ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR
Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille (LMFL) – Campus de Lille

THÈSE

Présentée par : **Pierre-Louis SPYCHALA**

Soutenue le : **19 Janvier 2026**

Pour obtenir le : **Doctorat** *délivré par :*

L'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité : **Mécanique des Fluides**

Étude expérimentale de perturbations fluidiques périodiques hybrides appliquées au contrôle de décollement

THÈSE dirigée par :

M. DAZIN Antoine, Professeur

et co-encadrée par :

M. JOSEPH Pierric, Maître de conférences

M. DELVA Jérôme, Ingénieur

		Jury
M. Laurent KEIRSBULCK	Professeur, LAMIH, Université Polytechnique Hauts-de-France	Président
M. Jacques BOREE	Professeur, Pprime, ISAE-ENSMA	Rapporteur
M. Nicolas MAZELLIER	Professeur, PRISME, Université d'Orléans	Rapporteur
M. Julien DANDOIS	Ingénieur, ONERA/DAAA	Examinateur
Mme. Caroline BRAUD	Chargée de recherche CNRS, LHEEA, Centrale Nantes	Examinatrice
M. Antoine DAZIN	Professeur, LMFL, Arts et Métiers	Directeur
M. Pierric JOSEPH	Maître de conférences, LMFL, Arts et Métiers	Co-encadrant
M. Jérôme DELVA	Ingénieur, ONERA/DAAA	Co-encadrant

THÈSE

Étude de perturbations périodiques à débit net nul asymétriques appliquées au contrôle de décollement

Résumé

Cette thèse a pour objet l'étude expérimentale de perturbations fluidiques périodiques à débit net nul, combinant soufflage et aspiration à amplitudes et aspects temporels indépendant, appliquées au contrôle d'écoulements décollés. Appelées « hybrides », ces perturbations constituent un intermédiaire entre les jets pulsés et synthétiques, ayant pour objectif d'atténuer les limitations de chacune des deux technologies, à savoir la nécessité de disposer d'une source de fluide pour les premiers, et l'impossibilité de modifier les paramètres temporels des phases de soufflage et d'aspiration pour les seconds. La flexibilité temporelle des jets hybrides doit en effet permettre une efficacité accrue du contrôle à masse de fluide manipulée égale, notamment en adaptant les caractéristiques temporelles de la perturbation à celle de l'écoulement à contrôler. Dans cette optique, un actionneur est d'abord développé et caractérisé afin de valider sa capacité à produire les perturbations hybrides, puis intégré en soufflerie sur une configuration d'écoulement décollé canonique de rampe descendante. Les essais de contrôle montrent que la réduction du rapport de cycle de la perturbation, c'est-à-dire de la durée de soufflage, par rapport à celui d'un jet synthétique classique, permet une réduction significativement plus importante des dimensions du bulbe décollé et une récupération de pression plus importante. Ce gain d'efficacité est notamment piloté par une injection plus importante de quantité de mouvement dans l'écoulement, agissant directement sur la couche limite amont, la couche de mélange, ainsi que les transferts de masse vers la zone décollée. L'étude de la dynamique de l'écoulement contrôlé souligne également qu'une optimisation des amplitude et fréquence de la perturbation est rendue possible par l'adaptation de la durée de soufflage aux durées caractéristiques du décollement.

Mots clés : contrôle actif, décollement, soufflage, aspiration, perturbation périodique

Abstract

The purpose of this thesis is to conduct an experimental study of zero net mass periodic fluid perturbations, combining blowing and suction with independent amplitudes and time aspects, applied to separation control Called "hybrid", these perturbations are an intermediate between pulsed and synthetic jets, aiming at mitigating the limitations of each of the two technologies, namely the need for a fluid source for the former, and the impossibility of modifying the time parameters of the blowing and suction phases for the latter. The time flexibility of hybrid jets could indeed allow for greater control efficiency with the same amount of fluid spent, in particular by adapting the timescales of the perturbation to those of the flow to be controlled. To that extent, an actuator is first developed and characterized in order to validate its ability to produce hybrid perturbations. It is then integrated on a canonical backward-facing ramp flow configuration for wind tunnel experiments. Control tests show that reducing the duty cycle of the perturbation, i.e., the blowing duration, compared to that of a conventional synthetic jet, results in a significantly greater reduction in the dimensions of the separated bubble and greater pressure recovery. This efficiency gain is driven in particular by a greater momentum injection into the flow, acting directly on the upstream boundary layer, the mixing layer, and mass transfers to the separated region. The study of the dynamics of the controlled flow also highlights that the amplitude and frequency of the disturbance can be optimized by adapting the blowing duration to the characteristic timescales of separation.

Keywords: active control, separation, blowing, suction, periodic perturbation

Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille

Remerciements

Je souhaite en premier lieu remercier l'ONERA et la Région Hauts-de-France pour le financement de cette thèse.

Je veux ensuite exprimer ma profonde gratitude envers l'équipe d'encadrement de ce travail, pour la confiance et la grande liberté qu'ils ont pu m'accorder. Merci à Antoine Dazin pour avoir accepté de diriger cette thèse, pour sa disponibilité, sa réactivité et la pertinence de ses conseils. Merci à Pierric Joseph pour le partage de son expérience dans le domaine du contrôle, ses nombreuses suggestions ayant permis d'orienter ce travail et son enthousiasme communicatif. Enfin, merci à Jérôme Delva pour l'aide considérable apportée lors de la mise en place et la réalisation des essais et pour tout ce que j'ai pu apprendre à ses côtés.

Je remercie Jacques Borée et Nicolas Mazellier d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit et pour l'ensemble de leurs retours. Merci également à Caroline Braud, Laurent Keirsbulck et Julien Dandois pour leur participation au jury de thèse, l'attention portée à la lecture du manuscrit et les échanges qui en ont découlé.

Je tiens aussi à remercier l'ensemble des personnes que j'ai pu côtoyer durant ces trois années dans ce petit univers qu'est le centre ONERA de Lille. J'adresse un grand merci aux membres de l'unité *Expérimentation et Limite de Vol* pour leur accueil, leur bonne humeur, et l'assistance ponctuelle qu'ils ont pu m'apporter. Plus spécifiquement je voudrais remercier Guillaume Delannoy pour son aide sur la conception de la maquette de soufflerie, Alberto Baretter pour son aide lors de la mise en place de la PIV et la prise en main de son post-traitement et Thomas Huret pour avoir su répondre à mes nombreuses interrogations concernant le maniement de la soufflerie et des fils chauds. Enfin, je remercie Kevin Wacogne, du service *Dispositifs et Maquettes Spécifiques*, pour la réalisation de la partie électronique de la maquette.

Bien sûr je me dois de mentionner ceux, stagiaires et doctorants, qui ont partagé mon quotidien lors de ces trois années et qui ont participé à rendre l'ambiance au sein de cet *open space* si singulière. Mille mercis donc aux plus anciens qui m'y ont accueilli ; Nicolas Vauchel, Rolando Cruz Marquez, Elvina Derhille et Baptiste Isnard, ainsi qu'aux plus jeunes arrivés en cours de route ; Maël Benlarbi, Baptiste Caro, Luna Li, Léo Claus, Thierno Diallo, Romain Galinie, Nathan Langlet, Martin Pierre, Paul Wilgenbus, Thomas Lebreton, Maxence Lorthioir, Elian Ballenghien, Paul Haquin et Christophe El Yammouni.

Pour finir, je remercie l'ensemble de mes proches qui, s'ils en ont l'envie et le courage, trouveront peut-être dans ce manuscrit de meilleures réponses à la question « *Mais en fait ça consiste en quoi ta thèse ?* » que celles que j'ai pu leur donner au cours des trois dernières années. Un immense merci évidemment à mes parents pour leur accompagnement sans failles, non seulement durant ces trois ans de thèse, mais également les vingt-quatre années qui les ont précédés. Merci à ma sœur et mes frères, que cette histoire de bulbe aura visiblement bien fait rire. Et naturellement, du fond de mon petit cœur cartésien, merci Clémentine pour le soutient de tout instant dont tu fais preuve depuis tant d'années, et, je l'espère, pour de très nombreuses années à venir.

Sommaire

Résumé iii

Remerciements v

Sommaire vii

Liste des tableaux xi

Table des figures xiii

Liste des symboles xxi

Introduction 1

I État de l'art et montage expérimental 7

1 État de l'art 9

1.1 Principe du contrôle de décollement par perturbations fluidiques 10

1.1.1 Objectifs du contrôle de décollement 10

1.1.2 Paramètres relatifs à une perturbation fluidique 11

1.1.3 Les différentes technologies d'actionneurs fluidiques 14

1.1.4 Contrôle en boucle ouverte et contrôle en boucle fermée 19

1.1.5 Stratégies de contrôle « avancées » pour une perturbation pulsée 19

1.2 Principe et état des perturbations hybrides dans la littérature 22

1.2.1 Dualité jets pulsés - jets synthétiques 22

1.2.2 Précédentes études s'intéressant aux perturbations hybrides 23

1.2.3 Positionnement et objectifs de la thèse 26

1.3 Application des perturbations fluidiques périodiques au contrôle de décollement 27

1.3.1 Le décollement de la couche limite bidimensionnelle 27

1.3.2 Un exemple académique de décollement : la famille des marches descendantes 30

1.3.3 Application du contrôle par perturbations fluidiques périodiques aux marches descendantes 34

1.4 Synthèse du chapitre 40

2 Moyens et méthodes **43**
2.1 Installations expérimentales . . . 43
2.1.1 Banc de caractérisation d'actionneurs . . . 43
2.1.2 Soufflerie de couche limite . . . 44
2.2 Métrologie . . . 45
2.2.1 Débitmétrie . . . 45
2.2.2 Capteurs de pression et de température . . . 46
2.2.3 Scanner de pression . . . 46
2.2.4 Capteurs instationnaires de pression . . . 47
2.2.5 Anémométrie à fil chaud . . . 48
2.2.6 Vélocimétrie par images de particules . . . 50
2.3 Outils d'analyse des données . . . 53
2.3.1 Moyenne de phase . . . 53
2.3.2 Fonction et coefficient de corrélation . . . 53
2.3.3 Analyse fréquentielle . . . 54
2.3.4 Décomposition orthogonale aux valeurs propres . . . 54

3 Étude de l'écoulement de référence **57**
3.1 Caractéristiques moyennes de l'écoulement . . . 57
3.1.1 Distribution de pression pariétale . . . 57
3.1.2 Couche limite amont . . . 59
3.1.3 Propriétés du bulbe décollé . . . 63
3.1.4 Développement de la couche de mélange . . . 66
3.1.5 Bilan de masse appliqué au bulbe décollé . . . 69
3.2 Mécanismes instationnaires du décollement . . . 71
3.2.1 Analyse spectrale et corrélations croisées . . . 71
3.2.2 Décomposition orthogonale aux valeurs propres . . . 74
3.3 Synthèse du chapitre . . . 77

II Résultats **79**

4 Caractérisation et validation de l'actionneur **81**
4.1 Dimensionnement et architecture du prototype . . . 82
4.1.1 Grandeurs et éléments dimensionnants . . . 82
4.1.2 Architecture de l'actionneur . . . 83
4.2 Caractérisation du prototype . . . 85
4.2.1 Méthodologie . . . 85
4.2.2 Forçage continu . . . 86
4.2.3 Régime instationnaire . . . 88
4.3 Implémentation en soufflerie et stratégies de contrôle appliquées à l'écoulement 99
4.3.1 Intégration en soufflerie et validation avec vent . . . 99
4.3.2 Stratégies de contrôle . . . 101
4.4 Synthèse du chapitre . . . 105

5 Aspects moyens de l'écoulement contrôlé **107**
5.1 Influence des perturbations hybrides sur les propriétés macroscopiques du décollement . . . 108
5.1.1 Observations préliminaires . . . 108
5.1.2 Dimensions du bulbe décollé . . . 109
5.1.3 Coefficient d'effort normal . . . 110
5.2 Effet du rapport de cycle sur les mécanismes du contrôle . . . 112
5.2.1 Distributions et fluctuations de pression pariétale . . . 112
5.2.2 Couche limite amont . . . 115
5.2.3 Structure de la couche de mélange . . . 116
5.2.4 Grandeurs turbulentes . . . 118
5.2.5 Transfert de masse au travers de la TNTI . . . 122
5.3 Influence de la phase d'aspiration . . . 125
5.3.1 Distributions et fluctuations de pression pariétale . . . 126
5.3.2 Coefficient d'effort normal . . . 127
5.4 Synthèse du chapitre . . . 129

6 Mécanismes instationnaires du contrôle **131**
6.1 Structure de l'écoulement contrôlé . . . 132
6.1.1 Décomposition d'un cycle de forçage . . . 132
6.1.2 Transfert vertical de quantité de mouvement . . . 134
6.2 Temps caractéristiques de l'écoulement . . . 138
6.2.1 Aspects fréquentiels . . . 138
6.2.2 Échelles de temps caractéristiques d'un cycle de forçage . . . 140
6.2.3 Influence de la phase d'aspiration . . . 144
6.2.4 Influence de l'amplitude de soufflage sur le recollement . . . 145
6.2.5 Considérations empiriques sur les conditions de forçage optimales . . . 147
6.3 Synthèse du chapitre . . . 149

Conclusions et perspectives **151**
Synthèse de l'étude . . . 151
Perspectives . . . 154

A Estimation des incertitudes de mesure des différents capteurs **155**
A.1 Méthode . . . 155
A.2 Débimètres . . . 156
A.2.1 Festo SFAH . . . 157
A.2.2 Vötglin GSM-Red-Y . . . 157
A.3 Capteurs de pression . . . 157
A.3.1 General Electric UNIK 5000 . . . 158
A.3.2 Keller PD-39X . . . 158
A.3.3 Micromanomètre Furness FC0510 . . . 159
A.4 Scanner de pression . . . 159
A.5 Capteurs instationnaires . . . 159
A.5.1 ENDEVCO 8507C-1 . . . 159
A.5.2 Kulite XCQ-080-5D . . . 160
A.6 Propagation d'incertitudes . . . 160

B Considérations supplémentaires sur la PIV **161**
B.1 Convergence des grandeurs statistiques 161
B.2 Incertitudes de mesure 163

C Géométrie interne de la buse de soufflage **165**

Bibliographie **167**

Liste des tableaux

1.1 Avantages et limites des perturbations synthétiques et pulsées 23
1.2 Fréquences optimales et résultats associés pour différentes études expérimentales et numériques de contrôle de décollement de marches descendantes. 36
1.3 Valeurs optimales du coefficient de quantité de mouvement et du rapport des vitesses rapportées par différents auteurs pour des études de contrôle sur marches ou rampes descendantes. 38

2.1 Caractéristiques des débitmètres utilisés. 46
2.2 Caractéristiques des capteurs de pression utilisés (les gammes de pression sont données en valeurs relatives). 46
2.3 Caractéristiques des capteurs instationnaires utilisés. 47

3.1 Caractéristiques de la couche limite à la position $X/h = -2.5$ pour différents nombres de Reynolds. 61
3.2 Caractéristiques de la couche limite à différentes positions en amont du décollement pour $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 63
3.3 Grandeurs caractéristiques du décollement et de la couche limite en $X/h = -2.5$ pour différents nombres de Reynolds. 65

4.1 Récapitulatif des éléments dimensionnants de l'actionneur. 83
4.2 Instruments de mesure et mesures correspondantes pour les différentes phases de caractérisation du prototype d'actionneur. 86
4.3 Espace paramétrique exploré pour l'étude des transitoires de vitesse. 88
4.4 Durées de montée et de chute de vitesse et fréquence critique pour le soufflage et l'aspiration à différentes valeurs de $\tilde{p}/P_0$. 93
4.5 Espace paramétrique considéré pour la génération de perturbations pseudo-synthétiques.s 95
4.6 Rapports de cycle ciblés DC_{com} et valeurs du critère C et du rapport de cycle fluidique DC_{vel} obtenues expérimentalement aux trois fréquences considérées. . 96
4.7 Espace paramétrique des perturbations étudiées expérimentalement. 103
4.8 Incertitudes élargies associées aux différents paramètres des perturbations fluidiques. 103
4.9 Résultats des essais de répétabilité pour deux jeux de paramètres (c_Q, DC, F^+). . 105
4.10 Erreurs relatives moyennes sur l'ensemble des essais de répétabilité. 105

6.1 Comparaison des caractéristiques temporelles du décollement entre les configurations avec et sans aspiration. 146

A.1 Sources d'incertitudes et incertitudes-types du débimètre SFAH 157
A.2 Sources d'incertitudes et incertitudes-types du débimètre Red-Y 157
A.3 Sources d'incertitudes et incertitudes-types du capteur de pression UNIK 5000 (−1—1.6 *bar*) 158
A.4 Sources d'incertitudes et incertitudes-types du capteur de pression UNIK 5000 (−0.2—0.2 *bar*) 158
A.5 Sources d'incertitudes et incertitudes-types du capteur de pression PD-39X . . . 158
A.6 Sources d'incertitudes et incertitudes-types du micromanomètre FC0510 159
A.7 Sources d'incertitudes et incertitudes-types du scanner MPS 4264 159
A.8 Sources d'incertitudes et incertitudes-types des capteurs 8507C-1 159
A.9 Sources d'incertitudes et incertitudes-types des capteurs XCQ-080-5D 160

B.1 Positions auxquelles la convergence des grandeurs de l'écoulement est évaluée. . 161
B.2 Erreurs relatives entre les moments statistiques calculés avec 5000 et 10000 images.163

Table des figures

1 Répartition des émissions mondiales de CO_2 dans le domaine des transports entre 1999 et 2019 (IPCC, 2023). 1
2 Becs et volets déployés sur un Boeing 757 (a) et générateur de tourbillons sur le fuselage d'un Boeing B-52 (b), photographies tirées de Gudmundsson (2013). . . 2
3 Les familles d'actionneurs prépondérantes, tiré de Cattafesta et Sheplak (2011). 4

1.1 Vue schématique du décollement sur l'arrière-corps d'une automobile (Li, 2017). 10
1.2 Étude expérimentale de contrôle de décollement sur maquette de dérive verticale (Löffler et Weiss, 2023). 11
1.3 Causalité entre les différents effets aérodynamiques influencés par le contrôle, tiré de Hak (2001). 11
1.4 Principe de fonctionnement d'un actionneur à jet balayant (Cattafesta et Sheplak, 2011). 14
1.5 Système de soufflage sur volet du Lockheed F-104 15
1.6 Principe des phases de soufflage et d'aspiration d'un actionneur synthétique, issu de Ott (2020). 16
1.7 Visualisations de jets synthétiques pour (de haut en bas) $L_0/d_{eq} = 2$, 3.8 et 14.5, tiré de Gharib, Rambod et Shariff (1998). 17
1.8 Représentations schématiques des structures du jet synthétique en écoulement ; structure en épingle (a) et tourbillon incliné (b), tiré de Jabbal et Zhong (2010). 17
1.9 Exemple typique de générateurs de tourbillons pulsés, extrait de Kostas, Foucaut et Stanislas (2009). 18
1.10 Visualisation de jets pulsés dans un écoulement pour $VR = 2.3$ et différentes fréquences de forçage, extrait de Eroglu et Breidenthal (2001). 19
1.11 Hiérarchie des différentes stratégies de contrôle, extrait de Hak (2001). 20
1.12 Temps de recollement en fonction de la fréquence de forçage et pour différentes amplitudes de soufflage, extrait de Darabi et Wygnanski (2004a) (a), et temps de décollement en fonction de l'amplitude de forçage pour différentes durées entre deux soufflages consécutifs (Steinfurth et Weiss, 2022) (b). 21
1.13 Étude de l'influence du rapport de cycle par Bons et al. ; profiles de vitesse de perturbations pulsées avec différents valeurs de rapport de cycle (a) et efficacité du contrôle en fonction du rapport de cycle (b). Tiré de Bons, Sondergaard et Rivir (2001). 21
1.14 Mécanismes liés à la réduction d'un sillage turbulent en lien avec les caractéristiques temporelles d'un jet pulsé, issu de Haffner et al. (2020). 22
1.15 Principe du jet synthétique hybride de Tesař, Hung et Zimmerman (2006). . . . 23

1.16 Schéma des deux étages du SaOB ; *ejector* (a) et *oscillator* (b) (Arwatz, Fono et Seifert, 2008). 24
1.17 Vue en coupe du DASJA, adaptée de Trávníček, Tesař et Wang (2005) (a), et Actionneur synthétique hybride permettant l'étude de deux diodes fluidiques différentes, tiré de Kordík et Trávníček (2013) (b). 25
1.18 Comparaison d'un signal de commande synthétique classique avec celui proposé par Zhang et Wang (2007) (a), et signal de commande similaire proposé par Kordík et Trávníček (2018) (b). 25
1.19 Représentation schématique des différentes perturbations pouvant être étudiées avec le système envisagé. 26
1.20 Schéma du développement d'une couche limite sur plaque plane, tiré de Schlichting et Gersten (2017). 27
1.21 Valeurs du facteur de forme pour différents profils de couches limites, issu de Methel (2019) 29
1.22 Décollement de la couche limite causé par un gradient de pression adverse, extrait de Fadla (2014). 30
1.23 Décollement de couche limite laminaire (a) et turbulente (b) sur une surface incurvée, tiré de Dyke (1982). 30
1.24 Représentations schématiques de décollements de marche descendante (a), tiré de Driver, Seegmiller et Marvin (1987), et de rampe descendante (b), issu de Kotapati, Shock et Chen (2014). 31
1.25 Évolution de x_R en fonction du rapport d'expansion (Eaton et Johnston, 1981) (a), du nombre de Reynolds Re_h (Adams et Johnston, 1988a) (b) et saturation de x_R pour les valeurs élevées de Re_h et ER (Nadge et Govardhan, 2014) (c). 32
1.26 Contours d'isovorticité issus d'une simulation de décollement de marche 2D par Neto et al. (1993). L'enroulement de la couche cisaillée et l'appariement des structures avant le lâché sont visibles. 33
1.27 Générateurs de tourbillons pulsés en configuration co-rotative (a) et contrarotative (b), extrait de Cuvier et al. (2011). 39

2.1 Soufflerie de couche limite du centre ONERA de Lille 44
2.2 Vue schématique de la configuration d'écoulement étudiée. 45
2.3 Positions des prises pariétales de pression (rouge) et des capteurs instationnaires (vert) sur la maquette. 47
2.4 Position des capteurs ENDEVCO sur la maquette. 47
2.5 Sondes fil chaud Dantec Dynamics 55P11 (a) et 55P15 (b). 49
2.6 Exemple de polynôme de calibration. 50
2.7 Schéma de principe de la PIV. 50
2.8 Vues schématiques du montage PIV. 51
2.9 Photographies des deux positions de mire exploitables pour la calibration du champ PIV amont. 52

3.1 Distributions longitudinales du coefficient de pression (a) et du coefficient de pression fluctuante (b). 58
3.2 Distributions transverses du coefficient de pression aux positions $X/h = -0.12$, 2.2 et 4.4. 59
3.3 Profils de vitesse (a) et de fluctuations de vitesse (b) normalisés de la couche limite, mesurés à la position $X/h = -2.5$ pour différents nombres de Reynolds. 60

3.4 Valeurs du coefficient de frottement c_f en fonction de Re_θ pour la présente étude, comparées aux données numériques de Schlatter et Örlü (2010) et Sillero, Jiménez et Moser (2014) et expérimentales de Stella (2017). Les tirets représentent l'intervalle de ± 5% autour des valeurs prédites par l'expression analytique tracée en trait plein. 62
3.5 Profils de vitesse (a) et de fluctuations de vitesse (b) en unités de paroi, mesurés à la position $X/h = -2.5$ pour différents nombres de Reynolds. 62
3.6 Profils de vitesse (a) et de fluctuations de vitesse (b) en unités de paroi à différentes positions en amont du décollement pour $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 64
3.7 Champ de vitesse longitudinale U et coefficient de pression C_p et de fluctuations de pression $C_{p'}$ pour l'écoulement non contrôlé ; $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. La ligne blanche correspond à l'iso-ligne $U = 0$. 64
3.8 Champ de vorticité pour l'écoulement non contrôlé ; $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 65
3.9 Champ d'énergie cinétique turbulente pour l'écoulement non contrôlé ; $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 66
3.10 Champ de contraintes de cisaillement pour l'écoulement non contrôlé ; $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 66
3.11 Variations longitudinales des valeurs maximales des contraintes de cisaillement et intensités turbulentes dans l'écoulement non contrôlé ; $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 67
3.12 Évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité δ_ω (a) et de l'épaisseur de quantité de mouvement θ_{CM} (b) de la couche de mélange à différents nombres de Reynolds. 68
3.13 Profils de vitesse moyenne au sein de la couche de mélange à différentes positions longitudinales, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 68
3.14 Profils des contraintes de Reynolds $\langle u' \rangle^2$ (a), $\langle v' \rangle^2$ (b) et $-\langle u'v' \rangle$ (c) au sein de la couche de mélange à différentes positions longitudinales, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 69
3.15 Schématisation du volume de contrôle dans la couche de mélange et de ses frontières, d'après Stella (2017). 69
3.16 Exemple d'histogramme de la densité de probabilité de la vitesse longitudinale d'un champ PIV instantané , $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 70
3.17 Champs d'énergie cinétique turbulente normalisée, la ligne pointillée blanche correspond à l'interface associée à la TNTI, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 71
3.18 Spectres pré-multipliés des fluctuations de pression (a) et de vitesse (b) à différentes positions au sein et en aval du bulbe décollé, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. . 72
3.19 Fonction de corrélation entre les capteurs instationnaires et le capteur à la position $X/h = 4.41$ en fonction du délai τ, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 73
3.20 Cartographie du coefficient de corrélation en fonction de la position longitudinale et du décalage temporel τ, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 74
3.21 Contribution nette et cumulative des 20 premiers modes POD à l'énergie cinétique turbulente, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 75
3.22 Premiers modes POD des vitesses longitudinale (a) et verticale (b), $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 75
3.23 Second et troisième modes POD des vitesses longitudinale (a,b) et verticale (c,d), $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 76
3.24 Quatrième mode POD des vitesses longitudinale (a) et verticale (b), $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 76
3.25 Treizième mode POD des vitesses longitudinale (a) et verticale (b), $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. 77

4.1 Schéma du circuit pneumatique du prototype d'actionneur. 84
4.2 Photographie et vue schématique de la buse installée sur le banc de caractérisation. 85
4.3 Mesures de débit et de vitesse de soufflage (a) et d'aspiration (b) en fonction du rapport entre la pression en entrée de la buse et la pression atmosphérique. . . . 87
4.4 Profils transverses de vitesse moyenne du jet à différentes positions verticales en variables de similitude, $\tilde{p}/P_0 = 1.016$. 88
4.5 Profils longitudinaux (a) et transverses (b) de vitesse moyenne du jet à différentes positions verticales en variables de similitude, $\tilde{p}/P_0 = 1.016$. 89
4.6 Transitoires de début (a) et fin (b) de soufflage pour $\tilde{p}/P_0 = 1.008$ à différentes fréquences de forçage 90
4.7 Transitoires de début (a) et fin (b) de soufflage pour $f = 10\ Hz$ et différentes valeurs du rapport de pressions $\tilde{p}/P_0$. 91
4.8 Transitoires de début (a) et fin (b) d'aspiration pour $\tilde{p}/P_0 = 0.928$ à différentes fréquences de forçage 91
4.9 Transitoires de début (a) et fin (b) d'aspiration pour $f = 10\ Hz$ et différentes valeurs du rapport de pressions $\tilde{p}/P_0$. 92
4.10 Exemple de perturbations hybrides générées sans (a) et avec (b) synchronisation des signaux de commande. 94
4.11 Perturbations pseudo-synthétiques avec $DC_{com} = 50$ % à $f = 10\ Hz$, $f = 100\ Hz$ et $f = 200\ Hz$. 95
4.12 Représentation schématique du domaine des perturbations hybrides accessibles lors de la phase de caractérisation. Rouge : domaine inaccessible en pratique, jaune : domaine théoriquement accessible, vert : domaine validé expérimentalement. 97
4.13 Perturbations pseudo-synthétiques pour $f = 10\ Hz$; $DC_{com} \leqslant 50$ % (a) et $DC_{com} \geqslant 50$ % (b) 98
4.14 Perturbations pseudo-synthétiques pour $f = 100\ Hz$; $DC_{com} \leqslant 50$ % (a) et $DC_{com} \geqslant 50$ % (b) 98
4.15 Intégration du système de contrôle sur la maquette de soufflerie. 100
4.16 Schéma simplifié du circuit pneumatique intégré en soufflerie. 100
4.17 Débit de soufflage au travers des différentes fentes en fonction des conditions génératrices, $U_\infty = 0$ (a) et $U_\infty = 20\ m/s$ (b). 101
4.18 Débit d'aspiration au travers des différentes fentes en fonction des conditions génératrices, $U_\infty = 0$ (a) et $U_\infty = 20\ m/s$ (b). 101
4.19 Évolution du coefficient de quantité de mouvement c_μ en fonction du rapport de cycle et du coefficient de débit c_Q pour les perturbations hybrides, d'après l'équation 1.5. 102
4.20 Représentation schématique de l'espace paramétrique des perturbations hybrides considéré pour les essais de contrôle. 104

5.1 Champ de vitesse longitudinale et distribution de pression pariétale de l'écoulement contrôlé ($c_Q = 0.1$ %, $F^+ = 0.6$), $DC = 50$ % (a) et $DC = 30$ % (b). 108
5.2 Iso-lignes $U = 0$ pour différentes valeurs du rapport de cycle, $c_Q = 0.075$ %, $F^+ = 0.3$. 109
5.3 Évolution de la longueur (a) et de la hauteur (b) du bulbe décollé en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage pour $c_Q = 0.1$ % 110
5.4 Évolution des longueurs et hauteurs du bulbe décollé en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage, pour $c_Q = 0.075$ % (a,b) et $c_Q = 0.146$ % (c,d). 111
5.5 Coefficient d'effort normal en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage, pour $c_Q = 0.1$ %. 112

5.6 Coefficient d'effort normal en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage, pour $c_Q = 0.075$ % (a) et $c_Q = 0.146$ % (b). 112
5.7 Distributions de pression pariétale pour différentes valeurs du rapport de cycle aux fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a), 0.3 (b) et 0.9 (c), $c_Q = 0.1$ %. 113
5.8 Fluctuations de pression pariétale pour différentes valeurs du rapport de cycle aux fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a), 0.3 (b) et 0.9 (c), $c_Q = 0.1$ %. 114
5.9 Distributions transverses de pression pariétale à différentes positions en amont et aval de la rampe en fonction du rapport de cycle pour $F^+ = 0.075$ (a) et $F^+ = 0.9$ (b), $c_Q = 0.1$ %. 114
5.10 Profils de vitesse dans la couche limite mesurés par PIV à la position $X = -0.1h$ pour différentes valeurs du rapport de cycle et $c_Q = 0.1$ %, $F^+ = 0.75$ (a) et $F^+ = 0.9$ (b). La comparaison entre mesures fil chaud et PIV pour l'écoulement de référence est présentée dans l'encart de la figure (a). 115
5.11 Évolution de l'épaisseur de couche limite en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage (a), et évolution de la longueur de décollement en fonction de l'épaisseur de couche limite (b), $c_Q = 0.1$ %. 116
5.12 Évolution longitudinale des épaisseurs de vorticité (a) et de quantité de mouvement (b) de la couche de mélange pour différentes valeurs du rapport de cycle, $c_Q = 0.1$ % et $F^+ = 0.075$. 117
5.13 Évolution longitudinale des épaisseurs de vorticité (a) et de quantité de mouvement (b) de la couche de mélange pour différentes valeurs du rapport de cycle, $c_Q = 0.1$ % et $F^+ = 0.3$. 117
5.14 Taux de croissance des épaisseurs de vorticité (a) et de quantité de mouvement (b) de la couche de mélange pour différentes valeurs du rapport de cycle et de la fréquence de forçage, $c_Q = 0.1$ %. 118
5.15 Champs d'énergie cinétique turbulente pour le cas non contrôlé (a), et pour un forçage à $F^+ = 0.3$ avec $DC = 30$ % (b), $DC = 50$ % (c) et $DC = 70$ % (d), $c_Q = 0.1$ %. La ligne continue noire représente l'iso-ligne $U = 0$. 119
5.16 Champs d'énergie cinétique turbulente pour $DC = 30$ % et différentes fréquences de forçage : $F^+ = 0.075$ (a), $F^+ = 0.3$ (b), $F^+ = 0.6$ (c) et $F^+ = 0.9$ ($DC = 32$ %) (d), $c_Q = 0.1$ %. La ligne continue noire représente l'iso-ligne $U = 0$. 120
5.17 Valeurs maximales des composantes du tenseur de Reynolds $\langle u'u' \rangle$ (a), $\langle v'v' \rangle$ (b) et $|\langle u'v' \rangle|$ (c), en fonction de la position longitudinale pour différentes valeurs du rapport de cycle et $c_Q = 0.1$ %, $F^+ = 0.3$. 121
5.18 Valeurs maximales des composantes du tenseur de Reynolds $\langle u'u' \rangle$ (a) et (b) et $|\langle u'v' \rangle|$ (c) et (d), en fonction de la position longitudinale et pour différentes fréquences. $DC = 30$ % (a) et (c), $DC = 50$ % (b) et (d), et $c_Q = 0.1$ %. 122
5.19 Champs de vitesse verticale pour l'écoulement non contrôlé (a) et différentes configurations des contrôle ; $DC = 30$ % (b), $DC = 50$ % (c) et $DC = 70$ % (d), $c_Q = 0.1$ % et $F^+ = 0.3$. Les lignes pointillées blanches représentent la TNTI et l'iso-ligne $U = 0$. 123
5.20 Flux de masse au travers de la TNTI pour différents rapports de cycle, $c_Q = 0.1$ %, $F^+ = 0.3$. 124
5.21 Flux de masse au travers de la TNTI pour différents rapports de cycle aux fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a) et 0.9 (b), $c_Q = 0.1$ %. 125
5.22 Champs de vitesse verticale pour $DC = 32$ % et $F^+ = 0.9$, $c_Q = 0.1$ %. La ligne pointillée blanche représente la TNTI. 125

5.23 Distributions de pression pariétale avec (traits pleins) et sans aspiration (traits pointillés) pour différents rapports de cycle et aux fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a), 0.3 (b) et 0.6 (c), $c_Q = 0.1$ %. 127
5.24 Fluctuations de pression pariétale avec (traits pleins) et sans aspiration (traits pointillés) pour différents rapports de cycles et aux fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a), 0.3 (b) et 0.6 (c), $c_Q = 0.1$ %. 128
5.25 Coefficient d'effort normal en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage avec (symboles pleins) et sans (symboles vides) aspiration, $c_Q = 0.1$ %. . 128

6.1 Champs de vorticité et de vitesse longitudinale moyennés en phase à différents instants du cycle de forçage pour $c_Q = 0.1$ %, $DC = 20\%$ et $F^+ = 0.075$. Les vecteurs sur les champs de vorticité représentent le champs de vitesse fluctuante $(\tilde{U}, \tilde{V})$. L'iso-ligne $U = 0$ est tracée en vert sur les champs de vorticité et en blanc sur les champs de vitesse. 133
6.2 Vitesse de convection de la structure produite en début de soufflage pour différents rapports de cycle, $F^+ = 0.075$, $c_Q = 0.1$ %. 134
6.3 Champs PIV du flux vertical de quantité de mouvement $\dot{q}_{Y,X}$ (a) et évolution longitudinale des flux $\dot{q}_{Y,X}$ et $\dot{q}_Y$ (b) sur la ligne $Y = 0$ à l'instant de phase $t/T = 0.07$ pour $DC = 20$ %, $F^+ = 0.075$ et $c_Q = 0.1$ %. La ligne pointillée blanche sur la figure (a) représente l'iso-ligne $Y = 0$. 135
6.4 Évolution longitudinale des flux $\dot{q}_{Y,X}$ (a) et $\dot{q}_Y$ (b) pour différents instants de phase, $DC = 20$ %, $F^+ = 0.075$ et $c_Q = 0.1$ %. 136
6.5 Évolution longitudinale des flux moyens $\overline{\dot{q}}_{Y,X}$ (a) et $\overline{\dot{q}}_Y$ (b) pour différents rapports de cycle, $F^+ = 0.075$ et $c_Q = 0.1$ %. 136
6.6 Évolution longitudinale des flux moyens $\overline{\dot{q}_{Y,X}}$ (a) et $\overline{\dot{q}_Y}$ (b) pour différentes fréquences de forçage, $DC = 30$ % et $c_Q = 0.1$ %. 137
6.7 Champs du flux instantané de quantité de mouvement $\dot{q}_{Y,X}$ pour $DC = 30$ % et $F^+ = 0.9$ à différents instants temporels $t/T = 0.11$ (a), $t/T = 0.35$ (b), $t/T = 0.55$ (c) et $t/T = 0.75$ (d), $c_Q = 0.1$ %. 138
6.8 Densité spectrale de puissance des fluctuations de pression mesurées à différents positions longitudinales pour différents rapports de cycle : $DC = 20$ % (a), $DC = 30$ % (b), $DC = 50$ % (c), $DC = 70$ % (d). $F^+ = 0.3$, $c_Q = 0.1$ %. 139
6.9 Densité spectrale de puissance des fluctuations de pression mesurées à différentes positions longitudinales pour les fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a), $F^+ = 0.3$ (b), $F^+ = 0.6$ (c), $F^+ = 0.9$ (d). $DC = 30$ %, $c_Q = 0.1$ %. 140
6.10 Mesures instationnaires de pression pour $DC = 30$ % et $F^+ = 0.075$, moyennées en phase et représentées sur deux cycles de forçage (a), et définition des échelles de temps caractéristiques de l'écoulement à partir des mesures effectuées à la position $X/h = 3.04$ (b). 142
6.11 Moyenne de phase des mesures instationnaires de pression à la position $X/h = 3.04$ pour différents rapports de cycle et $F^+ = 0.075$, $c_Q = 0.1\%$ (a) et $c_Q = 0.146\%$ (b). 142
6.12 Moyenne de phase des mesures instationnaires de pression à la position $X/h = 3.04$ pour différents rapports de cycle et $F^+ = 0.3$ (a) et $F^+ = 0.6$ (b), $c_Q = 0.1$ %. 143
6.13 Durées (a) et taux de variation temporels (b) du recollement en fonction de c_μ. . 143
6.14 Durées caractéristiques (a) et taux de variation temporels (b) du décollement en fonction de c_μ. 144
6.15 Moyenne de phase des mesures instationnaires de pression avec (traits pointillés) et sans (traits continus) aspiration en fonction du rapport de cycle, et pour $c_Q = 0.1$ % (a) et $c_Q = 0.146$ % (b). 145

6.16 Valeurs maximales du rapport $C_p/C_{p,0}$ en fonction de c_μ (a) et de VR (b) pour les trois valeurs de c_Q considérées, $F^+ = 0.075$. 147

B.1 Positions des points évalués dans le champs PIV. 162
B.2 Valeurs de la vitesse longitudinale moyenne (a), son écart-type (b) et du produit des fluctuations (c) au point 1 en fonction du nombre de clichés PIV. 162

C.1 Détermination de la géométrie de la conduite, tiré de Burley, Bangert et Carlson (1986). 166

Liste des symboles

Abréviations

$2D-2C$	Deux dimensions, deux composantes
PIV	*Particule Image Velocimetry*, Vélocimétrie par Images de Particules
POD	*Proper Orthogonal Decomposition*, Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres
PSD	*Power Spectral Density*, Densité Spectrale de Puissance
RRI	*Recirculation Region Interface*, Interface de la Région de Recirculation
$TNTI$	*Turbulent - Non Turbulent Interface*, Interface Turbulent - Non Turbulent
UMZ	*Uniform Momentum Zone*

Symboles latins

a	Largeur de fente
AR	Rapport d'aspect
C	Critère de débit nul
c_0	Vitesse du son
c_μ	Coefficient de quantité de mouvement
c_f	Coefficient de frottement
C_n	Coefficient d'effort normal
c_Q	Coefficient de débit
$C_{p'}$	Coefficient de fluctuations de pression
$C_{p,0}$	Coefficient de pression de l'écoulement non contrôlé
C_p	Coefficient de pression
d	Diamètre
d_{eq}	Diamètre équivalent
DC	Rapport de cycle
DC_{com}	Rapport de cycle de commande
DC_{vel}	Rapport de cycle fluidique
ER	Rapport d'expansion

f	Fréquence
F^+	Fréquence réduite
G_{pp}	Densité spectrale de puissance du signale $p(t)$
H	Facteur de forme de la couche limite
h	Hauteur de rampe
$H_{sep,0}$	Hauteur du bulbe décollé de l'écoulement non contrôlé
H_{sep}	Hauteur du bulbe décollé
k	Énergie cinétique turbulente
L_0	Longueur de pénétration du jet
L_a	Longueur des conduites pneumatiques de soufflage
L_s	Longueur des conduites pneumatiques de soufflage
$L_{sep,0}$	Longueur du bulbe décollé de l'écoulement non contrôlé
L_{sep}	Longueur du bulbe décollé
P, p	Pression statique
P_0	Pression ambiante
P_i	Pression génératrice du jet
P_t	Pression génératrice de l'aspiration
P_U	Densité de probabilité du champ de vitesse
P_∞	Pression de l'écoulement infini amont
P_{rms}	Écart-type de la pression
Q_a	Débit d'aspiration
Q_s	Débit de soufflage
Re_h	Nombre de Reynolds basé sur la hauteur de rampe
Re_θ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite amont
S_0	Maître-couple de la rampe
S_j	Section de la fente
S_{sep}	Surface du bulbe décollé
St_h	Nombre de Strouhal basé sur la hauteur de rampe
St_θ	Nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite amont
T	Période de forçage
t	Temps
T_0	Température ambiante

T_{acq} Durée d'acquisition
t_{asp} Durée d'aspiration
t_{att} Durée de recollement
t_{sep} Durée caractéristique du décollement
t_{sou} Durée de soufflage
u' Fluctuations de vitesse longitudinale
$U()$ Incertitude élargie pour un intervalle de confiance à 95 %
U, u Vitesse longitudinale de l'écoulement
U_0 Vitesse du jet au centre de la fente
u_τ Vitesse de frottement de la couche limite
U_a Vitesse d'aspiration
U_c Vitesse de convection
U_j, u_j Vitesse du jet
U_s Vitesse de soufflage
U_∞ Vitesse de l'écoulement infini amont
U_{st} Vitesse de l'état stationnaire
V Vitesse verticale de l'écoulement
v' Fluctuations de vitesse verticale
VR Rapport des vitesses
w Largeur de la fente
X, Y, Z Coordonnées dans le référentiel de la soufflerie
x, y, z Coordonnées dans le référentiel de la fente
x_R Abscisse du point de recollement
$\dot{m}_j$ Débit massique du jet
$\dot{m}_{TNTI}$ Flux de masse au travers de la TNTI par unité d'envergure
$\tilde{p}$ Fluctuations de pression au sein de l'actionneur
$\dot{q}_{Y,X}$ Flux vertical, instantané, local, de quantité de mouvement par unité d'envergure
$\dot{q}_Y$ Flux vertical, instantané, total, de quantité de mouvement par unité d'envergure

Symboles grecs

α Angle de la rampe
ΔU Différentiel de vitesse de la couche de mélange
δ Épaisseur de couche limite
δ_0 Épaisseur de la couche limite de l'écoulement non contrôlé
δ_1 Épaisseur de déplacement de la couche limite

δ_ω Épaisseur de vorticité de la couche de mélange

ϵ Erreur relative

η Coordonnée de similitude de la couche de mélange

λ Valeur propre POD

ν viscosité cinématique

ω_Z Composante de vorticité suivant l'envergure

Φ Mode POD

ρ_j Masse volumique du jet

ρ_∞ Masse volumique de l'écoulement infini amont

σ_U Écart-type de la vitesse longitudinale

θ Épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite

θ_{CM} Épaisseur de quantité de mouvement de la couche de mélange.

Symboles mathématiques

$\langle \ \rangle$ Moyenne d'ensemble

$\overline{}$ Moyenne temporelle

$\vec{}$ Vecteur

$^+$ Adimensionné par la longueur de décollement $L_{sep,0}$ et la vitesse U_∞

Introduction

La limitation du réchauffement climatique mondial est le principal enjeu scientifique et social du XXIe siècle. L'objectif principal à ce jour reste de contenir « l'élévation de la température moyenne de la planète nettement en dessous de $2°C$ par rapport aux niveaux préindustriels et en poursuivant l'action menée pour limiter l'élévation de la température à $1.5°C$ par rapport aux niveaux préindustriels »[1] . Afin d'y parvenir, il est nécessaire de réduire drastiquement les émissions de gaz à effet de serre dues aux activités anthropiques, impliquant d'atteindre la neutralité carbone avant 2050. Pour parvenir à cet objectif, le secteur des transports, représentant 21 % des émissions mondiales de dioxyde de carbone en 2022 (Baude et al., 2024), doit nécessairement subir d'importantes transformations : sources d'énergies alternatives, meilleurs rendements mécaniques, gains aérodynamiques. Les secteurs du transport routier et de l'aviation, respectivement responsables de 15 % (2021)[2] et 2.4 % (2018) (Lee et al., 2021) des émissions mondiales de CO_2, sont particulièrement concernés par ces transformations. La participation de chacun aux émissions mondiales du secteur des transports est présentée sur la Figure 1. Ce constat est encore plus pertinent en France, où les transports sont la première source des émissions de dioxyde de carbone, à hauteur de 34 % des émissions totales (Baude et al., 2024). En plus des efforts d'optimisation poursuivis pour l'ensemble de ces axes d'amélioration, et d'une modération des usages, des technologies de rupture supplémentaires seront vraisemblablement nécessaires afin de pousser l'efficacité des systèmes existants . Dans le domaine de l'aérodynamique, le contrôle actif d'écoulements est une discipline pouvant constituer l'un de ces leviers d'action.

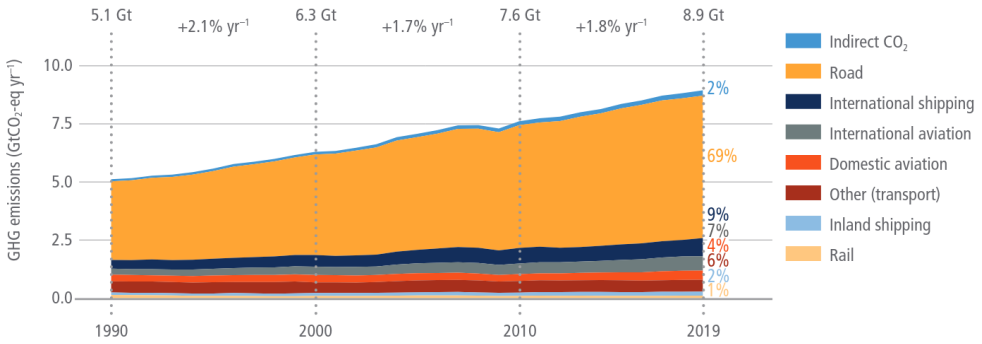


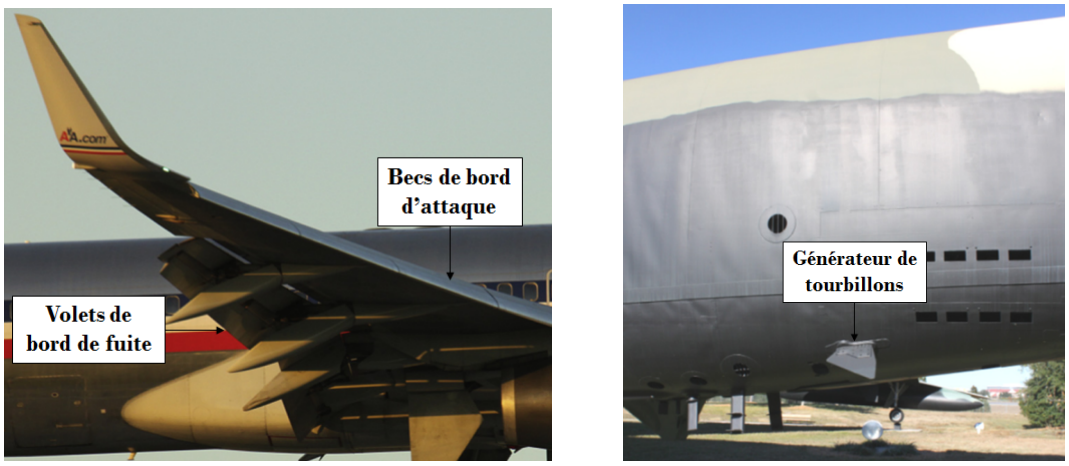
Figure 1 – Répartition des émissions mondiales de CO_2 dans le domaine des transports entre 1999 et 2019 (IPCC, 2023).

1. Rapport de la Conférence des Parties sur sa vingt et unième session, tenue à Paris du 30 novembre au 13 décembre 2015, Organisation Mondiale de Nations Unies

2. Transport - Energy System, International Energy Agency (IEA), consultable en ligne : `https://www.iea.org/energy-system/transport`

Le contrôle d'écoulements peut être usuellement défini comme « la capacité à manipuler un écoulement de manière active ou passive afin d'obtenir un changement désiré » (Hak, 2001). Lord, MacMartin et Tillman (2000) en proposent une autre définition remarquable et moins générale ; le contrôle consiste à « employer une petite perturbation afin de modifier le comportement d'un écoulement à une échelle bien plus grande ». Elle illustre un concept fondamental du contrôle d'écoulements : chercher à minimiser son coût en agissant sur les échelles les plus petites possibles tout en maximisant les effets à grande échelle. Les objectifs du contrôle d'écoulements peuvent être relativement nombreux et variés. Dans le contexte des transports, ils consistent généralement en une réduction de la traînée, une augmentation de la portance, une diminution du bruit, ou encore une amélioration du processus de combustion (Hak, Pollard et Bonnet, 2003)

Le concept de contrôle d'écoulements est probablement aussi ancien que la discipline de l'aérodynamique (Tietjens et Prandtl, 1957), et jusqu'à présent les méthodes dites passives ont dominé l'ensemble des applications industrielles, en particulier dans le domaine des transports. Dans le domaine de l'automobile, le concept de la Mercedes Bionic visait à optimiser la forme du véhicule en se basant sur celle du poisson-coffre jaune, permettant d'abaisser son coefficient de trainée à 0.19, la valeur moyenne pour les autres automobiles se trouvant autour de 0.35 (Ruszaj, 2015). Pour les aéronefs, les dispositifs hypersustentateurs comme les volets ou les becs de bord d'attaque (voir Figure 2a) permettent, entre autre, une modification de la distribution de pression à l'extrados et une augmentation de l'angle de décrochage. Á une échelle plus petite de l'écoulement - celle de la couche limite - les générateurs de tourbillons consistent en de petites lames disposées en travers de l'écoulement permettant de générer des tourbillons longitudinaux au sein de la couche limite (voir Figure 2b). Ils permettent de dynamiser cette dernière en transportant le fluide à faible quantité de mouvement vers l'extérieur, et en le remplaçant par du fluide prélevé de l'écoulement libre (Clancy, 1975). Les méthodes de contrôle passif se retrouvent aussi dans d'autres secteurs, comme celui de l'éolien (Aramendia et al., 2017) ou du génie civil (Gao et al., 2021).



(a) (b)

Figure 2 – Becs et volets déployés sur un Boeing 757 (a) et générateur de tourbillons sur le fuselage d'un Boeing B-52 (b), photographies tirées de Gudmundsson (2013).

Le contrôle actif d'écoulements se différencie du contrôle passif dans la mesure où il nécessite une source d'énergie externe. Son avantage principal est de pouvoir désactiver le système de

contrôle lorsque celui-ci n'est pas requis, et ainsi ne plus subir ses potentiels effets adverses (un générateur de tourbillons va, par exemple, constamment générer une trainée supplémentaire). Un autre élément rendant le contrôle actif intéressant est la possibilité d'adapter la perturbation générée à la nature de l'écoulement cible. Il y a ainsi généralement un aspect dynamique dans le concept de contrôle actif.

Le premier exemple de contrôle actif est réalisé par Ludwig Prandtl qui démontre que l'aspiration de la couche limite au travers d'une fente à la surface d'un cylindre permet de retarder le décollement (Tietjens et Prandtl, 1957). L'aspiration ayant un effet stabilisant sur la couche limite et retardateur de la transition (Bussmann et Münz, 1942), la NASA a expérimenté le contrôle d'écoulements laminaires avec l'avion expérimental Northrop X-21, pourvu d'orifices d'aspiration répartis sur les ailes. Lors des essais en vol, un écoulement laminaire était obtenu sur 75 % de la surface de l'aile (Jenkins, Landis et Miller, 2003). C'est cependant le soufflage continu qui va s'imposer comme méthode applicative de choix pour le contrôle de la couche limite (Greenblatt, Wygnanski et Rumsey, 2010). Les rares applications à grande échelle de méthodes actives se concentrent sur ce principe au travers du *blown flap*, système permettant d'injecter en continu de l'air prélevé du compresseur sur l'extrados des volets de bord de fuite, retardant l'apparition du décrochage. Plusieurs avions de combat et de transport ont intégré ou intègrent encore ces systèmes ; les Lockheed F-104 Starfighter (Upton, 2003), Mikoyan-Gurevich MiG-21 et MiG-23 (Petrov, 2012), Boeing C-17 (Yaros et al., 1998) ou Antonov An-70 et An-72 (Petrov, 2012). Sans être totalement exhaustifs, ces exemples constituent malgré tout une bonne partie des cas applicatifs existants. Les méthodes de contrôle actif restent globalement peu utilisées de manière répandue et systématique.

La principale raison de cette réticence à l'implantation de telles solutions est la consommation de fluide - et donc d'énergie - relativement élevée nécessaire au soufflage continu. A celle-ci s'ajoutent également les problématiques de complexité et de fiabilité, entrainant des contraintes de maintenance accrues et des difficultés de certification. De nombreux travaux des 50 dernières années se sont donc concentrés sur le développement de systèmes de contrôle plus compacts et plus efficients appelés *actionneurs*. Les différentes technologies et principes physiques sur lesquels reposent ces actionneurs sont nombreux et variés, les catégories principales étant résumées sur la Figure 3. Dans cette recherche d'efficacité, une grande variété d'actionneurs a vu le jour, certains très éloignés du concept fluidique original (c'est à dire reposant sur l'apport ou le prélèvement de fluide dans l'écoulement). C'est le cas par exemple des technologies à géométries mobiles comme les volets oscillants, appliqués avec succès aux écoulements décollés, de cavités ou couches de mélange (Greenblatt et Wygnanski, 2000 ; Joslin et Miller, 2009 ; Nishri, 1995 ; Reisenthel, Nagib et Koga, 1985), ou des surfaces déformables appliquées aux profils d'ailes (Dearing, Lambert et Morrison, 2007 ; Di, Wu et Huang, 2017). Une autre grande famille d'actionneurs sont les actionneurs plasma permettant de générer un vent ionique à partir de deux électrodes traversées par un courant à haute tension et haute fréquence (Wang et al., 2012). Initialement adaptée aux écoulements à basse vitesse, la technologie a été perfectionnée pour permettre l'emploi sur des configurations à grande vitesse (Cybyk, Grossman et Wilkerson, 2004 ; Zhang et al., 2022). Cependant, un pan important des technologies proposées concerne les actionneurs fluidiques, pour lesquels une grande variété de concepts a été étudiée (Cattafesta et Sheplak, 2011). En particulier, l'attention dans ce domaine s'est très rapidement portée sur les actionneurs périodiques, produisant un soufflage et/ou une aspiration intermittents. Les actionneurs à jets pulsés, produisant un soufflage périodique, permettent ainsi une consommation de fluide nécessaire au contrôle inférieure d'un ordre de grandeur par rapport à un soufflage continu (Greenblatt et Wygnanski, 2000). Une autre famille largement répandue de systèmes de contrôle périodiques sont les actionneurs à jets synthétiques (Glezer et Amitay, 2002), alternant soufflage et aspiration à débit net nul, et permettant généralement une excitation des fréquences

caractéristiques de l'écoulement. Aucune source de fluide additionnelle n'est ainsi nécessaire au contrôle, celui-ci étant directement prélevé dans l'écoulement. D'autres solutions technologiques exploitent également des jets à périodicité spatiale comme les actionneurs à jets balayants (Viets, 2012), ou les phénomènes de combustion (Crittenden et al., 2001).

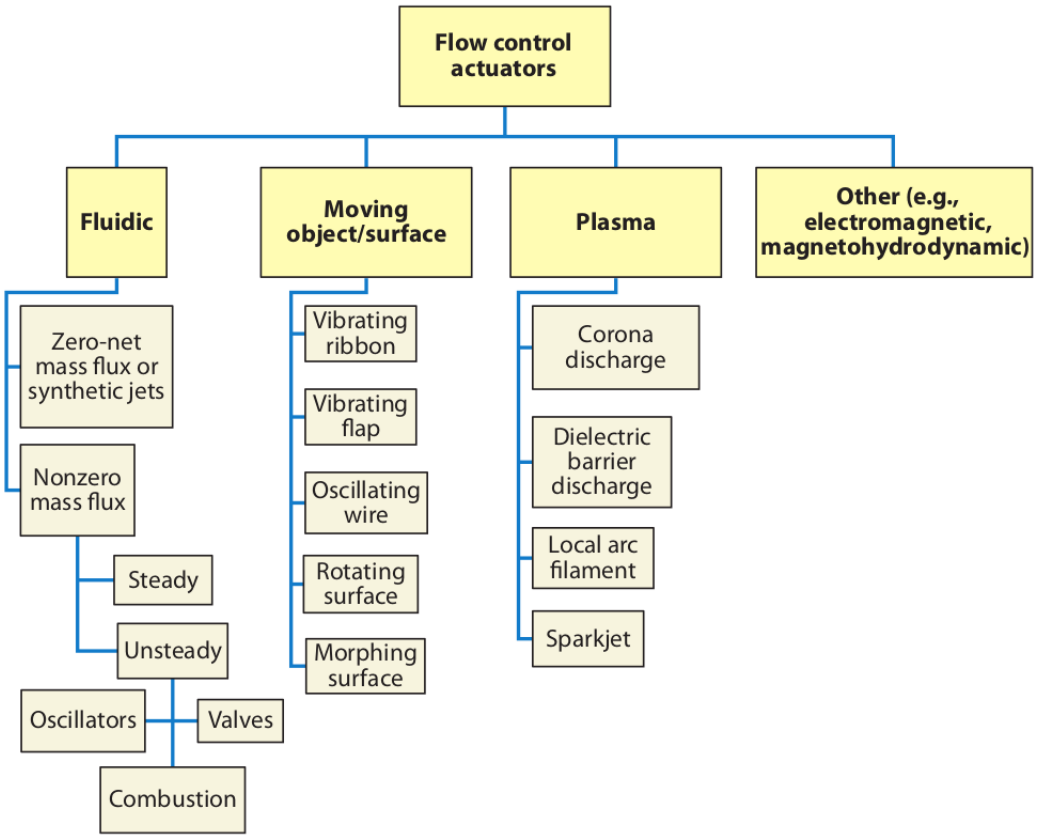


Figure 3 – Les familles d'actionneurs prépondérantes, tiré de Cattafesta et Sheplak (2011).

Malgré tous ces développements, aucune de ces solutions n'a pour l'instant été implémentée à échelle réelle sur des cas applicatifs dépassant l'état de simples prototypes ou démonstrateurs. Pourtant, de nombreuses études tendent à montrer que les gains aérodynamiques engendrés par des solutions de contrôle actif pourraient être conséquents. Ainsi, les estimations hautes prévoient une réduction de 20 % de la traînée sur les véhicules automobiles, menant à une économie de 1.6 litres de carburant au 100 km à 130 km/h et une diminution de 7 grammes d'émissions de CO_2 par kilomètre parcouru (Gillieron, 2009). Appliqué à la motorisation aéronautique, une réduction de 20 % du nombre d'étages de compression serait possible (Tahara et al., 2006), réduisant ainsi le poids et donc la consommation des aéronefs. Une autre application aéronautique concerne les dérives verticales des aéronefs de transport, pour lesquelles l'emploi du contrôle actif permettrait de limiter le phénomène de décollement pouvant apparaitre lors des braquages importants de la gouverne et ainsi augmenter les efforts latéraux générés. Il serait donc possible de diminuer la taille de la dérive et donc la masse emportée. Les bénéfices potentiels en termes de consommation sont estimés à 47 tonnes de carburant par an et par appareil (Mooney et al., 2014). Ce dernier point a été expérimenté lors d'essais en vol sur le démonstrateur Boeing

757 *ecoDemonstrator* (Alexander et al., 2016). L'empennage vertical de l'avion s'est vu doté d'une série d'actionneurs à jets balayants placés juste en amont de sa gouverne. En fonctionnement, ils ont permis une augmentation de la force latérale générée allant jusque 14 % (Whalen et al., 2016). Globalement, les actionneurs peinent toujours à se créer une place et à démontrer que les gains aérodynamiques qu'ils permettent dépassent largement l'énergie dépensée pour leur fonctionnement. Pourtant, des projets ambitieux liés au contrôle actif continuent de voir le jour ; la DARPA a ainsi annoncé début 2023 le développement du X-65, aéronef devant s'orienter exclusivement à l'aide d'actionneurs fluidiques, sans surfaces de contrôle mobiles (Losey, 2023).

Le travail d'optimisation des différents actionneurs doit donc être poursuivi. Cependant, comme indiqué plus haut, la majorité des efforts semblent être portés sur les aspects purement technologiques des actionneurs, et non sur les perturbations qu'ils produisent. Ces dernières se trouvent ainsi au second plan des considérations scientifiques et directement conditionnées par les éléments techniques employés pour un actionneur donné. Pourtant le type de perturbations générées semble d'une grande importance puisque celles-ci vont directement dicter la manière dont l'actionneur interagit avec l'écoulement. Concernant les perturbations fluidiques périodiques, cette idée est illustrée dans la dualité entre jets pulsés et jets synthétiques au sein de la littérature. Cette dualité s'exprime aussi bien du point de vue des technologies employées que de celui de la nature des perturbations imposées à l'écoulement. Les jets pulsés sont ainsi caractérisés par un soufflage périodique généralement produit par des électrovannes, et les jets synthétiques alternent phase de soufflage et aspiration à durées et amplitudes égales au moyen d'une membrane mobile ou d'un piston. Les perturbations proposant un intermédiaire entre ces deux types de jets, c'est à dire combinant soufflage et aspiration dont les durées et amplitudes respectives seraient déséquilibrés, sont donc beaucoup moins étudiées puisque ne répondant pas strictement à l'une ou l'autre des deux catégories. Une partie relativement importante de l'espace paramétrique théorique des perturbations fluidiques reste donc peu analysée.

Un nombre restreint d'études se sont néanmoins intéressées à développer des actionneurs synthétiques permettant une flexibilité temporelle plus importante (c'est à dire déséquilibrer les durées de soufflage et d'aspiration) ou un fonctionnement à débit net non nul (Kordík et Trávníček, 2018 ; Wang et al., 2010). Ces travaux restent cependant attachés aux technologies synthétiques traditionnelles et sont donc tributaires des limitations leur étant inhérentes. Certains résultats encourageants (Feng et Wang, 2014) poussent néanmoins à approfondir l'analyse plus systématique de perturbations combinant les effets du soufflage et de l'aspiration à amplitudes et aspects temporels décorrélés. De telles perturbations sont appelées « hybrides » (Travnicek, Tesar et Wang, 2005). En particulier, la capacité d'adapter les durées de chaque phase permettrait d'explorer des méthodes de contrôle basées sur le couplage entre les échelles de temps de la perturbation et celles de l'écoulement. Ces dernières ont déjà montré une efficacité accrue pour des jets pulsés (Steinfurth et Weiss, 2022).

Les travaux proposés dans cette thèse s'attachent ainsi à étudier ce type de stratégies de contrôle. En premier lieu, il sera nécessaire de développer un actionneur suffisamment flexible pour produire des perturbations hybrides combinant les avantages des deux technologies pulsée et synthétique. Ceci constitue le premier objectif de la thèse, pour lequel l'effort sera principalement porté sur la capacité du système à produire des perturbations voulues. A ce titre, la maturité technologique de l'actionneur n'est pas prise en considération dans son développement. Les perturbations produites seront ensuite appliquées au contrôle d'un écoulement décollé canonique. Un intérêt particulier sera porté aux perturbations à débit net nul, celles-ci ayant le potentiel de fonctionner sans nécessiter de source externe de fluide.

Le premier chapitre dresse un état de l'art du contrôle de décollement par perturbations fluidiques, l'analyse se concentrant plus particulièrement sur les spécificités propres aux jets pulsés et synthétiques et à leur emploi. Le positionnement de la thèse y est également justifié au

regard des solutions hybrides déjà explorées dans la littérature. Le montage expérimental et la métrologie mise en œuvre sont présentés dans le second chapitre, et l'écoulement de référence est caractérisé au troisième chapitre. Le développement et la caractérisation de l'actionneur employé pour les essais de contrôle est traité dans le quatrième chapitre. Les résultats de contrôle sont présentés dans les deux derniers chapitres. Le cinquième chapitre s'attache à étudier les effets du contrôle sur l'écoulement moyen, tandis que les mécanismes instationnaires inhérents au forçage sont examinés dans le sixième chapitre.

Première partie

État de l'art et montage expérimental

Chapitre 1

État de l'art

Sommaire du présent chapitre

1.1 Principe du contrôle de décollement par perturbations fluidiques 10
1.1.1 Objectifs du contrôle de décollement 10
1.1.2 Paramètres relatifs à une perturbation fluidique 11
1.1.3 Les différentes technologies d'actionneurs fluidiques 14
1.1.4 Contrôle en boucle ouverte et contrôle en boucle fermée 19
1.1.5 Stratégies de contrôle « avancées » pour une perturbation pulsée . 19
1.2 Principe et état des perturbations hybrides dans la littérature 22
1.2.1 Dualité jets pulsés - jets synthétiques 22
1.2.2 Précédentes études s'intéressant aux perturbations hybrides 23
1.2.3 Positionnement et objectifs de la thèse 26
1.3 Application des perturbations fluidiques périodiques au contrôle de décollement 27
1.3.1 Le décollement de la couche limite bidimensionnelle 27
1.3.2 Un exemple académique de décollement : la famille des marches descendantes 30
1.3.3 Application du contrôle par perturbations fluidiques périodiques aux marches descendantes 34
1.4 Synthèse du chapitre 40

Ce chapitre introduit dans un premier temps les différents concepts relatifs aux perturbations fluidiques périodiques appliquées au contrôle de décollement. Il s'intéresse en particulier aux jets pulsés et synthétiques, et à certaines stratégies mises en œuvre dans l'emploi des premiers afin d'améliorer leur efficacité. De telles stratégies constituent la base des perturbations fluidiques hybrides, introduites dans un second temps, qui sont l'objet d'étude de cette thèse. Enfin, le chapitre passe en revue les caractéristiques de la géométrie d'écoulement décollé sélectionnée pour ce travail ainsi que les résultats des précédentes études de contrôle par perturbations périodiques s'y étant intéressées.

1.1 Principe du contrôle de décollement par perturbations fluidiques

1.1.1 Objectifs du contrôle de décollement

Les objectifs du contrôle actif d'écoulements peuvent être relativement nombreux et variés. Dans le contexte des transports, ils consistent généralement en une diminution de la traînée, une amélioration de la combustion, ou encore une augmentation de la portance pour le domaine aérien (Hak, Pollard et Bonnet, 2003). Une grande attention est notamment portée sur le contrôle de décollement, ce phénomène étant particulièrement pénalisant car générateur de traînée et destructeur de portance. Pour le transport routier (mais aussi ferroviaire), le décollement apparaît majoritairement sur l'arrière-corps du véhicule (voir Figure 1.1), mais également à la surface des appendices et dans les cavités éventuelles. La traînée de pression générée est responsable en moyenne de 50 % de la résistance à l'avancement du véhicule (Hucho, 1987).

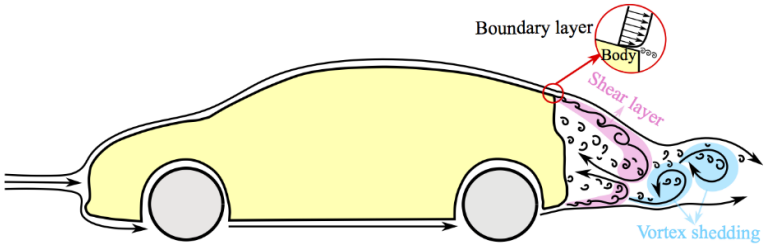


Figure 1.1 – Vue schématique du décollement sur l'arrière-corps d'une automobile (Li, 2017).

Dans le cas des aéronefs, à la géométrie externe profilée, la traînée de pression ne représente qu'une faible proportion de la traînée totale. Cependant, deux cas d'usage du contrôle de décollement sont généralement identifiés. Le premier concerne le décollement apparaissant à l'extrados de l'aile aux hautes incidences et pouvant causer un décrochage dynamique, le contrôle permettant alors d'augmenter la valeur de l'angle de décrochage. Le second concerne les dérives verticales, où l'écoulement peut décoller à la surface de la gouverne dans le cas d'un braquage important (voir Figure 1.2). Ce décollement entraîne une diminution de l'effort latéral généré par la gouverne, et les dérives sont généralement surdimensionnées afin de compenser cette perte, notamment pour assurer la continuation du vol en cas de panne d'un moteur.

Les stratégies envisageables pour accomplir ces objectifs sont variées, mais l'une des difficultés du contrôle réside dans l'interdépendance des effets aérodynamiques, schématisée sur la Figure 1.3 dans le cas du contrôle de décollement. L'un des exemples couramment employé est celui de la prévention du décollement sur une surface portante. Le déclenchement de la transition de la couche limite vers la turbulence permet de la rendre plus robuste au décollement, améliorant la portance de la surface, mais entraîne de ce fait une augmentation significative de la traînée de frottement (Hak, 2000). Un système de contrôle efficace doit donc pouvoir proposer le meilleur compromis pour l'application visée. Il est aussi nécessaire d'être conscient de l'ensemble des effets aérodynamiques permis par une solution de contrôle donnée. C'est d'autant plus pertinent dans le cas du contrôle actif, parfois présenté comme amené à remplacer les solutions passives existantes (ce qui est l'idée du X-65 évoqué en introduction). Crowther, Jabbal et Liddle (2011) en donnent un bon exemple ; il pourrait être souhaitable de remplacer les becs de bord d'attaque par une série d'actionneurs plus efficaces vis-à-vis du contrôle de décollement. Cependant, si les actionneurs permettent, comme les becs, la génération d'une

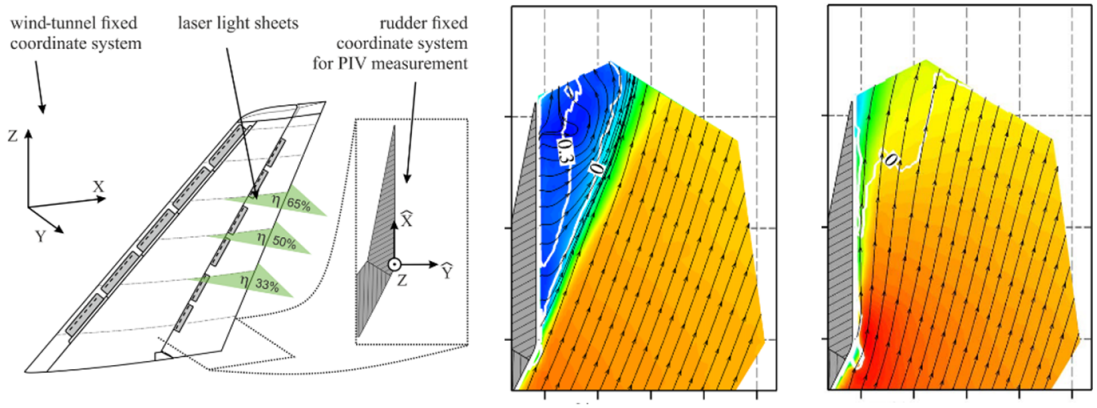


FIGURE 1.2 – Étude expérimentale de contrôle de décollement sur maquette de dérive verticale (LÖFFLER et WEISS, 2023).

couche limite « neuve », ils ne sont pas capables de restituer la modification de la distribution de pression au bord d'attaque. Une partie des effets favorables du premier système serait ainsi perdue.

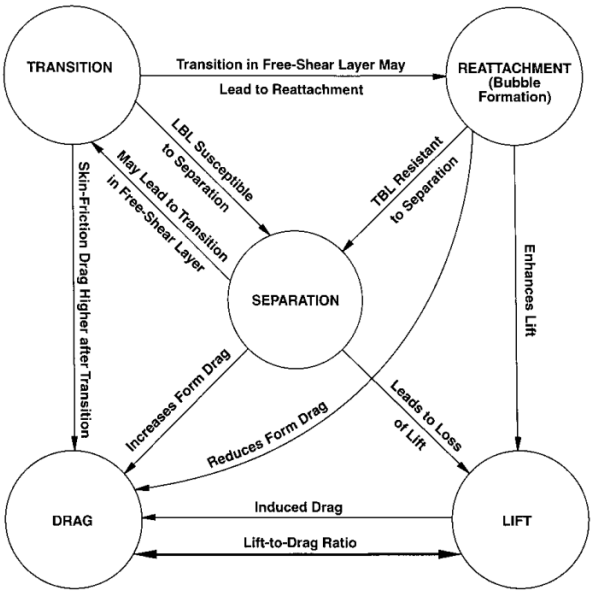


FIGURE 1.3 – Causalité entre les différents effets aérodynamiques influencés par le contrôle, tiré de HAK (2001).

1.1.2 Paramètres relatifs à une perturbation fluidique

La multiplicité des technologies d'actionneurs rend nécessaire l'emploi d'indicateurs permettant de comparer les effets des différentes perturbations générées. Dans cette section sont définis

différents nombres adimensionnés usuellement utilisés dans le cadre du contrôle fluidique. Le but n'étant pas d'être exhaustif, seuls les indicateurs les plus couramment employés et pertinents pour le présent travail sont présentés.

Rapport de cycle

Le rapport de cycle, DC, correspond à la durée relative du soufflage sur une période complète de forçage :

$$DC = \frac{t_{sou}}{T} \tag{1.1}$$

où t_{sou} correspond à la durée de la phase de soufflage et T est la période d'un cycle.

Rapport de vitesses

Le rapport de vitesses (*Velocity Ratio*) est l'indicateur le plus simple permettant de quantifier l'amplitude d'une perturbation. Il représente la proportion entre la vitesse de la perturbation (généralement la vitesse de soufflage, qui est égale à celle d'aspiration dans le cas d'un jet synthétique) et celle de l'écoulement libre :

$$VR = \frac{U_j}{U_\infty} \tag{1.2}$$

où U_j est généralement une vitesse caractéristique du jet. Les deux valeurs les plus employées sont la vitesse maximale de soufflage (Chovet, 2018 ; Dandois, 2007), et la moyenne temporelle de la vitesse de soufflage (Cuvier et al., 2011 ; Johari, 2006 ; Raibaudo, Stanislas et Kerhervé, 2017). Dans cette étude, c'est cette seconde définition qui est utilisée. La vitesse moyenne de soufflage est notée $\overline{U_j}$:

$$\overline{U_j} = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau u_j(t)dt \tag{1.3}$$

avec τ la durée du soufflage et $u_j(t)$ la vitesse instantanée du jet.

Coefficient de débit

Il permet de quantifier la masse injectée au sein de l'écoulement, et est donc souvent interprété comme un facteur d'efficacité du contrôle. Il est défini par Wygnanski (2024) :

$$c_Q = \frac{\dot{m}_j}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty S_0} \tag{1.4}$$

avec $\dot{m}_j = DC\rho_j\overline{U_j}S_j$ le débit massique du jet, où ρ_j est la masse volumique du jet et S_j est la surface de l'orifice. S_0 est une surface de référence de l'écoulement. L'utilisation de ce paramètre dans le cas de jets synthétiques, ou toute autre perturbation à débit net nul, peut paraître inappropriée. Cependant, il permet de rendre compte de la masse ajoutée à l'écoulement durant la seule phase de soufflage et ainsi peut s'avérer utile pour comparer deux stratégies de contrôle entre elles (par exemple, l'une basée sur un jet pulsé et l'autre sur un jet synthétique).

Coefficient de quantité de mouvement

Le coefficient de quantité de mouvement c_μ est très largement employé pour caractériser l'amplitude de la perturbation imposée. Il quantifie la quantité de mouvement injectée ou prélevée par rapport à celle de l'écoulement contrôlé. Cette grandeur a été définie pour la première fois par Poisson-Quinton et Lepage (1961) pour un soufflage ou une aspiration continus. Cependant, différentes définitions existent, dépendant du type de perturbations étudiées mais également des conventions choisies par les auteurs et des cas d'application (Amitay et al., 2001 ; Bourgois, 2006 ; Ceglia et al., 2021 ; Greenblatt et Wygnanski, 2000). Ici, la définition employée est celle rappelée par Wygnanski (2024) :

$$c_\mu = \frac{\dot{m}_j \overline{U_j}}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 S_0} = \frac{DC\rho_j \overline{U_j}^2 S_j}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2 S_0} \tag{1.5}$$

Longueur de pénétration

La *stroke length* (« longueur de course ») a été initialement employée pour caractériser les jets synthétiques (Didden, 1979 ; Glezer, 1988), faisant référence à la course physique du piston ou de la membrane permettant de produire le soufflage. Elle représente la longueur de la colonne de fluide mise en mouvement lors de son expulsion de l'actionneur. Smith et Glezer (1998) en donnent néanmoins une définition basée sur la vitesse au niveau de l'orifice :

$$L_0 = \int_0^\tau u_j(t)dt \tag{1.6}$$

(τ représentant encore une fois la durée du soufflage), ce qui permet également d'appliquer ce concept à des jets pulsés (Sau et Mahesh, 2008). Le terme « longueur de pénétration », employé par exemple par Dandois (2007) et Pamart (2011), est utilisé par la suite pour désigner ce paramètre.

Fréquences réduites

Dans la littérature, différents nombres de Strouhal sont utilisés pour exprimer la fréquence de forçage de manière adimensionnée. Cependant, une grande partie des travaux s'intéressant au contrôle de décollement emploient une fréquence réduite basée sur la longueur du bulbe de recirculation, L_{sep}, comme paramètre d'adimensionnement. Le nombre de Strouhal F^+ caractérisant un forçage à une fréquence f a pour expression :

$$F^+ = \frac{f L_{sep}}{U_\infty} \tag{1.7}$$

D'autres nombres de Strouhal sont également employés afin de décrire les phénomènes périodiques naturellement rencontrés dans les décollements de marche ou de rampe, qui concernent la présente étude. Ils sont notamment basés sur la hauteur de marche h ou l'épaisseur de quantité de mouvement θ de la couche limite en amont du point de décollement :

$$St_h = \frac{fh}{U_\infty} \qquad St_\theta = \frac{f\theta}{U_\infty} \tag{1.8}$$

1.1.3 Les différentes technologies d'actionneurs fluidiques

Cette section présente les différentes technologies d'actionneurs fluidiques employés pour le contrôle d'écoulements. Comme montré dans la Figure 3, il est possible de distinguer deux sortes de perturbations fluidiques ; celles à débit moyen nul - on parle aussi de jets *synthétiques* - et celles à débit moyen non nul, qui regroupent à la fois les perturbations continues et des perturbations périodiques. Du fait de la finalité de cette étude, seuls les jets continus, pulsés et synthétiques sont évoqués de manière détaillée dans cette section. Plusieurs autres technologies d'actionneurs fluidiques sont cependant très répandues dans la littérature ; actionneurs à jets balayants, à combustion et plasma. Les jets balayants sont des perturbations temporellement continues mais spatialement périodiques exploitant les variations de pression d'une conduite interne (voir Figure 1.4) afin de faire osciller un jet (Cattafesta et Sheplak, 2011). C'est notamment le type d'actionneur employé à échelle réelle sur le Boeing 757 *ecoDemonstrator* (Alexander et al., 2016). Les actionneurs à combustion génèrent un jet à haute vitesse (pouvant atteindre $Ma = 0.7$, (Matalanis et al., 2017)) par la montée en pression rapide d'une cavité dans laquelle un prémélange oxydant/combustible est mis à feu (Crittenden et al., 2001). Enfin, les actionneurs plasma utilisent la différence de tension entre deux électrodes pour produire un jet issu de la ionisation de l'air ambiant. De nombreuses variantes technologiques existent : *Dielectric Barrier Discharge* (Wang et al., 2012), jet synthétique plasma (Santhanakrishnan et Jacob, 2007) ou *sparkjet* (Cybyk, Grossman et Wilkerson, 2004).

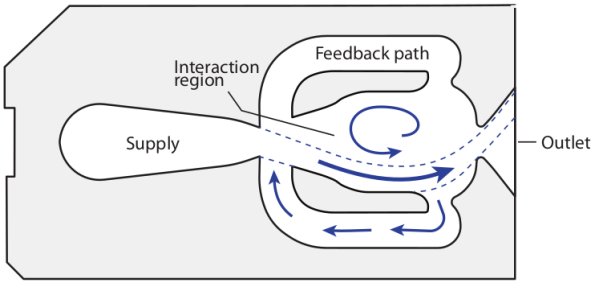


Figure 1.4 – Principe de fonctionnement d'un actionneur à jet balayant (Cattafesta et Sheplak, 2011).

Soufflage et aspiration continus

Ces solutions de contrôle sont moins considérées à l'heure actuelle, dans la mesure où un forçage permanent possède un coût bien plus important qu'un forçage périodique pour un gain comparable. Leur grand avantage reste cependant leur grande facilité de mise en œuvre, qui a justifié leur emploi sur certains modèles d'aéronefs (voir Figure 1.5). Greenblatt et Wygnanski (2000) ont en effet montré qu'une perturbation périodique nécessite d'injecter jusqu'à quinze fois moins de quantité de mouvement qu'une perturbation continue afin de recoller un écoulement décollé, et quatre-vingt-dix fois moins afin de prévenir le décollement. Comme présenté en introduction, il s'agit des stratégies de contrôle les plus anciennes, qui reposent sur des principes relativement simples ; le soufflage permet d'injecter une grande quantité d'énergie sous forme de quantité de mouvement au sein de la couche limite et l'aspiration permet de retirer de l'écoulement le fluide possédant une faible quantité de mouvement.

Certains travaux s'intéressent malgré tout encore aux perturbations continues. L'étude numérique de Asgari et Tadjfar (2019) sur un profil d'aile NACA 0012 2D semble indiquer une plus

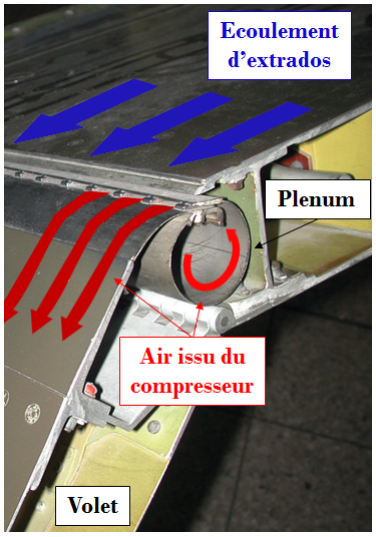


FIGURE 1.5 – Système de soufflage sur volet du Lockheed F-104[1].

grande efficacité de l'aspiration par rapport au soufflage dans la réduction de la zone décollée lors d'un décrochage dynamique. L'aspiration permet également à FENG, LI et CHEN (2020) d'influencer l'évolution d'un décollement de bord d'attaque. Toujours sur profil d'aile, STALEWSKI et STRYCZNIEWICZ (2018) proposent un système de vectorisation de jet par aspiration permettant une augmentation de portance et de l'angle de décrochage. Des solutions de soufflage continu sont également étudiées en tant que générateur de tourbillons (ELDREDGE et BONS, 2004) ou encore afin d'augmenter la marge au pompage d'un compresseur (MARGALIDA, 2019).

Les actionneurs à jets synthétiques

Un actionneur synthétique alterne soufflage et aspiration de fluide de sorte que le bilan global entre masse injectée et masse prélevée dans l'écoulement soit nul. Un tel système permet de transférer de la quantité de mouvement au sein de la couche limite en utilisant uniquement le fluide issu de l'écoulement à contrôler (SMITH et GLEZER, 1998), ce qui le rend particulièrement intéressant pour des applications industrielles. Les fréquences de forçage peuvent être relativement importantes, atteignant facilement le kilohertz. Un actionneur synthétique consiste communément en une partie mobile, généralement une membrane ou un piston, utilisée pour faire périodiquement varier le volume d'une cavité. Le fluide est aspiré ou éjecté de la cavité par un orifice. Le fonctionnement est schématisé sur la Figure 1.6. Lorsque le volume de la cavité diminue, l'augmentation résultante de pression provoque l'éjection du fluide. Le détachement de l'écoulement au niveau de l'orifice entraîne la formation d'une nappe de vorticité qui s'enroule et forme une structure tourbillonnaire s'éloignant progressivement de l'orifice (GLEZER et AMITAY, 2002). La dépression provoquée par le mouvement inverse de la partie mobile dans la cavité a pour effet d'aspirer le fluide à proximité directe de l'orifice.

Sa relative simplicité mécanique et ses possibilités de miniaturisation (GIMENO et al., 2010) font que cette technologie d'actionneurs est étudiée de manière extensive sur un spectre relativement large d'applications. Plus particulièrement, elle a montré une grande efficacité dans

1. *Aircraft in Detail - Lockheed F-104 Starfighter Walkaround Images.* Consultable en ligne : https ://b-domke.de/AviationImages/Starfighter/5946.html

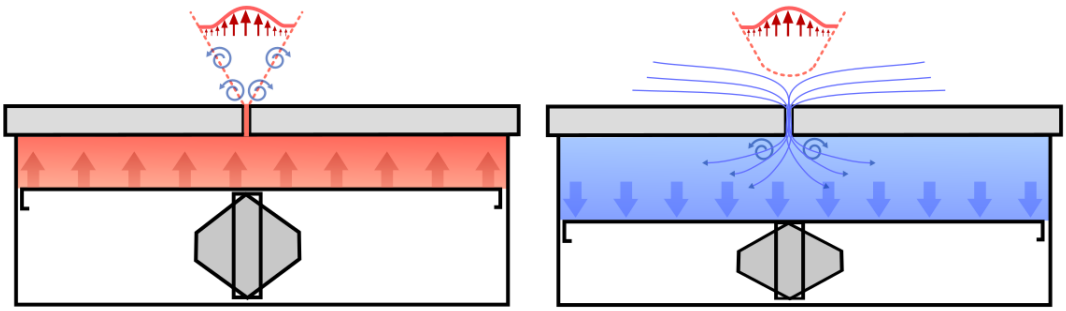


FIGURE 1.6 – Principe des phases de soufflage et d'aspiration d'un actionneur synthétique, issu de OTT (2020).

la réduction des zones de recirculation, aussi bien sur des cas 2D (CEGLIA et al., 2021) que 3D (KOURTA et LECLERC, 2013). D'autres applications incluent le contrôle de sillage (AHMED et MORGANS, 2022), la vectorisation de jet (SMITH et GLEZER, 2005) ou la suppression d'instabilités (STURZEBECHER et NITSCHE, 2003). Ces systèmes sont généralement limités par les vitesses qu'ils permettent d'atteindre, qui restent dans le domaine subsonique, et une gamme de fréquence réduite autour de leur fréquence de résonance. De plus, la partie mobile est sujette à l'usure et au risque de casse (CATTAFESTA et SHEPLAK, 2019).

Le soufflage provoque la formation d'un anneau tourbillonnaire (voir Figure 1.7) dont la topologie dépend des valeurs de L_0/d_{eq}, où d_{eq} est le diamètre équivalent de l'orifice. (GHARIB, RAMBOD et SHARIFF, 1998 ; JANKEE et GANAPATHISUBRAMANI, 2020). La différence principale entre jets pulsés et synthétiques résidant dans la présence d'une phase d'aspiration subséquente à la phase de soufflage pour les second, il est d'intérêt d'étudier l'influence de celle-ci sur les structures produites. Pour $L_0/d_{eq} \geq 4$, SMITH et GLEZER (1998) indiquent que les structures produites sont suffisamment éloignées de l'orifice au début de la phase d'aspiration pour ne pas subir son influence. UTTURKAR et al. (2003) proposent un critère de formation de l'anneau tourbillonnaire, basé sur le nombre de Strouhal $St = Re/S^2$, où le nombre de Reynolds Re est calculé à partir de la vitesse et du diamètre du jet et le nombre de Stokes S est défini par $S = \sqrt{2\pi f d^2/\nu}$. La structure n'est pas ingérée lors de la phase d'aspiration si $1/St > K$, où K dépend de la géométrie de l'orifice (HOLMAN et al., 2005 ; KOTAPATI et MITTAL, 2005).

En présence d'un écoulement, le rapport de vitesse VR et la longueur de pénétration L_0 dictent toujours la topologie des structures générées par le soufflage (JABBAL et ZHONG, 2010). Aux plus faibles valeurs de L_0 les structures prennent la forme de tourbillons en épingle (*hairpin vortices*, voir Figure 1.8a). Si la longueur de pénétration augmente, les structures prennent la forme de tourbillons étirés dans la direction de l'écoulement. Ceux-ci sont jugés plus bénéfiques au contrôle dans la mesure où ils permettent un meilleur mélange proche de la paroi et persistent plus longtemps dans l'écoulement. Pour les plus grandes valeurs de L_0 et VR, un anneau tourbillonnaire incliné dans la direction de l'écoulement se forme (voir Figure 1.8b) (JANKEE et GANAPATHISUBRAMANI, 2021 ; MILANOVIC et ZAMAN, 2005 ; WANG et FENG, 2020). La forme et l'orientation de l'orifice modifient également la nature des interactions entre le jet et la couche limite (MILANOVIC et ZAMAN, 2005 ; SMITH, 2002 ; WANG et al., 2018) .

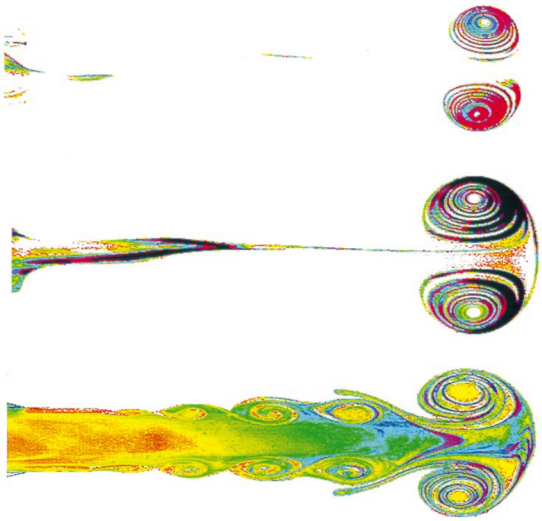


FIGURE 1.7 – Visualisations de jets synthétiques pour (de haut en bas) $L_0/d_{eq} = 2$, 3.8 et 14.5, tiré de GHARIB, RAMBOD et SHARIFF (1998).

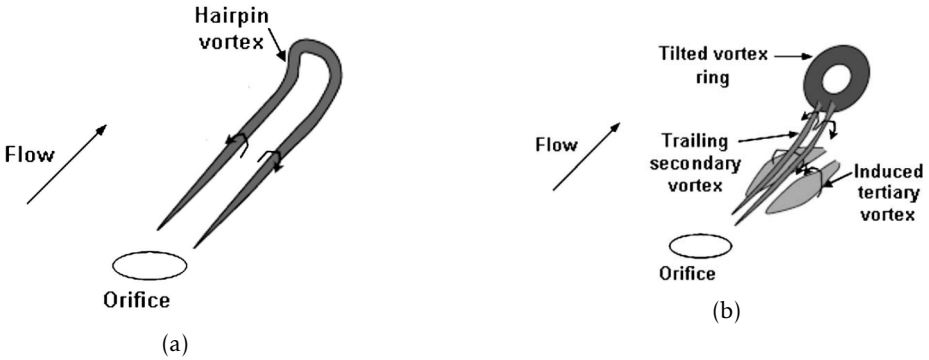


FIGURE 1.8 – Représentations schématiques des structures du jet synthétique en écoulement ; structure en épingle (a) et tourbillon incliné (b), tiré de JABBAL et ZHONG (2010).

Les actionneurs à jets pulsés

Ils réalisent un soufflage périodique, généralement piloté par un signal de commande carré dont il est possible de varier le rapport de cycle. Les systèmes de jets pulsés s'appuient sur une source pneumatique pour fonctionner, rendant leur implémentation plus complexe que les jets synthétiques. Si les fréquences maximales qu'ils peuvent atteindre sont globalement plus faibles que pour ces derniers (de l'ordre de plusieurs centaines de hertz), ils peuvent généralement opérer aussi efficacement aux faibles fréquences qu'à cette valeur maximale et atteindre des vitesses de soufflage élevées (CATTAFESTA et SHEPLAK, 2011). Un autre avantage des jets pulsés est qu'ils permettent dans la plupart des cas un contrôle indépendant des amplitudes et fréquences du forçage, contrairement aux jets synthétiques.

Dans la plupart des systèmes de jets pulsés, la partie active est une électrovanne capable de s'ouvrir et se fermer en un temps relativement court. Dans ce cas, c'est d'ailleurs l'électrovanne qui constitue l'actionneur à proprement parler. D'autres éléments sont parfois employés comme

des vannes rotatives (Williams, Cornelius et Rowley, 2007), ou des solutions reposant sur le principe des jets balayants (Löffler et Weiss, 2023).

Le champ d'application des jets pulsés est globalement le même que celui des jets synthétiques. Une application supplémentaire largement étudiée est, comme mentionné au paragraphe précédent, l'emploi des jets pulsés en tant que générateurs de tourbillons afin de remplacer les éléments passifs. Les jets sont ici orientés avec un certain angle d'incidence et de dérapage par rapport à l'écoulement (voir Figure 1.9) afin de générer les structures tourbillonnaires. L'avantage étant que les générateurs pulsés ne sont activés que lorsqu'ils sont nécessaires.

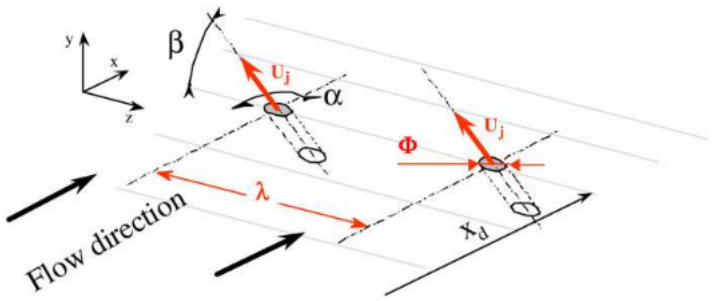
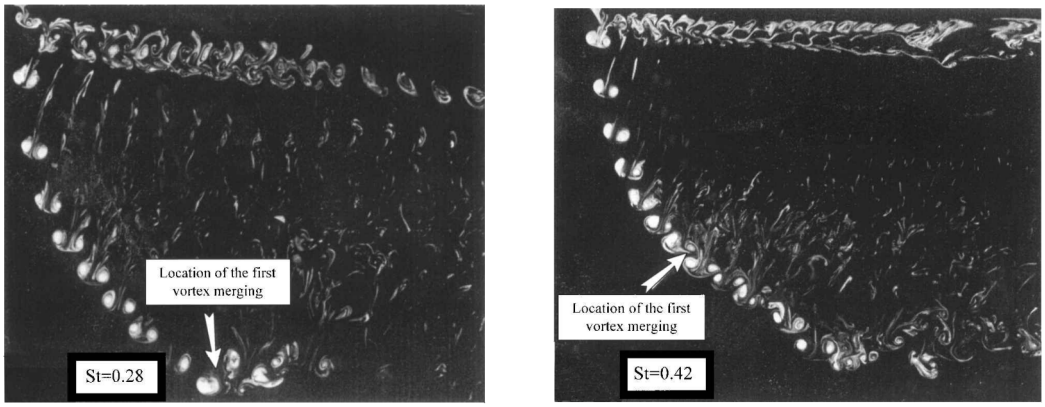


Figure 1.9 – Exemple typique de générateurs de tourbillons pulsés, extrait de Kostas, Foucaut et Stanislas (2009).

En dehors de la configuration en générateurs de tourbillons, le début du soufflage est accompagné par la formation d'un anneau tourbillonaire gagnant rapidement en taille avant de se détacher de la surface et d'être advecté vers l'aval de l'écoulement (voir Figure 1.10). Les travaux expérimentaux de Eroglu et Breidenthal (2001) montrent que l'intensité et l'espacement des structures successives sont pilotés à la fois par la fréquence du soufflage et VR. Leur circulation est également plus importante pour des valeurs de VR et du rapport de cycle plus importantes (Ortmanns, Bitter et Kähler, 2008). Pour Dobroselsky (2021), le paramètre principal influant sur la pénétration au sein de la couche limite est le rapport des vitesses, tandis que la fréquence de forçage y a un effet limité. Comparé au soufflage continu, les structures produites par le soufflage pulsé permettent un meilleur transfert de quantité de mouvement vers la paroi à proximité de l'orifice (Ortmanns, Bitter et Kähler, 2008).

Les paramètres d'amplitude du soufflage influencent également la topologie des structures formées. En particulier, les grandeurs L_0/d_{eq} et VR dictent la formation de l'anneau tourbillonnaire et la pénétration au sein de la couche limite (Gharib, Rambod et Shariff, 1998 ; Glezer, 1988 ; Johari, 2006 ; Sau et Mahesh, 2008). Les structures favorisant le plus le mélange au sein de l'écoulement étant obtenues aux grandes valeurs de ces deux paramètres. Des rapports de cycle plus faibles permettent également un plus grand espacement des structures successives et une pénétration plus importante dans l'épaisseur de la couche limite (Dano et Liburdy, 2006 ; Hermanson, Wahba et Johari, 1998 ; Sau et Mahesh, 2010).



(a) (b)

FIGURE 1.10 – Visualisation de jets pulsés dans un écoulement pour $VR = 2.3$ et différentes fréquences de forçage, extrait de EROGLU et BREIDENTHAL (2001).

1.1.4 Contrôle en boucle ouverte et contrôle en boucle fermée

Malgré les nombreux travaux dont elles font l'objet depuis plusieurs décennies, un emploi purement naïf des méthodes de contrôle fluidique décrites précédemment ne sera vraisemblablement pas suffisant pour garantir des gains aérodynamiques qui dépasseraient leurs coûts énergétiques. La principale piste explorée afin d'optimiser l'emploi des perturbations fluidiques est l'intégration des actionneurs au sein d'une boucle de contrôle (HAK, 2000), généralement qualifiée d'ouverte ou de fermée.

Le contrôle est qualifié de *prédéterminé* lorsque la perturbation reste la même indépendamment de l'état de l'écoulement. Les systèmes de soufflage ou d'aspiration continus évoqués dans la section 1.1.3 appartiennent à cette catégorie, de même que le système étudié dans cette thèse. Il est question de contrôle *réactif* si le forçage est adapté en fonction d'une information fournie par un capteur. Là encore on distingue deux branches ; le contrôle *feedforward* et le contrôle *feedback*.

Feedforward signifie qu'une mesure est effectuée par le capteur en dehors de la zone contrôlée, puis est comparée à une loi de contrôle connue a priori afin de déclencher un forçage approprié. En *feedback*, c'est l'action du contrôle qui est mesurée, puis comparée à une référence afin d'ajuster la consigne. Le *feedback* constitue donc la partie boucle fermée du contrôle actif, et nécessite l'emploi d'algorithmes d'asservissements, catégorisés sur la Figure 1.11. De nombreuses études sur le contrôle en boucle fermée ont été réalisées, celle-ci ayant le potentiel d'améliorer grandement l'efficacité et la flexibilité d'un système de contrôle (CHABERT, 2014 ; DEEM et al., 2020 ; PAMART, 2011).

1.1.5 Stratégies de contrôle « avancées » pour une perturbation pulsée

Concernant les jets pulsés, une autre piste d'optimisation de la perturbation a été considérée par un nombre réduit d'auteurs. Ces stratégies reposent en grande partie sur les couplages entre échelles temporelles de la perturbation et échelles temporelles de l'écoulement à contrôler.

Dans le domaine du contrôle de décollement, deux durées caractéristiques de l'écoulement contrôlé sont intéressantes pour le développement de telles stratégies : celles du recollement et du décollement. Elles ont été caractérisées par plusieurs auteurs sur différentes géométries

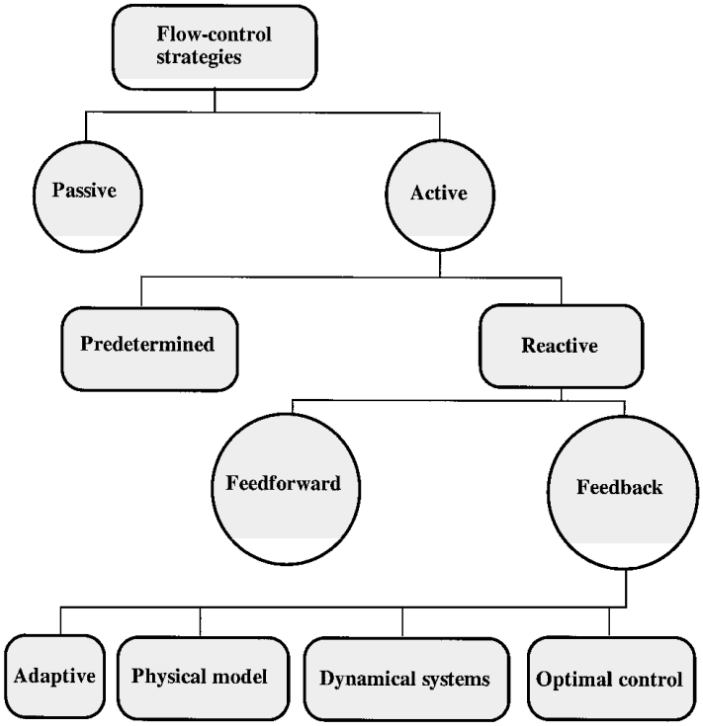
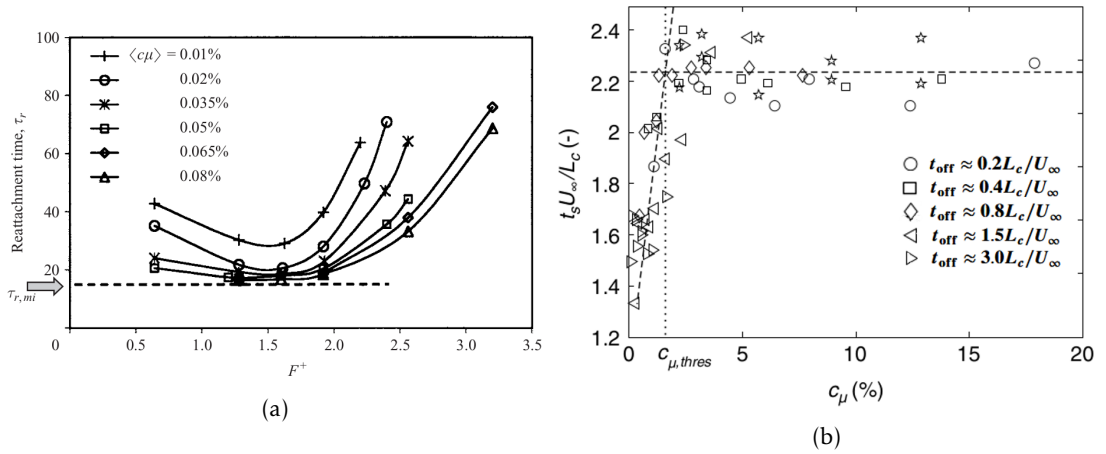


FIGURE 1.11 – Hiérarchie des différentes stratégies de contrôle, extrait de HAK (2001).

d'écoulements ; volet (DARABI et WYGNANSKI, 2004a,b), profil d'aile (AMITAY et al., 2001 ; SIAUW et al., 2010), plaque biseautée (MATHIS et al., 2009) et rampe descendante (RAIBAUDO, STANISLAS et KERHERVÉ, 2017 ; STEINFURTH et WEISS, 2022). Pour tous ces cas la durée du recollement est dépendante des amplitudes et fréquences de soufflage (voir l'exemple de la Figure 1.12a). Elle diminue à mesure que l'amplitude augmente, jusqu'à un certain seuil à partir duquel l'énergie supplémentaire ajoutée à l'écoulement n'augmente plus la vitesse du recollement. Il existe également une fréquence optimale permettant de minimiser cette durée. De manière similaire, STEINFURTH et WEISS (2022) ont montré que, pour une perturbation pulsée, la durée de décollement tend à augmenter, jusqu'à un certain seuil, avec l'amplitude de la perturbation (Figure 1.12b).

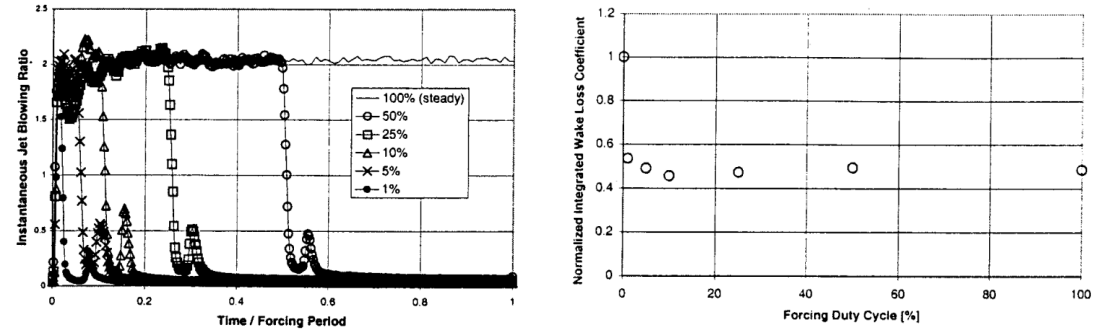
L'échelle de temps caractéristique du jet pulsé, la durée du soufflage symbolisée par le rapport de cycle DC, possède l'avantage d'être ajustable, et donc de pouvoir être adaptée aux durées caractéristiques de recollement et de décollement. L'étude réalisée par STEINFURTH et WEISS (2022) se base sur ce principe, et montre qu'il est possible de maintenir l'écoulement recollé tout en espaçant les soufflages consécutifs d'une durée propre au décollement. Cet espacement permet ainsi de réduire la consommation de fluide nécessaire au contrôle. De manière plus naïve, plusieurs auteurs (BONS, SONDERGAARD et RIVIR, 2001 ; LÖFFLER, STEINFURTH et WEISS, 2023 ; LÖFFLER et al., 2024) ont montré qu'il est possible de diminuer le rapport de cycle jusqu'à une certaine valeur, sans impacter l'efficacité du contrôle, comme le montre la Figure 1.13. Le rapport de cycle est également un moyen de modifier rapidement la quantité de mouvement injectée dans l'écoulement sans avoir à agir sur la pression d'alimentation. Ce principe serait typiquement applicable pour du contrôle de décollement. En effet, NISHRI et WYGNANSKI (1998) montrent



(a) (b)

FIGURE 1.12 – Temps de recollement en fonction de la fréquence de forçage et pour différentes amplitudes de soufflage, extrait de DARABI et WYGNANSKI (2004a) (a), et temps de décollement en fonction de l'amplitude de forçage pour différentes durées entre deux soufflages consécutifs (STEINFURTH et WEISS, 2022) (b).

que la valeur de c_μ nécessaire pour recoller un écoulement est supérieure à celle nécessaire pour le maintenir attaché. Dans la mesure où la variation du rapport de cycle a un effet direct sur le coefficient de quantité de mouvement (voir l'équation 1.5), il serait possible d'adapter dynamiquement c_μ en fonction de l'état de l'écoulement, et ainsi « économiser » du fluide. Cette approche a par exemple été étudiée par CHABERT (2014) pour du contrôle de décollement en boucle fermée sur un volet.



(a) (b)

FIGURE 1.13 – Étude de l'influence du rapport de cycle par Bons et al. ; profiles de vitesse de perturbations pulsées avec différents valeurs de rapport de cycle (a) et efficacité du contrôle en fonction du rapport de cycle (b). Tiré de BONS, SONDERGAARD et RIVIR (2001).

La maîtrise de l'ensemble de ces paramètres temporels, mais également des paramètres d'amplitude, permet également de tirer partie des interactions entre les phénomènes instationnaires et instabilités de l'écoulement non contrôlé et le jet pulsé. Pour un décollement de marche, DURIEZ, AIDER et ARTANA (2011) proposent ainsi une méthode de contrôle basée sur l'optimisation de l'interaction entre les structures naturelles émises par la couche de mélange et

les structures émises lors du forçage. Leur appariement forcé permet une réduction maximale du bulbe décollé et un état recollé persistant sur une durée plus importante. Enfin, l'analyse menée par Haffner et al. (2020) sur le contrôle de sillage d'arrière-corps indique également que la maitrise des paramètres en temps et en amplitude de la perturbation (voir Figure 1.14) permet de maximiser les effets du contrôle, c'est à dire dans ce cas la récupération de pression et l'affinement du sillage.

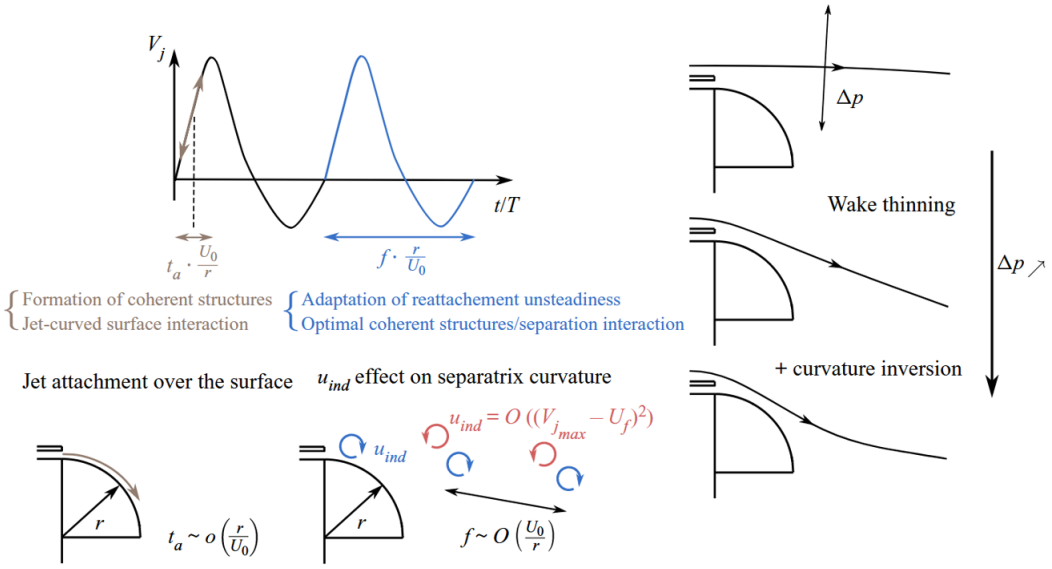


Figure 1.14 – Mécanismes liés à la réduction d'un sillage turbulent en lien avec les caractéristiques temporelles d'un jet pulsé, issu de Haffner et al. (2020).

1.2 Principe et état des perturbations hybrides dans la littérature

Comme indiqué dans la section précédente, les méthodes de contrôle actif peuvent être un atout important dans l'optimisation aérodynamique des transports. Il reste cependant nécessaire d'augmenter leur efficacité afin de les rendre plus attractives. Pour des jets pulsés, les stratégies basées sur l'adaptation des temps caractéristiques semblent prometteuses. Il pourrait cependant être plus intéressant d'appliquer ces stratégies sur des jets synthétiques, permettant ainsi de bénéficier d'un contrôle à débit nul, c'est-à-dire ne nécessitant pas d'une source de fluide pour le contrôle.

1.2.1 Dualité jets pulsés - jets synthétiques

Dans la Section 1.1.3 ont été évoqués certains des avantages et limites des perturbations pulsées et synthétiques et des actionneurs associés. Ils sont résumés dans le Tableau 1.1. Les domaines d'amplitude et de fréquence du forçage pouvant être couverts par les deux perturbations sont relativement disjoints, et une grande partie de l'espace paramétrique du forçage reste inaccessible. Pour une perturbation purement synthétique, soufflage et aspiration ne peuvent être décorrélés en temps et amplitude, alors que les jets pulsés ne permettent d'étudier que

l'effet du soufflage. L'efficacité du contrôle fluidique pourrait potentiellement être améliorée en considérant des perturbations intermédiaires, c'est à dire alternant soufflage et aspiration à amplitudes et aspects temporels découplés.

Tableau 1.1 – Avantages et limites des perturbations synthétiques et pulsées

Type de perturbation	Avantages	Limites
Synthétique	• Fréquence de forçage élevée • Combinaison du soufflage et de l'aspiration • Débit moyen nul	• Gamme fréquentielle limitée autour de la fréquence de résonance • Vitesses de soufflage et d'aspiration interdépendantes • Paramètres temporels dépendants de la fréquence de forçage
Pulsée	• Vitesses atteignables élevées • Temps de réponse faible • Possibilité de manipuler le rapport de cycle	• Débit moyen non nul • Fréquence de forçage limitée

1.2.2 Précédentes études s'intéressant aux perturbations hybrides

Certains auteurs suggèrent qu'il existerait un intérêt à disposer d'un actionneur synthétique permettant de découpler fréquence et amplitude afin d'étudier leurs effets séparément (Bourgois, 2006 ; Pamart, 2011). En particulier, cet actionneur permettrait l'application des stratégies de contrôle « avancées » discutées à la Section 1.1.5 à des perturbations à débit nul. Dans cette étude, de telles perturbations sont appelées *hybrides*. Ce terme a été initialement employé par Travnicek, Tesar et Wang (2005) et Tesař, Hung et Zimmerman (2006), afin de décrire plus généralement une perturbation alternant soufflage et aspiration mais dont le débit total est non nécessairement nul (Figure 1.15).

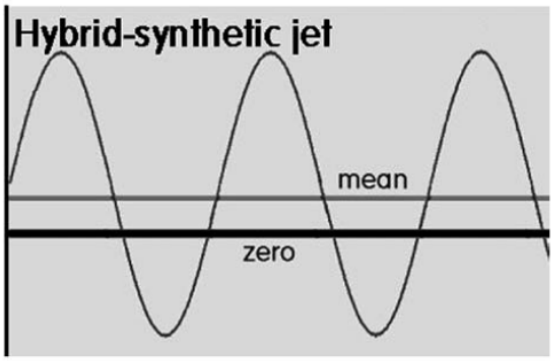
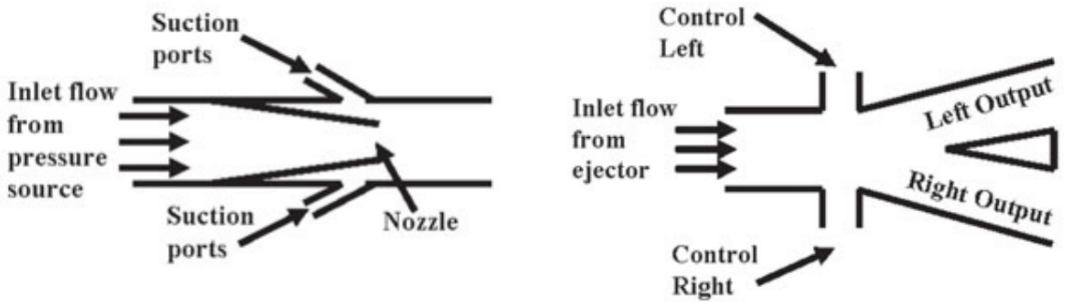


Figure 1.15 – Principe du jet synthétique hybride de Tesař, Hung et Zimmerman (2006).

Plusieurs dispositifs ont été développés dans le but de combiner des effets de soufflage et d'aspiration. L'un des plus étudiés est le *Suction and Oscillatory Blowing Actuator* (SaOB), présenté par Arwatz, Fono et Seifert (2008). Le système a l'avantage de ne posséder aucune partie mobile

et est composé de deux étages, schématisés sur la Figure 1.16. L'aspiration est générée par effet Venturi produit par l'écoulement sonique d'air comprimé dans le premier étage. Le second étage permet la formation d'un jet oscillant entre deux orifices en se basant sur le principe des jets balayants évoqués dans la Section 1.1.3. Un principe similaire est employé par Tesař et al., 2007 ; Tesař, Hung et Zimmerman, 2006, le jet émanant de manière alternée de l'un des orifices, et l'aspiration s'effectue dans l'autre. Le système a notamment été testé sur un corps profilé axisymétrique par Wilson et al. (2013), permettant d'obtenir jusque 30 % de réduction de trainée. Une autre étude de Seifert et al. (2008) sur l'arrière corps d'une maquette représentative d'un camion a montré qu'une réduction jusqu'à 20 % de la trainée était possible. S'il permet bien de combiner soufflage et aspiration, les deux effets sont spatialement décorrelés, l'aspiration s'effectuant généralement en amont du soufflage. Les perturbations restent temporellement continues, et faire varier la fréquence d'oscillation du jet nécessite une modification de la géométrie interne.

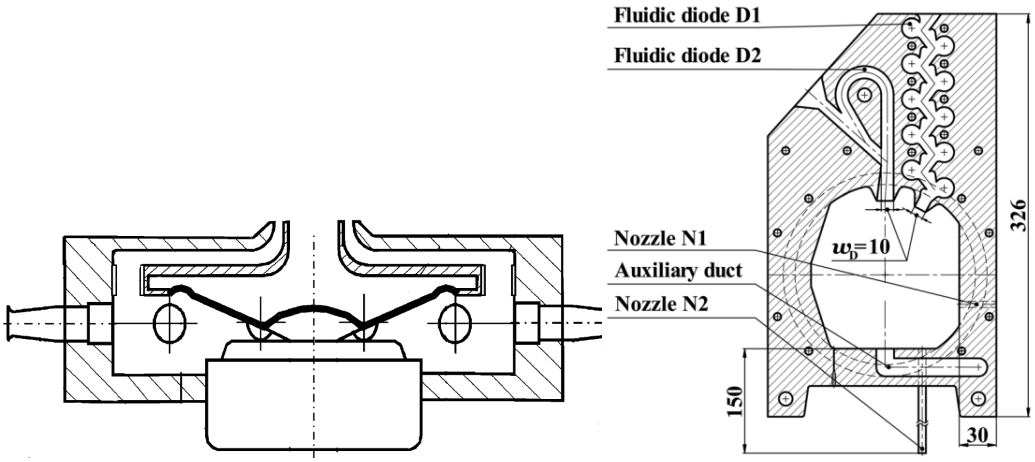


(a) (b)

Figure 1.16 – Schéma des deux étages du SaOB ; *ejector* (a) et *oscillator* (b) (Arwatz, Fono et Seifert, 2008).

Plusieurs études menées à l'Université de Prague ont également employé des technologies synthétiques afin de produire des jets à débit non nuls. Trávníček, Fedorchenko et Wang (2005) et Trávníček, Tesař et Wang (2005) proposent un actionneur synthétique à double action (*Double-Acting Synthetic Jet Actuator*, DASJA). Il se présente sous la forme d'un actionneur synthétique possédant deux cavités, représenté sur la Figure 1.17a. Il produit des débits de soufflage et d'aspiration différents au moyen de *diodes fluidiques*. Le concept de diodes fluidiques, dont plusieurs exemples de géométries sont représentés sur la Figure 1.17b, a également été exploité par Kordík, Trávníček et Tesař (2014) et Kordík, Broučková et Trávníček (2015) et Kordík et Trávníček (2013), afin de modifier un actionneur à jet synthétique classique (possédant une seule cavité). Suivant le type de diode, il est possible d'augmenter jusqu'à 70 % le débit de soufflage par rapport à celui d'aspiration, et inversement. Ces technologies n'ont cependant pas été appliquées sur des écoulements à contrôler, les auteurs envisageant leur emploi afin de refroidir des systèmes mécaniques. De ce point de vue, l'utilisation conjointe des actionneurs synthétiques et des diodes fluidiques permet, d'après eux, des performances plus intéressantes en termes de transferts de chaleur et de masse qu'un jet synthétique classique (Trávníček, Tesař et Kordík, 2008). La perturbation fluidique produite par ce système présente néanmoins les mêmes inconvénients que les jets synthétiques conventionnels.

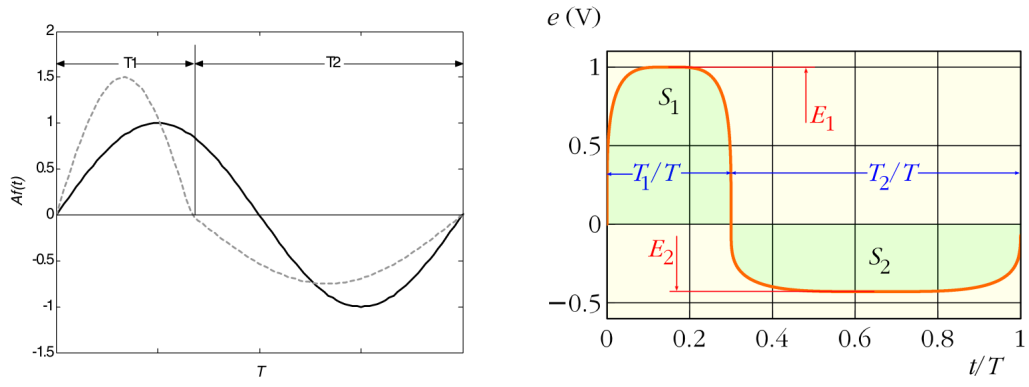
Enfin, certains travaux, réalisés en majorité à l'université de Pékin, se sont intéressés à des perturbations synthétiques dont les durées de soufflage et d'aspiration sont déséquilibrées (Kordík et Trávníček, 2018 ; Zhang et Wang, 2007), mais conservant le caractère de débit nul.



(a) (b)

FIGURE 1.17 – Vue en coupe du DASJA, adaptée de TRÁVNÍČEK, TESAŘ et WANG (2005) (a), et Actionneur synthétique hybride permettant l'étude de deux diodes fluidiques différentes, tiré de KORDÍK et TRÁVNÍČEK (2013) (b).

Ils se basent sur des signaux de commande « non sinusoïdaux » (*non-harmonic*), représentés sur la Figure 1.18, appliqués à des actionneurs purement synthétiques. Une réduction de la durée de soufflage permet de générer un anneau tourbillonnaire de vorticité plus importante (DUAN et WANG, 2016 ; WANG et al., 2010). Plusieurs auteurs ont appliqué ces perturbations afin de contrôler le sillage d'un cylindre (FENG et WANG, 2012, 2014 ; HAO FENG, WANG et PAN, 2010). Ils notent qu'une diminution de la durée de soufflage permet une réduction plus importante de la zone décollée, ainsi qu'un abaissement jusqu'à 29 % du coefficient de traînée. Les perturbations analysées dans cette thèse sont analogues à celles-ci. Les solutions étudiées par ces auteurs possèdent cependant les limitations inhérentes aux actionneurs synthétiques, qui ont été résumées dans le Tableau 1.1.



(a) (b)

FIGURE 1.18 – Comparaison d'un signal de commande synthétique classique avec celui proposé par ZHANG et WANG (2007) (a), et signal de commande similaire proposé par KORDÍK et TRÁVNÍČEK (2018) (b).

1.2.3 Positionnement et objectifs de la thèse

Les derniers résultats présentés dans la partie précédente montrent qu'il existe un intérêt à explorer des stratégies de contrôle reposant sur des perturbations hybrides. Il serait ainsi possible d'adapter les méthodes présentées à la section 1.1.5 en considérant en plus l'effet de l'aspiration, qui permettrait théoriquement de collecter du fluide entre deux soufflages tout en jouant éventuellement un rôle à caractériser dans le contrôle. Cependant, la section 1.2.2 a mis en lumière la relative complexité de la plupart des actionneurs hybrides présentés dans la littérature et les limitations en résultant. Les études de Hao Feng, Wang et Pan (2010) et Feng et Wang (2014), qui ont permis d'étudier expérimentalement l'effet du rapport de cycle sur des jets synthétiques, restent concentrées sur des technologies classiques d'actionneurs (ici un piston), pour lesquels les aspects temporels et d'amplitude restent couplés.

L'étude de perturbations hybrides nécessite donc de disposer d'un système permettant d'alterner localement, et à travers un orifice commun, soufflage et aspiration, à débit moyen nul ou non, et dont les amplitudes et aspects temporels de chaque phase sont facilement paramétrables. Le premier objectif de cette thèse est donc de concevoir ce système, permettant d'étudier à la fois des perturbations « classiques » et des perturbations « hybrides ». L'ensemble des perturbations envisagées pour ce système sont représentées schématiquement sur la Figure 1.19. L'intérêt d'un tel système est d'analyser la physique mise en jeu dans le contrôle et de comparer l'efficacité des différentes perturbations, sans se soucier de la possibilité d'intégration sur des applications industrielles. A ce titre, le niveau de maturité technologique n'est pas un paramètre considéré dans la phase de conception. De plus, du fait de l'aspect exploratoire de l'étude, les expériences de contrôle seront uniquement réalisées en boucle ouverte. Le fonctionnement de l'actionneur sera ensuite caractérisé expérimentalement dans une atmosphère au repos, notamment afin de valider les critères d'amplitude et de fréquences et d'étudier les lois de pilotage hybride possibles.

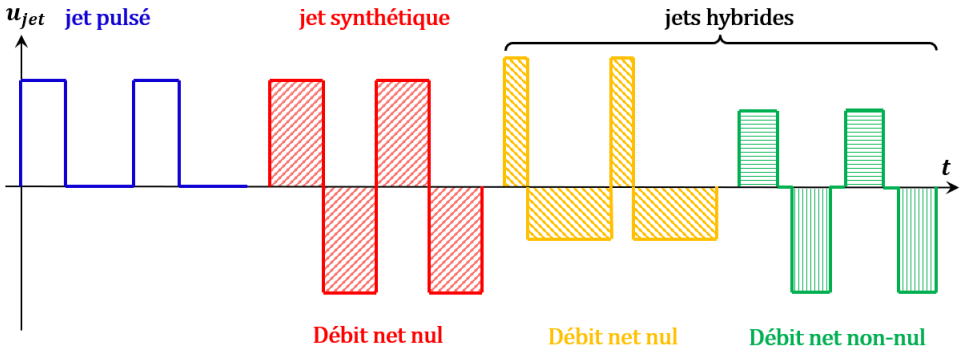


Figure 1.19 – Représentation schématique des différentes perturbations pouvant être étudiées avec le système envisagé.

Les stratégies de contrôle hybride seront appliquées à un décollement canonique de rampe descendante, dont la phénoménologie est décrite dans la Section 1.3.2 ci-après. Cette géométrie d'écoulement a fait l'objet de nombreux travaux couvrant une large gamme de stratégies de contrôle (Ceglia et al., 2021 ; Debien et al., 2014 ; Steinfurth et Weiss, 2022), rendant ainsi possible la comparaison des résultats de cette étude avec ceux disponibles dans la littérature.

L'objectif des stratégies hybrides étant d'améliorer l'efficacité du contrôle de décollement, les résultats seront analysés à la lumière des travaux cités à la section 1.1.5, en considérant les interactions entre les échelles de temps caractéristiques du décollement et de la perturbation. Il

est en effet attendu que la manipulation de ces échelles temporelles puisse permettre d'optimiser la masse de fluide injectée au sein de l'écoulement pour un objectif de contrôle donné (dimensions du bulbe de recirculation ou distribution de pression par exemple). L'influence de la phase d'aspiration, employée afin de capter tout ou partie du fluide nécessaire au soufflage suivant, sera également considérée, dans la mesure où celle-ci est relativement peu discutée dans la littérature.

1.3 Application des perturbations fluidiques périodiques au contrôle de décollement

Cette section traite plus en détails du phénomène de décollement, de la géométrie d'écoulement décollé considérée pour cette étude et dresse un état de l'art des études de contrôle fluidique par jets pulsés et synthétiques ayant été réalisées sur des configurations semblables.

1.3.1 Le décollement de la couche limite bidimensionnelle

La couche limite bidimensionnelle

Pour un écoulement autour d'un objet ou contraint par un obstacle, la couche limite forme une région attenante à une paroi dans laquelle effets d'inertie et effets visqueux sont en compétition, et caractérisée par un important gradient de vitesse dans la direction normale à la paroi. Elle fait le lien entre la vitesse nulle du fluide à la paroi, dictée par la viscosité, et celle de l'écoulement externe libre. Présenté par Ludwig Prandtl (Tietjens et Prandtl, 1957), ce concept est fondamental à l'étude de nombreux phénomènes aérodynamiques ; échanges thermiques, frottements ou décollements par exemple, et des applications pratiques associées.

Le développement de la couche limite sur plaque plane est schématisé sur la Figure 1.20. Directement à la surface, la condition de non-glissement impose au fluide une vitesse nulle. A mesure que la distance normale à la paroi augmente, la vitesse $u(y)$ augmente jusqu'à atteindre celle de l'écoulement libre, U_∞. L'épaisseur δ est usuellement définie comme la distance entre la paroi et la position verticale y où $u(y) = 0.99U_\infty$ ou $u(y) = 0.998U_\infty$, et celle-ci augmente avec la distance x au bord d'attaque de la plaque.

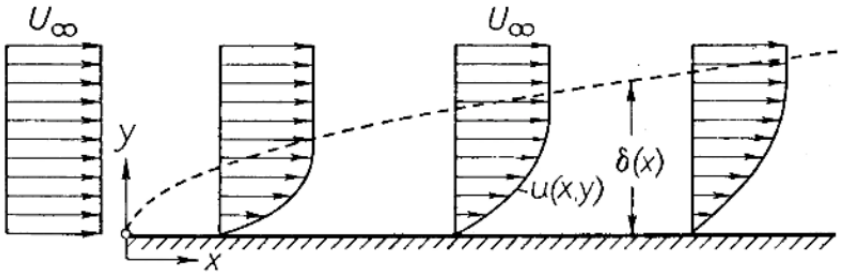


Figure 1.20 – Schéma du développement d'une couche limite sur plaque plane, tiré de Schlichting et Gersten (2017).

La contrainte de frottement locale à la paroi τ_w induite par le gradient de vitesse et le coefficient de frottement local c_f ont pour expression :

$$\tau_w = \mu \left(\frac{du}{dy} \right)_{y=0} \tag{1.9}$$

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty} \tag{1.10}$$

où μ et ρ_∞ sont la viscosité dynamique et la masse volumique du fluide. Deux autres grandeurs sont communément définies, à savoir les épaisseurs de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement θ :

$$\delta_1 = \int_0^\infty 1 - \frac{u}{U_\infty} dy \tag{1.11}$$

$$\theta = \int_0^\infty \frac{u}{U_\infty} \left(1 - \frac{u}{U_\infty} \right) dy \tag{1.12}$$

Le ralentissement du fluide au sein de la couche limite entraîne une différence de débit entre l'écoulement non visqueux et l'écoulement réel. δ_1 est généralement interprétée comme la hauteur du tube de courant à la vitesse U_∞ contenant le débit massique manquant. Une interprétation plus visuelle est qu'une ligne de courant de l'écoulement libre se voit déviée par la couche limite de la trajectoire qu'elle aurait emprunté en écoulement non visqueux. δ_1 représente alors la distance à laquelle l'écoulement non visqueux est dévié par la couche limite (Anderson, 2001). De façon équivalente, θ représente l'épaisseur du tube de courant à la vitesse U_∞ contenant la quantité de mouvement en défaut du fait de la présence de la couche limite. Tout comme l'épaisseur δ, δ_1 et θ augmentent avec la distance au bord d'attaque. Ces grandeurs permettent de définir plusieurs nombres sans dimensions. Le facteur de forme H est le quotient des épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement :

$$H = \frac{\delta_1}{\theta} \tag{1.13}$$

il caractérise la forme du profil de couche limite. Sur plaque plane, H vaut 2.59 pour une couche limite laminaire et 1.4 pour une couche limite turbulente (Schlichting et Gersten, 2017), cette différence est représentée sur la Figure 1.21. Le nombre de Reynolds local Re_x est défini par :

$$Re_x = \frac{U_\infty x}{\nu} \tag{1.14}$$

avec ν la viscosité cinématique du fluide. D'autres nombres de Reynolds s'appuient sur les épaisseurs présentées précédemment :

$$Re_\delta = \frac{U_\infty \delta}{\nu} \qquad Re_{\delta_1} = \frac{U_\infty \delta_1}{\nu} \qquad Re_\theta = \frac{U_\infty \theta}{\nu} \tag{1.15}$$

Le formalisme de la couche limite permet de simplifier les équations de Navier-Stokes. Ces équations ne seront pas présentées ici, mais une dernière propriété peut être obtenue par la projection de l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans la direction normale à la paroi :

$$\frac{dp}{dy} = 0 \tag{1.16}$$

Elle indique que la pression à une abscisse donnée dans la couche limite est constante sur toute son épaisseur, et y est donc égale à celle de l'écoulement libre.

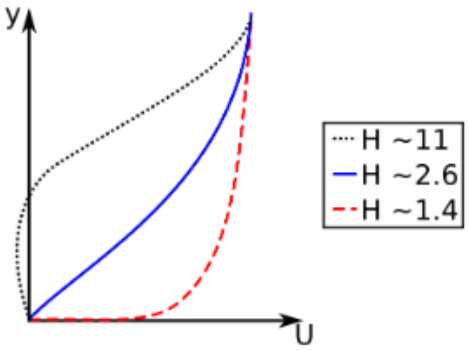


FIGURE 1.21 – Valeurs du facteur de forme pour différents profils de couches limites, issu de METHEL (2019) .

Le décollement

Une situation représentative du phénomène de décollement de la couche limite est schématisée sur la Figure 1.22. La description, relativement intuitive, qui en est donnée ici est celle proposée par SCHLICHTING et GERSTEN (2017). L'écoulement libre en dehors de la couche limite se déplaçant de la position A vers B subit un gradient de pression négatif, donc favorable. La pression y est « convertie » en énergie cinétique, il est donc accéléré. Des positions B à C, le changement de pente de la paroi lui impose un gradient de pression positif, ou adverse, son énergie cinétique diminue. D'après l'équation 1.16, l'écoulement au sein de la couche limite voit la même pression que l'écoulement externe. Les effets visqueux entraînent cependant une forte perte d'énergie cinétique des particules fluides proches de la paroi, qui peut ne plus être suffisante pour vaincre l'augmentation de pression. Dans ce cas, le fluide dans la couche limite est repoussé et celle-ci décolle de la paroi. La position S du décollement est alors caractérisée par un frottement pariétal τ_w nul.

Le décollement a des conséquences importantes sur les efforts aérodynamiques s'exerçant sur un objet, en particulier sur un véhicule. Il entraîne une augmentation importante de la traînée et, dans le cas d'un aéronef, une chute de portance. Il est possible de distinguer deux types de décollements (BOURGOIS, 2006 ; PAMART, 2011) ; ceux dus à un gradient de pression et ceux dus à une singularité géométrique, qualifiés d'inertiels. L'écoulement peut ensuite recoller à la surface, il est alors qualifié de « solide », dans le cas contraire il est dit « libre ». La nature laminaire ou turbulente de la couche limite a une forte influence sur le phénomène de décollement. Du fait du mélange plus important au sein de la couche limite turbulente, celle-ci est plus robuste au décollement par gradient de pression adverse. La Figure 1.23 illustre cette robustesse en présentant un écoulement autour d'une surface convexe ; la couche limite laminaire décolle au point d'inversion de pente alors que la couche limite turbulente décolle plus en aval.

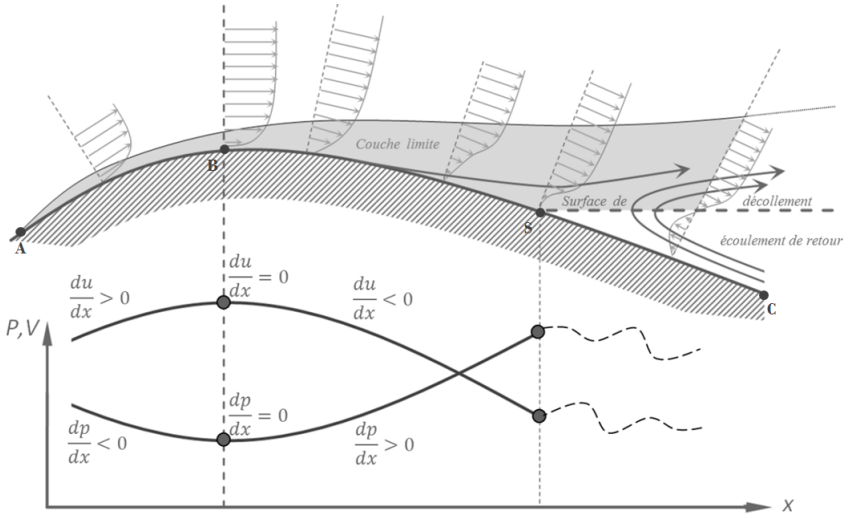
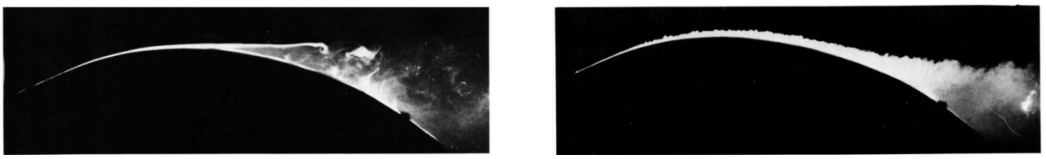


FIGURE 1.22 – Décollement de la couche limite causé par un gradient de pression adverse, extrait de FADLA (2014).



(a) (b)

FIGURE 1.23 – Décollement de couche limite laminaire (a) et turbulente (b) sur une surface incurvée, tiré de DYKE (1982).

1.3.2 Un exemple académique de décollement : la famille des marches descendantes

La marche descendante bidimensionnelle constitue un cas académique d'écoulement décollé étudié de manière extensive, notamment pour des travaux liés au contrôle. La géométrie, présentée sur la Figure 1.24a, est définie par une expansion abrupte, et généralement asymétrique, de l'écoulement dans sa direction transverse. Elle génère un gradient de pression adverse ainsi qu'un décollement inertiel fixé par l'arête de la marche. Une région de recirculation, le bulbe de décollement, se forme directement en aval de la marche et occupe initialement toute la hauteur h de la marche. Une zone de recirculation secondaire, plus petite, apparait également au pied de la marche. Une couche de mélange se forme entre l'écoulement libre et le bulbe décollé ; cette dernière s'épaissit et se courbe jusqu'à impacter la paroi au point de recollement d'abscisse x_R. La distance longitudinale entre les points de décollement et de recollement est appelée «longueur de décollement» et notée ici L_{sep}. Passé cette distance, une nouvelle couche limite se forme sur la paroi inférieure.

La famille des rampes descendantes est une catégorie de géométries d'écoulements dérivées de la marche descendante. Contrairement à une marche, la transition entre les sections amont et aval de l'écoulement s'effectue de manière progressive suivant une paroi inclinée. Une représentation typique de ce type de géométrie est présentée sur la Figure 1.24b. Cette configuration ajoute

un paramètre supplémentaire influençant le décollement, à savoir l'angle d'inclinaison α de la rampe. D'autres aspects géométriques supplémentaires peuvent modifier la topologie de l'écoulement, typiquement la présence de congés à la place d'arêtes vives en haut et au pied de la rampe. La majorité des caractéristiques du décollement de rampe reste cependant très similaire à celles d'une marche descendante, comme il est montré dans la suite de cette section. Enfin, cette géométrie peut être plus facilement comparée à des cas applicatifs d'écoulements : arrière corps de véhicules, volets de bord de fuite ou entrées d'air coudées par exemple (en gardant à l'esprit son caractère bidimensionnel, rarement présent dans un écoulement réel). Pour cette raison, de nombreuses études de contrôle ont été réalisées sur ce type de configuration.

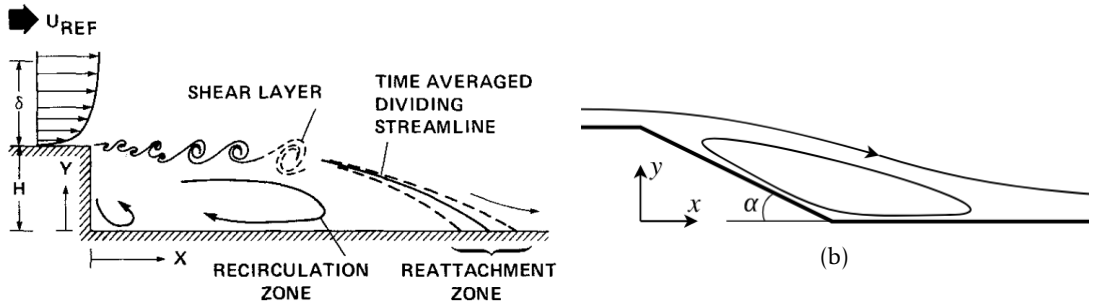


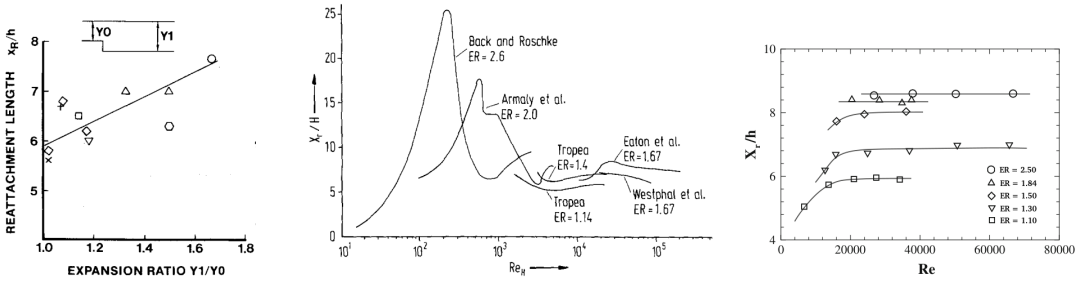
Figure 1.24 – Représentations schématiques de décollements de marche descendante (a), tiré de Driver, Seegmiller et Marvin (1987), et de rampe descendante (b), issu de Kotapati, Shock et Chen (2014).

Bien que ces géométries soient parmi les cas d'écoulements décollés les plus élémentaires, les phénomènes mis en jeu et leur étude demeurent complexes. Deux grandeurs géométriques semblent avoir une influence particulièrement importante sur la topologie de l'écoulement ; le rapport d'expansion ER et le rapport d'aspect AR. Ils ont pour définition :

$$ER = \frac{Y_0 + h}{Y_0} \qquad AR = \frac{Z_0}{h} \tag{1.17}$$

où Y_0 est la hauteur de veine en amont de la marche et Z_0 est l'envergure de la veine. D'après De Brederode et Bradshaw (1972), le décollement est globalement bidimensionnel lorsque AR est supérieur à 10. Les propriétés moyennes de la région décollée semblent dépendre d'un nombre conséquent de paramètres relatifs à la géométrie mais également à l'état de l'écoulement en aval du point de décollement. En particulier, la distance du point de recollement semble dépendre des rapports d'aspect et d'expansion, des nombres de Reynolds Re_θ et Re_h, de l'épaisseur de la couche limite et l'intensité turbulente de l'écoulement amont ou encore de la valeur du gradient de pression (Chen et al., 2018). Les résultats de Durst et Tropea (1983) indiquent que la valeur de x_R tend généralement à augmenter avec le rapport d'expansion, tendance également observée dans les compilations de données réalisées par Eaton et Johnston (1981) (voir Figure 1.25a) et Adams et Johnston (1988a). L'influence de l'état de la couche limite au point de décollement a été analysée par Adams et Johnston (1988a), qui notent une longueur de décollement en moyenne 30 % plus élevée dans le cas où celle-ci est pleinement turbulente par rapport au cas laminaire. Au contraire, pour Eaton et Johnston (1981), la valeur de x_R est maximale lorsque la couche limite transitionne vers la turbulence. Isomoto et Honami (1989) relèvent également une dépendance de x_R au taux de turbulence proche de la paroi au point de

décollement. Des tendances contradictoires sont également observées en fonction de l'épaisseur de la couche limite amont. Si Adams et Johnston (1988a) constatent une augmentation de x_R avec δ, Eaton et Johnston (1981) indiquent deux comportements plus incertains ; x_R diminue à mesure que δ augmente en suivant deux tendances différentes selon les données considérées. Plus récemment, Nadge et Govardhan (2014) ont étudié l'effet de Re_h et ER sur la structure de l'écoulement pour des valeurs de Re_h atteignant 7×10^4. Ils observent un effet de saturation de x_R à haut Reynolds, déjà constaté par les études citées précédemment (Adams et Johnston, 1988a ; Eaton et Johnston, 1981) , mais également pour des valeurs de ER suffisamment élevées. Plus généralement, l'écoulement décollé semble devenir indépendant de ces deux paramètres pour $Re_h > 2\times10^4$ et $ER > 2.5$ (Figure 1.25c). L'étude de Chovet et al. (2017) a permis de confirmer cette indépendance sur une gamme de nombres de Reynolds relativement large, avec Re_h entre 3×10^4 et 2×10^5. Les résultats tendent aussi à montrer que le nombre de Reynolds Re_h ne semble pas être un paramètre de similitude pertinent pour la zone de recirculation (voir Figure 1.25b). En effet, Adams et Johnston (1988a) remarquent que la couche limite amont peut conserver un caractère laminaire à des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^4.



(a) (b) (c)

Figure 1.25 – Évolution de x_R en fonction du rapport d'expansion (Eaton et Johnston, 1981) (a), du nombre de Reynolds Re_h (Adams et Johnston, 1988a) (b) et saturation de x_R pour les valeurs élevées de Re_h et ER (Nadge et Govardhan, 2014) (c).

Pour les rampes, l'ensemble des résultats expérimentaux et numériques de la littérature tend à montrer que l'écoulement reste semblable à celui d'une marche, à condition que l'angle de la rampe reste suffisamment important ($\alpha \geq 20°$) et que le décollement reste fixé à l'arête de la rampe (Dandois, 2007 ; Kotapati, Shock et Chen, 2014 ; Louda et al., 2013 ; Příhoda et al., 2012 ; Ruck et Makiola, 1993). Les deux types de décollement décrivent alors les mêmes tendances : distribution de la pression pariétale et des maxima des grandeurs turbulentes, développement de la couche cisaillée, dépendance de la longueur de décollement aux paramètres géométriques et de la couche limite amont (ER, Re_h et Re_θ par exemple). La configuration de rampe à 25°, considérée dans la présente étude, a été caractérisée de manière extensive, notamment pour des applications de contrôle. La longueur de décollement est comprise entre $4.4h$ et $5.62h$ pour une gamme de nombre de Reynolds $3\times10^4 < Re_h < 2.67\times10^5$ (Debien et al., 2014 ; Kourta, Thacker et Joussot, 2015 ; Stella, 2017). Pour des valeurs de ER et Re_h comparables, les longueurs de décollements mesurées par Stella (2017) sont en très bon accord avec celles de la littérature pour un décollement de marche. La distribution de pression dans le bulbe décollé est également semblable à celle mesurée par Adams et Johnston (1988b) pour un décollement de marche et une bonne corrélation est trouvée entre longueur de décollement et contraintes de cisaillement dans la couche de mélange.

Les décollements de marche sont en réalité sujets à un certain nombre de phénomènes

instationnaires. En particulier, il a été observé que la région décollée est le siège de deux instabilités, une convective et une absolue.

La première est l'instabilité de Kelvin-Helmholtz se manifestant à l'intérieur de la couche cisaillée directement en aval du décollement. Celle-ci s'enroule périodiquement, provoquant l'apparition de structures de vorticité transverse à l'écoulement. A mesure qu'elles s'éloignent du point de décollement, celles-ci vont augmenter en taille et fusionner pour atteindre une dimension de l'ordre de la hauteur de marche. Le mécanisme est visible sur la Figure 1.26. Ces grandes structures sont ensuite libérées de la couche cisaillée et transportées vers l'infini aval ; ce processus est appelé *lâché tourbillonnaire* (*vortex shedding*). Plusieurs études expérimentales se sont penchées sur la caractérisation fréquentielle de l'enroulement, en constatant que le nombre de Strouhal St_θ, basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement au décollement, semble constituer un bon paramètre de similitude. Pour la plupart des études, cette fréquence est comprise dans la gamme $0.012 \leq St_\theta \leq 0.016$ (Chun et Sung, 1996 ; Dandois, 2007 ; Debien et al., 2014 ; Eaton et Johnston, 1980 ; Hasan, 1992). Hu, Wang et Fu (2016) rapportent eux $St_\theta = 0.026$. Le lâché tourbillonnaire a lui été étudié de façon extensive dans la littérature. Les fréquences adimensionnées associées seront ici exprimées en fonction du nombre de Strouhal F^+. La majeure partie des auteurs s'accorde sur une fréquence caractéristique de lâché $0.41 < F^+ < 0.66$ (Dandois, Garnier et Sagaut, 2007 ; Debien et al., 2014 ; Driver, Seegmiller et Marvin, 1987 ; Eaton et Johnston, 1980 ; Hu, Wang et Fu, 2016 ; Le, Moin et Kim, 1997 ; Neto et al., 1993 ; Pamart, 2011). Ces valeurs restent également proches pour des bulbes décollés purement par gradient de pression ; Mohammed-Taifour (2017) donnent comme gamme de fréquences $0.5 < F^+ < 1$. Le consensus sur le mécanisme de formation des structures lâchées en aval du décollement n'est cependant pas totalement établi. Ainsi, Hudy, Naguib et Humphreys (2007) opposent au processus décrit dans ce paragraphe - qu'ils qualifient de *shear layer mode* - le *wake mode*, dans lequel les structures tourbillonaires grossissent en un point fixe de la couche de mélange avant d'être advectées plus en aval et éventuellement lâchées. Ce processus semble avoir été également constaté par Chovet et al. (2017).



Figure 1.26 – Contours d'isovorticité issus d'une simulation de décollement de marche 2D par Neto et al. (1993). L'enroulement de la couche cisaillée et l'appariement des structures avant le lâché sont visibles.

La seconde instabilité prépondérante dans le décollement de marche est appelée *battement* (*flapping*). Eaton et Johnston (1982) décrivent cette instabilité comme un mouvement vertical à basse fréquence de la couche cisaillée, a priori apériodique, conduisant à une oscillation du point de recollement. La position de celui-ci peut ainsi varier de plus ou moins une hauteur de marche. Une telle variation des dimensions de la zone de recirculation est constatée sur l'ensemble de la famille des bulbes de décollement. Lorsque le point de séparation n'est pas fixe le phénomène est plutôt appelé *respiration* (*breathing*) (Driver, Seegmiller et Marvin, 1987 ; Mohammed-Taifour et Weiss, 2016) ont observé que l'amplitude du déplacement de la couche cisaillée était relativement faible (environ 20 % de son épaisseur). Simpson (1996) note également qu'il participe peu aux contraintes de Reynolds. Il n'existe pour l'instant pas de consensus sur l'origine du battement. La gamme de fréquence correspondante est $0.05 < F^+ < 0.2$ (Chovet et al., 2017 ; Dandois, Garnier et Sagaut, 2007 ; Eaton et Johnston, 1982 ; Hu, Wang et Fu, 2016 ; Mohammed-Taifour et Weiss, 2016 ; Simpson, 1996). Pamart et al. (2010) distingue la fréquence de battement à $F^+ = 0.44$ de celle des oscillations du point de recollement à $F^+ = 0.72$, ces deux valeurs étant plusieurs fois supérieures aux intervalles donnés par les autres auteurs. La différentiation entre la fréquence de battement et celle d'oscillation est rarement abordée dans la littérature, semblant sous-entendu que les deux sont égales. Il ne semble également pas exister de valeurs expérimentales associées au second phénomène.

1.3.3 Application du contrôle par perturbations fluidiques périodiques aux marches descendantes

Dans cette section sont passés en revue les principaux paramètres relatifs aux perturbations influençant l'efficacité du contrôle pour des écoulements de marche ou de rampe.

Effet de la fréquence

La fréquence de forçage semble être le premier paramètre influençant l'efficacité du contrôle de décollement. Dans un soucis de lisibilité, les fréquences issues de la littérature et présentées dans cette section ont été ré-exprimées sous la forme de deux nombres de Strouhal introduits au début de ce chapitre ; St_θ et F^+. Le Tableau 1.2 présente les fréquences optimales identifiées dans différents travaux expérimentaux et numériques, permettant dans chaque cas de maximiser ou minimiser un critère de contrôle donné. Il est possible d'identifier deux stratégies de contrôle, chacune s'effectuant dans une certaine gamme de fréquences. La première s'effectue à une fréquence intermédiaire, proche de celle du lâché tourbillonnaire, et vise plutôt à favoriser le transfert de quantité de mouvement au travers de l'interface entre l'écoulement externe et le bulbe décollé. La seconde consiste en un forçage à haute fréquence visant à exciter la couche de mélange à une fréquence caractéristique.

Le premier cas de figure représente la minorité des résultats montrés dans le Tableau 1.2. Les valeurs de F^+ associées sont contenues entre 0.68 et 0.795, ce qui correspond aux valeurs attendues pour la lâché tourbillonnaire (voir Section 1.3.2). Il est à noter que ces résultats concernent presque tous des actionneurs de type pulsé ou plasma. Il est probable que les limitations techniques de ces actionneurs ne permettent pas d'explorer un forçage à haute fréquence comme discuté ci-après, expliquant pourquoi les valeurs des fréquences optimales constatées se situent dans la gamme moyenne. A cette fréquence, le délai d'appariement entre les structures tourbillonnaires générées par le contrôle et les structures naturelles est le plus faible (Duriez, Aider et Artana, 2011). Il en résulte des structures tourbillonnaires dont la circulation est maximale (Kapiris et Mathioulakis, 2014), permettant un transfert vertical d'énergie vers le bulbe décollé plus efficace. Benard et al. (2016) remarquent également qu'à cette fréquence le

phénomène de lâché domine la dynamique du décollement en remplaçant le battement.

Une partie importante des études s'accorde sur le fait qu'une réduction maximale des dimensions de la zone décollée est obtenue pour un forçage à une fréquence proche de celle de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans la couche cisaillée. Cela correspond à une excitation à des valeurs de St_θ proches de 0.01, ou $1 \leqslant F^+ \leqslant 2$. A cette fréquence de forçage la couche cisaillée se comporte comme un oscillateur forcé (Duriez, Aider et Artana, 2011), et Chun et Sung (1996) notent un appariement plus fréquent des structures en son sein. Les travaux ayant analysé des fréquences de forçage plus importantes indiquent que la zone décollée regagne en dimensions, constatant alors peu de différences avec le cas non perturbé (Chun et Sung, 1996 ; McQueen et al., 2020 ; Yoshioka, Obi et Masuda, 2001). Ma et al. (2015) rapportent qu'à ces hautes fréquences les structures produites par le contrôle ont tendance à se dissiper plus rapidement. Appliqué avec des paramètres inadéquats, le forçage peut donc s'avérer contre-productif.

Il faut cependant constater que dans la majorité des cas rassemblés dans le Tableau 1.2 le critère d'efficacité porte sur la diminution de la longueur du bulbe, bien que de nombreux autres indicateurs puissent être employés pour quantifier la performance du contrôle. De ce point de vue, les travaux de Dandois (2007) et Pamart (2011), réalisés dans la même configuration d'écoulement, permettent de nuancer les effets de fréquence en fonction du critère choisi. En particulier, Pamart (2011) identifie deux fréquences associées chacune à un groupe de critères distincts. En premier lieu, un forçage à haute fréquence ($St_\theta = 0.016$, ou $F^+ = 1.4$) permet d'optimiser les critères géométriques du bulbe (dimensions et circulation). Forcer à une fréquence plus élevée ($F^+ = 2$) permet d'optimiser des grandeurs comme la traînée du bulbe, la distorsion de pression totale ou le taux de turbulence maximal. D'un point de vue pratique l'objectif du contrôle dicte donc le paramètre fréquentiel de la perturbation appliquée.

Tableau 1.2 – Fréquences optimales et résultats associés pour différentes études expérimentales et numériques de contrôle de décollement de marches descendantes.

Auteurs	Géométrie	Actionneur	Fréquence de forçage		Observations
			St_θ	F^+	
Ceglia et al. (2021)	Rampe droite, $\alpha = 25°$	Synthétique	0.012		Réduction de L_{sep} de 65 %
Chovet (2018)	Marche	Pulsé (Microjets)	0.014		Réduction de L_{sep} de 4.8 % et S_{sep}[1] de 19.04 %
Chun et Sung (1996)	Marche	Synthétique	0.01		Réduction de L_{sep}
Dandois (2007)	Rampe arrondie[2], $\alpha = 35°$	Synthétique	 0.012	0.5 0.7 1	Réduction maximale de L_{sep} Réduction maximale de H_{sep}[3] Fluctuations de pression minimales
Debien et al. (2015)	Rampe arrondie, $\alpha = 25°$	Pulsé		0.795	Réduction de L_{sep} de 48 %
Duriez, Aider et Artana (2011)	Marche	Plasma		0.73	Réduction de L_{sep} de 35 %
Kapiris et Mathioulakis (2014)	Marche	Pulsé		0.68	Réduction de L_{sep} de 20 %
Li, Bai et Gao (2015)	Marche	Synthétique		1.43	Réduction de L_{sep} de 40 %
Liu, Kang et Sung (2005)	Marche	Synthétique	0.012	2.13	Réduction maximale de L_{sep}
McQueen et al. (2020)	Marche	Synthétique	0.0135		Réduction de L_{sep} d'environ 65 %
Pamart (2011)	Rampe arrondie, $\alpha = 35°$	Synthétique	0.011	1.4 2	Réduction maximale des paramètres géométriques du bulbe Maximisation des critères basés sur des grandeurs intégrales
Shaqarin (2011)	Rampe arrondie, $\alpha = 20$ °	Pulsé		$0.8 < F^+ < 1.6$	Réduction maximale de L_{sep}

Wengle et al. (2001)	Marche	Synthétique	0.012		Réduction de L_{sep} de 33 %
Xu et al. (2015)	Marche	Synthétique		0.33	Réduction maximale de L_{sep}
Yoshioka, Obi et Masuda (2001)	Marche	Synthétique		1.05	Maximisation des tensions de Reynolds
Sujar-Garrido et al. (2015)	Marche	Plasma	0.011		Réduction de L_{sep} de 17 %
Benard et al. (2016)	Marche	Plasma	0.013	0.74	Réduction maximale de L_{sep} Meilleur appariement des structures
Zhang et Zhong (2010)	Rampe ronde[4]	Synthétique	0.0165		Réduction maximale de H_{sep}
Morioka et Honami (2004)	Marche	Synthétique	0.0235		Réduction maximale de L_{sep}
Hu, Wang et Fu (2016)	Marche	Synthétique		1.32	Réduction maximale de L_{sep}
Ma et al. (2015)	Marche	Synthétique	0.02	2.1	Réduction de L_{sep} de 43.7 %
Mazellier et al. (2017)	Rampe	Synthétique		1.06	Réduction de L_{sep} de 75 %

[1] Surface du bulbe décollé
[2] Rampe avec congés d'arêtes, conservant un plan incliné avec un angle identifiable
[3] Hauteur du bulbe décollé
[4] Rampe sans plan incliné identifiable

Effet de l'amplitude

Les effets d'amplitude peuvent être complexes à étudier dans le cas d'actionneurs synthétiques (notamment pour des études expérimentales), dans la mesure où amplitude et fréquence de perturbations sont généralement corrélées. Le paramètre usuellement employé pour traduire l'amplitude d'une perturbation est le coefficient de quantité de mouvement c_μ. Cependant, les différentes méthodes de calcul de cette grandeur (voir Section 1.1.2) rendent difficile la comparaison entre études, notamment entre perturbations pulsées et synthétiques. Enfin, certains travaux mettent en question la pertinence du coefficient c_μ (Wygnanski, 2024). Le rapport des vitesses, VR, est également fréquemment utilisé mais possède le défaut de ne pas rendre compte de la quantité de fluide injectée au sein de l'écoulement. Le Tableau 1.3 recense les valeurs optimales de C_μ et VR de plusieurs études sur des cas de contrôle d'écoulements de rampe ou de marche descendantes.

Tableau 1.3 – Valeurs optimales du coefficient de quantité de mouvement et du rapport des vitesses rapportées par différents auteurs pour des études de contrôle sur marches ou rampes descendantes.

Auteurs	$c_{\mu,opt}$	VR_{opt}
Steinfurth et Weiss (2022)	1.5 %	
Guilmineau, Duvigneau et Labroquère (2014)	1.8 %	4.4
Asgari et Tadjfar (2019)	2.88 %	1
Ceglia et al. (2021)	0.36 %	
Pamart et al. (2010)	1 %	0.63
Mazellier et al. (2017)	4 %	2
Zhang et Zhong (2010)		0.5
Cuvier et al. (2011)		3.5
Dandois (2007)	0.5 %	
Lardeau et Leschziner (2011)	0.24 %	0.48
McManus, Legner et Davis (1994)		2
Selby, Lin et Howard (1992)		6.8
Debien et al. (2016)	0.16 %	

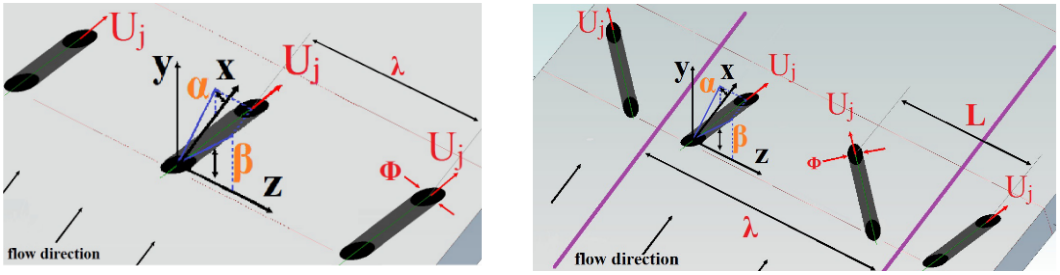
En général, une amplitude plus importante permet des résultats de contrôle plus intéressants. Asgari et Tadjfar (2019) observent une plus grande réduction du bulbe décollé pour des valeurs de c_μ plus élevées, qu'ils attribuent à une meilleure pénétration du jet dans la couche limite. Des réductions plus importantes de la zone décollée aux plus grandes amplitudes de forçage sont également notées par Ceglia et al. (2021), Dandois (2007), Li, Bai et Gao (2015) ou Mazellier et al. (2017) par exemple. Shaqarin (2011) observe que la dynamique du décollement est liée à l'amplitude d'une perturbation pulsée, les durées de recollement et de décollement diminuant avec l'augmentation de DC.

Plus spécifiquement, un certain nombre d'auteurs indiquent que les effets d'amplitude restent moins importants que ceux de la fréquence. Pour Pamart (2011), l'augmentation du coefficient de quantité de mouvement joue le rôle d' « amplification permettant d'assurer les effets de fréquence ». Zhang et Zhong (2010) ou Morioka et Honami (2004) constatent également une réduction plus importante de la longueur de décollement dû à une augmentation d'amplitude lorsque la fréquence de forçage est optimale. Ces études remarquent également l'existence d'une valeur seuil pour l'amplitude, au delà de laquelle aucun gain supplémentaire n'est noté.

Effet de la position et de la direction de soufflage

Certains travaux se sont également intéressés à l'effet des paramètres géométriques du jet sur l'efficacité du contrôle. Comme il a été souligné dans la Section 1.1.3, ceux-ci influencent notamment la géométrie des structures produites, qui interagiront différemment avec l'écoulement décollé. Hecklau, Salazar et Nitsche (2013) ont étudié l'influence de l'angle de soufflage avec la paroi pour un jet pulsé pour des angles de 90°, 60° et 30°. Dans les deux derniers cas, le jet reste attaché à la paroi et promeut un entrainement plus important vers celle-ci. Pour un angle de 90°, c'est la formation de structures tourbillonnaires qui assure un transfert positif de quantité de mouvement vers la paroi. Les auteurs ne donnent cependant pas de métrique de contrôle associée à ces différents angles. Dandois (2007) note peu de différences entre un angle de 90° et 49°. Lardeau et Leschziner (2011) mènent une étude comparable pour un jet synthétique avec des angles de 45°, 90° et 135°. La plus grande diminution de longueur et de surface du bulbe décollé est obtenue pour un soufflage à contre-sens de l'écoulement (135°). Xu et al. (2015) font un constat équivalent, l'angle optimal qu'ils rapportent étant de 127.5°.

Pour les travaux s'intéressant aux générateurs de tourbillons pulsés (Cuvier et al., 2011 ; Debien et al., 2015 ; McManus, Legner et Davis, 1994), en plus de l'angle avec la paroi, le jet est orienté avec un certain angle de lacet. Cette configuration a pour effet de déséquilibrer l'intensité de la paire de tourbillons produite, l'un gagnant en intensité par rapport à l'autre. L'étude paramétrique de Selby, Lin et Howard (1992) montre que l'angle optimal de lacet se trouve entre 60° et 90°, tandis qu'une augmentation de l'angle avec la paroi permet d'améliorer les transferts de quantité de mouvement à proximité de la paroi. Cuvier et al. (2011) ont étudié en particulier deux configurations , la première où chaque paire d'orifices est orientée avec le même angle de lacet (configuration « co-rotative », voir Figure 1.27a) et la seconde où les angles de lacet sont opposés (configuration « contrarotative », voir Figure 1.27b). La configuration optimale est obtenue dans l'arrangement contrarotatif et pour un angle avec la paroi de 135°.



(a) (b)

Figure 1.27 – Générateurs de tourbillons pulsés en configuration co-rotative (a) et contrarotative (b), extrait de Cuvier et al. (2011).

D'autres paramètres géométriques peuvent avoir un impact sur les résultats de contrôle. Morioka et Honami (2004) ont étudié l'influence de l'espacement en envergure de générateurs de tourbillons pulsés. Ils observent que le recollement conserve un caractère bidimensionnel, que l'écart entre orifices soit de 10 ou 20 fois leur diamètre. Pour Lardeau et Leschziner (2011), les effets du forçage (par jet synthétique) sont perceptibles jusqu'à 5 diamètres d'orifices suivant l'envergure, ils recommandent ainsi que l'espacement inter-orifice ne dépasse pas cette valeur pour garantir un contrôle efficace. Sujar-Garrido et al. (2015) ont expérimentalement analysé l'effet du positionnement de l'actionneur ; en amont du décollement, au pied de la marche, au centre du bulbe et au point de recollement. Une plus grande réduction de la zone

décollée est obtenue pour un forçage en amont du décollement. Les travaux analysant de manière systématique les effets des paramètres géométriques du forçage sont cependant relativement rares, notamment du fait de l'étendue très importante de l'espace paramétrique disponible.

1.4 Synthèse du chapitre

Ce chapitre a tout d'abord permis d'introduire les différents concepts relatifs au contrôle actif d'écoulements par perturbations fluidiques. En particulier, une attention supplémentaire est portée sur deux types de perturbations fluidiques périodiques canoniques : les jets pulsés et les jets synthétiques, ainsi qu'aux mécanismes physiques régissant ces deux types de perturbations. Ces deux méthodes de contrôle ont largement été étudiées dans la littérature, car elles constituent des technologies de contrôle actif économes en fluide, facilement intégrables et relativement efficaces pour l'application intéressant cette thèse, à savoir le contrôle d'écoulements décollés. Enfin, cette section a permis d'évoquer les stratégies de contrôle « avancées » appliquées à des jets pulsés, faisant l'objet d'un nombre relativement réduit d'études (Bons, Sondergaard et Rivir, 2001 ; Haffner et al., 2020 ; Steinfurth et Weiss, 2022). Celles-ci se concentrent majoritairement sur la réduction du rapport de cycle et l'adaptation des paramètres temporels du jet aux temps caractéristiques du décollement afin d'optimiser la masse de fluide nécessaire au recollement. Ces stratégies permettent ainsi de limiter l'énergie nécessaire au contrôle, gagnant en efficacité par rapport aux jets pulsés « canoniques ».

Les résultats de ces travaux poussent à considérer des méthodes semblables appliquées à des jets synthétiques, qui présentent l'intérêt de ne nécessiter aucune source externe de fluide. Ces perturbations synthétiques, dont les amplitudes et effets temporels seraient découplés à l'image des jets pulsés, sont appelées *hybrides* (Travnicek, Tesar et Wang, 2005). Un nombre restreint d'études se sont intéressés à des jets synthétiques déséquilibrés dont le rapport de cycle pourrait être variable (Kordík et Trávníček, 2013 ; Tesař, Hung et Zimmerman, 2006 ; Zhang et Wang, 2007). Elles se sont cependant majoritairement trouvées limitées par les technologies inhérentes aux actionneurs synthétiques. Pourtant, les rares résultats de contrôle disponibles montrent qu'il existe un intérêt à explorer des stratégies reposant sur des perturbations hybrides (Feng et Wang, 2012 ; Hao Feng, Wang et Pan, 2010). En effet, l'injection plus importante de quantité de mouvement liée à la réduction du rapport de cycle permettrait d'augmenter la robustesse du contrôle, tandis que la phase d'aspiration subséquente assurerait un fonctionnement à débit nul.

Les réalisations présentées dans la littérature montrent qu'il est nécessaire pour étudier de telles perturbations de disposer d'un système permettant de maîtriser les aspects temporels et d'amplitude le plus simplement possible. Plus généralement il semble que, dans la majorité des études, les auteurs font passer l'architecture de l'actionneur avant la connaissance des perturbations produites. Ces dernières sont au final très limitées par la conception même du système. La méthodologie employée dans la thèse propose le cheminement inverse ; identifier les perturbations les plus adaptées pour un écoulement considéré, puis concevoir le système permettant de les générer. Le but est ainsi d'explorer l'efficacité du contrôle fluidique couplant soufflage et aspiration instationnaire, sans pour autant chercher à développer un actionneur potentiellement intégrable dans une application réelle.

Enfin, les mécanismes liés aux écoulements décollés de la famille des marches descendantes ont été décrits afin de caractériser l'écoulement étudié dans cette thèse. L'analyse s'est plus particulièrement portée sur les écoulements de rampe descendante, dérivés géométriques, dont la géométrie est retenue pour ce travail car présentant l'intérêt d'être phénoménologiquement similaires tout en ayant fait l'objet d'un nombre important d'études de contrôle. Les résultats de ces travaux pour des perturbations pulsées et synthétiques ont ensuite été passés en revue afin

de dresser un récapitulatif des stratégies de contrôle classiquement associées et de l'influence des paramètres de ces perturbations sur le bulbe décollé.

Chapitre 2

Moyens et méthodes

Sommaire du présent chapitre

2.1 Installations expérimentales **43**
2.1.1 Banc de caractérisation d'actionneurs 43
2.1.2 Soufflerie de couche limite 44
2.2 Métrologie **45**
2.2.1 Débitmétrie 45
2.2.2 Capteurs de pression et de température 46
2.2.3 Scanner de pression 46
2.2.4 Capteurs instationnaires de pression 47
2.2.5 Anémométrie à fil chaud 48
2.2.6 Vélocimétrie par images de particules 50
2.3 Outils d'analyse des données **53**
2.3.1 Moyenne de phase 53
2.3.2 Fonction et coefficient de corrélation 53
2.3.3 Analyse fréquentielle 54
2.3.4 Décomposition orthogonale aux valeurs propres 54

2.1 Installations expérimentales

2.1.1 Banc de caractérisation d'actionneurs

Le banc de caractérisation de l'ONERA Lille est dédié à l'étude du fonctionnement d'actionneurs fluidiques avant leur implantation sur maquette de soufflerie. Sa principale caractéristique est d'être équipé d'un bras mobile dans les trois directions de l'espace sur lequel peuvent être fixés divers capteurs, en particulier des sondes fil chaud. La précision du déplacement suivant chaque axe est de 0.1 *mm*. Le banc est suffisamment modulaire pour accueillir des actionneurs de dimensions allant du centimètre au mètre et employer une grande variété de moyens de mesure (capteurs de pression, de débit, thermocouples, fils chauds ou métrologie optique par exemple). L'installation a été utilisée durant la phase de développement et de validation de l'actionneur.

2.1.2 Soufflerie de couche limite

Les essais sur configuration contrôlée ont été réalisés dans l'une des souffleries de couche limite de l'ONERA Lille (voir Figure 2.1). De type Eiffel, elle possède une veine d'essai d'une longueur de 2.64 m et de section 290×300 mm^2 en configuration « plaque plane ». Le collecteur possède un rapport de contraction de 20 et une structure en nid d'abeille est placée à son entrée afin de dissiper les plus grandes structures turbulentes. Un ventilateur radial réglable en vitesse permet d'atteindre une vitesse maximale en veine de 35 m/s. L'intensité turbulente mesurée au centre de la veine est d'environ 0.5 %. La veine d'essai est divisée en trois sections permettant d'effectuer des mesures optiques au moyen de hublots répartis sur chacune de ses parois. Un caisson de dimensions approximatives $2 \times 2 \times 2$ m^3 est placé en amont du collecteur pour permettre l'ensemencement de l'écoulement. Des mesures fil chaud peuvent également être réalisées grâce à un bras motorisé sur 3 axes et plusieurs panneaux équipés de fentes d'orientations diverses et positionnées à la place des hublots.

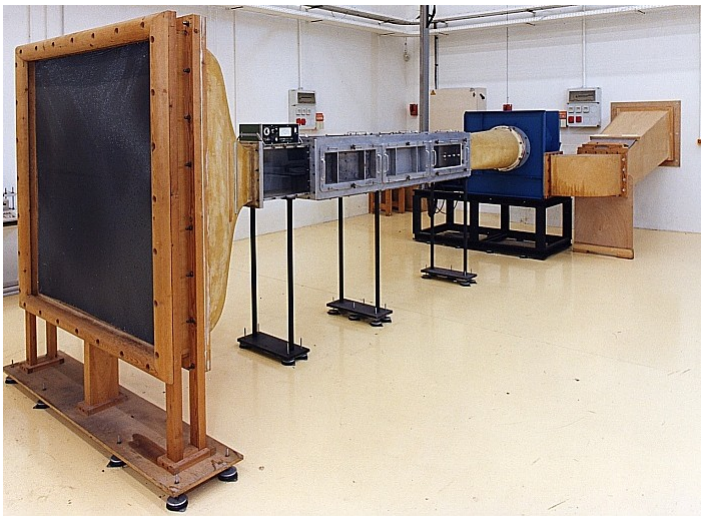


Figure 2.1 – Soufflerie de couche limite du centre ONERA de Lille [1].

La géométrie d'écoulement considérée est une rampe descendante bidimensionnelle d'angle $\alpha = 25°$ et de hauteur $h = 30$ mm. Une vue schématique du dispositif est présentée sur la Figure 2.2. Comme présenté au chapitre précédent, elle permet l'étude d'un décollement caractérisé par un important gradient de pression adverse, et dont le point de décollement est fixé à l'arête supérieure de la rampe. Le choix de cette géométrie est motivé par la quantité importante d'études précédemment réalisées visant à caractériser le décollement non contrôlé (Kourta, Thacker et Joussot, 2015 ; Stella, 2017) et contrôlé (Ceglia et al., 2021 ; Debien et al., 2015 ; Gilotte, Mortazavi et Edwige, 2024 ; Tocquer, 2025). Elle a en effet servi de configuration de référence dans le cadre du Groupement de Recherche « Contrôle de Décollements » du fait de sa représentativité de cas applicatifs (diffuseurs, arrière-corps d'automobiles ou éléments sustentateurs). Comme indiqué à la section 1.3.2, cette géométrie d'écoulement partage des propriétés semblables à la marche descendante, plus traditionnellement rencontrée dans la littérature. La rampe a un rapport d'expansion $ER \approx 1.12$ et un rapport d'aspect $AR = 10$. Ce dernier se situe seulement à la limite du critère donné par De Brederode et Bradshaw (1972)

1. Crédit photo ONERA

pour garantir un décollement bidimensionnel, mais est issu d'un compromis entre la taille de la rampe et les dimensions de la soufflerie. La plaque plane située en amont de la rampe étant surélevée, une pièce supplémentaire permet d'adapter la maquette à la géométrie du convergent. Du fait de certaines restrictions inhérentes au montage, la distance disponible pour le développement de la couche limite en amont de la rampe est relativement faible. Afin d'assurer une couche limite turbulente au point de décollement, la transition est forcée à la fin du convergent par un tube d'acier de 2 mm de diamètre transverse à l'écoulement, suivi d'une bande rugueuse d'une largeur de 5 cm. La distance entre la position de transition et l'arête supérieure de la rampe est d'environ 1 m. Le système de coordonnées cartésiennes est employé pour décrire l'espace dans la soufflerie : X décrit la position longitudinale, Y la distance normale à la paroi et Z l'envergure. L'origine du repère est placée au niveau l'arête supérieure et à la mi-envergure de la rampe. La vitesse de l'écoulement libre amont est mesurée grâce à un tube de Pitot à la position $X/h \approx -15$. La température d'arrêt est mesurée par thermocouple dans la même section de l'écoulement.

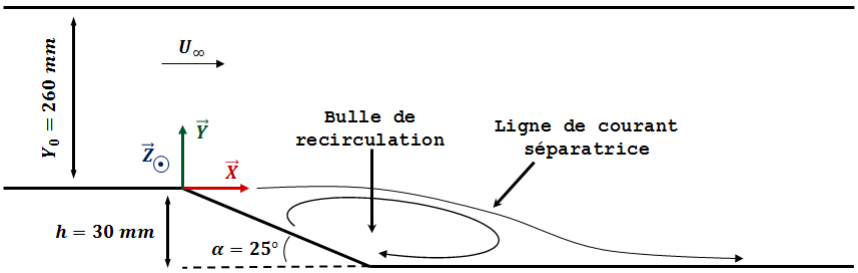


FIGURE 2.2 – Vue schématique de la configuration d'écoulement étudiée.

2.2 Métrologie

Dans cette section sont passés en revue l'ensemble des instruments et méthodes de mesure employés au cours de la thèse ainsi que leurs caractéristiques principales. La méthodologie d'estimation des incertitudes de mesure associée à chaque instrument (fil chaud excepté) est développée en Annexes A et B.

2.2.1 Débitmétrie

Deux débitmètres thermiques sont utilisés pour mesurer les débits volumiques de soufflage et d'aspiration délivrés par l'actionneur. Leur fonctionnement est analogue à celui du fil chaud (voir section 2.2.5). Un transfert de chaleur s'effectue entre le fluide en mouvement et un élément chauffant, la tension nécessaire à maintenir la température de cet élément étant proportionnelle au débit du fluide. Leurs caractéristiques sont présentées dans le Tableau 2.1. Les deux appareils ne peuvent être utilisés que pour caractériser un soufflage ou une aspiration continus du fait de leur temps de réponse important (80 ms pour le GSM Red-Y).

Tableau 2.1 – Caractéristiques des débitmètres utilisés.

Capteur	Plage de mesure	Incertitude élargie
Festo SFAH	$4 : 200\ Nl/min$	$\pm 4.6\ Nl/min$
Vötglin GSM Red-Y	$9 : 450\ Nl/min$	$\pm 5.3\ Nl/min$

2.2.2 Capteurs de pression et de température

Différents capteurs de pression sont employés lors de la phase de caractérisation de l'actionneur ainsi que pendant les essais en soufflerie. Les différents modèles utilisés sont résumés dans le Tableau 2.2. Tous sont du type piézo-résistif ; un changement de pression entraîne la déformation d'un diaphragme en silicium, modifiant sa résistance électrique. Cette variation de résistance se traduit par une variation de tension en sortie du capteur.

Tableau 2.2 – Caractéristiques des capteurs de pression utilisés (les gammes de pression sont données en valeurs relatives).

Capteur	Plage de mesure	Incertitude élargie
Keller PD-39X	$0.01 : 10\ bar$	$\pm 4.3 \times 10^{-2}\ bar$
General Electric UNIK	$-1 : 1.6\ bar$	$\pm 3.1 \times 10^{-2}\ bar$
General Electric UNIK	$-0.2 : 0.2\ bar$	$\pm 2.9 \times 10^{-3}\ bar$

Les grandeurs de référence (vitesse, pression statique et température d'arrêt) dans l'écoulement libre sont mesurées au moyen d'un tube de Pitot et d'un thermocouple de type K placés en veine et connectés à un micro-manomètre Furness FC0510. Le différentiel de pression est mesuré avec une gamme de 2000 Pa et une incertitude élargie de $\pm 7.2\ Pa$. Le thermocouple possède une résolution de $\pm 0.2°C$.

2.2.3 Scanner de pression

Les distributions de pression pariétale moyenne sont mesurées par 64 prises de pression. La distribution longitudinale est obtenue par 40 prises réparties sur une ligne décalée de 5 mm par rapport à la ligne centrale. Ce décalage doit permettre de positionner le plan laser PIV au centre de la maquette. La mesure la plus amont est effectuée en $X/h = -15.6$ et la plus aval en $X/h = 9.1$. Les prises restantes sont réparties sur trois lignes suivant l'envergure en $X/h = -0.12$, $X/h = 2.2$ et $X/h = 4.4$ afin de vérifier la nature bidimensionnelle de l'écoulement en amont du décollement et dans le bulbe décollé. Les positions des différentes prises sont présentées sur la Figure 2.3. La mesure de pression s'effectue grâce à un scanner Scanivalve MPS4264, composé de 64 capteurs piézo-résisitifs, chacun raccordé à une prise de pression pas un tube de vinyle d'une longueur d'environ 1 m et de diamètre interne 1 mm. Le scanner peut mesurer des variations de pression allant jusque 7 kPa, avec une incertitude élargie estimée à $\pm 20\ Pa$. L'acquisition est réalisée à une fréquence de 800 Hz pendant une durée de 100 s. Considérant une échelle de temps caractéristique $\tau = \delta/U_\infty$, avec δ l'épaisseur de couche limite, cela représente une durée d'acquisition entre $1 \times 10^5\ \tau$ et $1.5 \times 10^5\ \tau$. Une partie des fluctuations de pression étant filtrée par les tubes de vinyles, seules les valeurs moyennes sont analysées.

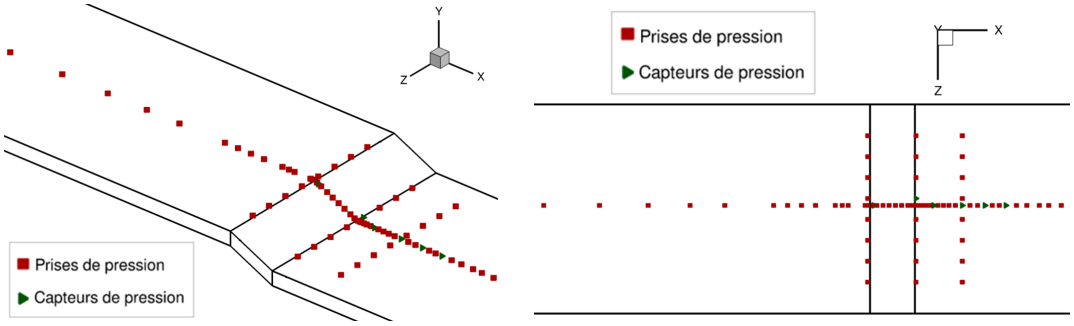


FIGURE 2.3 – Positions des prises pariétales de pression (rouge) et des capteurs instationnaires (vert) sur la maquette.

2.2.4 Capteurs instationnaires de pression

Des capteurs instationnaires de pression ont également été utilisés, d'une part afin de caractériser le fonctionnement de l'actionneur, et d'autre part pour l'étude de l'écoulement contrôlé. Dans le premier cas, un capteur piézo-résistif XCQ-080-5D de la marque Kulite est placé dans l'une des buses de l'actionneur, permettant de distinguer phases de soufflage et d'aspiration (voir la Section 4.2.1 du Chapitre 4 pour plus de détails). Il permet de mesurer des variations de pression jusqu'à 35 kPa. Le signal est acquis à une fréquence de 25 kHz sans filtrage postérieur.

Les caractéristiques instationnaires de l'écoulement de référence et contrôlé ont été analysées au moyen de six capteurs piézo-résistifs ENDEVCO 8507C-1 montés à la paroi. Leur plage de mesure est de 7 kPa, le signal est également acquis à 25 kHz et filtré par un conditionneur à une fréquence de coupure de 10 kHz. Cinq capteurs ont été placés à l'intérieur de la zone décollée, à différentes positions longitudinales. Leur positionnement est indiqué sur la Figure 2.3 et rappelé plus précisément sur la Figure 2.4. Afin d'étudier les spectres des fluctuations de pression, le bruit d'installation (vibrations, fréquence de rotation du ventilateur...) est filtré grâce au sixième capteur, placé en amont de la rampe.

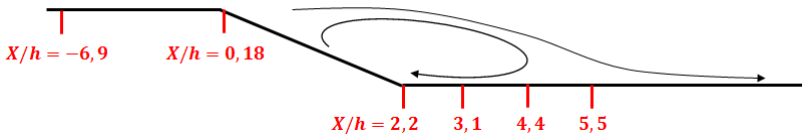


FIGURE 2.4 – Position des capteurs ENDEVCO sur la maquette.

Tous les capteurs sont étalonnés au préalable en les plaçant dans une enceinte contrôlée en pression afin d'obtenir l'échelle liant la tension de sortie à la pression mesurée. Les plages et incertitudes de mesure sont récapitulées dans le Tableau 2.3.

TABLEAU 2.3 – Caractéristiques des capteurs instationnaires utilisés.

Capteur	Plage de mesure	Incertitude élargie
Kulite XCQ-080-5D	34450 Pa	±45 Pa
ENDEVCO 8507C-1	6890 Pa	±18 Pa

2.2.5 Anémométrie à fil chaud

Des mesures de vitesse par fil chaud ont été réalisées pour caractériser le fonctionnement de l'actionneur ainsi que l'écoulement non contrôlé en soufflerie. Une sonde fil chaud est constituée d'un ou plusieurs fils métalliques, chacun maintenu par une paire de supports. Le fil est chauffé par effet Joule en étant traversé par un courant électrique. Il est refroidi au contact de l'écoulement, et il est possible de déduire la vitesse au point de mesure à partir de ce transfert thermique. Cette méthode de mesure possède une très bonne résolution temporelle, permettant des acquisitions à plusieurs dizaines de kilohertz, et sa mise en place est relativement simple. Elle reste cependant intrusive et inemployable dans les zones comme les décollements, qui présentent un écoulement de retour.

L'équilibre entre l'énergie apportée par effet Joule au fil de longueur l et celle dissipée par convection due à l'écoulement peut s'écrire (Bruun, 1995) :

$$I^2 R_w = \pi l k (T_w - T_0) Nu = \pi l k \left(\frac{R_w - R_0}{\alpha_0 R_0} \right) Nu \tag{2.1}$$

avec I l'intensité électrique traversant le fil, T_w et T_0 les températures du fil et de l'écoulement, R_w et R_0 les résistances du fil à ces températures, α_0 le coefficient thermique du fil, k la conductivité thermique du fluide et Nu le nombre de Nusselt. Ce dernier peut s'écrire $Nu = A_1 + B_1 U^n$ (King et Barnes, 1997), où A_1 et B_1 sont des constantes déterminées empiriquement et U la vitesse du fluide. La valeur de l'exposant n est généralement comprise entre 0.4 et 0.45 (Bruun, 1995). En introduisant $E_w = IR_w$ la tension aux bornes du fil l'équation précédente devient :

$$E_w^2 = \pi l k R_w \left(\frac{R_w - R_0}{\alpha_0 R_0} \right) (A_1 + B_1 U^n) = (A + B U^n) \tag{2.2}$$

Cette dernière expression est valable pour la présente étude dans la mesure où la méthode employée est celle de l'anémométrie à température constante, qui consiste à conserver une valeur constante de la résistance R_w (et donc la température T_w du fil). La sonde est placée dans un pont de Wheatstone, où un amplificateur permet d'ajuster l'intensité traversant le fil lorsque celui-ci est refroidi par l'écoulement. La mesure de la tension aux bornes de l'amplificateur permet de remonter à la valeur de E_w, et d'en déduire la vitesse de l'écoulement.

Pour ce travail, les sondes Dantec Dynamics 55P11 et 55P15 ont été utilisées. Elles se composent d'un fil simple en tungstène de longueur 1.25 mm et diamètre 5 μm (voir Figure 2.5). La seule différence entre les deux modèles réside dans la forme des supports, ceux-ci étant coudés pour la 55P15 afin de permettre des sondages de couche limite au plus proche de la paroi. Puisqu'il s'agit de sondes à fil simple, la composante de vitesse parallèle au fil est non mesurable et seul le module de la vitesse est accessible, laissant les deux autres composantes indissociables l'une de l'autre. La direction de l'écoulement ne peut également pas être déduite de cette seule mesure. Les sondes sont connectées à une chaîne Dantec Dynamics et, sauf si spécifié autrement, les mesures sont effectuées avec une fréquence d'acquisition de 20 kHz et filtrées à 10 kHz par un filtre passe-bas.



(a) (b)

FIGURE 2.5 – Sondes fil chaud Dantec Dynamics 55P11 (a) et 55P15 (b)[2].

Afin de pouvoir appliquer l'équation 2.2 pour déduire la vitesse de l'écoulement de la mesure de tension, il est nécessaire de connaître les valeurs des constantes A et B par une étape de calibration. Cependant, la détermination de A, correspondant à la tension à une vitesse nulle, peut être sujette à des incertitudes importantes du fait de la convection naturelle, incertitudes se répercutant sur le calcul de B (GEORGE, BEUTHER et SHABBIR, 1989). Il est également plus confortable de disposer d'une relation donnant U en fonction de E, et non l'inverse. Dans la pratique, une relation polynomiale est déterminée entre E et U :

$$U = \sum_{k=0}^{\kappa} c_k E^k \tag{2.3}$$

Le processus de calibration employé pour ce travail consiste ainsi à placer la sonde au cœur d'un jet libre à la température T_0, émanant d'une enceinte dont la pression interne est connue. La vitesse du jet est donnée par :

$$U = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}\frac{P_i}{\rho_i}\left[1 - \left(\frac{P_0}{P_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]} \tag{2.4}$$

où P_i et ρ_i sont les pression et masse volumique dans l'enceinte, P_0 la pression atmosphérique et γ le rapport des capacités thermiques de l'air. Entre 30 et 40 points de mesure à différentes vitesses sont effectués, pour lesquels la tension aux bornes du fil chaud est relevée. Une régression est ensuite effectuée afin de déterminer les coefficients du polynôme de calibration. Le degré κ du polynôme est toujours pris égal à 4, un exemple est présenté sur la Figure 2.6.

La différence entre la température de calibration T_0 et celle de l'écoulement T_a durant la phase d'utilisation du fil chaud constitue la principale source d'erreur systématique sur la mesure. La tension acquise peut-être corrigée si nécessaire :

$$E_{corr} = \left(\frac{T_w - T_0}{T_w - T_a}\right)^{0.5} E \tag{2.5}$$

Dans la pratique, afin de limiter les variations trop importantes entre les températures de calibration et d'essai, la calibration est réalisée toutes les demi-journées de mesure. D'autres facteurs comme le positionnement de la sonde, le calcul de la vitesse de calibration, la pression ou l'humidité ambiantes contribuent également à l'incertitude de mesure. JØRGENSEN (2005) propose un calcul de l'incertitude élargie prenant en compte les sources d'incertitudes dues à

2. Crédits images Dantec Dynamics

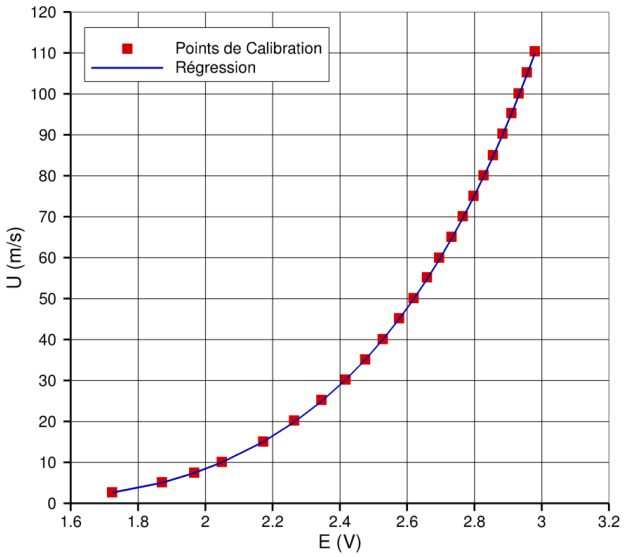


FIGURE 2.6 – Exemple de polynôme de calibration.

la phase de calibration. La valeur typique de cette dernière est de 3 % de la mesure, dans un intervalle de confiance de 95 %.

2.2.6 Vélocimétrie par images de particules

La vélocimétrie par images de particules (abrégée *PIV* pour *Particle Image Velocimetry*) permet d'obtenir le champ de vitesse dans une région donnée de l'écoulement. Le principe de base de cette méthode est schématisé sur la Figure 2.7. L'écoulement est ensemencé de particules qui suivent sa topologie à mesure qu'elles sont transportées vers l'aval. Une ou plusieurs caméras observent une région déterminée de l'écoulement, et leur champ de vision est éclairé par une nappe laser de sorte à illuminer les particules à leur passage. Une paire d'images consécutives de l'écoulement est capturée par chaque caméra avec un écart temporel Δt connu. Chaque image est subdivisée en fenêtres d'interrogations carrées, larges généralement de quelques dizaines de pixels. Pour chacune de ces fenêtres le déplacement des particules est calculé entre les deux images, permettant d'y déterminer la norme et la direction de la vitesse.

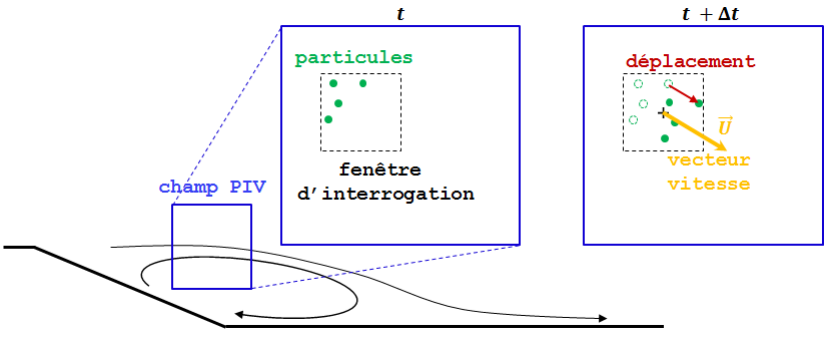


FIGURE 2.7 – Schéma de principe de la PIV.

Pour cette étude la PIV $2D-2C$ a été employée, signifiant que les mesures ont été réalisées dans le plan défini par la nappe laser, et que seules les deux composantes de la vitesse contenues dans ce plan ont été mesurées. Ce choix est justifié par le caractère majoritairement bidimensionnel de l'écoulement dans la zone étudiée (voir la Section 3.1.1 du Chapitre 3). Un laser Quantel Brilliant Nd :YAG d'une puissance maximale de 400 mJ par impulsion est utilisé pour générer une nappe d'une épaisseur d'environ 1 mm et positionnée à mi-envergure de la maquette ($Z/h = 0$). Deux caméras CCD LaVision Imager Pro X, d'une résolution de 2048×2048 px^2 sont placées côte-à-côte afin d'observer un champ total d'une longueur $8h$, s'étendant de la position $X/h = -0.5$ en amont à $X/h = 7.5$ en aval (voir la Figure 2.8). Chacune est équipée d'un objectif de distance focale 105 mm et les deux champs se recouvrent sur une bande large d'environ $1h$. Dans cette configuration, la résolution finale est d'environ 15 px/mm dans les deux directions du plan. L'écoulement est ensemencé par des micro-gouttelettes d'huile d'olive.

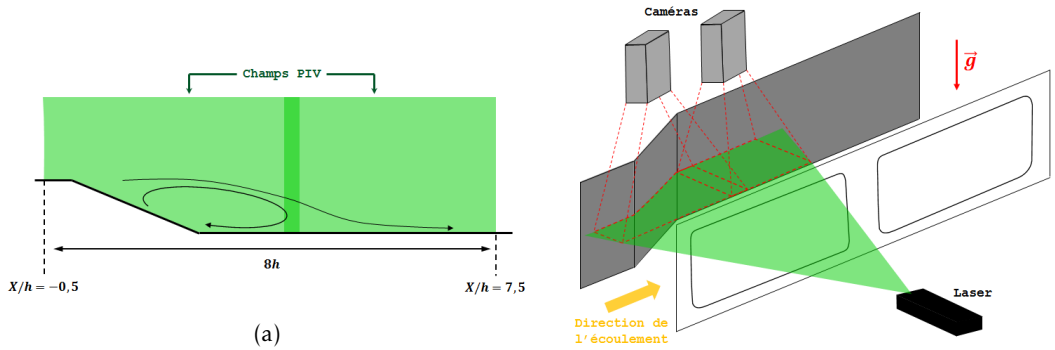
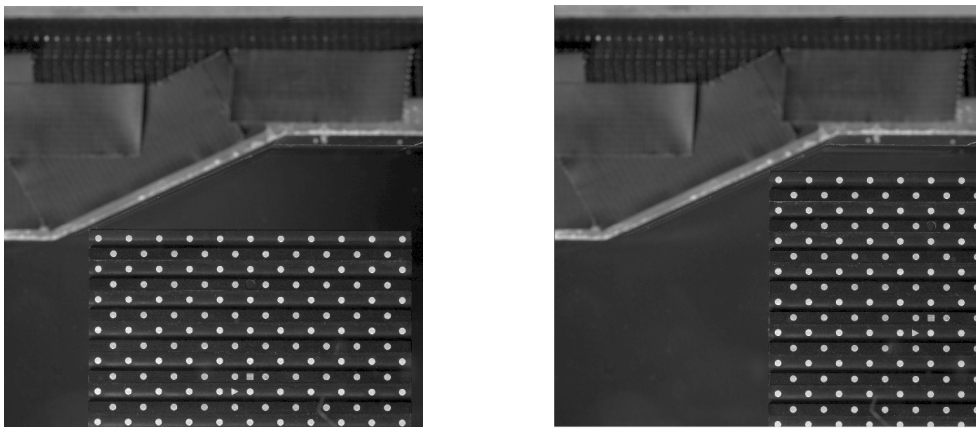


FIGURE 2.8 – Vues schématiques du montage PIV.

Les champs PIV sont acquis à une fréquence de 5 Hz. Bien que cette fréquence soit invariable car fixée par l'ensemble de la chaîne d'acquisition, elle est suffisamment basse pour assurer que deux champs de vitesse successifs soient statistiquement indépendants. Un total de 5000 paires d'images sont acquises par configuration étudiée, permettant d'obtenir un champ de vitesse moyen sur autant de réalisations. Ce nombre d'images a été choisi en se basant sur la convergence des différentes grandeurs statistiques du champ de vitesse (moyenne, écart-type et tensions de Reynolds) à différentes positions dans l'écoulement non contrôlé. Plus d'informations à ce sujet sont regroupées dans l'Annexe B. Il est fortement probable que la qualité de la convergence soit dégradée dans les cas où le contrôle est appliqué à l'écoulement. Cependant, une acquisition d'un nombre plus élevé d'images deviendrait pénalisant en termes de durées d'acquisition et de traitement ainsi que du point de vue de l'espace nécessaire au stockage des données. La durée Δt entre les deux images d'une même paire est modifiée en fonction des paramètres de contrôle appliqués afin d'obtenir le meilleur score de corrélation entre les deux images d'une même paire. Pour ce travail la valeur de Δt est comprise entre 10 et 25 μs. L'incertitude élargie sur la mesure de la vitesse, également déterminée dans l'Annexe B, est estimée à ±3 % de la valeur mesurée.

La correspondance entre la position sur les capteurs CCD des caméras et la position au sein de la soufflerie est faite au moyen d'une mire de référence LaVision, de dimensions 105×105 mm^2. Celle-ci est constituée de 218 marqueurs répartis uniformément à sa surface et dont les positions sont connues par rapport à une origine située à son centre. L'objectif de cette étape de calibration est de cartographier au mieux les deux champs PIV. Pour cela, plusieurs clichés sont pris en déplaçant la mire au sein de chacun des champs grâce au bras motorisé. Deux positions de mire

suffisent à recouvrir l'entièreté du champ le plus aval. En revanche, la géométrie de la rampe rend impossible le recouvrement complet du champ amont, d'autant que le centre de la mire doit rester apparent. Seules deux positions de mire satisfaisantes ont ainsi pu être exploitées, dont les clichés sont représentés sur la Figure 2.9. La reconnaissance des marqueurs et le maillage du champ sont réalisés par le logiciel *Afix2* développé à l'ONERA.



(a) (b)

FIGURE 2.9 – Photographies des deux positions de mire exploitables pour la calibration du champ PIV amont.

Les clichés sont ensuite traités par le logiciel *FOLKI-SPIV* de l'ONERA afin d'en extraire les champs de vitesse instantanés et moyens. Les méthodes d'analyses usuellement employées se basent sur la fonction de corrélation entre les clichés aux instants t et $t + \Delta t$ pour déterminer le déplacement le plus probable des particules. *FOLKI-SPIV* applique cependant un processus différent — dit de *flux optique* — basé sur l'algorithme de Lucas-Kanade (LE BESNERAIS et CHAMPAGNAT, 2005), où le déplacement $\delta(k)$ est calculé pour chaque pixel k comme la valeur minimisant le critère :

$$\sum_{m \in W_k} (I_j(m, 0) - I_j(m - \delta(k), \Delta t))^2 \tag{2.6}$$

où I_j est l'intensité lumineuse du pixel m situé dans la fenêtre d'interrogation W_k centrée sur le pixel k. Le fonctionnement de l'algorithme est décrit par CHAMPAGNAT et al. (2009, 2011). Les calculs sont effectués sur processeur graphique (*GPU*), ce qui permet un traitement des images sur une durée relativement courte. Les fenêtres d'interrogation ont une taille de 15×15 px^2. L'ensemble des vecteurs vitesse déterminés n'est pas conservé pour l'analyse des champs, ici seul un vecteur tous les 15 pixels est gardé, la résolution finale des champs étant ainsi d'environ un vecteur tous les millimètres. Un pré-traitement est appliqué sur les images afin d'en soustraire l'intensité lumineuse d'arrière plan et ainsi limiter l'impact des phénomènes optiques comme les réflexions.

2.3 Outils d'analyse des données

2.3.1 Moyenne de phase

Dans l'étude de phénomènes cycliques (supposés périodiques en tout point de ce cycle), la moyenne de phase permet de simplifier l'analyse des grandeurs mesurées en concaténant les données sur une seule période. Pour un signal χ périodique de période T, soit η le nombre de périodes capturées sur une acquisition. Chaque période est discrétisée par un nombre N de points, et on note $0 \leq n \leq N$ l'indice d'un point au sein d'une période. Le principe de la moyenne de phase est de calculer la valeur moyenne de χ à l'instant de phase n sur l'ensemble des périodes capturées :

$$\tilde{\chi}(n) = \frac{1}{\eta} \sum_{k=0}^{\eta-1} \chi(n + kT) \tag{2.7}$$

En répétant l'opération à chaque position n de la phase, il est possible de reconstruire l'évolution moyenne de χ sur une durée T. La moyenne de phase permet également de filtrer en grande partie le bruit contenu dans le signal analysé. Il est nécessaire pour appliquer ce procédé de disposer d'un signal contenant suffisamment de périodes afin d'assurer la convergence de la moyenne.

Pour le présent travail, cette méthode est principalement appliquée aux mesures fil chaud réalisées lors de la phase de caractérisation de l'actionneur, ainsi qu'aux mesures acquises par les capteurs instationnaires de pression lors des essais de contrôle. Elle a également été employée sur des champs PIV. Dans ce cas, les champs de vitesse successifs sont acquis à un instant déterminé de la phase de forçage de l'actionneur avant de calculer le champ moyen correspondant.

2.3.2 Fonction et coefficient de corrélation

La fonction de corrélation permet de quantifier la dépendance spatio-temporelle entre deux signaux $a(x,t)$ et $b(x,t)$. Soit $a'(x,t)$ et $b'(x,t)$ les parties fluctuantes de a et b, la fonction de corrélation $R_{a'b'}$ a pour définition :

$$R_{a'b'}(\delta,\tau) = \frac{\langle a'(x,t)b'(x+\delta,t+\tau)\rangle}{\sqrt{\langle a'^2(x,t)\rangle}\sqrt{\langle b'^2(x+\delta,t+\tau)\rangle}} \tag{2.8}$$

où δ et τ représentent des incréments en espace et en temps. Pour cette thèse, seule la corrélation temporelle est analysée, en majorité entre les signaux obtenus par les différents capteurs de pressions. En introduisant un retard temporel τ sur l'un des deux signaux, l'analyse du coefficient de corrélation permet notamment de caractériser les phénomènes convectifs au sein de l'écoulement. Typiquement, si une information est transportée entre les deux points de mesure avec une durée τ, alors la valeur du coefficient sera maximale pour ce retard. Si $p_1(t)$ et $p_2(t)$ sont des signaux temporels mesurés par deux capteurs différents, le coefficient de corrélation entre les deux grandeurs s'écrit :

$$R_{p'_1p'_2}(\tau) = \frac{\langle p'_1(t)p'_2(t+\tau)\rangle}{\sqrt{\langle p'^2_1(t)\rangle}\sqrt{\langle p'^2_2(t+\tau)\rangle}} \tag{2.9}$$

2.3.3 Analyse fréquentielle

Les fluctuations de pression sont étudiées dans le domaine fréquentiel en analysant les spectres de densité spectrale de puissance (PSD) $G_{pp}(f)$, définie par :

$$G_{pp}(f) = 2S_{pp}(f) \tag{2.10}$$

avec $S_{pp}(f)$ l'auto-spectre du signal de pression $p(t)$ de durée finie T, calculé en assimilant les fluctuations $p'(t)$ à un signal périodique de période T :

$$S_{pp}(f) = \lim_{T \to +\infty} \frac{|\hat{p}'_T(f)|^2}{T} \tag{2.11}$$

$\hat{p}'_T(f)$ représentant la transformée de Fourier de $p'(t)$:

$$\hat{p}'_T(f) = \int_{-T}^{T} p'(t) e^{-ift} dt \tag{2.12}$$

L'étude des spectres pré-multipliés par la fréquence, $fG_{pp}(f)$, peut être préférée aux spectres de $G_{pp}(f)$.

Comme indiqué plus haut, un processus de débruitage sélectif est appliqué aux mesures des cinq capteurs ENDEVCO placés dans la région de recirculation. Il consiste à atténuer dans la PSD les contributions fréquentielles retrouvées en dehors de la zone décollée. La méthode a par exemple été employée par Camussi et al. (2008) dans le cas d'un décollement de marche montante, ou Mohammed-Taifour (2017) dans l'étude d'un bulbe décollé par gradient de pression adverse. Soit $p(t)$ le signal enregistré par un capteur situé dans le bulbe et $n(t)$ celui enregistré par le capteur de référence en amont de la rampe. La fonction de cohérence $C_{pn}(f)$ entre les deux signaux est définie par :

$$C_{pn}(f) = \frac{|G_{pn}(f)|^2}{G_{pp}(f) G_{nn}(f)} \tag{2.13}$$

et vaut 1 à une fréquence donnée si celle-ci contribue à l'énergie de manière identique dans les deux signaux. Dans ce cas, il est très probable que la fréquence correspondante soit représentative du bruit de mesure plutôt que d'un phénomène aérodynamique lié décollement. À l'inverse, si pour une fréquence f, $C_{pn}(f) = 0$, il est probable que le phénomène capté à cette fréquence soit propre au décollement. On peut ainsi soustraire le bruit de $G_{pp}(f)$ et obtenir la PSD « nettoyée » $G^t_{pp}(f)$:

$$G^t_{pp}(f) = G_{pp}(f)(1 - C_{pn}(f)) \tag{2.14}$$

2.3.4 Décomposition orthogonale aux valeurs propres

La décomposition orthogonale aux valeurs propres (abrégée *POD* pour *Proper Orthogonal Decomposition*) permet de décomposer un champ vectoriel (généralement le champ de vitesse) de l'écoulement en un ensemble de modes. Lorsque la méthode est appliquée au champ de vitesse, chaque mode contient une certaine proportion de l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement. En conséquence, il serait théoriquement possible d'utiliser un nombre réduit de modes, concentrant une proportion significative de l'énergie, afin de reconstruire un modèle d'ordre réduit de l'écoulement. Dans la pratique, seules les configurations relativement simples d'écoulements permettent une décomposition pour laquelle la majorité de l'énergie est répartie

entre les premiers modes. La POD reste cependant un procédé d'analyse relativement puissant pour juger des contributions de chaque structure à l'écoulement global (Weiss, 2019).

Soit $\vec{x}$ le vecteur position au sein de l'écoulement, $\vec{u'}(\vec{x},t)$ correspond à la partie fluctuante du vecteur vitesse $\vec{U}$. La POD vise à décomposer $\vec{u'}(\vec{x},t)$ en un ensemble de modes spatiaux $\vec{\Phi}_k(\vec{x})$, chacun pondéré par un coefficient temporel $a_k(t)$:

$$\vec{u'}(\vec{x},t) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k(t)\vec{\Phi}_k(\vec{x}) \tag{2.15}$$

La particularité de la POD est que cette décomposition maximise l'énergie capturée par les n premiers modes (le premier mode est celui qui concentre la proportion d'énergie cinétique la plus importante), et que les coefficients temporels ne dépendent que du mode auquel ils sont associés.

La POD est généralement appliquée aux champs de vitesse PIV, bien que son principe puisse être étendu à tous types de mesures où une même grandeur est évaluée en différents points de l'écoulement. Soit un champ PIV composé de n vecteurs $\vec{x}_{i,1\leq i\leq n}$, acquis sur m instants temporels. Ces données sont généralement réorganisées sous la forme d'une matrice $\mathbf{U}$ (*snapshot matrix*) dont chaque colonne contient les fluctuations de vitesse d'un champ instantané :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} u'(\vec{x}_1,t_1) & \cdots & u'(\vec{x}_n,t_1) \\ \vdots & & \vdots \\ u'(\vec{x}_1,t_m) & \cdots & u'(\vec{x}_n,t_m) \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

La matrice de covariance $\mathbf{C} = \frac{1}{m-1}\mathbf{U}^T\mathbf{U}$ est ensuite déterminée. Les termes diagonaux de cette matrice carrée $(n\times n)$ représentent la variance des $u'(\vec{x}_i)$, et la demi-somme de ces termes correspond à l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement. Les termes hors-diagonale quantifient le degré de corrélation entre les fluctuations de vitesses en deux points distincts de l'écoulement. Les n modes spatiaux $\vec{\Phi}_k(\vec{x})$ correspondent aux modes propres de $\mathbf{C}$:

$$\mathbf{C} = \mathbf{\Phi\Lambda\Phi}^T = \begin{pmatrix}\vec{\Phi}_1(\vec{x}) & \cdots & \vec{\Phi}_n(\vec{x})\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\lambda_1 & & \\ & \ddots & \\ & & \lambda_n\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\vec{\Phi}_1^T(\vec{x}) \\ \vdots \\ \vec{\Phi}_n^T(\vec{x})\end{pmatrix} \tag{2.17}$$

où $\mathbf{\Phi}$ est une matrice orthogonale dont les colonnes sont les modes propres $\vec{\Phi}_k(\vec{x})$. Ils donnent une information sur la corrélation entre les fluctuations de vitesse en tout point du champ PIV. Dans la pratique, la représentation spatiale de ces modes permet de cartographier les zones de l'écoulement où les fluctuations de vitesse sont corrélées, anti-corrélées ou non corrélées. Dans la pratique, l'analyse de leur représentation spatiale est généralement employée pour lier les modes à différentes structures turbulentes présentes au sein de l'écoulement. Les valeurs propres $\lambda_{i,1\leq i\leq n}$ donnent, de manière similaire aux éléments diagonaux de $\mathbf{C}$, la répartition de l'énergie cinétique parmi ces modes. L'énergie cinétique turbulente k peut encore être déterminée comme la demi-somme des valeurs propres, $k = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}\lambda_i$, et la contribution du mode j à l'énergie cinétique est : $\lambda_j/\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{n}\lambda_i$. Enfin, les coefficients temporels $a_k(t)$ sont les colonnes de la matrice $\mathbf{U\Phi}$.

Comme indiqué précédemment, un des intérêts de la POD est de pouvoir reconstruire l'écoulement avec un nombre limité N de modes. Comme ceux-ci sont ordonnés par contribution décroissante à l'énergie cinétique, il est possible de tronquer les matrices $\mathbf{\Phi}$ et $\mathbf{A}$ à leurs N premières colonnes. Les champs de vitesses correspondants sont les colonnes de la nouvelle

matrice des fluctuations $\mathbf{U}_N = \mathbf{A}_N \mathbf{\Phi}_N$ auxquelles les valeurs moyennes des vecteurs vitesses sont sommées.

L'implémentation numérique de la méthode est légèrement différente du processus décrit précédemment et sa base sur la décomposition aux valeurs singulière de la matrice $\mathbf{U}$: $\mathbf{U} = \mathbf{L}\mathbf{\Sigma}\mathbf{R}^T$. $\mathbf{L}$ et $\mathbf{R}$ étant des matrices orthogonales de dimensions $m \times m$ et $n \times n$ respectivement et $\mathbf{\Sigma}$ une matrice rectangulaire diagonale ($m \times n$) dont les éléments diagonaux σ_i sont appelées valeurs singulières de $\mathbf{U}$ et rangées par ordre décroissant. La matrice de covariance devient $\mathbf{C} = \frac{1}{m-1}(\mathbf{R}(\mathbf{\Sigma}^T\mathbf{\Sigma})\mathbf{R}^T$. Dans ce cas les modes propres de la POD sont les colonnes de la matrice $\mathbf{R}$ (à un facteur $1/(m-1)$ près, ce qui ne change en rien leur interprétation). Les valeurs propres de $\mathbf{C}$ sont les termes diagonaux de la matrice diagonale carrée $\mathbf{\Sigma}^T\mathbf{\Sigma}$, c'est à dire σ_i^2. Puisque $\mathbf{\Lambda} = \frac{1}{m-1}\mathbf{\Sigma}^T\mathbf{\Sigma}$, les valeurs propres λ_i de la POD peuvent ainsi être retrouvées par l'expression $\lambda_i = \sigma_i^2/(m-1)$. Pour cette étude, la méthode numérique employée est tirée de l'outil MODULO développé au *Von Karman Institute* (Ninni et Mendez, 2020).

Chapitre 3

Étude de l'écoulement de référence

Sommaire du présent chapitre

3.1 Caractéristiques moyennes de l'écoulement **57**
3.1.1 Distribution de pression pariétale 57
3.1.2 Couche limite amont 59
3.1.3 Propriétés du bulbe décollé 63
3.1.4 Développement de la couche de mélange 66
3.1.5 Bilan de masse appliqué au bulbe décollé 69
3.2 Mécanismes instationnaires du décollement **71**
3.2.1 Analyse spectrale et corrélations croisées 71
3.2.2 Décomposition orthogonale aux valeurs propres 74
3.3 Synthèse du chapitre **77**

Ce chapitre présente l'analyse des caractéristiques moyennes et instationnaires de l'écoulement décollé de référence. Celle-ci a plusieurs objectifs. En premier lieu elle doit permettre de s'assurer de l'aspect canonique de l'écoulement, et d'assurer la comparabilité avec d'autres études, notamment dans le cas des résultats de contrôle. Certains paramètres de l'écoulement sont également utilisés au Chapitre 4 pour dimensionner les aspects d'amplitude et de fréquence de l'actionneur. Enfin, les grandeurs relatives au cas non contrôlé seront comparées aux différentes configurations de contrôle afin d'étudier les mécanismes avec lesquelles la perturbation interagit avec l'écoulement.

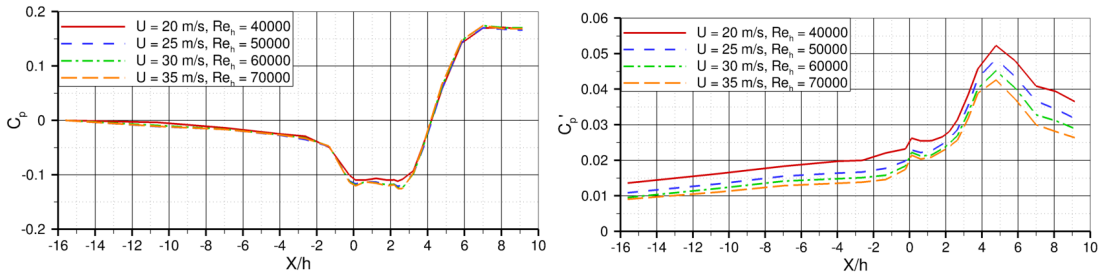
3.1 Caractéristiques moyennes de l'écoulement

3.1.1 Distribution de pression pariétale

Les distributions longitudinale et transverse du coefficient de pression $C_p = (P-P_\infty)/(0.5\rho_\infty U_\infty^2)$ sont présentées sur la Figure 3.1a pour différentes valeurs du nombre de Reynolds Re_h. La distribution longitudinale est caractéristique des écoulements décollés de la famille des marches descendantes, la zone décollée étant identifiable par une zone plateau à basse pression ($C_p \approx 0.1$) pour $0h < X < 3h$. La récupération de pression se produit pour $4h < X < 6h$, indiquant que le

point de recollement se situe dans cette zone. Un gradient de pression favorable est observé en amont de la rampe, dont l'intensité augmente de façon significative dans la région $-2h < X < 0$. L'étendue spatiale ($-10h < X < 0$) et son amplitude sont plus importantes que ce que montrent les résultats de précédentes études (Debien et al., 2014; Kourta, Thacker et Joussot, 2015) , ce qui attribué à la croissance rapide de la couche limite, menant à un phénomène de blocage au sein de la veine d'essai. La distribution de pression est globalement très peu sensible à la valeur du nombre de Reynolds.

Les distributions du coefficient de pression fluctuante $C_{p'} = P_{rms}/(0.5\rho_\infty U_\infty^2)$ sont tracées sur la Figure 3.1b. La dépendance au nombre de Reynolds est plus marquée dans ce cas, les fluctuations de pressions étant plus importantes pour les plus faibles valeurs de Re_h. Dans l'ensemble des cas, deux maxima peuvent être identifiés, un local et un global, ce qui est analogue aux observations de Mohammed-Taifour et Weiss (2016) réalisées dans le cas d'un bulbe turbulent décollé par gradient de pression adverse. Le maximum local est situé proche de la position $X = 0$, qui correspond au point de décollement fixé à l'arête supérieure de la rampe. Le maximum global est situé dans la zone de récupération de pression, et est attribué au phénomène de battement du bulbe ainsi qu'au lâché tourbillonnaire. Sa position est donc relativement proche de celle du point de recollement. Dans la mesure où le décollement est fixé en $X = 0$, la longueur du bulbe décollé L_{sep} peut ainsi être estimée : $4.5h < L_{sep} < 5h$. Les positions et amplitudes du maximum global sont par ailleurs concordantes avec les résultats de Chovet et al. (2017), qui rapportent une valeur de $C_{p'}$ proche de 0.06 pour un nombre de Reynolds légèrement plus faible ($Re_h \approx 30000$) que ceux considérés ici.



(a) (b)

Figure 3.1 – Distributions longitudinales du coefficient de pression (a) et du coefficient de pression fluctuante (b).

Les distributions de pression transverses sont tracées sur la Figure 3.2. Elles montrent que la zone décollée peut être raisonnablement considérée bidimensionnelle sur une partie relativement large de l'envergure, de $Z/h = -2.5$ à $Z/h = 2.5$, et sur une distance longitudinale s'étendant à minima jusque $X/h = 2.2$. Pour les deux nombres de Reynolds les plus faibles, le caractère bidimensionnel se dégrade légèrement à proximité de la position de recollement, en $X/h = 4.4$. A cette exception près, peu de variations dans les distributions sont encore une fois notables aux différentes valeurs de Re_h explorées.

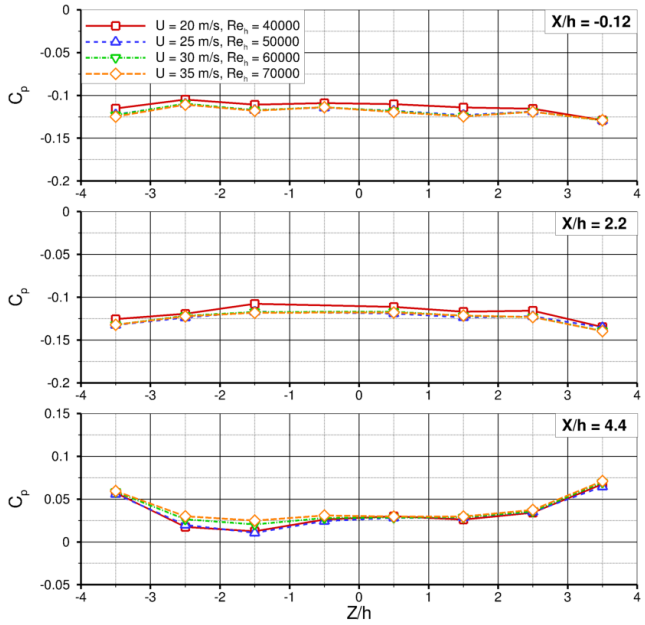


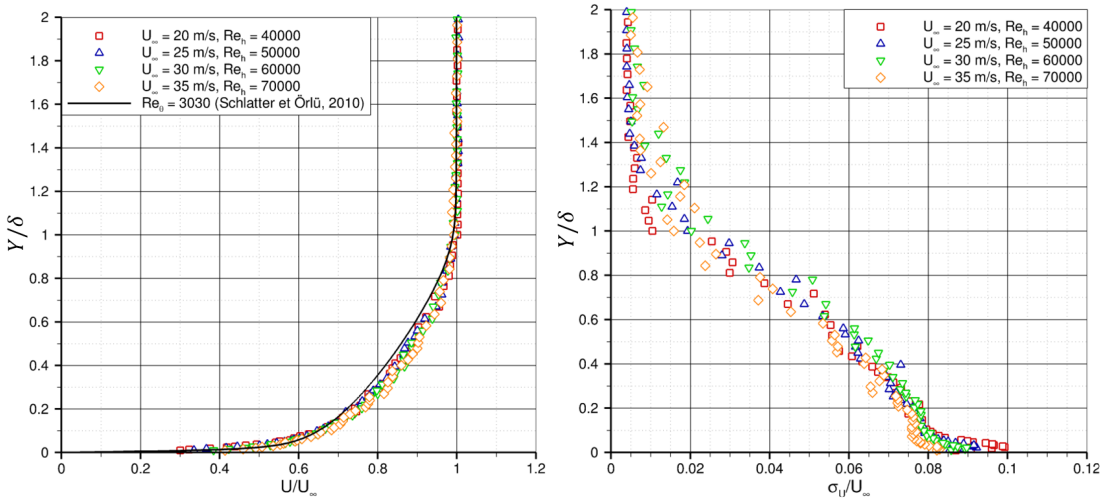
FIGURE 3.2 – Distributions transverses du coefficient de pression aux positions $X/h = -0.12$, 2.2 et 4.4.

3.1.2 Couche limite amont

La structure du décollement est directement liée aux caractéristiques de la couche limite amont, son état est donc analysé dans cette section. Il est également intéressant de disposer d'une couche limite de référence dans le cas non contrôlé, dans la mesure où il est attendu que le contrôle ait une influence directe sur la couche limite, et donc sur le décollement aval. Dans cette étude, des dispositions ont été prises pour générer un décollement turbulent, notamment en déclenchant la transition de la couche limite le plus tôt possible (voir la Section 2.1.2 du Chapitre 2), il est donc également nécessaire de vérifier si celle-ci atteint un état pleinement turbulent en amont de la rampe. Le montage expérimental présente cependant plusieurs restrictions géométriques ; en premier lieu la distance disponible pour le développement de la couche limite est relativement faible, de l'ordre d'un mètre avant d'atteindre l'arête supérieure de la rampe. Ensuite, la position de sondage la plus en amont permise par le système de déplacement de la sonde fil chaud est $X = -8.5h$, cette dernière se situant donc encore à l'intérieur de la zone de gradient de pression favorable (voir la Figure 3.1a).

Les premiers profils, présentés sur la Figure 3.3, ont été réalisés à la position $X = -2.5h$, jugées suffisamment lointaine du point de transition pour laisser un maximum de distance de développement à la couche limite, mais restant en dehors de la zone la plus intense du gradient de pression favorable. Ils consistent en 70 points de mesures, le plus proche de la paroi se situant à une hauteur de 0.2 mm. La mesure de vitesse en chaque point est acquise sur une durée $T_{acq} = 15\ s$, représentant entre 15×10^3 et 26×10^3 δ/U_∞, δ/U_∞ étant une échelle de temps caractéristique de la couche limite. Les profils de vitesse normalisés par U_∞ pour différentes valeurs du nombre de Reynolds Re_h sont comparés sur la Figure 3.3a. Les données de simulation DNS de SCHLATTER et ÖRLÜ (2010), pour une couche limite de plaque plane, sont également incluses pour une valeur de $Re_\theta = 3030$, devant correspondre à une couche limite pleinement

turbulente. Pour l'ensemble des valeurs de Re_h considérées, les profils sont en similitude mais diffèrent légèrement des résultats numériques pour $Y/\delta > 0.1$. Les profils des fluctuations de vitesse longitudinale $\sigma_U = \sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ sont présentés sur la Figure 3.3b. Le maximum des fluctuations est dans tous les cas atteint à proximité de la paroi, ce qui est cohérent pour une couche limite turbulente. La valeur de ce maximum, entre 8 et 10 % de U_∞, est également celle attendue (Cebeci, 2012). Cette dernière tend également à diminuer à mesure que Re_h augmente, ce qui pourrait indiquer qu'aux plus faibles nombres de Reynolds la transition vers la turbulence à cette position n'est pas complètement achevée (Kourta, Thacker et Joussot, 2015). Une dispersion relativement importante des valeurs mesurées est également observée, pouvant résulter d'une mauvaise convergence statistique due à une durée d'acquisition T_{acq} trop faible. Ce constat est cependant surprenant dans la mesure où la valeur de T_{acq}, rappelée plus haut, est normalement suffisamment importante pour ce type d'écoulement (Bruun, 1995).



(a) (b)

Figure 3.3 – Profils de vitesse (a) et de fluctuations de vitesse (b) normalisés de la couche limite, mesurés à la position $X/h = -2.5$ pour différents nombres de Reynolds.

Les grandeurs caractéristiques de la couche limite sont résumées dans le Tableau 3.1. L'épaisseur δ est calculée comme la position verticale où $U(y) = 0.998U_\infty$, méthode qui peut présenter un biais important, notamment car les mesures présentent, au delà de $Y = 10$ mm, une résolution spatiale relativement faible. Les valeurs de δ présentées ici sont donc à considérer comme des ordres de grandeurs. Les deux paramètres Re_θ et H permettent généralement de juger de la nature de la couche limite, qui peut être considérée turbulente pour $Re_\theta > 3000$ (Song et Eaton, 2004) et $1.4 < H < 1.3$ (Cebeci, 2012). Pour tous les cas étudiés ces conditions sont remplies. Les différentes épaisseurs suivent une tendance décroissante avec le nombre de Reynolds, à l'exception du cas $Re_h = 7 \times 10^4$, pour lequel une augmentation est observée par rapport à la valeur précédente. L'évolution du facteur de forme H reste, elle, décroissante, ce qui pourrait suggérer que pour $Re_h < 7 \times 10^4$ la couche limite n'a pas atteint un état turbulent canonique.

La vitesse de frottement u_τ est estimée en utilisant la méthode de *Clauser* (*Clauser chart method*, (Clauser, 1956)), en superposant graphiquement les mesures avec le profil de vitesse logarithmique :

$$\frac{U(Y)}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} ln\left(\frac{Y u_\tau}{\nu}\right) + B \tag{3.1}$$

où B et κ sont des constantes supposées indépendantes du nombre de Reynolds. Les valeurs de ces constantes sont discutées dans la littérature, les intervalles communément admis étant $3.5 < B < 6.1$ et $0.38 < \kappa < 0.45$ (Zanoun, Durst et Nagib, 2003). Dans le cas présent, les valeurs retenues sont $B = 5$ et $\kappa = 0.41$ (Schlichting et Gersten, 2017). En pratique, les mesures sont comparées au profil logarithmique pré-multiplié par u_τ/U_∞ (Wei, Schmidt et McMurtry, 2005)

$$\frac{U(Y)}{U_\infty} = \frac{u_\tau}{\kappa U_\infty} ln\left(\frac{Y U_\infty}{\nu}\right) + \frac{u_\tau}{\kappa U_\infty} ln\left(\frac{u_\tau}{U_\infty}\right) + B\frac{u_\tau}{U_\infty} \tag{3.2}$$

La valeur de u_τ retenue est celle permettant le meilleur chevauchement avec les données expérimentales. Les résultats obtenus sont présentés dans le Tableau 3.1 et suivent une tendance croissante à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Les valeurs estimées sont relativement proches de celles obtenues par Stella (2017) dans un configuration expérimentale et pour des valeurs de Re_h semblables. Cependant, les valeurs de Re_θ sont dans le cas présent globalement inférieures. Afin de comparer ces résultats à une couche limite canonique de plaque plane, l'évolution du coefficient de frottement $c_f = 2(u_\tau/U_\infty)^2$ est tracée en fonction de Re_θ sur la Figure 3.4. Également représentés sont les données expérimentales de Stella (2017), les données numériques (DNS) de Schlatter et Örlü (2010) et Sillero, Jiménez et Moser (2014) pour un écoulement de plaque plane sans gradient de pression, ainsi que la loi empirique $c_f = 0.024 Re_\theta^{-1/4}$ déterminée par Smits, Matheson et Joubert (1983). Il est à noter que les mesures de Stella (2017) ont également été réalisées dans le cas d'une transition déclenchée, mais acquises plus en amont de la rampe (en $X/h = -9$) et donc avec de faibles effets du gradient de pression. Hyun Shin et Jin Song (2014) indiquent cependant que l'effet d'un gradient de pression favorable sur c_f est négligeable. Les valeurs des deux études expérimentales sont relativement éloignées des résultats numériques et empiriques, notamment aux plus faibles nombres de Reynolds pour lesquels un écart supérieur à 5% est observé. Comme il pourrait être attendu, cet écart se réduit dans le cas présent à mesure que Re_θ augmente, la transition vers la turbulence ayant lieu plus en amont à plus haut Reynolds. Le jeu de données est cependant trop réduit pour déterminer si, pour $Re_\theta > 5000$, les valeurs de c_f continueraient de suivre la tendance des données numériques et empiriques.

Tableau 3.1 – Caractéristiques de la couche limite à la position $X/h = -2.5$ pour différents nombres de Reynolds.

U_∞ (m/s)	Re_h	Re_θ	δ/h	H	u_τ (m/s)
20 ± 0.29	4×10^4	2996 ± 140	0.71 ± 0.01	1.39 ± 0.076	0.79
25 ± 0.29	5×10^4	3336 ± 170	0.77 ± 0.01	1.37 ± 0.084	0.98
30 ± 0.29	6×10^4	3878 ± 200	0.81 ± 0.01	1.34 ± 0.086	1.16
35 ± 0.29	7×10^4	4794 ± 240	0.91 ± 0.01	1.32 ± 0.08	1.36

Les profils de vitesse moyenne et de fluctuations de vitesse exprimés en unités de paroi sont tracés sur la Figure 3.5, avec $Y^+ = Y u_\tau/\nu$, $U^+ = U/u_\tau$ et $\sigma_U^+ = \sigma_U/u_\tau$. Les données DNS de Schlatter et Örlü (2010) sont également tracées, ainsi que la loi logarithmique (voir Équation 3.1). Les profils de vitesse moyenne sont relativement proches des résultats numériques pour $Y^+ > 100$. En dessous de cette valeur, l'écart entre mesures et simulation est de plus en plus important à mesure que Re_h diminue. Seul les résultats pour $Re_h = 7 \times 10^4$ semblent coïncider

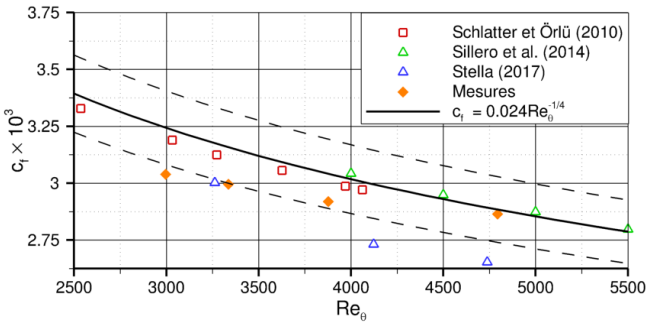
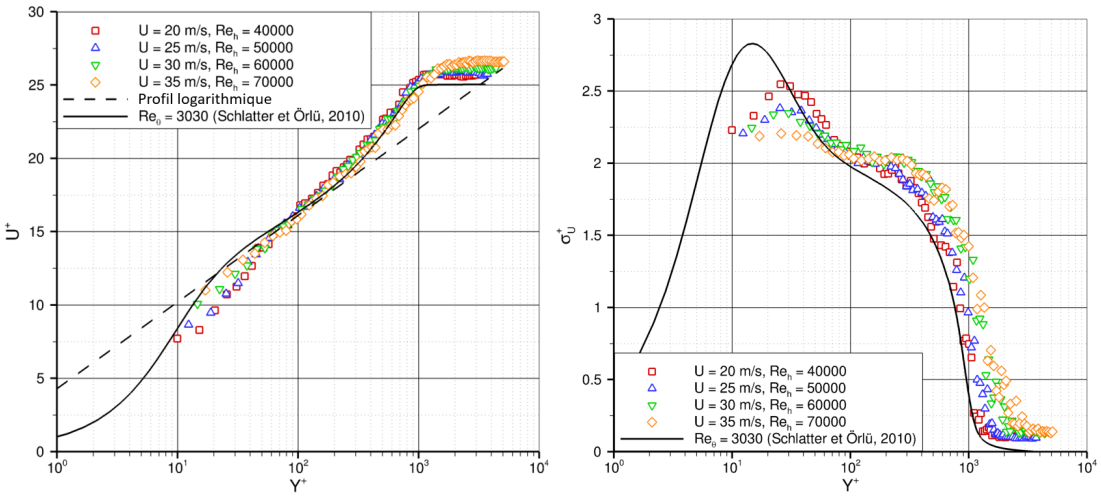


FIGURE 3.4 – Valeurs du coefficient de frottement c_f en fonction de Re_θ pour la présente étude, comparées aux données numériques de SCHLATTER et ÖRLÜ (2010) et SILLERO, JIMÉNEZ et MOSER (2014) et expérimentales de STELLA (2017). Les tirets représentent l'intervalle de ± 5% autour des valeurs prédites par l'expression analytique tracée en trait plein.

avec les données numérique ainsi que la loi logarithmique. Les profils de fluctuations de vitesse montrent globalement une intensité turbulente plus importante que les résultats numériques pour une position Y^+ donnée. Cependant, la valeur maximale est entre 11 et 20 % plus faible que la simulation DNS, la position du maximum étant également plus éloignée de la paroi, à $Y^+ \approx 30$ pour tous les profils mesurés. Selon STELLA (2017) ces deux disparités peuvent être causées par différents facteurs : effets de blocage proche de la paroi dûs à la présence de la sonde fil chaud, gradient de pression ou intégration spatiale le long du fil chaud.



(a) (b)

FIGURE 3.5 – Profils de vitesse (a) et de fluctuations de vitesse (b) en unités de paroi, mesurés à la position $X/h = -2.5$ pour différents nombres de Reynolds.

Il est également intéressant d'analyser le processus de développement de la couche limite, qui est ici étudié pour une vitesse d'écoulement libre de 20 m/s ($Re_h = 4 \times 10^4$). En effet, même s'il a été montré précédemment que dans ces conditions la couche limite ne possède pas un caractère canonique, c'est à cette vitesse d'écoulement qu'ont été menés les essais de contrôle

(les justifications sont données à la Section 4.1.1). Le Tableau 3.2 récapitule les caractéristiques de la couche limite aux différentes positions longitudinales. La première observation notable est la variation relativement faible de Re_θ aux positions $X/h \leq -2.5$, de même que pour δ/h. Directement en amont du décollement, à $X/h = 0$, l'influence du gradient de pression favorable est très marquée ; il provoque l'accélération et l'aplatissement de la couche limite, résultant en une valeur significativement plus importante de u_τ et significativement plus faible de Re_θ.

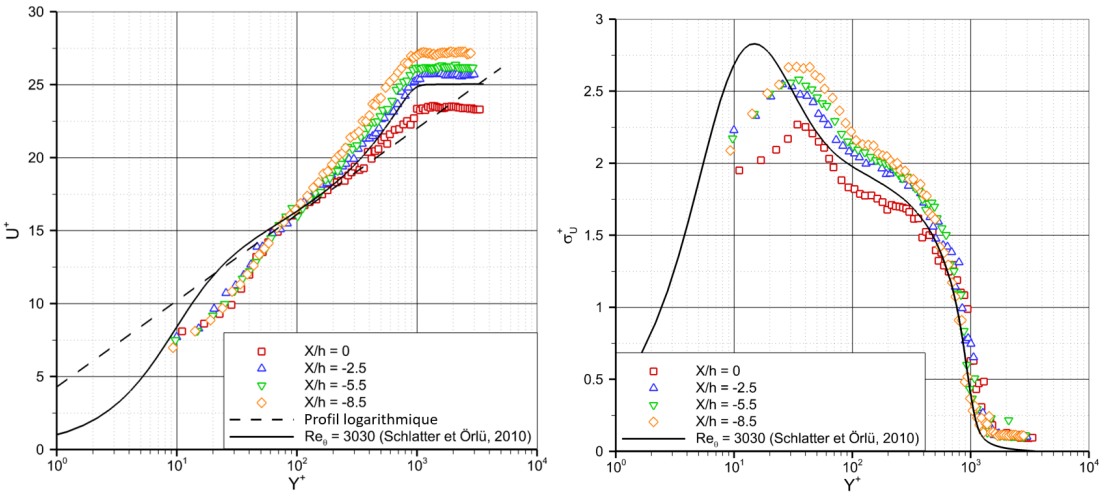
Tableau 3.2 – Caractéristiques de la couche limite à différentes positions en amont du décollement pour $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

X/h	Re_θ	δ/h	H	u_τ (m/s)
−8.5	2983 ± 140	0.67 ± 0.01	1.44 ± 0.078	0.74
−5.5	2999 ± 140	0.67 ± 0.01	1.41 ± 0.076	0.77
−2.5	2996 ± 140	0.71 ± 0.01	1.39 ± 0.076	0.79
0	2495 ± 140	0.67 ± 0.01	1.33 ± 0.088	0.88

Les profils de vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse sont présentés sur la Figure 3.6. Les profils de vitesses diffèrent nettement de ceux attendus, à l'exception de la position $X/h = -2.5$ déjà discutée précédemment. Les profils de vitesse tendent néanmoins à s'approcher de la solution numérique à mesure que la couche limite se développe vers l'aval, mais la faible distance disponible entre les positions de transition et du décollement lui font conserver un état intermédiaire. A la position $X/h = 0$, le profil de vitesse coïncide avec la loi logarithmique sur une grande partie de l'épaisseur de la couche limite sous l'effet de son accélération causée par le gradient de pression (Bourassa et Thomas, 2009). Le profil à cette position est semblable aux mesures de Kourta, Thacker et Joussot (2015) pour une couche limite en cours de transition ($Re_\theta = 1344$). Les profils de fluctuation de vitesse sont en accord avec la simulation DNS uniquement sur la partie supérieure de la couche limite ($Y^+ > 500$). Comme noté précédemment, les niveaux d'intensité turbulente sont plus élevés aux positions $X/h \leq -2.5$. En revanche, celle-ci diminue à proximité de la rampe, du fait encore une fois de l'accélération de la couche limite (Bourassa et Thomas, 2009).

3.1.3 Propriétés du bulbe décollé

Les champs PIV de l'écoulement non contrôlé sont étudiés pour une vitesse d'écoulement libre de 20 m/s ($Re_h = 4 \times 10^4$). Le champ de vitesse longitudinale moyenne est présenté sur la Figure 3.7, ainsi que les distributions des coefficients de pression et de fluctuations de pression, C_p et $C_{p'}$, dans la région de recirculation. Le contour $U = 0$ est également tracé sur le champ de vitesse, et constitue l'interface de la région de recirculation (*Recirculation Region Interface*, *RRI*) délimitant l'écoulement de retour. La position du point de recollement est estimée comme le point le plus en aval de cette ligne, et est utilisée pour estimer la longueur L_{sep} du bulbe décollé. Les réflexions de la nappe laser entraînent un manque d'information à proximité de la paroi, ce qui génère un biais sur la mesure de L_{sep}. Cependant, dans la mesure où ce biais est systématique, la méthode de détermination devrait être suffisante pour estimer la variation de longueur du bulbe entre les configurations contrôlées et l'écoulement de référence. La longueur du bulbe non contrôlé pour $U_\infty = 20\ m/s$ est $L_{sep} = 4.86h$, ce qui est très proches de la valeur mesurée par Stella (2017) pour un nombre de Reynolds égal mais un rapport d'expansion légèrement inférieur ($ER = 1.05$ contre 1.12 pour la présente étude). Le tracé de $C_{p'}$ montre que le maximum est atteint à une position légèrement en aval du recollement, en $X/h \approx 4.75$, ce qui est conforme aux observations de Hudy, Naguib et Humphreys (2003) et Lee et Sung (2001) mais pourrait



(a) (b)

FIGURE 3.6 – Profils de vitesse (a) et de fluctuations de vitesse (b) en unités de paroi à différentes positions en amont du décollement pour $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

également être dû à la faible résolution spatiale des prises de pression.

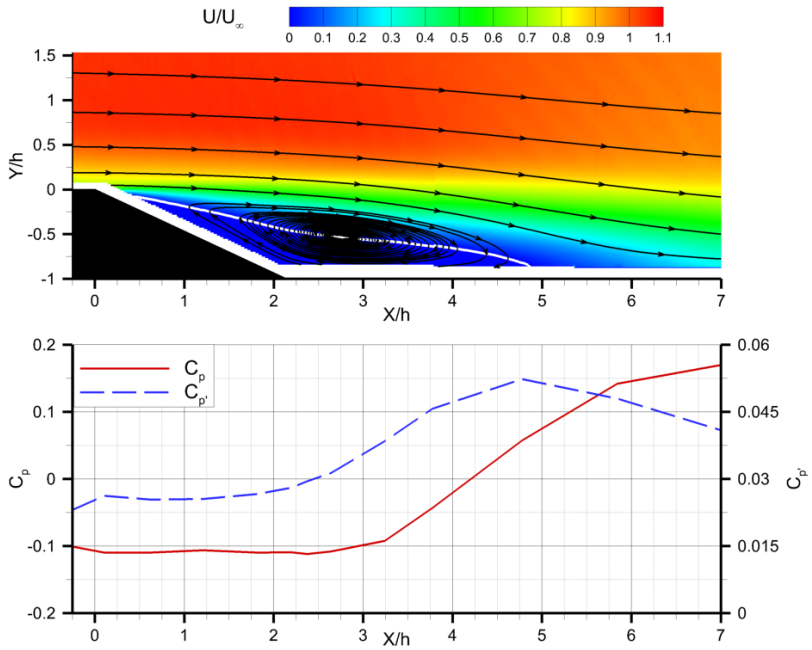


FIGURE 3.7 – Champ de vitesse longitudinale U et coefficient de pression C_p et de fluctuations de pression $C_{p'}$ pour l'écoulement non contrôlé ; $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$. La ligne blanche correspond à l'iso-ligne $U = 0$.

L'évolution de la longueur de décollement en fonction des caractéristiques de la couche limite amont à différents nombres de Reynolds sont présentées dans le Tableau 3.3. La couche limite de référence est prise en $X/h = -2.5$, position la plus proche du point de décollement où elle possède les caractéristiques s'approchant le plus d'une couche limite turbulente canonique. La valeur de L_{sep} diminue légèrement alors que δ augmente, ce qui est semblable aux observations de Stella (2017), mais l'inverse de celles de Chovet (2018) où L_{sep} et δ évoluent dans le même sens. Cependant les variations des différentes grandeurs considérées dans la présente étude sont relativement faibles pour pouvoir conclure sur une véritable tendance. Ces observations mises à part, la longueur du bulbe diminue pour des valeurs plus importantes de Re_h et Re_θ, ce qui concorde avec ces deux études et plus généralement avec le reste de la littérature.

Tableau 3.3 – Grandeurs caractéristiques du décollement et de la couche limite en $X/h = -2.5$ pour différents nombres de Reynolds.

U_∞ (m/s)	Re_h	Re_θ	δ/h	L_{sep}/h
20 ± 0.29	4×10^4	2996 ± 140	0.70 ± 0.01	4.86 ± 0.03
25 ± 0.29	5×10^4	3336 ± 170	0.77 ± 0.01	4.78 ± 0.03
30 ± 0.29	6×10^4	3878 ± 200	0.80 ± 0.01	4.65 ± 0.03

La Figure 3.8 présente le champ de vorticité normalisée $\omega_Z h/U_\infty$. Malgré le manque d'information à proximité de la paroi, le maximum de vorticité semble être concentré au niveau de l'arête supérieur de la rampe, indiquant que la position moyenne du décollement est fixée par la géométrie. Le décollement de la couche limite entraîne la formation d'une couche de mélange caractérisée par une nappe de vorticité négative. Cette dernière décroit à mesure que la couche de mélange s'épaissit en aval du point de décollement. La vorticité est majoritairement nulle sous l'iso-ligne $U = 0$, ce qui confirme que ce contour constitue une bonne approximation de l'interface inférieure de la couche de mélange (Stella, 2017).

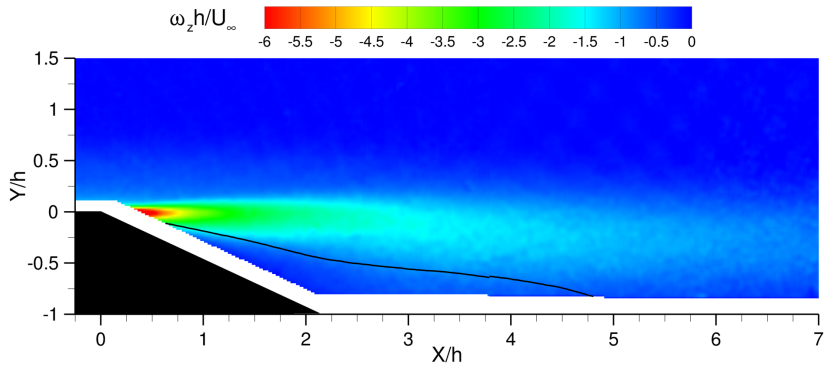


Figure 3.8 – Champ de vorticité pour l'écoulement non contrôlé ; $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

Le champ d'énergie cinétique turbulente $k = 1/2(\langle u' \rangle^2 + \langle v' \rangle^2)$ est montré sur la Figure 3.9. Celle-ci est maximale dans une région centrée sur le position moyenne du recollement, les fluctuations de vitesse les plus importantes coïncidant spatialement avec les zones de lâché tourbillonnaire et de battement de la couche de mélange (voir Section 3.2.1 ci-après). Les valeurs et la répartition spatiale de k sont en très bon accord avec les résultats précédents pour des décollements turbulents de rampe ou de marche (Debien et al., 2014 ; Stella, 2017).

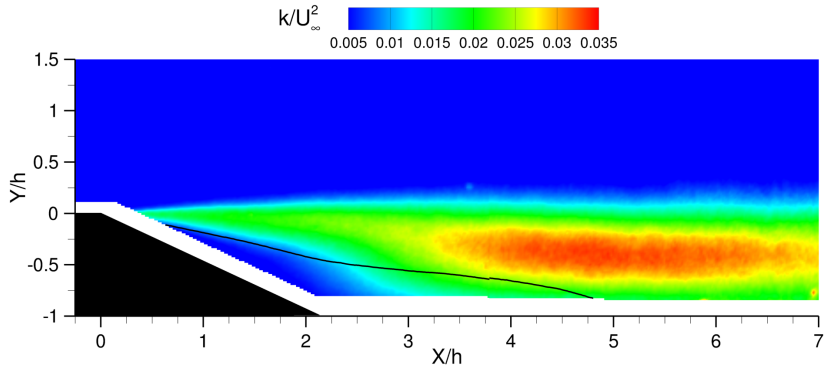


FIGURE 3.9 – Champ d'énergie cinétique turbulente pour l'écoulement non contrôlé ; $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

Le champ des contraintes de cisaillement $-\langle u'v' \rangle / U_\infty^2$ est présenté sur la Figure 3.10. La répartition spatiale est analogue à celle de l'énergie cinétique turbulente, les contraintes turbulentes étant majoritairement concentrées au sein de la couche de mélange et maximales autour de la position de recollement. Afin d'approfondir l'analyse des grandeurs turbulente, sur la Figure 3.11 sont représentées les évolutions longitudinales des valeurs maximales des contraintes de Reynolds $\langle u' \rangle^2 / U_\infty^2$, $\langle v' \rangle^2 / U_\infty^2$ et $-\langle u'v' \rangle / U_\infty^2$. Les variations de ces trois grandeurs suivent la même tendance que celle observée par NADGE et GOVARDHAN (2014) pour un décollement de marche aux nombres de Reynolds comparables. Les valeurs maximales sont cependant atteintes légèrement plus proche de la position de recollement dans le cas présent, ce qui rejoint la compilation de résultats de EATON et JOHNSTON (1981).

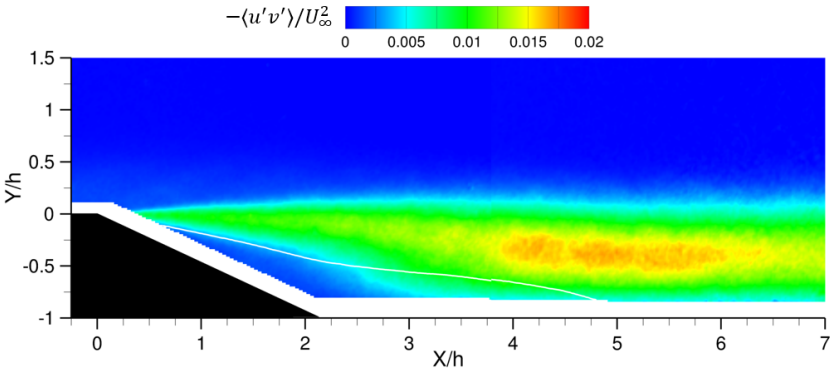


FIGURE 3.10 – Champ de contraintes de cisaillement pour l'écoulement non contrôlé ; $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

3.1.4 Développement de la couche de mélange

Afin d'analyser le développement longitudinal de la couche de mélange, les épaisseurs de vorticité δ_ω et de quantité de mouvement θ_{CM} sont calculées à chaque position X en aval du point de décollement. Ces deux grandeurs ont pour définitions respectives (DANDOIS, GARNIER et SAGAUT, 2007) :

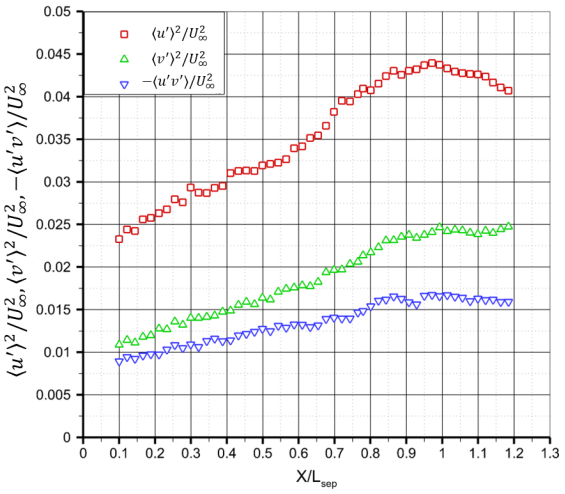


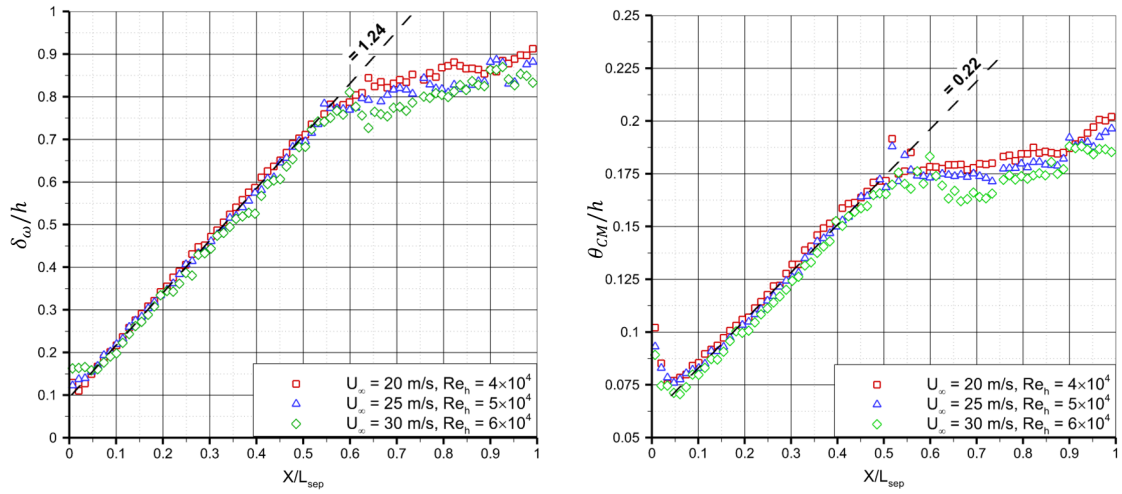
FIGURE 3.11 – Variations longitudinales des valeurs maximales des contraintes de cisaillement et intensités turbulentes dans l'écoulement non contrôlé ; $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

$$\delta_\omega(X) = \frac{U_{max}(X) - U_{min}(X)}{\partial U(X,Y)/\partial Y} \tag{3.3}$$

$$\theta_{CM}(X) = \int_{Y_{min}}^{Y_{max}} \frac{U(X,Y) - U_{min}(X)}{U_{max}(X) - U_{min}(X)} \left(1 - \frac{U(X,Y) - U_{min}(X)}{U_{max}(X) - U_{min}(X)}\right) dY \tag{3.4}$$

Les valeurs de δ_ω et θ_{CM} sont tracées sur la Figure 3.12 en fonction de la position longitudinale pour différents nombre de Reynolds Re_h. Dans les deux cas les épaisseurs suivent une croissance linéaire sur la moitié de la longueur du bulbe (DANDOIS, GARNIER et SAGAUT, 2007 ; TROUTT, SCHEELKE et NORMAN, 1984), avec une très bonne similitude aux différentes valeurs de Re_h. Le taux de croissance de δ_ω est dans le cas présent est de 1.24, ce qui est plus élevé que la valeur proche de 1 déterminée par STELLA (2017). En revanche, le taux de croissance de θ_{CM} est de 0.22, en très bon accord avec les résultats de ce dernier (STELLA, 2017), où le taux de croissance mesuré est d'environ 0.23.

Les profils de vitesse moyenne et de grandeurs turbulentes au sein de la couche de mélange peuvent être analysés en utilisant la coordonnée de similitude η. Celle-ci est définie par $\eta = (Y - Y_c)/\delta_\omega$, Y_c étant la position verticale où le gradient de vitesse $\partial U(X,Y)/\partial Y$ est maximal. Le différentiel de vitesse ΔU aux extrémités de la couche limite est défini par $\Delta U = U_\infty - U_{min}$. Les profils de vitesse $(U - U_{min})/\Delta U$ pour différentes positions longitudinales sont tracés sur la Figure 3.13, en plus du profil théorique pour une couche de mélange plane, $(U - U_{min})/\Delta U = (1/2)[1 + erf(\eta)]$ (BELL et MEHTA, 1990). Une très bonne similitude peut être observée entre tous les profils, notamment pour $-0.5 < \eta < 0.5$. Ceux-ci s'écartent de la tendance attendue pour une couche de mélange plane, ce qui est prévisible du fait de la présence de l'écoulement de retour. Les profils des contraintes de Reynolds sont présentés sur la Figure 3.14. Les répartitions spatiales des valeurs sont similaires, mais les amplitudes des courbes ne sont pas en état de similitude, contrairement aux résultats numériques de DANDOIS, GARNIER et SAGAUT (2007). Les mesures sont cependant en très bon accord avec celles de JOVIC (1996), effectuées sur un décollement de marche à nombre de Reynolds et rapport d'expansion équivalents, ainsi que les résultats de DEBIEN et al. (2016) pour une géométrie de rampe et des paramètres ER, Re_θ



(a) (b)

FIGURE 3.12 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité δ_ω (a) et de l'épaisseur de quantité de mouvement θ_{CM} (b) de la couche de mélange à différents nombres de Reynolds.

comparables. Conformément au champ présenté dans la Figure 3.10, les contraintes de Reynolds augmentent avec la position longitudinale, les valeurs les plus élevées étant atteintes à proximité du point de recollement. Les profils présentent tous un maximum, initialement situé au centre de la couche de mélange ($\eta = 0$). La position de ce maximum se déplace progressivement vers le côté de vitesse minimale ($\eta < 0$), ce qui correspond à l'inflexion de la couche de mélange vers la paroi.

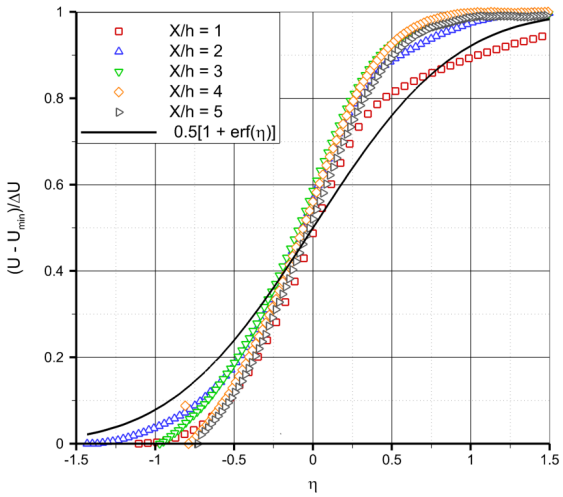
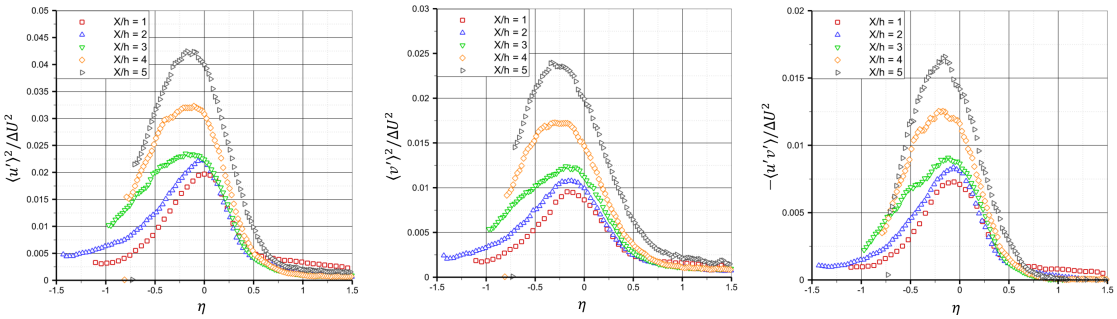


FIGURE 3.13 – Profils de vitesse moyenne au sein de la couche de mélange à différentes positions longitudinales, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.14 – Profils des contraintes de Reynolds $\langle u' \rangle^2$ (a), $\langle v' \rangle^2$ (b) et $-\langle u'v' \rangle$ (c) au sein de la couche de mélange à différentes positions longitudinales, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

3.1.5 Bilan de masse appliqué au bulbe décollé

La structure d'un écoulement décollé est particulièrement sensible à l'entrainement (le transfert) des quantités physiques au travers de la couche de mélange. En particulier, l'entrainement de masse influence directement les dimensions de la zone décollée (CHAPMAN, KUEHN et LARSON, 1958), la longueur du bulbe diminuant lorsque celui-ci augmente (SIGURDSON, 1995). STELLA (2017) a appliqué un bilan de masse à la couche de mélange, en considérant un volume de fluide délimité longitudinalement par les positions moyennes de décollement et de recollement, représenté sur la Figure 3.15. L'interface de la région de recirculation (*RRI*) est employée comme limite inférieure de ce volume. Comme indiqué précédemment, l'iso-ligne $U = 0$ constitue une bonne approximation de cette interface. Enfin, la frontière supérieure du volume est représentée par l'Interface Turbulent - Non Turbulent (*Turbulent - Non Turbulent Interface*, *TNTI*). Il est donc nécessaire de déterminer celle-ci au préalable afin d'appliquer le bilan de masse au volume de contrôle.

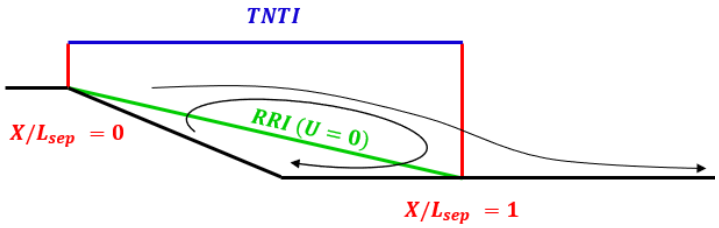


FIGURE 3.15 – Schématisation du volume de contrôle dans la couche de mélange et de ses frontières, d'après STELLA (2017).

Plusieurs méthodes existent pour détecter la TNTI, cependant STELLA (2017) a proposé un procédé relativement simple et direct. Celui-ci s'appuie sur l'identification des zones de quantité de mouvement uniforme (*Uniform Momentum Zones*, *UMZ*), qui représentent des régions de l'écoulement dans lesquelles les fluctuations turbulentes sont faibles (MEINHART et ADRIAN, 1995). Les travaux de ADRIAN, MEINHART et TOMKINS (2000) et KWON et al. (2014) montrent l'existence de telles zones pour des écoulements de canal, et que les interfaces les délimitant s'approchent de manière très satisfaisante de la TNTI. En appliquant les mêmes méthodes, STELLA (2017) démontre que, dans le cas d'un décollement de marche, l'écoulement libre et la zone de

recirculation constituent des UMZ, et que l'interface entre l'UMZ représentant l'écoulement libre et la couche de mélange peut être assimilée à la TNTI.

Les interfaces des UMZ sont identifiées à partir des histogrammes de la densité de probabilité P_U de la vitesse longitudinale, issus des champs PIV, dont un exemple est donné sur la Figure 3.16 pour l'écoulement non contrôlé. Les UMZ apparaissent comme des pics, dont la vitesse correspondant au maximum est appelée vitesse modale. Dans le cas présent, le pic clairement définit pour $U/U_\infty = 1$ correspond à l'écoulement libre, celui plus faible réparti autour de $U/U_\infty = 0$ correspond à l'écoulement de retour. Dans les études d'écoulements de canal (Adrian, Meinhart et Tomkins, 2000 ; Kwon et al., 2014) ces pics sont clairement séparés par des minimas de P_U. Les vitesses correspondant à ces minimas sont appelées vitesses limites. Les interfaces des UMZ correspondent physiquement aux iso-lignes des vitesses limites. Dans le cas d'un écoulement décollé, les délimitations entre les différentes zones de l'histogramme sont plus ambigus (voir la Figure 3.16), et le critère du minimum de P_U ne suffit pas à identifier les vitesses limites. Stella (2017) propose comme critère $d^2P_U/dU^2 = 0$. Pour la présente étude le critère $max(d^2P_U/dU^2)$ a montré de meilleurs résultats pour déterminer la vitesse associée à la TNTI. Celui-ci correspond en effet à la variation positive maximale du taux de croissance de l'histogramme, et constitue donc une bonne approximation de la position du pied du pic associé l'écoulement libre. Dans la pratique, ce critère est appliqué à chaque champ PIV instantané afin de déduire chaque vitesse limite associée. La vitesse limite correspondant au champ PIV moyen est la moyenne des vitesses limites calculées sur l'ensemble des champs instantanés. La *TNTI* est ensuite déduite comme étant la ligne à iso-vitesse de cette vitesse limite moyenne.

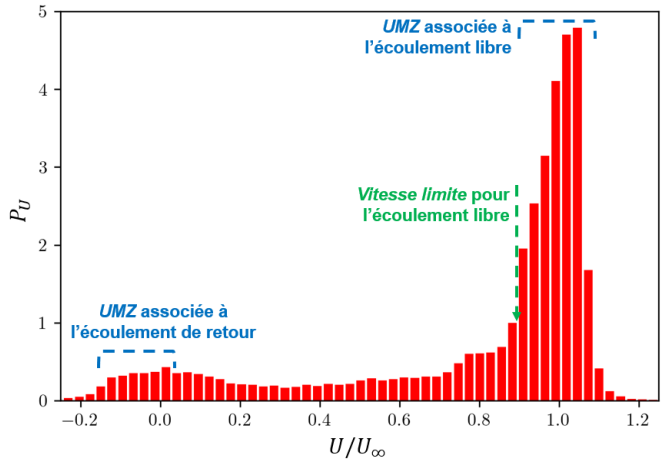


Figure 3.16 – Exemple d'histogramme de la densité de probabilité de la vitesse longitudinale d'un champ PIV instantané , $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

Pour l'écoulement non contrôlé, la vitesse limite déterminée vaut $0.9U_\infty$, ce qui est inférieur à la valeur $0.965U_\infty$ calculée par Stella (2017). La TNTI est représentée sur la Figure 3.17, superposée au champs d'énergie cinétique turbulente. Cette visualisation permet, malgré cette différence entre les deux valeurs, de valider la position de l'interface déterminée, dans la mesure où celle-ci doit être imperméable aux fluctuations turbulentes. Il est ici clair qu'elle marque la séparation entre l'écoulement libre où $k = 0$ (en négligeant le bruit PIV), et la couche de mélange.

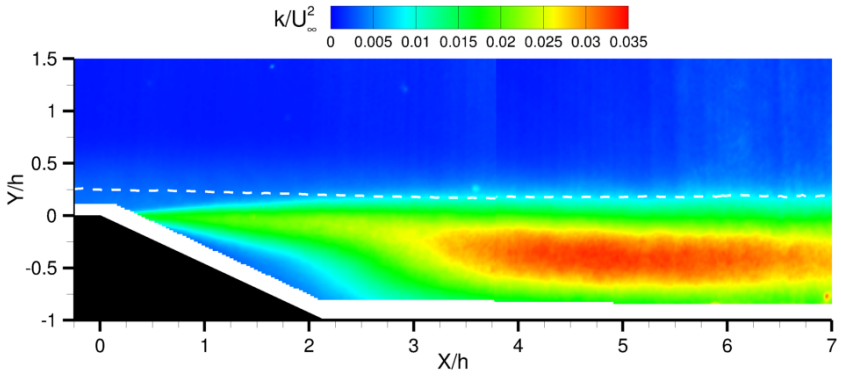


FIGURE 3.17 – Champs d'énergie cinétique turbulente normalisée, la ligne pointillée blanche correspond à l'interface associée à la TNTI, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

Le flux de masse $\dot{m}_i$ au travers de la frontière i par unité d'envergure est calculé de la manière suivante :

$$\dot{m}_i = -\rho \int_{L_i} [U(l)sin(\phi(l)) + V(l)cos(\phi(l))]dl \tag{3.5}$$

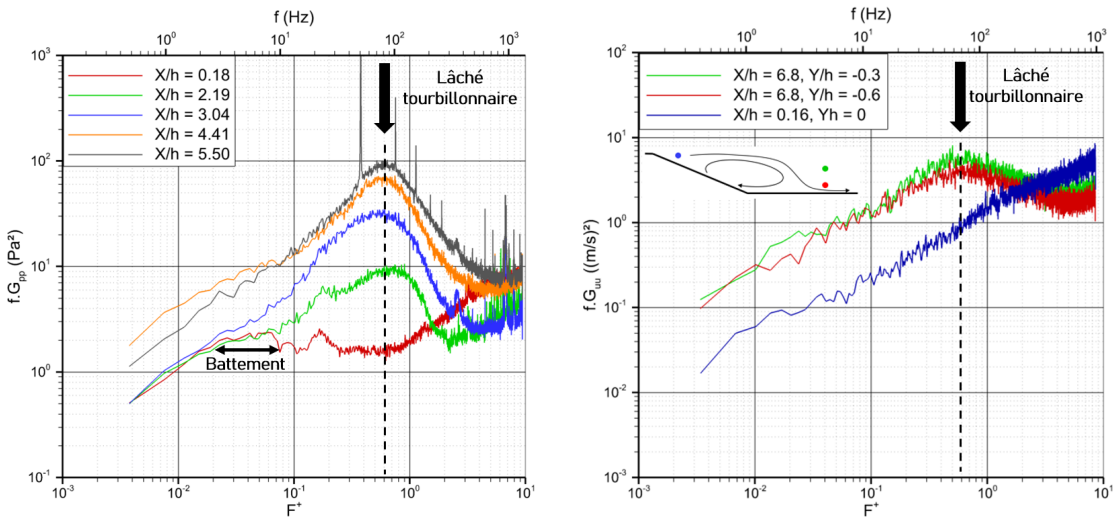
où l est l'abscisse curviligne le long de l'interface de longueur L_i. ϕ est l'angle entre l'axe vertical $\vec{Y}$ et la normale sortante à l'interface $\vec{n}(l) = \nabla U/|\nabla U|$. $\dot{m}_{IN}$, $\dot{m}_{OUT}$, $\dot{m}_{TNTI}$ et $\dot{m}_{RRI}$ représentent respectivement les débit massiques au travers des interfaces verticales en $X/L_{sep} = 0$, $X/L_{sep} = 1$, de la TNTI et de la RRI. Dans la mesure où le bulbe est une région de l'écoulement stationnaire en moyenne, $\dot{m}_{RRI} = 0$. Les autres grandeurs restent à être déterminées à partir des champs PIV. Au travers de la TNTI, la valeur déterminée pour $U_\infty = 20\ m/s$ et $Re_h = 4 \times 10^4$ est $\dot{m}_{TNTI}/\rho U_\infty h = 0.19$, ce qui est relativement proche de la valeur 0.14 mesurée par STELLA (2017). En revanche, flux de masse aux interfaces verticales présentent des écarts plus importants ; pour la présente étude $\dot{m}_{IN}/\rho U_\infty h = 0.14$, $\dot{m}_{OUT}/\rho U_\infty h = -0.44$, contre 0.43 et −0.56 respectivement pour les résultats de STELLA (2017). Ces différences importantes sont dues au manque d'information à la paroi du fait des réflexions laser, les flux de masse entrant et sortant dans le domaine étant ainsi sous-évalués. Par conséquent, seule la valeur de $\dot{m}_{TNTI}$ et son évolution avec les différents paramètres du contrôle seront discutées dans la suite de ce travail.

3.2 Mécanismes instationnaires du décollement

3.2.1 Analyse spectrale et corrélations croisées

Les spectres pré-multipliés des fluctuations de pression obtenus pour chaque capteur sont montrés sur la Figure 3.18a. Les densités spectrales de puissance, $G_{pp}(f)$, ont été calculées en utilisant la méthode de Welch, chaque segment ayant une longueur de 5000 points, un fenêtrage rectangulaire et une superposition de 50 %. La fréquence est ici adimensionnée un utilisant le nombre de Strouhal F^+. Les spectres de pression acquis à proximité du point de recollement ($X/h = 4.41$ et 5.5) montrent une bosse distincte localisée autour de $F^+ = 0.6$. Elle coïncide avec la fréquence de lâché tourbillonnaire, bien identifiée pour une large gamme d'écoulement massivement décollés (DANDOIS, GARNIER et SAGAUT, 2007 ; DRIVER, SEEGMILLER et MARVIN, 1987 ; EATON et JOHNSTON, 1980). Le spectre à la position $X/h = 5.50$ est également marqué par de

nombreux pics de grande amplitude, absents aux autres positions. Ceux-ci sont caractéristiques de bruit acoustique et probablement le résultats d'effets d'installation. Les spectres obtenus en $X/h = 2.19$ et 3.04 montrent également une activité se produisant sur une gamme de fréquences plus large autour de $F^+ = 0.6$, possédant une plus faible amplitude. L'activité croissante avec la position longitudinale à cette fréquence pourrait correspondre à la croissance progressive des structures produites dans la couche de mélange à mesure qu'elles sont convectées vers l'aval et se séparent finalement du bulbe décollé. Le spectre à la position $X/h = 0.18$ présente, lui, une activité à une amplitude beaucoup plus faible et sur une bande de fréquences plus large, $0.02 < F^+ < 0.06$ ainsi qu'une bosse centrée autour de $F^+ \approx 0.15$. Ces gammes fréquentielles basses correspondent aux valeurs identifiée pour le phénomène de battement de la couche de mélange (Hu, Wang et Fu, 2016 ; Simpson, 1996). Des spectres supplémentaires des fluctuations de vitesse ont été mesurés au sein de la couche de mélange proche de la position de décollement ($X/h = 0.16, Y/h = 0$) et en aval du point de recollement ($X/h = 6.8, Y/h = -0.3$ et -0.6) par fil chaud simple. Il sont tracés sur la Figure 3.18b. La signature du lâché tourbillonnaire y est également visible sur les deux spectres mesurés en aval du bulbe. Les mesures effectuées à proximité de l'arête supérieure de la rampe avaient pour but d'identifier la fréquence associée à instabilité de Kelvin-Helmholtz. Cependant, le spectre correspondant ne présente aucune fréquence pouvant être caractéristique de ce phénomène (voir la Section 1.3.2 pour la valeur rapportées dans la littérature).



(a) (b)

Figure 3.18 – Spectres pré-multipliés des fluctuations de pression (a) et de vitesse (b) à différentes positions au sein et en aval du bulbe décollé, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

L'analyse des corrélations croisées entre les différents capteurs de pression est présentée sur la Figure 3.19. Le capteur situé à la position $X/h = 4.41$ est pris comme capteur de référence, et le coefficient de corrélation $R_{X,X/h=4.41}$ entre la mesure de cette référence et celle à la position X est tracé en fonction du décalage temporel τ appliqué au signal mesuré en X. Les valeurs obtenues pour les positions $X/h = 0.19$ et $X/h = 2.19$ montrent une corrélation maximale (mais relativement faible) pour un retard temporel nul. Le phénomène correspondant est donc capté simultanément aux position $X/h = 0.18$, 2.19 et 4.41, ce qui pourrait correspondre au mouvement global du bulbe dû au phénomène de battement de la couche de mélange. De manière similaire aux observations de Chovet et al. (2017), le coefficient de corrélation aux positions $X/h = 3.04$, 4.41 et 5.50 présentent un pic de corrélation se décalant progressivement vers les valeurs de τ croissante. Ceci traduit un mouvement convectif dans la direction aval, qui peut être attribué au déplacement des structures tourbillonnaires produites dans la couche de mélange. La vitesse de convection U_c correspondante peut être calculée à partir du graphe. Dans le cas présent $U_c \approx 0.5U_\infty$, ce qui est en très bon accord avec les résultats de précédents travaux (Dandois, Garnier et Sagaut, 2007 ; Lee et Sung, 2001).

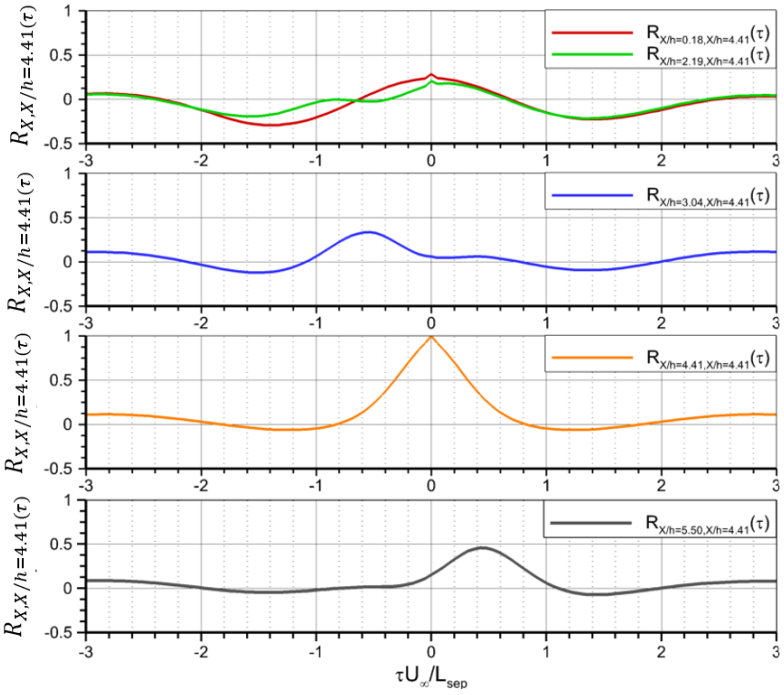


Figure 3.19 – Fonction de corrélation entre les capteurs instationnaires et le capteur à la position $X/h = 4.41$ en fonction du délai τ, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

Une analyse similaire est appliquée aux mesures réalisées à chaque prise pariétale de pression en aval du point de décollement. La cartographie résultante est présentée sur la Figure 3.20 et permet une meilleure représentation spatiale des phénomènes. La position de référence est prise à proximité du point de recollement ($X/h \approx 5.1$). Malgré la faible résolution temporelle de ces mesures ($f_{acq} = 800\ Hz$), et le filtrage inhérent aux tubes reliant les prises pariétales au scanner de pression, le mouvement convectif est clairement identifiable par la répartition en forme d'ellipse des valeurs maximales du coefficient de corrélation. Il est également remarquable que la signature des structures convectées ne soit visible qu'à partir de $X/L_{sep} > 0.5$, laissant

supposer que les structures produites dans la couche de mélange ne deviennent pleinement cohérentes qu'à partir de cette position. La trajectoire moyenne des structures est schématisée par la ligne pointillée noir, la vitesse de convection associée est $U_c \approx 0.4U_\infty$. Ce résultat est plus faible que le précédent mais reste cohérent avec la littérature (Dejoan et Leschziner, 2004).

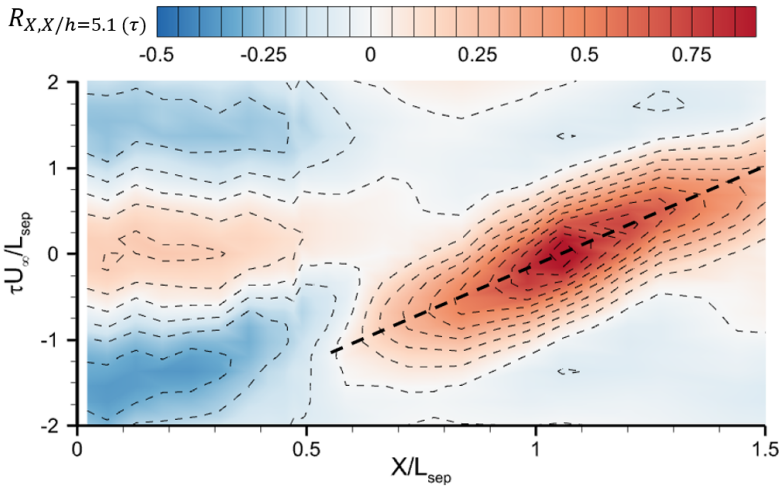


Figure 3.20 – Cartographie du coefficient de corrélation en fonction de la position longitudinale et du décalage temporel τ, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

3.2.2 Décomposition orthogonale aux valeurs propres

La décomposition aux valeurs propre de l'écoulement non contrôlé a été réalisée sur les 5000 champs PIV acquis, suivant la méthode exposée à la Section 2.3.4 du Chapitre 2. Celle-ci doit permettre d'identifier les caractéristiques spatiales des principaux mécanismes instationnaires, ainsi que leur contribution à l'énergie cinétique turbulente. Elle constitue ainsi une interprétation spatiale de l'analyse spectrale effectuée dans la section précédente. Ces caractéristiques pourront ensuite être comparées aux analyses POD de configurations contrôlées afin de déterminer les modifications dans la dynamique de l'écoulement induites par le forçage.

La contribution des vingt premiers modes de la décomposition aux valeurs propres est présentée sur la Figure 3.21. Ceux-ci concentrent au total environ 60 % de l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement. La distribution des valeurs propres est semblable à celle d'autres topologies de bulbes décollés turbulents (Le Floc'h, 2021 ; Thacker et al., 2013) : seuls les quatre premiers modes représentent une proportion supérieure à 5 % de l'énergie cinétique turbulente. Au delà de ces vingt premiers modes, les contributions à k deviennent inférieures à 1 %.

Les répartitions spatiales du premier mode pour les vitesses U et V sont présentées sur la Figure 3.22, contribuant à hauteur de 16 % à l'énergie cinétique turbulente. Celui-ci traduit une dynamique globale de la zone décollée, dans la mesure où les champs présentent une seule région où les fluctuations de vitesse sont corrélées. Ce premier mode est typique des bulbes décollés et est attribué aux expansions et contractions successives dues au battement de la couche de mélange (Mohammed-Taifour, 2017 ; Thacker et al., 2013).

Les modes 2 et 3 sont représentés sur la Figure 3.23. Ces deux modes présentent une alternance de zones de valeurs positives et négatives du mode spatial, caractéristiques d'un mouvement convectif et périodique. Dans ce cas les modes sont généralement arrangés par

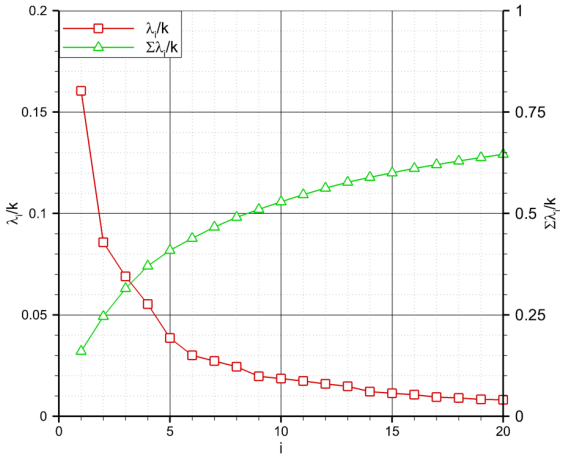
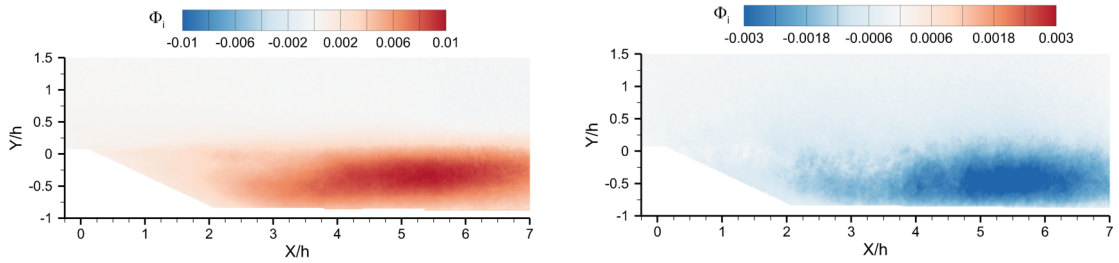


FIGURE 3.21 – Contribution nette et cumulative des 20 premiers modes POD à l'énergie cinétique turbulente, $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.



(a) (b)

FIGURE 3.22 – Premiers modes POD des vitesses longitudinale (a) et verticale (b), $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

paires, dont la comparaison permet d'observer une translation spatiale des structures. Le phénomène est visible aussi bien sur les champs relatifs à U qu'à V, les structures étant translatées d'environ un quart de période spatiale entre les deux modes, ce qui est usuellement observé pour des couches de mélange plane (CORDIER et BERGMANN, 2008).

Le mode 4, représenté sur la Figure 3.24, est intéressant du fait de la séparation spatiale des motifs. La demie-longueur d'onde d'un motif (la distance entre deux structures de signes opposés) est $l/2 \approx 2.5h$, soit $l \approx L_{sep}$. En considérant les valeurs des vitesses de convection déterminée précédemment, la fréquence du phénomène capturé par les modes 4 et 5 peut être estimée à $0.49 \lesssim f L_{sep}/U_\infty \lesssim 0.6$ (MOHAMMED-TAIFOUR, 2017). Ces valeurs sont très proches de la fréquence identifiée pour le lâché tourbillonnaire ; il est ainsi très probable que les modes 4 et 5 traduisent au moins en partie ce phénomène. Si la même analyse est réalisée avec les modes 2 et 3, la fréquence estimée est $0.4 \lesssim f L_{sep}/U_\infty \lesssim 0.5$, ce qui reste du même ordre de grandeur que la fréquence du lâché. Les fluctuations de vitesse engendrées par l'émission de grandes structures cohérentes dans la couche de mélange semblent ainsi réparties a minima au sein des modes 2 à 5.

Á mesure que l'ordre des modes augmente, leur représentation spatiale se traduit par des structures de taille plus réduite mais occupant également une région plus étendue du bulbe. La nature convective de l'écoulement reste encore particulièrement marquée aux ordres supérieurs.

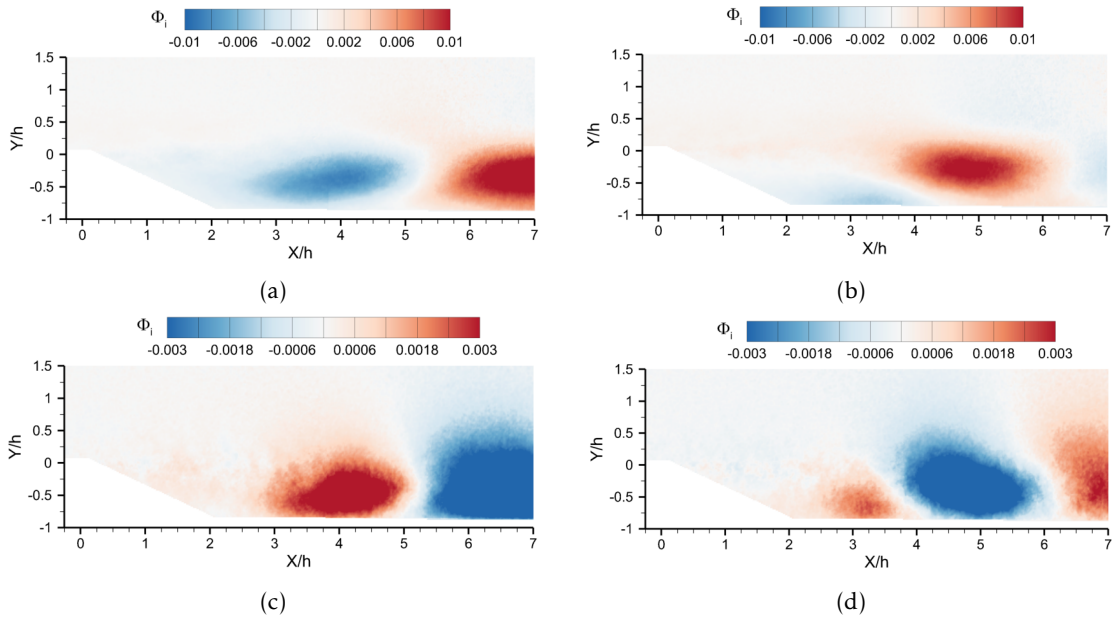


FIGURE 3.23 – Second et troisième modes POD des vitesses longitudinale (a,b) et verticale (c,d), $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

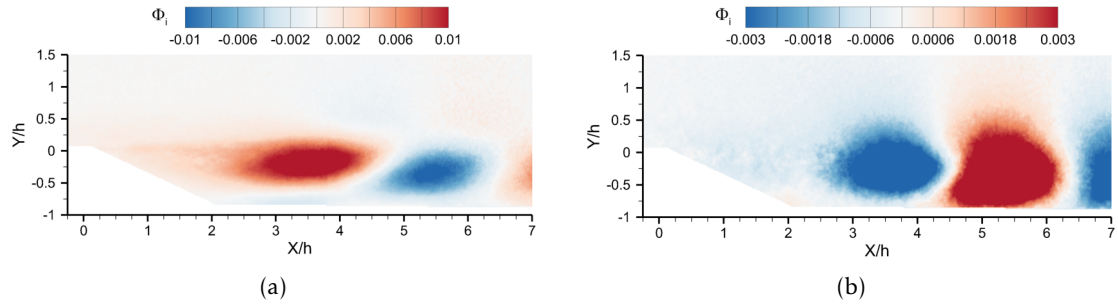
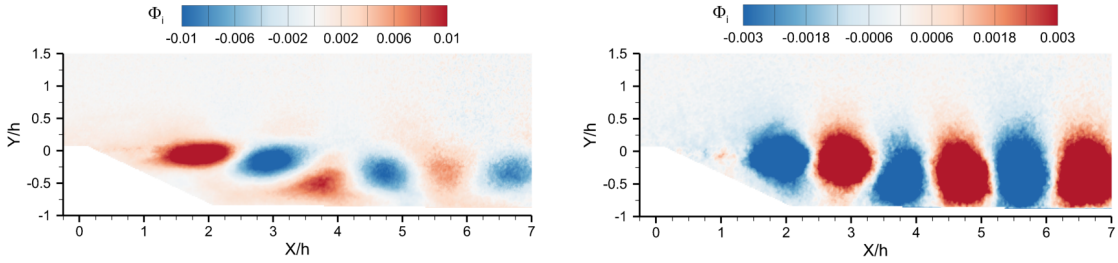


FIGURE 3.24 – Quatrième mode POD des vitesses longitudinale (a) et verticale (b), $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

Le mode 13 est présenté à titre d'exemple sur la Figure 3.25. Contrairement à ceux montrés précédemment, les motifs s'étendent plus en amont du champ, jusqu'à proximité du point de décollement. Ce type d'organisation spatiale des structures a été observé du mode 2 au mode 14. Sans prendre en compte la dynamique globale du mode 1, les phénomènes convectifs à grande échelle semblent ainsi contribuer entre 34 et 44 % à l'énergie cinétique turbulente totale.



(a) (b)

FIGURE 3.25 – Treizième mode POD des vitesses longitudinale (a) et verticale (b), $U_\infty = 20\ m/s$, $Re_h = 4 \times 10^4$.

3.3 Synthèse du chapitre

La caractérisation de l'écoulement non contrôlé de référence a été présentée dans ce chapitre. Les mesures de pression pariétale montrent une bonne similitude avec les topologies de décollements géométriques de la famille des marches descendantes. Le bulbe décollé peut être considéré majoritairement bidimensionnel sur une envergure allant de $Z/h = -2.5$ à $Z/h = 2.5$. La présence d'un gradient de pression favorable en amont de la rampe, fortement amplifié pour $-2 < X/h < 0$ a également été relevée.

L'étude du développement de la couche limite en amont du décollement a souligné des disparités avec une couche limite canonique pleinement turbulente. Ces différences sont principalement attribuées à la transition forcée, ayant pour but d'accélérer son épaississement, ainsi qu'au gradient de pression précité. En particulier, il est peu probable que la transition vers la turbulence soit achevée pour le cas $U_\infty = 20\ m/s$, qui est celui retenu pour les essais de contrôle.

Malgré ces différences, l'analyse des champs PIV moyens montre que le bulbe décollé présente une très bonne similitude avec les études de décollements turbulents disponibles dans la littérature. La couche de mélange possède notamment une très bonne similitude en termes de profils de vitesse moyenne et de taux de croissance. L'entrainement de masse au travers de l'interface turbulent-non turbulent (*TNTI*), constituant la limite supérieure de la couche de mélange, est estimée dans le cas $U_\infty = 20\ m/s$ et concorde également avec la littérature.

L'analyse instationnaire de l'écoulement a permis d'identifier clairement la fréquence attribuée au lâché tourbillonnaire, déterminée à $F^+ = 0.6$. La vitesse de convection des structures associées a été estimée entre 0.4 et 0.5 U_∞. Les autres mécanismes instationnaires propres au décollement n'ont pas pu être aussi bien caractérisés, bien qu'une activité basse fréquence pouvant correspondre au battement de la couche de mélange soit visible sur les spectres de fluctuations de pression.

Enfin, la décomposition aux valeurs propres de l'écoulement montre que les phénomènes de battement et de lâché sont prépondérants du point de vue de la contribution à l'énergie cinétique turbulente. Le battement semble uniquement représenté au travers du premier mode, responsable de 16 % de l'énergie cinétique, tandis que les fluctuations de vitesses attribuables au lâché semblent a minima réparties parmi les 13 premiers modes. Du point de vue de la POD, ces deux phénomènes pourraient être responsables d'environ 50 % de l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement.

Deuxième partie

Résultats

Chapitre 4

Caractérisation et validation de l'actionneur

Sommaire du présent chapitre

4.1 Dimensionnement et architecture du prototype **82**
4.1.1 Grandeurs et éléments dimensionnants 82
4.1.2 Architecture de l'actionneur 83
4.2 Caractérisation du prototype **85**
4.2.1 Méthodologie 85
4.2.2 Forçage continu 86
4.2.3 Régime instationnaire 88
4.3 Implémentation en soufflerie et stratégies de contrôle appliquées à l'écoulement **99**
4.3.1 Intégration en soufflerie et validation avec vent 99
4.3.2 Stratégies de contrôle 101
4.4 Synthèse du chapitre **105**

Ce chapitre traite dans sa première section des attentes, du dimensionnement et des choix technologiques nécessaires à la réalisation du système employé pour générer les perturbations nécessaires au contrôle de l'écoulement étudié au chapitre précédent. Par mesure de simplicité, celui est par la suite appelé « actionneur », bien qu'il puisse s'agir d'un terme abusif du fait de sa faible maturité technologique. La seconde section s'attache a étudier le fonctionnement d'une version prototype, visant à valider la possibilité de générer des perturbations hybrides, ainsi qu'à déterminer les limites physiques du système. Enfin, la dernière section traite de l'intégration sur la maquette de soufflerie et de l'espace paramétrique des perturbations qui seront employées pour les essais de contrôle.

4.1 Dimensionnement et architecture du prototype

Afin d'orienter les choix technologiques dans la conception de l'actionneur, il est nécessaire d'estimer les gammes d'amplitude et de fréquence les plus adaptées au contrôle de l'écoulement considéré. La détermination de leurs valeurs repose sur les caractéristiques de l'écoulement non contrôlé, présentées dans le chapitre précédent, ainsi que sur les résultats des précédentes études de contrôle par jets pulsés et synthétiques d'écoulements géométriquement similaires.

4.1.1 Grandeurs et éléments dimensionnants

Plusieurs indicateurs peuvent permettre une estimation de la vitesse maximale de soufflage et d'aspiration que doit permettre le système. Pour cette étude, il est décidé de se baser sur les paramètres présentés dans la Section 1.1.2, à savoir le rapport des vitesses VR, le coefficient de quantité de mouvement c_μ et, dans une moindre mesure, le coefficient de débit c_Q. Dans la littérature, les valeurs optimales des deux premiers paramètres sont réparties dans un large intervalle, rendant difficile la détermination a priori d'une amplitude adaptée à une géométrie d'écoulement donnée. Comme indiqué dans la Section 1.3.3, les gammes de valeurs de c_μ explorées par les différents auteurs sont souvent très variables ; la valeur de c_μ dépend de la méthode de calcul employée et la valeur optimale tend également à dépendre de la fréquence de la perturbation. c_μ n'est également pas un paramètre de similitude très pertinent pour la comparaison de deux écoulements contrôlés de dimensions différentes (Wygnanski, 2024). Le rapport des vitesses peut dans ce cas constituer une alternative, mais traduit plus difficilement les quantités physiques injectées ou prélevées de l'écoulement. Le coefficient de débit est lui relativement peu usité.

La valeur de c_μ dimensionnante a donc été choisie en prenant arbitrairement un ordre de grandeur de la moyenne des valeurs du Tableau 1.3 ($c_{\mu,moy} = 1.38$ %) : $c_\mu \approx 1.5\%$. Afin de pouvoir en déduire une vitesse de jet il est nécessaire d'en connaitre sa section S_j, une section de référence de l'écoulement S_0 et la vitesse de l'écoulement libre U_∞. Soufflage et aspiration sont effectués au travers d'une fente de section $S_j = 30 \times 0.5\ mm^2$ dont les dimensions sont justifiées à la section suivante. La surface de référence est prise comme étant le maître-couple de la rampe, $S_0 = 300 \times 30\ mm^2$, et la vitesse de l'écoulement libre est fixée à $U_\infty = 20\ m/s$ pour l'ensemble des expériences de contrôle, afin de pouvoir aisément atteindre, voir dépasser, $c_\mu = 1.5$ %. Le rapport de cycle DC intervient également dans la détermination du coefficient de quantité de mouvement ; pour une valeur de c_μ fixe, un rapport de cycle plus faible est synonyme de vitesse de jet plus élevée. Cet effet est discuté plus loin dans le chapitre. Pour déterminer l'ordre de grandeur de la vitesse maximale à atteindre en soufflage et en aspiration, la valeur $DC = 50$ % est prise en compte. L'ensemble de ces paramètres permet d'aboutir à une vitesse maximale de 80 m/s devant être atteinte par l'actionneur. Celle-ci correspond également à un rapport de vitesse maximal $VR = 4$, ce qui est globalement concordant avec les valeurs répertoriées dans le Tableau 1.3. Il est à noter que cette vitesse, conformément à la définition de c_μ donnée à la Section 1.1.2 , est supposée moyenne sur la surface de la fente. D'un point de vue expérimental il est plus aisé de mesurer le débit volumique au travers de l'orifice, qui correspond dans ce cas à 4.32 m^3/h, soit 72 Nl/min.

De manière similaire, la fréquence maximale de forçage attendue est estimée en se basant sur les fréquences optimales de la littérature, résumées dans le Tableau 1.2. Ces valeurs sont généralement très proches des fréquences naturelles du décollement pour les phénomènes de lâché tourbillonnaire et d'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Dans l'idéal, il est souhaitable de pouvoir atteindre les fréquences maximales présentées dans le tableau, $F^+ \approx 2$ et $St_\theta \approx 0.02$, soit respectivement $f \approx 275\ Hz$ et $f \approx 220\ Hz$ en considérant les caractéristiques de l'écoulement

déterminées au chapitre précédent. En pratique, il est au moins attendu de pouvoir atteindre les fréquences du lâché ($F^+ = 0.6$, voir Section 1.3.2) et de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz ($0.01 < St_\theta < 0.014$, d'après la littérature), soit $f = 80\ Hz$ et $120\ Hz < f < 160\ Hz$ respectivement. Les résultats de contrôle qui seront présentés dans le Chapitre 5 montrent que les ordres de grandeur de fréquences et d'amplitudes déterminés ici sont plutôt bien adaptés à la réduction du décollement.

D'un point de vue plus technique, le système doit pouvoir réaliser une alternance de soufflage et d'aspiration, ces deux effets devant atteindre la vitesse maximale déterminée précédemment. Leurs amplitudes doivent également pouvoir être réglées indépendamment l'une de l'autre et indépendamment des aspects fréquentiels. Il est aussi nécessaire de pouvoir ajuster la durée de la phase de soufflage indépendamment de celle de la phase d'aspiration, et inversement. L'ensemble de ces pré-requis est globalement proche des concepts de jets pulsés, dont la technologie est en majorité basée sur l'emploi d'électrovannes, qui permettent de gérer simplement et rapidement les paramètres temporels de la perturbation. Pour ces raisons, le système retenu utilise cette même technologie et peut être vu comme la mise en commun de deux actionneurs, l'un réalisant un soufflage et l'autre une aspiration pulsés. L'ensemble ne fonctionne donc pas à débit nul au sens strict, l'air soufflé n'étant pas celui prélevé de l'écoulement, mais permet de simuler une perturbation où les débits de soufflage et d'aspiration peuvent être égaux. Enfin, les deux effets doivent être réalisés au travers d'un seul et même orifice, ce qui permet de simuler le fonctionnement d'un jet synthétique mais aussi de limiter l'espace paramétrique déjà important des perturbations étudiées. L'ensemble des critères déterminés précédemment sont répertoriés dans le Tableau 4.1.

Tableau 4.1 – Récapitulatif des éléments dimensionnants de l'actionneur.

Critère	Amplitude soufflage / aspiration	Fréquence	Alternance soufflage / aspiration	Orifice de forçage
Valeurs attendues	$c_{\mu,max} = 1.5\ \%$ $VR = 4$ $Q = 72\ Nl/min$	$0 \leq f \leq 160\ Hz$ $0 \leq F^+ \leq 1.2$	Chaque phase pilotable indépendamment en temps et en amplitude	$S_j = 30 \times 0.5\ mm^2$ Commun pour soufflage et aspiration

4.1.2 Architecture de l'actionneur

Soufflage et aspiration s'effectuent au travers d'une fente rectangulaire de dimensions $30 \times 0.5\ mm^2$. Ces dimensions permettent d'atteindre les vitesses de soufflage et d'aspiration déterminées à la section précédente pour les conditions génératrices disponibles expérimentalement. La géométrie rectangulaire doit permettre la génération d'un jet plat, de sorte que l'effet du contrôle soit le plus bidimensionnel possible. La longueur de la fente reste cependant limitée afin de réduire les défauts de géométrie lors de la fabrication. Une buse de longueur $20\ mm$ assure le raccordement entre le circuit pneumatique et la fente. Sa géométrie permet la transition entre une conduite circulaire et la fente rectangulaire en conservant une section de $30 \times 0.5\ mm^2$ sur toute sa longueur afin de limiter les phénomènes de décollement. Elle se base sur une succession de courbes de Lamé, suivant la méthode de conception exposée par Burley, Bangert et Carlson (1986) (voir Annexe C). Les circuits de soufflage et d'aspiration sont mis en commun à la base de la buse par une conduite en forme de "Y". L'ensemble est réalisé en fabrication additive par stéréo-lithographie.

Une vue schématique des éléments pneumatiques employés est présentée sur la Figure 4.1. Le système se décompose en deux circuits indépendants, l'un pour le soufflage et l'autre pour l'aspiration. Le circuit de soufflage s'appuie sur un réseau d'air comprimé, permettant de disposer d'une pression d'alimentation pouvant atteindre 10 *bar*. La pression d'alimentation est régulée au niveau désiré à l'aide d'un manodétendeur, en aval duquel est placé un réservoir tampon d'un volume de 5 *l*. L'actionneur en soufflage à proprement parler est une électrovanne 2/2 Matrix 821, validée pour des pressions de 0 à 8 *bar* et permettant un débit de 180 Nl/min à 6 *bar*. La fréquence maximale de l'électrovanne est de 500 Hz, avec un temps de réponse en ouverture et en fermeture inférieur à 1 *ms*. La pression d'alimentation P_i et le débit volumique de soufflage Q_s sont mesurés grâce à un capteur Keller PD-39X et à un débitmètre Festo SFAH.

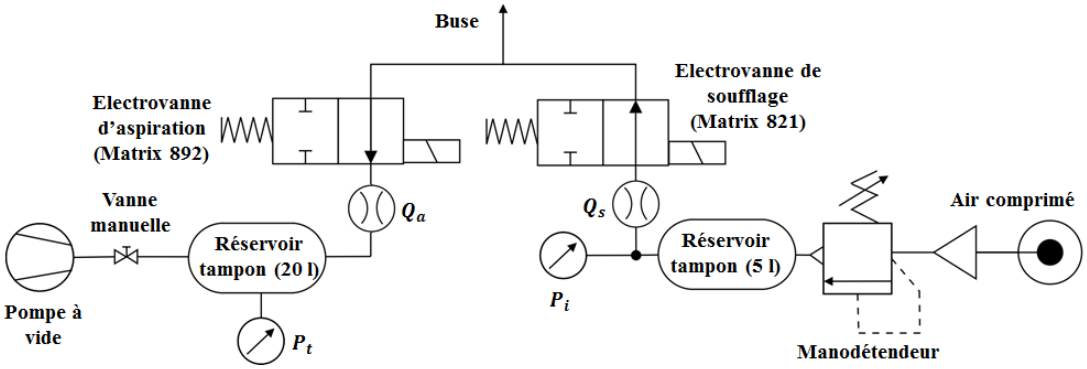


FIGURE 4.1 – Schéma du circuit pneumatique du prototype d'actionneur.

L'aspiration est générée au moyen d'une pompe à vide Pfeiffer Vacuum UNO 2.5, possédant un débit d'aspiration de $4.6 m^3/h$. Une vanne manuelle est placée en amont de la pompe et permet de moduler le débit d'aspiration. Un réservoir tampon d'un volume de 20 *l* est employé, et la pompe reste en fonctionnement pendant l'intégralité des essais. Les conditions génératrices de l'écoulement dans le système d'aspiration sont les conditions ambiantes du laboratoire, proches des conditions atmosphériques. La différence de pression entre les conditions génératrices et celles au sein du réservoir est donc d'au plus 1 *bar*, ce qui ne permet pas d'atteindre le débit maximum visé avec le modèle d'électrovanne cité précédemment, faute d'une section interne suffisamment importante. Le modèle retenu pour l'électrovanne d'aspiration est une Matrix 892, constituée en pratique de 8 électrovannes de type 821, pilotables indépendamment. Elle permet un débit de 1620 Nl/min sous une pression d'alimentation de 6 *bar* et possède des caractéristiques temporelles (fréquence et temps de réponse) identiques à l'électrovanne employée pour le soufflage. De manière analogue au circuit de soufflage, la pression P_t dans le réservoir tampon est mesurée au moyen d'un capteur General Electric UNIK et le débit volumique d'aspiration Q_a obtenu grâce à un débitmètre Vötglin GSM Red-Y.

Les signaux de commande des électrovannes sont produits par une générateur KEYSIGHT 33500B. Celui-ci possède deux canaux dont les signaux sont indépendants et synchronisables ; le premier est donc utilisé pour commander l'ouverture et la fermeture du circuit de soufflage et le second pour celui d'aspiration. La commande pour chaque électrovanne consiste en un signal carré +5 V modulable en phase, fréquence et rapport de cycle.

4.2 Caractérisation du prototype

La phase de caractérisation du prototype a pour but de valider le fonctionnement de l'architecture définie à la Section 4.1.2 au regard des attentes formulées dans la Section 4.1.1. En particulier, l'objectif est de vérifier que les vitesses et fréquences maximales attendues puissent être atteintes pour des rapports de cycles compris entre 10 et 90 %.

4.2.1 Méthodologie

L'ensemble des mesures de caractérisation ont été menées sur la banc dédié du centre ONERA Lille, présenté dans la Section 2.1.1. Une vue de la buse en configuration de caractérisation est présentée sur la Figure 4.2. En plus des capteurs de pression et des débitmètres évoqués à la Section 4.1.2, une sonde fil chaud Dantec 55P11 et un capteur instationnaire de pression Kulite XCQ-080-5D ont également été employés. Ce dernier est placé directement en amont de la buse. Dans cette partie le référentiel (x, y, z) est utilisé pour décrire l'espace dans les directions longitudinale (dans la direction de la longueur), transverse (suivant la largeur de la fente) et verticale à la fente (voir la Figure 4.2).

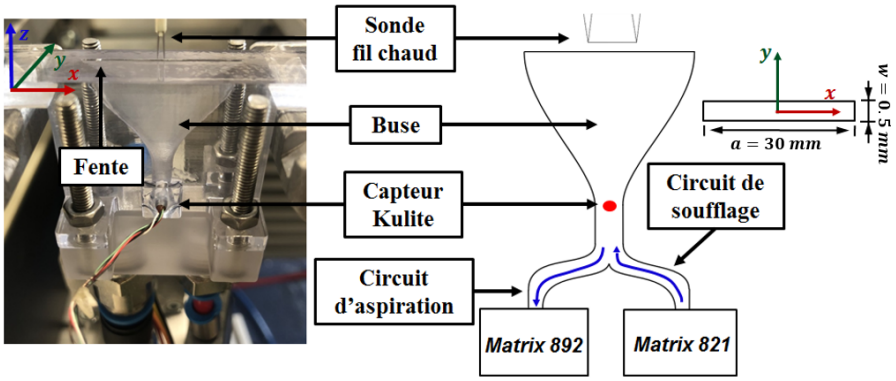


FIGURE 4.2 – Photographie et vue schématique de la buse installée sur le banc de caractérisation.

Dans un premier temps des mesures de débit et de vitesse pour un fonctionnement continu ont été réalisées afin de vérifier la capacité de l'actionneur délivrer les amplitudes de soufflage et d'aspiration attendues. La géométrie du jet a été évaluée grâce au profils de vitesse dans les directions longitudinale et transverse, dans le but de valider la géométrie interne de la buse. Les différents capteurs employés et le type de mesure associé sont présentés dans le Tableau 4.2. Les mesures de vitesse au centre de la fente ont été effectuées en positionnant le fil chaud au ras de cette dernière afin d'assurer une détermination satisfaisante de la vitesse d'aspiration. Cette méthode possède des limites, notamment car la mesure s'en trouve en partie affectée par le sillage du porte-sonde, mais semble être le meilleur compromis pour estimer les vitesses de soufflage et d'aspiration dans un référentiel commun.

Le fil chaud et le capteur Kulite ont ensuite été employés afin d'étudier le fonctionnement de l'actionneur en régime instationnaire. L'emploi conjoint de ces deux capteurs est nécessaire afin de déterminer la direction de l'écoulement dans la fente, et donc de distinguer phases de soufflage et d'aspiration. Le fil chaud simple ne permet en effet d'obtenir que le module de la vitesse, et les méthodes de mesure plus avancées comme les fils chauds croisés ou la LDV (*Laser Dopple Velocimetry*) nécessitent une mise en œuvre plus complexe ou sont inadaptées aux dimensions

de la fente. Le signe des variations de pression par rapport à la valeur sans forçage permet ainsi d'obtenir la direction de l'écoulement dans la buse, des valeurs positives correspondant aux phases de soufflage et négatives à celles d'aspiration. Le retard temporel entre la mesure du capteur de pression et celle du fil chaud, dû à l'espacement des deux capteurs, est inférieur de deux ordres de grandeurs à la durée d'une période de forçage pour les fréquences considérées. La détermination des phases de soufflage et d'aspiration n'est donc pas significativement impactée par ce retard.

Tableau 4.2 – Instruments de mesure et mesures correspondantes pour les différentes phases de caractérisation du prototype d'actionneur.

	Capteur	Mesures effectuées
Caractérisation en régime continu	Capteur de pression Kulite XCQ-080-5D	Conditions génératrices
	Débitmètres Festo SFAH et Vötglin GSM Red-Y	Débits de soufflage et d'aspiration
	Sonde fil chaud Dantec 55P11	Vitesse de soufflage et d'aspiration au centre de la fente, profils de vitesse transverses et parallèles à la fente en soufflage
Caractérisation en régime instationnaire	Capteur de pression Kulite XCQ-080-5D	Conditions génératrices et détermination du sens de l'écoulement
	Sonde fil chaud Dantec 55P11	Vitesse de soufflage et d'aspiration au centre de la fente

4.2.2 Forçage continu

Afin de conserver une cohérence entre conditions génératrices de soufflage et d'aspiration, l'évolution des paramètres d'amplitude (vitesse et débit) est représentée en fonction de $\tilde{p}/P_0$, avec $\tilde{p}$ la pression statique mesurée par le capteur Kulite et P_0 la pression ambiante. Les phases de soufflage correspondent ainsi aux valeurs $\tilde{p}/P_0 > 1$, et celles d'aspiration à $\tilde{p}/P_0 < 1$. La relation entre $\tilde{p}/P_0$ et les vitesses et débits en régime permanent est présentée sur la Figure 4.3 pour le soufflage et l'aspiration. Il est clair que dans le cas du soufflage (Figure 4.3a) le débit maximal attendu est atteint et peut être largement dépassé, les valeurs de pression d'alimentation en jeu étant relativement faibles. La vitesse de soufflage correspondante, mesurée au centre de la fente, est naturellement plus élevée que celle déterminée à la Section 4.1.1 du fait du déficit de vitesse dans les couches limites se développant sur les parois internes de la buse. La Figure 4.3b montre également que le débit volumique de 72 Nl/min peut être atteint. Cependant, contrairement au soufflage, le débit maximal accessible est de l'ordre de 80 Nl/min, et peut difficilement être augmenté. En effet, la pression relative minimale P_t atteinte dans le circuit est inférieure à -0.97 bar, ce qui correspond à un rapport de pressions P_0/P_t supérieur à 2, assurant un blocage sonique dans l'électrovanne, élément où le circuit possède sa section minimale. Une pompe à vide plus puissante ne permettrait donc pas une augmentation significative du débit d'aspiration. Le débit étant alors directement proportionnel à la section minimale, il semble alors plus simple de remplacer ou modifier l'électrovanne pour en augmenter la valeur. Cependant,

au vu des compatibilités entre les présentes électrovannes de soufflage et d'aspiration (pilotage et caractéristiques temporelles en particulier) et puisque le débit désiré est atteint, la choix a été fait de conserver cette architecture d'actionneur.

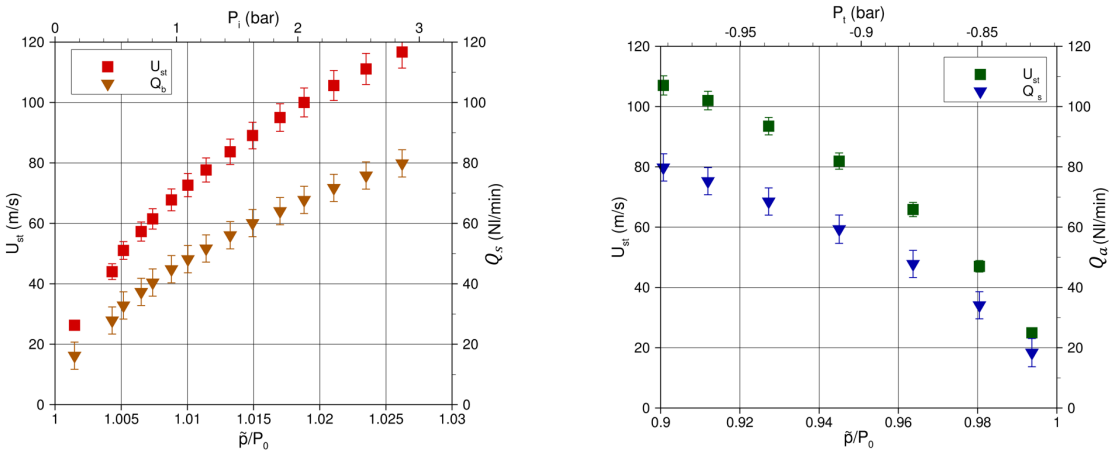


FIGURE 4.3 – Mesures de débit et de vitesse de soufflage (a) et d'aspiration (b) en fonction du rapport entre la pression en entrée de la buse et la pression atmosphérique.

Les profils de vitesse transverses à la fente pour un soufflage à $\tilde{p}/P_0 = 1.016$ sont tracés pour différentes positions verticales sur la Figure 4.4 en employant les variables de similitude $U/U_{y=0}$ et $y/y_{1/2}$. $U_{y=0}$ représente ici la vitesse au centre de la fente et $y_{1/2}$ est défini tel que $U(y_{1/2}) = U_{y=0}/2$, en utilisant dans ce cas les mesures obtenues sur la moitié positive de l'axe y. Les profils sont réalisés à différentes distances verticales de la fente et comparés au profil théorique donné par POPE (2000) pour un jet plan :

$$\frac{U}{U_{y=0}} = sech^2\left[\frac{1}{2}ln(1+\sqrt{2})^2\frac{y}{y_{1/2}}\right] \tag{4.1}$$

L'ensemble des données coïncide de manière satisfaisante avec ce dernier, avec un léger décalage notable pour les mesures effectuées sur la partie négative de l'axe y. Cet écart est interprété comme une légère asymétrie du jet, pouvait être attribuée à la précision de fabrication de la buse, entrainant une géométrie de fente non parfaitement rectangulaire.

A une échelle plus macroscopique, la Figure 4.5 présente des profils de vitesse longitudinaux (suivant l'axe x) et transverses (suivant l'axe y) du jet pour différentes pressions d'alimentation. Les profils suivant la direction x (Figure 4.5a) sont relativement symétriques par rapport à l'axe $x = 0$, en notant cependant des valeurs de vitesse légèrement plus faibles pour $x < 0$ que pour $x > 0$. Contrairement aux attentes pour un jet plan, les profils présentent un aspect incurvé plutôt qu'une valeur constante de la vitesse sur toute la longueur de la fente. Cela peut être une indication d'un décollement à l'intérieur de la buse ou causé par une géométrie imparfaite de la fente. Les profils dans la direction y (Figure 4.5b) présentent une bonne symétrie suivant l'axe $y = 0$.

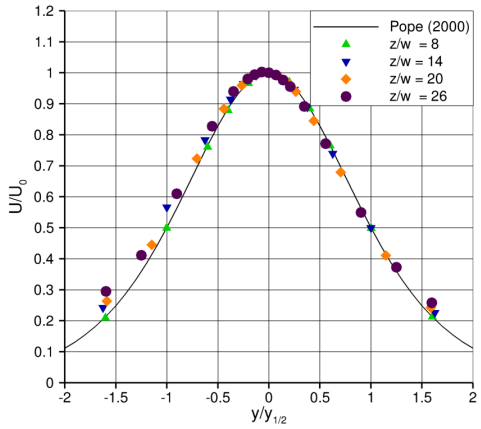


FIGURE 4.4 – Profils transverses de vitesse moyenne du jet à différentes positions verticales en variables de similitude, $\tilde{p}/P_0 = 1.016$.

4.2.3 Régime instationnaire

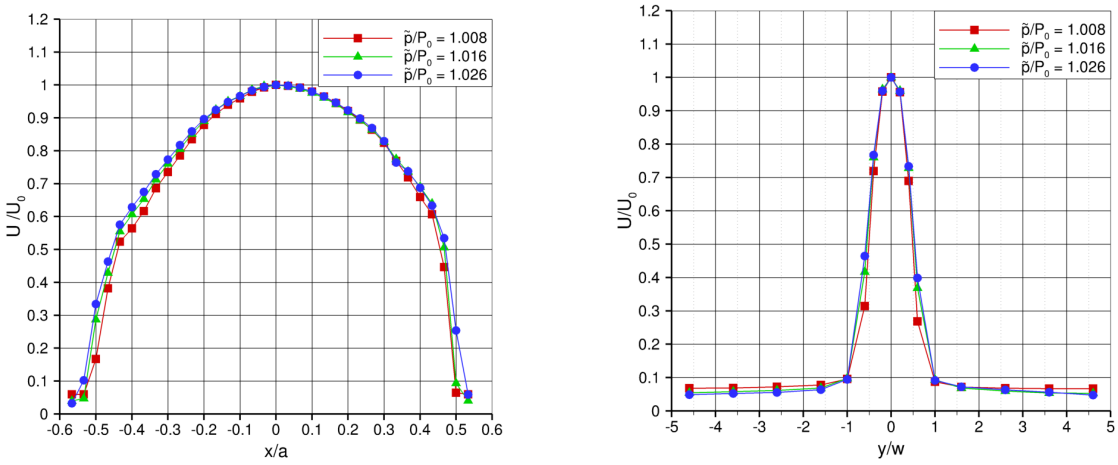
Transitoires de vitesse

Dans cette section les transitoires en vitesse de soufflage et d'aspiration sont analysés pour différentes amplitudes et fréquences. L'espace paramétrique étudié est résumé dans le Tableau 4.3. Dans cette section, U_{st} désigne la vitesse en régime permanent atteinte à la suite du transitoire. Celle-ci dépend du rapports des pression $\tilde{p}/P_0$. Les valeurs de $\tilde{p}/P_0$ ont été choisies afin d'obtenir des vitesses comparables entre le soufflage et l'aspiration. Les mesures de vitesse ont été effectuées avec une fréquence d'acquisition de 50 kHz et les résultats ont été moyennés en phase sur un total de 50 cycles, valeur constatée suffisante pour permettre la convergence statistique des mesures.

TABLEAU 4.3 – Espace paramétrique exploré pour l'étude des transitoires de vitesse.

	$\tilde{p}/P_0$	U_{st} (m/s)	f (Hz)
Soufflage	1.0015	22.1	10, 50, 100, 150, 200
	1.005	47.5	
	1.008	60.8	
	1.016	88.5	
Aspiration	0.994	23.9	10, 50, 100, 150
	0.965	61.8	
	0.928	88.7	
	0.902	101.1	

Les transitoires de vitesse dans le cas d'un soufflage pulsé ont notamment été étudiés par ORTMANNS, BITTER et KÄHLER (2008) et BRAUD et DYMENT (2012) . ORTMANNS, BITTER et KÄHLER (2008) ont noté que la durée du transitoire dépend principalement de la géométrie des conduites pneumatiques entre l'électrovanne et l'orifice (en particulier de leurs diamètre et longueur) et de la fréquence de forçage. La dépendance aux paramètres géométriques des conduites n'a pas été



(a) (b)

FIGURE 4.5 – Profils longitudinaux (a) et transverses (b) de vitesse moyenne du jet à différentes positions verticales en variables de similitude, $\tilde{p}/P_0 = 1.016$.

abordée dans cette étude, mais les travaux de BRAUD et DYMENT (2012) montrent qu'ils jouent un rôle déterminant dans la valeur de la pseudo-période des oscillations de vitesse durant la phase transitoire, et plus généralement dans la durée totale du transitoire. La période de ces oscillations est étroitement liée à l'échelle de temps de la propagation des ondes acoustiques entre l'électrovanne et l'orifice, L/c_0, avec L la longueur de conduite et c_0 la vitesse du son dans les conditions ambiantes. Dans cette étude, cette échelle de temps n'a cependant pas été le paramètre d'adimensionnement le plus pertinent. Cela pourrait en partie être dû au caractère non-unidimensionnel de l'écoulement à l'intérieur de l'actionneur, ce qui contraste grandement avec la configuration étudiée par BRAUD et DYMENT (2012). Les échelles temporelles les plus appropriées semblent également dépendre du cas considéré : soufflage ou aspiration et début ou fin du forçage. Toutes sont présentées ci-après, où $L_s = 0.108\ m$ et $L_a = 0.170\ m$ sont respectivement les longueurs des conduites pneumatiques de soufflage et d'aspiration.

La Figure 4.6 présente les transitoires de début de soufflage pour différentes fréquences de forçage. Les mesures sont synchronisées sur le signal de commande des électrovannes ; l'origine temporelle coïncide avec le créneau montant du signal de commande de soufflage. Les Figures 4.6a et 4.6b montrent que les transitoires de début et de fin de soufflage sont largement indépendants de la fréquence de forçage. La suite des analyses se concentrera donc sur la comparaison des phases transitoires pour différents rapports de pression et en conservant une fréquence fixée (choisie ici à 10 Hz afin de faciliter l'analyse).

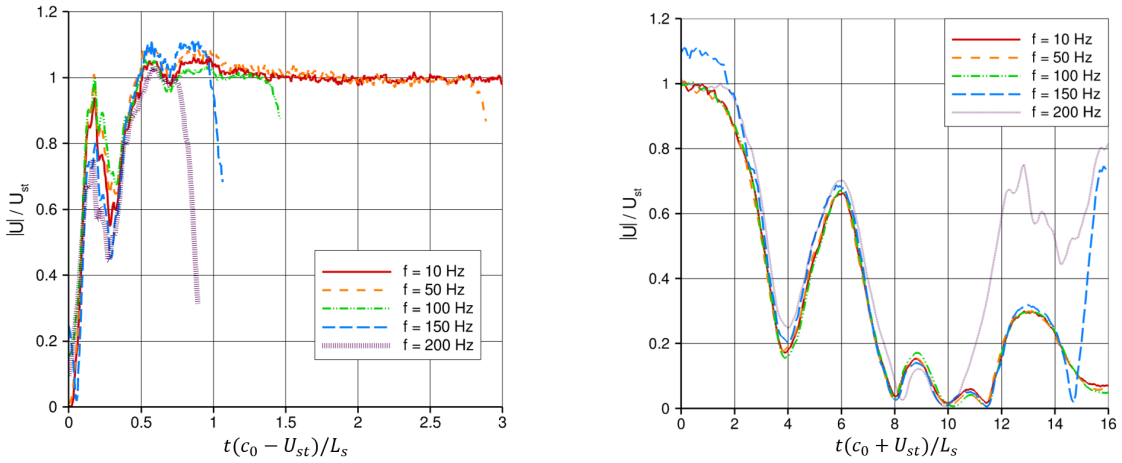
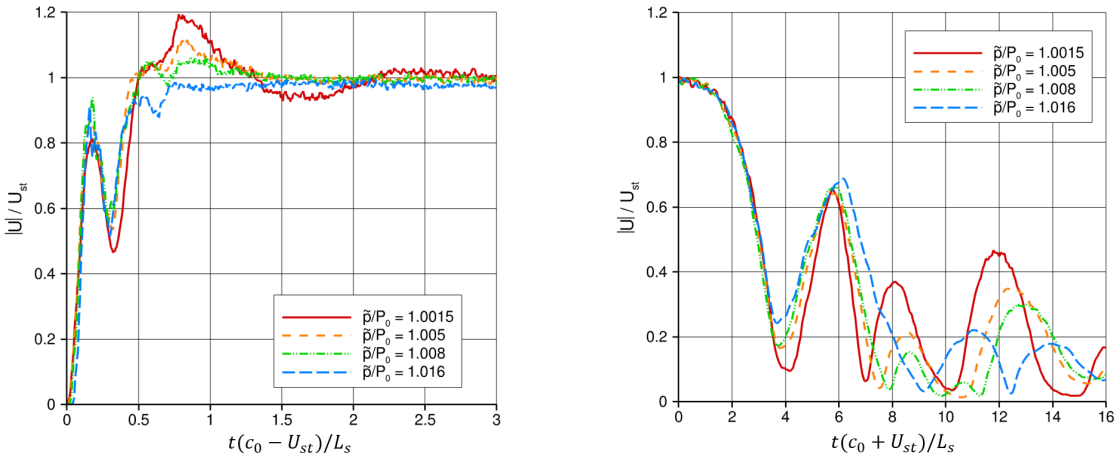


FIGURE 4.6 – Transitoires de début (a) et fin (b) de soufflage pour $\tilde{p}/P_0 = 1.008$ à différentes fréquences de forçage

Les phases transitoires en début et fin de soufflage pour différents rapports de pression sont montrées sur la Figure 4.7. Les courbes correspondant au transitoire de début de soufflage (Figure 4.7a) suivent la même tendance et se superposent convenablement en utilisant l'échelle de temps adimensionnée $L_s/(c_0 - U_{st})$, prenant en compte une vitesse représentative de celle du fluide dans l'actionneur, non négligeable au regard de c_0. Pour les rapports de pression les plus faibles, un dépassement (ou *overshoot*) de la vitesse en régime continu U_{st} peut être observé, ce qui n'est plus constaté pour des amplitudes de soufflage importantes. La vitesse se stabilise après une durée d'environ $1.5L_s/(c_0 - U_{st})$, à l'exception du cas avec la plus faible amplitude de soufflage pour lequel de longues oscillations sont toujours discernables. Ces dernières sont attribuées à une pression d'alimentation trop faible pour être maintenue de manière stable par le détendeur. Les transitoires de fin de soufflage sont présentés sur la Figure 4.7b. Ils sont encore une fois caractérisés par une suite d'oscillations de vitesse atténuées au cours du temps. Pendant ce processus, la direction de l'écoulement au niveau de la fente s'inverse périodiquement, ce qui n'est pas visible sur les mesures fil chaud. La première phase du transitoire (passage de U_{st} à 0) est mise à l'échelle de manière satisfaisante en utilisant l'adimensionnement temporel $L_s/(c_0 + U_{st})$. Celui-ci n'est cependant plus valable pour le reste de la phase transitoire mais pour la suite de ce travail seule la chute initiale de vitesse est d'intérêt.

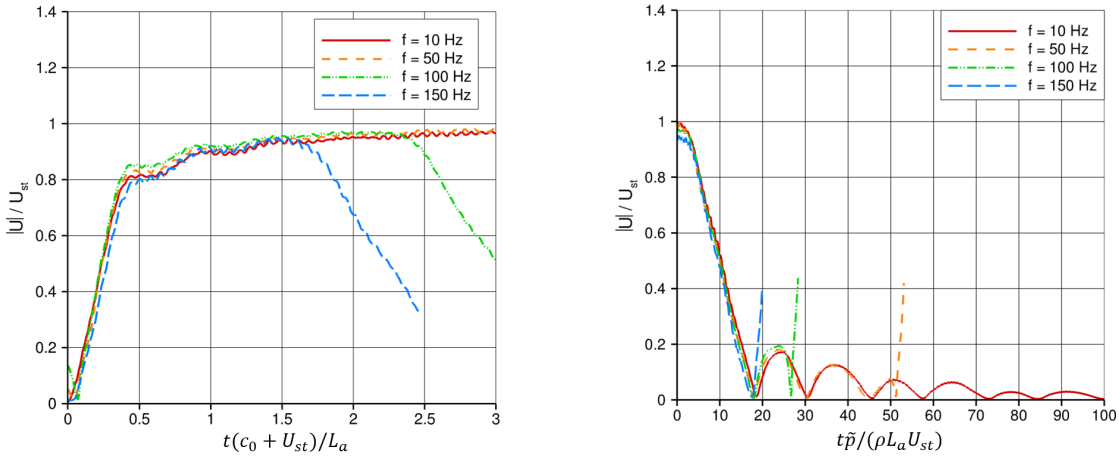
La même analyse peut être menée à propos des transitoires de début et de fin d'aspiration. L'influence de la fréquence sur ceux-ci est montrée sur la Figure 4.8 pour $\tilde{p}/P_0 = 0.928$. De la même manière que pour le soufflage, les durées et formes des transitoires de vitesse sont indépendants de la fréquence. L'influence de l'amplitude d'aspiration est présentée sur la Figure 4.9. Les tendances sont comparables au cas du soufflage, avec un *overshoot* de vitesse important pour l'amplitude d'aspiration la plus faible. La vitesse d'aspiration se stabilise à U_{st} après une approximative $2L_a/(c_0 + U_{st})$. Le processus de fin d'aspiration est au mieux mis à l'échelle en utilisant l'adimensionnement $(\rho L_a U_{st})/\tilde{p}$, permettant une superposition de tous les cas sauf celui de plus faible amplitude. Contrairement aux échelles de temps précédentes, toutes caractéristiques de propagation de phénomènes acoustiques, cette dernière s'approche plutôt d'une échelle de temps caractéristique de l'inertie du fluide au sein de l'actionneur. La durée pendant laquelle la vitesse diminue de U_{st} à 0 est semblable pour toutes les configurations,



(a) (b)

FIGURE 4.7 – Transitoires de début (a) et fin (b) de soufflage pour $f = 10\ Hz$ et différentes valeurs du rapport de pressions $\tilde{p}/P_0$.

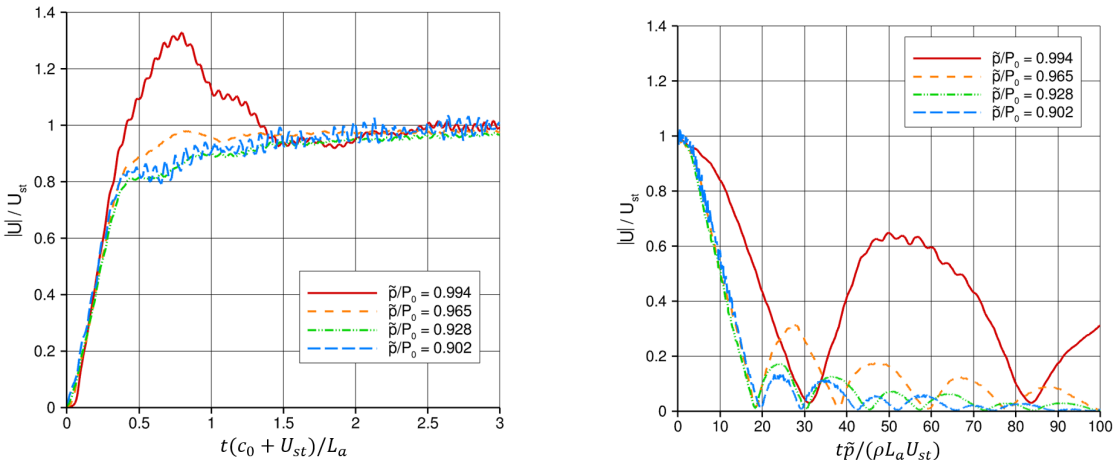
suggérant que le transitoire de fin d'aspiration est majoritairement piloté par l'inertie du fluide plutôt que par l'acoustique. Après la chute initiale de vitesse, des oscillations similaires à celles observées à la fin du soufflage peuvent être constatées, et pour lesquelles l'adimensionnement n'est plus valable.



(a) (b)

FIGURE 4.8 – Transitoires de début (a) et fin (b) d'aspiration pour $\tilde{p}/P_0 = 0.928$ à différentes fréquences de forçage

Ces observations mènent à la définition de deux échelles de temps utiles à l'étude de l'actionneur : les durées de montée, t_{rise}, et de chute, t_{drop}, de vitesse. Elles représentent respectivement la durée pendant laquelle la vitesse débute à 0 et se stabilise à U_{st}, et inversement la durée pendant laquelle la vitesse chute à 0 après la fermeture de l'électrovanne. Comme montré précédemment, leur valeur adimensionnée est indépendante de la fréquence de forçage et varie avec



(a) (b)

FIGURE 4.9 – Transitoires de début (a) et fin (b) d'aspiration pour $f = 10\ Hz$ et différentes valeurs du rapport de pressions $\tilde{p}/P_0$.

l'amplitude uniquement pour la fin de l'aspiration. Dans ce cas, seul le résultat pour $\tilde{p}/P_0 = 0.994$ présente une durée transitoire significativement supérieure aux autres configurations. L'origine de ce phénomène n'est pas clairement identifiée. Il est possible de définir une fréquence critique, f_{crit}, au dessus de laquelle la vitesse ne peut atteindre la valeur en régime permanent U_{st} attendue. En supposant une perturbation en soufflage ou aspiration seul, et avec un rapport de cycle de 50 %, cette fréquence critique a pour expression $f_{crit} = 1/\left[2(t_{rise} + t_{drop})\right]$ et représente la cas limite où U_{st} est à peine atteinte avant que la vitesse ne retombe à 0. Le Tableau 4.4 récapitule ces valeurs pour chacune des configurations considérées. La fréquence critique reste globalement constante pour le soufflage mais diminue pour l'aspiration à mesure que l'amplitude augmente. Dans ce cas, la durée t_{drop} étant directement proportionnelle à U_{st}, celle-ci est d'autant plus longue que l'amplitude d'aspiration est importante. Une façon d'interpréter les résultats du Tableau 4.4 est que pour une perturbation avec un rapport de cycle de 50 % combinant soufflage et aspiration, chacun à une amplitude donnée, la fréquence maximale du forçage correspondra au minimum des deux fréquences critiques associées. Les valeurs discutées ici restent néanmoins des estimations et ne sont plus valables pour des rapports de cycle différents de 50 %. Pour un rapport de cycle quelconque DC la fréquence critique est donnée par $f_{crit} = DC/(t_{rise} + t_{drop})$. Un rapport de cycle plus faible limitera donc d'avantage la fréquence de forçage maximale accessible. Enfin, augmenter la valeur de la fréquence critique pourrait être rendu possible par la diminution des longueurs L_s et L_a des circuits pneumatiques.

L'analyse réalisée dans cette section a permis de caractériser les phénomènes transitoires associés au fonctionnement instationnaire de l'actionneur , et de mettre en avant ses limitations temporelles. Les conclusions tirées seront utiles pour interpréter les perturbations hybrides générées, qui sont discutées dans les sections suivantes.

Synchronisation des signaux de commande

Pour les premières tentatives de production de perturbations hybrides, deux signaux carrés de rapport de cycle 50 % ont été générés en opposition de phase ; l'un pour le soufflage et l'autre pour l'aspiration. Ces signaux de commande et les profils de vitesse résultants sont présentés

Tableau 4.4 – Durées de montée et de chute de vitesse et fréquence critique pour le soufflage et l'aspiration à différentes valeurs de $\tilde{p}/P_0$.

	$\tilde{p}/P_0$	t_{rise}	t_{drop}	f_{crit} (Hz)
Soufflage	1.0015	$1.5\ L_s/(c_0 - U_{st})$	$3.8\ L_s/(c_0 + U_{st})$	281
	1.005			283
	1.008			283
	1.016			280
Aspiration	0.994	$2\ L_a/(c_0 + U_{st})$	$31\ \rho L_a U_{st}/\tilde{p}$	226
	0.965		$19\ \rho L_a U_{st}/\tilde{p}$	161
	0.928		$19\ \rho L_a U_{st}/\tilde{p}$	117
	0.902		$19\ \rho L_a U_{st}/\tilde{p}$	102

sur la Figure 4.10a, moyennés en phase et représentés sur deux périodes pour différentes fréquences de forçage. A 10 Hz le profil de vitesse possède la forme rectangulaire attendue mais cette dernière tend à se déformer à mesure que la fréquence augmente. Cette déformation est majoritairement attribuée à la superposition et la compétition entre les phénomènes transitoires étudiés précédemment et se produisant en début et fin des phases de soufflage et d'aspiration. Les apparents plateaux de vitesse, visibles sur les mesures à 200 Hz pour $0.25 \leqslant t/T \leqslant 0.45$ ou $0.85 \leqslant t/T \leqslant 0.95$, en sont un exemple. Des profils de vitesse plus acceptables ont été obtenus en espaçant temporellement les signaux de commande de soufflage et d'aspiration. Cela doit permettre à la vitesse de retomber à 0 entre la fin de la phase de soufflage et le début de celle d'aspiration, et inversement. En pratique, cela revient à déphaser les signaux de commandes et diminuer leur rapport de cycle, comme représenté sur la Figure 4.10b pour un forçage à 200 Hz. Puisque la durée de chute de vitesse post-aspiration est plus importante que la durée post-soufflage (voir les résultats précédents), il est nécessaire de laisser un espacement plus important après l'aspiration qu'après le soufflage, ce qui est visible sur la Figure 4.10b. Cette méthode de synchronisation nécessite cependant de réduire les rapports de cycle des signaux de commande, ce qui limite d'autant plus la fréquence de forçage maximale du système.

Génération de perturbations pseudo-synthétiques

Afin de démontrer la faisabilité de perturbations fluidiques dont les amplitudes et aspects temporels sont décorrélés, cette section ce concentre sur l'étude de perturbations « pseudo-synthétiques », c'est à dire pour lesquelles les débit de soufflage et d'aspiration sont égaux et pouvant avoir des rapports de cycle différents 50 %. De telles perturbations peuvent présenter un intérêt dans la mesure où elles permettent une modulation de la quantité de mouvement injectée dans l'écoulement. En particulier, des rapports de cycle plus faibles peuvent permettre une plus grande injection de quantité de mouvement, tout en conservant un fonctionnement à débit nul typique d'un jet synthétique (voir Section 4.3.2). Ce type de perturbations est le plus complexe à produire avec le système actuel, puisqu'elles nécessitent une mise en phase correcte du soufflage et de l'aspiration afin d'obtenir le rapport de cycle fluidique désiré, tout en ajustant les débits respectifs des deux phases. Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus à débit d'aspiration fixé, en réglant les durées de soufflage et d'aspiration désirées puis en ajustant le débit de soufflage afin d'égaler celui d'aspiration. La distinction est ici faite entre le rapport de cycle de commande DC_{com}, qui est le rapport de cycle visé, et le rapport de cycle en vitesse

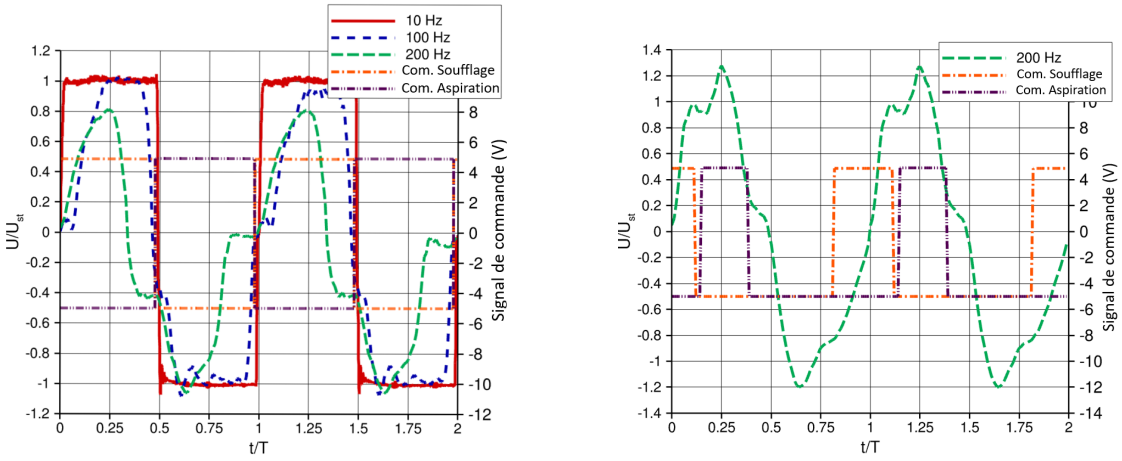


FIGURE 4.10 – Exemple de perturbations hybrides générées sans (a) et avec (b) synchronisation des signaux de commande.

DC_{vel}, qui est le rapport de cycle fluidique de la perturbation. La condition d'égalité entre débit de soufflage et d'aspiration impose que les longueur de pénétration des phases de soufflage et d'aspiration, $L_{0,s}$ et $L_{0,a}$ soient égales, c'est à dire :

$$L_{0,s} = L_{0,a} \longrightarrow \int_0^{DC_{vel}\times T} u_j(t)dt = \int_{DC_{vel}\times T}^{T} u_j(t)dt \tag{4.2}$$

La vitesse est mesurée sur une durée équivalente à cinquante cycles de forçage, puis moyennée en phase. Le rapport de cycle fluidique DC_{vel} est déterminé comme la durée, sur une période, pendant laquelle la vitesse est positive. Les vitesses moyennes de soufflage et d'aspiration sont ensuite calculées par intégration du signal de vitesse sur les durées respectives de chaque phase. Afin de quantifier le fonctionnement à débit nul ou non de l'actionneur, le critère C est introduit :

$$C = \frac{L_{0,s}}{L_{0,a}} \tag{4.3}$$

Sa valeur est égale à 1 pour un fonctionnement à débit nul et inférieure à 1 si le débit d'aspiration est supérieur à celui de soufflage. Le critère est jugé satisfaisant si $0.95 \leq C \leq 1.05$. De même, les valeurs acceptables du rapport de cycle fluidique DC_{vel} sont comprises entre ± 0.5 % de la valeur désirée. L'amplitude de pression d'aspiration est fixée à $\tilde{p}/P_0 = 0.985$, correspondant à une vitesse d'aspiration en régime permanent $U_{st,a} = 38.6\ m/s$. L'objectif est d'étudier l'effet de la fréquence de forçage et du rapport de cycle sur les perturbations générées. L'espace paramétrique étudié est représenté dans le Tableau 4.5.

La Figure 4.11 montre les moyennes de phase pour un forçage à 10, 100 et 200 Hz avec une rapport de cycle de 50 %, représentant une perturbation synthétique classique. Encore une fois, la déformation notable du profil de vitesse à 100 et 200 Hz est attribuée à la prépondérance des phases transitoires aux fréquences élevées. Les valeurs de DC_{vel} et C résultantes sont comprises dans l'intervalle de 5 % autour de la valeur cible, à l'exception du cas $f = 200\ Hz$, pour lequel $C = 0.92$. A cette fréquence le profil de vitesses est trop sensible aux variations de conditions génératrices par ajuster de manière précise ce paramètre. Aux fréquences plus faibles, le système

Tableau 4.5 – Espace paramétrique considéré pour la génération de perturbations pseudo-synthétiques.s

$\tilde{p}/P_0$	$U_{st,a}$ (m/s)	f (Hz)	DC_{com} (%)
0.985	38.6	10, 100, 200	10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90

permet néanmoins d'ajuster les grandeurs caractéristiques de la perturbations de manière suffisamment précise.

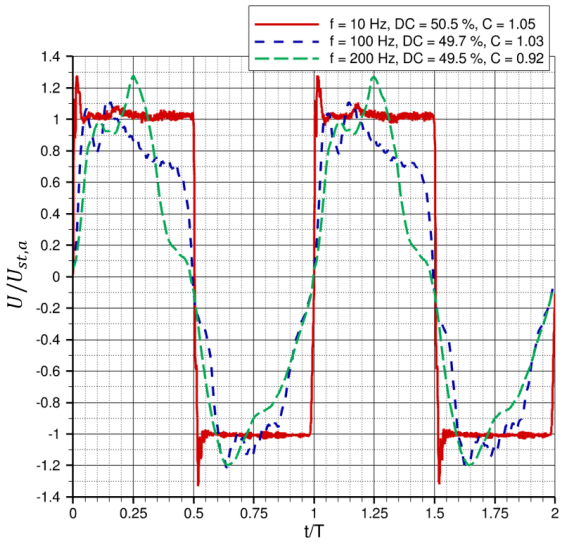


Figure 4.11 – Perturbations pseudo-synthétiques avec $DC_{com} = 50$ % à $f = 10\ Hz$, $f = 100\ Hz$ et $f = 200\ Hz$.

Une partie des résultats sont résumés dans le Tableau 4.6. Ils ne représentent environ que la moitié des cas étudiés, le nombre de perturbations possédant des paramètres dont les valeurs sont conformes aux attentes diminuant à mesure que la fréquence de forçage augmente. Les configurations présentées dans le Tableau 4.6 sont celles où au moins l'un des deux critères DC_{vel} ou C sont compris dans les gammes de valeurs attendues. Les mêmes résultats sont représentées sur la Figure 4.12, permettant de visualiser la comparaison entre l'espace paramétrique théoriquement atteignable, et celui validé expérimentalement. Sur la figure, le domaine rouge représente la partie techniquement inaccessible, car les temps d'ouvertures et de fermeture des électrovannes devraient être inférieurs à 1 ms, qui est la limite physique du matériel. Le domaine jaune est celui théoriquement accessible, où les valeurs des rapports de cycle de commande sont également limitées par les durées minimales d'ouverture et de fermeture des électrovannes. Enfin, le domaine vert est celui validé par les mesures résumées dans le Tableau 4.6. Il est clair qu'à mesure que la fréquence augmente, les valeurs du rapport de cycle fluidique atteignables permettant de conserver un débit nul deviennent de plus en plus limitées. Plusieurs causes sont identifiées ; en premier lieu, comme étudié précédemment, la gamme de rapports de cycle fluidiques accessibles tend à diminuer avec l'augmentation de la fréquence de forçage du fait des durées des transitoires de vitesse. Ensuite, les vitesses de soufflage aux rapports de cycle les plus

faibles (respectivement les plus élevés) sont trop importantes (respectivement trop faibles) pour pouvoir être produites par l'actionneur. Enfin, aux rapports de cycle les plus élevés ou les plus faibles, les évolutions non linéaires du profil de vitesse dues aux modifications des conditions génératrices compliquent l'équilibrage des débits de soufflage et d'aspiration.

Afin d'illustrer les résultats du Tableau 4.6, les perturbations à basse fréquence sont comparées sur la Figure 4.13a pour $DC_{com} \leqslant 50$ % et sur la Figure 4.13b pour $DC_{com} \geqslant 50$ %. L'aspect général des signaux temporels est satisfaisant, la basse fréquence permettant une distribution de vitesse quasiment rectangulaire. Des *overshoot* de vitesse sont visibles en début de soufflage et d'aspiration, à l'exception du cas possédant l'amplitude de soufflage la plus élevée. Il est cependant plus complexe d'équilibrer précisément les débits de soufflage et d'aspiration pour les valeurs extrémales de DC_{com}. En particulier, pour $DC_{vel} = 80.3$ %, $C = 1.3$ a été le meilleur résultat obtenu expérimentalement, la vitesse de soufflage correspondante étant trop faible pour être ajustée précisément. Les interactions entre les transitoires de soufflage et d'aspiration rendent l'ajustement temporel sensible, ce qui explique pourquoi les rapports de cycle $DC_{com} = 30$ % et $DC_{com} = 20$ % n'ont pas été obtenus précisément. Pour cette série de mesures, les rapports de cycle de 10 et 90 % n'ont pas pu être atteints. La vitesse de soufflage requise pour égaliser le débit d'aspiration serait $9U_{st,a}$ ($\approx 350 m/s$) dans le premier cas et $0.1U_{st,a}$ ($\approx 4 m/s$) dans le second. Ces deux valeurs ne pouvaient pas être obtenues avec l'actionneur.

Tableau 4.6 – Rapports de cycle ciblés DC_{com} et valeurs du critère C et du rapport de cycle fluidique DC_{vel} obtenues expérimentalement aux trois fréquences considérées.

f (Hz)	DC_{com} (%)	DC_{vel} (%)	C
10 Hz	20	22.1	0.98
	30	31.2	1.04
	40	40.4	1.04
	50	50.5	1.05
	60	60.4	1.01
	70	70.3	1.07
	80	80.3	1.3
100 Hz	30	33.3	0.9
	40	43.3	0.95
	50	49.5	1.03
	60	60.2	1.03
	70	70.1	1.14
200 Hz	40	44.6	0.99
	50	49.5	0.92

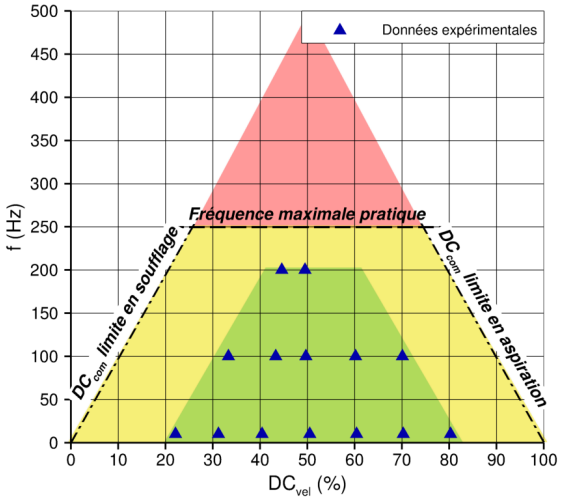
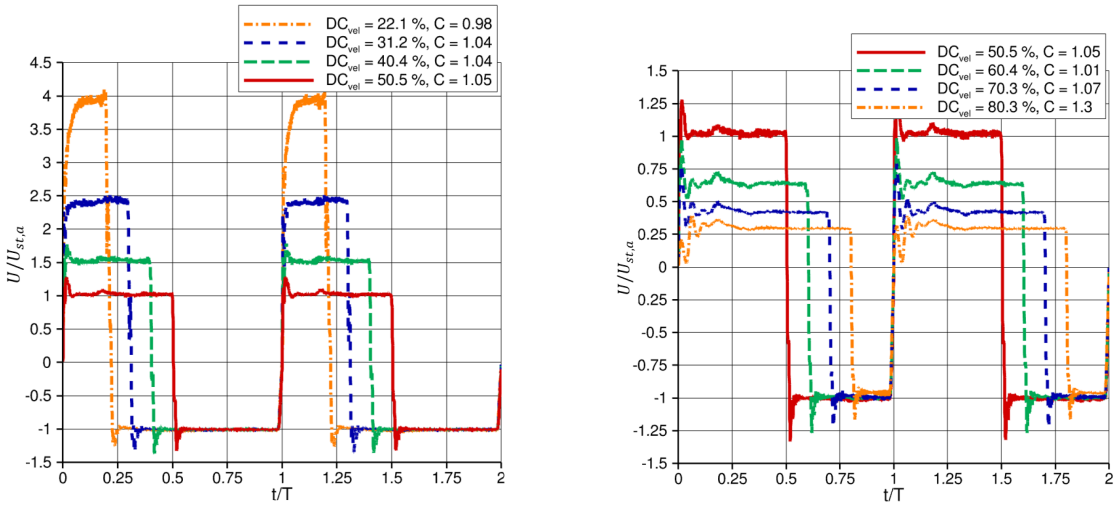


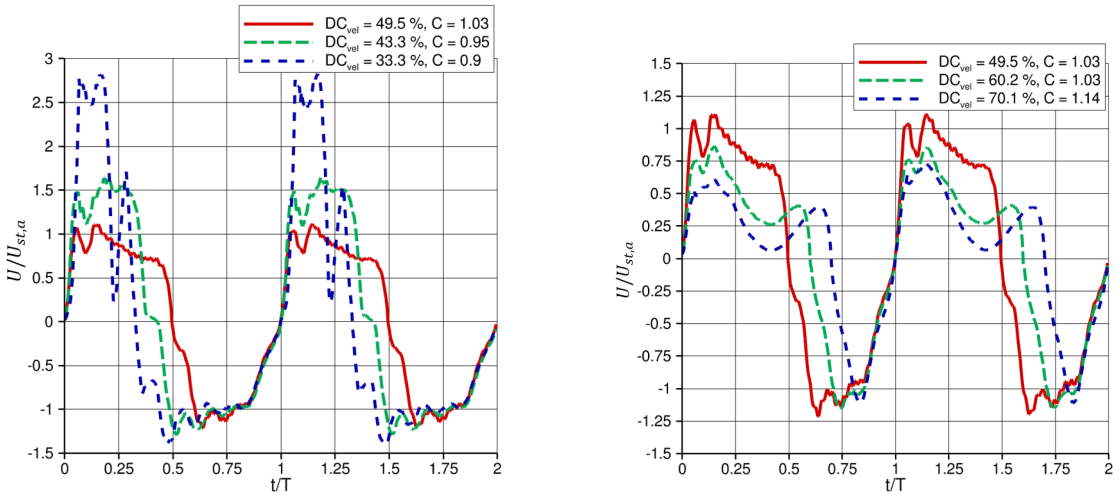
FIGURE 4.12 – Représentation schématique du domaine des perturbations hybrides accessibles lors de la phase de caractérisation. Rouge : domaine inaccessible en pratique, jaune : domaine théoriquement accessible, vert : domaine validé expérimentalement.

Les perturbations avec une fréquence de forçage de 100 Hz sont présentées sur les Figures 4.14a et 4.14b. A cette fréquence la synchronisation est plus subtile dans la mesure où la durée des transitoires domine les phases de soufflage et d'aspiration. Cela entraîne de plus grandes différences entre rapports de cycle de commande et de vitesse, en particulier pour $DC_{com} \leqslant 50$ %. Pour $DC_{vel} = 70.1$ % et $DC_{vel} = 33.3$ % les fluctuations importantes de vitesse rendent le réglage de l'amplitude de soufflage imprécis, et les valeurs de C sont bien en dehors de l'intervalle $[0.95;1.05]$. Un forçage à une fréquence de 100 Hz est encore plus restrictif qu'à 10 Hz en termes de valeurs de DC_{vel} atteignables. A 100 Hz, les limitations techniques des électrovannes doivent également être prises en compte. Comme indiqué à la Section 4.1.2, celles-ci ont un temps d'ouverture minimal de 1 ms. Pour une fréquence de 100 Hz, une durée de soufflage ou d'aspiration de 1 ms correspondrait à un rapport de cycle de 10 % et 90 %, ou 20 % et 80 % à 200 Hz. Parce que les durées transitoires à ces fréquences sont non négligeables, les durées minimales de soufflage et d'aspiration sont supérieures à 1 ms, ce qui réduit encore plus la gamme de valeurs réalisables de DC_{vel}. Par exemple, le Tableau 4.4 indique que la durée minimale de soufflage pour un rapport de pressions $\tilde{p}/P_0 = 1.016$ est $L_b(5.7c_0 - 1.7U_{st})/(c_0^2 - U_{st}^2)$, soit 2 ms dans le cas présent. Cela correspond à une valeur minimale de DC_{vel} de 20 % à 100 Hz, expliquant ainsi pourquoi les valeurs de DC_{vel} inférieures à 30 % et supérieur 70 % ne sont pas exploitables et donc absentes du Tableau 4.6. C'est également la raison pour laquelle très peu de données sont disponibles pour un forçage à 200 Hz.



(a) (b)

FIGURE 4.13 – Perturbations pseudo-synthétiques pour $f = 10\ Hz$; $DC_{com} \leqslant 50$ % (a) et $DC_{com} \geqslant 50$ % (b)



(a) (b)

FIGURE 4.14 – Perturbations pseudo-synthétiques pour $f = 100\ Hz$; $DC_{com} \leqslant 50$ % (a) et $DC_{com} \geqslant 50$ % (b)

4.3 Implémentation en soufflerie et stratégies de contrôle appliquées à l'écoulement

4.3.1 Intégration en soufflerie et validation avec vent

Le système de contrôle intégré à la maquette de soufflerie consiste en cinq fentes de dimensions identiques à celles indiquées précédemment, disposées suivant l'envergure de la veine avec une séparation de 2.5 mm. Elles sont placées en amont de l'arête supérieure de la rampe à une distance de 11 mm, soit $X/h = -0.37$. Leur nombre et leurs dimensions visent à assurer une couverture suffisante en envergure de l'écoulement à contrôler, à savoir la région $-2.6h < Z < 2.6h$, où l'écoulement de référence peut être considéré bidimensionnel (voir Section 3.1.1). Une vue de l'intégration de l'actionneur est montrée sur la Figure 4.15. Les géométries internes de la buse et de la conduite de mise en commun soufflage/aspiration (voir l'encart sur la Figure 4.15) sont en grande partie identiques à celles du prototype. Leurs longueurs des conduites pneumatiques de soufflage et d'aspiration ont été légèrement raccourcies avec pour but d'augmenter la fréquence critique des perturbations (suivant la discussion des différents temps caractéristiques dans la Section 4.2.3) et la géométrie de la fente a été raffinée afin de diminuer les variations de vitesse suivant sa longueur (discutées dans la Section 4.2.2). L'influence de la position et l'angle du soufflage et de l'aspiration n'étant pas étudiée, ceux-ci sont fixés à des valeurs représentatives d'autres études de contrôle sur des décollements de marche afin de faciliter la comparaison des résultats (Dandois, 2007 ; Gilotte, Mortazavi et Edwige, 2024 ; Pamart, 2011 ; Steinfurth et Weiss, 2022 ; Tocquer, 2025). Le soufflage s'effectue vers l'aval, avec un angle de 45° par rapport à la paroi. Ce dernier paramètre influence nécessairement le type de structures produites lors de la phase de soufflage. Plusieurs auteurs montrent cependant que pour des actionneurs pulsés la structure du jet reste semblable pour des angles compris entre 30 et 60° (Hecklau, Salazar et Nitsche, 2013 ; Steinfurth et Weiss, 2021). Pour les angles très importants, proches voire supérieurs à 90°, le jet à grande vitesse peut provoquer un blocage de l'écoulement et un déficit de quantité de mouvement dans son sillage (Steinfurth, Haucke et Weiss, 2019 ; Tocquer, 2025). Enfin, pour un contrôle par jet pulsé, He et Zhou (2025) indiquent qu'un angle de soufflage inférieur à 55° promeut la formation d'un jet attaché à la paroi responsable d'une élimination complète du bulbe et d'une récupération de pression plus importante que pour des angles supérieurs à 55°. La valeur de 45° employée pour cette étude semble donc un compromis raisonnable.

Il est à souligner que les mesures sur l'écoulement non contrôlé, présentées au chapitre précédent, ont été réalisées avec le système de contrôle monté sur la maquette. Ces résultats incluent donc l'impact d'éventuelles irrégularités géométriques dues à l'assemblage. La taille caractéristique de telles irrégularités est cependant estimée à quelques dixièmes de millimètre, ce qui est inférieur de deux ordres de grandeurs à l'épaisseur de couche limite.

Le circuit pneumatique reste similaire au prototype, chaque fente étant pourvue d'une paire d'électrovannes (voir la Figure 4.16). Les électrovanne de soufflage (respectivement d'aspiration) sont contrôlées par un signal de commande commun ; leur fonctionnement reste donc synchronisé. De même, il n'est pas possible de changer les conditions génératrices entre les électrovannes, que ce soit en soufflage ou en aspiration. Le modèle de pompe à vide employé est remplacé par une Edwards Vacuum nXR30i permettant un débit maximum de 30 m^3/h.

Afin de vérifier l'homogénéité en débit sur l'ensemble de la zone contrôlée, les débits de soufflage et d'aspiration ont été mesurés au travers de chaque fente. La Figure 4.17 montre l'évolution du débit de soufflage en fonction de la pression d'alimentation pour chacune des fentes, en l'absence d'écoulement et avec un écoulement à la vitesse $U_\infty = 20$ m/s. Les fentes sont numérotées de 1 à 5 suivant l'envergure croissante. De manière similaire à la phase de

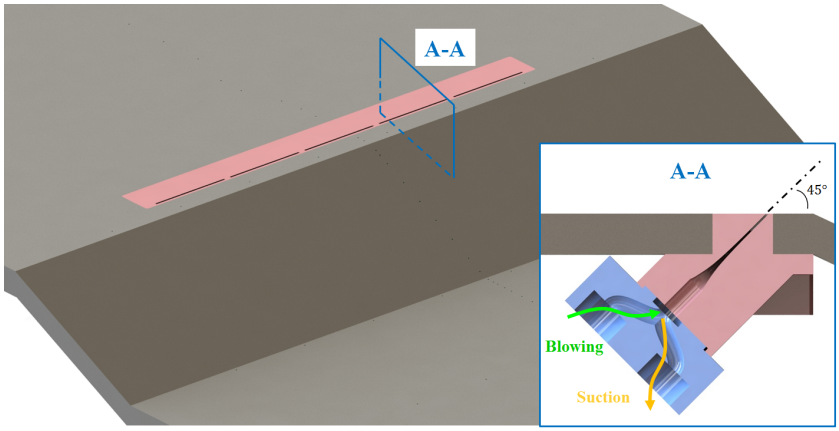


FIGURE 4.15 – Intégration du système de contrôle sur la maquette de soufflerie.

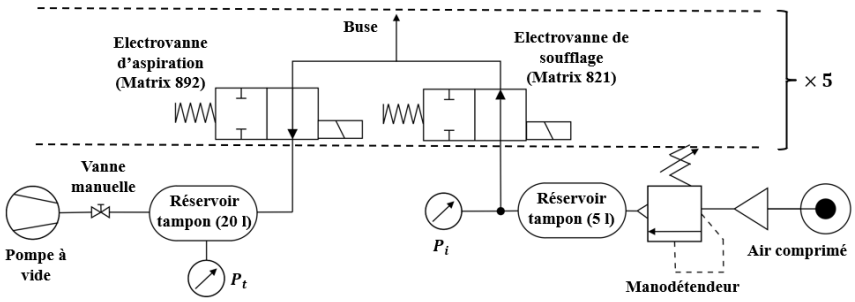
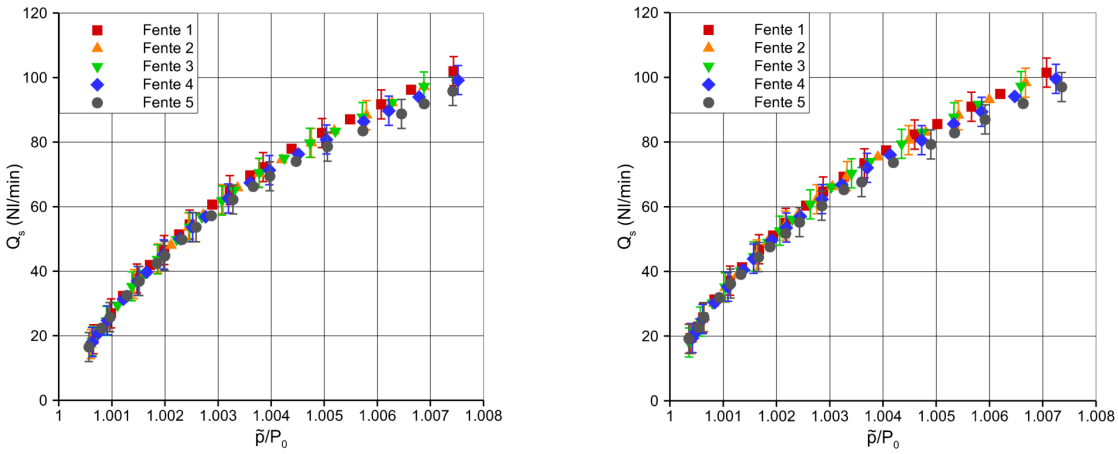


FIGURE 4.16 – Schéma simplifié du circuit pneumatique intégré en soufflerie.

validation du protoype, un capteur Kulite XCQ-080-5D est également placé en amont de la fente centrale (fente 3). La pression P_0 désigne ici la pression statique au sein de la soufflerie, que ce soit en présence ou en absence d'écoulement. Les mesures indiquent que l'écart de débit entre les différentes fentes reste de l'ordre de l'incertitude de mesure aux débits élevés. Les variations de débit au travers les différentes fentes pour un soufflage continu sont donc considérées acceptables. Pour $\tilde{p}/P_0 = 1.007$ l'écart est d'environ 2.5 Nl/min entre les cas $U_\infty = 0$ et $U_\infty = 20$ m/s pour une incertitude élargie de 4.6 Nl/min. Aux débits les plus faibles l'écart non négligeable, avec une valeur d'environ 10 Nl/min entre les cas avec et sans écoulement en veine. Cependant, les résultats des chapitres suivants montrent que les perturbations aux faibles vitesses de soufflage présentent peu d'intérêt pour le contrôle.

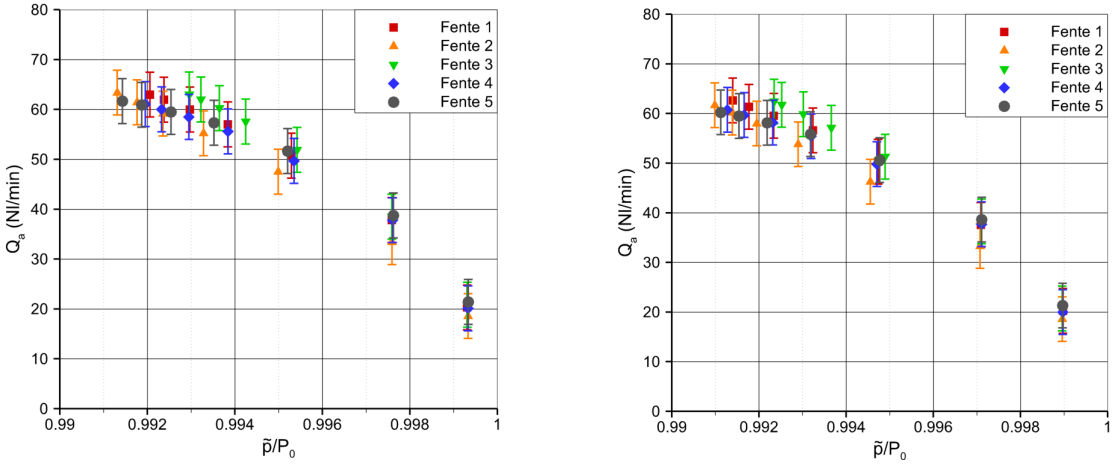
Les débits d'aspiration sont identiquement présentés sur la Figure 4.18 en l'absence d'écoulement et pour $U_\infty = 20$ m/s. Les écarts de débit sont plus prononcés entre les différentes fentes, en particulier pour la fente 2 relativement aux quatre autres. Ils restent néanmoins contenus dans les barres d'incertitudes. La comparaison entre les conditions avec et sans écoulement en veine indique que les écarts de débits restent également compris dans les barres d'incertitudes.

La configuration expérimentale permet difficilement d'effectuer des mesures de vitesse dans des conditions répétables entre les différentes fentes, notamment du fait de la difficulté de positionner précisément la sonde fil chaud. Pour cette raison, la comparaison de l'écoulement au travers des différentes fentes n'a pas pu être réalisée autrement qu'en terme de débit.



(a) $U_\infty = 0$ (b) $U_\infty = 20$

FIGURE 4.17 – Débit de soufflage au travers des différentes fentes en fonction des conditions génératrices, $U_\infty = 0$ (a) et $U_\infty = 20$ m/s (b).



(a) $U_\infty = 0$ (b) $U_\infty = 20$

FIGURE 4.18 – Débit d'aspiration au travers des différentes fentes en fonction des conditions génératrices, $U_\infty = 0$ (a) et $U_\infty = 20$ m/s (b).

4.3.2 Stratégies de contrôle

L'espace paramétrique des perturbations pouvant être théoriquement étudiées avec l'actionneur présent est relativement important. Cinq paramètres fluidiques peuvent être variés : fréquence de forçage, durées relatives et vitesses des phases de soufflage et d'aspiration, sans prendre en compte d'éventuelles durée de repos entre chaque phases. Afin de réduire cet espace paramétrique, il est décidé de ne concentrer l'étude du contrôle qu'aux perturbations pseudo-synthétiques. Les durée respectives du soufflage et de l'aspiration sont ainsi liées par le rapport de cycle $DC = t_{sou}/(t_{sou} + t_{asp})$, et leurs amplitudes par la condition de débit nul. Cette étude vise principalement à quantifier les effets de la masse (et conséquemment de la quantité

de mouvement) de fluide injectée et/ou prélevée dans l'écoulement et des échelles de temps avec lesquelles ce fluide est injecté ou prélevé. Formulé plus succinctement, les expériences de contrôle visent à répondre à la question suivante : pour une masse de fluide donnée, avec quelles échelles de temps faut-il l'injecter puis la prélever de l'écoulement pour maximiser les effets d'un contrôle à débit nul ? Afin de répondre à cette question, les perturbations sont comparées à coefficient de débit constant, c'est à dire à masse de fluide soufflée puis aspirée constante. Différentes valeurs de rapport de cycle entre 10 et 80 % sont étudiées, ce qui entraîne une modification du coefficient de quantité de mouvement, soulignée par l'équation 1.5 du Chapitre 1 et représentée sur la Figure 4.19. Il est supposé que cette augmentation de c_μ puisse être le principal avantage de la réduction du rapport de cycle d'un jet synthétique. Pour quantifier l'influence de la masse injectée ou prélevée dans l'écoulement, trois valeurs du coefficient de débit sont analysées : $c_Q = 0.075$, 0.1 et 0.146 %. Enfin, les différentes fréquences de forçages considérées sont la fréquence du lâché tourbillonnaire $F^+ = 0.6$, une fréquence proche de celle des instabilités de Kelvin-Helmholtz, $F^+ = 1.2$, une très basse fréquence, $F^+ = 0.075$, ainsi que deux fréquences intermédiaires $F^+ = 0.3$ et 0.9. L'espace paramétrique exploré est résumé dans le Tableau 4.7, et représenté schématiquement sur la Figure 4.20, de manière similaire à la Figure 4.12.

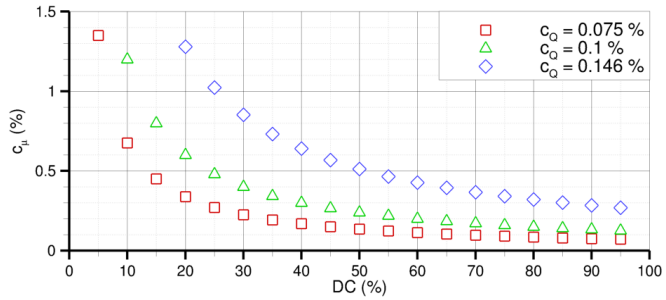


FIGURE 4.19 – Évolution du coefficient de quantité de mouvement c_μ en fonction du rapport de cycle et du coefficient de débit c_Q pour les perturbations hybrides, d'après l'équation 1.5.

Afin d'assurer que les valeurs présentées dans le Tableau 4.7 soit respectées pour chaque jeu de paramètres, une dernière phase de caractérisation a été effectuée. Durant celle-ci, des mesures fil chaud ont été réalisées au centre de la fente centrale afin d'établir les paramètres du signal de commande et les conditions génératrices permettant d'obtenir les valeurs désirées de DC, c_Q et c_μ. Le processus de mesure est semblable à celui exposé à la section 4.2.3, c_Q et c_μ sont calculés à partir de la moyenne temporelle de la vitesse de soufflage. En outre, les incertitudes étendues associées à la détermination de ces quatre grandeurs sont rassemblées dans le Tableau 4.8. Les incertitudes sur c_Q et c_μ sont estimées de manière distincte pour les trois valeurs de c_Q considérées du fait des écarts importants dans les vitesses de soufflage et d'aspiration entre chacune de ces configurations. Pour c_Q les incertitudes élargies représentent une valeur relative $U(c_Q)/c_Q \approx \pm 8.4$ %. Pour c_μ, les incertitudes peuvent être encore plus élevées, la valeur relative maximale de $U(c_\mu)/\langle c_\mu \rangle$ pouvant atteindre plus de ±11.5 %. Cette valeur élevée est principalement liée à l'incertitude-type associée à la mesure fil chaud et au terme $\overline{U}_j^2$ entrant en compte dans le calcul de c_μ (voir équation 1.5).

Le processus de mesure employé possède plusieurs limitations. La première concerne la répétabilité des résultats, liée au réglage des conditions génératrices, aux conditions ambiantes, mais également, et principalement, au positionnement de la sonde fil chaud. Des mesures préliminaires ont montré que, du fait des faibles dimensions de la fente, le positionnement de

Tableau 4.7 – Espace paramétrique des perturbations étudiées expérimentalement.

c_Q (%)	Aspects temporels			Aspects d'amplitude		
	F^+	f (Hz)	DC (%)	c_μ (%)	VR	L_0 (m)
0.075	0.075	10	11…80	0.084…0.67	0.6…4.3	0.9
	0.3	40	18…75	0.084…0.67	0.6…3.4	0.23
	0.6	80	30…69	0.096…0.22	0.6…1.5	0.11
0.1	0.075	10	12…80	0.15…1.2	0.8…5.5	1.2
	0.3	40	20…75	0.15…0.6	0.8…3	0.3
	0.6	80	30…69	0.17…0.4	0.9…2	0.15
	0.9	120	32…64	0.17…0.4	0.9…1.9	0.1
	1.2	160	42…50	0.3…0.24	1.2…1.5	0.075
0.146	0.075	10	20…75	0.34…1.3	1.2…4.4	1.75
	0.3	40	20…70	0.36…1.3	1.3…4.4	0.44
	0.6	80	30…63	0.34…0.85	1.3…2.9	0.22

Tableau 4.8 – Incertitudes élargies associées aux différents paramètres des perturbations fluidiques.

c_Q	$U(DC)$	$U(C)$	$U(c_Q)$	$max(U(c_Q)/c_Q)$	$U(c_\mu)$	$max(U(c_\mu)/\langle c_\mu \rangle)$
0.075 %	±0.5 %	±0.042	±0.0064 %	±8.5 %	±0.0097 %	±11.5 %
0.1 %			±0.0084 %	±8.4 %	±0.017 %	±11.3 %
0.146 %			±0.012 %	±8.2 %	±0.038 %	±11.3 %

la sonde dans le plan de l'orifice et dans sa direction verticale influence fortement la mesure de vitesse. En pratique, la précision en déplacement du bras motorisé utilisé pour déplacer la sonde (0.1 mm) ne permet pas de repositionner le fil chaud de manière suffisamment précise après chaque étalonnage. Durant cette dernière phase de caractérisation, qui s'est étendue sur une semaine, il a été décidé de conserver le fil chaud à la même position, et donc de ne pas procéder à de nouveaux étalonnages journaliers. La mesure de vitesse reste cependant corrigée en température, comme indiqué à la Section 2.2.5. Enfin, il est impossible de réaliser ce type de mesures avec un écoulement externe, dans la mesure où l'interaction entre l'écoulement et le porte-sonde entrainerait nécessairement la collision du fil chaud avec la paroi. Lors des essais de contrôle, les vitesses de soufflage (respectivement d'aspiration) seront plus faibles (respectivement plus importantes) que celles mesurées lors de la phase de caractérisation sans vent, du fait de la diminution de pression statique. La Figure 4.18 indique cependant que, à conditions génératrices égales, les débits d'aspiration mesurés restent dans les barres d'incertitude avec et sans écoulement en soufflerie. La Figure 4.17 permet les mêmes observations aux hautes amplitudes de soufflage, mais l'écart est plus importants aux plus faibles. Cependant, les Chapitres 5 et 6 suivant montrent que les cas de contrôle à amplitude de soufflage très faible représentent relativement peu d'intérêt.

Durant cette dernière campagne de caractérisation, des essais de répétabilité ont été effectués pour sept jeux de paramètres (c_Q, DC, F^+) choisis aléatoirement. Deux mesures supplémentaires

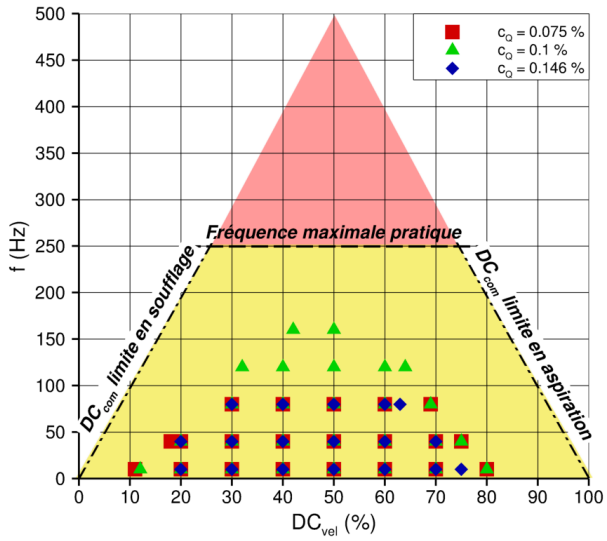


FIGURE 4.20 – Représentation schématique de l'espace paramétrique des perturbations hybrides considéré pour les essais de contrôle.

des grandeurs DC, F^+, c_Q et c_μ ont été réalisées dans la demi-journée ou les jours suivant l'acquisition initiale, à conditions génératrices et signaux de commandes identiques. Les résultats sont présentés dans le Tableau 4.9 pour ($c_Q = 0.075$ %, $DC = 20$ %, $F^+ = 0.075$) et ($c_Q = 0.146$ %, $DC = 56$ %, $F^+ = 0.9$). En plus des valeurs mesurées pour chaque paramètre, les erreurs relatives ϵ par rapport à la valeur de référence correspondante sont précisées. Dans les deux cas le rapport de cycle est déterminé avec une erreur inférieure à 1 % sur l'ensemble des réalisations. Au contraire, le coefficient de quantité de mouvement présente des erreurs relativement élevées, proches de 9 % dans le cas le plus défavorable. Ces valeurs élevées sont en partie expliquées par l'utilisation du carré de la vitesse de soufflage pour le calcul de c_μ, amplifiant la propagation des écarts de mesure. Il est également intéressant de noter que les erreurs relatives entre les deux répétitions peuvent avoir des valeurs relativement éloignées. Dans le cas du jeu ($c_Q = 0.075$ %, $DC = 20$ %, $F^+ = 0.075$), les erreurs relatives sont de l'ordre du pourcentage pour la première répétition et peuvent atteindre 7 % pour la seconde répétition. Le Tableau 4.10 regroupe les valeurs moyennes de erreurs relatives, calculées sur l'ensemble des essais de répétabilité effectués. Ces valeurs suivent une tendance semblable aux observations précédentes, l'erreur de répétabilité la plus faible est commise sur la mesure du rapport de cycles, et la plus élevée sur celle du coefficient de quantité de mouvement. De manière générale, les erreurs de répétabilité pour chacun des paramètres sont jugées acceptables, notamment au regard des contraintes expérimentales écrites précédemment.

Tableau 4.9 – Résultats des essais de répétabilité pour deux jeux de paramètres (c_Q, DC, F^+).

		Référence	Répétition 1	Répétition 2
$c_Q = 0.075$ % $DC = 20$ % $F^+ = 0.075$	DC (%)	20	19.9	19.9
	$\epsilon(DC)$ (%)		0.400	0.200
	C (%)	1.01	0.988	1.07
	$\epsilon(C)$ (%)		1.82	6.73
	c_Q (%)	0.0753	0.0746	0.0780
	$\epsilon(c_Q)$ (%)		0.970	3.53
	c_μ (%)	0.341	0.335	0.366
	$\epsilon(c_\mu)$ (%)		1.54	7.40
$c_Q = 0.146$ % $DC = 56$ % $F^+ = 0.9$	DC (%)	56.4	56.4	56
	$\epsilon(DC)$ (%)		0	0.850
	C (%)	1.01	1.01	1.05
	$\epsilon(C)$ (%)		0.800	3.56
	c_Q (%)	0.146	0.151	0.152
	$\epsilon(c_Q)$ (%)		3.72	3.92
	c_μ (%)	0.452	0.486	0.492
	$\epsilon(c_\mu)$ (%)		7.59	8.92

Tableau 4.10 – Erreurs relatives moyennes sur l'ensemble des essais de répétabilité.

$\langle\epsilon\rangle(DC)$	$\langle\epsilon\rangle(C)$	$\langle\epsilon\rangle(c_Q)$	$\langle\epsilon\rangle(c_\mu)$
0.79 %	3.97 %	3.35 %	6.13 %

4.4 Synthèse du chapitre

Dans ce chapitre a été présentée la méthodologie appliquée au dimensionnement et au développement de l'actionneur. Pour la phase de dimensionnement, les grandeurs caractéristiques (fréquence, amplitudes de soufflage et d'aspiration) des perturbations fluidiques devant être produites par le système ont été calculés à partir des résultats de la littérature afin d'être adaptées au mieux à la géométrie d'écoulement à contrôler. Cette analyse aboutit à des débits de soufflage et d'aspiration maximaux de 72 Nl/min, et à une fréquence de forçage d'au plus 160 Hz. Dans le but de conserver un fonctionnement suffisamment simple et flexible d'un point de vue temporel, les solutions technologiques retenues reposent sur un soufflage et une aspiration pulsés par électrovannes, les deux effets étant produits au travers d'une fente unique.

Une première étape de caractérisation a été menée sur une version prototype du système, afin de valider son fonctionnement et étudier ses limitations. Les mesures débitmétriques et fil chaud effectuées en régime permanent confirment que les amplitudes de soufflage et d'aspiration attendues sont atteintes, et font apparaitre de possibles décollements au sein de l'injecteur. Pour caractériser le fonctionnement en régime instationnaire, des mesures fil chaud ont d'abord

été effectuées pour étudier les transitoires de vitesse en début et fin des phases de soufflage et d'aspiration. Elles ont permis d'estimer les durées respectives de chacune de ces phases en fonction des caractéristiques géométriques de l'actionneur et de l'amplitude du forçage. Ces données ont ensuite été utiliser pour interpréter les limitations du système en terme de fréquences de forçage et de valeurs maximales et minimales du rapport de cycle. De manière générale, plus la fréquence de forçage augmente, et plus la gamme atteignable de rapports de cycle sera réduite. Les durées transitoires ont également un impact sur le pilotage de l'actionneur, les signaux de commande en soufflage et aspiration devant être déphasés afin de permettre l'alternance désirée entre les deux phases. La capacité du système à produire un soufflage hybride a ensuite été évaluée en analysant des perturbations appelées *pseudo-synthétiques*, c'est à dire à débit nul mais dont le rapport de cycle n'est pas nécessairement égal à 50 %. Afin de caractériser le plus précisément possible ces perturbations, le rapport de cycle fluidique DC_{vel} et le critère de débit nul C sont introduits. La détermination de ces paramètres est réalisée à partir de mesures fil chaud effectuées au centre de la fente, combinées à des mesures de pression instationnaires à l'intérieur de l'injecteur. Les résultats montrent à nouveau que la gamme de rapports de cycle pour lesquels le fonctionnement à débit nul reste assuré diminue à mesure que la fréquence de forçage augmente. Néanmoins ces essais valident la capacité de l'actionneur à alterner des phases de soufflage et d'aspiration dont les aspects temporels peuvent être variés.

Après avoir effectué des modifications, portant principalement sur l'optimisation de la géométrie interne des conduites pneumatiques, le système a été intégré au montage en soufflerie. La configuration étudiée consiste en cinq fentes, chacune pilotée par une paire d'électrovannes, et réparties de long de l'envergure à une distance de 11 *mm* en amont du décollement. Du fait des contraintes inhérentes au montage, seules des mesures de débits ont pu être réalisées pour comparer l'écoulement au travers de chaque fente avec et sans vent. Les résultats ne montrent pas de disparités importantes, que ce soit en soufflage ou en aspiration.

L'espace paramétrique des perturbations considérées pour les essais de contrôle a été déterminé. Celui-ci doit permettre de comparer, à masse de fluide injectée et prélevée dans l'écoulement constante, l'influence sur le contrôle des paramètres temporels de la perturbation. Pour une valeur constante du coefficient de débit c_Q, cinq fréquences de forçage seront étudiées : $F^+ = 0.075$, 0.3, 0.6, 0.9 et 1.2. Pour chacune de ces fréquences plusieurs valeurs du rapport de cycle DC seront analysées, chacune étant couplée à une valeur du coefficient de quantité de mouvement c_μ correspondante. Enfin, trois valeurs différentes de c_Q seront considérées. Une dernière phase de caractérisation a eu pour but d'établir les valeurs des différentes variables de pilotage (conditions génératrices en soufflage et aspiration, signaux de commande) permettant de produire les perturbations correspondant à cet espace paramétrique. Les mesures effectuées, semblables à celles menées lors de la phase de caractérisation du prototype, n'ont pu être réalisées qu'en l'absence de vent dans la soufflerie, et présentent donc nécessairement un biais vis à vis des perturbations qui seront réellement appliquées à l'écoulement lors des essais de contrôle. Les incertitudes liées à la méthode de mesure employée ont également été déterminées. Les paramètres dont la détermination est la moins précise sont les coefficients c_Q et c_μ, avec des incertitudes maximales respectives de ±8.5 % et ±11 % par rapport aux valeurs attendues. De plus, la répétabilité des résultats à iso-conditions génératrices a été estimée ; les erreurs relatives moyennes sur la reproduction de DC, C, c_Q et c_μ sont respectivement de 0.79, 3.97, 3.35 et 6.13 %.

Chapitre 5

Aspects moyens de l'écoulement contrôlé

Sommaire du présent chapitre

5.1 Influence des perturbations hybrides sur les propriétés macroscopiques du décollement **108**
5.1.1 Observations préliminaires 108
5.1.2 Dimensions du bulbe décollé 109
5.1.3 Coefficient d'effort normal 110
5.2 Effet du rapport de cycle sur les mécanismes du contrôle **112**
5.2.1 Distributions et fluctuations de pression pariétale 112
5.2.2 Couche limite amont 115
5.2.3 Structure de la couche de mélange 116
5.2.4 Grandeurs turbulentes 118
5.2.5 Transfert de masse au travers de la TNTI 122
5.3 Influence de la phase d'aspiration **125**
5.3.1 Distributions et fluctuations de pression pariétale 126
5.3.2 Coefficient d'effort normal 127
5.4 Synthèse du chapitre **129**

Ce chapitre présente les effets du contrôle sur l'écoulement moyen pour des perturbations hybrides à débit nul appartenant à l'espace paramétrique établi au chapitre précédent. L'objectif principal est ici de déterminer l'intérêt ou non de modifier le rapport de cycle d'une perturbation synthétique classique. La première section s'intéresse à des indicateurs macroscopiques de l'efficacité du contrôle employés usuellement dans la littérature : les dimensions du bulbe décollé, caractéristiques du champs de vitesse moyen, et le coefficient d'effort normal à la rampe, représentatif de la distribution de pression pariétale. Ces grandeurs y sont analysées pour l'ensemble de l'espace paramétrique. Les phénomènes physiques dictant leur évolution sont ensuite approfondis dans la seconde partie, où l'influence du rapport de cycle est étudiée de manière plus détaillée pour un nombre plus réduit de configurations. Dans cette seconde partie sont étudiés les distributions pariétales de pression, les profils de la couche limite amont et de la

couche de mélange, les distributions spatiales des grandeurs turbulentes ainsi que les transferts de masse vers le bulbe décollé. Enfin, une comparaison succincte de l'efficacité des perturbations à débit nul par rapport à des perturbations pulsées est proposée dans la dernière section, visant à évaluer l'influence de la phase d'aspiration sur l'écoulement contrôlé.

5.1 Influence des perturbations hybrides sur les propriétés macroscopiques du décollement

5.1.1 Observations préliminaires

Afin d'anticiper les résultats discutés dans ce chapitre, une première comparaison macroscopique peut être effectuée entre une configuration de contrôle caractéristique d'un jet synthétique (où $DC = 50$ %), et une seconde possédant un rapport de cycle différent. Le premier cas est présenté sur la Figure 5.1a, pour le jeu de paramètres ($c_Q = 0.1$ %, $F^+ = 0.6$, $DC = 50$ %). La figure regroupe le champ de vitesse longitudinale et la distribution de pression pariétale. Le champ de vitesse montre une réduction importante du bulbe décollé par rapport à l'écoulement de référence. La comparaison des longueurs de décollement avec l'écoulement non contrôlé montre une diminution de L_{sep} de l'ordre de 60 %. Il semble également que le bulbe décollé moyen diminue progressivement en restant centré sur le pied de la rampe, situé en $X \approx 2h$. Cette diminution s'accompagne d'un rétablissement de pression à une position plus amont que pour l'écoulement de référence. A partir de $X = 4h$ la pression statique atteint un plateau à $C_p = 0.2$, ce qui n'est observé qu'à partir de $X > 6.5h$ dans le cas non contrôlé. Une autre différence notable avec l'écoulement naturel est la diminution de la pression statique à proximité de l'arête supérieure de la rampe ($X = 0$), résultant de l'application successive du soufflage et de l'aspiration.

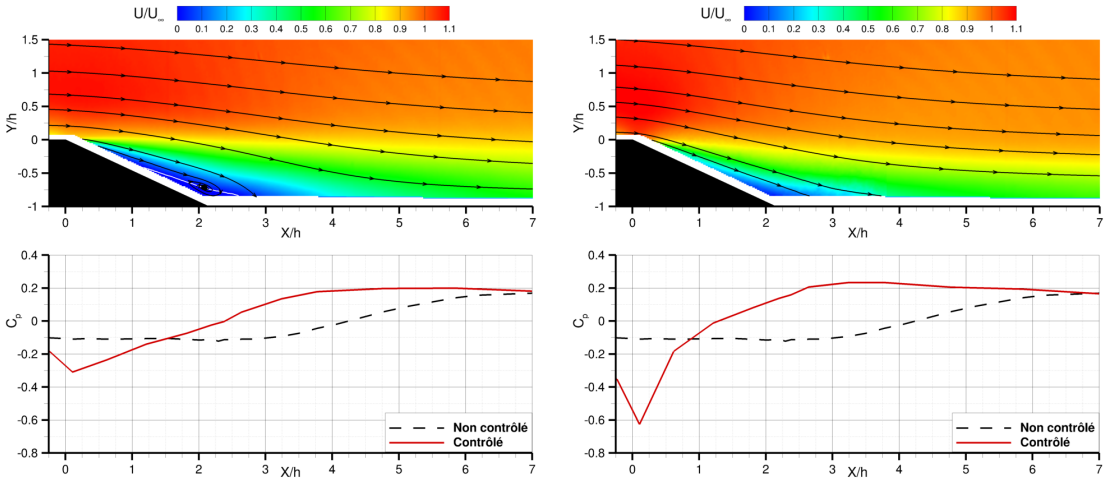


FIGURE 5.1 – Champ de vitesse longitudinale et distribution de pression pariétale de l'écoulement contrôlé ($c_Q = 0.1$ %, $F^+ = 0.6$), $DC = 50$ % (a) et $DC = 30$ % (b).

Les mêmes informations sont présentées sur la Figure 5.1b, correspondant aux mêmes valeurs de c_Q et F^+, mais à un rapport de cycle plus faible $DC = 30$ %. L'examen du champ de vitesse

indique une absence probable de bulbe décollé (une certaine incertitude demeure du fait du manque d'information à la paroi). La diminution du rapport de cycle de la perturbation a donc bien des répercussions sur les effets du contrôle. De plus, ces résultats corroborent l'hypothèse formulée au chapitre précédent (voir Section 4.3.2), à savoir qu'une réduction du rapport de cycle pourrait permettre d'accroitre l'efficacité du contrôle du fait de l'augmentation de la quantité de mouvement injectée au sein de l'écoulement. La distribution de C_p montre également une récupération de pression se produisant plus amont que pour le cas $DC = 50$ %. La diminution de pression à proximité de l'arête est également plus importante, ce qui suggère qu'elle est principalement causée par la phase de soufflage.

5.1.2 Dimensions du bulbe décollé

L'effet du rapport de cycle sur les dimensions de la zone décollée peut être qualitativement évalué par l'observation des iso-lignes $U = 0$, délimitant l'écoulement de retour. Ces lignes sont tracées sur la Figure 5.2 dans le cas du contrôle à $c_Q = 0.075$ % et $F^+ = 0.3$. Elles permettent de constater la réduction progressive du bulbe décollé à mesure que le rapport de cycle diminue, ne représentant qu'une faible proportion du cas non contrôlé pour $DC = 18$ %. Le processus de recollement entraîne une diminution des longueur et hauteur du bulbe. Celle-ci s'accompagne d'un déplacement vers l'amont du point de recollement, mais également d'un déplacement vers l'aval du point de décollement, ces deux positions semblant converger à proximité du pied de la rampe lorsque le rapport de cycle diminue.

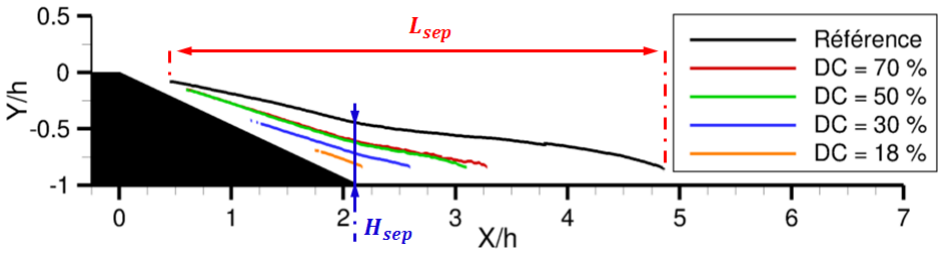
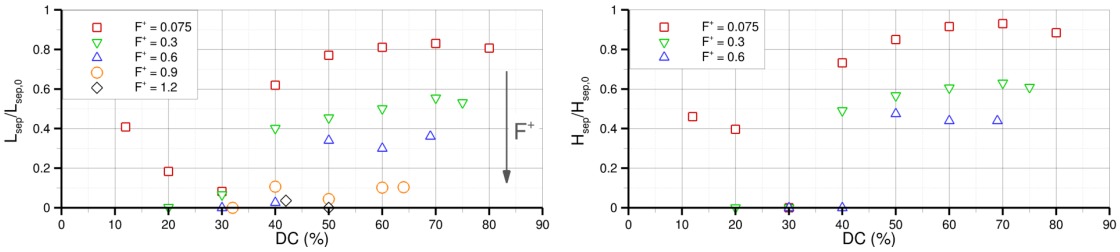


FIGURE 5.2 – Iso-lignes $U = 0$ pour différentes valeurs du rapport de cycle, $c_Q = 0.075$ %, $F^+ = 0.3$.

L'évolution de la longueur moyenne du bulbe décollé est présentée sur la Figure 5.3a en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de l'actionneur pour un coefficient de débit $c_Q = 0.1$ %. Dans le reste de ce chapitre, $L_{sep,0}$ représente la longueur du bulbe non contrôlé. L'ensemble des configurations de contrôle mènent à une réduction de la longueur de décollement, dont l'importance varie avec DC et F^+. En accord avec la littérature (CEGLIA et al., 2021 ; DEBIEN et al., 2015 ; PAMART, 2011), une fréquence de forçage plus élevée entraine une diminution plus grande de L_{sep}. Aux fréquences plus élevées ($F^+ = 0.9$ et 1.2), la zone de recirculation est majoritairement ou totalement éliminée pour toutes les valeurs de DC. Le gain d'efficacité permis par la réduction du rapport de cycle semble plus prononcé aux fréquences de forçage plus faibles. Pour $F^+ = 0.075$, un rapport de cycle de 30 % permet une réduction de L_{sep} 7 à 8 fois plus importante que pour un rapport de cycle de 50 % (représentant un jet synthétique classique). Pour $F^+ = 0.3$, cette même différence de rapport de cycle résulte en une longueur de décollement seulement 4 fois plus faible. Aux deux fréquences les plus élevées, l'effet du rapport de cycle est beaucoup moins perceptible, l'écoulement étant quasiment recollé pour l'ensemble des cas considérés. Dans tous les cas, les variations de L_{sep} sont moins importantes pour $DC \geq 50$ %. Pour ces valeurs plus importantes du rapport de cycle, la Figure 4.19 indique

que les valeurs de c_μ varient peu, ce qui semble expliquer les résultats de contrôle comparables. Contrairement à ce qui peut être observé dans la littérature (voir par exemple Chovet (2018) et Pamart (2011)), il n'est pas possible ici d'identifier une fréquence optimale, les dimensions du bulbe diminuant de manière monotone à mesure que la fréquence de forçage augmente. Cependant, il est possible que la gamme de fréquence étudiée soit trop réduite pour observer une valeur optimale. Pour le rapport de cycle, la valeur $DC = 30$ % pourrait être optimale, au moins pour les fréquences relativement faibles ($F^+ < 0.3$). Elle correspond à la valeur pour laquelle le bulbe est pratiquement éliminé, et pour laquelle une réduction supplémentaire de DC n'entraine que de faibles gains supplémentaires.

Une hauteur caractéristique du bulbe, H_{sep}, est également estimée en mesurant la position verticale de l'iso-ligne $U = 0$ par rapport au pied de la rampe. Ses variations en fonction des paramètres du contrôle sont présentées sur la Figure 5.3b. Du fait des réflexions de la nappe laser, la méthode employée ne permet pas de déterminer la hauteur du bulbe lorsque celle-ci devient inférieure à l'épaisseur de la zone masquée en proche paroi, rendant impossible l'estimation de H_{sep} pour $F^+ = 0.9$ et 1.2. Les donnée disponibles montrent cependant que la tendance pour H_{sep} est la même que pour L_{sep}.



(a) (b)

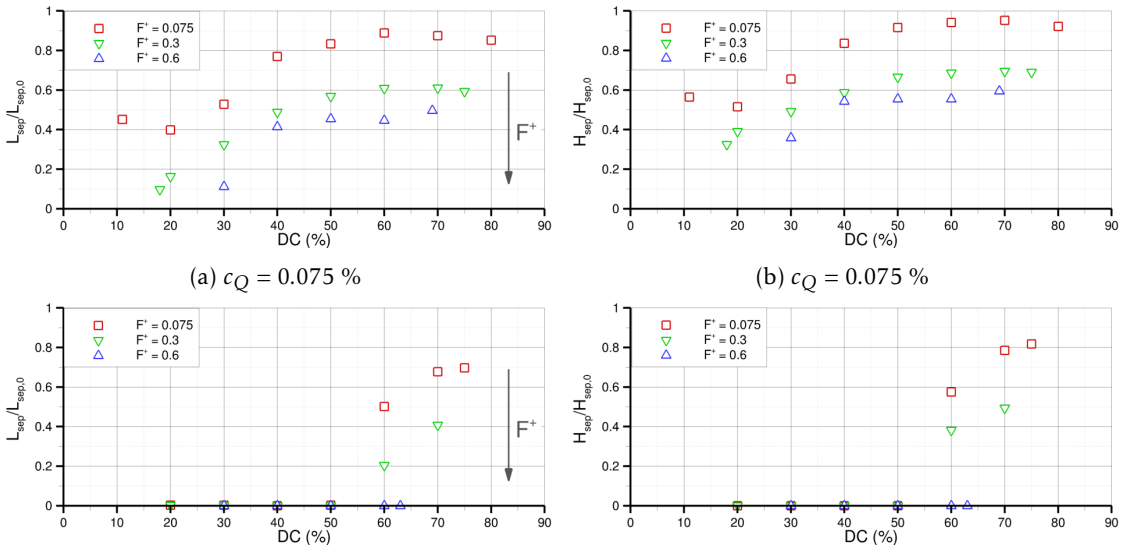
Figure 5.3 – Évolution de la longueur (a) et de la hauteur (b) du bulbe décollé en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage pour $c_Q = 0.1$ % [1].

Les résultats supplémentaires pour des coefficients de débit $c_Q = 0.075$ % et $c_Q = 0.146$ % sont montrés sur la Figure 5.4. Dans le premier cas (Figures 5.4a et 5.4b), les résultats sont similaires à ceux discutés précédemment pour $c_Q = 0.1$ %, mais les diminutions de L_{sep} et H_{sep} observées sont plus faibles dans la mesure où une quantité moins importante de fluide est injectée au sein de l'écoulement. Aucune des configurations étudiées ne permet de complètement supprimer la zone de recirculation . Quand un débit plus important de fluide est utilisé pour le contrôle ($c_Q = 0.146$ %, Figures 5.4c et 5.4d), la totalité des cas avec $DC \leq 50$ % résultent en un écoulement totalement recollé. Pour des valeurs aussi importantes de c_Q (et par conséquent de c_μ), aucun bénéfice n'est obtenu en réduisant le rapport de cycle par rapport à un jet synthétique classique.

5.1.3 Coefficient d'effort normal

Le coefficient d'effort normal à la rampe, C_n, permet de quantifier l'effort de pression s'exerçant sur le plan incliné de la rampe. Il est défini de la manière suivante (Gilotte, Mortazavi et Edwige, 2024) :

1. Les barres d'incertitudes sont de l'ordre de la taille des marqueurs



(a) $c_Q = 0.075$ % (b) $c_Q = 0.075$ %

(c) $c_Q = 0.146$ % (d) $c_Q = 0.146$ %

FIGURE 5.4 – Évolution des longueurs et hauteurs du bulbe décollé en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage, pour $c_Q = 0.075$ % (a,b) et $c_Q = 0.146$ % (c,d).

$$C_n = -\frac{1}{L_r}\int_0^{L_r} C_p(s)ds \tag{5.1}$$

où s représente la position le long du plan incliné, celui-ci ayant une longueur totale L_r. Le coefficient d'effort normal est tracé sur la Figure 5.5 pour les différents essais de contrôle à $c_Q = 0.1$ %. Sa valeur pour l'écoulement de référence, correspondant à $DC = 0$ % est également tracée. Les mesures présentent une séparation nette pour $DC = 35$ %. En dessous de ce seuil, peu de différences sont observées dans les valeurs de C_n, toutes les fréquences et rapports de cycle entrainant une diminution de 20 à 25 % de l'effort normal. La seule exception est le cas $F^+ = 0.9$, $DC = 32$ %, provoquant une diminution de C_n d'environ 50 %. Pour $DC \geq 35$ %, l'effet du contrôle peut être considéré comme néfaste, dans la mesure où tous les cas étudiés mènent à une augmentation de C_n par rapport à l'écoulement non contrôlé. De plus, pour une fréquence de forçage fixe, les valeurs de C_n restent relativement constantes par rapport à DC. Un contraste important peut également être noté entre les résultats pour $F^+ = 0.3$ et 0.6, entraînant une augmentation de C_n de près de 50 %, et ceux pour $F^+ = 0.075$ et 1.2, pour lesquels C_n n'augmente que de 25 %.

Quand un débit plus faible de fluide est employé pour le contrôle ($c_Q = 0.075$ %, Figure 5.6a), des gains faibles sont obtenus sur une plage très limitée de rapports de cycle (10 % $\leq DC \leq$ 20 %). Pour les valeurs plus élevées de DC, C_n augmente de manière similaire à celle constatée pour $c_Q = 0.01$ %, avec la même dépendance à la fréquence de forçage. Pour $c_Q = 0.146$ % (Figure 5.6b), l'influence du rapport de cycle et de la fréquence est plus prononcée. La figure montre un rétablissement de pression plus important que pour les deux valeurs de c_Q plus faibles discutées précédemment. L'effort de pression généré par le décollement est pratiquement annulé pour $DC = 30$ % à $F^+ = 0.6$. Bien qu'employé comme indicateur macroscopique de l'effet du contrôle, notamment du fait de l'analogie possible avec un coefficient de traînée (TOCQUER,

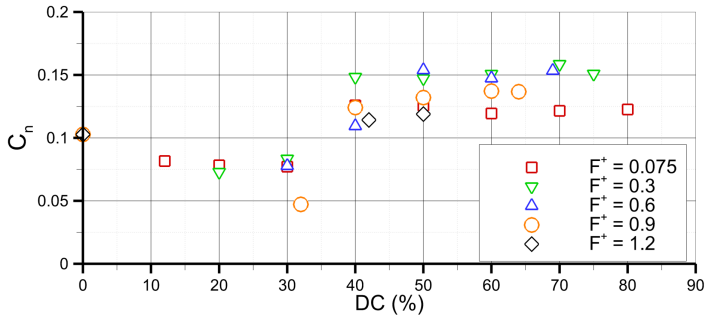
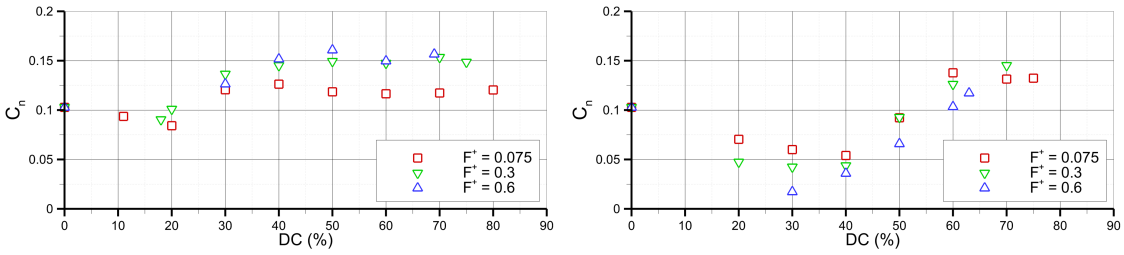


FIGURE 5.5 – Coefficient d'effort normal en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage, pour $c_Q = 0.1$ %.

2025), l'évolution du paramètre C_n reste cependant difficilement interprétable physiquement, en particulier parce qu'il est influencé par la compétition entre deux phénomènes, analysés de façon plus détaillée dans la section suivante.



(a) $c_Q = 0.075$ % (b) $c_Q = 0.146$ %

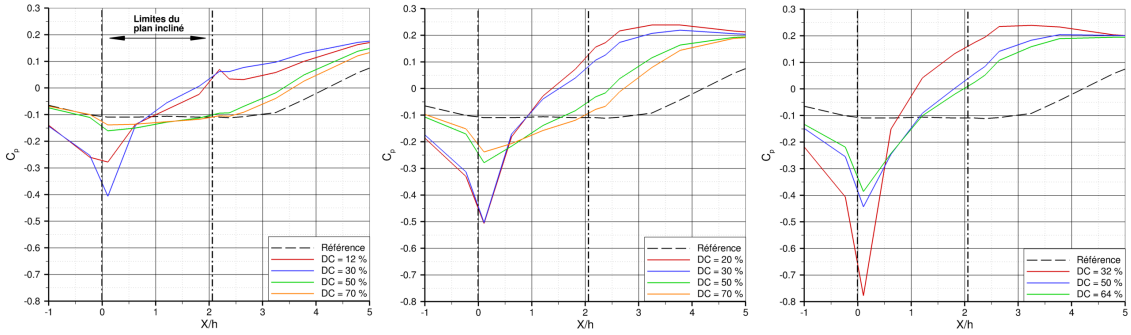
FIGURE 5.6 – Coefficient d'effort normal en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage, pour $c_Q = 0.075$ % (a) et $c_Q = 0.146$ % (b).

5.2 Effet du rapport de cycle sur les mécanismes du contrôle

5.2.1 Distributions et fluctuations de pression pariétale

L'effet du rapport de cycle sur les distributions longitudinales de pression est illustré sur la Figure 5.7 pour les fréquences $F^+ = 0.075$, 0.3 et 0.9 dans le cas d'un forçage avec $c_Q = 0.1$ %. Une diminution du rapport de cycle entraîne un rétablissement de pression plus en amont que pour l'écoulement de référence, à l'exception du cas $F^+ = 0.075$ pour lequel le rétablissement le plus amont est obtenu pour $DC = 30$ %. L'allure des différentes distributions permet d'interpréter les valeurs du coefficient d'effort normal présentées sur les Figures 5.5 et 5.6. Au niveau de l'arête supérieure de la rampe, le forçage entraîne la formation d'une zone basse pression, dont l'amplitude est fortement contrastée entre les différentes valeurs de DC. Celle-ci augmente à mesure que le valeur du rapport de cycle diminue, du fait des vitesses de soufflage plus importantes. L'effet de la fréquence est moins évident dans la mesure où, à DC constant, une variation de la fréquence n'entraîne pas de changements dans les vitesse de soufflage et d'aspiration. Cependant, à une fréquence plus élevée, l'écoulement est contraint

dans l'état contrôlé et ne dispose pas d'un durée suffisante pour retrouver un état décollé entre deux cycles de forçage. La région de basse pression subsiste donc pendant une durée plus importante et apparaît avec une amplitude moyenne plus importante pour les hautes fréquences de forçage. Cet aspect du contrôle est discuté plus en détails dans le chapitre suivant. Les limites du plan incliné de la rampe sont symbolisées par des lignes pointillées sur les différentes figures, soulignant un déséquilibre de pression relativement important à sa surface pour les cas contrôlés. Aux rapports de cycle les plus élevés la région de basse pression se développe à l'arête tandis que le récupération de pression en aval du pied de la rampe, menant à une augmentation de l'effort normal discutée précédemment. Quand la récupération de pression débute à la surface de la rampe, des gains peuvent être réalisés sur C_n. Ils résultent d'une compétition entre les zones de haute et basse pression, cette dernière gagnant en amplitude avec DC, ce qui pourrait expliquer la faible sensibilité de C_n au rapport de cycle observée sur les Figures 5.5 et 5.6.

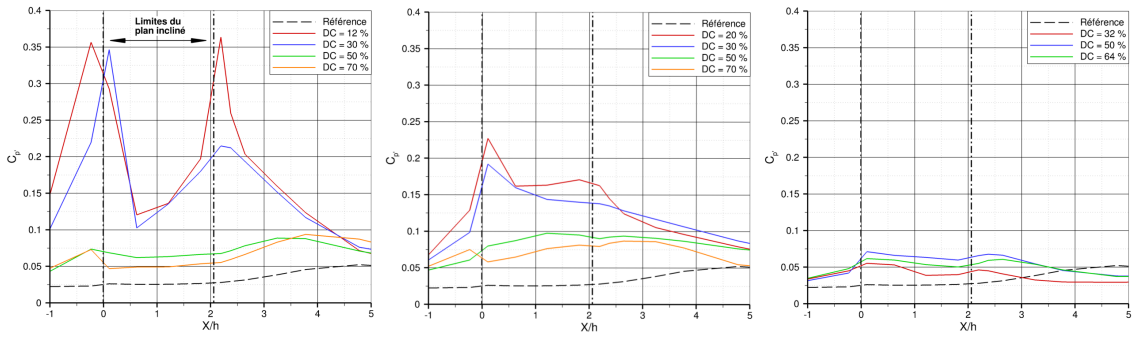


(a) $F^+ = 0.075$ (b) $F^+ = 0.3$ (c) $F^+ = 0.9$

FIGURE 5.7 – Distributions de pression pariétale pour différentes valeurs du rapport de cycle aux fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a), 0.3 (b) et 0.9 (c), $c_Q = 0.1$ %.

L'évolution longitudinale du coefficient de pression fluctuante $C_{p'}$ est tracée sur la Figure 5.8 pour les mêmes paramètres de forçage. Ces résultats confirment qu'une fréquence de forçage plus importante entraîne des fluctuations de pression plus faibles. Les niveaux de fluctuations les plus faibles sont obtenus pour une fréquence $F^+ = 0.9$, leurs distributions restant comparables en valeur pour tous les rapports de cycle. Les résultats obtenus pour $F^+ = 0.075$ montrent des variations de $C_{p'}$ d'un facteur 10 entre les valeurs maximales et minimales du rapport de cycle. Dans tous les cas, deux pics sont observés. Le premier, positionné à proximité de l'arête supérieure, est la signature du forçage instationnaire. La position du second varie et peut être associée au point de recollement. Parmi l'ensemble des résultats présentés, l'abscisse la plus amont de ce second pic coïncide avec le pied de la rampe, qui est atteint dans les configurations où l'écoulement est totalement recollé (d'après la Figure 5.3).

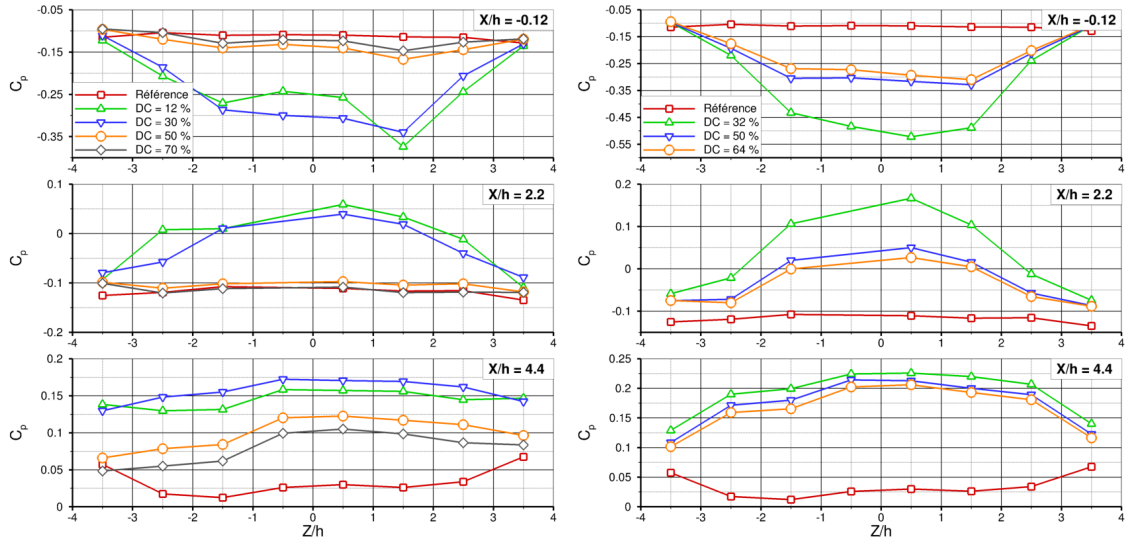
Les mesures de pression dans la direction transverse à l'écoulement sont présentées sur la Figure 5.9 pour les fréquences $F^+ = 0.075$ et $F^+ = 0.9$. Dans les deux cas, l'application du contrôle fait perdre au décollement son caractère bidimensionnel, dans la mesure où la région contrôlée ne s'étend que de $Z = -2.5h$ à $Z = 2.5h$ en envergure. Au vu des différentes distributions de pression présentées, l'évolution des grandeurs de l'écoulement suivant l'envergure (direction $\vec{Z}$, perpendiculaire aux plans PIV discutés ci-après) ne semblent plus pouvoir être négligés. Bien que les moyens métrologiques mis en œuvre ne permettent pas de quantifier ces effets, leur prise en considération pourrait être utile pour les analyses menées dans la suite. Pour $F^+ = 0.075$ les valeurs extrêmes de C_p sont atteintes pour $DC = 30$ et 12%, conformément aux observations réalisées sur la Figure 5.7. Les faibles variations de C_p suivant l'envergure pour ces rapports de



(a) $F^+ = 0.075$ (b) $F^+ = 0.3$ (c) $F^+ = 0.9$

FIGURE 5.8 – Fluctuations de pression pariétale pour différentes valeurs du rapport de cycle aux fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a), 0.3 (b) et 0.9 (c), $c_Q = 0.1$ %.

cycle à la position $X = 4.4h$ montrent que l'écoulement y retrouve un caractère bidimensionnel. Les faibles différences entre les distributions de pressions pour $DC = 50$ et 70 % et l'écoulement de référence aux positions $X = -0.12h$ et $2.2h$ indiquent que le contrôle a peu d'influence sur le bulbe décollé dans ces régions. En $X = 4.4h$ l'effet du contrôle est perceptible pour ces valeurs de DC mais reste en deçà des cas $DC = 30$ et 12 %. Des constats semblables peuvent être faits pour $F^+ = 0.9$, la seule différence étant des variations de pression plus importantes par rapport à l'écoulement de référence pour toutes les valeurs de DC présentées. En $X = 4.4h$ l'écoulement semble recollé pour toutes les configurations ; les distributions de pression sont identiques et proches de $C_p = 0.2$ entre $Z = -2h$ et $Z = 2h$.

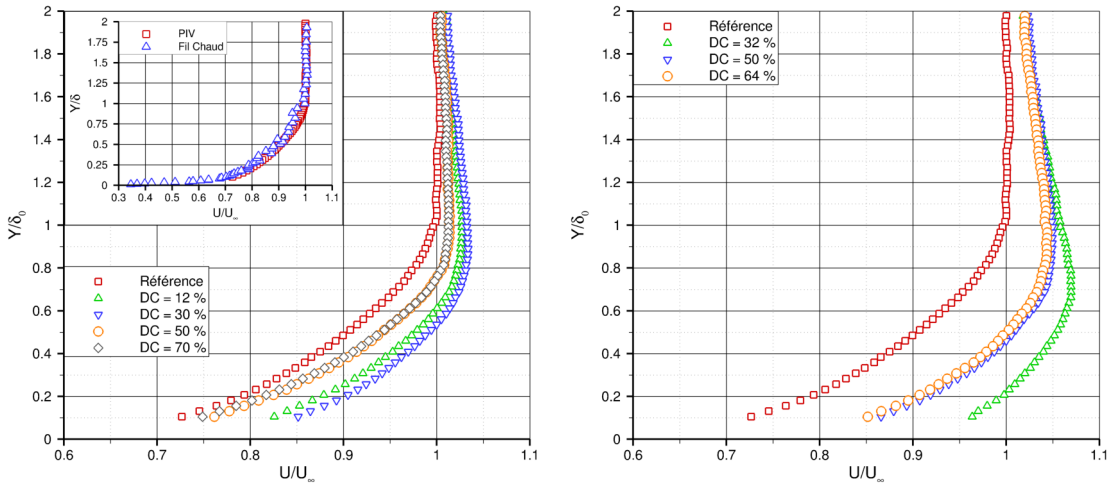


(a) $F^+ = 0.075$ (b) $F^+ = 0.9$

FIGURE 5.9 – Distributions transverses de pression pariétale à différentes positions en amont et aval de la rampe en fonction du rapport de cycle pour $F^+ = 0.075$ (a) et $F^+ = 0.9$ (b), $c_Q = 0.1$ %.

5.2.2 Couche limite amont

Les profils moyens de vitesse dans la couche limite directement en amont de l'arête supérieure de la rampe ($X = -0.1h$) sont tracés sur la Figure 5.10 pour $F^+ = 0.075$ et $F^+ = 0.9$. Ces profils étant extraits des champs PIV, les informations qu'ils contiennent se limitent à la partie supérieure de la couche limite. A titre indicatif, les mesures fil chaud et PIV pour l'écoulement de référence sont présentées dans l'encart de la Figure 5.10a et montrent une bonne concordance entre les deux méthodes malgré la convergence incomplète des données fil chaud. Afin de faciliter la comparaison entre les configurations, la distance à la paroi est adimensionnée par l'épaisseur de couche limite δ_0 de l'écoulement non contrôlé. Du fait de l'aspect moyen de ces mesures il n'est pas possible de dissocier les effets respectifs du soufflage et de l'aspiration sur la couche limite. Cependant, il reste clair que le forçage provoque une augmentation de la vitesse moyenne en proche paroi, plus importante à mesure que le rapport de cycle diminue. Cela semble indiquer que le soufflage constitue le mécanisme affectant de manière prépondérante la couche limite. Pour $F^+ = 0.075$, le profil correspondant au cas $DC = 30$ % présente une vitesse plus importante que pour le cas $DC = 12$ %, ce qui est encore une fois attribué à la durée relativement faible du soufflage par rapport à la période du forçage pour ce dernier. Aux deux fréquences de forçage considérées, les configurations pour lesquelles les rapports de cycle sont inférieurs ou égaux à 50 % présentent peu de différences. La position verticale du maximum de vitesse semble également diminuer avec le rapport de cycle (c'est à dire lorsque la vitesse de soufflage augmente). Au dessus de ce maximum la vitesse diminue progressivement vers celle de l'écoulement libre, sur une région représentant plusieurs épaisseurs δ_0.

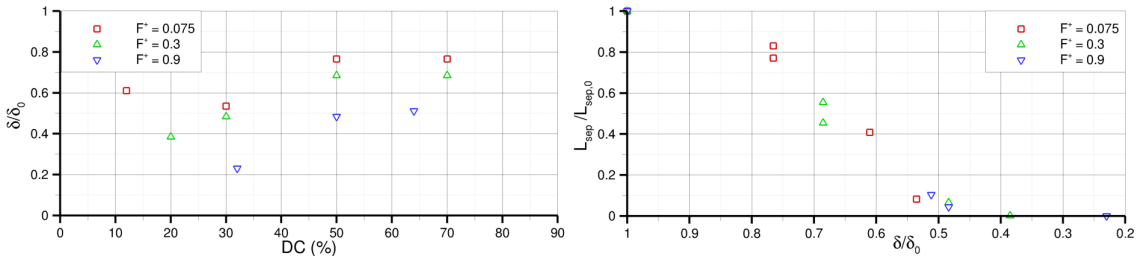


(a) $F^+ = 0.075$ (b) $F^+ = 0.9$

FIGURE 5.10 – Profils de vitesse dans la couche limite mesurés par PIV à la position $X = -0.1h$ pour différentes valeurs du rapport de cycle et $c_Q = 0.1$ %, $F^+ = 0.75$ (a) et $F^+ = 0.9$ (b). La comparaison entre mesures fil chaud et PIV pour l'écoulement de référence est présentée dans l'encart de la figure (a).

L'accélération de l'écoulement en proche paroi cause un aplatissement de la couche limite. Comme montré à la Section 1.3.2 du Chapitre 1, et dans la littérature (voir CHOVET (2018) par exemple), l'épaisseur δ de couche limite est corrélée à la longueur de décollement et il peut ainsi être intéressant d'évaluer l'influence de δ sur la grandeur L_{sep}. La détermination de l'épaisseur

de couche limite est ici délicate dans la mesure où les profils de vitesse des configurations contrôlées ne sont plus représentatifs d'une couche limite canonique. Afin d'estimer un ordre de grandeur de cette épaisseur, δ est défini comme la position verticale pour laquelle $U/U_{\text{inf}} = 1$. Les valeurs correspondantes sont présentées sur la Figure 5.11a en fonction du rapport de cycle et de la fréquence du contrôle. La diminution de δ avec DC est clairement visible pour toutes les fréquences considérées, à l'exception du cas ($DC = 12$ %, $F^+ = 0.075$). Il est intéressant de noter que les allures présentées sont semblables à celles de la Figure 5.3a, laissant supposer une bonne corrélation entre δ et L_{sep}. Ceci est confirmé par la Figure 5.11b, qui montre une diminution pratiquement linéaire de la longueur de décollement avec l'épaisseur de la couche limite amont. Pour l'ensemble des configurations considérées l'écoulement est totalement recollé lorsque l'épaisseur de la couche limite a diminué environ de moitié.



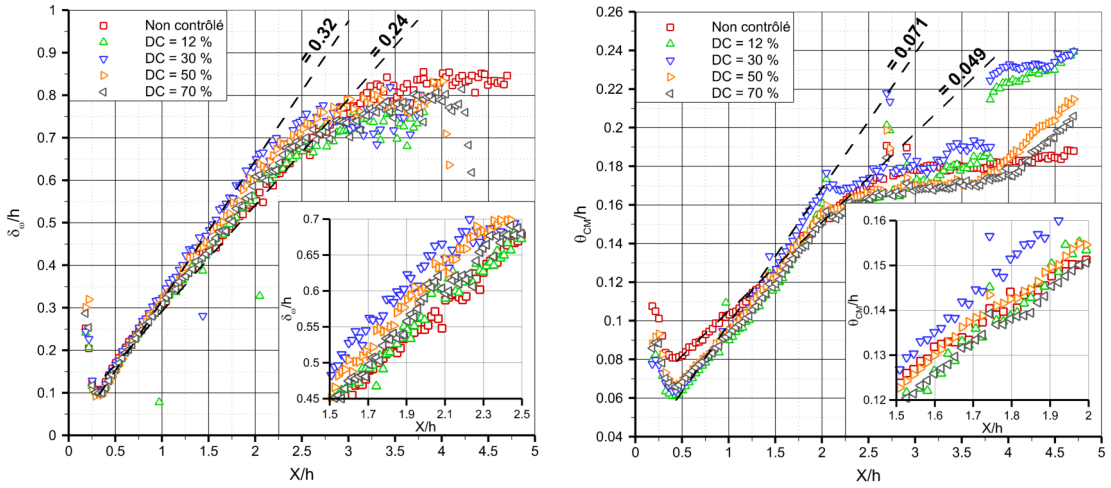
(a) (b)

FIGURE 5.11 – Évolution de l'épaisseur de couche limite en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage (a), et évolution de la longueur de décollement en fonction de l'épaisseur de couche limite (b), $c_Q = 0.1$ %.

5.2.3 Structure de la couche de mélange

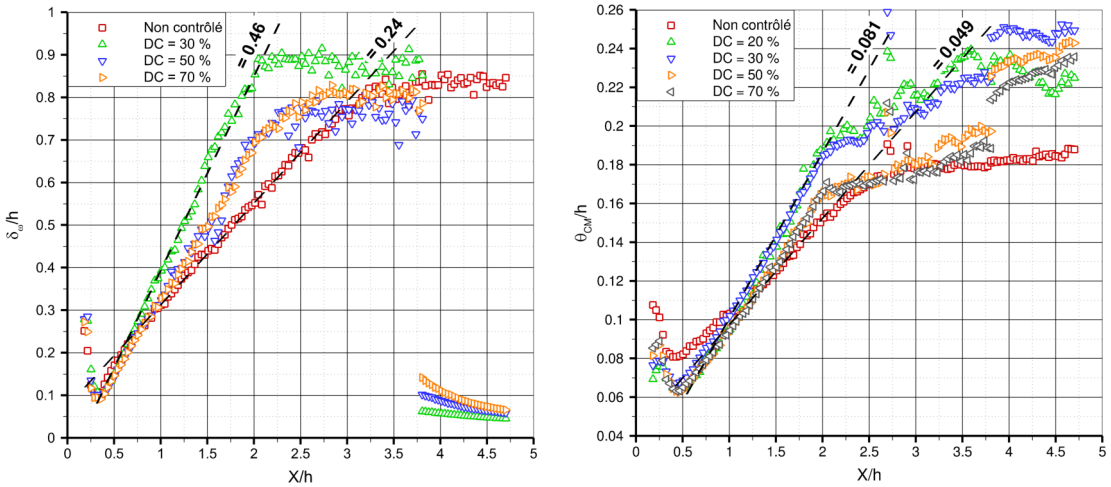
L'effet du contrôle sur les épaisseurs de vorticité et de quantité de mouvement de la couche de mélange est présenté sur la Figure 5.12 pour une fréquence de forçage $F^+ = 0.075$. Ces résultats montrent une augmentation des taux de croissance $d\delta_\omega/dX$ et $d\theta_{CM}/dX$ pour l'ensemble des configurations de contrôle. Pour l'écoulement décollé de référence, ces valeurs sont respectivement de 0.24 et 0.049, et peuvent atteindre 0.32 et 0.071 dans les cas contrôlé, soit des écarts relatifs de 33 % et 45 %. Cette tendance pouvait être attendue, étant donné qu'un épaississement plus rapide de la couche de mélange semble intuitivement lié à son recollement à une position plus amont que dans le cas non contrôlé. Cette hypothèse n'est cependant pas totalement vérifiée, puisque le forçage à $DC = 12$ % possède les taux de croissance les plus faibles, tandis qu'une longueur moyenne de décollement plus faible est obtenue pour $DC = 50$ % et $DC = 70$ % (voir Figure 5.3a).

Les résultats pour la fréquence de forçage $F^+ = 0.3$ sont montrés sur la Figure 5.13. Cette fréquence plus élevée a pour effet d'accélérer la croissance de la couche de mélange à rapport de cycle identique. Dans son étude de contrôle par jet balayants, TOCQUER (2025) montre que pour les configurations de contrôle aboutissant à un recollement complet de l'écoulement, le taux de croissance $d\delta_\omega/dX$ est plus faible que dans le cas non contrôlé, ce qui n'est pas le cas ici. En revanche, il note également que les cas pleinement recollés correspondent à une valeur maximale de $d\theta_{CM}/dX$, ce qui est aussi observé dans le cas présent. Il est cependant nécessaire de mentionner que pour la présente étude, les valeurs du coefficient de quantité de mouvement mises en jeu dans le contrôle sont inférieures d'un ordre de grandeur.



(a) δ_ω/h (b) θ_{CM}/h

FIGURE 5.12 – Évolution longitudinale des épaisseurs de vorticité (a) et de quantité de mouvement (b) de la couche de mélange pour différentes valeurs du rapport de cycle, $c_Q = 0.1$ % et $F^+ = 0.075$.

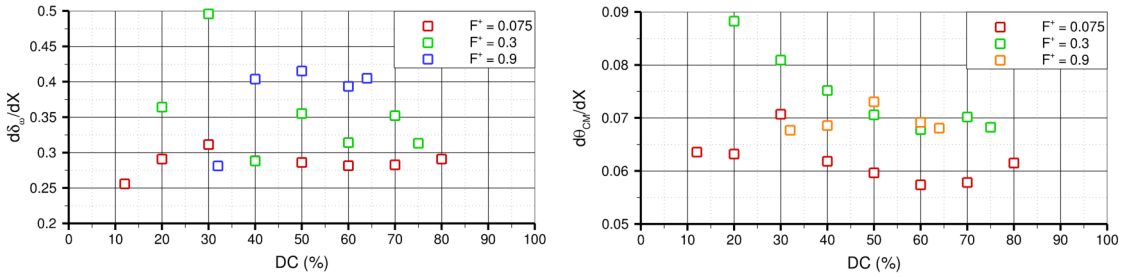


(a) δ_ω/h (b) θ_{CM}/h

FIGURE 5.13 – Évolution longitudinale des épaisseurs de vorticité (a) et de quantité de mouvement (b) de la couche de mélange pour différentes valeurs du rapport de cycle, $c_Q = 0.1$ % et $F^+ = 0.3$.

Afin de généraliser l'influence du rapport de cycle sur le développement de la couche de mélange, les taux de croissances de δ_ω et θ_{CM} sont présentés sur la Figure 5.14 pour l'ensemble des résultats de contrôle aux fréquences $F^+ = 0.075$, 0.3 et 0.9. Aucune tendance clairement identifiable ne se dégage pour δ_ω (Figure 5.14a), si ce n'est une augmentation du taux de croissance avec la fréquence de forçage. Le taux de croissance de θ_{CM} montre une dépendance plus évidente au rapport de cycle. Pour $F^+ = 0.075$ et 0.3 le taux de croissance est plus élevé

aux rapports de cycle plus faibles, c'est à dire lorsque la quantité de mouvement injectée dans l'écoulement est plus importante. L'évolution de $d\theta_{CM}/dX$ avec DC est également relativement semblable à celle de L_{sep}. En particulier, les cas $DC = 12$ % et $DC = 20$ % à $F^+ = 0.075$ montrent une diminution du taux de croissance, qui pourrait être corrélée avec l'augmentation de L_{sep} visible sur la Figure 5.3a. Peux de variations de $d\theta_{CM}/dX$ et L_{sep} sont visibles pour $F^+ = 0.9$. Il est également nécessaire de noter que pour cette fréquence élevée la Figure 5.3a indique que le bulbe est pratiquement éliminé pour la totalité des rapports de cycle considérés. Dans ces conditions, la structure de la couche de mélange pourrait être trop éloignée d'un cas canonique, rendant l'analyse des paramètres intégraux δ_ω et θ_{CM} peu pertinente. Globalement, pour la présente étude, le taux de croissance de l'épaisseur de quantité de mouvement semble donc constituer un indicateur intéressant de l'efficacité du contrôle, contrairement au taux de croissance de l'épaisseur de vorticité.

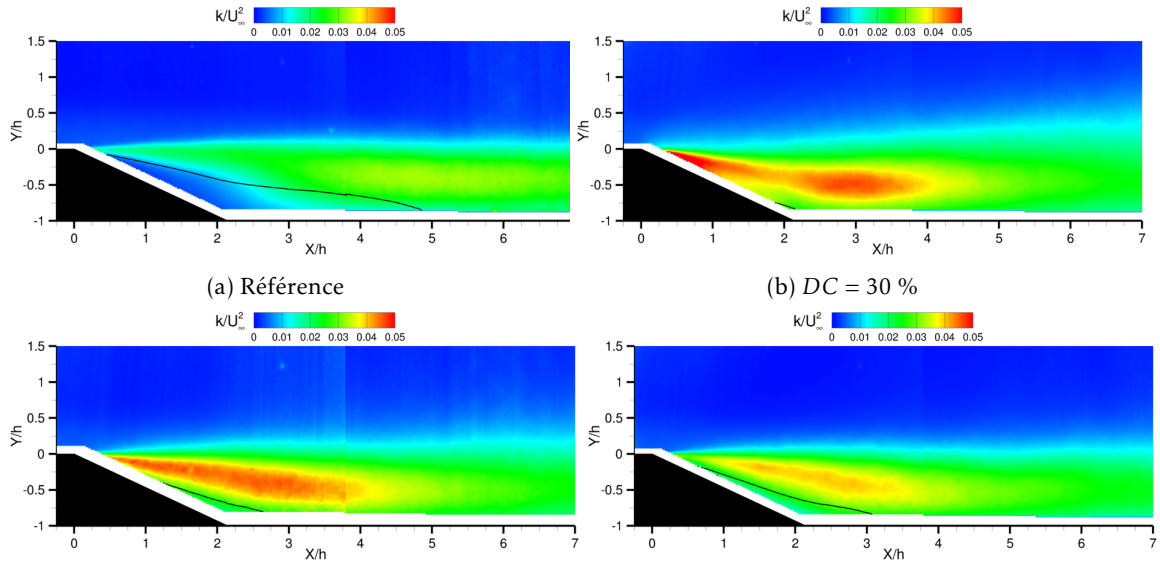


(a) $d\delta_\omega/dX$ (b) $d\theta_C M/dX$

FIGURE 5.14 – Taux de croissance des épaisseurs de vorticité (a) et de quantité de mouvement (b) de la couche de mélange pour différentes valeurs du rapport de cycle et de la fréquence de forçage, $c_Q = 0.1$ %.

5.2.4 Grandeurs turbulentes

L'effet du rapport de cycle sur les champs d'énergie cinétique turbulente k est présenté sur la Figure 5.15 pour une fréquence de forçage $F^+ = 0.3$. Pour l'ensemble des cas considérés, le contrôle entraîne une augmentation du niveau de turbulence dans la couche de mélange par rapport à l'écoulement non contrôlé. La répartition spatiale de l'énergie cinétique turbulente est également modifiée par le contrôle, les régions où celle-ci est maximale se déplaçant vers l'amont à mesure que le rapport de cycle diminue. Dans ces zones, des valeurs plus élevées de k sont atteintes aux plus faibles rapports de cycle. Pour $DC = 30$ %, l'énergie cinétique turbulente se concentre à deux positions de la couche de mélange : en aval du point de décollement, à proximité de la paroi de la rampe, et approximativement à $X = 3h$, qui semble située proche de la position de recollement. Les champs correspondant à $DC = 50$ % et $DC = 70$ % montrent eux des valeurs maximales de k réparties de manière continue au dessus de l'interface $U = 0$. De manière générale, les zones où l'énergie cinétique turbulente est la plus élevée concordent avec l'interface de l'écoulement de retour. Cela tend à indiquer que le mélange entre ce dernier et l'écoulement libre est favorisé par le contrôle et amplifié aux faibles rapports de cycle.



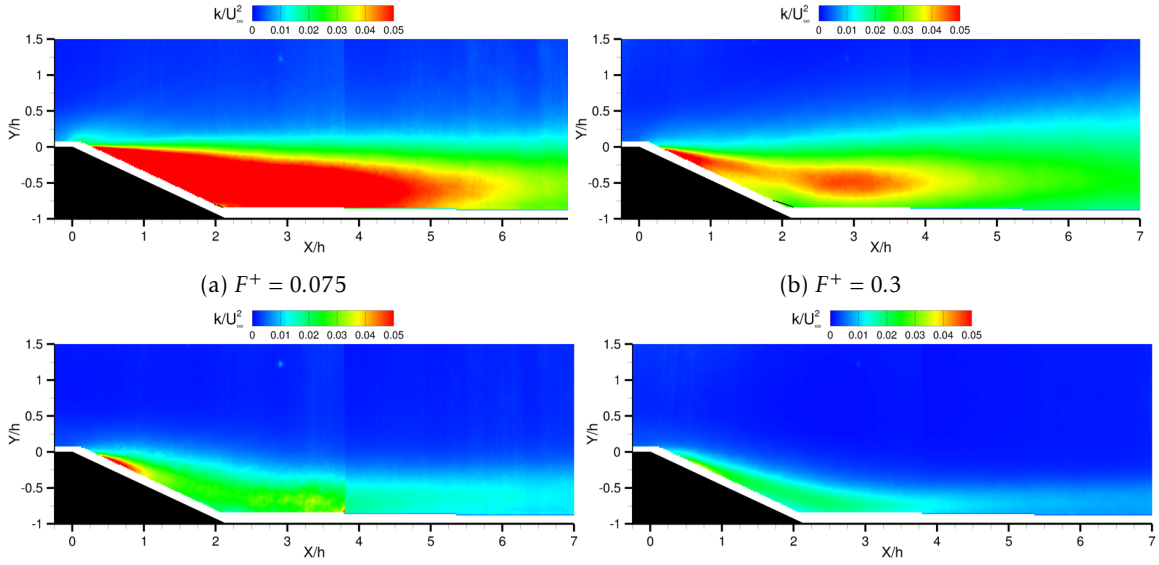
(a) Référence (b) $DC = 30$ %

(c) $DC = 50$ % (d) $DC = 70$ %

FIGURE 5.15 – Champs d'énergie cinétique turbulente pour le cas non contrôlé (a), et pour un forçage à $F^+ = 0.3$ avec $DC = 30$ % (b), $DC = 50$ % (c) et $DC = 70$ % (d), $c_Q = 0.1$ %. La ligne continue noire représente l'iso-ligne $U = 0$.

L'influence de la fréquence sur la distribution de k est présentée sur la Figure 5.16. Les quatre configurations de contrôle illustrées aboutissent à des longueurs de décollement comparables mais des niveaux d'énergie cinétique turbulente fortement contrastés. Le forçage à très basse fréquence ($F^+ = 0.075$) résulte en de très importantes fluctuations de vitesse réparties sur une longueur équivalente à celle du bulbe non contrôlé. A l'inverse, pour les fréquences plus élevées ($F^+ = 0.6$ et 0.9), les zones où les niveaux de turbulence sont non-négligeables se concentrent à proximité des parois et du pied de la rampe. Ces observations laissent supposer que, malgré des résultats de contrôle comparables d'un point de vue moyen, le forçage à basse fréquence résulte en un écoulement bien plus fluctuant qu'à haute fréquence. Ces fluctuations sont causées par le forçage intermittent, mais également par les variations de dimensions du bulbe liées au déplacement des postions de décollement et de recollement. Ce point est développé plus en détail dans le Chapitre 6.

L'influence du rapport de cycle sur les composantes du tenseur de Reynolds est illustrée sur la Figure 5.17 pour $F^+ = 0.3$. Les valeurs maximales des contraintes normales $\langle u'u' \rangle$ (Figure 5.17a), $\langle v'v' \rangle$ (Figure 5.17b) et de la contrainte de cisaillement $|\langle u'v' \rangle|$ (Figure 5.17c) y sont représentées à chaque position longitudinale en aval du point de décollement. L'application du forçage provoque une augmentation de ces contraintes, ainsi qu'un déplacement des maxima globaux de l'aval vers l'amont. Les composantes normale $\langle u'u' \rangle$ et de cisaillement $|\langle u'v' \rangle|$ sont affectées de manière semblables par le contrôle, leurs valeurs maximales étant multipliées entre 1.5 et 3 fois par rapport à l'écoulement de référence suivant la valeur de DC. En revanche, la composante $\langle v'v' \rangle$ n'est qu'au maximum multipliée par 1.6. La contrainte de cisaillement devient donc prépondérante par rapport à la contrainte normale verticale dans les cas contrôlés, au contraire de l'écoulement de référence. Les valeurs de contrainte normale $\langle u'u' \rangle$ restent cependant significativement supérieures aux deux autres.



(a) $F^+ = 0.075$ (b) $F^+ = 0.3$

(c) $F^+ = 0.6$ (d) $F^+ = 0.9$

FIGURE 5.16 – Champs d'énergie cinétique turbulente pour $DC = 30$ % et différentes fréquences de forçage : $F^+ = 0.075$ (a), $F^+ = 0.3$ (b), $F^+ = 0.6$ (c) et $F^+ = 0.9$ ($DC = 32$ %) (d), $c_Q = 0.1$ %. La ligne continue noire représente l'iso-ligne $U = 0$.

A nouveau, les effets du forçage sont d'avantage amplifiés aux faibles valeurs du rapport de cycle. Pour $DC = 20$ %, les valeurs maximales des trois grandeurs sont localisées à proximité du point de décollement et leur intensité est la plus importante de l'ensemble des configurations de contrôle. Pour ce rapport de cycle, les contraintes décroissent également plus rapidement vers l'aval que dans les autres cas contrôlés. A mesure que DC diminue, les contraintes $\langle u'u' \rangle$ et $|\langle u'v' \rangle|$ perdent en intensité et leur répartition est plus homogène le long de la couche de mélange. La composante $\langle v'v' \rangle$ suit une tendance inverse : ses niveaux sont globalement plus élevés aux plus faibles rapports de cycle, pour lesquels le maximum semble se concentrer en $X = 2h$, c'est à dire au pied de la rampe. Enfin, les distributions de $\langle u'u' \rangle$ et $|\langle u'v' \rangle|$ semblent suivre celle de l'énergie cinétique turbulente (voir Figure 5.15) : deux pics se dessinent à mesure que le rapport de cycle diminue, l'un situé à l'arête supérieure de la rampe, et l'autre vers $X = 3h$. Ce deuxième pic disparait lorsque l'écoulement est complètement recollé ($DC = 20$ %), ce qui confirme qu'il est lié à la dynamique du point de recollement.

L'effet de la fréquence sur les composantes $\langle u'u' \rangle$ et $|\langle u'v' \rangle|$ est étudié sur la Figure 5.17. Pour $DC = 30$ % l'évolution est semblable à celle constatée pour l'énergie cinétique turbulente (Figure 5.18). Une augmentation de la fréquence entraine une diminution significative des contraintes normales et de cisaillement, mais n'altère pas leur distribution spatiale. Pour $F^+ = 0.6$ et 0.9, l'intensité des contraintes devient inférieure à celle de l'écoulement naturel en aval de la rampe ($X > 2h$). Pour $DC = 50$ %, la dépendance à la fréquence suit une tendance différente. Les valeurs maximales de $\langle u'u' \rangle$ et $|\langle u'v' \rangle|$ sont cette fois atteintes pour la fréquence la plus élevée $F^+ = 0.9$. A cette fréquence, les distributions spatiales entre les cas $DC = 30$ % et $DC = 50$ % sont semblables, mais les niveaux des contraintes sont plus élevées dans le second cas. Aux fréquences $F^+ = 0.3$ et 0.6 les contraintes semblent également se concentrer à proximité de la rampe mais avec des intensités plus faibles que pour $DC = 30$ %. Pour la fréquence la plus faible, $F^+ = 0.075$, les

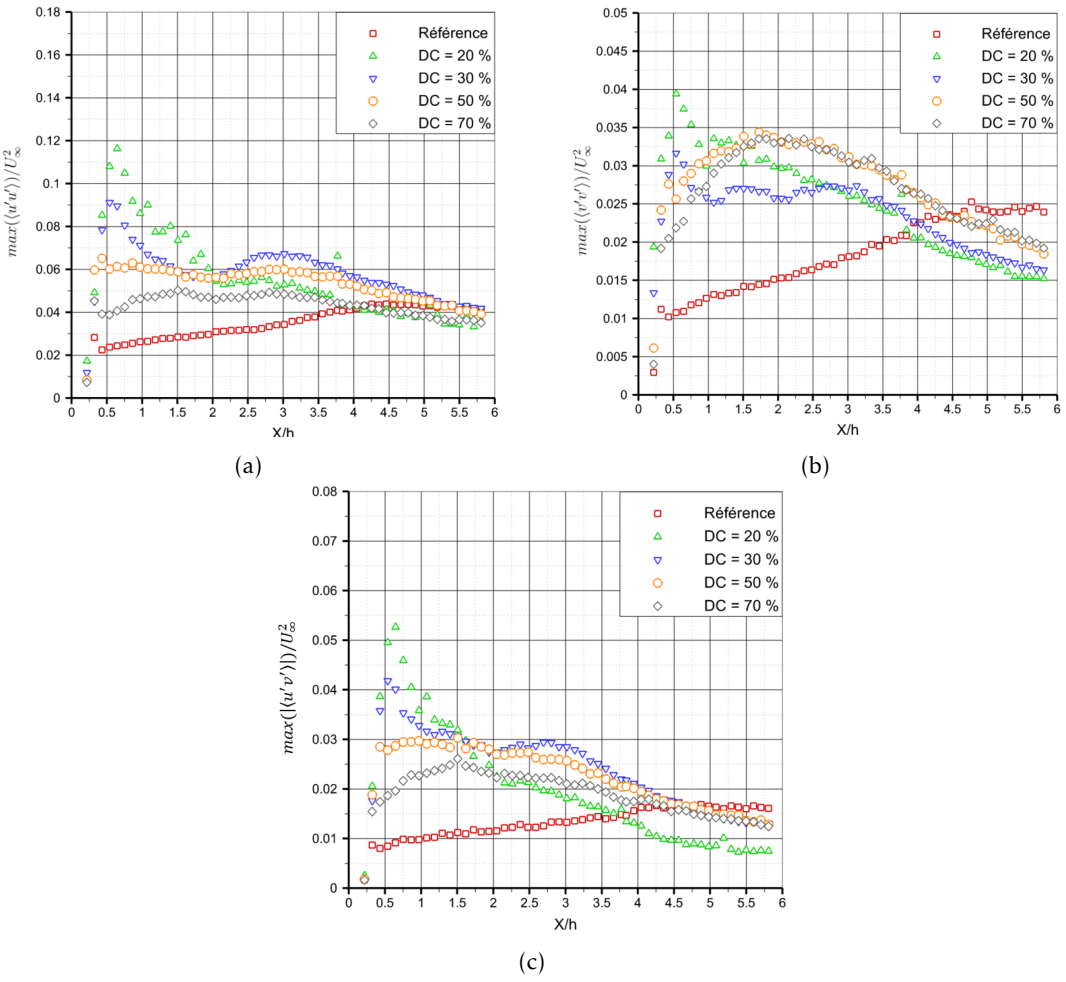
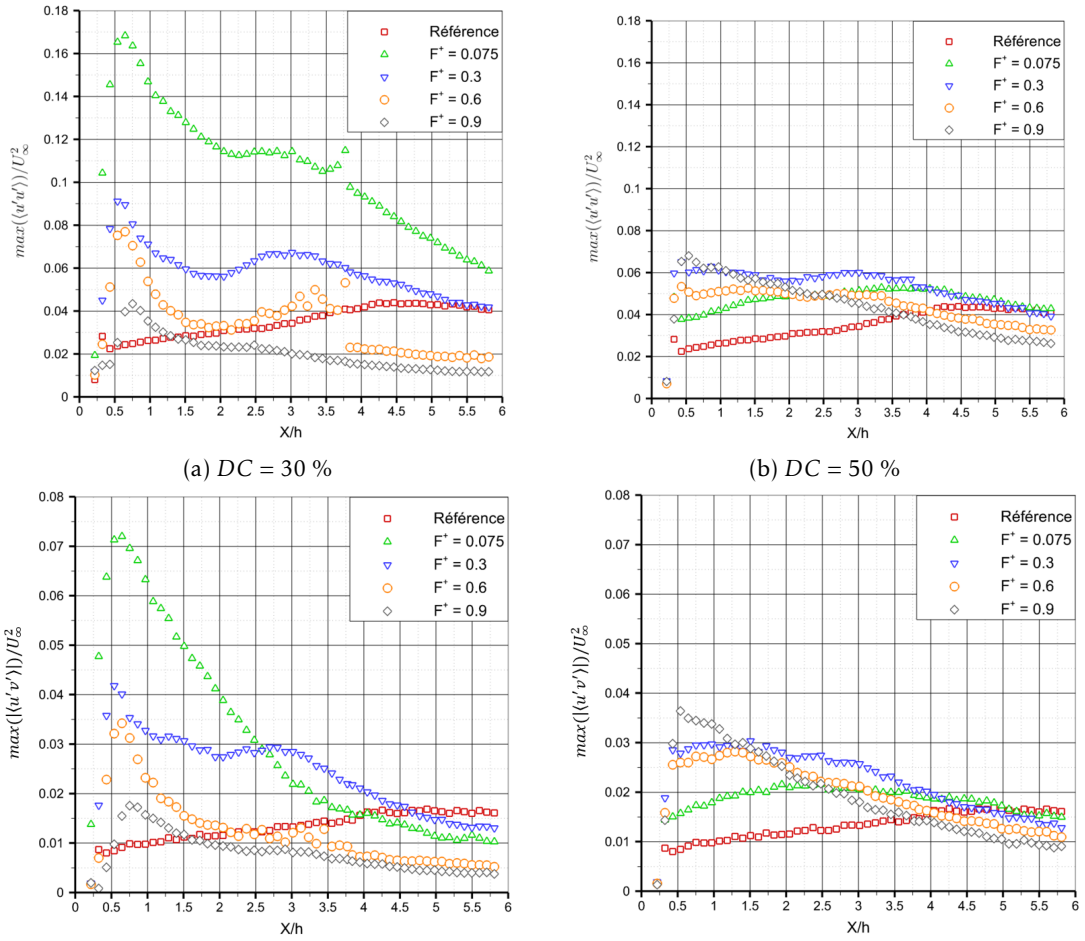


FIGURE 5.17 – Valeurs maximales des composantes du tenseur de Reynolds $\langle u'u' \rangle$ (a), $\langle v'v' \rangle$ (b) et $|\langle u'v' \rangle|$ (c), en fonction de la position longitudinale pour différentes valeurs du rapport de cycle et $c_Q = 0.1$ %, $F^+ = 0.3$.

variations spatiales des contraintes et leurs intensités sont moins importantes. Ce dernier cas correspond à celui avec la réduction des dimensions du bulbe la plus faible.



(a) $DC = 30$ %

(b) $DC = 50$ %

(c) $DC = 30$ %

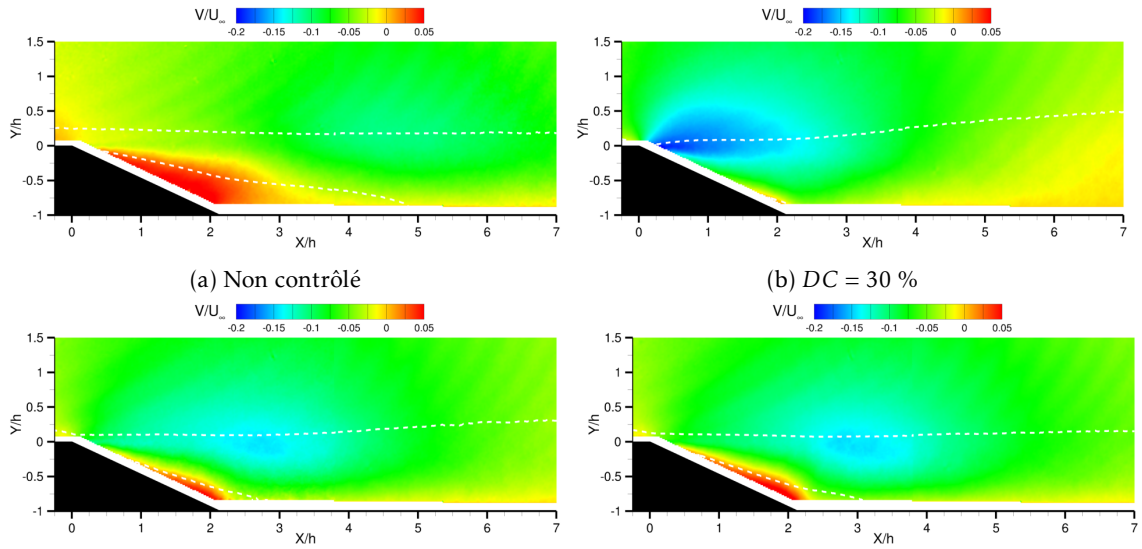
(d) $DC = 50$ %

FIGURE 5.18 – Valeurs maximales des composantes du tenseur de Reynolds $\langle u'u' \rangle$ (a) et (b) et $|\langle u'v' \rangle|$ (c) et (d), en fonction de la position longitudinale et pour différentes fréquences. $DC = 30$ % (a) et (c), $DC = 50$ % (b) et (d), et $c_Q = 0.1$ %.

5.2.5 Transfert de masse au travers de la TNTI

Dans cette section est analysé le phénomène d'entrainement de masse au travers de l'interface turbulent - non turbulent (TNTI), telle que définie au Chapitre 3. La TNTI est représentée sur les champs de vitesse verticale V/U_{inf} de la Figure 5.19, pour l'écoulement non contrôlé et différentes valeurs du rapport de cycle pour $F^+ = 0.3$. Sous l'effet du contrôle, la position verticale TNTI diminue à proximité de l'arête supérieure de la rampe. Comme constaté par TOCQUER (2025), les régions où l'interface s'incurve sont celles où la vitesse verticale est la plus importante. Celle-ci est d'autant plus proche de l'arête de la rampe que le rapport de cycle est faible. Pour $X > 5h$, la vitesse verticale tend vers des valeurs nulles, voir légèrement positives, ce qui provoque un déplacement de la position verticale de l'interface, notamment pour $DC = 30$ %. Malgré l'application du contrôle, les fluctuations turbulentes restent donc réparties dans une large zone d'une hauteur pouvant aller jusque $1.5h$.

Ces visualisations permettent également de discuter de l'intensité des transferts de masse au travers de la TNTI, quand bien même ceux-ci ne sont pas uniquement dûs à la composante verticale de la vitesse. Dans le cas non contrôlé, visible sur la Figure 5.19a, la vitesse verticale est principalement négative pour $4h < X < 6h$, à proximité de la position du recollement naturel. Il est donc probable que le flux de masse soit plus important dans cette région. En suivant le même raisonnement, il est attendu que les transferts de masse soient plus importants à proximité de la rampe à mesure que le rapport de cycle diminue. Dans tous les cas exposés ici, une bonne corrélation existe également entre la position du maximum de vitesse verticale et celle du recollement.



(a) Non contrôlé (b) $DC = 30$ %

(c) $DC = 50$ % (d) $DC = 70$ %

Figure 5.19 – Champs de vitesse verticale pour l'écoulement non contrôlé (a) et différentes configurations des contrôle ; $DC = 30$ % (b), $DC = 50$ % (c) et $DC = 70$ % (d), $c_Q = 0.1$ % et $F^+ = 0.3$. Les lignes pointillées blanches représentent la TNTI et l'iso-ligne $U = 0$.

Le flux de masse au travers de la TNTI, $\dot{m}_{TNTI}$, est estimé en utilisant l'équation 3.5 présentée dans le Chapitre 3. Afin d'identifier les positions le long de l'interface auxquelles ces transferts sont prépondérants ou non, $\dot{m}_{TNTI}$ est calculé en faisant varier la borne supérieure d'intégration de 0 à $L_{sep,0}$. Les courbes discutées ci-après peuvent ainsi être interprétées comme la somme cumulée des flux de masse jusqu'à la position longitudinale considérée. L'évolution de $\dot{m}_{TNTI}$ avec le position longitudinale pour les configurations discutées précédemment est tracée sur la Figure 5.20. Toutes les courbes ont en commun un changement brusque de monotonie à la position $X = 3.75h$. Ce phénomène est un artefact de calcul dû à la superposition des deux champs PIV. Pour l'écoulement de référence, l'entrainement de masse est quasiment nul pour $X < 1.5h$, ce qui est similaire aux observations de Stella, Mazellier et Kourta (2018) qui notent un effet d'entrainement négligeable en dessous de $X = 2h$. La courbe suit ensuite une croissance parabolique, indiquant que la quantité de masse traversant la TNTI augmente avec la position longitudinale, ce qui correspond à l'accroissement progressif de la vitesse verticale observée sur la Figure 5.19a. A partir de $X = 4h$ la croissance de la courbe devient quasiment linéaire. Á la position la plus aval, la valeur du flux de masse au travers de l'interface correspond bien à celle présentée au Chapitre 3. Les résultats pour les configurations contrôlées montrent que les

transferts de masse sont significativement plus importants que pour l'écoulement de référence, et augmentent lorsque le rapport de cycle diminue. Ils débutent également beaucoup plus en amont que dans le cas non contrôlé, à proximité de l'arête supérieure de la rampe. Pour $DC = 50$ et 70 % la croissance des courbes entre $X/h = 0$ et $X/h = 2.5$ est plus faible dans le second cas, ce qui est encore une fois cohérent avec les valeurs de vitesse verticale présentées sur les Figures 5.19c et 5.19d. Passé cette abscisse, les deux courbes évoluent parallèlement l'une à l'autre. Pour $X > 4.25h$ la courbe correspondant à $DC = 50$ % décroit légèrement, ce qui suppose qu'à partir de cette position la masse est transférée de la paroi vers l'écoulement libre. Pour $DC = 30$ %, le taux de croissance est le plus élevé directement en aval de la position $X = 0$, position où la vitesse verticale est la plus importante (voir Figure 5.19b). Par rapport à l'écoulement de référence, l'application du contrôle a permis de multiplier le transfert de masse de l'écoulement libre vers la couche de mélange par 2, 2.5 et 4, respectivement pour $DC = 70$, 50 et 30 %

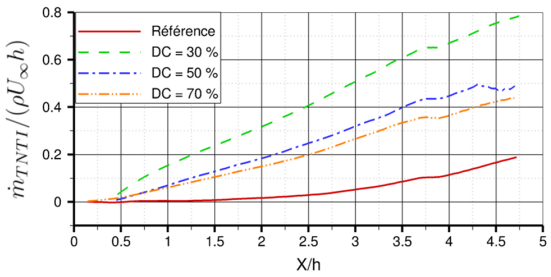
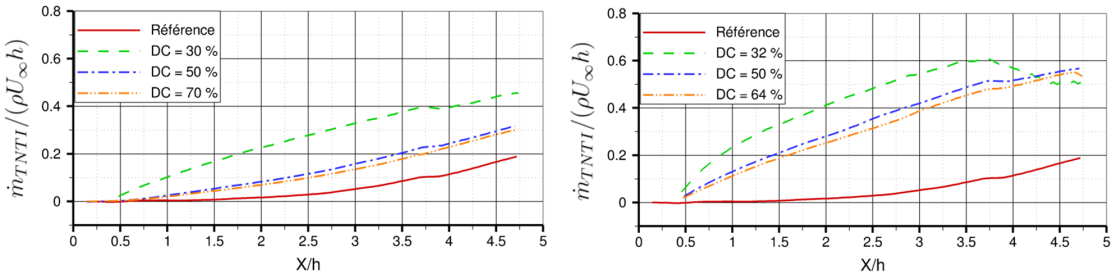


FIGURE 5.20 – Flux de masse au travers de la TNTI pour différents rapports de cycle, $c_Q = 0.1$ %, $F^+ = 0.3$.

L'influence de la fréquence de forçage sur le flux de masse $\dot{m}_{TNTI}$ est illustrée sur la Figure 5.21. Les valeurs déterminées suivent la tendance générale observée dans ce chapitre ; le transfert de masse produit par le contrôle est d'autant plus important que la fréquence est élevée. La dépendance au rapport de cycle reste la même que celle constatée précédemment pour $F^+ = 0.3$. La courbe correspondant à la configuration ($DC = 32$ %, $F^+ = 0.9$) présente cependant la particularité de décroitre sensiblement à partir de $X = 3.75h$, avant de se stabiliser à $X = 4.5h$. Entre ces deux positions, le transfert s'opère donc majoritairement en direction de l'écoulement libre. Le champs de vitesse verticale correspondant est montré sur la Figure 5.22. Contrairement à ceux analysés plus haut, la TNTI est fortement déviée vers la paroi pour $X > 3h$. L'écoulement étant pleinement recollé, la vitesse longitudinale peut être suffisamment importante dans cette région pour traverser la TNTI de l'amont vers l'aval et ainsi générer un flux de masse négatif. La zone proche du bord supérieur de la rampe est également marquée par une importante vitesse verticale, se traduisant sur la courbe de la Figure 5.21b par un taux d'acroissement élevé dans la région $0.5 < X/h < 1$.



(a) $F^+ = 0.075$ (b) $F^+ = 0.9$

FIGURE 5.21 – Flux de masse au travers de la TNTI pour différents rapports de cycle aux fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a) et 0.9 (b), $c_Q = 0.1$ %.

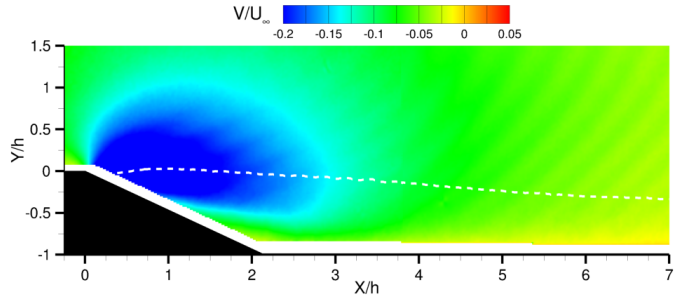


FIGURE 5.22 – Champs de vitesse verticale pour $DC = 32$ % et $F^+ = 0.9$, $c_Q = 0.1$ %. La ligne pointillée blanche représente la TNTI.

5.3 Influence de la phase d'aspiration

Les résultats analysés dans la section précédente montrent des effets plus favorables du contrôle – du point de vue de la plupart des indicateurs exploités – lorsque le rapport de cycle de la perturbation hybride est relativement faible (typiquement de l'ordre de 30 % et inférieur). Ces conditions sont celles où la quantité de mouvement injectée dans l'écoulement est la plus importante ; il serait donc cohérent d'en déduire que la phase de soufflage, par le biais de la vitesse du jet, possède un rôle prépondérant dans le mécanisme du contrôle. La phase d'aspiration semblerait ainsi n'avoir qu'une influence secondaire sur l'écoulement. Les données présentées précédemment ne permettent cependant pas de vérifier cette hypothèse puisque la distinction entre les différentes phases d'un cycle de forçage n'y est pas possible. Cette section s'attache donc à étudier de manière plus approfondie l'impact sur l'écoulement de la phase d'aspiration.

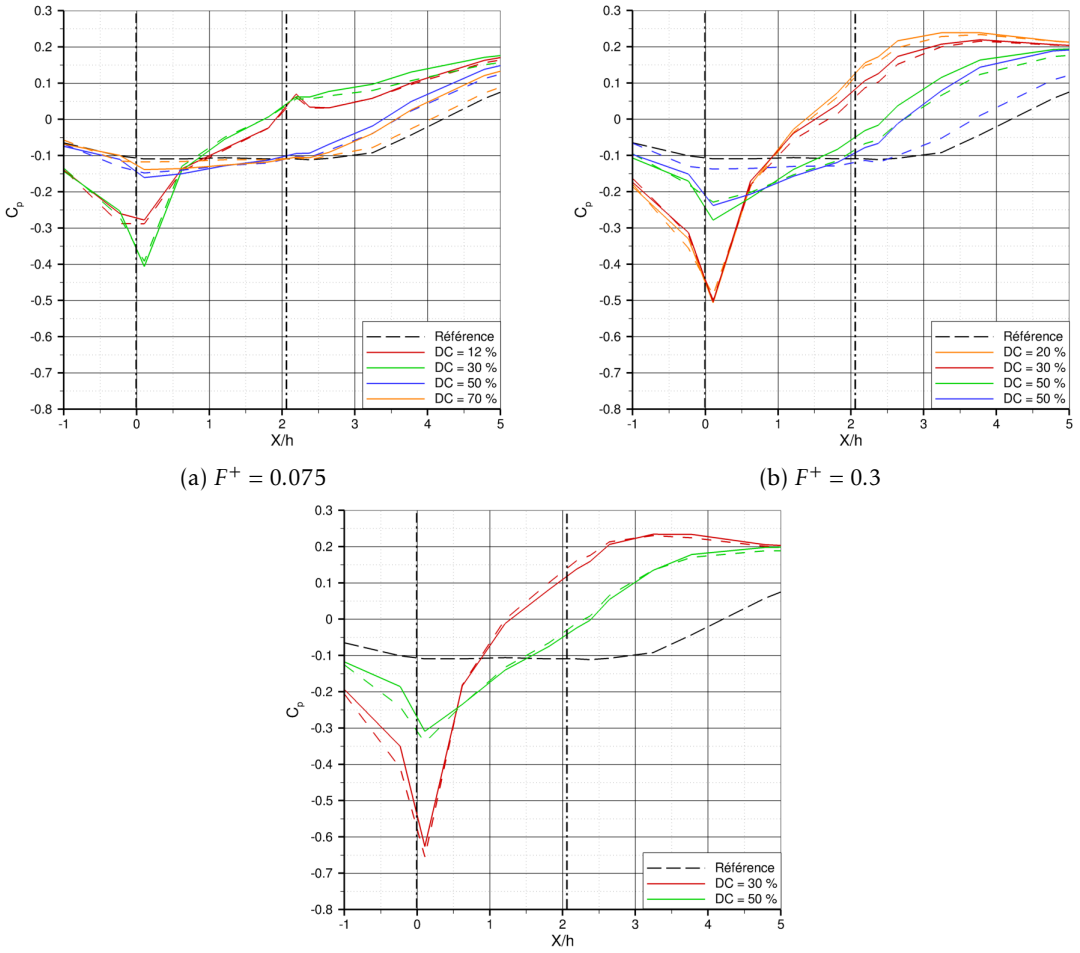
Pour ce faire, des résultats de contrôle additionnels y sont analysés pour lesquels seuls les phases de soufflage sont conservées, tous paramètres de la perturbation (c_Q, c_μ DC et F^+) égaux par ailleurs. Le travail de cette section revient donc à comparer l'efficacité de perturbations pulsées et de perturbations à débit net nul. Seules des mesures de pression pariétale sont disponibles dans le premier cas ; les résultats discutés ci-après se concentrent donc sur les distributions moyennes de pression ainsi que leur influence sur les valeurs du coefficient d'effort normal à la rampe. Des mesures possédant une meilleure résolution temporelle ont également été acquises et sont analysées dans le Chapitre 6.

5.3.1 Distributions et fluctuations de pression pariétale

Les distributions longitudinales du coefficient de pression sont tracées sur la Figure 5.23 en fonction du rapport de cycle et pour différentes fréquences du forçage. Les configurations de contrôle pour lesquelles l'aspiration est absente y sont représentées en lignes pointillées. Pour la plus faible fréquence, $F^+ = 0.075$ (voir Figure 5.23a), l'écart entre les cas avec et sans aspiration est pratiquement négligeable pour $DC = 12$ %, et très faible pour $DC = 30$ %. Pour ces rapports de cycle, la vitesse d'aspiration est relativement faible comparée à celle de l'écoulement libre. Bien que la phase d'aspiration ait une durée plus importante que celle de soufflage dans ces cas, il est cohérent que celle-ci ait un impact mineur sur le contrôle. L'écart entre les deux types de perturbations se creuse à mesure que le rapport de cycle augmente. Il devient notamment relativement important pour $DC = 70$ % dans la zone de récupération de pression ($3h < X < 5h$), où un écart entre les valeurs de C_p d'environ 0.05 peut être observé à position X/h fixée. Deux principaux effets de l'ajout de l'aspiration peuvent être observés. En premier lieu, elle entraîne une récupération de pression située plus en amont, laissant supposer une longueur de décollement plus faible. Elle favorise également la formation de la zone basse pression située en aval de l'arête supérieure de la rampe ($X = 0$), ce qui est en revanche pénalisant du point de vue du coefficient d'effort normal.

A fréquence plus élevée, pour $F^+ = 0.3$ (Figure 5.23b), les différences semblent plus marquées entre les configurations avec et sans aspiration. En particulier, pour le rapport de cycle $DC = 70$ %, la récupération de pression débute à la position $X = 2h$ avec aspiration, et à la position $X = 3h$ sans. L'aspiration permet encore une fois relativement peu de gains aux rapports de cycle les plus importants. Pour $F^+ = 0.6$ (Figure 5.23c) très peu de différences sont notables entre l'application ou non de l'aspiration, ce qui va à l'encontre de l'évolution observée aux fréquences précédentes. Les données disponibles pour cette fréquence sont cependant peu nombreuses, et aucun cas pour lequel $DC > 50$ % n'est notamment disponible. Il n'est donc pas possible de conclure si à $F^+ = 0.6$ l'aspiration a une influence plus ou moins importante aux rapports de cycle élevés que pour les fréquences plus faibles.

Les fluctuations de pression pariétale pour les mêmes configurations sont présentées sur la Figure 5.24. Les constats sont similaires à ceux effectués précédemment. Aux faibles rapports de cycle les niveaux de fluctuations sont semblables que l'aspiration soit présente ou non. Lorsque DC augmente les niveaux de fluctuations aux fréquences $F^+ = 0.075$ et 0.3 sont plus faibles en l'absence d'aspiration. Cette diminution est significative pour $DC = 70\%$, $C_{p'}$ se trouvant réduit d'au moins de moitié, et atteignant des niveaux comparables à l'écoulement non contrôlé à proximité de la rampe ($-1h < X < 0.5h$). Lorsque l'amplitude d'aspiration est plus importante que celle du soufflage ($DC > 50\%$), celle-ci possède donc une influence prépondérante sur les fluctuations de pression. Les cas $DC = 20$ % et $DC = 30$ % pour $F^+ = 0.3$ font office d'exception ; l'aspiration, même faible, semble y atténuer les fluctuations de pression. Pour la fréquence la plus élevée les différences entre cas avec et sans aspiration restent relativement faibles.



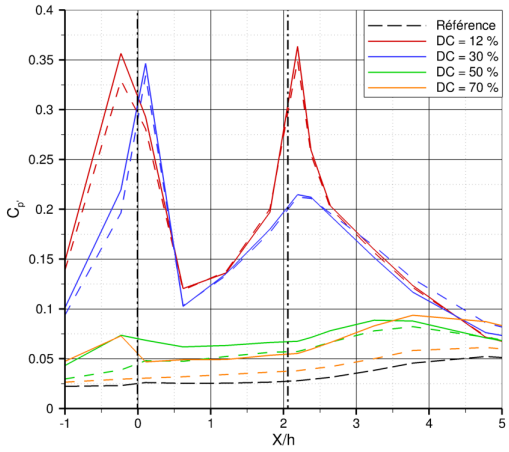
(a) $F^+ = 0.075$ (b) $F^+ = 0.3$

(c) $F^+ = 0.6$

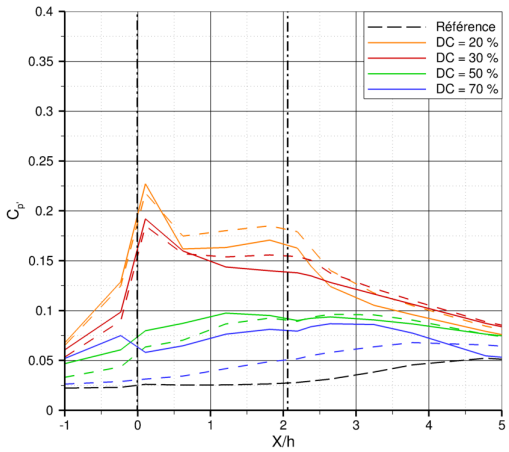
FIGURE 5.23 – Distributions de pression pariétale avec (traits pleins) et sans aspiration (traits pointillés) pour différents rapports de cycle et aux fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a), 0.3 (b) et 0.6 (c), $c_Q = 0.1$ %.

5.3.2 Coefficient d'effort normal

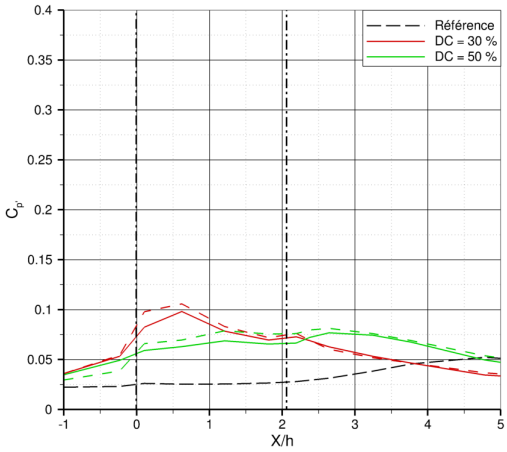
Les conséquences des distributions de pression discutées ci-dessus sur l'effort normal à la rampe sont illustrées sur la Figure 5.25. Les valeurs du coefficient d'effort normal C_n pour les paramètres de contrôle discutés précédemment sont représentées en symboles pleins pour des perturbations à débit nul et en symboles vides pour les perturbations pulsées. Comme constaté sur la Figure 5.23, les écarts les plus importants sont observés pour $F^+ = 0.3$. L'application de l'aspiration tend à accroitre la différence de valeur de C_n entre le cas contrôlé et l'écoulement de référence, ce qui est bénéfique pour $DC < 50$ % (la diminution d'effort normal est plus importante), mais néfaste pour $DC > 50$ %. Dans le cadre des résultats discutés à la section précédente, où il a été montré qu'il est plus intéressant d'employer des rapports de cycles faibles, les perturbations à débit nul offrent donc une meilleure efficacité que les perturbations purement pulsées.



(a) $F^+ = 0.075$



(b) $F^+ = 0.3$



(c) $F^+ = 0.6$

FIGURE 5.24 – Fluctuations de pression pariétale avec (traits pleins) et sans aspiration (traits pointillés) pour différents rapports de cycles et aux fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a), 0.3 (b) et 0.6 (c), $c_Q = 0.1$ %.

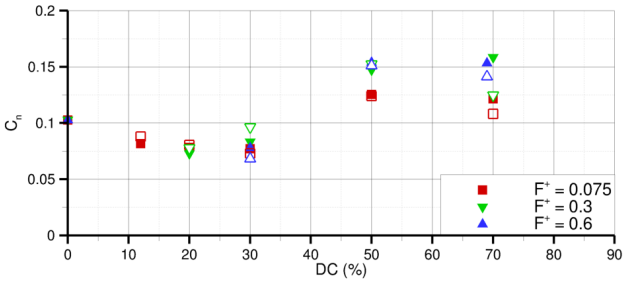


FIGURE 5.25 – Coefficient d'effort normal en fonction du rapport de cycle et de la fréquence de forçage avec (symboles pleins) et sans (symboles vides) aspiration, $c_Q = 0.1$ %.

5.4 Synthèse du chapitre

D'un point de vue macroscopique, deux indicateurs de la performance du contrôle ont été étudiés : les dimensions du bulbe décollé et la résultante de pression normale à la surface de la rampe. L'analyse de ces grandeurs pour différents paramètres de la perturbation montre que la réduction de son rapport de cycle permet des gains substantiels, principalement grâce à un ajout plus important de quantité de mouvement au sein de l'écoulement. Les longueur et hauteur du bulbe diminuent de manière monotone avec le rapport de cycle, tandis qu'une réduction de l'effort normal n'a été observée qu'en dessous de $DC = 35$ %.

L'examen plus détaillé des propriétés de l'écoulement contrôlé a permis d'évaluer les mécanismes mis en jeu. En premier lieu, l'application du contrôle entraîne un amincissement et une accélération de la couche limite en amont du décollement. Ces deux effets sont amplifiés aux valeurs de rapport de cycle les plus faibles, qui engendrent des vitesses de soufflage plus importantes. L'épaississement de la couche de mélange est plus rapide, bien que sa dépendance au rapport de cycle ne soit pas totalement identifiée. Enfin, le contrôle promeut également des transferts de masse plus importants de l'écoulement libre vers la couche de mélange, dont l'intensité augmente avec la diminution du rapport de cycle. La réduction du bulbe résultante s'accompagne d'une récupération de pression plus amont que dans le cas non contrôlé et l'apparition d'une zone de basse pression à proximité de l'arête supérieure de la rampe, responsable de la pénalisation du coefficient d'effort normal pour $DC > 35$ %. Les configurations contrôlées présentent des niveaux de fluctuations de vitesses et de contraintes de Reynolds supérieurs à l'écoulement de référence. Leurs valeurs maximales se concentrent aux interfaces du bulbe résiduel, pouvant traduire les variations de ses dimensions au cours d'un cycle de forçage, et à l'arête supérieure de la rampe sous l'effet de la perturbation.

Un exemple représentatif de la phénoménologie du contrôle est le cas ($DC = 30$ %, $F^+ = 0.3$, $c_Q = 0.1$ %), celui-ci aboutissant à quasiment à une suppression du bulbe décollé. Pour ces paramètres de perturbation, l'amplitude importante du soufflage ($VR = 2$, $c_\mu = 0.4$ %) entraîne une diminution de moitié de la couche limite au point de décollement, un épaississement deux fois plus rapide de la couche de mélange ainsi qu'un transfert vertical de masse vers la zone décollée 4 fois plus important que pour l'écoulement non contrôlé. Ceci provoque une réduction de 90 % de la longueur du bulbe décollé, ainsi qu'une concentration des contraintes turbulentes à l'interface du bulbe résiduel et à l'arête de la rampe. Le soufflage entraîne une dépression importante directement en aval de l'arête, mais la forte réduction du bulbe provoque une récupération de pression débutant à la moitié de la rampe. Le second phénomène étant prépondérant sur le premier, leur compétition aboutit à une diminution du coefficient d'effort normal à la rampe d'environ 25 %. Une augmentation de la fréquence de forçage à $F^+ = 0.9$, tout autre paramètre de la perturbation conservé égal, entraine un recollement complet du bulbe, mais surtout une diminution des fluctuations de pression d'un facteur 3 et des contraintes turbulentes d'un facteur 2. Ces dernières sont également spatialement concentrées à la surface de la rampe.

Du point de vue des dimensions moyennes du bulbe, la réduction du rapport de cycle peut également constituer une alternative à l'augmentation de la fréquence de forçage. Dans un cas applicatif , cette stratégie permettrait de limiter le nombre de cycles de forçage sur une durée donnée, et donc l'usure du système. Une augmentation de la fréquence de forçage permet d'accroitre les effets de la perturbations sur la couche limite, la couche de mélange et le transfert de masse. Les niveaux des fluctuations de pression et de vitesse sont également plus faibles aux fréquences plus élevées. Ces effets de fréquences supposent l'interaction entre différentes échelles de temps au sein de l'écoulement, qui sont étudiées dans le chapitre suivant.

Enfin, l'influence de la phase d'aspiration sur le contrôle a été étudiée en comparant les

distributions de pression obtenues pour des perturbations à débit nul et pour des perturbations pulsées. Ces résultats suggèrent que l'aspiration favorise, en moyenne, un recollement à une position plus amont. Les effets sont plus importants aux rapports de cycle élevés, c'est à dire aux grandes vitesses d'aspiration. Pour les rapports de cycle faibles l'influence de l'aspiration est donc moindre, mais elle semble néanmoins participer à la diminution du coefficient d'effort normal.

Chapitre 6

Mécanismes instationnaires du contrôle

Sommaire du présent chapitre

6.1 Structure de l'écoulement contrôlé **132**
6.1.1 Décomposition d'un cycle de forçage 132
6.1.2 Transfert vertical de quantité de mouvement 134
6.2 Temps caractéristiques de l'écoulement **138**
6.2.1 Aspects fréquentiels 138
6.2.2 Échelles de temps caractéristiques d'un cycle de forçage 140
6.2.3 Influence de la phase d'aspiration 144
6.2.4 Influence de l'amplitude de soufflage sur le recollement 145
6.2.5 Considérations empiriques sur les conditions de forçage optimales . 147
6.3 Synthèse du chapitre **149**

Ce dernier chapitre s'attache à analyser l'évolution temporelle des caractéristiques (pression pariétale, champs de vitesse) de l'écoulement au sein d'un cycle de forçage. La première partie est consacrée à la structure de l'écoulement, et notamment aux mécanismes de transfert entre l'écoulement libre et la zone décollée. La seconde partie s'intéresse aux différents temps caractéristiques régissant la dynamique du contrôle, en particulier les durées du recollement, de l'état pleinement attaché et du décollement, et de l'influence sur ces durées des différents paramètres de la perturbation.

6.1 Structure de l'écoulement contrôlé

6.1.1 Décomposition d'un cycle de forçage

Afin de décrire de manière plus détaillée les mécanismes en jeu au sein d'une période de forçage, des champs PIV ont été capturés à différents instants de phase t/T en synchronisant l'acquisition sur le signal de commande de l'électrovanne de soufflage. A nouveau, le front montant du signal de commande de soufflage est utilisé comme référence temporelle et constitue l'instant $t = 0$. Chacun des champs PIV résultants a été obtenu à partir de 2000 clichés. Les champs de vorticité et de vitesse à huit instants correspondants à différentes phases du cycle de forçage sont présentés sur la Figure 6.1 pour ($DC = 20$ %, $F^+ = 0.075$, $c_Q = 0.1$ %). Cette configuration à rapport de cycle relativement faible a été choisie du fait de l'analyse claire qu'elle permet des différentes étapes d'un cycle de forçage. La composante fluctuante de la vitesse longitudinale, $\tilde{U}$, est définie de la manière suivante (Berk, Medjnoun et Ganapathisubramani, 2017)

$$\widetilde{U} = U_{phase} - U \tag{6.1}$$

où U_{phase} est la vitesse moyenne à l'instant de phase considéré, et U est la vitesse moyenne sur l'ensemble du cycle (c'est à dire la vitesse correspondant aux champs PIV moyens discutés au chapitre précédent). La composante fluctuante de la vitesse verticale, $\tilde{V}$, est définie de manière analogue. Les vecteurs correspondant au champ de vitesse fluctuante sont représentés sur les champs de vorticité.

Le début de la phase de soufflage ($t/T = 0.035$) est caractérisé par l'apparition de vorticité positive directement en aval de l'arête de la rampe, suivie par la formation et convection rapide d'un tourbillon anti-horaire ($t/T = 0.07$). Celui-ci produit un déplacement vers la paroi du fluide situé en amont de la rampe, ainsi que le détachement et la convection vers l'aval de la nappe de vorticité négative initialement contenue dans la couche de mélange, celle-ci s'enroulant un tourbillon horaire. Les deux structures tourbillonnaires croissent en taille à mesure de leur convection vers l'aval et génèrent un déplacement vertical de fluide de la paroi vers l'écoulement libre. Ce déplacement semble être le principal mécanisme contribuant à la diminution du bulbe décollé, puisque sa position et celle du décollement semblent convectées à la même vitesse (voir les instants $t/T = 0.07$ et $t/T = 0.11$). La vitesse de convection moyenne de la paire de tourbillons pouvant être déduite de ces champs est d'environ $0.65U_\infty$, ce qui est proche de celle des structures produites naturellement au sein du décollement non contrôlé (voir Chapitre 3, Section 3.2.1). Enfin, la région de vorticité positive située à la surface de la rampe aux instants $0.07 \leq t/T \leq 0.137$ pourrait indiquer la présence d'un jet attaché à la paroi par effet Coandă. Ce jet permet de maintenir l'écoulement recollé suivant la convection des structures tourbillonnaires, comme il peut notamment être observé à l'instant $t/T = 0.137$. Cette structure de jet est également semblable aux travaux de Steinfurth et Weiss (2021), qui, dans le cas d'un orifice rectangulaire de rapport d'aspect comparable, observent un jet plat attaché à la paroi, précédé d'un demi-anneau tourbillonnaire.

Dès l'arrêt du soufflage une couche de mélange neuve se forme, débutant à l'arête de la rampe où se concentre la vorticité négative. La région de vorticité négative se propage initialement rapidement à la surface du plan incliné pour $0.252 \leq t/T \leq 0.36$. Elle se décolle ensuite de la paroi et le point de recollement se déplace d'un distance aval d'environ $2h$ sur une durée $0.2T$. Le point de recollement se déplace ensuite vers l'aval bien plus lentement ; la longueur du bulbe augmente de $0.3h$ pour $0.53 < t/T < 0.75$, puis de $0.25h$ pour $0.75 < t/T < 1$, avant que la phase de soufflage suivante ne débute.

Une analyse de corrélations croisées a été effectuée pour toutes les valeurs du rapport de cycle

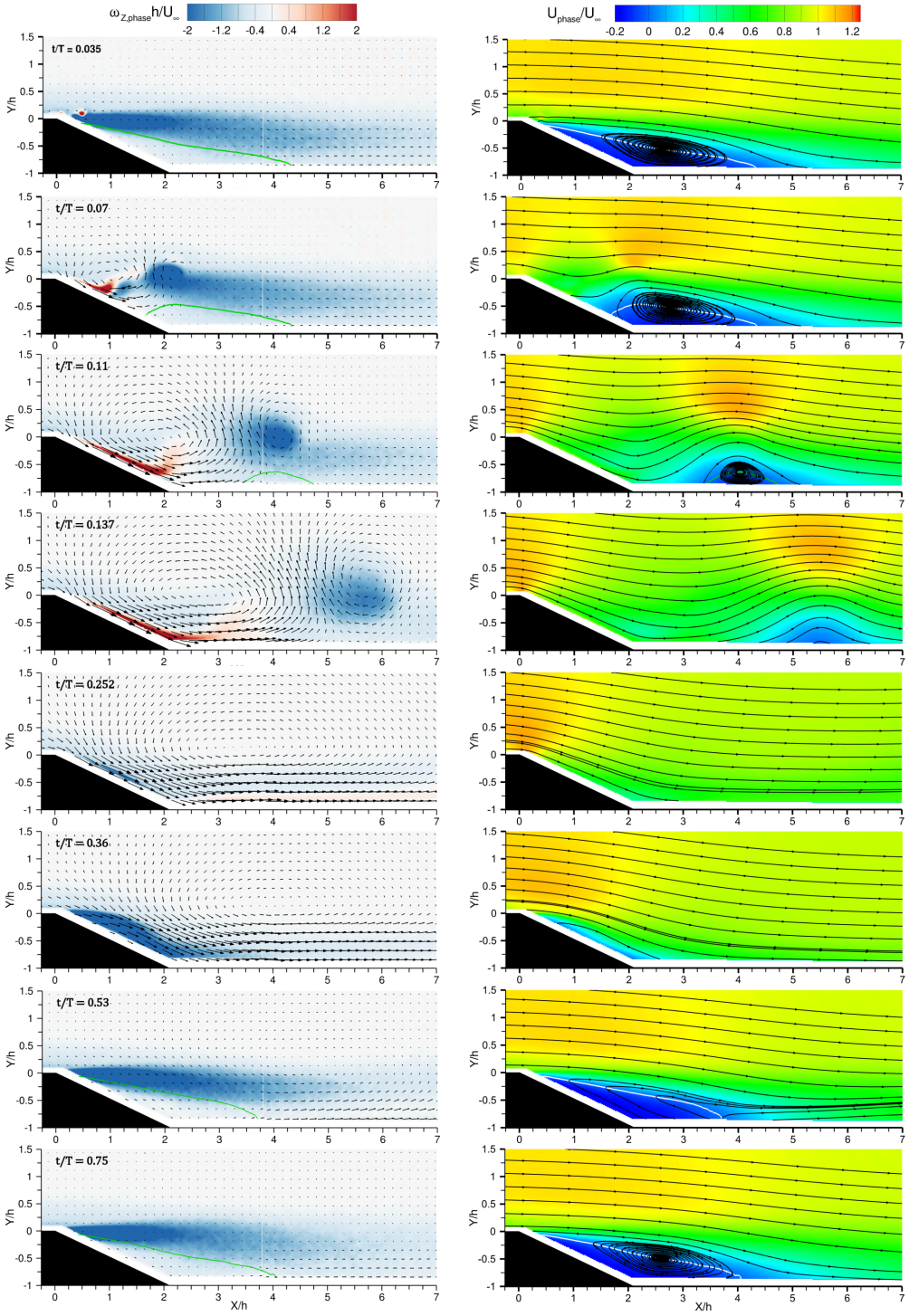


FIGURE 6.1 – Champs de vorticité et de vitesse longitudinale moyennés en phase à différents instants du cycle de forçage pour $c_Q = 0.1$ %, $DC = 20\%$ et $F^+ = 0.075$. Les vecteurs sur les champs de vorticité représentent le champs de vitesse fluctuante $(\tilde{U}, \tilde{V})$. L'iso-ligne $U = 0$ est tracée en vert sur les champs de vorticité et en blanc sur les champs de vitesse.

à $F^+ = 0.075$ et $c_Q = 0.1$ %, afin de déterminer les vitesses de convection entre deux capteurs de pression consécutifs de la structure formée en début de soufflage. Les résultats sont montrés sur la Figure 6.2. Initialement, la structure est transportée à une vitesse plus rapide aux rapports de cycle plus faibles, c'est à dire aux vitesses de soufflage les plus importantes. Cependant, à partir de $X/h \approx 2.5$ la vitesse de convection se stabilise dans tous les cas à la valeur $0.4U_\infty \leq U_c \leq 0.5U_\infty$. Cette gamme de vitesse est la même que pour les structures générées naturellement dans la couche de mélange en l'absence de contrôle. La vitesse de propagation de la perturbation est donc majoritairement dictée par l'écoulement libre une fois que celle-ci a dépassé la rampe.

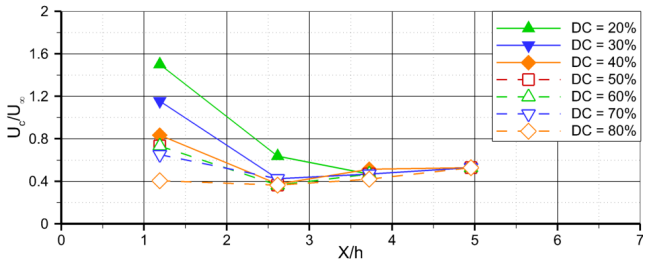


FIGURE 6.2 – Vitesse de convection de la structure produite en début de soufflage pour différents rapports de cycle, $F^+ = 0.075$, $c_Q = 0.1$ %.

6.1.2 Transfert vertical de quantité de mouvement

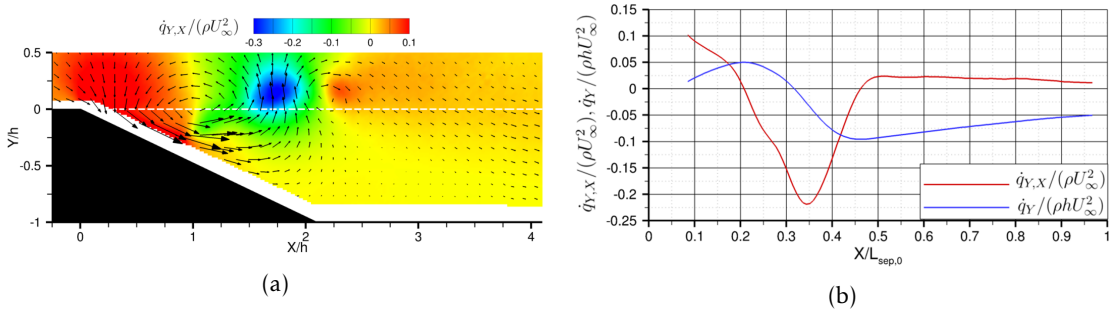
Les différentes étapes d'un cycle de forçage examinées dans la Figure 6.1 soulignent la prépondérance des phénomènes de transferts entre l'écoulement libre et la zone décollée. Dans son étude, TOCQUER (2025) a pu effectuer un bilan de quantité de mouvement au travers de la TNTI en mesurant chaque terme de l'équation de conservation correspondante. Cette analyse nécessite cependant la connaissance du champs de pression, qui n'est pas disponible pour la présente étude. Afin de quantifier l'intensité du transfert de quantité de mouvement pour les différentes configurations étudiées, l'approche proposée par BERK, MEDJNOUN et GANAPATHISUBRAMANI (2017), se basant sur les clichés PIV moyennés en phase, est retenue. L'écoulement étant transitoirement recollé, la TNTI ne peut plus constituer une interface de la région décollée ; la frontière entre cette région et l'écoulement libre est donc arbitrairement fixée comme la ligne $Y = 0$. Le flux vertical de quantité de mouvement la traversant peut être estimé localement et à chaque instant de phase en utilisant la méthode décrite par BERK, MEDJNOUN et GANAPATHISUBRAMANI (2017) :

$$\dot{q}_{Y,X} = [\rho U(X) + \rho V(X)](-\tilde{V}(X)) \tag{6.2}$$

Cette grandeur représente un flux instantané par unité d'envergure et de longueur longitudinale. Par convention, elle est positive lorsque le transfert s'effectue vers la zone décollée. Le champs du flux local $\dot{q}_{Y,X}$ à l'instant $t/T = 0.07$ est présenté sur la Figure 6.3a. Il met en lumière un entrainement important de quantité de mouvement vers la paroi directement à proximité de l'arête de la rampe, mais surtout un transfert significativement plus important vers l'extérieur de la zone décollée dû au transport de fluide vers l'écoulement libre. Le flux global de quantité de mouvement par unité d'envergure, traversant une interface de longueur longitudinale L est :

$$\dot{q}_Y = \int_0^L \dot{q}_{Y,X} dX \tag{6.3}$$

De manière similaire aux transferts de masse au travers de la TNTI, étudiés au chapitre précédent, la borne supérieure L est variée de 0 à $L_{sep,0}$ afin d'étudier la quantité de mouvement totale transmise vers la zone décollée. Les tracés de $\dot{q}_{Y,X}$ et $\dot{q}_Y$ correspondants à la ligne $Y = 0$ sont représentés sur la Figure 6.3b. A l'instant considéré, la courbe représentative de $\dot{q}_{Y,X}$ montre que la quantité de mouvement est transférée vers la zone décollée à proximité de la rampe ($0.1L_{sep,0} \leq X \leq 0.2L_{sep,0}$) par la phase de soufflage débutante, mais également de manière non négligeable dans la région $0.5L_{sep,0} \leq X \leq L_{sep,0}$ du fait de l'entrainement. L'intensité du transfert de quantité de mouvement vers l'écoulement libre est cependant largement supérieure pour $0.2L_{sep,0} \leq X \leq 0.5L_{sep,0}$. L'évolution du bilan global, représenté par la courbe de $\dot{q}_Y$, est donc positif seulement jusqu'à la position $X = 0.3L_{sep,0}$, et le gain net de quantité de mouvement est négatif pour le domaine considéré dans son entièreté à cet instant de phase.



(a) (b)

FIGURE 6.3 – Champs PIV du flux vertical de quantité de mouvement $\dot{q}_{Y,X}$ (a) et évolution longitudinale des flux $\dot{q}_{Y,X}$ et $\dot{q}_Y$ (b) sur la ligne $Y = 0$ à l'instant de phase $t/T = 0.07$ pour $DC = 20$ %, $F^+ = 0.075$ et $c_Q = 0.1$ %. La ligne pointillée blanche sur la figure (a) représente l'iso-ligne $Y = 0$.

La Figure 6.4 montre l'évolution temporelle des deux grandeurs. Les instants de phase présentés sont ceux pour lesquels les flux de quantité de mouvement au travers de l'interface $Y = 0$ sont non-négligeables, ce qui exclut les instants $t/T = 0.07$, 0.53 et 0.75 (voir Figure 6.1). Les courbes correspondant au flux local $\dot{q}_{Y,X}$ (voir Figure 6.4a) montrent que pour les trois premiers instants $t/T = 0.07$, 0.11 et 0.137 l'intensité du flux dirigé vers l'écoulement libre augmente à mesure que la structure initiale en étant responsable est transportée vers l'aval. Cette augmentation correspond à l'agrandissement de la structure par entrainement du fluide adjacent, visible sur la Figure 6.1. Parallèlement, le transfert en amont de cette structure, dirigé vers la zone décollée, augmente également spatialement et en intensité. Aux deux derniers instants considérés, le flux local est positif sur la quasi totalité de la longueur du domaine. A $t/T = 0.36$, la fin du soufflage est perceptible en $X = 0.1L_{sep,0}$, où $\dot{q}_{Y,X}$ redevient nul. L'évolution des flux globaux $\dot{q}_Y$ tracés sur la Figure 6.4b montrent que sur le domaine complet $0 \leq X \leq L_{sep,0}$, seuls les deux derniers instants présentés possèdent un flux net de quantité de mouvement positif. Cependant, ceux-ci sont en valeur absolue au moins deux fois plus importants qu'aux instants $t/T \leq 0.137$, laissant supposer que sur une période de forçage complète le bilan de quantité de mouvement vers la zone décollée soit positif.

Les flux de quantité de mouvement sur un cycle complet de forçage sont obtenus en moyennant temporellement $\dot{q}_{Y,X}$ et $\dot{q}_Y$ sur l'ensemble des phases disponibles :

$$\overline{\dot{q}_{Y,X}} = \frac{1}{T}\int_0^T \dot{q}_{Y,X}\,dt \qquad \overline{\dot{q}_Y} = \frac{1}{T}\int_0^T \dot{q}_Y\,dt \tag{6.4}$$

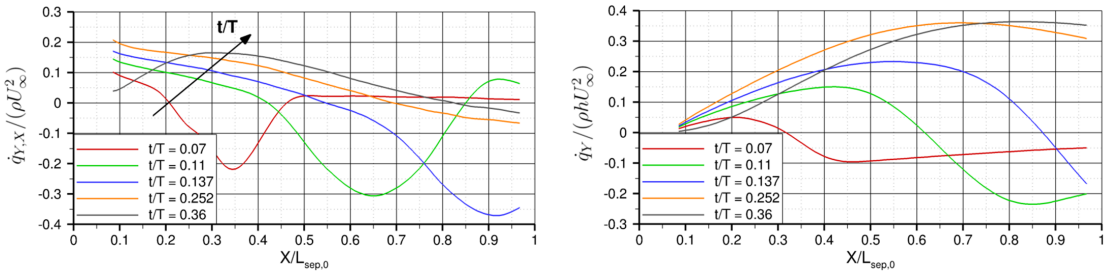


FIGURE 6.4 – Évolution longitudinale des flux $\dot{q}_{Y,X}$ (a) et $\dot{q}_Y$ (b) pour différents instants de phase, $DC = 20$ %, $F^+ = 0.075$ et $c_Q = 0.1$ %.

Ces moyennes temporelles sont plus adaptées pour la comparaison des différentes configurations de contrôle entre elles. Une telle comparaison est présentée sur la Figure 6.6 pour différents rapports de cycle à la fréquence $F^+ = 0.075$. Le cas $DC = 20$ %, discuté en détail précédemment, est caractérisé par un transfert local positif en moyenne pour $0 \leq X \leq 0.7L_{sep,0}$ (Figure 6.5a) et, comme suggéré au paragraphe précédent, le bilan net de quantité de mouvement sur l'ensemble de domaine $0 \leq X \leq L_{sep,0}$ est positif (voir Figure 6.5b). Les flux locaux le long de l'interface $Y = 0$ sont en valeur absolue plus importants aux rapports de cycle plus faibles. Deux tendances se dessinent : pour $DC = 20$ et 30 % les transferts de quantité de mouvement sont relativement importants à proximité de la rampe, puis deviennent négatifs à partir de $X \approx 0.55L_{sep,0}$, sans atteindre un intensité comparable. Pour $DC = 50$ et 70 % leurs valeurs restent sensiblement constantes et positives. La Figure 6.5b montre la tendance la plus intéressante. En premier lieu, l'application du contrôle entraine un flux positif de quantité de mouvement vers la zone décollé dans l'ensemble des cas. Ensuite, la valeur de ce flux semble bien corrélée à la diminution de la longueur de bulbe ; l'évolution du transfert global de quantité de mouvement avec le rapport de cycle est similaire à celle de la longueur de décollement (voir la Figure 5.3 du Chapitre 5). Le flux de quantité de mouvement est minimal pour $DC = 70$ %, valeur à laquelle le bulbe moyen possède les plus grandes dimensions, puis augmente à mesure que DC diminue, ce qui s'accompagne du diminution de L_{sep}. Le flux est maximal pour $DC = 30$ %, correspondant à une valeur minimale de L_{sep}.

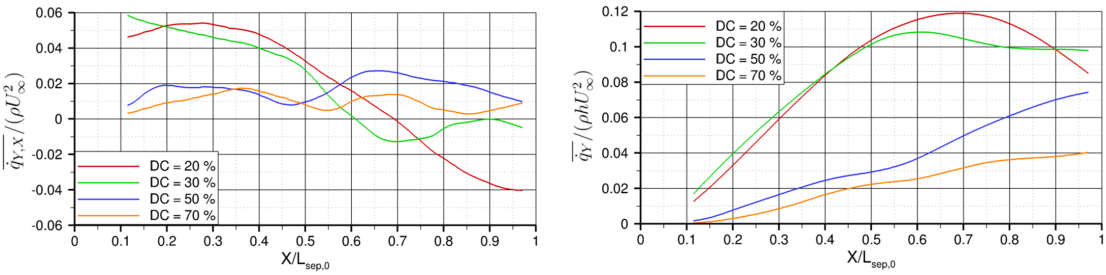
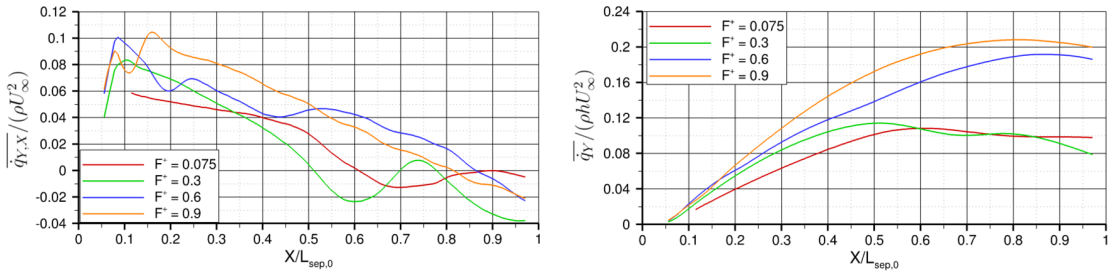


FIGURE 6.5 – Évolution longitudinale des flux moyens $\overline{\dot{q}}_{Y,X}$ (a) et $\overline{\dot{q}}_Y$ (b) pour différents rapports de cycle, $F^+ = 0.075$ et $c_Q = 0.1$ %.

L'évolution des mêmes grandeurs en fonction de la fréquence de forçage est tracée sur la

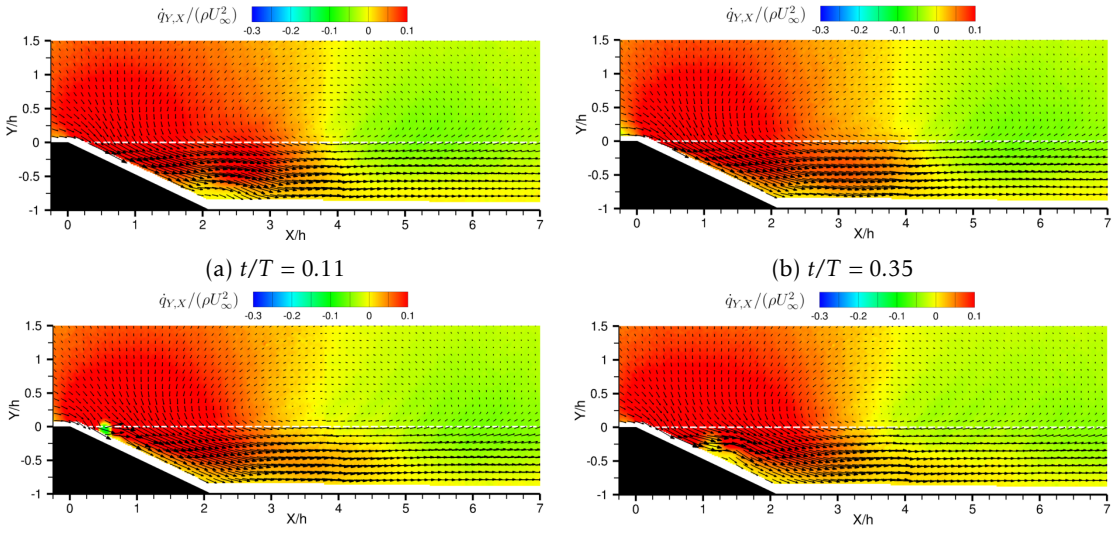
Figure 6.6 pour un rapport de cycle $DC = 30$ %. Pour le flux local $\overline{\dot{q}}_{Y,X}$ (Figure 6.6a), toutes les courbes montrent une évolution décroissante, le transfert de quantité de mouvement devenant négatif à partir d'une certaine position aval dont la dépendance à la fréquence n'est pas clairement identifiée. Ces courbes ont été obtenues à partir d'un nombre relativement faible de phases disponibles (quatre, correspondant à $t/T = 0.11$, 0.35, 0.55 et 0.75), ce qui pourrait être insuffisant pour la convergence de la moyenne temporelle, et donc expliquer l'origine des oscillations relativement importantes pouvant être observées. Néanmoins, à proximité de la rampe, pour $0 \leq X < 0.3L_{sep,0}$, l'intensité du flux augmente avec la fréquence, supérieur d'un facteur 1.5 à 2 à la fréquence $F^+ = 0.9$ par rapport à $F^+ = 0.075$. Les courbes du flux total $\overline{\dot{q}}_Y$ (Figure 6.6b) montrent une tendance plus claire, la quantité de mouvement totale transférée vers la zone décollée étant plus importante aux fréquences plus élevées. La seule exception est le cas $F^+ = 0.3$, qui possède un flux total inférieur à la configuration $F^+ = 0.075$, ce qui pourrait encore une fois être du au faible nombre d'instants de phase disponibles. Même si la méthode employée dans cette section ne permet de déduire qu'une estimation des transferts de quantité de mouvement, le fait que ceux-ci se produisent à proximité de la rampe est qualitativement similaire aux résultats obtenus par Tocquer (2025) pour un contrôle par jets balayants.



(a) (b)

Figure 6.6 – Évolution longitudinale des flux moyens $\overline{\dot{q}_{Y,X}}$ (a) et $\overline{\dot{q}_Y}$ (b) pour différentes fréquences de forçage, $DC = 30$ % et $c_Q = 0.1$ %.

Afin de mieux comprendre les différences dans la structure de l'écoulement contrôlé entre un forçage à basse et à haute fréquence, les champs du flux local de quantité de mouvement pour le contrôle à $F^+ = 0.9$ et $DC = 30$ % sont présentés pour les quatre instants de phase $t/T = 0.11$, 0.35, 0.55 et 0.75 sur la Figure 6.7. Les champs aux quatre instants sont majoritairement similaires, présentant un transfert positif de quantité de mouvement pour $0 < X < 3.5h$, et négatif au delà. Le bulbe décollé transitoire est visible aux instants $t/T = 0.11$ et 0.75 mais reste confiné à la région proche paroi. Hormis cette caractéristique, l'écoulement semble se comporter dans l'ensemble comme un écoulement stationnaire, ce qui est cohérent avec la valeur plus importante du flux net de quantité de mouvement montré sur la Figure 6.6 par rapport aux fréquences plus basses, mais également avec les niveaux d'énergies plus faibles des spectres étudiés sur la Figure 6.9.



(a) $t/T = 0.11$ (b) $t/T = 0.35$

(c) $t/T = 0.55$ (d) $t/T = 0.75$

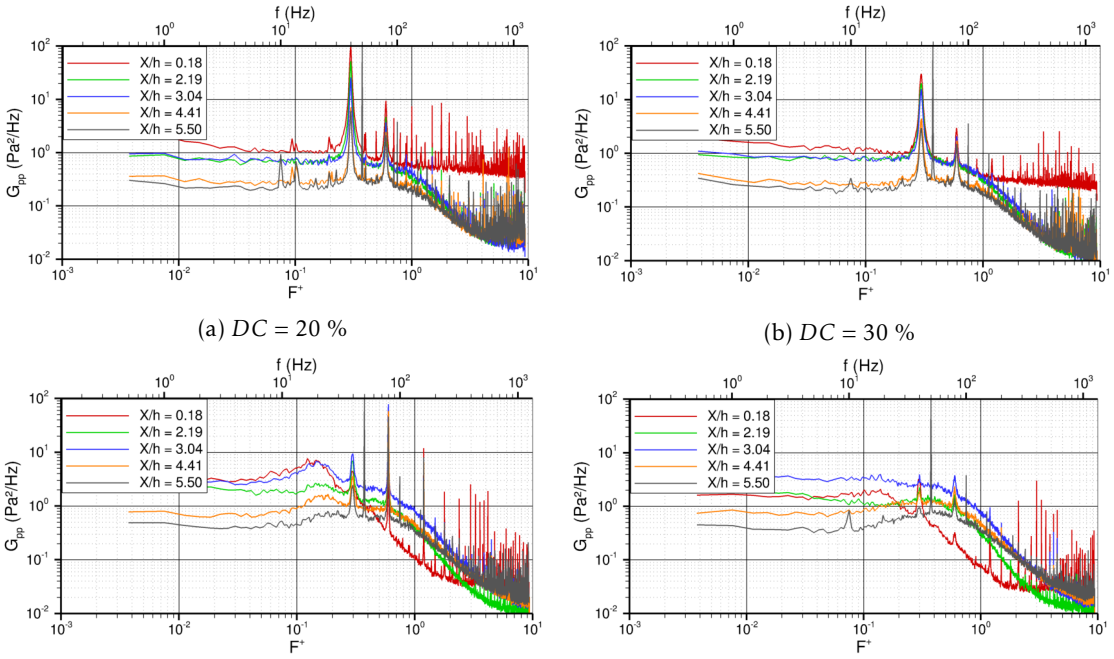
FIGURE 6.7 – Champs du flux instantané de quantité de mouvement $\dot{q}_{Y,X}$ pour $DC = 30$ % et $F^+ = 0.9$ à différents instants temporels $t/T = 0.11$ (a), $t/T = 0.35$ (b), $t/T = 0.55$ (c) et $t/T = 0.75$ (d), $c_Q = 0.1$ %.

6.2 Temps caractéristiques de l'écoulement

6.2.1 Aspects fréquentiels

Les spectres des densités spectrales de puissance des fluctuations de pression, acquis pour chacun des capteurs situés dans la zone décollée, sont présentés sur la Figure 6.8 pour différentes valeurs du rapport de cycle dans le cas du forçage à la fréquence $F^+ = 0.3$ et $c_Q = 0.1$ %. Tous ont en commun la présence d'un pic clairement défini à la fréquence de forçage, ainsi que de son premier harmonique. Leur amplitudes diminue avec la distance longitudinale, en particulier pour $DC = 20$ et 30 %, mais ils restent néanmoins visibles à toutes les positions, indiquant que l'ensemble de la région $0 < X < 5.5h$ est influencée par le contrôle dans tous les cas présentés. Une grande différence dans l'amplitude du pic fondamental à $F^+ = 0.3$ peut être notée entre les différentes valeurs de DC (quasiment deux ordres de grandeurs entre $DC = 20$ % et $DC = 70$ %), ce qui est cohérent avec les amplitudes des perturbations imposées. Les caractéristiques fréquentielles du forçage prédominent dans les spectres aux deux plus faibles rapports de cycle, les niveaux de PSD restant globalement constants ailleurs dans les spectres. Toujours pour $DC = 20$ et 30 %, le niveau global d'énergie varie avec la position longitudinale : celui-ci est faible aux positions les plus aval, et plusieurs fois plus élevé à proximité de l'arête de la rampe. Ces observations semblent indiquer que, pour ces deux rapports de cycle, l'écoulement aux positions $X/h = 4.41$ et 5.5 est maintenu dans un état moins fluctuant (potentiellement pleinement recollé) qu'aux positions plus en amont, le spectre possédant la densité spectrale de puissance la plus importante se trouvant à l'arête de la rampe. Le constat est différent pour $DC = 50$ et 70 % : les niveaux d'énergie sont toujours les plus faibles en $X/h = 5.5$ mais un écart plus important existe avec ceux mesurés à la position $X/h = 4.41$. Le spectre à la position $X/h = 3.04$ est équivalent (à $DC = 50$ %) voire dépasse (à $DC = 70$ %) celui à la position $X/h = 0.18$ en terme d'énergie. Cela pourrait être dû à une croissance moins rapide de

la perturbation aux vitesses de soufflage plus faibles, entraînant des fluctuations de pression plus importantes à des positions plus aval. Pour ces deux faibles rapports de cycle, le pic à la fréquence de la perturbation n'est plus prépondérant en termes d'amplitude par rapport au reste des spectres. En particulier, la présence d'une bosse localisée à $F^+ \approx 0.12$ (proche de la fréquence hypothétique de battement) pourrait constituer une réponse de l'écoulement à la perturbation. Enfin, les niveaux d'énergie des spectres pour les cas $DC = 50$ % et $DC = 70$ % sont plus élevés que pour les cas $DC = 20$ % et $DC = 30$ % sur l'ensemble des fréquences, à l'exception de celle de la perturbation. Aux faibles rapports de cycle la dynamique de l'écoulement semble donc majoritairement dictée par celle de la perturbation.



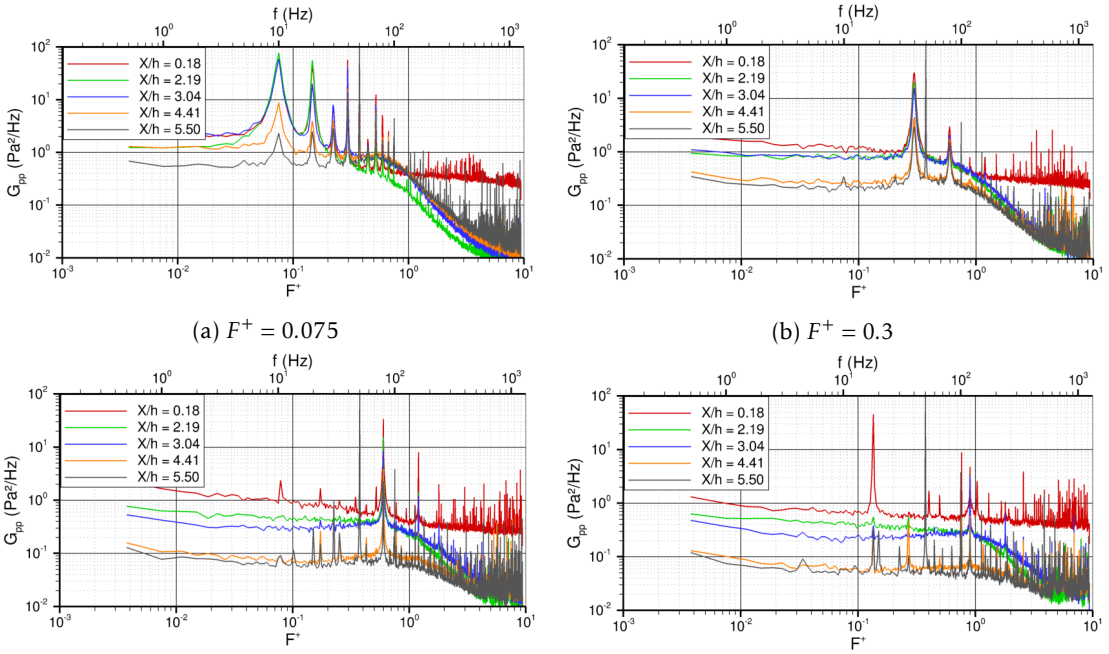
(a) $DC = 20$ % (b) $DC = 30$ %

(c) $DC = 50$ % (d) $DC = 70$ %

Figure 6.8 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de pression mesurées à différents positions longitudinales pour différents rapports de cycle : $DC = 20$ % (a), $DC = 30$ % (b), $DC = 50$ % (c), $DC = 70$ % (d). $F^+ = 0.3$, $c_Q = 0.1$ %.

L'influence de la fréquence de forçage sur les spectre est montrée sur la Figure 6.9 dans le cas d'un rapport de cycle de 30 %. Comme constaté précédemment pour ce rapport de cycle, l'énergie est majoritairement répartie à la fréquence de forçage et dans ses harmoniques. A mesure que la fréquence de la perturbation augmente, l'amplitude du pic correspondant tend également à diminuer. Pour $F^+ = 0.9$ l'amplitude de ce pic est comparable à celle du bruit. De plus, le niveau global de la PSD diminue avec l'augmentation de la fréquence de la perturbation, et semble donc un bon indicateur du degré de recollement de l'écoulement. Les niveaux des PSD entre les cas $F^+ = 0.6$ et $F^+ = 0.9$ sont comparables, indiquant que l'augmentation de fréquence de forçage entre ces deux cas semble peu contribuer à l'efficacité du contrôle. Pour ces deux fréquences les spectres deviennent relativement bruités dans la gamme $10^{-1} < F^+ < 10^0$. De plus, un pic net et d'amplitude très importante est visible pour le cas $F^+ = 0.9$ sur le spectre $X/h = 0.18$ à la fréquence $F^+ \approx 0.12$, soit la même fréquence qu'observée sur la figure précédente. Le pic est

cependant ici bien plus concentré autour de la fréquence concernée, ce qui est généralement la signature d'un phénomène acoustique plutôt qu'aérodynamique.



(a) $F^+ = 0.075$ (b) $F^+ = 0.3$

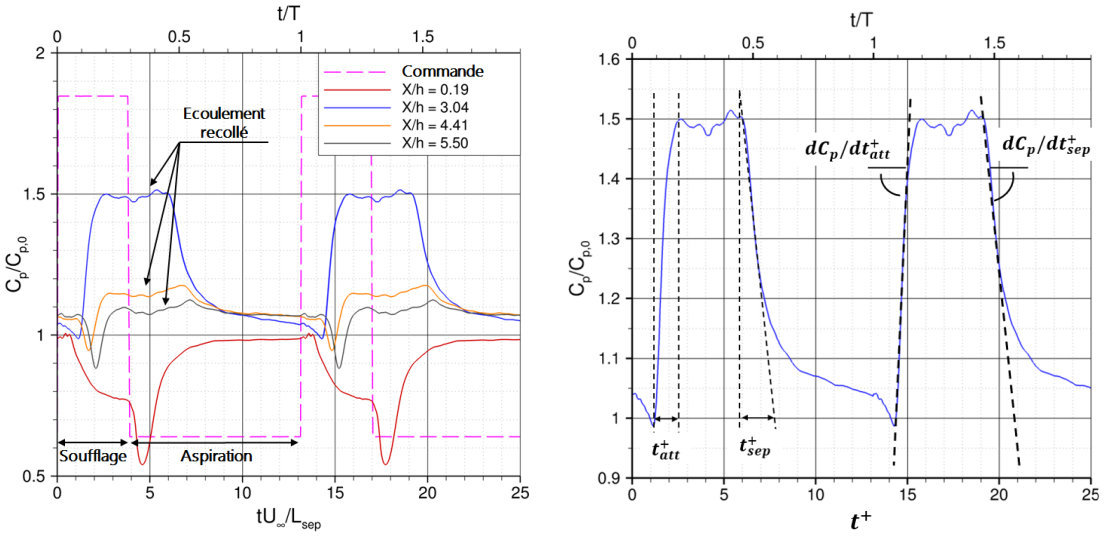
(c) $F^+ = 0.6$ (d) $F^+ = 0.9$

FIGURE 6.9 – Densité spectrale de puissance des fluctuations de pression mesurées à différentes positions longitudinales pour les fréquences de forçage $F^+ = 0.075$ (a), $F^+ = 0.3$ (b), $F^+ = 0.6$ (c), $F^+ = 0.9$ (d). $DC = 30$ %, $c_Q = 0.1$ %.

6.2.2 Échelles de temps caractéristiques d'un cycle de forçage

Un exemple de mesure effectuée par les capteurs instationnaires de pression pour $DC = 30$ % et $F^+ = 0.075$ est présenté sur la Figure 6.10a. Les données sont moyennées en phase sur 50 cycles de forçage en utilisant le signal de commande de l'électrovanne de soufflage comme référence, le front montant de tension représentant le temps $t = 0$. Le paramètre temporel est adimensionné de manière analogue à la fréquence de forçage : $t^+ = tU_\infty/L_{sep,0}$, et le coefficient de pression C_p est comparé à sa valeur moyenne dans l'écoulement non contrôlé, $C_{p,0}$. Afin de faciliter la lecture du graphe, le résultat est représenté sur deux cycles de forçage et les mesures du capteur positionné au pied de la rampe ($X = 2.19h$), pour lequel les amplitudes des variations de pression sont très importantes, ne sont pas tracées. A cette faible fréquence de forçage, les mécanismes impliqués dans le contrôle discutés dans la Section **??** peuvent être clairement identifiés, en particulier sur la mesure effectuée à la position $X/h = 3.04$. Au début de la phase de soufflage, la pression à cette position augmente rapidement jusqu'à atteindre une valeur constante $C_p/C_{p,0} = 1.5$, interprétée comme la signature d'un écoulement pleinement recollé à cette position. Cet état persiste pendant une durée comparable à la durée du soufflage. La phase de décollement subséquente est caractérisée par une décroissance exponentielle de la pression jusqu'à la valeur $C_{p,0}$, qui n'est pas atteinte dans le cas considéré malgré la fréquence relativement faible de la perturbation. Le changement de taux de variation temporel du décollement est cohérent avec l'évolution

temporelle du nouveau bulbe décollé visible sur les quatre derniers instants temporels de la Figure 6.1. Des observations similaires peuvent être faites sur les mesures réalisées plus en aval ($X/h = 4.41$ et 5.50), à ceci près que la pression diminue très peu durant la phase d'aspiration, ce qui suggère que l'écoulement reste constamment recollé à ces positions. La pression mesurée directement en aval de l'arête de la rampe évolue ($X/h = 0.19$) différemment. Celle-ci diminue lors de la phase de soufflage du fait de la vitesse du jet (de manière analogue à ce qui peut être observé sur les distributions moyennes de C_p au chapitre précédent). Le début de la phase d'aspiration peut également être clairement identifié par une diminution supplémentaire de la pression avant la réapparition du décollement. La durée du processus de décollement varie fortement avec la position longitudinale. En $X/h = 0.19$ l'écoulement est totalement décollé pour $0.7 < t/T < 1$, tandis que l'état pleinement décollé n'est pas atteint en $X/h = 3.04$ et que le décollement semble ne pas se manifester pour $X/h = 4.41$ et $X/h = 5.50$.



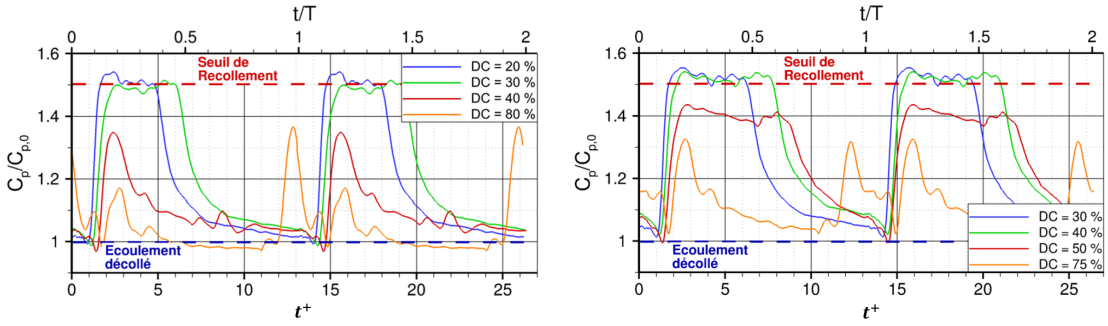
(a) (b)

FIGURE 6.10 – Mesures instationnaires de pression pour $DC = 30$ % et $F^+ = 0.075$, moyennées en phase et représentées sur deux cycles de forçage (a), et définition des échelles de temps caractéristiques de l'écoulement à partir des mesures effectuées à la position $X/h = 3.04$ (b).

Dans cette section, les échelles de temps inhérentes au contrôle périodique sont étudiées à partir des mesures de pression à la position $X/h = 3.04$. Celles-ci présentent le meilleur contraste entre les différentes étapes d'un cycle de forçage. De plus, la position quasiment médiane au sein de la zone décollée devrait permettre de tirer des grandeurs temporelles représentatives de la dynamique globale du bulbe. Les définitions des grandeurs caractéristiques discutées ci-après sont présentées sur la Figure 6.10b. L'état recollé, correspondant à une augmentation de 50 % de coefficient de pression par rapport au cas non contrôlé, est atteint après une courte durée de recollement t^+_{att}. Le processus de décollement débute avec une chute abrupte du coefficient de pression, suite à quoi un changement de son taux de variation est observé à $t/T \approx 0.65$. La durée *caractéristique* de décollement, t^+_{sep}, est définie comme la durée entre le dernier instant pour lequel $C_p/C_{p,0} = 1.5$, et celui où la tangente à la chute initiale de pression coupe l'axe $C_p/C_{p,0} = 1$. La pente de cette tangente représente le taux de variation temporel du décollement, $dC_p/dt^+_{|sep}$. La dépendance de ce taux, ainsi que de celui associé au recollement, $dC_p/dt^+_{|att}$, aux paramètres

de la perturbation est également analysée par la suite. Contrairement à t^+_{att}, qui représente la durée réelle du processus de recollement, t^+_{sep} est à considérer comme une échelle de temps caractéristique, dans la mesure où la durée totale du décollement, pour laquelle C_p redevient égal à $C_{p,0}$, ne peut être déterminée. Le définition de t^+_{sep} est cependant jugée suffisamment représentative du processus, la pression statique ayant diminué d'environ 70 % au terme de cette durée.

Les mesures moyennées en phase à la position $X/h = 3.04$ sont présentées sur la Figure 6.11 pour différentes valeurs du rapport de cycle, à la fréquence $F^+ = 0.075$ et pour les coefficients de débit $c_Q = 0.1$ % et 0.146 %. Pour les perturbations où $c_Q = 0.1$ % (Fig. 6.11a), le recollement complet est obtenu pour les rapports de cycle $DC \leq 30$ %. Aux valeurs plus hautes, la montée initiale en pression est directement suivie par une diminution monotone. Au plus grand rapport de cycle présenté, $DC = 80\%$, l'accroissement de pression est très faible, mais un second pic distinct peut être observé pour $0.9 < t/T < 1$, causé par la brève phase d'aspiration à vitesse élevée. Bien que pour $DC = 80\%$ les durée et amplitudes d'aspiration soient égales à celles du soufflage pour $DC = 20$ %, les deux perturbations mènent à des résultats très différents. En particulier, le soufflage pendant 20 % de la période de forçage permet un recollement pendant une durée équivalente, tandis que l'aspiration sur une durée égale contribue relativement peu à l'écoulement contrôlé. Cela pourrait notamment être lié à la différence avec laquelle le fluide est injecté et prélevé dans l'écoulement, le soufflage étant localisé et concentré vers la direction aval, tandis que le fluide est aspiré à proximité et dans l'ensemble des directions autour de la fente. A un coefficient de débit plus important, $c_Q = 0.146$ % (Figure 6.11b), l'état recollé est atteint pour $DC \leq 40$ % et des gains de pression plus importants sont observés par rapport aux résultats à $c_Q = 0.1$ % pour un même rapport de cycle dans les cas où l'écoulement n'est pas recollé. Bien que le cas $DC = 50$ % ne montre pas les mêmes gains en pression, l'inspection, des champs PIV correspondants (similaires à ceux présentés à la Section 6.1) indique que ces paramètres de forçage entrainent le recollement de l'écoulement. L'ensemble des résultats discutés dans ce paragraphe laissent supposer que la capacité d'une perturbation donnée à recoller l'écoulement est en grande partie dictée par l'amplitude de soufflage, et donc par la valeur du coefficient de quantité de mouvement c_μ. Dans les configurations étudiées ici, une valeur $c_\mu \geq 0.4$ % semble suffisante pour recoller l'écoulement pendant la durée de la phase de soufflage.

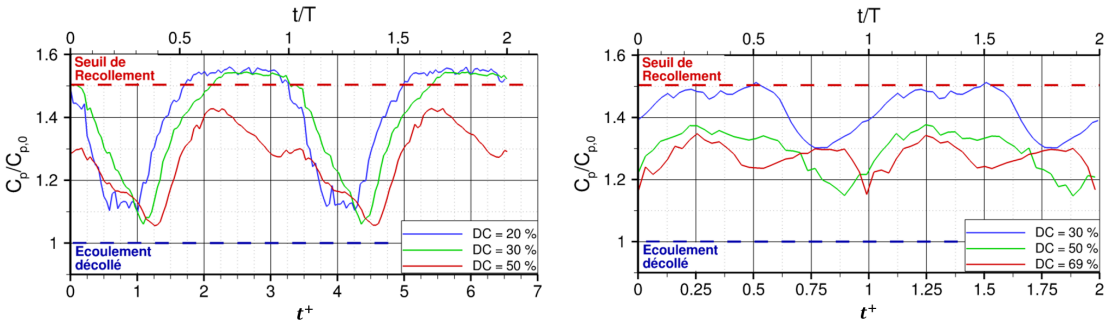


(a) $c_Q = 0.1\%$ (b) $c_Q = 0.146\%$

FIGURE 6.11 – Moyenne de phase des mesures instationnaires de pression à la position $X/h = 3.04$ pour différents rapports de cycle et $F^+ = 0.075$, $c_Q = 0.1\%$ (a) et $c_Q = 0.146\%$ (b).

Les mêmes mesures pour des fréquences de forçage $F^+ = 0.3$ et $F^+ = 0.6$ et $c_Q = 0.1$ % sont présentées sur la Figure 6.11. L'amplitude des variations de pression diminue avec l'augmentation de la fréquence, la durée entre deux soufflages successifs devenant trop faible par rapport à

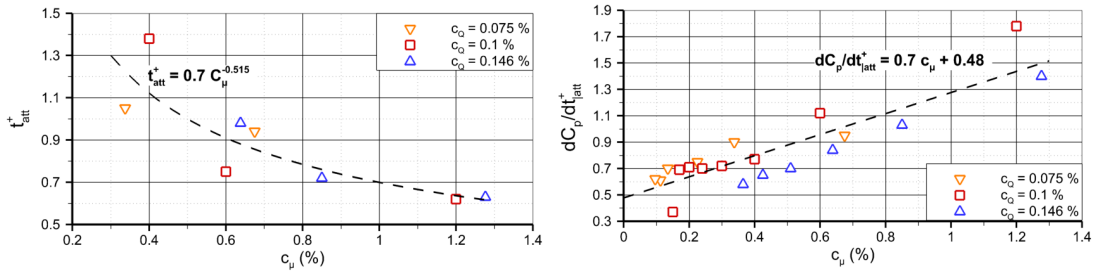
celle nécessaire à la pleine relaxation de l'écoulement vers l'état décollé. A la fréquence $F^+ = 0.6$, l'écoulement contrôlé est proche d'un état stationnaire. Le critère $C_p/C_{p,0} = 1.5$ semble toujours pertinent pour décrire l'état pleinement recollé de l'écoulement, et la valeur maximale de C_p ne semble également pas être significativement affectée par la fréquence.



(a) $F^+ = 0.3$ (b) $F^+ = 0.6$

FIGURE 6.12 – Moyenne de phase des mesures instationnaires de pression à la position $X/h = 3.04$ pour différents rapports de cycle et $F^+ = 0.3$ (a) et $F^+ = 0.6$ (b), $c_Q = 0.1$ %.

Les durées de recollement ont été estimées pour les trois valeurs du coefficient de débit explorées. Comme indiqué précédemment, celles-ci n'ont été déterminées que sur les mesures effectuées à $F^+ = 0.075$, seule fréquence de forçage où une transition entre un état pleinement décollé vers un état pleinement recollé (et inversement) est visible. Une certaine corrélation semble exister entre t^+_{att} et c_μ, des valeurs plus importantes de ce paramètre (qui se traduisent notamment par des vitesses de soufflage plus importantes) permettant un recollement plus rapide de l'écoulement. La Figure 6.13b présente quant à elle les valeurs des taux de variation temporels de la pression pour l'ensemble des perturbations hybrides, dans la mesure où la Figure 6.11 montre que ces taux restent comparables, que le contrôle aboutisse à un écoulement recollé ou non. Encore une fois, une bonne corrélation avec le coefficient de quantité de mouvement peut être observée, $dC_p/dt^+_{|att}$ augmentant presque linéairement avec c_μ. La valeur de c_Q semble également affecter le taux de variation, mais cette dépendance est relativement peu intuitive puisqu'une masse plus importante de fluide injectée dans l'écoulement tend à diminuer le taux de variation temporel de pression.

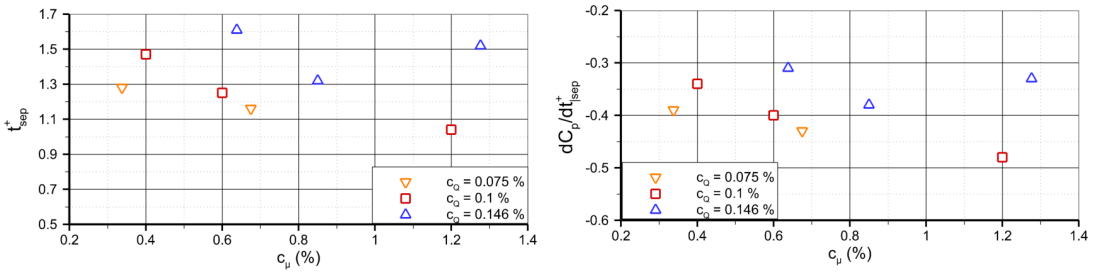


(a) t^+_{att} (b) $dC_p/dt^+_{|att}$

FIGURE 6.13 – Durées (a) et taux de variation temporels (b) du recollement en fonction de c_μ.

De manière similaire, la Figure 6.14 montre l'évolution des durées caractéristiques et taux

de variations temporels du décollement en fonction de c_μ pour les configurations aboutissant à un recollement de l'écoulement. Dans les deux cas, une tendance légèrement décroissante peut être identifiée. La durée de décollement varie entre 1.7 et 1.1 $L_{sep,0}/U_\infty$, ce qui reste de l'ordre de grandeur de celle du recollement aux hauts rapports de cycle, mais entre 1.5 à 2 fois supérieur pour les rapports de cycle plus faibles. Le taux de variations se situe entre −0.3 entre −0.5, soit un ordre de grandeur inférieur (en valeur absolue) à celui du recollement. La diminution de t^+_{sep} pour les valeurs croissantes de c_μ pouvait être attendue, dans la mesure où, à valeur de c_Q fixe, une valeur plus importante de c_μ est synonyme d'une phase d'aspiration plus longue mais d'amplitude plus faible. La Figure 6.14 laisse donc supposer qu'une amplitude d'aspiration plus faible est moins à même de ralentir le processus de décollement. Cependant, il est difficile au niveau actuel de l'analyse de pleinement déterminer l'influence de la phase d'aspiration sur ces échelles de temps. En particulier, les résultats présentés ici montrent des variations relatives en fonction de c_μ beaucoup plus faibles pour les grandeurs caractéristiques du décollement par rapport à celles liées au recollement. Le rôle de la phase d'aspiration dans le retardement du décollement de la couche de mélange est étudié plus en détail dans la section suivante. Le fait que le processus de décollement soit significativement plus long que les autres durées caractéristiques de l'écoulement contrôlé et de la perturbation permet de clarifier l'effet de la fréquence de forçage constaté au chapitre précédent sur les champs moyens. Une fréquence plus élevée (tous paramètres de la perturbation égaux par ailleurs) entraine des dimensions moyennes du bulbe plus faibles puisque le durée entre deux soufflages consécutifs devient trop courte pour permettre à l'écoulement de retrouver un état décollé (Duriez, Aider et Artana, 2011).



(a) t^+_{sep} (b) $dC_p/dt^+_{|sep}$

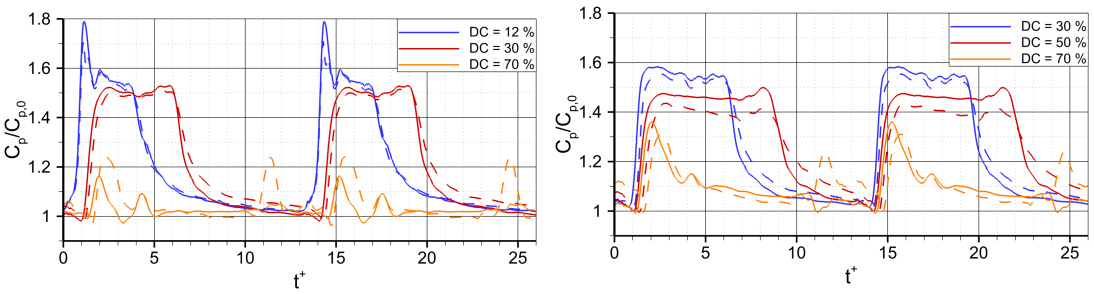
Figure 6.14 – Durées caractéristiques (a) et taux de variation temporels (b) du décollement en fonction de c_μ.

6.2.3 Influence de la phase d'aspiration

Les mesures instationnaires de pression acquises lors des essais réalisées sans aspiration sont discutées dans cette section afin de quantifier plus finement la contribution globale de la phase d'aspiration à l'écoulement contrôlé. Les mesures de pression acquises à la position $X/h = 3.04$ pour certains de ces essais sont présentés sur la Figure 6.15 et comparés avec les cas présentés dans les sections précédentes où l'aspiration succède à la phase de soufflage.

Comme observé au chapitre précédent, l'aspiration joue un rôle – quoique mineur – dans le contrôle, en retardant le décollement de la couche limite. Son effet est encore une fois différent suivant la valeur du rapport de cycle de la perturbation. Aux rapports de cycle très faibles (voir $DC = 12$ % dans la Figure 6.15a) la vitesse d'aspiration est trop faible pour observer des

différences dans le processus de décollement. Á l'opposé, pour les hauts rapports de cycle (voir $DC = 70$ % sur la Figure 6.15a) l'écoulement est majoritairement décollé pendant une grande partie du cycle de forçage, et la courte phase d'aspiration à grande vitesse entraine l'apparition d'un pic de pression apportant relativement peu au contrôle. Pour les rapports de cycle plus modérés, la vitesse d'aspiration est suffisante pour retarder le décollement. La corrélation entre la vitesse d'aspiration et la durée de décollement est plus visible sur la Figure 6.15b, où la différence entre les résultats avec et sans aspiration est plus importante pour $DC = 50$ % que pour $DC = 30$ %.



(a) $c_Q = 0.1$ % (b) $c_Q = 0.146$ %

FIGURE 6.15 – Moyenne de phase des mesures instationnaires de pression avec (traits pointillés) et sans (traits continus) aspiration en fonction du rapport de cycle, et pour $c_Q = 0.1$ % (a) et $c_Q = 0.146$ % (b).

La comparaison entre les durées caractéristiques t^+_{sep} du décollement pour les configurations avec et sans aspiration est réalisée dans le Tableau 6.1. Une différence notable existe entre les deux cas, t^+_{sep} étant inférieur de 13 à 24 % dans le cas où l'aspiration est absente. Les valeurs de t^+_{sep} en l'absence d'aspiration semblent relativement constantes, avec en moyenne $t^+_{sep} = 2.7$, ce qui peut être interprété comme un temps caractéristique naturel de l'écoulement non contrôlé. Les valeurs du taux de variation $dC_p/dt^+_{|sep}$ suivent la même tendance que la durée de décollement, étant plus faibles lorsque l'aspiration est appliquée. L'hypothèse selon laquelle l'amplitude de l'aspiration est directement liée à l'allongement de la durée de décollement est vérifiée pour les données présentées ici. Pour $c_Q = 0.1$ % peu de différences sont observées pour t^+_{sep} à $DC = 12$ % puisque la vitesse d'aspiration est faible (approximativement $0.67U_\infty$). Lorsque DC augmente la vitesse d'aspiration fait de même, retardant de plus en plus le décollement. La tendance peut également être observée pour $c_Q = 0.075$ et 0.146 %, pour lesquels les valeurs de t^+_{sep} sont respectivement plus faibles et plus élevées que pour $c_Q = 0.1$ %, dans la mesure où les vitesses d'aspiration mises en jeu sont plus faibles (respectivement plus élevées) à rapport de cycle égal.

6.2.4 Influence de l'amplitude de soufflage sur le recollement

La Section 6.2.2 a montré que le seuil $C_p/C_{p,0} = 1.5$ peut être considéré comme un bon indicateur de l'état recollé à la position $X/h = 3.04$. La Figure 6.11 souligne également qu'une augmentation du coefficient de débit, et donc de l'amplitude de soufflage, permet de recoller l'écoulement à des rapports de cycle plus importants. Il existe donc une relation claire entre l'amplitude du soufflage et le gain de pression, menant éventuellement au recollement. Afin de déterminer cette relation, la valeur maximale de $C_p/C_{p,0}$ est calculée pour l'ensemble des configurations de contrôle à la fréquence $F^+ = 0.075$. Celle-ci est représentée sur la Figure 6.16a en fonction du coefficient de quantité de mouvement. Le graphe met d'abord en lumière la

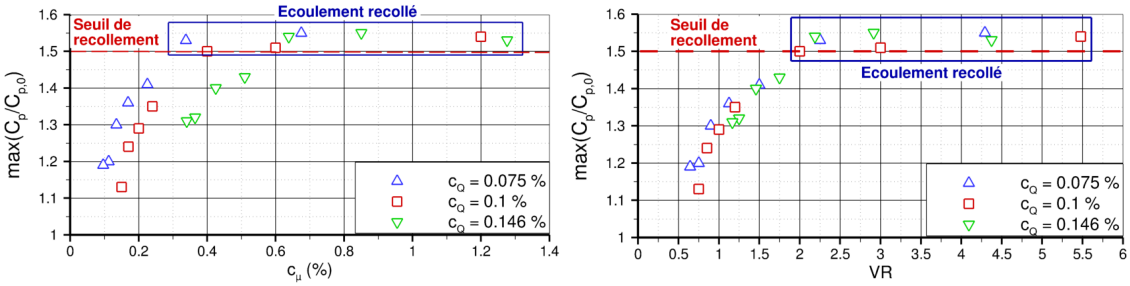
Tableau 6.1 – Comparaison des caractéristiques temporelles du décollement entre les configurations avec et sans aspiration.

c_Q (%)	DC (%)	c_μ (%)	t^+_{sep}		$dC_p/dt^+_{\|sep}$	
			Aspiration présente	Aspiration absente	Aspiration présente	Aspiration absente
0.075	11	0.68	1.16	0.83	−0.43	−0.6
	20	0.34	1.28	0.89	−0.39	−0.56
0.1	12	1.2	1.04	1.04	−0.48	−0.48
	20	0.6	1.25	1	−0.4	−0.5
	30	0.4	1.47	0.88	−0.34	−0.57
0.146	20	1.28	1.52	0.96	−0.33	−0.52
	30	0.85	1.32	0.88	−0.38	−0.57
	40	0.64	1.61	0.89	−0.31	−0.56

saturation de $max(C_p/C_{p,0})$, qui reste compris entre 1.5 et 1.6 à partir d'une certaine valeur c_μ. Cette valeur semble cependant dépendre de c_Q, c'est à dire de la quantité de masse injectée dans l'écoulement. La dépendance à ce paramètre est d'ailleurs contre-intuitive, puisqu'aux valeurs de c_Q plus importantes il est nécessaire d'injecter une quantité de mouvement plus grande pour recoller l'écoulement. La Figure 6.16b présente les mêmes résultats, cette fois en fonction du rapport des vitesses VR. Ce paramètre semble plus pertinent pour étudier la dépendance du recollement à l'amplitude du soufflage, permettant une très bonne superposition des différentes séries de données. Dans ce référentiel, l'écoulement à la position $X/h = 3.04$ est entièrement recollé pendant la durée du soufflage si $VR \geq 2$, et ce quelle que soit la quantité de masse injectée dans l'écoulement.

Cette valeur caractéristique du rapport de vitesse a déjà été discutée dans la littérature pour des jets purement pulsés. Elle est en particulier discutée par Sau et Mahesh (2008, 2010), qui donnent la valeur $VR = 2$ comme un seuil à partir duquel le jet pulsé en écoulement transverse voit sa structure modifiée. Pour $VR < 2$, le jet adopte une structure de tourbillons en « tête d'épingle » (*hairpin vortices*), qui reste confinée au sein de la couche limite. Au contraire, pour $VR > 2$ la vitesse de soufflage est suffisamment importante pour pénétrer l'entièreté de l'épaisseur de couche limite. Dans ce cas, les auteurs observent la formation d'un anneau tourbillonnaire, seul ou suivi d'un jet attaché (*trailing jet*) en fonction du rapport L_0/d_{eq} entre la longueur de pénétration et le diamètre équivalent, d_{eq}, de l'orifice. Pour la présente étude, le rapport L_0/d_{eq} est de l'ordre de 10 à 100, en considérant $d_{eq} = 2\sqrt{(a \times w)/\pi}$. D'après Sau et Mahesh (2008), ces valeurs très élevées assurent que la phase de soufflage ait une structure d'anneau tourbillonnaire suivi par un jet attaché, ce qui semble confirmé par les observations de la section 6.1, également concordantes avec celles de Steinfurth et Weiss (2021). Ces résultats permettent d'interpréter les données présentées sur la Figure 6.16b : pour $VR > 2$, la vitesse du fluide soufflé lui permet de traverser la couche limite en conservant sa structure de jet. Celui-ci est ensuite attaché à paroi par effet Coandă, ce qui permet une élimination complète du bulbe décollé, processus également observé par He et Zhou (2025). Pour $VR < 2$, il est probable que les structures tourbillonnaires produites lors du soufflage restent cantonnées en proche paroi au sein de la couche limite, ce qui assure un transfert de quantité de mouvement depuis l'écoulement libre permettant de diminuer la taille du bulbe, sans pour autant permettre de le supprimer totalement. Cette

dernière hypothèse n'a cependant pas pu être confirmée par des observations expérimentales du fait du manque d'informations à la paroi sur les champs PIV.



(a) (b)

FIGURE 6.16 – Valeurs maximales du rapport $C_p/C_{p,0}$ en fonction de c_μ (a) et de VR (b) pour les trois valeurs de c_Q considérées, $F^+ = 0.075$.

6.2.5 Considérations empiriques sur les conditions de forçage optimales

Les observations effectuées dans cette section permettent de mieux formaliser l'effet de chaque paramètre de la perturbation sur un cycle de contrôle. En particulier, la connaissance des différentes échelles de temps de l'écoulement contrôlé rend possible la détermination d'une fréquence de forçage optimale. Comme constaté dans la Section 6.2.2, dans le cas où la perturbation parvient à recoller l'écoulement, celui-ci demeure dans cet état pour une durée de l'ordre de $DC \times T$. Afin d'éviter la réapparition complète du décollement, il est nécessaire que la phase d'aspiration ait une durée inférieure à celle combinée des phases de recollement et de décollement. Cette condition s'écrit :

$$T(1 - DC) < t_{att} + t_{sep} \tag{6.5}$$

Comme souligné sur les Figures 6.13a et 6.14a, les valeurs des durées caractéristiques t_{att} et t_{sep} tendent à dépendre de l'amplitude de la perturbation. Cependant, $t_{att} \approx t_{sep} \approx L_{sep,0}/U_\infty$ semble constituer un bon ordre de grandeur pour décrire la dynamique des deux phénomènes. La condition 6.5 permet donc d'aboutir à une valeur minimale de la fréquence de la perturbation :

$$f \geq \frac{1}{2}\frac{U_\infty}{L_{sep,0}}(1 - DC) \tag{6.6}$$

Cette expression simple permet de lier la dynamique de l'écoulement naturel, symbolisée par le facteur $U_\infty/L_{sep,0}$, à celle de la perturbation, figurée par le terme DC.

Les conditions de validité de cette expression sont néanmoins dépendantes des paramètres d'amplitude de la perturbation. En effet, elle n'est valide que si l'écoulement est totalement recollé pendant la durée du soufflage, ce qui requiert, comme montré dans la Section 6.2.4, que le rapport des vitesses de la phase de soufflage ait à minima la valeur $VR = 2$. Deux paramètres relatifs à la perturbation permettent de valider cette condition en amplitude : le coefficient de débit c_Q et le rapport de cycle DC. Le rôle du premier est relativement transparent ; une augmentation du débit injecté dans l'écoulement étant synonyme d'une augmentation de la vitesse de soufflage. S'il n'est pas possible d'augmenter la masse de fluide délivrée par l'actionneur, la diminution du rapport de cycle permet (dans le cas d'un fonctionnement à débit

nul) également d'augmenter la vitesse de soufflage. Cette seconde solution entraine cependant une augmentation de la fréquence minimale permettant de conserver un écoulement recollé. Il est également important de noter que l'ensemble des conditions évoquées ici ont été déterminées à partir des mesures effectuées à la position $X/h = 3.04$. Cela signifie donc qu'elles ne sont plus valables en amont de ce point, les fréquences et amplitudes nécessaire à maintenir le recollement y étant probablement plus élevées que les valeurs discutées ici.

En guise d'exemple, en considérant un rapport de cycle $DC = 30$ %, la fréquence optimale de la perturbation déterminée en utilisant l'équation 6.6 est d'environ 50 Hz, soit $F^+ \approx 0.36$. A ce rapport de cycle, la condition $VR \geq 2$ est vérifiée pour $c_Q = 0.1$ %. Les résultats présentés sur la Figure 6.12, mais également sur la Figure 5.3a du Chapitre 5, confirment qu'un forçage dans les conditions ($DC = 30$ %, $F^+ = 0.36$, $c_Q = 0.1$ %) est suffisant pour prévenir la réapparition du décollement.

6.3 Synthèse du chapitre

Dans ce chapitre, l'analyse des champs PIV correspondants à plusieurs instants au sein d'un cycle de forçage a permis d'identifier les différents mécanismes liés à la perturbation. La formation du jet au début de la phase de soufflage provoque un entrainement vertical de fluide vers l'écoulement libre, se déplaçant rapidement vers l'aval de l'écoulement, et semblant chasser avec lui le bulbe décollé. L'écoulement est ensuite maintenu recollé sous l'influence du jet, lui même attaché à la paroi. La fin de la phase de soufflage voit la formation d'une nouvelle couche de mélange dont le décollement de la paroi entraine la formation d'un nouveau bulbe décollé. Ses dimensions augmentent initialement très rapidement, puis, comme constaté sur les mesures de pression, sa croissance devient beaucoup plus lente. Dans aucun des cas étudié le bulbe n'a eu suffisamment de temps pour se développer entre deux phases de soufflage. Un estimation des transferts de quantité de mouvement de l'écoulement libre vers la zone décollée a été réalisée à partir des clichés PIV aux différents instants de phase. La quantité de mouvement est majoritairement entrainée vers le bulbe à proximité de la rampe et sous l'influence du jet. Les transferts sont plus importants aux faibles rapports de cycle (c'est à dire lorsque l'amplitude de soufflage est plus importante), et aux grandes fréquences. A la fréquence forçage la plus importante étudiée, l'écoulement possède un comportement pratiquement stationnaire, permettant un flux constant de quantité de mouvement vers la paroi. En général, une bonne corrélation existe entre le flux total de quantité de mouvement transféré vers le bulbe et la longueur du décollement contrôlé.

Les durées caractéristiques d'un cycle de forçage ont été déterminées à partir des mesures résolues en temps de pression statique. Trois échelles de temps semblent dicter la dynamique du contrôle : la durée caractéristique du recollement, t_{att}, celle du décollement, t_{sep}, et la durée pendant laquelle l'écoulement est maintenu totalement recollé. Le recollement est la conséquence de la phase de soufflage et possède une dynamique très rapide, dont la durée varie entre 1.5 et 0.6 $L_{sep,0}/U_\infty$ pour l'espace paramétrique considéré. Le processus de décollement débute dès la fin du soufflage, durant la phase d'aspiration. Sa durée est beaucoup plus longue, étant approximativement un ordre de grandeur supérieure à celle du recollement. La grandeur t_{sep} déterminée ici constitue seulement une échelle de temps représentative de ce processus. L'aspiration retarde le processus de décollement, diminuant la vitesse à laquelle celui-ci se développe. Cet effet est plus marqué aux vitesses d'aspirations élevées. t_{att} et t_{sep} présentent tous les deux une tendance décroissante pour les valeurs croissantes de c_μ mais peuvent être en première approximation considérées de l'ordre de $L_{sep,0}/U_\infty$, en étant ainsi conservateur. Lorsque l'amplitude de la phase de soufflage est suffisamment importante, l'écoulement est maintenu recollé pendant une durée égale à celle-ci, soit $DC \times T$. Pour l'espace paramétrique étudié, un très bon accord entre les données semble indiquer que l'écoulement est pleinement recollé pendant la durée du soufflage si $VR \geq 2$.

Conclusions et perspectives

Sommaire du présent chapitre

Synthèse de l'étude	**151**
Perspectives	**154**

Synthèse de l'étude

Le travail mené dans cette thèse s'est intéressé à l'étude de perturbations fluidiques périodiques à débit nul dont les aspects temporels et d'amplitudes sont décorrélés. Appelées « hybrides », ces perturbations constituent un intermédiaire entre les jets pulsés et synthétiques, largement étudiés dans la littérature. Ces deux technologies présentent cependant des limitations, à savoir la nécessité de disposer d'une source de fluide pour les premiers, et l'impossibilité de modifier les paramètres temporels des phases de soufflage et d'aspiration pour les seconds. L'objet des perturbations hybrides est d'atténuer, voir contourner ces limitations. Appliquées aux écoulement décollés, leur flexibilité temporelle pourrait en effet permettre une efficacité accrue du contrôle à masse de fluide manipulée égale (Feng et Wang, 2012, 2014). Ces gains seraient notamment permis par l'adaptation des durées caractéristiques de la perturbation à celle de l'écoulement, stratégies qui ont déjà montrées leur potentiel pour des jets pulsés (Duriez, Aider et Artana, 2011 ; Haffner et al., 2020 ; Steinfurth et Weiss, 2022). Si plusieurs auteurs se sont déjà intéressés à la réalisation d'actionneurs hybrides, la majorité des réalisations étudiées dans la littérature semblent toujours limitées sur au moins un des aspects de la perturbation : amplitudes des phases de soufflage et d'aspiration interdépendantes (Trávníček, Tesař et Wang, 2005 ; Wilson et al., 2013), limitées par la technologie employée (Kordík, Broučková et Trávníček, 2015 ; Kordík, Trávníček et Tesař, 2014) ou corrélés aux caractéristiques temporels (Hao Feng, Wang et Pan, 2010 ; Zhang et Wang, 2007). L'ensemble de ces limitations semble par ailleurs lié à la volonté de disposer d'un système le plus technologiquement mature.

La démarche proposée dans la présente étude est de focaliser l'analyse sur la perturbation en elle-même, afin de pouvoir quantifier ses interactions avec un écoulement, plutôt que sur l'actionneur. La question à laquelle cette thèse s'est employée à répondre est la suivante : **pour une masse de fluide donnée, avec quelles échelles de temps faut-il l'injecter puis la prélever de l'écoulement pour maximiser les effets d'un contrôle à débit nul ?**. Le travail mené s'est donc d'abord concentré sur le développement et la validation d'un actionneur permettant d'alterner des phases de soufflage et d'aspiration dont les durées et amplitudes peuvent être ajustées indépendamment des autres paramètres, et pouvant fonctionner ou non à débit nul. Les performances attendues de ce système ont été conditionnées par les résultats des précédentes études de contrôle d'écoulements décollés par perturbations fluidiques périodiques. Une fois

l'actionneur validé, celui-ci a été intégré en soufflerie sur une géométrie de rampe descendante inclinée à 25°, constituant une configuration d'écoulement décollé canonique (Kourta, Thacker et Joussot, 2015 ; Stella, 2017) déjà largement étudiée expérimentalement et numériquement pour diverses méthodes de contrôle fluidique (Ceglia et al., 2021 ; Debien et al., 2015 ; Gilotte, Mortazavi et Edwige, 2024 ; Tocquer, 2025).

Le développement de l'actionneur et l'analyse de son fonctionnement sont discutés dans le Chapitre 4. Après étude de la littérature, l'amplitude maximale de soufflage et d'aspiration, devant permettre un recollement complet de l'écoulement, est estimée à 80 m/s ($VR = 4$), soit un débit de 72 Nl/min, correspondant à un coefficient de quantité de mouvement $c_\mu = 1.5$ %. Cette dernière valeur reste cependant dépendante du rapport de cycle de la perturbation. La fréquence de forçage maximale est fixée à 160 Hz, correspondant à un nombre de Strouhal $F^+ = 1.2$, jugée également suffisante pour supprimer complètement de décollement d'après l'étude bibliographique. L'architecture de l'actionneur, basée sur l'emploi de deux électrovannes commandant un circuit d'air comprimé et un circuit de vide, permet de produire une combinaison de soufflage et d'aspiration pulsées facilement synchronisables et pilotables en temps. Soufflage et aspiration sont réalisés au travers d'un fente unique de dimensions 30×0.5 mm^2, permettant de simuler le fonctionnement d'un jet synthétique. La caractérisation de son fonctionnement a été principalement réalisée à partir de mesures de débit et de vitesse par fil chaud. Elles ont notamment permis l'étude des transitoires de montée et descente en vitesse de soufflage et d'aspiration, et plus particulièrement de leur dépendance aux paramètres géométriques du système ainsi qu'à l'amplitude des perturbations. La connaissance de ces transitoires permet une meilleure compréhension des limitations de la perturbation en termes de fréquence et de rapport de cycle, dont les gammes accessibles tendent globalement à se réduire à mesure que les amplitudes de soufflage et d'aspiration augmentent. L'étude du fonctionnement à débit nul, appelé *pseudo-synthétique*, de l'actionneur a ensuite permis d'estimer l'espace paramétrique (f, DC) pour lequel il était possible de conserver des débits de soufflage et d'aspiration égaux. Si les fréquences et amplitudes maximales attendues peuvent être atteintes, il a été montré que la gamme des valeurs accessibles du rapport de cycle diminuait également à mesure que la fréquence augmentait. Malgré ces limitations, l'actionneur a été jugé capable de produire les perturbations permettant d'explorer un ensemble de paramètres de contrôle suffisamment large. La configuration implémentée en soufflerie consiste en cinq fentes réparties sur l'envergure et positionnée à 11 mm en amont de l'arête de la rampe et inclinée à 45° par rapport à la paroi vers la direction aval. Après validation du fonctionnement avec et sans vent, un dernière phase de caractérisation a permis de constituer l'espace paramétrique des perturbations appliquées lors des essais de contrôle. Le contrôle a été étudié pour trois valeurs du coefficient de débit c_Q, quantifiant la quantité de masse injectée puis prélevée dans l'écoulement : $c_Q = 0.075$, 0.1 et 0.146 %. Pour chaque valeur de c_Q, cinq fréquences de forçage sont considérées : $F^+ = 0.075$, 0.3, 0.6, 0.9 et 1.2. Enfin, pour chaque fréquence plusieurs valeurs du rapport de cycle comprises entre 10 et 80 % ont été analysées. Les perturbations fonctionnant à débit nul, la variation de ce paramètre entraine une modification des vitesses de soufflage et d'aspiration, ainsi que du coefficient de quantité de mouvement c_μ.

L'effet du contrôle par perturbations hybrides sur l'écoulement moyen est analysé dans le Chapitre 5. L'examen de propriétés macroscopiques de l'écoulement, à savoir les dimensions du bulbe décollé et le coefficient d'effort normal à la rampe, montre qu'il existe effectivement un intérêt à modifier les paramètres temporels d'une perturbation à débit nul. Les résultats obtenus pour des rapports de cycle inférieurs à 50 % (valeur correspondant à un jet synthétique classique) montrent en effet une réduction plus importante des longueurs L_{sep} et hauteurs H_{sep} du bulbe, ainsi qu'une réduction de l'effort normal à la rampe provoqué par la diminution de pression statique. De manière générale, à fréquence de forçage et coefficient de débit c_Q fixés,

plus le rapport de cycle est faible, meilleure sera l'efficacité du contrôle. L'explication principale réside dans la relation entre DC et c_μ : plus le rapport de cycle diminue, plus la vitesse de soufflage doit être importante pour conserver une perturbation à débit nul, et plus la quantité de mouvement injectée dans l'écoulement, symbolisée par c_μ, est importante. Similairement aux résultats de la littérature, une augmentation de la fréquence entraîne également une plus grande efficacité du contrôle. La modification du rapport de cycle apparait ainsi comme une alternative à l'augmentation de la fréquence, ce qui d'un point de vue applicatif permet de limiter le nombre de cycle réalisés par le système en un temps donné, augmentant ainsi sa fiabilité et sa durée de vie. D'un point de vue phénoménologique, le soufflage entraîne un amincissement de la couche limite amont ainsi qu'un épaississement plus rapide de la couche de mélange, ces deux effets étant plus prononcés aux rapports de cycles plus faibles, et donc aux vitesses de soufflage plus élevées. L'évaluation de l'entrainement de masse au travers de la TNTI, constituant l'interface supérieure de la couche de mélange, montre également des transferts plusieurs fois supérieurs à l'écoulement de référence, là encore augmentant pour les valeurs plus faibles de DC. Ces trois mécanismes mènent à une réduction du bulbe et une récupération de pression plus amont que dans le cas non contrôlé. Les fluctuations de pression et de vitesse, ainsi que les grandeurs turbulentes, sont cependant plus importantes aux fréquences de forçage plus faibles, ce qui pourrait être causé par l'interaction de différentes échelles temporelles de l'écoulement et de la perturbation. Enfin, des essais supplémentaires ont montré que l'aspiration joue également un rôle dans le recollement, mais inférieur à celui du soufflage pour au moins deux raisons. La première est que l'effet du soufflage est directionnel, l'entièreté de la masse et de la quantité de mouvement étant dans le cas présent injectée vers l'aval et la zone décollée, tandis que l'aspiration s'effectue dans l'ensemble des directions autour de la fente. La seconde est une conséquence de la diminution du rapport de cycle : les valeurs importantes de vitesses de soufflage étant plus intéressantes vis à vis du contrôle, celles-ci correspondent à des vitesses d'aspiration relativement faibles, et donc un effet de la phase d'aspiration plus réduit.

Les mécanismes physiques impliqués dans un cycle de forçage sont étudiés dans le Chapitre 6. A une position fixe de l'écoulement, une période de contrôle peut être décomposée en trois phases. La première est le processus de recollement, d'une durée t_{att}. Celui-ci est relativement rapide et piloté par un mouvement ascendant de fluide produit par la formation du jet en début de phase de soufflage. t_{att} tend à diminuer si la vitesse de soufflage augmente, mais a pour ordre de grandeur $L_{sep,0}/U_\infty$. Suite au recollement, l'écoulement reste attaché à la paroi sous l'effet du jet. Durant cette phase, les transferts de quantité de mouvement de l'écoulement libre vers la zone décollée sont relativement importants, et tendent à augmenter pour les faibles valeurs de DC. La durée de cette phase recollée est directement liée à la durée du soufflage, et donc pilotée par la valeur du rapport de cycle. Enfin, une fois la phase de soufflage terminée, le bulbe décollé se forme à nouveau durant la phase d'aspiration. La durée nécessaire au décollement complet est bien plus importante que celle du recollement, de l'ordre de $10L_{sep,0}/U_\infty$. Une durée caractéristique, t_{sep}, correspondant à une chute de pression de l'ordre de 70 % entre les valeurs recollée et décollée, a cependant été estimée. Sa valeur tend également à diminuer légèrement avec une augmentation de la vitesse de soufflage, mais elle peut encore une fois être approchée par $L_{sep,0}/U_\infty$. L'aspiration joue également un effet retardateur du processus de décollement. Les mécanismes décrits ici ne sont cependant valables que lorsque l'amplitude de soufflage est suffisamment importante pour pleinement recoller l'écoulement. Le critère déterminant n'est pas la quantité de mouvement injectée, mais plutôt le rapport de vitesse de la phase de soufflage, dont plusieurs auteurs ont montré qu'il déterminait la structure fluide du jet. Ainsi, pour l'ensemble des configurations explorées, l'écoulement devient pleinement recollé si $VR \geq 2$. Dans ces conditions, il est alors possible d'établir un second critère, empirique, sur la fréquence de forçage optimale permettant de prévenir l'apparition du décollement :

$f \geq (1/2)(U_\infty/L_{sep,0})(1 - DC)$. Au dessus de cette fréquence, la dynamique du forçage devient prépondérante sur celle du décollement, favorisant en continu les transferts de quantité de mouvement vers la zone décollée.

L'ensemble de ces résultats montre donc qu'il existe un intérêt réel à modifier les aspects temporels d'une perturbation à débit nul, et en premier lieu de réduire la durée du soufflage par rapport à celle de l'aspiration. Pour une masse donnée d'air soufflée, cette stratégie permet non seulement d'augmenter la quantité de mouvement injectée dans l'écoulement contrôlé, mais peut également être employée afin d'optimiser la vitesse du jet et la fréquence de la perturbation.

Perspectives

Vis à vis de la configuration étudiée pour ce travail, une des limitations majeures, exprimées dans le Chapitre 4, est la difficulté d'évaluer précisément les caractéristiques instationnaires de la perturbation, notamment lors des essais en soufflerie. La méthode employée ici, reposant principalement sur la mesure de vitesse au fil chaud, reste fortement dépendant du positionnement de la sonde dans les dimensions exiguës de la fente et est inutilisable en soufflerie. Une méthode de débitmétrie instationnaire pourrait permettre une détermination avec vent, et donc non biaisée, des amplitudes de soufflage et d'aspiration, ainsi qu'une mesure directe et plus pertinente du coefficient de débit. Concernant l'écoulement contrôlé, le Chapitre 6 a mis en lumière l'importance des interactions entre l'écoulement et le jet formé lors de la phase de soufflage. L'étude de ces interactions pourrait être permise par des plans PIV plus resserrés sur la région proche paroi et à proximité de l'actionneur. L'emploi de la PIV résolue en temps pourrait permettre une évaluation spatio-temporelle plus complète des différents mécanismes mis en jeu lors de la phase de soufflage. Il peut également être intéressant de vérifier si les mêmes durées caractéristiques d'un cycle de forçage (en particulier celles du recollement et du décollement) peuvent être déterminées par l'emploi d'autres capteurs, par exemple en effectuant des mesures pariétales de vitesse.

Le Chapitre 4 a également mis en lumière un certain nombre de limitations de l'actionneur. Celles-ci concernent principalement les valeurs de fréquence et de rapport de cycle atteignables, et sont notamment dues aux technologies d'actionneurs employées (électrovannes) ainsi qu'à la géométrie interne des circuits pneumatiques, bien qu'un effort ait été réalisé pour réduire leur influence dans le second cas. Ces aspects constituent la principale piste d'amélioration des performances du système. Plus globalement, il pourrait être intéressant d'augmenter la maturité technologique de ce concept d'actionneur, en particulier pour qu'il puisse réellement fonctionner à débit nul et non simuler ce type de perturbations. Cela pourrait nécessiter le recours à des technologies analogues à celles présentées dans le Chapitre 1. Le choix de réaliser les phases de soufflage et d'aspiration au travers du même orifice est également discutable. Pour cette étude, il découle d'une volonté de simuler au mieux possible le fonctionnement d'actionneurs synthétiques classiques. Cependant, découpler spatialement soufflage et aspiration pourrait s'avérer plus efficace. En particulier, une application de l'aspiration de manière plus distribuée dans la couche limite en amont de la position du soufflage, ou répartie sur la surface de la rampe, semblerait une solution pertinente pour augmenter son influence sur le contrôle. Enfin, cet actionneur technologiquement plus mature pourrait être intégré sur des configurations d'écoulement plus représentatives de cas applicatifs (profils d'ailes 2D, écoulements d'arrière-corps, dérive verticale ou aile complète par exemple). Ceci permettrait de confirmer ou non la validité des stratégies et conclusions discutées dans cette thèse pour des décollements typiquement tridimensionnels et non canoniques.

Annexe A

Estimation des incertitudes de mesure des différents capteurs

Sommaire du présent chapitre

A.1 Méthode **155**
A.2 Débimètres **156**
A.2.1 Festo SFAH 157
A.2.2 Vötglin GSM-Red-Y 157
A.3 Capteurs de pression **157**
A.3.1 General Electric UNIK 5000 158
A.3.2 Keller PD-39X 158
A.3.3 Micromanomètre Furness FC0510 159
A.4 Scanner de pression **159**
A.5 Capteurs instationnaires **159**
A.5.1 ENDEVCO 8507C-1 159
A.5.2 Kulite XCQ-080-5D 160
A.6 Propagation d'incertitudes **160**

Cette annexe détaille la méthodologie de calcul des incertitudes de mesure des différents capteurs employés (fil chaud exclu, voir Chapitre 2, Section 2.2.5 pour cet instrument de mesure).

A.1 Méthode

Les calculs présentés ici s'appuient sur les informations contenues dans la norme ISO/IEC GUIDE 98-3 "Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure" [1] .

Soit y un résultat de mesure, on note x_i les grandeurs d'influence sur cette mesure. L'incertitude-type liée à x_i, $u(x_i)$ peut appartenir à l'une des deux catégories suivantes :

1. AFNOR, 2014.

- Incertitude de type A : liée à la répétabilité de la mesure, elle correspond à l'erreur stochastique faite au cours du processus de mesure.
- Incertitude de type B : cette catégorie contient l'ensemble des incertitudes ne pouvant être estimées par l'écart-type (dues par exemple aux résolution et justesse des instruments ou aux paramètres environnementaux).

Dans le premier cas, $u(x_i)$ est assimilé à l'écart-type de la mesure. Dans le second, il est généralement nécessaire d'associer à la grandeur x_i une loi de distribution sur son étendue. Pour l'ensemble des cas traités, une distribution uniforme est considérée. L'incertitude-type associée à x_i est alors :

$$u(x_i) = a/k \tag{A.1}$$

où a est la demie-étendue de x_i et $k = \sqrt{3}$ pour une distribution uniforme. En supposant l'ensemble des grandeurs x_i indépendantes, l'incertitude-type composée sur la mesure est :

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_i u(x_i)^2} \tag{A.2}$$

L'incertitude élargie $U(y)$ est obtenue en prenant en compte un facteur d'élargissement. Ce dernier est ici pris égal à 2 afin garantir un intervalle de confiance à 95 %. :

$$U(y) = 2u_c(y) \tag{A.3}$$

A.2 Débimètres

Trois principales sources d'incertitudes sont identifiées pour les deux débitmètres utilisés :

- Répétabilité (Type A).
- Justesse de l'instrument (Type B), spécifiée par le fournisseur.
- Sensibilité à la température ambiante (Type B), spécifiée par le fournisseur

La stabilité dans le temps n'est pas prise en compte, les deux débitmètres étant relativement récents. Les incertitudes de Type A sont estimées en prenant une valeur représentative de l'écart-type, celui-ci ayant généralement tendance à augmenter avec la valeur de la mesure. Étant donné la durée relativement faible de l'acquisition, la variation maximale de température est estimée à $\pm 1°C$. Pour les deux instruments, les incertitudes élargies sont données sous forme absolue dans la mesure où les valeurs d'incertitudes fournies dans les documentations sont exprimées en pourcentage de la pleine échelle (PE). Il en résulte des incertitudes relatives très élevées dans le cas où des faibles débits sont mesurés. Il est également remarquable qu'une proportion importante de l'incertitude élargie est concentrée dans l'erreur de justesse. Cela justifie la non-prise en compte de sources d'erreurs comme la variation de pression atmosphérique, dont la contribution serait probablement négligeable.

A.2.1 Festo SFAH

Tableau A.1 – Sources d'incertitudes et incertitudes-types du débimètre SFAH

Source d'incertitude x_i	Valeur typique	Étendue (si Type B) $\pm a$	Incertitude-type $u(x_i)$
Répétabilité (écart-type)	0.2 Nl/min		0.2 Nl/min
Justesse	±2 % PE	±2 Nl/min	±2.3 Nl/min
Température	±0.05 % $PE/°C$	±0.1 Nl/min	±0.06 Nl/min

L'incertitude élargie sur la mesure du débit est de ±4.6 Nl/min.

A.2.2 Vötglin GSM-Red-Y

Tableau A.2 – Sources d'incertitudes et incertitudes-types du débimètre Red-Y

Source d'incertitude x_i	Valeur typique	Étendue (si Type B) $\pm a$	Incertitude-type $u(x_i)$
Répétabilité (écart-type)	0.5 Nl/min		0.5 Nl/min
Justesse	±1 % PE	±4.5 Nl/min	±2.6 Nl/min
Température	±0.025 % $PE/°C$	±0.11 Nl/min	±0.065 Nl/min

L'incertitude élargie sur la mesure du débit est de ±5.3 Nl/min.

A.3 Capteurs de pression

Les sources d'incertitudes pour les capteurs de pression sont similaires à celles traitées à la section précédentes pour les débitmètres :

- Répétabilité (Type A).
- Justesse de l'instrument (Type B), spécifiée par le fournisseur.
- Sensibilité à la température ambiante (Type B), spécifiée par le fournisseur (ou prise en compte dans la justesse pour le Keller PD-39X).
- Stabilité dans le temps (Type B), spécifiée par le fournisseur (absente pour le Furness FC0510).

Comme précédemment, la variation de température est prise à $1°C$. Pour l'erreur de stabilité, une ancienneté de 5 ans est considérée pour tous les capteurs.

A.3.1 General Electric UNIK 5000

Tableau A.3 – Sources d'incertitudes et incertitudes-types du capteur de pression UNIK 5000 (-1—$1.6\ bar$)

Source d'incertitude x_i	Valeur typique	Étendue (si Type B) $\pm a$	Incertitude-type $u(x_i)$
Répétabilité (écart-type)	$1.5\times10^{-2}\ bar$		$1.5\times10^{-2}\ bar$
Justesse	±0.2 % PE	$\pm5.2\times10^{-3}\ bar$	$\pm3\times10^{-3}\ bar$
Stabilité	±0.05 % PE/année	$\pm7.8\times10^{-3}\ bar$	$\pm4.5\times10^{-3}\ bar$
Température	±0.02 % $PE/°C$	$\pm4.9\times10^{-4}\ bar$	$\pm2.8\times10^{-4}\ bar$

L'incertitude élargie sur la mesure de pression est de $\pm3.1\times10^{-2}bar$.

Tableau A.4 – Sources d'incertitudes et incertitudes-types du capteur de pression UNIK 5000 (-0.2—$0.2\ bar$)

Source d'incertitude x_i	Valeur typique	Étendue (si Type B) $\pm a$	Incertitude-type $u(x_i)$
Répétabilité (écart-type)	$1.2\times10^{-3}\ bar$		$1.2\times10^{-3}\ bar$
Justesse	±0.2 % PE	$\pm8\times10^{-4}\ bar$	$\pm4.6\times10^{-4}\ bar$
Stabilité	±0.05 % PE/année	$\pm1.2\times10^{-3}\ bar$	$\pm6.9\times10^{-4}\ bar$
Température	±0.02 % $PE/°C$	$\pm7.5\times10^{-5}\ bar$	$\pm4.3\times10^{-5}\ bar$

L'incertitude élargie sur la mesure de pression est de $\pm2.9\times10^{-3}bar$.

A.3.2 Keller PD-39X

Tableau A.5 – Sources d'incertitudes et incertitudes-types du capteur de pression PD-39X

Source d'incertitude x_i	Valeur typique	Étendue (si Type B) $\pm a$	Incertitude-type $u(x_i)$
Répétabilité (écart-type)	$2\times10^{-2}\ bar$		$2\times10^{-2}\ bar$
Justesse (+ Température)	±0.1 % PE	$\pm1\times10^{-2}\ bar$	$\pm5.8\times10^{-3}\ bar$
Stabilité	±0.1 % PE	$\pm1\times10^{-2}\ bar$	$\pm5.8\times10^{-3}\ bar$

L'incertitude élargie sur la mesure de pression est de $\pm4.3\times10^{-2}bar$.

A.3.3 Micromanomètre Furness FC0510

Tableau A.6 – Sources d'incertitudes et incertitudes-types du micromanomètre FC0510

Source d'incertitude x_i	Valeur typique	Étendue (si Type B) $\pm a$	Incertitude-type $u(x_i)$
Répétabilité (écart-type)	2 Pa		2 Pa
Justesse	±0.25 % PE	±5 Pa	±2.9 Pa
Température	±0.07 % $PE/°C$	±1.4 Pa	±0.8 Pa

L'incertitude élargie sur la mesure de pression est de ±7 Pa.

A.4 Scanner de pression

Seule l'erreur de justesse est spécifiée par le fournisseur. Les sources d'incertitudes sont :

- Répétabilité (Type A).
- Justesse de l'instrument (Type B), spécifiée par le fournisseur.

Tableau A.7 – Sources d'incertitudes et incertitudes-types du scanner MPS 4264

Source d'incertitude x_i	Valeur typique	Étendue (si Type B) $\pm a$	Incertitude-type $u(x_i)$
Répétabilité (écart-type)	10 Pa		10 Pa
Justesse	±0.06 % PE	±4 Pa	±2.3 Pa

L'incertitude élargie sur la mesure de pression est de ±20 Pa.

A.5 Capteurs instationnaires

A.5.1 ENDEVCO 8507C-1

- Répétabilité (Type A).
- Justesse de l'instrument (Type B), incertitude-type spécifiée par certificat d'étalonnage.
- Sensibilité à la température ambiante (Type B), spécifiée par le fournisseur.

Tableau A.8 – Sources d'incertitudes et incertitudes-types des capteurs 8507C-1

Source d'incertitude x_i	Valeur typique	Étendue (si Type B) $\pm a$	Incertitude-type $u(x_i)$
Répétabilité (écart-type)	3 Pa		3 Pa
Justesse	±0.2 % PE	±14 Pa	±7.9 Pa
Température	±0.07 % $PE/°C$	±5.2 Pa	±3 Pa

L'incertitude élargie sur la mesure de pression est de ±18 Pa.

A.5.2 Kulite XCQ-080-5D

- Répétabilité (Type A).
- Justesse de l'instrument (Type B), spécifiée par le fournisseur.
- Sensibilité à la température ambiante (Type B), spécifiée par le fournisseur.

Tableau A.9 – Sources d'incertitudes et incertitudes-types des capteurs XCQ-080-5D

Source d'incertitude x_i	Valeur typique	Étendue (si Type B) $\pm a$	Incertitude-type $u(x_i)$
Répétabilité (écart-type)	3 Pa		3 Pa
Justesse	± 0.1 % PE	± 34 Pa	± 20 Pa
Température	± 0.052 % $PE/°C$	± 18 Pa	± 10 Pa

L'incertitude élargie sur la mesure de pression est de ± 45 Pa.

A.6 Propagation d'incertitudes

Soit f une grandeur déterminée à partir des i grandeurs x_i, supposées ici indépendantes. L'incertitude-type composée sur f est :

$$u_c(f) = \sqrt{\sum_i C_i^2 u_c(x_i)^2} \tag{A.4}$$

où C_i représente le coefficient de sensibilité associé à x_i. Celui-ci est déterminé de la manière suivante :

$$C_i = \frac{\partial f}{\partial x_i} \tag{A.5}$$

L'incertitude élargie $U(f)$ est ensuite calculée comme indiqué précédemment, en considérant une loi normale et un facteur d'élargissement $k = 2$.

Annexe B

Considérations supplémentaires sur la PIV

Sommaire du présent chapitre

B.1 Convergence des grandeurs statistiques **161**
B.2 Incertitudes de mesure **163**

B.1 Convergence des grandeurs statistiques

Dans cette section est détaillé le choix du nombre de clichés capturés lors d'une acquisition PIV. Ce choix est basé sur la convergence des grandeurs statistiques en fonction du nombre de clichés utilisés pour les calculer. Sept points sont choisis au sein de l'écoulement : le premier au sein de la couche de mélange directement en aval du point de décollement, le second dans l'écoulement libre, trois dans le bulbe décollé et les deux derniers en aval du recollement. Leurs positions sont données et dans le Tableau B.1 et représentées sur la Figure B.1.

Tableau B.1 – Positions auxquelles la convergence des grandeurs de l'écoulement est évaluée.

Position	1	2	3	4	5	6	7
X/h	0.5	2	2	3.25	4.5	5.75	7
Y/h	0.1	1	−0.7	−0.7	−0.7	−0.7	−0.7

La convergence est étudiée pour l'écoulement de référence ($U_\infty = 20\ m/s$ non contrôlé. Un total de 10000 clichés ont été acquis afin d'évaluer l'évolution de trois grandeurs ; la vitesse longitudinale moyenne U, son écart-type σ_U et la composante $\langle u'v' \rangle$ du tenseur de Reynolds, en fonction du nombre N de clichés utilisés pour leur calcul. Les résultats obtenus à la position 1 sont présentés sur la Figure B.2. Les valeurs des trois moments statistiques y sont présentées adimensionnées par leur estimation avec 10000 clichés. Comme attendu, plus le moment statistique est d'ordre élevé, plus la convergence est généralement lente. Pour le nombre de 5000 images indiqué à la section 2.2.6, l'erreur relative avec l'écart-type « convergé » ($N = 10000$) est d'environ 2%, et d'environ 4% pour $\langle u'v' \rangle$.

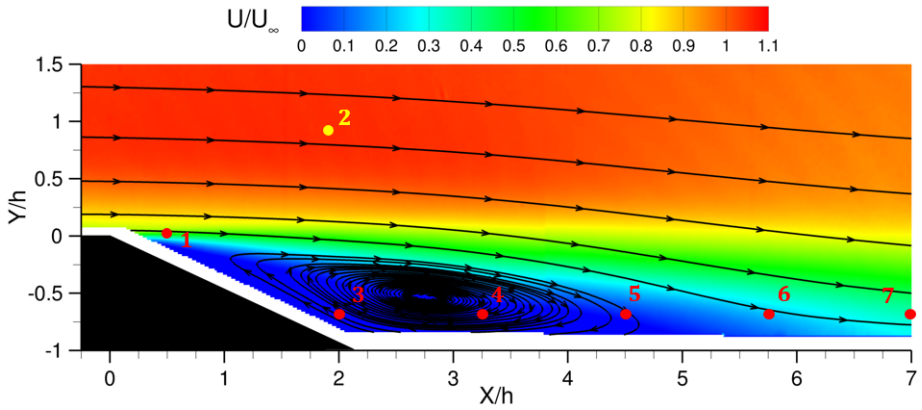


FIGURE B.1 – Positions des points évalués dans le champs PIV.

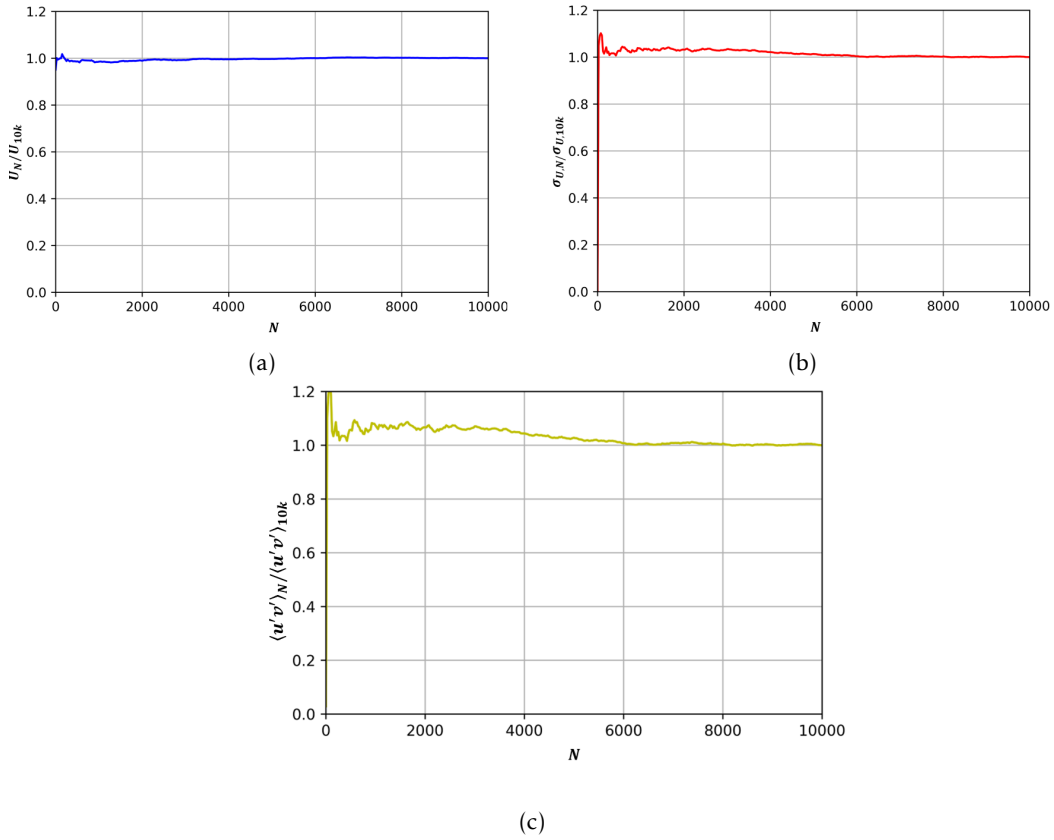


FIGURE B.2 – Valeurs de la vitesse longitudinale moyenne (a), son écart-type (b) et du produit des fluctuations (c) au point 1 en fonction du nombre de clichés PIV.

Le Tableau B.2 récapitule l'ensemble des erreurs relatives ϵ entre les grandeurs statistiques calculées avec 5000 et 10000 images, à toutes les positions analysées. Dans la majorité des cas cette dernière est inférieure ou égale à 2 %. Les erreurs les plus importantes sont faites

sur l'estimation de $\langle u'v' \rangle$, la valeur maximale étant de 6 %. De manière surprenante, celle-ci est obtenue dans l'écoulement libre (position 2). Il est également remarquable qu'une erreur relative de 4% sur la vitesse moyenne est obtenue proche du point de recollement (position 6), valeur significativement plus importantes qu'aux autres positions. Plus généralement, ces valeurs sont jugées suffisamment faibles en majorité pour justifier l'acquisition de 5000 clichés par configuration étudiée, notamment en considérant les durées d'acquisition et de traitement correspondantes ainsi que l'espace de stockage nécessaire.

Tableau B.2 – Erreurs relatives entre les moments statistiques calculés avec 5000 et 10000 images.

Position	1	2	3	4	5	6	7
ϵ_U	≈ 0 %	≈ 0 %	2 %	≈ 0 %	2 %	4 %	> 1 %
ϵ_{σ_U}	2 %	3 %	≈ 0 %	> 1 %	> 1 %	≈ 0 %	3 %
$\epsilon_{\langle u'v' \rangle}$	4 %	6 %	2 %	2 %	1 %	> 1 %	4 %

B.2 Incertitudes de mesure

L'estimation des incertitudes de mesure PIV est effectuée en suivant la méthode employée par Cruz Marquez (2023) et les recommandations de Raffel et al. (1998). La vitesse v est mesurée à partir du déplacement réel d'une particule d_m et de l'intervalle de temps Δt entre les deux clichés. d_m peut être déduit du déplacement en nombre de pixels d_{px} grâce au grossissement M correspondant à la longueur physique d'un pixel : $d_m = M d_{px}$. Ici, comme indiqué au Chapitre 2, $1/M = 15 px/mm$. La vitesse v est donc obtenue par la relation :

$$v = \frac{d_m}{\Delta t} = \frac{M d_{px}}{\Delta t} \tag{B.1}$$

En supposant l'ensemble des paramètres indépendants, l'application de la norme ISO/IEC GUIDE 98-3 [1] permet d'évaluer l'incertitude élargie relative $U(v)/v$:

$$\left(\frac{U(v)}{v}\right)^2 = \left(\frac{U(d_{px})}{d_{px}}\right)^2 + \left(\frac{U(M)}{M}\right)^2 + \left(\frac{U(\Delta t)}{\Delta t}\right)^2 \tag{B.2}$$

$U(\Delta t)$ est une caractéristique propre au matériel employé pour la synchronisation du laser et des caméras, et peut être estimé de l'ordre de 1 ns, soit $U(\Delta t)/\Delta t \leq 10^{-4}$.

Plusieurs paramètres influencent l'incertitude sur le grossissement M : l'incertitude de la position des marqueurs sur la mire de calibration , l'incertitude du processus de calibration et l'incertitude due à un mauvais alignement entre la nappe laser et le plan de la mire. Ainsi $U(M)/M$ est déterminé de la manière suivante :

$$\left(\frac{U(M)}{M}\right)^2 = \left(\frac{U(s)}{s}\right)^2 + \left(\frac{U(c)}{c}\right)^2 + \left(\frac{U(l)}{l}\right)^2 \tag{B.3}$$

où $s = 10$ mm est la distance physique entre deux marqueurs de la mire, $c = s/M$ est la même distance exprimée en pixels et l le décalage entre le plan laser et celui de la mire. $U(s)$ peut être estimé à 0.1 %, ce qui est très conservateur au regard de la qualité d'usinage de la mire. $U(c)$

1. AFNOR, 2014.

est donné directement par le logiciel de calibration *Afix2*, une valeur représentative étant ici $U(c) = 0.4\ px$. Enfin, $U(l)/l$ peut être approché par $arctan(l/L_f)$, avec $L_f = 240\ mm$ la largeur du champ PIV. Ces valeurs permettent d'aboutir à $U(s)/s = 0.001$, $U(c)/c = 0.0027$ et $U(l)/l = 0.0024$, soit $U(M)/M = 0.0038$.

Enfin, l'incertitude de déplacement $U(d_{px})$ est directement estimée par le le logiciel de post-traitement *FOLKI-SPIV* dans le cas de la PIV $2D - 2C$. Dans le cas présent, les valeurs les plus importantes atteintes sont de l'ordre de $U(d_{px}) = 0.2\ px$. Ainsi $U(d_{px})/d_{px} = 0.027$ avec un déplacement moyen $d_{px} = 7.5\ px$. Au regard des valeurs déterminées aux paragraphes précédents, il est clair que l'incertitude en déplacement est la principale source d'incertitude de la mesure de vitesse par PIV, sa contribution étant à minima un ordre de grandeur supérieur à celles des autres sources d'incertitudes.

Il est finalement possible de déterminer l'incertitude relative sur la vitesse, celle-ci est ainsi estimée à $U(v)/v = 0.027$, ce qui correspond encore une fois à l'incertitude en déplacement des particules. Il est également possible de prendre en compte dans le calcul de $U(v)/v$ l'erreur de justesse due à la convergence incomplète de la vitesse moyenne, discutée à la Section précédente. D'après le Tableau B.2, l'erreur moyenne sur la vitesse longitudinale est $\langle \epsilon_U \rangle = 1.29$ %. En considérant cette valeur comme source supplémentaire d'incertitude, la valeur finale de l'incertitude relative sur la vitesse PIV est $U(v)/v = 0.03$, soit 3 % de la vitesse mesurée.

Annexe C

Géométrie interne de la buse de soufflage

Le formalisme employé pour la géométrie interne de la buse est issu de Burley, Bangert et Carlson (1986). Elle est définie par une succession de sections dont le contour est une courbe de Lamé. L'équation cartésienne de chaque courbe est :

$$(\frac{y}{a})^{\eta} + (\frac{z}{b})^{\eta} = 1 \tag{C.1}$$

où a est le demi grand axe et b le demi petit axe du contour, contenu dans le plan $(\vec{y},\vec{z})$ normal à la direction globale $\vec{x}$ de l'écoulement. La surface délimitée par une de ces courbes est calculée grâce à la relation :

$$S_l = \frac{\Gamma(1/\eta)^2}{\Gamma(2/\eta)} \frac{2ab}{\eta} \tag{C.2}$$

à partir de la fonction gamma ; $\Gamma(\lambda) = \int_0^{\infty} e^{-t} t^{\lambda-1} dt$. La section d'entrée de la conduite est circulaire, ce qui correspond à une courbe de Lamé de facteur de forme $\eta = 2$ et où $a = b = r$, r étant le rayon. Un contour rectangulaire correspond à un facteur de forme $\eta = \infty$. Pour la section de sortie il est possible d'approcher sa valeur par $\eta = 50$, les paramètres géométriques seront alors $a = \frac{l}{2}$ et $b = \frac{w}{2}$.

La méthode appliquée, et schématisée Figure C.1, consiste à fixer la loi de section $S_l(x)$ ainsi que l'évolution des demi grand axe et demi petit axes $a(x)$ et $b(x)$, et de déterminer le facteur de forme $\eta(x)$ en fonction de l'équation C.2. Une série de contours est ainsi déterminée, qui une fois assemblés définissent la géométrie de la conduite de transition. En notant L sa longueur, les expressions de a et b utilisées sont reprises de Burley, Bangert et Carlson (1986) :

$$a(x) = r - (r - \frac{w}{2})(\frac{x}{L})^2[3 - 2\frac{x}{L}] \tag{C.3}$$

$$b(x) = r - (r - \frac{h}{2})(\frac{x}{L})^2[3 - 2\frac{x}{L}] \tag{C.4}$$

Les dérivées premières en $x = 0$ et $x = L$ sont nulles, permettant un écoulement globalement unidirectionnel selon $\vec{x}$. Afin d'éviter les décollements importants, il est recommandé d'utiliser

une valeur de L telle que $\frac{L}{2r} > 0.75$ et de conserver des angles inférieurs à 45° entre l'axe $\vec{x}$ et les parois latérales, inférieures et supérieures. La valeur de L est ainsi fixée à $L = 20\ mm$. La loi de section est choisie constante le long de la conduite et d'une valeur de 15 mm^2, c'est à dire la surface de la fente.

L'application de cette procédure possède cependant des limitations dans le cas présent. Du fait du rapport d'aspect de la section de sortie $l/w = 60$ relativement élevé, la valeur η déterminée pour les sections les plus proches de la fente se trouve inférieure à 1, ce qui signifie que leurs contours sont concaves. Pour y palier, la valeur minimale de η est limitée à 2 et la valeur de b est réduite en conséquence afin de satisfaire la loi de section.

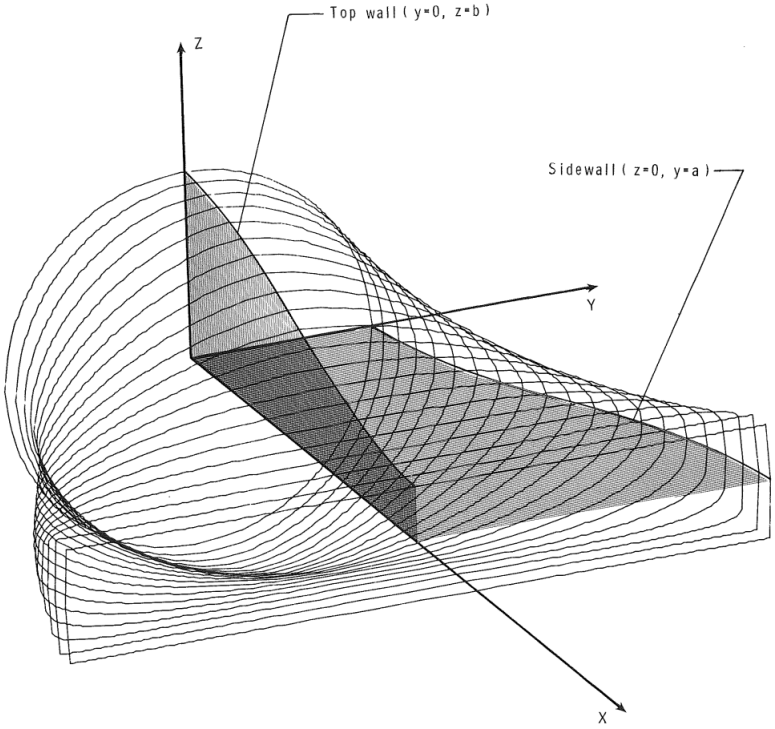


Figure C.1 – Détermination de la géométrie de la conduite, tiré de Burley, Bangert et Carlson (1986).

Bibliographie

Adams, E. W. et J. P. Johnston (1988a). « Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure Part 1 : Pressure and turbulence quantities ». en. In : *Experiments in Fluids* 6.6, p. 400-408. doi : 10.1007/BF00196485.

— (1988b). « Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure part 2 : Reattachment length and wall shear stress ». en. In : *Experiments in Fluids* 6.7, p. 493-499. doi : 10.1007/BF00196511.

Adrian, R. J., C. D. Meinhart et C. D. Tomkins (2000). « Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 422, p. 1-54. doi : 10.1017/S0022112000001580.

AFNOR (2014). *Évaluation des données de mesure — Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure*.

Ahmed, D. et A. S. Morgans (2022). « Nonlinear feedback control of bimodality in the wake of a three-dimensional bluff body ». In : *Physical Review Fluids* 7.8, p. 084401. doi : 10.1103/PhysRevFluids.7.084401.

Alexander, Michael G. et al. (2016). « Active Flow Control (AFC) and Insect Accretion and Mitigation (IAM) System Design and Integration on the Boeing 757 ecoDemonstrator ». In : *16th AIAA Aviation Technology, Integration, and Operations Conference*. AIAA AVIATION Forum. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Amitay, Michael et al. (2001). « Aerodynamic Flow Control over an Unconventional Airfoil Using Synthetic Jet Actuators ». In : *AIAA Journal* 39.3, p. 361-370. doi : 10.2514/2.1323.

Anderson, John David (2001). *Fundamentals of Aerodynamics*. en. McGraw-Hill. isbn : 978-0-07-237335-6.

Aramendia, Iñigo et al. (2017). « Flow Control Devices for Wind Turbines ». en. In : *Energy Harvesting and Energy Efficiency : Technology, Methods, and Applications*. Sous la dir. de Nicu Bizon et al. Cham : Springer International Publishing, p. 629-655. isbn : 978-3-319-49875-1.

Arwatz, Gilad, Ilan Fono et Avi Seifert (2008). « Suction and Oscillatory Blowing Actuator Modeling and Validation ». In : *AIAA Journal* 46.5, p. 1107-1117. doi : 10.2514/1.30468.

Asgari, E. et M. Tadjfar (2019). « Active control of flow over a rounded ramp by means of single and double adjacent rectangular synthetic jet actuators ». In : *Computers & Fluids* 190, p. 98-113. doi : 10.1016/j.compfluid.2019.06.010.

Baude, Manuel et al. (2024). *Chiffres clés du climat France, Europe et Monde édition 2024*. fr. url : https://www.statistiques.developpement-durable.gouv.fr/edition-numerique/chiffres-cles-du-climat/fr/.

Bell, James H. et Rabindra D. Mehta (1990). « Development of a two-stream mixing layer from tripped and untripped boundary layers ». In : *AIAA Journal* 28.12, p. 2034-2042. doi : 10.2514/3.10519.

Benard, Nicolas et al. (2016). « Control of the coherent structure dynamics downstream of a backward facing step by DBD plasma actuator ». In : *International Journal of Heat and Fluid Flow*. SI\ :TSFP9 special issue 61, p. 158-173. doi : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2016.04.009.

Berk, T., T. Medjnoun et B. Ganapathisubramani (2017). « Entrainment effects in periodic forcing of the flow over a backward-facing step ». In : *Physical Review Fluids* 2.7, p. 074605. doi : 10.1103/PhysRevFluids.2.074605.

Bons, Jeffrey P., Rolf Sondergaard et Richard B. Rivir (2001). « The Fluid Dynamics of LPT Blade Separation Control Using Pulsed Jets ». In : *Journal of Turbomachinery* 124.1, p. 77-85. doi : 10.1115/1.1425392.

Bourassa, C. et F. O. Thomas (2009). « An experimental investigation of a highly accelerated turbulent boundary layer ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 634, p. 359-404. doi : 10.1017/S0022112009007289.

Bourgois, Sébastien (2006). « Etude experimentale du décollement sur profils d'aile : analyse et contrôle ». These de doctorat. Université de Poitiers.

Braud, Caroline et Arthur Dyment (2012). « Model of an impulsive subsonic jet actuator for flow control applications ». In : *Physics of Fluids* 24. doi : 10.1063/1.3701377.

Bruun, H. H. (1995). *Hot-Wire Anemometry, principles and signal analysis*. Oxford University Press.

Burley, James, Linda Bangert et John Carlson (1986). « Circular-to-rectangular transition ducts for high-aspect ratio nonaxisymmetric nozzles ». In : *21st Joint Propulsion Conference*. 985-1346. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Bussmann, K. et H. Münz (1942). « Die stabilitaet der laminaren reibungsschicht mit absaugung ». In : *Jahrb. Dtsch. Luftfahrtforschung* 1, p. 36-39.

Camussi, R. et al. (2008). « Statistical properties of wall pressure fluctuations over a forward-facing step ». In : *Physics of Fluids* 20.7, p. 075113. doi : 10.1063/1.2959172.

Cattafesta, Lou et Mark Sheplak (2019). *An overview of Actuators (& sensors) for Active Flow Control*. Cours LMFL. Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille.

Cattafesta, Louis N. et Mark Sheplak (2011). « Actuators for Active Flow Control ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 43.1, p. 247-272. doi : 10.1146/annurev-fluid-122109-160634.

Cebeci, Tuncer (2012). *Analysis of Turbulent Boundary Layers*. en. Elsevier. isbn : 978-0-323-15105-4.

Ceglia, Giuseppe et al. (2021). « Active control of separated flow over 2D back-facing ramp by an array of finite-span slotted synthetic jets ». en. In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 129, p. 110475. doi : 10.1016/j.expthermflusci.2021.110475.

Chabert, Timothée (2014). « Contrôle expérimental en boucle fermée du décollement sur un volet ». These de doctorat. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.

Champagnat, F. et al. (2009). « How to calculate dense PIV vector fields at video rate ». In : 8th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Melbourne, Australia.

Champagnat, F. et al. (2011). « Fast and accurate PIV computation using highly parallel iterative correlation maximization ». en. In : *Experiments in Fluids* 50.4, p. 1169-1182. doi : 10.1007/s00348-011-1054-x.

Chapman, Dean, ld Kuehn et Howard Larson (1958). *Investigation of Separated Flows in Supersonic and Subsonic Streams with Emphasis on the Effect of Transition*. Rapp. tech. NACA.

Chen, Lin et al. (2018). « A review of Backward-Facing Step (BFS) flow mechanisms, heat transfer and control ». In : *Thermal Science and Engineering Progress* 6, p. 194-216. doi : 10.1016/j.tsep.2018.04.004.

Chovet, Camila (2018). « Manipulation de la turbulence en utilisant le contrôle par mode glissant et le contrôle par apprentissage : de l'écoulement sur une marche descendante à une voiture réelle ». These de doctorat. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis.

Chovet, Camila et al. (2017). « Dynamical aspects of a backward-facing step flow at large Reynolds numbers ». en. In : *Experiments in Fluids* 58.11, p. 162. doi : 10.1007/s00348-017-2444-5.

Chun, K. B. et H. J. Sung (1996). « Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing ». en. In : *Experiments in Fluids* 21.6, p. 417-426. doi : 10.1007/BF00189044.

Clancy, Laurence Joseph (1975). *Aerodynamics*. FT Prentice Hall. isbn : 978-0273011200.

Clauser, Francis H. (1956). « The Turbulent Boundary Layer ». In : *Advances in Applied Mechanics*. Sous la dir. de H. L. Dryden et Th. von Kármán. T. 4. Elsevier, p. 1-51.

Cordier, L. et Michel Bergmann (2008). « Two typical applications of POD : coherent structures eduction and reduced order modelling ». In : *Lecture series 2002-04, 2003-03 and 2008-01 on post-processing of experimental and numerical data, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2008*. VKI, 60 pages.

Crittenden, Thomas et al. (2001). « Combustion-driven jet actuators for flow control ». In : *15th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Crowther, W J, M Jabbal et S C Liddle (2011). « Flow Control Fallacies : A Review of Commonpitfalls in Flow Control Research ». en. In : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G : Journal of Aerospace Engineering* 225.1, p. 1-11. doi : 10.1243/09544100JAER0761.

Cruz Marquez, Rolando (2023). « Impact du chargement alaire sur les propriétés et la dynamique des tourbillons de sillage, une analyse en bassin hydrodynamique ». These de doctorat. Centrale Lille Institut.

Cuvier, Christophe et al. (2011). « Flow control over a ramp using active vortex generators ». English. In : Begel House Inc. doi : 10.1615/TSFP7.2120.

Cybyk, Bohdan, Kenneth Grossman et Jordan Wilkerson (2004). « Performance Characteristics of the SparkJet Flow Control Actuator ». In : *2nd AIAA Flow Control Conference*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Dandois, Julien (2007). « Contrôle des décollements par jet synthétique ». These de doctorat. Université Paris VI.

Dandois, Julien, Eric Garnier et Pierre Sagaut (2007). « Numerical simulation of active separation control by a synthetic jet ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 574, p. 25-58. doi : 10.1017/S0022112006003995.

Dano, Bertrand et James Liburdy (2006). « Vortical Structure of a 45 Degree Inclined Pulsed Jet in Crossflow ». In : *36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Darabi, A. et I. Wygnanski (2004a). « Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 1. The forced reattachment process ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 510, p. 105-129. doi : 10.1017/S0022112004009231.

— (2004b). « Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 2. The separation process ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 510, p. 131-144. doi : 10.1017/S0022112004009243.

De Brederode, V. et P. Bradshaw (1972). « Three-Dimensional Flow in Nominally Two-Dimensional Separation Bubbles : I. Flow Behind a Rearward-Facing Step ». In : *Imperial College of Science and Technology, England, Dept. of Aeronautics, Rept.*, p. 72-19.

Dearing, S., S. Lambert et J. Morrison (2007). « Flow control with active dimples ». en. In : *The Aeronautical Journal* 111.1125, p. 705-714. doi : 10.1017/S0001924000004887.

Debien, Antoine et al. (2014). « Salient and smooth edge ramps inducing turbulent boundary layer separation : Flow characterization for control perspective ». In : *Comptes Rendus Mécanique*. Flow separation control 342.6, p. 356-362. doi : 10.1016/j.crme.2014.05.003.

— (2015). « Active separation control process over a sharp edge ramp ». English. In : Begel House Inc. doi : 10.1615/TSFP9.580.

Debien, Antoine et al. (2016). « Closed-loop separation control over a sharp edge ramp using genetic programming ». en. In : *Experiments in Fluids* 57.3, p. 40. doi : 10.1007/s00348-016-2126-8.

Deem, Eric A. et al. (2020). « Adaptive separation control of a laminar boundary layer using online dynamic mode decomposition ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 903, A21. doi : 10.1017/jfm.2020.546.

Dejoan, A. et M. A. Leschziner (2004). « Large eddy simulation of periodically perturbed separated flow over a backward-facing step ». en. In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25.4, p. 581-592. doi : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.03.004.

Di, Guangqiang, Zhaochun Wu et Diangui Huang (2017). « The research on active flow control method with vibration diaphragm on a NACA0012 airfoil at different stalled angles of attack ». In : *Aerospace Science and Technology* 69, p. 76-86. doi : 10.1016/j.ast.2017.06.020.

Didden, Norbert (1979). « On the formation of vortex rings : Rolling-up and production of circulation ». en. In : *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 30.1, p. 101-116. doi : 10.1007/BF01597484.

Dobroselsky, K G (2021). « Penetration of vertical pulsed jets in crossflow at low velocity ratio ». en. In : *Journal of Physics : Conference Series* 2119.1, p. 012010. doi : 10.1088/1742-6596/2119/1/012010.

Driver, David M., H. Lee Seegmiller et Joe G. Marvin (1987). « Time-dependent behavior of a reattaching shear layer ». In : *AIAA Journal* 25.7, p. 914-919. doi : 10.2514/3.9722.

Duan, Ting et JinJun Wang (2016). « Experimental investigation on the evolution of axi-symmetrical synthetic jet ». en. In : *Journal of Visualization* 19.3, p. 351-358. doi : 10.1007/s12650-015-0322-x.

Duriez, Thomas, Jean-Luc Aider et Guillermo Artana (2011). « Control of a massively separated flow through vortex pairing and phase locking ». In : doi : https://doi.org/10.48550/arXiv.1405.4234.

Durst, F. et C. Tropea (1983). « Flows over Two-Dimensional Backward — Facing Steps ». en. In : *Structure of Complex Turbulent Shear Flow*. Sous la dir. de R. Dumas et L. Fulachier. Berlin, Heidelberg : Springer, p. 41-52. isbn : 978-3-642-81991-9. doi : 10.1007/978-3-642-81991-9_5.

Dyke, Milton Van (1982). *An Album of Fluid Motion*. en. Google-Books-ID : rWoeAQAAIAAJ. Parabolic Press. isbn : 978-0-915760-03-9.

Eaton, J. K. et J. P. Johnston (1981). « A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment ». In : *AIAA Journal* 19.9, p. 1093-1100. doi : 10.2514/3.60048.

Eaton, John K. et J. P. Johnston (1980). *Turbulent Flow Reattachment : An Experimental Study of the Flow and Structure Behind a Backward-facing Step*. en. Stanford University.

Eaton, John K. et James P. Johnston (1982). « Low Frequency Unsteadyness of a Reattaching Turbulent Shear Layer ». en. In : *Turbulent Shear Flows 3*. Sous la dir. de Leslie J. S. Bradbury et al. Berlin, Heidelberg : Springer, p. 162-170. isbn : 978-3-642-95410-8. doi : 10.1007/978-3-642-95410-8_16.

Eldredge, Richard et Jeffery Bons (2004). « Active Control of a Separating Boundary Layer with Steady Vortex Generating Jets - Detailed Flow Measurements ». In : *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Eroglu, Adnan et Robert E. Breidenthal (2001). « Structure, Penetration, and Mixing of Pulsed Jets in Crossflow ». In : *AIAA Journal* 39.3, p. 417-423. doi : 10.2514/2.1351.

Fadla, Fawzi (2014). « Caractérisation expérimentale de la dynamique du décollement de couche limite induit par un gradient de pression adverse et un effet de courbure ». fr. Thèse de doct. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis.

Feng, Li-Hao, Zhen-Yao Li et Yi-Long Chen (2020). « Lift enhancement strategy and mechanism for a plunging airfoil based on vortex control ». In : *Physics of Fluids* 32.8, p. 087116. doi : 10.1063/5.0019317.

Feng, Li-Hao et Jin-Jun Wang (2012). « Synthetic jet control of separation in the flow over a circular cylinder ». en. In : *Experiments in Fluids* 53.2, p. 467-480. doi : 10.1007/s00348-012-1302-8.

— (2014). « The virtual aeroshaping enhancement by synthetic jets with variable suction and blowing cycles ». In : *Physics of Fluids* 26.1, p. 014105. doi : 10.1063/1.4861367.

Gao, Donglai et al. (2021). « Review of the excitation mechanism and aerodynamic flow control of vortex-induced vibration of the main girder for long-span bridges : A vortex-dynamics approach ». In : *Journal of Fluids and Structures* 105, p. 103348. doi : 10.1016/j.jfluidstructs.2021.103348.

George, William K., Paul D. Beuther et Aamir Shabbir (1989). « Polynomial calibrations for hot wires in thermally varying flows ». In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 2.2, p. 230-235. doi : 10.1016/0894-1777(89)90038-1.

Gharib, Morteza, Edmond Rambod et Karim Shariff (1998). « A universal time scale for vortex ring formation ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 360, p. 121-140. doi : 10.1017/S0022112097008410.

Gillieron, Patrick (2009). « Contribution à l'analyse, à la modélisation et au contrôle des écoulements aérodynamiques dans l'automobile. » These de Doctorat. Université d'Orléans.

Gilotte, Philippe, Iraj Mortazavi et Stéphie Edwige (2024). « Active control and modal decomposition for the flow over a ramp ». In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 107, p. 109374. doi : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2024.109374.

Gimeno, L. et al. (2010). « Synthetic jets based on micro magneto mechanical systems for aerodynamic flow control ». en. In : *Journal of Micromechanics and Microengineering* 20.7, p. 075004. doi : 10.1088/0960-1317/20/7/075004.

Glezer, Ari (1988). « The formation of vortex rings ». In : *The Physics of Fluids* 31.12, p. 3532-3542. doi : 10.1063/1.866920.

Glezer, Ari et Michael Amitay (2002). « Synthetic Jets ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 34.1, p. 503-529. doi : 10.1146/annurev.fluid.34.090501.094913.

Greenblatt, David et Israel J. Wygnanski (2000). « The control of flow separation by periodic excitation ». en. In : *Progress in Aerospace Sciences* 36.7, p. 487-545. doi : 10.1016/S0376-0421(00)00008-7.

Greenblatt, David, Israel J. Wygnanski et Christopher L. Rumsey (2010). « Aerodynamic Flow Control ». en. In : *Encyclopedia of Aerospace Engineering*. John Wiley & Sons, Ltd. isbn : 978-0-470-68665-2.

Gudmundsson, Snorri (2013). *General Aviation Aircraft Design : Applied Methods and Procedures*. en. Butterworth-Heinemann. isbn : 978-0-12-397329-0.

Guilmineau, Emmanuel, Régis Duvigneau et Jérémie Labroquère (2014). « Optimization of jet parameters to control the flow on a ramp ». en. In : *Comptes Rendus Mécanique*. Flow separation control 342.6, p. 363-375. doi : 10.1016/j.crme.2013.12.009.

Haffner, Yann et al. (2020). « Unsteady Coanda effect and drag reduction for a turbulent wake ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 899, A36. doi : 10.1017/jfm.2020.494.

Hak, Mohamed Gad-el (2000). *Flow Control : Passive, Active, and Reactive Flow Management*. Cambridge : Cambridge University Press. isbn : 978-0-521-77006-4.

— (2001). « Flow Control : The Future ». In : *Journal of Aircraft* 38.3, p. 402-418. doi : 10.2514/2.2796.

Hak, Mohamed Gad-el, Andrew Pollard et Jean-Paul Bonnet (2003). *Flow Control : Fundamentals and Practices*. en. Springer Science & Business Media. isbn : 978-3-540-69672-8.

Hao Feng, Li, Jin Jun Wang et Chong Pan (2010). « Effect of novel synthetic jet on wake vortex shedding modes of a circular cylinder ». en. In : *Journal of Fluids and Structures* 26.6, p. 900-917. doi : 10.1016/j.jfluidstructs.2010.05.003.

Hasan, M. a. Z. (1992). « The flow over a backward-facing step under controlled perturbation : laminar separation ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 238, p. 73-96. doi : 10.1017/S0022112092001642.

He, Shengtai et Yu Zhou (déc. 2025). « Control and scaling of flow separation from a curved ramp using a pulsed jet ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 1024, A17. issn : 0022-1120, 1469-7645. doi : 10.1017/jfm.2025.10797. (Visité le 13/03/2026).

Hecklau, M., D. Pieren Salazar et W. Nitsche (2013). « Influence of the Actuator Jet Angle on the Reattachment Process with Pulsed Excitation ». en. In : *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VIII : Contributions to the 17th STAB/DGLR Symposium*

Berlin, Germany 2010. Sous la dir. d'Andreas Dillmann et al. Berlin, Heidelberg : Springer, p. 143-150. isbn : 978-3-642-35680-3.

Hermanson, J. C., A. Wahba et H. Johari (1998). « Duty-Cycle Effects on Penetration of Fully Modulated, Turbulent Jets in Crossflow ». In : *AIAA Journal* 36.10, p. 1935-1937. doi : 10.2514/2.288.

Holman, Ryan et al. (2005). « Formation Criterion for Synthetic Jets ». In : *AIAA Journal* 43.10, p. 2110-2116. doi : 10.2514/1.12033.

Hu, Ruyun, Liang Wang et Song Fu (2016). « Investigation of the coherent structures in flow behind a backward-facing step ». In : *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow* 26.3/4, p. 1050-1068. doi : 10.1108/HFF-09-2015-0403.

Hucho, Wolf-Heinrich (1987). *Aerodynamics of Road Vehicles*. Wolf-heinrich Hucho. isbn : 978-0-7506-1267-8.

Hudy, Laura M., Ahmed Naguib et William M. Humphreys (2007). « Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements ». In : *Physics of Fluids* 19.2, p. 024103. doi : 10.1063/1.2472507.

Hudy, Laura M., Ahmed M. Naguib et William M. Humphreys Jr. (2003). « Wall-pressure-array measurements beneath a separating/reattaching flow region ». In : *Physics of Fluids* 15.3, p. 706-717. doi : 10.1063/1.1540633.

Hyun Shin, Ju et Seung Jin Song (2014). « Pressure Gradient Effects on Smooth and Rough Surface Turbulent Boundary Layers—Part I : Favorable Pressure Gradient ». In : *Journal of Fluids Engineering* 137.011203. doi : 10.1115/1.4027474.

« Emissions Trends and Drivers » (2023). In : *Climate Change 2022 - Mitigation of Climate Change : Working Group III Contribution to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. d'IPCC. Cambridge : Cambridge University Press, p. 215-294. isbn : 978-1-009-15792-6.

Isomoto, K. et S. Honami (1989). « The Effect of Inlet Turbulence Intensity on the Reattachment Process Over a Backward-Facing Step ». In : *Journal of Fluids Engineering* 111.1, p. 87-92. doi : 10.1115/1.3243604.

Jabbal, Mark et Shan Zhong (2010). « Particle image velocimetry measurements of the interaction of synthetic jets with a zero-pressure gradient laminar boundary layer ». In : *Physics of Fluids* 22.6, p. 063603. doi : 10.1063/1.3432133.

Jankee, Girish K. et Bharathram Ganapathisubramani (2020). « Scalings for rectangular synthetic jet trajectory in a turbulent boundary layer ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 915, A57. doi : 10.1017/jfm.2020.1142.

— (2021). « Interaction and vectoring of parallel rectangular twin jets in a turbulent boundary layer ». In : *Physical Review Fluids* 6.4, p. 044701. doi : 10.1103/PhysRevFluids.6.044701.

Jenkins, Dennis R., Tony Landis et Jay Miller (2003). *American X-vehicles : An Inventory, X-1 to X-50*. en. National Aeronautics et Space Administration, Office of External Relations.

Johari, Hamid (2006). « Scaling of Fully Pulsed Jets in Crossflow ». In : *AIAA Journal* 44.11, p. 2719-2725. doi : 10.2514/1.18929.

Joslin, Ronald D. et Daniel N. Miller (2009). *Fundamentals and Applications of Modern Flow Control*. Sous la dir. de Ronald D. Joslin et Daniel N. Miller. Reston ,VA : American Institute of Aeronautics et Astronautics. isbn : 978-1-56347-983-0.

Jovic, Srba (1996). *An Experimental Study of a Separated/Reattached Flow Behind a Backward-Facing Step. Re(sub h) = 37,000*. Rapp. tech. NAS 1.15 :110384.

Jørgensen, Finn E (2005). *How to measure turbulence with hot-wire anemometers- a practical guide*. Rapp. tech. DANTEC.

Kapiris, P. G. et D. S. Mathioulakis (2014). « Experimental study of vortical structures in a periodically perturbed flow over a backward-facing step ». In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 47, p. 101-112. doi : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2014.03.004.

King, Louis Vessot et Howard Turner Barnes (1997). « On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid : Determination of the convection constants of small platinum wires, with applications to hot-wire anemometry ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 90.622, p. 563-570. doi : 10.1098/rspa.1914.0089.

Kordík, J., Z. Broučková et Z. Trávníček (2015). « Impinging jet-based fluidic diodes for hybrid synthetic jet actuators ». en. In : *Journal of Visualization* 18.3, p. 449-458. doi : 10.1007/s12650-014-0251-0.

Kordík, J., Z. Trávníček et V. Tesař (2014). « A new method for fluid input into a hybrid synthetic jet actuator ». en. In : *EPJ Web of Conferences* 67, p. 02056. doi : 10.1051/epjconf/20146702056.

Kordík, Jozef et Zdeněk Trávníček (2013). « Novel Fluidic Diode for Hybrid Synthetic Jet Actuator ». In : *Journal of Fluids Engineering* 135.10. doi : 10.1115/1.4024679.

— (2018). « Non-harmonic excitation of synthetic jet actuators based on electrodynamic transducers ». en. In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 73, p. 154-162. doi : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2018.07.003.

Kostas, J., J. M. Foucaut et M. Stanislas (2009). « The effects of pulse frequency and duty cycle on the skin friction downstream of pulsed jet vortex generators in an adverse pressure gradient turbulent boundary layer ». en. In : *Aerospace Science and Technology* 13.1, p. 36-48. doi : 10.1016/j.ast.2008.03.002.

Kotapati, Rupesh et Rajat Mittal (2005). « Time-Accurate Three-Dimensional Simulations of Synthetic Jets in Quiescent Air ». In : *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Kotapati, Rupesh B., Richard Shock et Hudong Chen (2014). « Lattice-boltzmann simulations of flows over backward-facing inclined steps ». In : *International Journal of Modern Physics C* 25.01, p. 1340021. doi : 10.1142/S0129183113400214.

Kourta, Azeddine et Cédric Leclerc (2013). « Characterization of synthetic jet actuation with application to Ahmed body wake ». en. In : *Sensors and Actuators A : Physical* 192, p. 13-26. doi : 10.1016/j.sna.2012.12.008.

Kourta, Azeddine, Adrien Thacker et Romain Joussot (2015). « Analysis and characterization of ramp flow separation ». en. In : *Experiments in Fluids* 56.5, p. 104. doi : 10.1007/s00348-015-1968-9.

Kwon, Y. S. et al. (2014). « The quiescent core of turbulent channel flow ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 751, p. 228-254. doi : 10.1017/jfm.2014.295.

Lardeau, S. et M. A. Leschziner (2011). « The interaction of round synthetic jets with a turbulent boundary layer separating from a rounded ramp ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 683, p. 172-211. doi : 10.1017/jfm.2011.258.

Le, Hung, Parviz Moin et John Kim (1997). « Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 330, p. 349-374. doi : 10.1017/S0022112096003941.

Le Besnerais, G. et F. Champagnat (2005). « Dense optical flow by iterative local window registration ». In : *IEEE International Conference on Image Processing 2005*. T. 1, p. I-137. doi : 10.1109/ICIP.2005.1529706.

Le Floc'h, Arnaud (2021). « Étude expérimentale d'une famille de bulbes de décollement turbulents ». These de Doctorat. École de technologie supérieure, Université du Québec.

Lee, D. S. et al. (2021). « The contribution of global aviation to anthropogenic climate forcing for 2000 to 2018 ». In : *Atmospheric Environment* 244, p. 117834. doi : 10.1016/j.atmosenv.2020.117834.

Lee, I. et H. J. Sung (2001). « Characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step :Part I. Time-mean statistics and cross-spectral analyses ». en. In : *Experiments in Fluids* 30.3, p. 262-272. doi : 10.1007/s003480000172.

Li, Ruiying (2017). « Aerodynamic Drag Reduction of a Square-Back Car Model Using Linear Genetic Programming and Physic-Based Control ». en. Thèse de doct. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers.

Li, Zhuoyue, Honglei Bai et Nan Gao (2015). « Response of turbulent fluctuations to the periodic perturbations in a flow over a backward facing step ». In : *Theoretical and Applied Mechanics Letters* 5.5, p. 191-195. doi : 10.1016/j.taml.2015.08.002.

Liu, Ying Zheng, Woong Kang et Hyung Jin Sung (2005). « Assessment of the organization of a turbulent separated and reattaching flow by measuring wall pressure fluctuations ». en. In : *Experiments in Fluids* 38.4, p. 485-493. doi : 10.1007/s00348-005-0929-0.

Lord, Wesley, Douglas MacMartin et Gregory Tillman (2000). « Flow control opportunities in gas turbine engines ». In : *Fluids 2000 Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Losey, Stephen (2023). *DARPA takes big step forward on X-plane that maneuvers with air bursts*.

Louda, Petr et al. (2013). « Numerical simulation of flows over 2D and 3D backward-facing inclined steps ». In : *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 7th International Symposium on Turbulence Heat & Mass Transfer (THMT-7), Palermo 43, p. 268-276. doi : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2013.05.023.

Löffler, Stephan, Ben Steinfurth et Julien Weiss (2023). « Surrogate-Based Exploration of Active Separation Control Parameters : An Experimental Study ». In : *AIAA SCITECH 2023 Forum*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Löffler, Stephan et Julien Weiss (2023). « Fluidic-Oscillator-Based Pulsed Jet Actuation on a Vertical Tail ». In : *AIAA Journal* 0.0, p. 1-16. doi : 10.2514/1.J062149.

Löffler, Stephan et al. (2024). « Wind-Tunnel-in-the-Loop Exploration and Optimization of Active Flow Control Parameters ». In : *AIAA Journal* 62.10, p. 3776-3788. doi : 10.2514/1.J063920.

Ma, Xingyu et al. (2015). « Investigation of coherent structures generated by acoustic tube in turbulent flow separation control ». en. In : *Experiments in Fluids* 56.2, p. 46. doi : 10.1007/s00348-015-1914-x.

Margalida, Gabriel (2019). « Analyse expérimentale et contrôle actif de l'écoulement dans un compresseur axial mono-étagée durant la transition vers le décrochage tournant ». fr. Thèse de doct. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM.

Matalanis, Claude G. et al. (2017). « High-Speed Experiments on Combustion-Powered Actuation for Dynamic Stall Suppression ». In : *AIAA Journal* 55.9, p. 3001-3015. doi : 10.2514/1.J055700.

Mathis, R. et al. (2009). « Experimental study of transient forced turbulent separation and reattachment on a bevelled trailing edge ». en. In : *Experiments in Fluids* 46.1, p. 131-146. doi : 10.1007/s00348-008-0549-6.

Mazellier, Nicolas et al. (2017). *Turbulent Ramp Flow Control by Means of a Perturbation Downstream of Flow Separation*. 10th International Symposium on Turbulence et Shear Flow Phenomena, Chicago, USA.

McManus, Keith, Hartmut Legner et Steven Davis (1994). « Pulsed vortex generator jets for active control of flow separation ». In : *Fluid Dynamics Conference*. Fluid Dynamics and Co-located Conferences. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

McQueen, Thomas et al. (2020). « High Reynolds number backward-facing step flow control ». In : *Proceedings of the 22nd Australasian Fluid Mechanics Conference AFMC2020*. Brisbane, QLD Australia : University of Queensland, p. 4.

Meinhart, Carl D. et Ronald J. Adrian (1995). « On the existence of uniform momentum zones in a turbulent boundary layer ». In : *Physics of Fluids* 7.4, p. 694-696. doi : 10.1063/1.868594.

Methel, Jeanne (2019). « An Experimental Investigation of the Effects of Surface Defects on the Laminar-Turbulent Transition of a Boundary Layer with Wall Suction ». en. Thèse de doct. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE-SUPAERO) Université de Toulouse.

Milanovic, Ivana M. et K. B. M. Q. Zaman (2005). « Synthetic Jets in Cross-Flow ». In : *AIAA Journal* 43.5, p. 929-940. doi : 10.2514/1.4714.

Mohammed-Taifour, Abdelouahab (2017). « Instationnarités dans une bulle de décollement turbulente : étude expérimentale ». These de Doctorat. École de technologie supérieure, Université du Québec.

Mohammed-Taifour, Abdelouahab et Julien Weiss (2016). « Unsteadiness in a large turbulent separation bubble ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 799, p. 383-412. doi : 10.1017/jfm.2016.377.

Mooney, Helen P. et al. (2014). *AFC-Enabled Vertical Tail System Integration Study*. Rapp. tech. NF1676L-18162.

Morioka, Tadashi et Shinji Honami (2004). « Dynamic Characteristics in a Control System of Backward Facing Step Flow by Vortex Generator Jets ». In : *2nd AIAA Flow Control Conference*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Nadge, Pankaj M. et R. N. Govardhan (2014). « High Reynolds number flow over a backward-facing step : structure of the mean separation bubble ». en. In : *Experiments in Fluids* 55.1, p. 1657. doi : 10.1007/s00348-013-1657-5.

Neto, Aristeu Silveira et al. (1993). « A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 256, p. 1-25. doi : 10.1017/S0022112093002691.

Ninni, D. et M. A. Mendez (2020). « MODULO : A software for Multiscale Proper Orthogonal Decomposition of data. » In : *SoftwareX* 12, p. 100622.

Nishri, B. (1995). « On the dominant mechanisms governing active control of separation ». Thèse de doct. Tel Aviv : Université de Tel Aviv.

Nishri, B. et I. Wygnanski (1998). « Effects of Periodic Excitation on Turbulent Flow Separation from a Flap ». In : *AIAA Journal* 36.4, p. 547-556. doi : 10.2514/2.428.

Ortmanns, Jens, Martin Bitter et Christian J. Kähler (2008). « Dynamic vortex structures for flow-control applications ». en. In : *Experiments in Fluids* 44.3, p. 397-408. doi : 10.1007/s00348-007-0442-8.

Ott, Célestin (2020). « Caractérisation dynamique d'actionneurs fluidiques, et identification expérimentale des mécanismes dynamiques d'interaction jet - couche limite induits ». fr. Thèse de doct. Université Polytechnique Hauts-de-France.

Pamart, Pierre-Yves (2011). « Contrôle des décollements en boucle fermée ». fr. These de doctorat. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.

Pamart, Pierre-Yves et al. (2010). « Large Eddy Simulation Study of Synthetic Jet Frequency and Amplitude Effects on a Rounded Step Separated Flow ». en. In : *5th Flow Control Conference*. Chicago, Illinois : American Institute of Aeronautics et Astronautics. isbn : 978-1-62410-140-3. doi : 10.2514/6.2010-5086.

Petrov, A. V. (2012). « Aerodynamics of STOL airplanes with powered high-lift systems ». In : 28th International Congress Of The Aeronautical Sciences, Brisbane, Australia.

Poisson-Quinton, P. et L. Lepage (1961). « Survey of French research on the control of boundary layer and circulation ». In : *Boundary layer and flow control* 1, p. 21-73.

Pope, Stephen B. (2000). *Turbulent Flows*. en. Cambridge University Press. isbn : 978-0-521-59886-6.

Příhoda, Jaromír et al. (2012). « Experimental investigation of turbulent flow in a channel with the backward-facing inclined step ». en. In : *EPJ Web of Conferences* 25, p. 01080. doi : 10.1051/epjconf/20122501080.

Raffel, Markus et al. (1998). *Particle Image Velocimetry*. en.

Raibaudo, C., M. Stanislas et F. Kerhervé (2017). « Transient Characterization of the Reattachment of a Massively Separated Turbulent Boundary Layer Under Flow Control ». en. In : *Flow, Turbulence and Combustion* 98.4, p. 1039-1063. doi : 10.1007/s10494-016-9796-4.

Reisenthel, P. H., H. M. Nagib et D. J. Koga (1985). « Control of Separated Flows Using Forced Unsteadiness ». In : *Shear Flow Control Conference*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Ruck, B. et B. Makiola (1993). « Flow Separation over the Inclined Step ». en. In : *Physics of Separated Flows — Numerical, Experimental, and Theoretical Aspects : DFG Priority Research Programme 1984–1990*. Sous la dir. de Klaus Gersten. Wiesbaden : Vieweg+Teubner Verlag, p. 47-55. isbn : 978-3-663-13986-7.

Ruszaj, A. (2015). « Bionic impact on industrial production development ». English. In : *Advances in Manufacturing Science and Technology* Vol. 39, nr 4, p. 5-22. doi : 10.2478/amst-2015-0019.

Santhanakrishnan, Arvind et Jamey D. Jacob (2007). « Flow control with plasma synthetic jet actuators ». en. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 40.3, p. 637. doi : 10.1088/0022-3727/40/3/S02.

Sau, Rajes et Krishnan Mahesh (2008). « Dynamics and mixing of vortex rings in crossflow ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 604, p. 389-409. doi : 10.1017/S0022112008001328.

Sau, Rajes et Krishnan Mahesh (2010). « Optimization of pulsed jets in crossflow ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 653, p. 365-390. doi : 10.1017/S0022112010000388.

Schlatter, Philipp et Ramis Örlü (2010). « Assessment of direct numerical simulation data of turbulent boundary layers ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 659, p. 116-126. doi : 10.1017/S0022112010003113.

Schlichting, Hermann et Klaus Gersten (2017). *Boundary-Layer Theory*. en. 9e éd. Springer-Verlag.

Seifert, A. et al. (2008). « Large Trucks Drag Reduction Using Active Flow Control ». In : *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Aerospace Sciences Meetings. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Selby, G. V., J. C. Lin et F. G. Howard (1992). « Control of low-speed turbulent separated flow using jet vortex generators ». en. In : *Experiments in Fluids* 12.6, p. 394-400. doi : 10.1007/BF00193886.

Shaqarin, Tamir (2011). « Active control to reattach a thick turbulent boundary layer ». These de doctorat. Université de Lille 1.

Siauw, W. L. et al. (2010). « Transient dynamics of the flow around a NACA 0015 airfoil using fluidic vortex generators ». en. In : *International Journal of Heat and Fluid Flow*. Sixth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena 31.3, p. 450-459. doi : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2010.02.028.

Sigurdson, L. W. (1995). « The structure and control of a turbulent reattaching flow ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 298, p. 139-165. doi : 10.1017/S0022112095003259.

Sillero, Juan A., Javier Jiménez et Robert D. Moser (2014). « Two-point statistics for turbulent boundary layers and channels at Reynolds numbers up to d+ = 2000 ». In : *Physics of Fluids* 26.10, p. 105109. doi : 10.1063/1.4899259.

Simpson, Roger L. (1996). « Aspects of turbulent boundary-layer separation ». In : *Progress in Aerospace Sciences* 32.5, p. 457-521. doi : 10.1016/0376-0421(95)00012-7.

Smith, Barton L. et Ari Glezer (1998). « The formation and evolution of synthetic jets ». In : *Physics of Fluids* 10.9, p. 2281-2297. doi : 10.1063/1.869828.

— (2005). « Vectoring of Adjacent Synthetic Jets ». In : *AIAA Journal* 43.10, p. 2117-2124. doi : 10.2514/1.12910.

Smith, Douglas R. (2002). « Interaction of a Synthetic Jet with a Crossflow Boundary Layer ». In : *AIAA Journal* 40.11, p. 2277-2288. doi : 10.2514/2.1564.

Smits, A. J., N. Matheson et P. N. Joubert (1983). « Low-Reynolds-Number Turbulent Boundary Layers in Zero and Favorable Pressure Gradients ». In : *Journal of Ship Research* 27.03, p. 147-157. doi : 10.5957/jsr.1983.27.3.147.

Song, S. et J. K. Eaton (2004). « Reynolds number effects on a turbulent boundary layer with separation, reattachment, and recovery ». en. In : *Experiments in Fluids* 36.2, p. 246-258. doi : 10.1007/s00348-003-0696-8.

Stalewski, Wienczyslaw et Wit Stryczniewicz (2018). « Computational and Experimental Studies on Flow-Separation Control via Blowing-Suction Devices ». In : *2018 Flow Control Conference*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Steinfurth, B., F. Haucke et J. Weiss (juin 2019). « Assessment of two fluidic actuators for active flow control on a one-sided diffuser ». en. In : *CEAS Aeronautical Journal* 10.2, p. 633-643. issn : 1869-5590. doi : 10.1007/s13272-018-0336-x. (Visité le 06/04/2023).

Steinfurth, Ben et Julien Weiss (2021). « Boundary-Layer Control by Means of Pulsed Jets at Different Inclination Angles ». In : *AIAA Journal* 59.10, p. 3946-3959. issn : 0001-1452. doi : 10.2514/1.J060474. (Visité le 30/01/2023).

— (2022). « Efficiency Enhancement in Active Separation Control Through Optimizing the Duty Cycle of Pulsed Jets ». In : *AIAA Journal* 60.12, p. 6566-6580. doi : 10.2514/1.J061667.

Stella, Francesco (2017). « Characterisation of a turbulent separation over a ramp : entrainment and scaling laws ». en. Thèse de doct. Université d'Orléans.

Stella, Francesco, Nicolas Mazellier et Azeddine Kourta (2018). *On scaling of mass entrainment in separated shear layers : the footprint of the incoming boundary layer*. doi : 10.48550/arXiv.1811.05025.

Sturzebecher, D. et W. Nitsche (2003). « Active cancellation of Tollmien–Schlichting instabilities on a wing using multi-channel sensor actuator systems ». en. In : *International Journal of Heat and Fluid Flow*. Selected Papers from the Fifth International Conference on Engineering Turbulence Modelling and Measurements 24.4, p. 572-583. doi : 10.1016/S0142-727X(03)00051-1.

Sujar-Garrido, P. et al. (2015). « Dielectric barrier discharge plasma actuator to control turbulent flow downstream of a backward-facing step ». en. In : *Experiments in Fluids* 56.4, p. 70. doi : 10.1007/s00348-015-1939-1.

Tahara, Nobuyuki et al. (2006). « Early Stall Warning Technique for Axial-Flow Compressors ». In : *Journal of Turbomachinery* 129.3, p. 448-456. doi : 10.1115/1.2447948.

Tesař, V. et al. (2007). « Experimental investigation of a fluidic actuator generating hybrid-synthetic jets ». en. In : *Sensors and Actuators A : Physical* 138.1, p. 213-220. doi : 10.1016/j.sna.2007.04.064.

Tesař, Václav, Chuan-Hsiang Hung et William B. Zimmerman (2006). « No-moving-part hybrid-synthetic jet actuator ». en. In : *Sensors and Actuators A : Physical* 125.2, p. 159-169. doi : 10.1016/j.sna.2005.06.022.

Thacker, A. et al. (2013). « Experimental characterization of flow unsteadiness in the centerline plane of an Ahmed body rear slant ». en. In : *Experiments in Fluids* 54.3, p. 1479. doi : 10.1007/s00348-013-1479-5.

Tietjens, Oskar Karl Gustav et Ludwig Prandtl (1957). *Applied Hydro- and Aeromechanics : Based on Lectures of L. Prandtl*. en. Courier Corporation. isbn : 978-0-486-60375-9.

Tocquer, Mathieu (2025). « Study and control of turbulent separated flow with sweeping jet : application to road and aeronautic vehicles ». These de doctorat. Orléans.

Travnicek, Z., V. Tesar et An-Bang Wang (2005). « Hybrid Synthetic Jet Actuators-Numerical and Experimental Studies ». In : *Sensors and Actuators, A : Physical*.

Troutt, T. R., B. Scheelke et T. R. Norman (1984). « Organized structures in a reattaching separated flow field ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 143, p. 413-427. doi : 10.1017/S0022112084001415.

Trávníček, Z., V. Tesař et J. Kordík (2008). « Performance of Synthetic Jet Actuators Based on Hybrid and Double-Acting Principles ». en. In : *Journal of Visualization* 11.3, p. 221-229.

Trávníček, Zdeněk, Alexander I. Fedorchenko et An-Bang Wang (2005). « Enhancement of synthetic jets by means of an integrated valve-less pump : Part I. Design of the actuator ». en. In : *Sensors and Actuators A : Physical* 120.1, p. 232-240. doi : 10.1016/j.sna.2004.11.017.

Trávníček, Zdeněk, Václav Tesař et An-Bang Wang (2005). « Enhancement of synthetic jets by means of an integrated valve-less pump : Part II. Numerical and experimental studies ». In : *Sensors and Actuators A : Physical* 125.1, p. 50-58. doi : 10.1016/j.sna.2005.03.071.

Upton, Jim (2003). *Lockheed F-104 Starfighter - Warbirdtech*. en. Specialty Press. isbn : 978-1-58007-187-1.

Utturkar, Yogen et al. (2003). « A Jet Formation Criterion for Synthetic Jet Actuators ». In : *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Viets, Hermann (2012). « Flip-Flop Jet Nozzle ». en. In : *AIAA Journal*. doi : 10.2514/3.60550.

Wang, Jinjun et al. (2010). « Experimental investigation of a novel two-dimensional synthetic jet ». en. In : *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 29.5, p. 342-350. doi : 10.1016/j.euromechflu.2010.05.001.

Wang, Lei et Li-Hao Feng (2020). « The interactions of rectangular synthetic jets with a laminar cross-flow ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 899, A32. doi : 10.1017/jfm.2020.430.

Wang, Lei et al. (2018). « Evolution of low-aspect-ratio rectangular synthetic jets in a quiescent environment ». en. In : *Experiments in Fluids* 59.6, p. 91. doi : 10.1007/s00348-018-2544-x.

Wang, Lin et al. (2012). « Review of actuators for high speed active flow control ». en. In : *Science China Technological Sciences* 55.8, p. 2225-2240. doi : 10.1007/s11431-012-4861-2.

Wei, Tie, Rodney Schmidt et Patrick McMurtry (2005). « Comment on the Clauser chart method for determining the friction velocity ». en. In : *Experiments in Fluids* 38.5, p. 695-699. doi : 10.1007/s00348-005-0934-3.

Weiss, Julien (2019). « A Tutorial on the Proper Orthogonal Decomposition ». In : *AIAA Aviation 2019 Forum*. AIAA AVIATION Forum. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Wengle, Hans et al. (2001). « The manipulated transitional backward-facing step flow : an experimental and direct numerical simulation investigation ». In : *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 20.1, p. 25-46. doi : 10.1016/S0997-7546(00)01105-5.

Whalen, Edward A. et al. (2016). « Full-scale Flight Demonstration of an Active Flow Control Enhanced Vertical Tail ». In : *8th AIAA Flow Control Conference*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Williams, David R., Daniel Cornelius et Clarence W. Rowley (2007). « Supersonic Cavity Response to Open-Loop Forcing ». en. In : *Active Flow Control*. Sous la dir. de Rudibert King. Berlin, Heidelberg : Springer, p. 230-243. isbn : 978-3-540-71439-2. doi : 10.1007/978-3-540-71439-2_14.

Wilson, Jacob et al. (2013). « Suction and Pulsed-Blowing Flow Control Applied to an Axisymmetric Body ». In : *AIAA Journal* 51.10, p. 2432-2446. doi : 10.2514/1.J052333.

Wygnanski, Israel (2024). « On the need to reassess the design tools for active flow control ». In : *Progress in Aerospace Sciences* 146, p. 100995. doi : 10.1016/j.paerosci.2024.100995.

Xu, Fang et al. (2015). « The optimization for the backward-facing step flow control with synthetic jet based on experiment ». In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 64, p. 94-107. doi : 10.1016/j.expthermflusci.2015.02.014.

Yaros, Steven F. et al. (1998). *Synergistic airframe-propulsion interactions and integrations*. Rapp. tech. NASA/TM-1998-207644. Langley Research Center : National Aeronautics et Space Administration.

Yoshioka, Shuya, Shinnosuke Obi et Shigeaki Masuda (2001). « Organized vortex motion in periodically perturbed turbulent separated flow over a backward-facing step ». In : *International Journal of Heat and Fluid Flow*. Turbulent Heat and Mass Transfer - 3 22.3, p. 301-307. doi : 10.1016/S0142-727X(01)00092-3.

Zanoun, E.-S., F. Durst et H. Nagib (2003). « Evaluating the law of the wall in two-dimensional fully developed turbulent channel flows ». In : *Physics of Fluids* 15.10, p. 3079-3089. doi : 10.1063/1.1608010.

Zhang, P. F. et J. J. Wang (2007). « Novel Signal Wave Pattern for Efficient Synthetic Jet Generation ». In : *AIAA Journal* 45.5, p. 1058-1065. doi : 10.2514/1.25445.

Zhang, Shanying et Shan Zhong (2010). « An experimental investigation of turbulent flow separation control by an array of synthetic jets ». In : *5th Flow Control Conference*. American Institute of Aeronautics et Astronautics.

Zhang, Weilin et al. (2022). « A study on flow control in a hypersonic inlet using a plasma synthetic jet actuator ». In : *Physics of Fluids* 34.10, p. 106109. doi : 10.1063/5.0114073.

ONERA
THE FRENCH AEROSPACE LAB

Pierre-Louis SPYCHALA

Laboratoire de Mécanique des Fluides de Lille Kampé de Fériet

Région Hauts-de-France

Étude expérimentale de perturbations fluidiques périodiques hybrides appliquées au contrôle de décollement

Résumé

Cette thèse a pour objet l'étude expérimentale de perturbations fluidiques périodiques à débit net nul, combinant soufflage et aspiration à amplitudes et aspects temporels indépendant, appliquées au contrôle d'écoulements décollés. Appelées « hybrides », ces perturbations constituent un intermédiaire entre les jets pulsés et synthétiques, ayant pour objectif d'atténuer les limitations de chacune des deux technologies, à savoir la nécessité de disposer d'une source de fluide pour les premiers, et l'impossibilité de modifier les paramètres temporels des phases de soufflage et d'aspiration pour les seconds. La flexibilité temporelle des jets hybrides doit en effet permettre une efficacité accrue du contrôle à masse de fluide manipulée égale, notamment en adaptant les caractéristiques temporelles de la perturbation à celle de l'écoulement à contrôler. Dans cette optique, un actionneur est d'abord développé et caractérisé afin de valider sa capacité à produire les perturbations hybrides, puis intégré en soufflerie sur une configuration d'écoulement décollé canonique de rampe descendante. Les essais de contrôle montrent que la réduction du rapport de cycle de la perturbation, c'est-à-dire de la durée de soufflage, par rapport à celui d'un jet synthétique classique, permet une réduction significativement plus importante des dimensions du bulbe décollé et une récupération de pression plus importante. Ce gain d'efficacité est notamment piloté par une injection plus importante de quantité de mouvement dans l'écoulement, agissant directement sur la couche limite amont, la couche de mélange, ainsi que les transferts de masse vers la zone décollée. L'étude de la dynamique de l'écoulement contrôlé souligne également qu'une optimisation des amplitude et fréquence de la perturbation est rendue possible par l'adaptation de la durée de soufflage aux durées caractéristiques du décollement.

Mots clés : contrôle actif, décollement, soufflage, aspiration, perturbation périodique

Abstract

The purpose of this thesis is to conduct an experimental study of zero net mass periodic fluid perturbations, combining blowing and suction with independent amplitudes and time aspects, applied to separation control Called "hybrid", these perturbations are an intermediate between pulsed and synthetic jets, aiming at mitigating the limitations of each of the two technologies, namely the need for a fluid source for the former, and the impossibility of modifying the time parameters of the blowing and suction phases for the latter. The time flexibility of hybrid jets could indeed allow for greater control efficiency with the same amount of fluid spent, in particular by adapting the timescales of the perturbation to those of the flow to be controlled. To that extent, an actuator is first developed and characterized in order to validate its ability to produce hybrid perturbations. It is then integrated on a canonical backward-facing ramp flow configuration for wind tunnel experiments. Control tests show that reducing the duty cycle of the perturbation, i.e., the blowing duration, compared to that of a conventional synthetic jet, results in a significantly greater reduction in the dimensions of the separated bubble and greater pressure recovery. This efficiency gain is driven in particular by a greater momentum injection into the flow, acting directly on the upstream boundary layer, the mixing layer, and mass transfers to the separated region. The study of the dynamics of the controlled flow also highlights that the amplitude and frequency of the disturbance can be optimized by adapting the blowing duration to the characteristic timescales of separation.

Keywords: active control, separation, blowing, suction, periodic perturbation