.	0.305	$\text{rad.s}^{-1}$	0.71	-

Table 7.13. – Pulsation et amortissement des modes dynamiques longitudinaux.

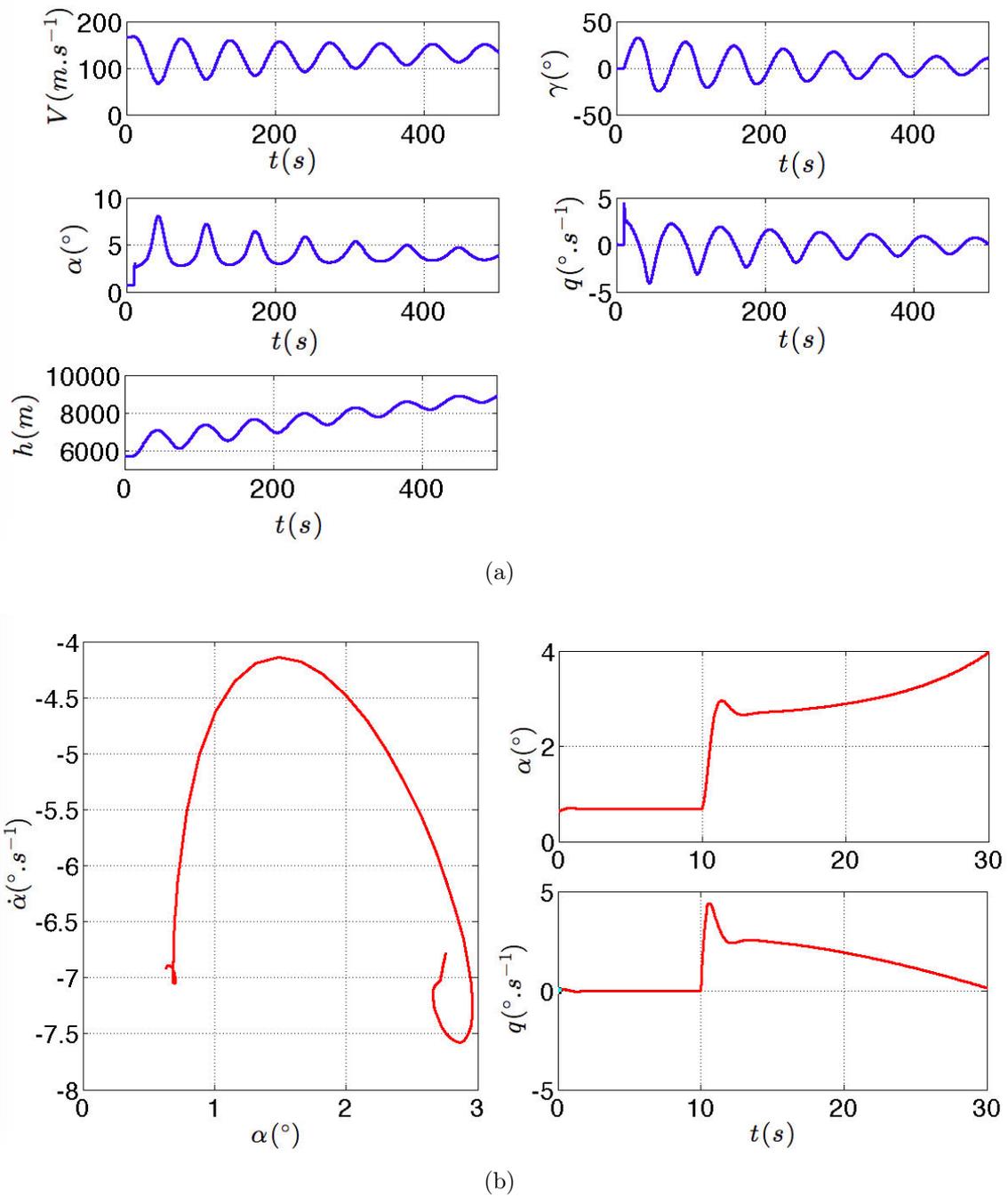
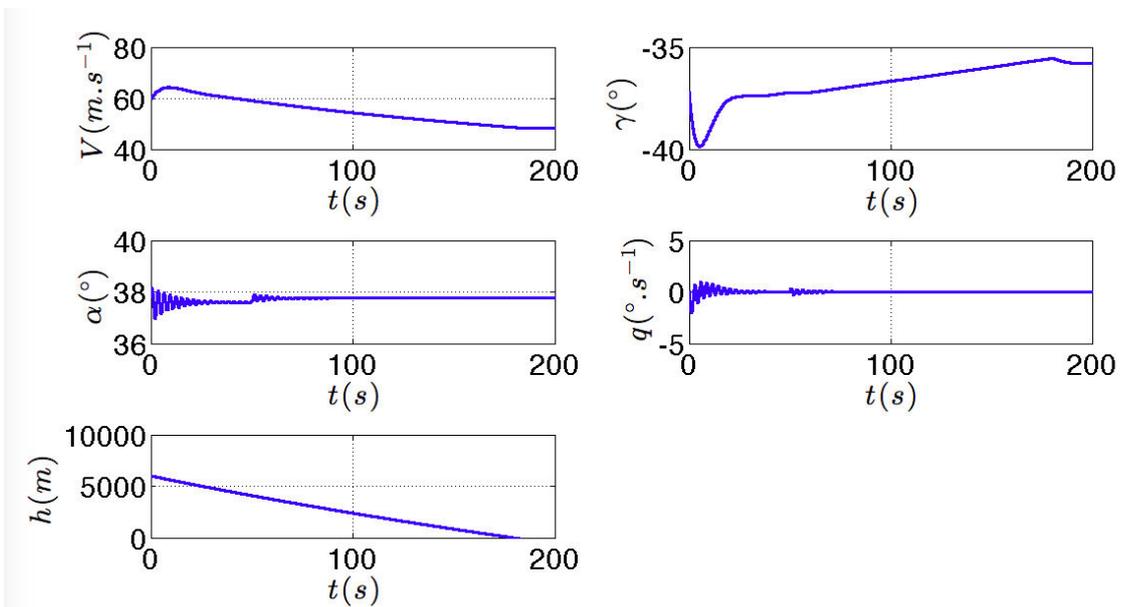
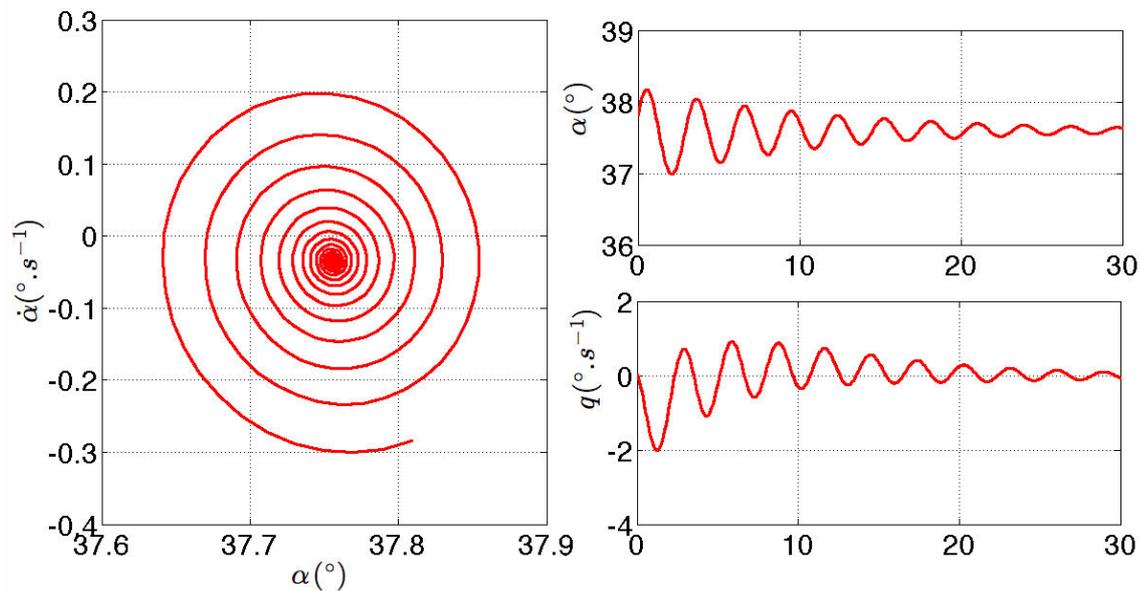


Figure 7.12. – Résultats des simulations numériques du cas 1 tableau 7.12 : a) évolution temporelle des paramètres d'état, b) portrait de phase et évolution temporelle de l'incidence et de la vitesse de tangage sur un temps significatif de l'oscillation d'incidence.



(a)



(b)

Figure 7.13. – Résultats des simulations numériques du cas 2 tableau 7.12 : a) évolution temporelle des paramètres d'état, b) portrait de phase et évolution temporelle de l'incidence et de la vitesse de tangage sur un temps significatif de l'oscillation d'incidence.

La figure 7.12a montre les évolutions temporelles des paramètres d'état de l'avion dans le cas d'une évolution à basse incidence. La phugoïde est présente au-delà de 400 secondes après le début de l'évolution. Ce mode affiche un facteur d'amortissement faible. La présence de poussée déstabilise la dynamique en affectant, entre autre, de manière importante l'évolution de l'incidence. Les caractéristiques dynamiques de la phugoïde sont semblables à celles simulées temporellement par le modèle par éléments portants : un amortissement de l'ordre de  $10^{-2}$  et une pulsation faible de l'ordre de  $10^{-1}$  rad.s<sup>-1</sup>. L'oscillation d'incidence est présentée de manière plus détaillée figure 7.12b. On y retrouve les évolutions temporelles de l'incidence et de la vitesse de tangage sur un temps significatif du mode, ainsi que la trajectoire de l'évolution dynamique dans le plan de phase  $(\alpha, \dot{\alpha})$ . Les valeurs caractéristiques du mode présentées dans le tableau 7.13, affichent une pulsation propre inférieure à celle obtenue par la simulation précédente. Quant à l'amortissement du mode, on relève des valeurs cohérentes avec à la fois l'étude analytique, la simulation numérique précédente ainsi que les données disponibles dans la littérature [Etkin et Reid, 1995, Stengel, 2004, Bovet, 2013].

Les résultats des simulations pour le cas à haute incidence (cas 2) montrent un comportement dynamique du système en accord avec les observations du modèle par éléments portants (figures 7.13a et 7.13b). Tout d'abord, la phugoïde présente un facteur d'amortissement beaucoup plus important que lors du cas à basse incidence et qui est quasiment indécélable lors de l'exploitation des évolutions temporelles des paramètres d'état. À propos de l'oscillation d'incidence, les observations analytiques et numériques précédentes sont vérifiées. En effet, le mode présente un déficit important d'amortissement dans la dynamique à haute incidence (tableau 7.13). Nous notons une décroissance de la pulsation propre par rapport au cas précédent. Compte-tenu des niveaux de poussée de ce type d'aéronef [Soderman et Aiken, 1971], les performances de l'avion restent catastrophiques et conduisent inexorablement à une perte d'altitude.

En conclusion, ce modèle barycentrique, documenté par [Soderman et Aiken, 1971] et [Stengel, 2004] pour l'inertie et l'aérodynamique ainsi que par [Montgomery et Moul, 1966, Byrnes *et al.*, 1966, Sim, 1990] pour le modèle décrivant  $\delta_q C_m(\alpha, q) = \left. \frac{\partial C_m}{\partial q} \right|_0 q$  (équation 7.46), permet de retrouver assez fidèlement les résultats analytiques et numériques présentés précédemment. En particulier les mêmes évolutions du facteur d'amortissement du mode d'oscillation d'incidence en fonction des équilibres basse ou haute incidence sont observés. Nous rappelons à ce propos que ce modèle intègre des données aérodynamiques barycentriques référencées et indépendantes de nos mesures.

## 7.5. Critère d'identification du décrochage profond

Il apparaît que les caractéristiques du mode d'oscillation d'incidence dans le domaine non linéaire mettent en évidence des différences suivant l'état d'équilibre atteint. En effet, les résultats précédents montrent une chute sensible du facteur d'amortissement du mode pour les équilibres impliquant des incidences élevées. Cette observation a été démontrée analytiquement (paragraphe 7.3) et observée numériquement à l'aide de deux modèles différents de dynamique longitudinale (paragraphe 7.4). De ce fait, nous pouvons construire un ensemble de critères permettant de distinguer les états d'équilibre probables : basse incidence ou décrochage profond. L'objectif est d'utiliser cette méthode

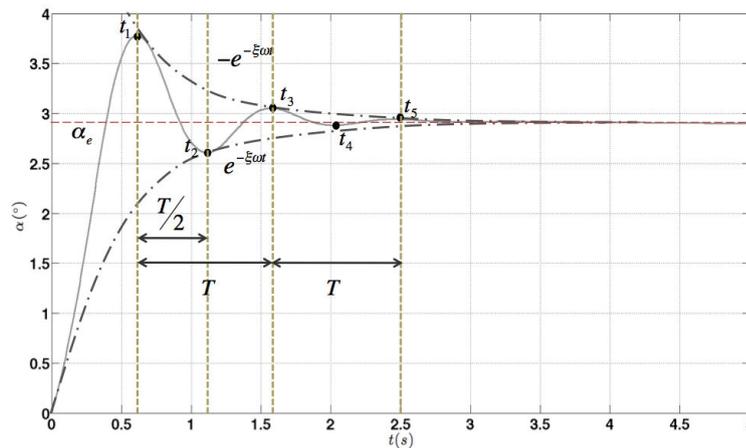


FIGURE 7.14. – Évolution temporelle de l'incidence lors du mode d'oscillation d'incidence et caractéristique de son mouvement.

afin de proposer des critères prédictifs de l'état d'équilibre final qui peuvent être évalués durant l'évolution dynamique de l'appareil et ne nécessitant pas a priori la connaissance de l'aérodynamique de l'avion.

L'oscillation d'incidence est un mode longitudinal d'ordre 2 apparaissant immédiatement après une modification de la commande de tangage ou de l'état initial de l'avion. Ce mode a une influence sur l'incidence  $\alpha$  et sur la vitesse de tangage  $q$ . Durant cette phase, l'évolution temporelle de l'incidence est oscillante et présente une atténuation d'enveloppe exponentielle (figure 7.14).

Le premier critère d'identification est fondé sur les résultats théoriques de la dynamique des systèmes non linéaires. La figure 7.15 représente la trajectoire, ou portrait de phase dans le plan  $(\alpha, q)$  caractéristique de la dynamique longitudinale d'un avion. On y repère les deux modes longitudinaux : l'oscillation d'incidence et la phugoïde (segment horizontal correspondant à  $\alpha \neq 0$  et  $q \rightarrow 0$ ). Il faut noter le sens de description de la trajectoire correspondant à l'évolution temporelle. D'un point de vue théorique, le théorème de Cauchy-Lipschitz (annexe D.1) appliqué à la dynamique d'un système d'ordre 2 démontre l'impossibilité pour la trajectoire de sortir d'un espace fermé et borné qui la contient. Comme l'indique la figure 7.15, la forme caractéristique de la trajectoire décrivant le mode d'oscillation d'incidence nous permet de définir, à intervalles de temps réguliers, des espaces compacts de plus en plus restreints contenant le portrait de phase. Ainsi l'état d'équilibre  $\vec{X}_e$  est inclus dans chacun des compacts précédemment définis. L'identification d'un espace fermé et borné sur la trajectoire est réalisée par la recherche d'extrema locaux verticaux et horizontaux dans le plan de phase  $(\alpha, q)$  ainsi que de leur ordonnancement. Cette approche permet de prédire l'état d'équilibre avec, en fonction du temps, une précision croissante. Le système 7.47 pose la description mathématique de ce critère pour un temps  $t \in [t_1, t_3 = t_1 + T]$  de l'évolution temporelle de l'incidence  $\alpha(t)$  où  $T$  est une période de l'oscillation d'incidence.

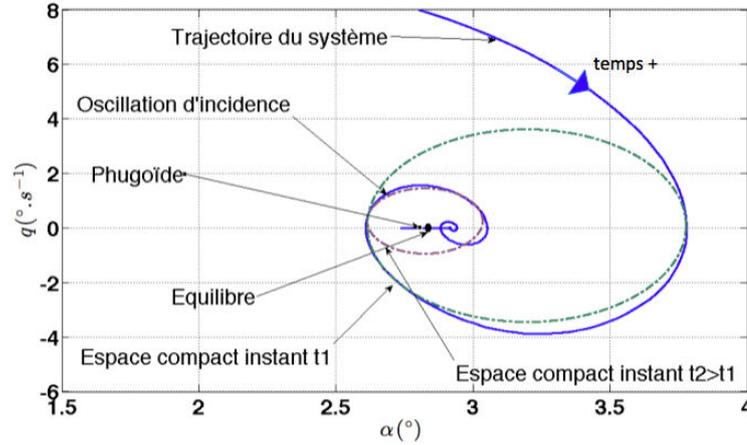


FIGURE 7.15. – Portrait de phase dans le plan  $(\alpha, q)$  caractéristique de la dynamique longitudinale d'un avion.

$$\left\{ \begin{array}{l} t_1 < t_2 < t_3 \\ \lim_{t \rightarrow t_1^-, t_2^-, t_3^-} \frac{\partial q}{\partial \alpha} = -\infty \\ \lim_{t \rightarrow t_1^+, t_2^+, t_3^+} \frac{\partial q}{\partial \alpha} = +\infty \\ \exists t' \in [t_1, t_2] \text{ tel que } \left. \frac{\partial q}{\partial \alpha} \right|_{t'} = 0 \\ \exists t'' \in [t_2, t_3] \text{ tel que } \left. \frac{\partial q}{\partial \alpha} \right|_{t''} = 0 \\ \alpha(t_1) > \alpha(t_3) > \alpha(t_2) \\ \text{ou } \alpha(t_1) < \alpha(t_3) < \alpha(t_2) \end{array} \right. \quad (7.47)$$

En pratique, sur une période  $t \in [t_1, t_3]$ , nous en déduisons que l'incidence d'équilibre  $\alpha_e$  est comprise dans l'intervalle  $[\alpha(t_1), \alpha(t_2)]$ . Nous pouvons alors définir un intervalle de confiance autour de l'incidence d'équilibre et donc obtenir une indication sur son caractère haute ou basse incidence. Ce premier critère peut être répété sur la période  $T$  suivante c'est-à-dire  $t \in [t_3, t_5]$  ce qui permet d'affiner cet intervalle.

Le second critère est fondé sur l'amortissement du mode d'oscillation d'incidence. En particulier, les résultats définis précédemment mettent en avant une diminution de l'amortissement du mode d'oscillation d'incidence à haute incidence. L'amortissement du mode sur la période correspondant à celle du premier critère est déterminé en utilisant l'évolution temporelle de l'incidence (figure 7.14). En utilisant les expressions exactes des solutions d'un système dynamique linéarisé d'ordre 2, nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha(t) = C_1 + C_2 e^{-\xi\omega t} \sin(\omega t + \psi) \\ \underbrace{\frac{\alpha(t_1) - \alpha(t_2)}{\alpha(t_3) - \alpha(t_2)}}_B = \frac{-e^{-\xi\omega t_2} \sin(\omega t_2 + \psi) (e^{\xi\omega T/2} + 1)}{-e^{-\xi\omega t_2} \sin(\omega t_2 + \psi) e^{-\xi\omega T/2} (1 + e^{\xi\omega T/2})} \\ \text{avec} \quad T = t_3 - t_1 \\ \text{donc} \quad \xi_{OI} = \frac{\ln(B)}{2\pi} \\ \text{et} \quad \omega_{0,OI} = \frac{2\pi}{(t_3 - t_1) \sqrt{1 - \xi_{OI}^2}} \end{array} \right. \quad (7.48)$$

Cette méthode présente l'intérêt de pouvoir être appliquée très tôt dans la dynamique d'oscillation d'incidence et même dès la première période. On obtient ainsi un amortissement par période que nous pouvons comparer à une valeur correspondant à un amortissement typique d'oscillation d'incidence à basse incidence. En appliquant les deux critères précédents à chaque période de l'oscillation d'incidence, nous obtenons un moyen rapide et reproductif permettant de distinguer les caractéristiques de la dynamique longitudinale et donc de prédire la nature des équilibres associés : basse incidence, haute incidence et décrochage profond.

Les critères précédemment décrits sont adaptées à la détection de la dynamique menant à un équilibre stable de l'avion. En effet, les critères présentés ci-dessus sont les traductions dans l'espace des phases  $(\alpha, q)$  des théorèmes de Cauchy-Lipschitz (annexe D.1) et de Poincaré Bendixon (annexe D.2). Toutefois, il est important de préciser que la dynamique étudiée ici est en réalité de dimension 5 (dimension du vecteur d'état  $\vec{X}$ ). Même s'il est démontré que le mode d'oscillation d'incidence peut être réduit à un sous-système découplé d'ordre 2 (paragraphe 7.3), les comportements dynamiques propres au système doivent être considérés dans notre étude. Ainsi le changement, de bassin d'attraction constitue l'un de ces principaux phénomènes. Dans le cas d'un appareil soumis au décrochage profond, il va s'agir d'un comportement dynamique forçant la trajectoire de l'avion à sortir du compact de convergence au voisinage de l'équilibre haute incidence, et de la faire évoluer vers l'équilibre stable basse incidence. Nous proposons donc un autre critère permettant de détecter le changement de bassin d'attraction en identifiant la dynamique propre au voisinage d'un équilibre instable. Soit le système dynamique d'ordre 2 découplé de l'oscillation d'incidence exprimé dans sa base principale et au voisinage d'un équilibre :

$$\begin{pmatrix} \dot{\tilde{\alpha}} \\ \dot{\tilde{q}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{\alpha} \\ \tilde{q} \end{pmatrix} \quad (7.49)$$

Les solutions s'écrivent :

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha} &= A e^{\lambda_1 t} \\ \tilde{q} &= B e^{\lambda_2 t} \end{aligned}$$

où  $\lambda_{1,2}$  sont les valeurs propres associées au système dynamique. Dans le cas d'un équilibre instable [Etkin et Reid, 1995], les valeurs propres  $\lambda_{1,2}$  sont réelles et de signe op-

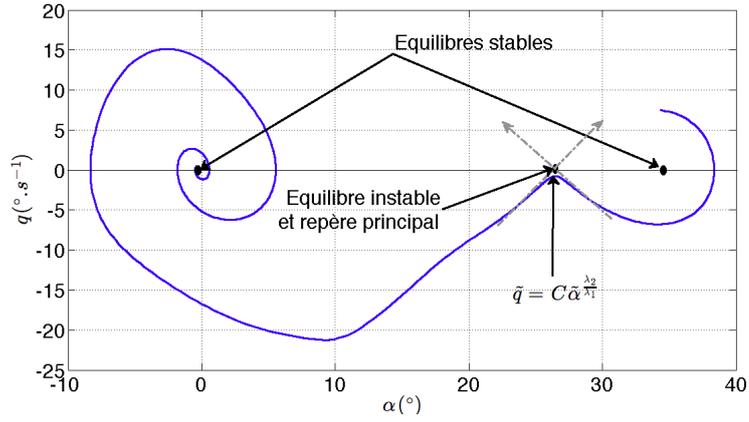


FIGURE 7.16. – Trajectoire typique d'un changement de bassin d'attraction dans le plan de phase  $(\alpha, q)$ .

posée :

$$(\lambda_1, \lambda_2) \in \mathbb{R}^2 \quad (7.50)$$

$$\lambda_1 \lambda_2 < 0 \quad (7.51)$$

Ainsi, dans le plan de phase  $(\alpha, q)$  et au voisinage de l'équilibre instable, la trajectoire prend la forme suivante :

$$t = \frac{\ln(\tilde{\alpha}/A)}{\lambda_1} \quad (7.52)$$

$$\tilde{q} = C \tilde{\alpha}^{\frac{\lambda_2}{\lambda_1}} \quad (7.53)$$

avec  $\lambda_2/\lambda_1 < 0$ . Comme l'équilibre instable se situe entre les deux équilibres stables, nous pouvons donc conclure que lors d'un changement de bassin d'attraction le système dynamique avion passe au voisinage de l'équilibre instable. Sa trajectoire dans le plan de phase  $(\alpha, q)$  s'en voit donc modifiée selon la relation 7.53. Au voisinage du point d'équilibre instable (noeud selle), nous définissons mathématiquement la trajectoire sur une plage temporelle  $[t_i, t_j]$  comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial q}{\partial \alpha} \Big|_{t_i} = 0 \\ \exists t' \in [t_i, t_j] \text{ tel que } \frac{\partial q}{\partial \alpha} \Big|_{t'} = 0 \\ \frac{\partial q}{\partial \alpha} \Big|_{t_j} = 0 \\ \forall t \in [t_i, t'] \quad \frac{\partial q}{\partial \alpha} < 0 \\ \forall t \in [t', t_j] \quad \frac{\partial q}{\partial \alpha} > 0 \\ \alpha(t_i) > \alpha(t') > \alpha(t_j) \\ \text{ou } \alpha(t_i) < \alpha(t') < \alpha(t_j) \\ \forall t \in [t_i, t_j] \quad q = f(\alpha) \text{ est de classe } \mathcal{C}^2 \end{array} \right. \quad (7.54)$$

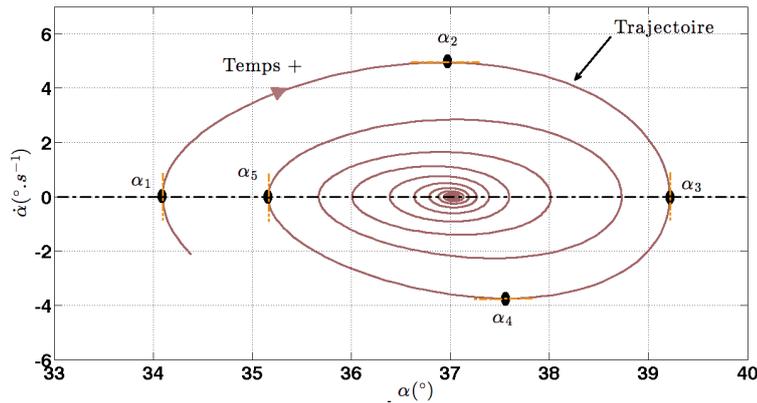


FIGURE 7.17. – Portrait de phase  $(\alpha, \dot{\alpha})$  obtenu par simulation du modèle défini par le paragraphe 7.4.2.

Ce critère peut être évalué continûment à partir de l'évolution temporelle des paramètres d'état de l'avion. Dans le cadre où les conditions du critère sont satisfaites sur une plage temporelle  $[t_i, t_j]$ , un changement de bassin d'attraction est identifié. Il est alors possible de poursuivre les enregistrements des paramètres de vol afin de continuer à appliquer les critères sur l'identification de l'oscillation d'incidence (critères 7.47 et 7.48) afin de s'assurer de la convergence de l'aéronef vers un équilibre basse incidence.

## 7.6. Illustration de l'identification du décrochage profond et application à une procédure de récupération

Afin d'illustrer l'efficacité des critères précédemment définis, on utilise le modèle développé dans le paragraphe 7.4.2 ainsi que les paramètres de simulation haute incidence sans poussée définis dans le tableau 7.12. La figure 7.17 présente le portrait de phase dans le plan  $(\alpha, \dot{\alpha})$  correspondant à ce cas. On observe la convergence de l'aéronef vers un équilibre de décrochage profond. Les points d'incidences  $\alpha_1 = \alpha(t_1)$  et  $\alpha_5 = \alpha(t_5)$  délimitent la première période de l'oscillation d'incidence  $T_{OI,1} = t_5 - t_1$ . Les critères 7.47 et 7.48 sont alors appliqués à ce cas. La figure 7.18 représente l'évolution temporelle de la dérivée de la vitesse de tangage par rapport à l'angle d'incidence  $\partial\dot{\alpha}/\partial\alpha$ . On note sur la première période de l'oscillation d'incidence  $T_{OI,1} = t_5 - t_1$  que les dérivées locales prises aux points  $\alpha_1, \alpha_3$  et  $\alpha_5$  sont telles que :

$$\lim_{\alpha \rightarrow \alpha_1^-, \alpha_3^-, \alpha_5^-} \frac{\partial\dot{\alpha}}{\partial\alpha} = -\infty \quad (7.55)$$

$$\lim_{\alpha \rightarrow \alpha_1^+, \alpha_3^+, \alpha_5^+} \frac{\partial\dot{\alpha}}{\partial\alpha} = +\infty$$

De plus, on remarque la présence de deux points de dérivée nulle  $\alpha_2$  et  $\alpha_4$  dans l'intervalle  $[\alpha_1, \alpha_5]$ . En vérifiant l'ordre  $\alpha_1 < \alpha_5 < \alpha_3$ , les critères 7.47 sont vérifiés et mettent en évidence une dynamique de convergence. Il est alors possible de prédire la valeur de l'angle d'incidence à l'équilibre en utilisant la pondération :

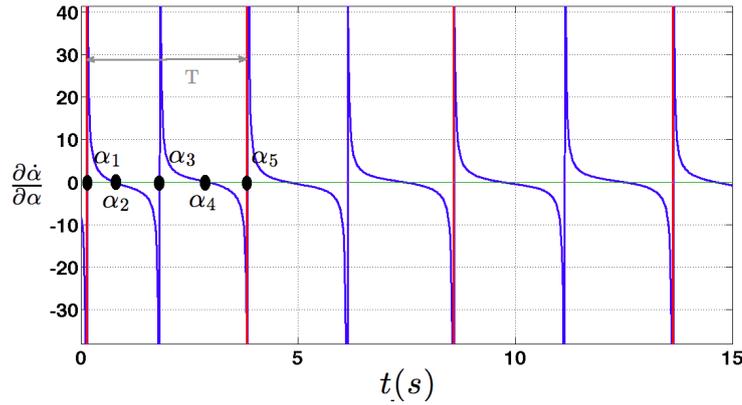


FIGURE 7.18. – Évolution temporelle de la dérivée de la vitesse de tangage par rapport à l'incidence  $\partial\dot{\alpha}/\partial\alpha$  dans le cas de la simulation du modèle défini paragraphe 7.4.2.

$$\alpha_{1,e} = \left( \frac{2|\alpha_5 - \alpha_1|}{3} \right) + \alpha_1 \quad (7.56)$$

Le calcul de l'amortissement de l'évolution temporelle de l'angle d'incidence sur la première période  $\xi_{1,OI}$  est effectué selon la méthode exposée équation 7.48. Les valeurs  $\alpha_{1,e}$  et  $\xi_{1,OI}$  sont comparées à des valeurs seuils préalablement fixées (tableau 7.14).

	valeurs standard basse incidence	unité	critère de détection	unité
$\alpha_e$	inférieur à 20°	deg	supérieur à 20°	deg
$\xi_{OI}$	0.3	-	inférieur à 0.1	-

TABLE 7.14. – Valeurs seuils pour l'angle d'incidence d'équilibre  $\alpha_e$  et le facteur d'amortissement  $\xi_{OI}$ .

Les critères de détection étant tous satisfaits, la figure 7.18 met en évidence une détection de décrochage profond dès la fin de la première période d'oscillation d'incidence (pour  $t = 4s$ ). Cette procédure est répétée à chaque période ( $t = 4, 8, 13 s$ ). En se fondant sur la détection, il est alors possible d'élaborer une procédure de récupération qui permet à l'avion de converger vers un équilibre basse incidence (figure 7.19). La première détection apparaît pour  $t = 4s$ . Dans le cas de la trajectoire rouge, une action à piquer n'intervient pas avant  $t = 40s$ . Il en résulte une convergence irréversible vers l'équilibre de décrochage profond. Dans le cas de la trajectoire bleue, nous imposons une commande à plein piquer  $\delta_e = 15^\circ$  plus tôt à  $t = 10s$ , au moment où la vitesse de tangage de l'avion  $\dot{\alpha}$  passe par un maximum ( $\partial\dot{\alpha}/\partial\alpha = 0$ ) et où l'incidence  $\alpha$  tend à diminuer. La commande initiale  $\delta_e = -1^\circ$  est rétablie à  $t = 15s$ . La figure 7.19 met en évidence un changement de dynamique conduisant l'aéronef vers un équilibre basse incidence correspondant à la commande initiale  $\delta_e = -1^\circ$ . Cette procédure de récupération est fondée sur une détection précoce de la dynamique propre conduisant à un décrochage profond afin de pouvoir utiliser l'énergie cinétique résiduelle de l'aéronef qui n'a pas encore atteint son équilibre ( $q \neq 0$ ). Ces simulations mettent en évidence l'efficacité des

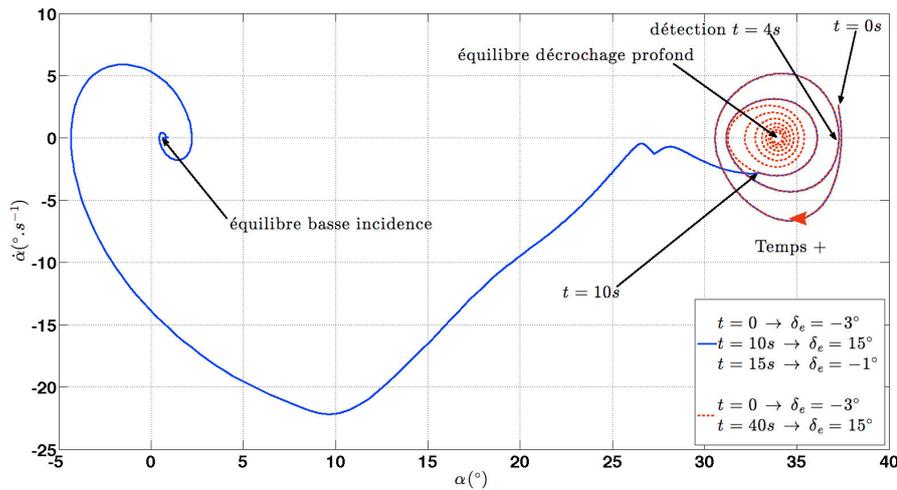


FIGURE 7.19. – Description de la procédure de récupération dans le plan de phase  $(\alpha, \dot{\alpha})$ .

critères 7.47 et 7.48 qui détectent, sur une durée totale de 25 s, une anomalie dès la quatrième seconde.

## 7.7. Conclusion

L'étude de la dynamique longitudinale a permis de mettre en évidence des différences significatives concernant les caractéristiques des modes dynamiques entre les phases classiques de vol basse incidence et celles à haute incidence. En effet, nous démontrons un déficit important d'amortissement pour l'oscillation d'incidence lors d'un décrochage profond. En se fondant sur ces observations, nous construisons un ensemble de critères permettant d'identifier la dynamique caractéristique d'un aéronef évoluant vers un décrochage profond. Ces critères utilisent seulement les évolutions temporelles des paramètres d'état et n'ont pas besoin d'une connaissance a priori de l'aérodynamique de l'avion. Une détection précoce d'un phénomène dangereux, comme le décrochage profond, permet la mise en place d'une stratégie de rétablissement utilisant l'énergie cinétique de l'aéronef hors équilibre. À travers une simulation numérique, nous avons démontré, dans un cas idéal, la pertinence de notre détection et mis en place une stratégie efficace de rétablissement par une action de commande à piquer. L'influence de la détection à partir d'un signal bruité devrait être validée. Par ailleurs, cette étude étant menée avec l'hypothèse de symétrie longitudinale de la dynamique, il pourrait être intéressant de considérer le mouvement général de l'avion afin de poursuivre cette investigation dans le cas de manœuvres hors plan pour les angles d'incidence élevés.

# Conclusion

## Démarche adoptée et résultats

Le problème complexe du décrochage profond, relativement peu documenté dans la littérature, est l'objet de ce travail de thèse où différentes directions de recherche sont adoptées. Comme plusieurs sources définissent ce phénomène comme étant essentiellement bidimensionnel, on s'oriente d'abord vers l'étude d'une configuration simplifiée permettant la compréhension de certains mécanismes de base, avant d'intégrer ceux-ci dans la stabilité d'un avion complet.

Tout d'abord, une approche expérimentale nécessite la réalisation d'un montage de référence bidimensionnel constitué de deux profils, qui est mis en place en soufflerie. Si la similitude de Reynolds n'est pas vérifiée entre l'expérience et l'écoulement autour d'un avion de type transport, elle l'est cependant pour des applications aux drones et aux microdrones. Quoiqu'il en soit, cette similitude n'est pas essentielle à la compréhension des phénomènes du fait de l'invariance de l'évolution du coefficient de portance en fonction de l'angle d'incidence  $C_L(\alpha)$ , au-delà de  $28^\circ$ , valeurs correspondant à celles rencontrées pour le décrochage profond. L'instrumentation, développée spécialement pour cette étude, permet la mesure des efforts de portance et de traînée de chacun de profils d'aile, afin d'obtenir les courbes caractéristiques des variations des coefficients aérodynamiques en fonction de l'angle d'incidence et de la distance séparant ces deux profils. Si la courbe  $C_{L,W}(\alpha)$  de la voilure reste inchangée lorsque le plan est présent, la courbe  $C_{L,T}(\alpha)$  de ce dernier montre de fortes modifications par rapport au cas où ce profil est seul. Ces interactions se traduisent, pour certaines distances entre les deux profils, par une disparition de la chute de portance correspondant à l'incidence de décrochage. L'origine de la modification des efforts exercés sur le plan, entre un profil seul et un profil précédé d'une voilure, ne peut être trouvée qu'à travers l'analyse du champ de vitesse. Ainsi, le montage d'une vélocimétrie par images de particules sur cette configuration, fournit les champs de vitesse bidimensionnels non résolus temporellement. L'analyse statistique des moments d'ordre 1 et 2 de ces champs met en évidence l'augmentation du caractère turbulent et de l'étendue des sillages des profils avec l'angle d'incidence. Selon la distance de séparation entre les profils et la valeur de l'angle d'incidence, l'interaction est plus ou moins importante, une forte interaction se répercutant sur le coefficient de portance du profil aval. Il n'y a pas d'effet potentiel remontant observé sur les caractéristiques du profil amont pour la gamme des paramètres de l'étude. Dans les cas où la chute du coefficient de portance du plan, associée au décrochage, est complètement effacée, on observe une diminution ou une suppression du décollement sur son extrados. À forte incidence, la nature décollée de l'écoulement et le développement d'une instabilité de type Von Kármán permet, à travers l'identification des tourbillons créés par cette instabilité, d'effectuer des moyennes conditionnelles en phase avec la position d'une structure tourbillonnaire. Il est alors possible de recréer la dynamique temporelle de l'écoulement

sur un cycle d'émission de tourbillons de type Von Kármán. Cette démarche permet de lever en partie les limitations de résolution temporelle du système de vélocimétrie par images de particules. Il est ainsi possible, pour chaque incidence, de retrouver les valeurs du nombre de Strouhal caractéristiques de la fréquence du lâcher des tourbillons. Un modèle simplifié d'interaction entre deux rangées de tourbillons alternés et un profil montre que la disparition de la chute de portance qui suit le décrochage d'un profil, peut résulter d'un forçage tourbillonnaire du plan. Ce forçage peut être, selon les trajectoires suivies par les tourbillons, positif ou négatif.

La deuxième approche consiste en une simulation numérique du problème au moyen du code Star CCM+ de CD-ADAPCO, qui utilise une discrétisation en volumes finis et permet la résolution des équations de la mécanique des fluides par une méthode de Simulation des Tourbillons Détachés (DES pour Detached Eddy Simulation). Après une étude de l'influence du maillage sur la convergence de la solution, l'écoulement autour d'un seul profil est étudié pour un nombre de Reynolds aéronautique  $Re = 3 \times 10^6$  afin de retrouver les évolutions de  $C_L(\alpha)$  disponibles dans la littérature. La configuration de deux profils en interaction est simulée au nombre de Reynolds de l'expérience  $Re = 56090$ . Les champs sont très proches de ceux mesurés par vélocimétrie par images de particules et permettent de retrouver les fréquences de lâcher des tourbillons obtenus expérimentalement, résultat qui valide l'utilisation de la moyenne de phase sur les champs de vitesse mesurés.

La troisième et dernière approche du décrochage profond est non plus une description des phénomènes aérodynamiques mis en jeu, mais l'utilisation de ces résultats pour leur intégration dans des modèles de dynamique du vol. Après avoir défini un modèle non linéaire, une étude analytique fournit les modes d'oscillation longitudinaux de l'avion aux basses et hautes incidences. Le cas basse incidence est bien connu mais le cas haute incidence fournit des résultats originaux. Ceux-ci sont ensuite corroborés par la simulation numérique du modèle. Un modèle d'avion complet issu de la littérature est également utilisé pour valider les résultats du premier modèle et pour développer une méthode de détection du décrochage profond. Un critère, permettant de prédire l'apparition du décrochage profond et pouvant être mis en œuvre en temps réel, utilise les données de vol de l'avion et ne nécessite pas la connaissance préalable des coefficients aérodynamiques. Comme la position d'équilibre stable associée au décrochage profond met plusieurs dizaines de secondes avant de s'établir, une procédure de récupération de l'avion est également proposée.

## Perspectives

Cette étude a permis d'initier une activité de recherche expérimentale en aérodynamique au Centre de Recherche de l'Armée de l'Air. L'analyse du phénomène du décrochage profond peut encore être développée dans plusieurs directions. Dans un premier temps, l'utilisation du dispositif existant et l'étude de l'écoulement pour de faibles distances entre les deux profils devrait permettre de quantifier la distance minimale à partir de laquelle un effet potentiel remontant affecte l'écoulement autour du profil amont. Une caractérisation de l'interaction avec des ailes en flèche, d'envergure limitée, permettrait aussi de prendre en compte les éventuels effets tridimensionnels sur l'aérodynamique du problème. Une autre voie de recherche, serait la caractérisation dynamique du com-

portement des deux ailes. En effet, dès sa conception, le montage expérimental mis en place permet, en desserrant la vis de fixation de l'axe de réglage de l'incidence, d'évoluer librement en rotation sous l'effet de l'écoulement. Il est ainsi possible d'étudier l'évolution de la configuration des deux ailes vers un équilibre basse ou haute incidence en fonction des paramètres initiaux de l'étude et de suivre la dynamique de cette évolution. Le centrage de l'ensemble des deux ailes pourrait être modifié par l'ajout d'une masselotte perpendiculairement à l'axe de la voilure. On peut donc envisager la mise en pratique de la procédure de récupération sur le montage expérimental et le passage d'une attitude évoluant vers l'équilibre haute incidence du décrochage profond, à une position d'équilibre basse incidence.

Les aspects numériques du problème tridimensionnels pourraient aussi être considérés afin de corroborer les données expérimentales. La limitation principale de cette approche est l'augmentation du temps de calcul qui nécessite l'utilisation de moyen de simulations plus performants.



# Bibliographie

- [Abbott et Von Doenhoff, 1959] ABBOTT, I. et VON DOENHOFF, E. (1959). *Theory of wing sections*. Dover Publication.
- [Alam *et al.*, 2010] ALAM, M., ZHOU, Y., YANG, H., GUO, H. et MI, J. (2010). The ultra-low Reynolds number airfoil wake. *Experiments in Fluids*, 48:81–103.
- [Anemaat *et al.*, 2011] ANEMAAT, W. A., KAUSHIK, B. et PO, K. (2011). A method to predict deep stall. In *29th AIAA Applied Aerodynamics Conference*, Honolulu, Hawaii.
- [Bailly et Comte-Bellot, 2003] BAILLY, C. et COMTE-BELLOT, G. (2003). *Turbulence*. collection Sciences et techniques de l'ingénieur. CNRS édition.
- [Bourgoyne *et al.*, 2005] BOURGOYNE, D., CECCIO, S. et DOWLING, D. (2005). Vortex shedding from a hydrofoil at high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 531:293–324.
- [Bovet, 2013] BOVET, L. (2013). *Dynamique du vol*. Ellipse, Paris.
- [Byrnes *et al.*, 1966] BYRNES, A., HENSLEIGH, W. et TOLVE, L. (1966). Effect of horizontal stabilizer vertical location on the design of large transport aircraft. *Journal of Aircraft*, 3(2):97–104.
- [Cadot, 2010] CADOT, O. (2010). *Introduction à la turbulence*, volume MF 205. ENSTA-ParisTech.
- [Chen *et al.*, 2010] CHEN, K., COLONIUS, T. et TAIRA, K. (2010). The leading-edge vortex and quasisteady vortex shedding on an accelerating plate. *Physics of fluids*, 22.
- [coll., 2011] COLL. (2011). Accident survenu le 1er juin 2009 à l'Airbus A330-203 immatriculé F-GZCP exploité par Air France vol AF 447 Rio de Janeiro-Paris. Rapport d'étape 3, Bureau d'Enquêtes et d'Analyses pour la sécurité de l'aviation civile.
- [David *et al.*, 2012] DAVID, L., JARDIN, T., BRAUD, P. et FARCY, A. (2012). Time-resolved scanning tomography PIV measurements around a flapping wing. *Experiments in Fluids*, 52:857–864.
- [Devinant *et al.*, 2002] DEVINANT, P., T.LAVERNE et HUREAU, J. (2002). Experimental study of wind-turbine airfoil aerodynamics in high turbulence. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 90(6):689–707.
- [Etkin et Reid, 1995] ETKIN, B. et REID, L. (1995). *Dynamics of Flight : Stability and Control*. John Wiley & Sons, INC.
- [Faure, 1995] FAURE, T. (1995). *Étude expérimentale du sillage turbulent d'un corps à symétrie de révolution autopropulsé par hélice*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon.
- [Faure, 2008] FAURE, T. (2008). *Dynamique des fluides appliquée : Application à l'aérodynamique*. Dunod, Paris.

- [Faure, 2012] FAURE, T. (2012). *Vélocimétrie laser Doppler*, volume 12/3-4 de *Techniques de mesure en mécanique des fluides*. Hermès-Lavoisier, Paris.
- [Faure, 2014] FAURE, T. (2014). Velocity field and parametric analysis of a subsonic, medium-Reynolds number cavity flow. *Experiments in Fluids*, 55(11):18p.
- [Faure et al., 2006a] FAURE, T., LUSSEYRAN, F., GOUGAT, P. et LAUNAY, F. (2006a). Experimental investigation of the flow distribution inside a tubular heat exchanger. *Journal of Fluids Engineering*, 128(6):1218–1227.
- [Faure et al., 2006b] FAURE, T., LUSSEYRAN, F., PASTUR, L. et DEBESSE, P. (2006b). Développement d’instabilités dans un écoulement subsonique se développant au-dessus d’une cavité : mesures synchronisées PIV-LDV. In *Proceedings of the 10e Congrès Francophone de Techniques Laser*.
- [Faure et al., 2001] FAURE, T., MICHON, G., MITON, H. et VASSILIEFF, N. (2001). Laser Doppler anemometry measurements in an axial compressor stage. *Journal of Propulsion and Power*, 17(3):481–491.
- [Faure et al., 2010] FAURE, T., THACH, H., BASLEY, J., PASTUR, L. et LUSSEYRAN, F. (2010). Moyenne de phase spatiale appliquée à des champs PIV résolus en temps. In *Proceedings of the 12e Congrès Francophone de Techniques Laser*, pages 111–118.
- [Favier et al., 1987] FAVIER, D., MARESCA, C., CASTEX, A. et BARBI, C. (1987). Vortex influence on oscillating airfoils at high angle of attack. *Journal of Aircraft*, 24(7).
- [Goman et Khrantsovsky, 1997] GOMAN, M. et KHRAMTSOVSKY, A. (1997). Global stability analysis of nonlinear aircraft dynamics. *AIAA Journal*, 97(3721).
- [Goman et Khrantsovsky, 1998] GOMAN, M. et KHRAMTSOVSKY, A. (1998). Application of continuation and bifurcation methods to the design of control systems. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.*, (356):2277–2295.
- [Goman et al., 1997] GOMAN, M., ZAGAINOV, G. et KHRAMTSOVSKY, A. (1997). Application of bifurcation methods to nonlinear flight dynamics problems. *Progress in Aerospace Sciences*, 33:539–586.
- [Graftieaux et al., 2001] GRAFTIEAUX, L., MICHARD, M. et GROSJEAN, N. (2001). Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science in Technology*, 12:1422–1429.
- [Guckenheimer et Holmes, 2000] GUCKENHEIMER, J. et HOLMES, P. (2000). *Nonlinear Oscillations Dynamical Systems and Bifurcations of Vector Fields*, volume 42. Applied Mathematical Sciences, New-York.
- [Guicheteau, 1998] GUICHETEAU, P. (1998). Bifurcation theory : a tool for nonlinear flight dynamics. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.*, (356):2181–2201.
- [Hanai, 1986] HANAI, T. (1986). Deep stall characteristics of the MU-300. *NASA-TM-88502*.
- [Harper et Maki, 1964] HARPER, C. et MAKI, R. (1964). A review of the stall characteristics of swept wings. Technical Note D-2373, NASA, Ames Research Center, Moffett Field, California.
- [Horner et al., 1993] HORNER, M., SALIVEROS, E., KOKKALIS, A. et GALBRAITH, R. (1993). Results from a set of low speed blade-vortex interaction experiments. *Experiments in Fluids*, 14:341–352.

- [Hui et Tobak, 1985] HUI, W. et TOBAK, M. (1985). Bifurcation theory applied to aircraft motions. *NASA Technical Memorandum*, (86704).
- [Hunt *et al.*, ] HUNT, J., WRAY, A. et MOIN, P. Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows. Research Report CTR-S88 : 193, Center for Turbulence.
- [Iloputaife, 1997] ILOPUTAIFE, O. (1997). Design of a deep stall protection for the C-17A. *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*, 20(4).
- [Jeong et Hussain, 1995] JEONG, J. et HUSSAIN, F. (1995). On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, (285):69–94.
- [Jones et Platzer, 2009] JONES, K. et PLATZER, M. (2009). Design and development considerations for biologically inspired flapping-wing micro air vehicles. *Experiments in Fluids*, 46:799–810.
- [Jones *et al.*, 2015] JONES, R., CLEAVER, D. et GURSUL, I. (2015). Aerodynamic of biplane and tandem wings at low Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 56(124).
- [Kenneth et Spreeman, 1959] KENNETH, P. et SPREEMAN (1959). Design guide for pitch-up evaluation and investigation at high subsonic speeds of possible limitations due to wing-aspect-ratio variations. Technical Memorandum X-26, NASA.
- [Kettle et Kirby, 1969] KETTLE, D. et KIRBY, D. (1969). Low-speed wind-tunnel tests on the effects of tailplane and nacelle position on the superstall characteristics of transport aircraft. *Ministry of technology*, (3571).
- [Kolk, 1961] KOLK, W. (1961). *Modern Flight Dynamics*. Space Technology Series. Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J.
- [Kundu et Cohen, 2008] KUNDU, P. et COHEN, I. (2008). *Fluid Mechanics*. Academic Press, 4e édition.
- [Kurtulus *et al.*, 2008] KURTULUS, D., DAVID, L. et FARCY, A. (2008). Aerodynamic characteristics of flapping motion in hover. *Experiments in Fluids*, 44:23–36.
- [Laitone, 1997] LAITONE, E. (1997). Wind tunnel tests of wings at Reynolds numbers below 70 000. *Experiments in Fluids*, 23:405–409.
- [Lee, 2011] LEE, T. (2011). Flow past two in-tandem airfoils undergoing sinusoidal oscillations. *Experiments in Fluids*, 51:1605–1621.
- [Leishman, 1990] LEISHMAN, J. (1990). Dynamic stall experiments on the NACA 23012 aerofoil. *Experiments in Fluids*, (9):49–58.
- [Lesieur *et al.*, 2005] LESIEUR, M., METAIS, O. et COMTE, P. (2005). *Large-Eddy Simulations of Turbulence*. Numéro ISBN 978-0-521-78124-4. Cambridge University Press, 32 Avenue of the Americas, New York, NY 10013-2473, USA.
- [Mahdavi et Sandlin, 1984] MAHDAVI, F. A. et SANDLIN, D. R. (1984). Flight determination of the aerodynamic stability and control characteristics of the NASA SGS 1-36 sailplane in the conventional and deep stall angles-of-attack of between-5 and 75 degrees. *NASA-CR-176962*.
- [Menter, 1994] MENTER, F. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8):1598–1605.
- [Montagnier, 2013] MONTAGNIER, O. (2013). *Mécanique des Structures*. École de l’Air.

- [Montgomery et Moul, 1966] MONTGOMERY, R. et MOUL, M. (1966). Analysis of deep-stall characteristics of T-Tailed aircraft configurations and some recovery procedures. *Journal of Aircraft*, 3(6):562–566.
- [Nguyen *et al.*, 1979] NGUYEN, L., OGBURN, M., GILBERT, W., KIBLER, K., BROWN, P. et DEAL, P. (1979). Simulator study of stall/post-stall characteristics of a fighter airplane with relaxed longitudinal static stability. Technical Paper 1538, NASA.
- [Ol *et al.*, 2009] OL, M., BERNAL, L. et KANG, C. (2009). Shallow and deep dynamic stall for flapping low Reynolds number airfoils. *Experiments in Fluids*, (46):883–901.
- [Panah et Buchholz, 2014] PANAH, A. et BUCHHOLZ, J. (2014). Parameter dependence of vortex interactions on a two-dimensionnal plunging plate. *Experiments in Fluids*, 55.
- [Pellegrino et Meskell, 2013] PELLEGRINO, A. et MESKELL, C. (2013). Vortex shedding from a wind turbine blade section at high angle of attack. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 121:131–137.
- [Percin et van Oudheusden, 2015] PERCIN, M. et van OUDHEUSDEN, B. (2015). Three-dimensionnal flow structures and unsteady forces on pitching and surging revolving flat plates. *Experiments in Fluids*, 56(47).
- [Poisson-Quinton et Erlich, 1967] POISSON-QUINTON, P. et ERLICH, E. (1967). Analyse de la stabilité et du contrôle d'un avion au dela de sa portance maximale. *Rapport ONERA*.
- [Pope, 2000] POPE, S. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge University Press.
- [Powers, 1966] POWERS, B. G. (1966). *A Parametric Study of Factors Influencing the Deep-Stall Pitch-Up Characteristics of T-Tail Transport Aircraft*. National Aeronautics and Space Administration.
- [Raffel *et al.*, 1995] RAFFEL, M., KOMPENHANS, J. et WERNERT, P. (1995). Investigation of the unsteady flow velocity field above an airfoil pitching under deep dynamic stall conditions. *Experiments in Fluids*, 19:103–111.
- [Ramesh *et al.*, 2012] RAMESH, K., KE, J., GOPALARATHNAM, A. et EDWARDS, J. (2012). Effect of airfoil shape and Reynolds number on leading edge vortex shedding in unsteady flows. *AIAA Journal*.
- [Ravi *et al.*, 2012] RAVI, S., WATKINS, S., WATMUFF, J., MASSEY, K., PETERSEN, P., MARINO, M. et RAVI, A. (2012). The flow over a thin airfoil subjected to elevated levels of freestream turbulence at low Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 53:637–653.
- [Ren *et al.*, 2013] REN, W., HU, H., LIU, H. et WU, C. (2013). An experimental investigation on the asymmetric wake formation of an oscillating airfoil. *In 51st AIAA aerospace sciences meeting including the new horizons forum and aerospace exposition*, numéro 0794.
- [Rival *et al.*, 2011] RIVAL, D., HASS, G. et TROPEA, C. (2011). Recovery of energy from leading- and trailing edge vortices in tandem-airfoil configurations. *Journal of Aircraft*, 48(1):203–211.
- [Rival *et al.*, 2010] RIVAL, D., MANEJEV, R. et TROPEA, C. (2010). Measurement of parallel blade-vortex interaction at low Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, (49):89–99.

- [Rival *et al.*, 2009] RIVAL, D., PRANGEMEIER, T. et TROPEA, C. (2009). The influence of airfoil kinematics on the formation of leading-edge vortices in bio-inspired flight. *Experiments in Fluids*, (46):823–833.
- [Roshko, 1961] ROSHKO, A. (1961). Experiments on the flow past a cylinder at very high Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 10:315–356.
- [Sarraff *et al.*, 2005] SARRAF, C., MARIÉ, L., DJERIDI, H. et BILLARD, J. (2005). Caractérisation des effets d'épaisseur sur les propriétés hydrodynamiques de profils NACA. *17ième Congrès Français de Mécanique, Troyes (France)*.
- [Scharpf et Mueller, 1992] SCHARPF, D. et MUELLER, T. (1992). Experimental study of a low Reynolds number tandem airfoil configuration. *Journal of Aircraft*, 29(2):231–236.
- [Sheldahl et Klimas, 1981] SHELDAHL, R. et KLIMAS, P. (1981). Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections trough 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbines. Technical Report SAND 80-2114, Sandia National Laboratories.
- [Sicot *et al.*, 2006] SICOT, C., AUBRUN, S., LOYER, S. et DEVINANT, P. (2006). Unsteady characteristics of the static stall on an airfoil subjected to freestream turbulence level up to 16 *Experiments in Fluids*, 41:641–648.
- [Sim, 1990] SIM, A. (1990). Flight characteristics of a modified schweizer SGS 1-36 sailplane at low and very high angles of attack. Technical Memorandum 86041, NASA, Ames Research Center, Dryden Flight Research Facility Edwards, California.
- [Sim, 1984] SIM, A. G. (1984). Flight characteristics of a manned, low-speed, controlled deep stall vehicle.
- [Smagorinsky, 1963] SMAGORINSKY, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91(3):99–164.
- [Soderman et Aiken, 1971] SODERMAN, P. et AIKEN, T. (1971). Full scale wind tunnel tests of a small unpowered jet aircraft with a t-tail. Technical Note D-6573, NASA.
- [Spalart, 2000] SPALART, P. (2000). Strategies for turbulence modelling and simulations. *Journal of Heat and Fluid Flow*, 21:252–263.
- [Stengel, 2004] STENDEL, R. (2004). *Flight Dynamics*. Numéro ISBN : 0-691-11407-2. Princeton University Press.
- [Stevens et Lewis, 2003] STEVENS, B. L. et LEWIS, F. L. (2003). *Aircraft Control and Simulation*. Wiley, Hoboken, New Jersey, seconde édition.
- [Swirydczuk, 1990] SWIRYDCZUK, J. (1990). A visualization study of the interaction of a free vortex with the wake behind an airfoil. *Experiments in Fluids*, 9:181–190.
- [Taylor et Ray, 1965a] TAYLOR, R. et RAY, E. (1965a). Deep stall aerodynamic characteristics of T-tail aircraft. In *NASA Conference On Aircraft Operating Problems*, volume NASA SP-83, pages 113–121, Washington.
- [Taylor et Ray, 1965b] TAYLOR, R. et RAY, E. (1965b). A systematic study of the factor contributing to post-stall longitudinal stability of T-tail transport configurations. In *AIAA Aircraft Design and Technology Meeting*, numéro TMX-56882, Los Angeles.
- [Thomas et Collingbourne, 1974] THOMAS, H. et COLLINGBOURNE, J. (1974). Longitudinal motions of aircraft involving high angles of attack. Reports and Memoranda 3753, Aeronautical Research Council.

- [Tinar et Cetiner, 2006] TINAR, E. et CETINER, O. (2006). Acceleration data correlated with PIV images for self-induced vibrations of an airfoil. *Experiments in Fluids*, 41:201–212.
- [Torenbeek et Wittenberg, 2009] TORENBEEK, E. et WITTENBERG, H. (2009). *Flight Physics : Essentials of Aeronautical Disciplines and Technology, with Historical Notes*. Springer, London.
- [Tu, 1996] TU, E. (1996). Numerical study of steady and unsteady canard-wing-body aerodynamics. Technical Memorandum 110394, NASA, Ames Research Center, Moffett Field, California.
- [Vickery, 1966] VICKERY, B. (1966). Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 25:481–494.
- [Von Kármán, 1911] VON KÁRMÁN, T. (1911). Über den Mechanismus des Widerstandes, den ein bewegter Körper in einer Flüssigkeit erfährt. *Mathematische-Physikalische Klasse*, pages 509–517.
- [Wall, 2010] WALL, R. (2010). A400M to shed strain gauges that slow flight testing. *Aviation week - Aerospace Daily and Defense Report*.
- [Wang et al., 2010] WANG, S., INGHAM, D., MA, L., POURKAHANIAN, M. et TAO, Z. (2010). Numerical investigations, on dynamic stall of low Reynolds number flow around. *Computers and Fluids*, (39):1529–1541.
- [Weineke, 2014] WEINEKE, B. (2014). Generic a-posteriori uncertainty quantification for PIV vector fields by correlation statistics. In *17th International Symposium on Applications for Laser to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal.
- [West et Apelt, 1982] WEST, G. et APELT, C. (1982). The effect of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds number between  $10^4$  and  $10^6$ . *Journal of Fluid Mechanics*, 114:361–377.
- [White et Cooper, 1965] WHITE, M. D. et COOPER, G. E. (1965). Simulator studies of the deep-stall. In *NASA Conference on Aircraft Operating Problems : A Compilation of Papers Presented*, page 101. Langley Research Center.
- [Widmann et Tropea, 2015] WIDMANN, A. et TROPEA, C. (2015). Parameters influencing vortex growth and detachment on unsteady aerodynamic profiles. *Journal of Fluid Mechanics*, 773:432–459.
- [Wilcox, 1988] WILCOX, D. (1988). Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11):1299–1310.
- [Wiley, 1966] WILEY, H. G. (1966). The significance of nonlinear damping trends determined for current aircraft configurations. In *Flight Mechanics Panel's Specialists' Meeting on Stability and Control*. AGARD.
- [Yarusevych et al., 2009] YARUSEVYCH, S., SULLIVAN, P. et KAWALL, J. (2009). On vortex shedding from an airfoil in low-Reynolds-number flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 632:245–271.

## A. Interface d'acquisition des efforts sous Labview®

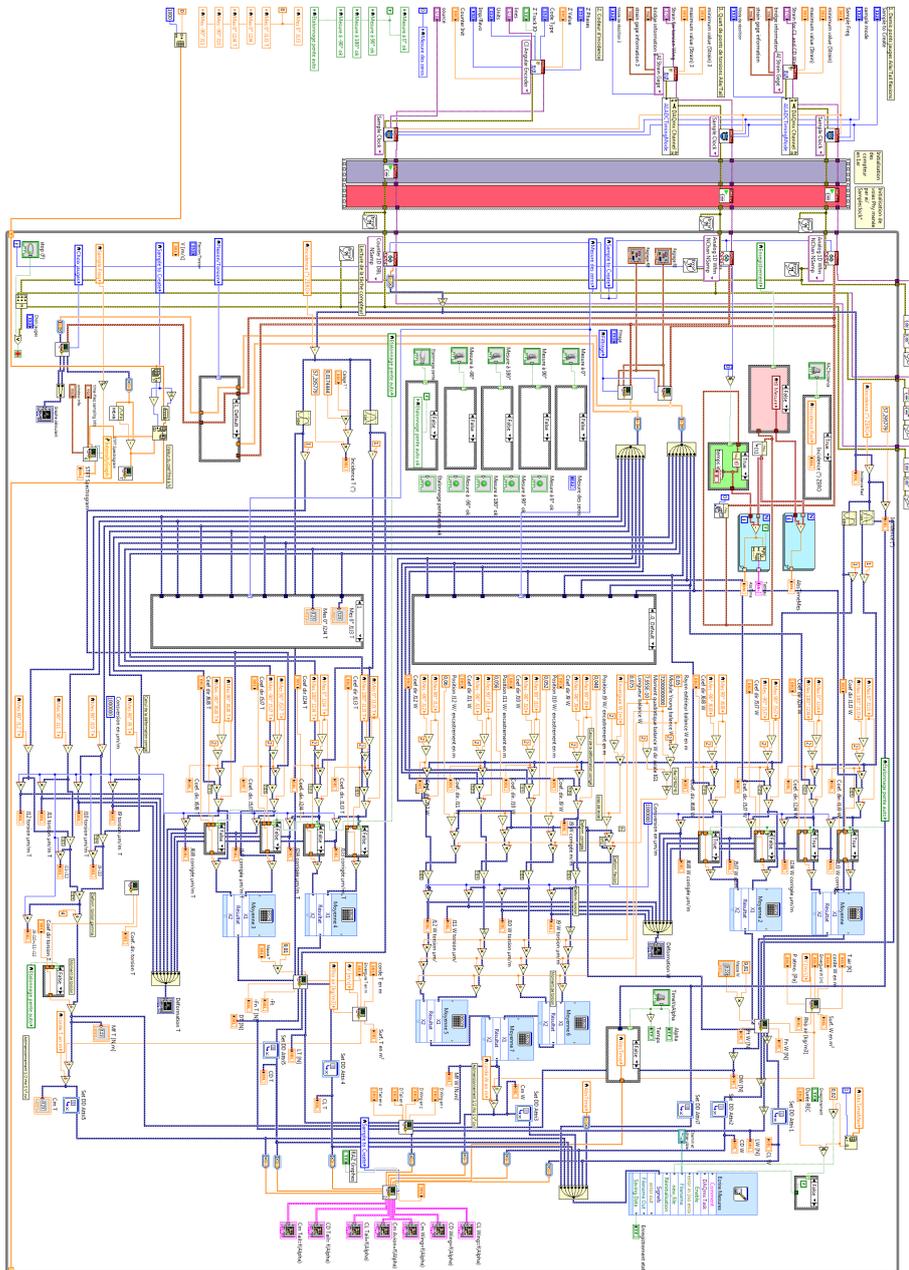


FIGURE A.1. – Schéma de la « face arrière » du circuit d'interface LabView.

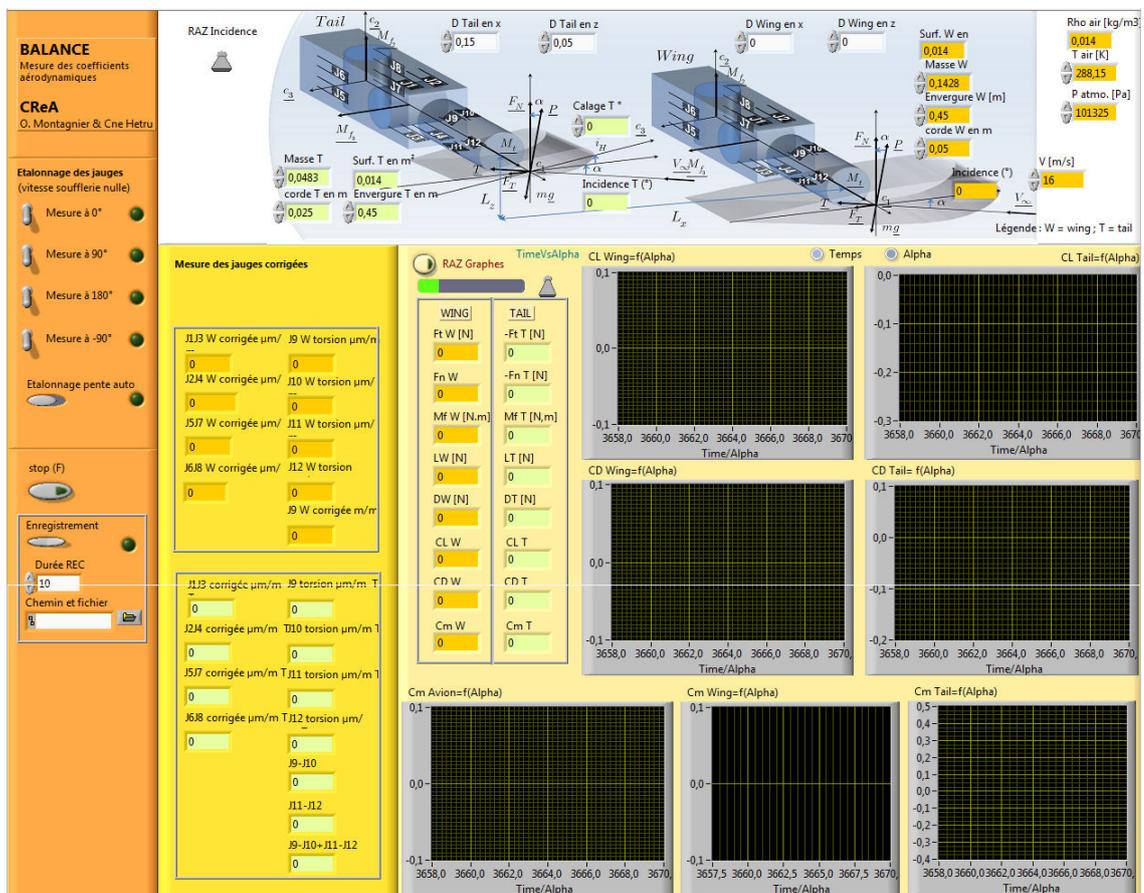


FIGURE A.2. – « Face avant » de l'interface de mesure LabView : partie affichage des coefficients aérodynamiques.

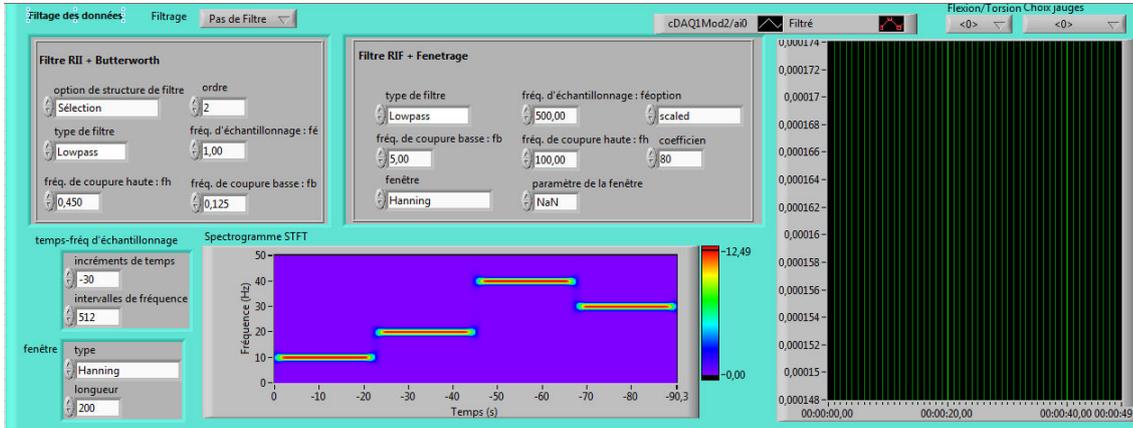


FIGURE A.3. – « Face avant » de l'interface de mesure LabView : partie filtrage numérique et analyse en fréquence des données.

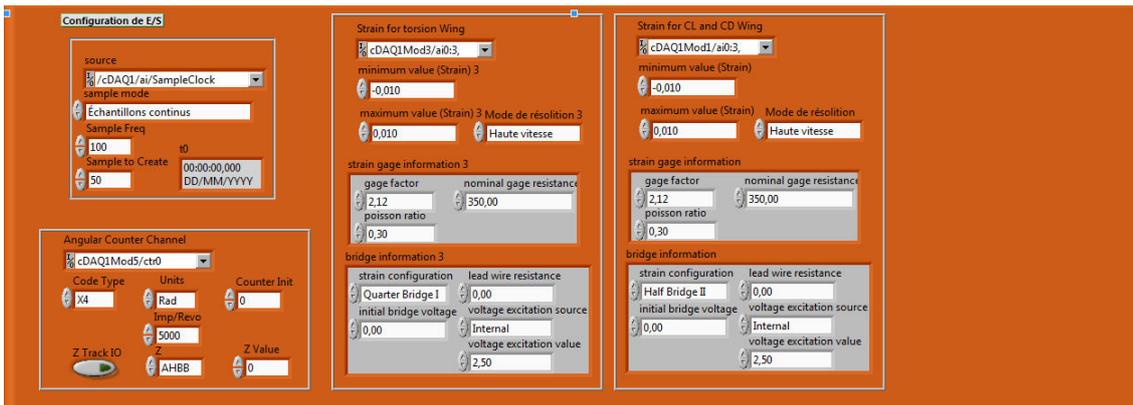


FIGURE A.4. – « Face avant » de l'interface de mesure LabView : partie configuration de la chaîne d'acquisition (convertisseur analogique/numérique).

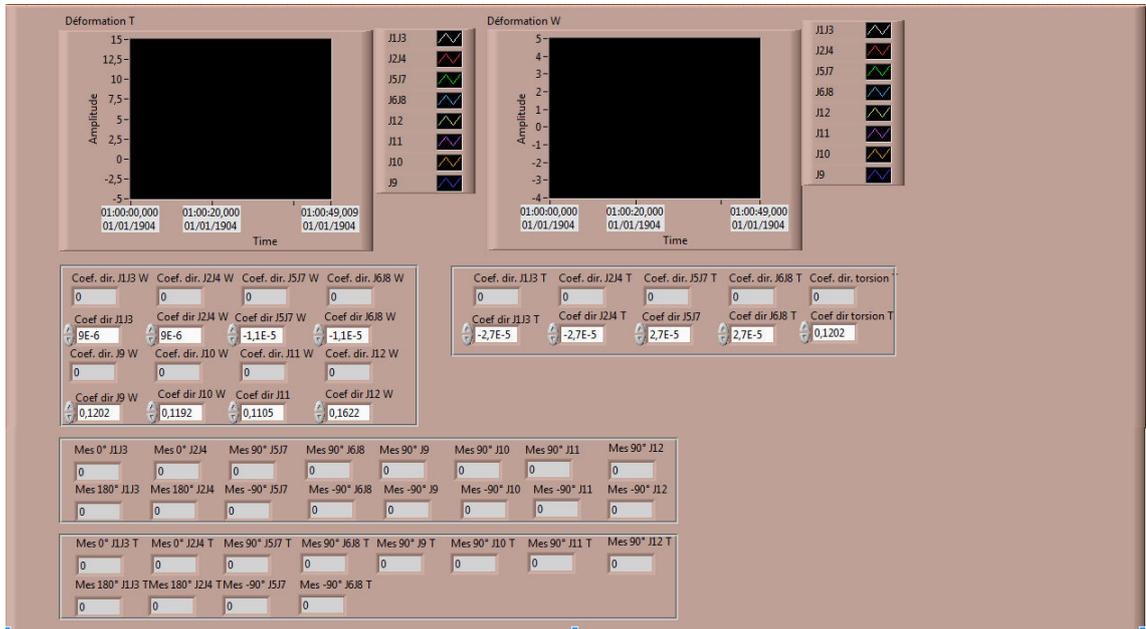


FIGURE A.5. – « Face avant » de l'interface de mesure LabView : partie mesure des signaux bruts et détermination des coefficients relatifs aux jauges de déformation.

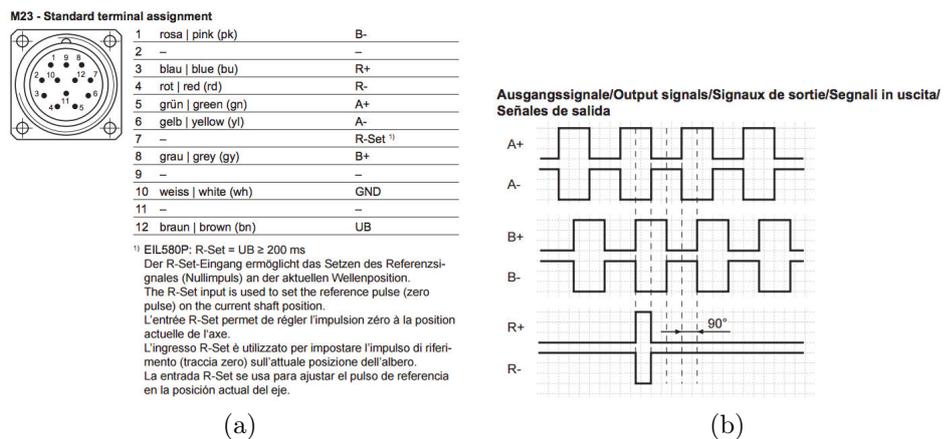


FIGURE A.6. – Brochage et signaux provenant d'un codeur incrémental angulaire de marque BAUMER : a) brochage du codeur, b) signaux du codeur.



## B. Calcul de l'incidence du plan induite par la vitesse de tangage

La vitesse de tangage  $q$  va induire une vitesse circonférentielle  $V_q = l_{GB}q$  qu'il n'est pas possible de simuler sur l'expérience (figure B.1). Aussi, cette vitesse est remplacée par une incidence locale du plan notée  $\alpha_q$ . D'après la figure, la composition des vitesses s'écrit :

$$\vec{V}_T = \vec{V} + \vec{V}_q \quad (\text{B.1})$$

soit :

$$V_T \begin{vmatrix} \cos(\alpha + \alpha_q) \\ \sin(\alpha + \alpha_q) \end{vmatrix} = V \begin{vmatrix} \cos(\alpha) \\ \sin(\alpha) \end{vmatrix} + V_q \begin{vmatrix} -\sin(\chi) \\ \cos(\chi) \end{vmatrix} \quad (\text{B.2})$$

En faisant le rapport des deux équations, nous obtenons :

$$\tan(\alpha + \alpha_q) = \underbrace{\frac{V \sin(\alpha) + V_q \cos(\chi)}{V \cos(\alpha) - V_q \sin(\chi)}}_A \quad (\text{B.3})$$

D'où l'expression de l'angle induit par le tangage :

$$\alpha_q = \arctan \left( \frac{A - \tan(\alpha)}{A \tan(\alpha) + 1} \right) \quad (\text{B.4})$$

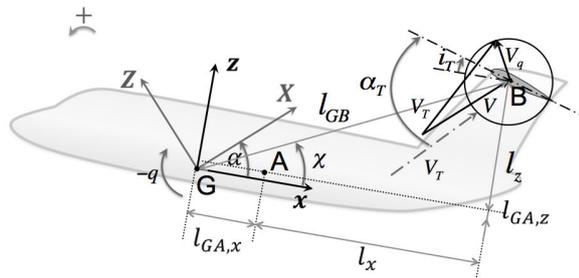


FIGURE B.1. – Paramétrage pour le calcul de l'incidence du plan induite par la vitesse de tangage  $q$  (cas où  $q < 0$ ).

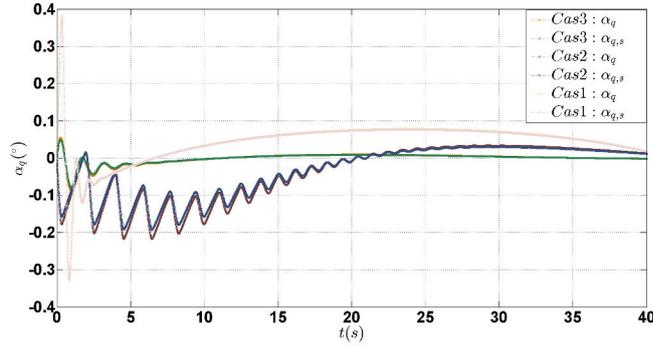


FIGURE B.2. – Comparaison des valeurs de  $\alpha_q$  avec l'approximation  $\alpha_{q,approx}$  pour différentes simulations temporelles.

En supposant que  $0 < \chi < \pi/4$ , nous pouvons borner  $A$  :

$$\tan(\alpha) - \frac{V \sin(\alpha)}{V_q} < A < \tan(\alpha) + \frac{V_q}{V \cos(\alpha)} \quad (\text{B.5})$$

Sachant que l'équation B.4 est une fonction croissante de  $A$  (pour  $\tan(\alpha) \in [0, 1]$ ), il vient :

$$\alpha_q < \arctan\left(\frac{V_q \cos(\alpha)}{V + V_q \sin(\alpha)}\right) \quad (\text{B.6})$$

Pour des valeurs faibles de l'angle d'incidence  $\alpha$ , nous retrouvons la valeur classique de  $\alpha_q$  présente dans la littérature, notée ici  $\alpha_{q,approx}$  :

$$\alpha_q \approx \arctan\left(\frac{V_q}{V}\right) = \alpha_{q,approx} \quad (\text{B.7})$$

Nous effectuons des simulations numériques en utilisant le modèle développé dans la thèse dans le but d'estimer les erreurs commises en prenant  $\alpha_{q,approx}$  à la place  $\alpha_q$  (figures B.2). Les simulations temporelles sont menées pour différents cas caractéristiques définis sur les figures 7.3, 7.4a et 7.4b. Il apparaît nettement que l'approximation de  $\alpha_q$  par  $\alpha_{q,approx}$  est relativement bonne et que ces valeurs sont faibles en comparaison des incidences avion rencontrées dans la suite de l'étude.

## C. Termes issus des dérivées

### C.1. Approximation basse incidence

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_0} = \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,W}} + \frac{S_T}{S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,T}} \quad (\text{C.1})$$

$$\alpha_0 = -\frac{C_L(0,0,0)}{\left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_0}} = \frac{\left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,W}} \alpha_{0,W} + \frac{S_T}{S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,T}} \alpha_{0,T}}{\left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_0}} \quad (\text{C.2})$$

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial q} \right|_0 = \frac{l_{GB} S_T}{V S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,T}} \quad (\text{C.3})$$

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial i_T} \right|_0 = \frac{S_T}{S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,T}} \quad (\text{C.4})$$

$$C_{m0} = \frac{l_{GA,x}}{c_W} \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,W}} \alpha_{0,W} + \frac{S_T l_{GB,x}}{c_W S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,T}} \alpha_{0,T} \quad (\text{C.5})$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_0} = \frac{1}{c_W} (\alpha_{0,W} l_{GA,z} - l_{GA,x}) \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,W}} \quad (\text{C.6})$$

$$- \frac{S_T}{c_W S_W} [l_{GB,x} + (i_T - \alpha_{0,T}) l_{GB,z}] \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,T}} \quad (\text{C.7})$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial q} \right|_0 = - \frac{l_{GB} l_{GB,x} S_T}{c_W S_W V} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,T}} \quad (\text{C.8})$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial i_T} \right|_0 = \frac{l_{GB,x} S_T}{c_W S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{0,T}} \quad (\text{C.9})$$

Ces coefficients aérodynamiques peuvent être sensiblement simplifiés en considérant que  $i_T \approx 0$  et que  $\alpha_{0,W} = \alpha_{0,T} \approx 0$  :

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_0 = \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_0 + \frac{S_T}{S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_0 \quad (\text{C.10})$$

$$\alpha_0 = 0 \quad (\text{C.11})$$

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial q} \right|_0 = \frac{l_{GB} S_T}{V S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_0 \quad (\text{C.12})$$

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial i_T} \right|_0 = \frac{S_T}{S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_0 \quad (\text{C.13})$$

$$C_{m0} = 0 \quad (\text{C.14})$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \right|_0 = - \frac{l_{GA,x}}{c_W} \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_0 - \frac{l_{GB,x} S_T}{c_W S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_0 \quad (\text{C.15})$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial q} \right|_0 = - \frac{l_{GB} l_{GB,x} S_T}{c_W S_W V} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_0 \quad (\text{C.16})$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial i_T} \right|_0 = \frac{l_{GB,x} S_T}{c_W S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_0 \quad (\text{C.17})$$

## C.2. Approximation haute incidence : cas du calage de l'empennage $i_T$ très négatif

$$C_{L,H} = \frac{S_T}{S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} (\alpha_e - \alpha_{H,T} + i_{Te}) + \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,W}} (\alpha_e - \alpha_{H,W}) \quad (\text{C.18})$$

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = \frac{S_T}{S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} + \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,W}} \quad (\text{C.19})$$

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial q} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = \frac{S_T l_{GB}}{S_W V_e} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (\text{C.20})$$

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial i_T} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = \frac{S_T}{S_W} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (\text{C.21})$$

$$C_{D,H} = \left. \frac{\partial C_{D,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e} \alpha_e + C_{D,W,H} \quad (\text{C.22})$$

$$\left. \frac{\partial C_D}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = \left. \frac{\partial C_{D,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e} \quad (\text{C.23})$$

$$\left. \frac{\partial C_D}{\partial q} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = 0 \quad (\text{C.24})$$

$$\left. \frac{\partial C_D}{\partial i_T} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = 0 \quad (\text{C.25})$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = - \frac{l_{GA,x} \cos \alpha_e + l_{GA,z} \sin \alpha_e}{c_W} C_{D,H,W} \quad (C.26)$$

$$- \frac{1}{c_W} [\sin \alpha_e (l_{GA,x} (-\alpha_e + \alpha_{H,W}) + l_{GA,z})] \quad (C.27)$$

$$+ \cos \alpha_e (l_{GA,z} (\alpha_e - \alpha_{H,W}) + l_{GA,x}) \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (C.28)$$

$$+ \frac{\cos \alpha_e (l_{GA,z} - \alpha_e l_{GA,x}) - \sin \alpha_e (l_{GA,x} + \alpha_e l_{GA,z})}{c_W} \left. \frac{\partial C_{D,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e} \quad (C.29)$$

$$- \frac{S_T}{c_W S_w} [\sin \alpha_e (-i_{Te} l_{GB,x} - \alpha_e l_{GB,x} + \alpha_{H,T} l_{GB,x} + l_{GB,z})] \quad (C.30)$$

$$+ \cos \alpha_e (l_{GB,z} (\alpha_e - \alpha_{H,T} + i_{Te}) + l_{GB,x}) \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (C.31)$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial q} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = - \frac{l_{GB} S_T (l_{GB,x} \cos \alpha_e + l_{GB,z} \sin \alpha_e)}{c_W S_w V_e} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (C.32)$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial i_T} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = - \frac{S_T (l_{GB,x} \cos \alpha_e + l_{GB,z} \sin \alpha_e)}{c_W S_w} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (C.33)$$

### C.3. Approximation haute incidence : cas du calage de l'empennage $i_T$ modéré

$$C_{L,H} = \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,W}} (\alpha_e - \alpha_{H,W}) + \kappa(\alpha_e) \frac{S_T}{S_w} \left. \frac{\partial C_{L,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} (\alpha_e - \alpha_{H,T} + i_{Te}) \quad (C.34)$$

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = \frac{\partial \kappa(\alpha)}{\partial \alpha} \frac{S_T}{S_w} C_{L,T,H} + \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,W}} \quad (C.35)$$

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial q} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = 0 \quad (C.36)$$

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial i_T} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = 0 \quad (C.37)$$

$$C_{D,H} = C_{D,W,H} + \left. \frac{\partial C_{D,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e} \alpha_e \quad (C.38)$$

$$+ \kappa(\alpha_e) \frac{S_T}{S_W} \left[ C_{D,T,H} + \left. \frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} (\alpha_e + i_{Te}) \right] \quad (C.39)$$

$$\left. \frac{\partial C_D}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = \left. \frac{\partial C_{D,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e} + \kappa(\alpha_e) \frac{S_T}{S_W} \left. \frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (C.40)$$

$$+ \left. \frac{\partial \kappa(\alpha)}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e} \frac{S_T}{S_W} \left[ C_{D,T,H} + \left. \frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} (\alpha_e + i_{Te}) \right] \quad (C.41)$$

$$\left. \frac{\partial C_D}{\partial q} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = \kappa(\alpha_e) \frac{S_T l_{GB}}{S_W V_e} \left. \frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (C.42)$$

$$\left. \frac{\partial C_D}{\partial i_T} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = \kappa(\alpha_e) \frac{S_T}{S_W} \left. \frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (C.43)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} &= -\frac{1}{c_W} [\sin \alpha_e (l_{GA,z} (-\alpha_e + \alpha_{H,W}) + l_{GA,z}) \\ &+ \cos \alpha_e (l_{GA,z} (\alpha_e - \alpha_{H,W}) + l_{GA,x})] \left. \frac{\partial C_{L,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (C.44) \\ &+ \frac{S_T (l_{GB,x} \sin \alpha_e - l_{GB,z} \cos \alpha_e)}{c_W S_W} \kappa(\alpha_e) C_{L,H,T} \\ &- \frac{(l_{GA,x} \cos \alpha_e + l_{GA,z} \sin \alpha_e)}{c_W} C_{D,H,W} - \frac{S_T (l_{GB,x} \cos \alpha_e + l_{GB,z} \sin \alpha_e)}{c_W S_W} \kappa(\alpha_e) C_{D,H,T} \\ &+ \frac{\cos \alpha_e (l_{GA,z} - \alpha_e l_{GA,x}) - \sin \alpha_e (l_{GA,x} + \alpha_e l_{GA,z})}{c_W} \left. \frac{\partial C_{D,W}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e} \\ &- \frac{S_T}{c_W S_W} [(\sin \alpha_e (l_{GB,z} (\alpha_e + i_{Te}) + l_{GB,x}) \\ &+ \cos \alpha_e (l_{GB,x} (\alpha_e + i_{Te}) - l_{GB,z})) \kappa(\alpha_e) \left. \frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \\ &+ \left. \frac{\partial \kappa(\alpha)}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_e} [c_T C_{m,H,T} - C_{L,H,T} (l_{GB,x} \cos \alpha_e + l_{GB,z} \sin \alpha_e) \\ &+ C_{D,T,H} (l_{GB,z} \cos \alpha_e - l_{GB,x} \sin \alpha_e) \\ &\left. \left. \frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} (\alpha_e + i_{Te}) (l_{GB,z} \cos \alpha_e - l_{GB,x} \sin \alpha_e) \right] \quad (C.45) \end{aligned}$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial q} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = \frac{l_{GB} S_T}{c_W S_W V_e} (l_{GB,z} \cos \alpha_e - l_{GB,x} \sin \alpha_e) \kappa(\alpha_e) \left. \frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (C.46)$$

$$\left. \frac{\partial C_m}{\partial i_T} \right|_{\alpha_e, 0, i_{Te}} = \frac{S_T}{c_W S_W} (l_{GB,z} \cos \alpha_e - l_{GB,x} \sin \alpha_e) \kappa(\alpha_e) \left. \frac{\partial C_{D,T}}{\partial \alpha} \right|_{\alpha_{H,T}} \quad (C.47)$$

# D. Théorèmes de dynamique des systèmes non linéaires

## D.1. Théorème de Cauchy-Lipschitz :

Soit  $f$  une fonction de deux variables réelles à valeurs réelles [Guckenheimer et Holmes, 2000] :

$$\begin{aligned} f : [a, b] \times \mathbb{R}^n &\rightarrow \mathbb{R}^n \\ (t, y) &\rightarrow f(t, y) \end{aligned}$$

Considérons le problème de Cauchy suivant :

$$\begin{cases} y'(t) = f(t, y) \\ y(t_0) = y_0 \quad ; \quad t_0 \in [a, b] \end{cases} \quad (\text{D.1})$$

Si la fonction  $f$  est continue et  $k$ -Lipschitzienne en  $y$ , i.e. si  $f$  vérifie la condition de Lipschitz :

$$\exists k > 0 / \forall t \in \mathbb{R}^n, \forall (x, y) \in [a, b]^2, |f(x, t) - f(y, t)| \leq k|x - y| \quad (\text{D.2})$$

alors il existe une et une seule solution  $y(t)$  de l'équation différentielle définie pour tout  $t \in [a, b]$ , vérifiant la condition initiale donnée.

## D.2. Théorème de Poincaré-Bendixson

Supposons qu'une orbite  $x(x_0, t)$  du système de deux équations :

$$\frac{dx}{dt} = f(x), \quad x = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix}, \quad f = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix} \quad (\text{D.3})$$

reste dans un domaine compact  $\mathcal{D} \subset \mathbb{R}^2$  pour tout  $t \geq 0$ , alors :

1. ou bien  $x(x_0, t)$  est une solution périodique de [D.3](#),
2. ou bien  $x(x_0, t)$  tend vers une solution périodique de [D.3](#),
3. ou bien  $x(x_0, t)$  tend vers un point fixe de [D.3](#).

## Résumé

### Étude expérimentale et numérique de l'interaction aérodynamique entre deux profils : application au risque aéronautique du décrochage profond

Le décrochage profond est un cas particulier du décrochage d'un avion, où le plan horizontal de l'empennage, dont la fonction est la commande du moment à piquer, est entièrement situé dans le sillage décollé de la voilure principale. Le plan perd ainsi son efficacité, ce qui se traduit par une position d'équilibre en tangage stable, à une incidence élevée, dont il est impossible de sortir par une manœuvre simple. L'objectif de cette étude est de caractériser l'aérodynamique associée à ce phénomène et de proposer une procédure d'identification et de récupération. Une analyse de la littérature disponible sur l'approche du décrochage profond en dynamique du vol et sur les interactions entre profils est d'abord présentée. Elle permet de proposer une démarche visant à caractériser la dynamique bidimensionnelle de l'écoulement autour d'une configuration aéronautique de référence. Le dispositif expérimental, développé spécialement dans le cadre de cette étude, met en œuvre deux profils NACA 23 012, dont les angles d'incidence et les distances de séparation sont réglables. L'instrumentation comporte à la fois des balances à jauges de déformation, pour la mesure des efforts, et un système de vélocimétrie par images de particules non résolu temporellement, pour la caractérisation de l'écoulement. Les coefficients aérodynamiques, obtenus dans une large plage d'incidence, mettent en évidence l'effet de l'interaction entre les profils sur le décrochage, qui impacte principalement le profil aval. L'analyse des champs de vitesse fournit l'étendue et l'évolution axiale des sillages des profils selon l'incidence et permet de réaliser une étude paramétrique des configurations où un effet potentiel remontant affecte le profil amont. Un traitement des champs de vitesse par moyennes de phase permet de reconstruire la dynamique temporelle. Il est réalisé à partir de la localisation des centres des tourbillons de Von Kármán émis par le profil amont en configuration d'écoulement décollé. Le nombre de Strouhal construit sur la fréquence de ce phénomène présente un bon accord avec les données disponibles dans la littérature. À partir de ces résultats, un modèle potentiel de forçage de l'écoulement autour du profil aval, par les tourbillons de Von Kármán du profil amont, permet d'expliquer la modification du coefficient de portance imposé par l'interaction pour une incidence modérée de 15°. Cependant, ce modèle est mis en défaut pour une incidence plus forte de 30°. Des simulations numériques de l'écoulement, qui fournissent des champs résolus en temps, permettent de retrouver certaines évolutions expérimentales pour les incidences 0° et 15°, mais des écarts significatifs apparaissent pour 30° et semblent indiquer que l'écoulement présente une structure tridimensionnelle. L'ensemble des résultats est utilisé, en parallèle à des données issues d'un aéronef réel, dans un modèle de vol longitudinal afin d'analyser le comportement dynamique de l'avion. Les calculs mettent en évidence un déficit important de l'amortissement du mode d'oscillation d'incidence lors de l'établissement de l'équilibre stable du décrochage profond. Des critères permettant d'identifier la dynamique qui conduit à cet équilibre, fournissent une détection précoce de ce dernier et la mise en œuvre d'une stratégie de rétablissement.

#### Mots-clefs :

dynamique du vol, écoulement instationnaire, systèmes dynamiques non linéaires, lâchers de tourbillons de Von Kármán, vélocimétrie par images de particules, moyennes de phase, balance aérodynamique

#### Abstract

### Experimental and numerical study of the aerodynamic interaction between two airfoils : application to deep stall aeronautical hazard

Deep stall is a specific type of airplane stall, in which the horizontal tail, driving the pitching moment, is inside the detached wake of the main wing. The tail loses its efficiency, leading to a stable pitching equilibrium position with a high angle-of-attack, without any easy recovery procedure. The aim of the study is to characterize the aerodynamic associated to that phenomenon in order to propose an identification and recovery procedure. A bibliographical analysis of deep stall flight dynamics and of airfoil interaction is provided. This defines the approach consisting in a two-dimensional flow characterization based on an aeronautical reference configuration. The experimental set-up, developed especially for that study, consists in two NACA 23 012 airfoils, with adjustable angles-of-attack and spacing. The instrumentation is made of strain gauges balances, for forces measurements, and a particle image velocimetry system which is not time-resolved, for flow measurements. Aerodynamic coefficients, obtained for a wide range of angles-of-attack, show the interaction between the airfoils on the stall of the downstream airfoil. The analysis of velocity fields gives the width and the axial development of the airfoils wakes with angle-of-attack and brings to a parametric study of configurations where a downstream potential effect is felt on the upstream airfoil. Phase-averages of velocity fields lead to the synthesis of flow time-development. It is obtained from the localization of the centers of Von Kármán vortices, shed from the upstream airfoil, for detached flow configurations. The Strouhal number built on the shedding frequency shows a good accordance with the bibliographical data available. With these results, a potential model of flow forcing on the downstream airfoil, by Von Kármán vortices shedding from the upstream airfoil, explains the lift coefficient alteration imposed by the interaction, for a moderate angle-of-attack of 15°. However, that model is invalidated for a larger value of angle-of-attack of 30°. Flow numerical simulations, giving time-resolved fields, provide experimental developments for the angles-of-attack 0° and 15°, but meaningful discrepancies appear for 30°, which could be explained by a three-dimensional flow structure. The whole set of results is used, concurrently with real aircraft data, inside a longitudinal flight model in order to analyze the airplane dynamical behavior. The simulations evidence an important default of the damping ratio of the short period mode during the installation of deep stall stable equilibrium. Criteria for the identification of the dynamic leading to that equilibrium provide a rapid detection of deep stall and the implementation of a recovery strategy.

#### Keywords :

flight dynamics, unsteady flow, non linear dynamical systems, Von Kármán vortex shedding, particle image velocimetry, phase averaging, aerodynamic balance