



**HAL**  
open science

## Contrôle des décollements en boucle fermée

Pierre-Yves Pamart

► **To cite this version:**

Pierre-Yves Pamart. Contrôle des décollements en boucle fermée. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT: . tel-00659979

**HAL Id: tel-00659979**

**<https://theses.hal.science/tel-00659979>**

Submitted on 16 Jan 2012

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

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



**THÈSE DE DOCTORAT  
DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité

**Mécanique**

(École doctorale de sciences mécaniques, acoustique et électronique de Paris)

Présentée par

**Pierre-Yves PAMART**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE**

# Contrôle des décollements en boucle fermée

soutenue le 30 septembre 2011

devant le jury composé de :

M. Jean-Paul	BONNET	Institut P', Poitiers	<i>Rapporteur</i>
M. Julien	DANDOIS	ONERA, Meudon	<i>Membre invité</i>
M. Stéphane	DONCIEUX	ISIR, Paris	<i>Examineur</i>
M. Éric	GARNIER	ONERA, Meudon	<i>Examineur</i>
M. Azeddine	KOURTA	Institut Prisme, Orléans	<i>Rapporteur</i>
M. Jean-Pierre	ROSENBLUM	Dassault Aviation, Saint-Cloud	<i>Examineur</i>
M. Pierre	SAGAUT	IJLRDA, Paris	<i>Directeur de thèse</i>



À Marie-Thérèse  
à Danièle, Yves, Émilie et Christophe  
à Jacqueline & Calixte†  
à Monique & Jean†

*Le vent souffle où il veut : tu entends le bruit qu'il fait,  
mais tu ne sais pas d'où il vient ni où il va.*

Évangile de Jésus-Christ selon saint Jean, §3v.8





---

# Remerciements

Les travaux ont été réalisés au sein du Département d'Aérodynamique Appliquée (DAAP) de l'Office Nationale d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA) grâce au financement de la Délégation Générale de l'Armement (DGA).

Je souhaite ainsi remercier l'ONERA et plus particulièrement le DAAP qui m'ont offert les moyens humains et matériels pour mener mes travaux dans les meilleures conditions. Ceci illustre la confiance que la direction de l'ONERA porte sur chacun des doctorants et l'importance qu'elle accorde à la recherche. Pour ces raisons, je remercie vivement Patrick Champigny, directeur du DAAP, ainsi que Philippe Duveau, responsable de l'unité Missiles, Hypersonique et lanceurs (MHL).

La qualité des travaux doivent pour beaucoup à Éric Garnier qui a transmis sa passion de l'excellence par la rigueur, un haut niveau d'exigence et une écoute attentive. Je le remercie particulièrement pour la confiance qu'il m'a accordée en me laissant une grande autonomie, ainsi que pour ses conseils avisés. Je remercie également Julien Dandois pour sa transmission de savoir et de m'avoir laissé beaucoup de liberté sur le sujet qu'il a initié. J'adresse mes plus vifs remerciements à Pierre Sagaut pour avoir accepté la direction de cette thèse.

Les grandes disponibilités et compétences du personnel du DAAP, et plus particulièrement de l'unité MHL, ont été une aide précieuse pour l'exécution de ces travaux. Je remercie donc l'intégralité de mes collègues pour leur gentillesse et leur soutien. J'adresse un merci particulier aux doctorants que j'ai eu la chance de croiser, notamment Thomas, Emmanuel, Antoine et Gilles pour leur indéniable qualités humaines. Enfin, je remercie Timothée qui prend la suite de ces travaux, et je lui souhaite autant de plaisir que j'ai eu à réaliser ces travaux.

Je tiens ensuite à remercier l'ensemble des membres du Jury qui ont été des personnes avec lesquelles j'ai eu un immense plaisir à discuter et à apprendre sur l'aérodynamique au cours de ces trois années. Ils me font aujourd'hui honneur en étant membre du Jury. Je remercie particulièrement Jean-Paul Bonnet et Azeddine Kourta qui ont accepté de prendre la responsabilité d'être rapporteur.

Je ne saurai trouver de mots assez forts pour remercier Marie-Thérèse, celle qui deviendra prochainement ma femme. Elle m'a toujours soutenu, n'a jamais perdu confiance en moi et m'a motivé dans les moments les plus difficiles. Je lui dédicace ce travail. Je remercie finalement toute ma famille et mes amis qui ont été autant de soutien et de vacances de l'esprit au cours de cette aventure.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 État de l'art sur le contrôle des décollements en boucle fermée</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction	5
1.1.1 Aperçu historique du contrôle des écoulements	5
1.1.2 Contrôle moderne des écoulements	6
1.1.3 Classification des stratégies du contrôle des écoulements	7
1.2 Les décollements	9
1.2.1 Définition et propriétés de la couche limite	10
1.2.2 Couche limite, vorticité et décollement	11
1.2.3 Origine du phénomène de décollement de la couche limite	12
1.3 Les actionneurs employés pour le contrôle des écoulements	15
1.3.1 Notions fondamentales sur les actionneurs	15
1.3.2 Actionneurs fluidiques	16
1.3.3 Actionneurs à plasma	16
1.3.4 Actionneurs à combustion	16
1.3.5 Actionneurs sparkjets	16
1.3.6 Avantages et inconvénients des différents actionneurs	17
1.4 Le contrôle en boucle fermée	17
1.4.1 Champ applicatif du contrôle en boucle fermée et description des études	18
1.4.1.1 �coulements de cavité	18
1.4.1.2 �coulements autour des cylindres bidimensionnels	19
1.4.1.3 Profils d'ailes	19
1.4.1.4 Marche descendante	21
1.4.1.5 Rampe droite et arrondie	21
1.4.1.6 Corps en forme de 'D'	22
1.4.1.7 �l�ments de turbomachines	23
1.4.1.8 Vectorisation de jet	23
1.4.1.9 �coulement de canal	24
1.4.1.10 �coulement de plaque plane	24
1.4.1.11 Autres applications	24
1.4.2 Les stratégies de commandes appliquées	25
1.4.2.1 Commande linéaire classique	25
1.4.2.2 Commande adaptative	26
1.4.2.3 Commande à modèle interne	27
1.4.2.4 Commande optimale et suboptimale	28
1.4.2.5 Commande prédictive	29
1.4.2.6 Commande basée sur l'estimation d'un modèle réduit non-linéaire	29



1.4.2.7	Autres commandes	30
1.5	Analyse et conclusion des études menées sur le contrôle réactif	30
<b>2</b>	<b>Simulation de l'écoulement non contrôlé</b>	<b>33</b>
2.1	Configuration du cas d'étude	33
2.1.1	Géométrie et topologie	34
2.1.2	Conditions aux limites	34
2.1.3	Maillage	36
2.1.4	Méthodes numérique	36
2.2	Génération de la couche limite turbulente d'entrée par SEM	36
2.2.1	Objectifs	36
2.2.2	Réglage de la condition aux limites SEM	37
2.2.2.1	Calcul du profil moyen	37
2.2.2.2	Étude paramétrique des modes SEM pour le réglage des fluctuations	37
2.2.2.3	Application de la SEM aux calculs de l'écoulement décollé	44
2.2.2.4	Discussion sur l'emploi de la SEM	47
2.3	Analyse statistique de l'écoulement décollé	47
2.3.1	Résultats statistiques	47
2.3.1.1	Le décollement et couche de mélange	51
2.3.1.2	Couche limite avant décollement	60
2.3.1.3	Couche limite après recollement	63
2.3.2	Définition des grandeurs de référence	63
2.4	Analyse instationnaire de l'écoulement non-contrôlé	66
2.4.1	Décollement, recollement et couche de mélange	67
2.4.2	Analyse spectrale de l'écoulement	69
2.4.2.1	Auto-spectres établis avec les capteurs de frottement pariétaux $\tau_w(x, z)$	69
2.4.2.2	Auto-spectres établis avec les capteurs de pression disposés le long de la ligne $\mathcal{L}_{Prms}$ du maximum des fluctuations de pression $p_{\mathcal{L}_{Prms}}(x)$	71
2.4.2.3	Auto-spectres établis avec les capteurs de pression pariétale $p_w(x, z)$	72
2.4.2.4	Validation des relations phénomènes – fréquences	73
2.4.2.5	Spectres fréquences – nombre d'onde	73
2.4.3	Répartition de l'énergie cinétique turbulente	75
2.5	Conclusions	78
<b>3</b>	<b>Conception de l'actionneur à jets synthétiques</b>	<b>83</b>
3.1	Géométrie de l'actionneur	83
3.2	Critères de dimensionnement	83
3.2.1	Vitesses caractéristiques	84
3.2.2	Longueur de pénétration	84
3.2.3	Formation des anneaux de vorticité	86
3.2.4	Fréquence de résonance	87
3.2.4.1	Fréquence de résonance théorique avec fluide parfait	87
3.2.4.2	Influence de la viscosité	89
3.2.4.3	Analogie électrique de l'actionneur	89
3.2.5	Contraintes géométriques	89
3.3	Design de l'actionneur	90
3.3.1	Dimensionnement de l'actionneur	90
3.3.2	Condition au limite de soufflage/aspiration	91

3.4	Validation du design par l'intermédiaire de simulation DNS sans écoulement transverse	91
3.4.1	Descriptions des calculs	92
3.4.2	Résultats	92
3.5	Discussion sur la conception de l'actionneur	99
<b>4</b>	<b>Etude paramétrique LES sur l'effet de la fréquence et de l'amplitude du jet synthétique sur le contrôle du décollement de rampe</b>	<b>101</b>
4.1	Cas d'étude	101
4.2	Un design d'actionneur validé en présence d'un écoulement transverse	102
4.2.1	Formation du jet synthétique en présence d'un écoulement turbulent transverse	102
4.2.2	Performances de l'actionneur en présence d'un écoulement turbulent transverse	105
4.2.3	Validation de l'actionneur	105
4.3	Fréquences et amplitudes optimales	107
4.3.1	Effet du forçage sur différents critères statistiques	108
4.3.1.1	Abscisses des points de décollement et de recollement	108
4.3.1.2	Longueur de décollement	110
4.3.1.3	Hauteur maximale du bulbe moyen de décollement	111
4.3.1.4	Surface du bulbe moyen de décollement	112
4.3.1.5	Circulation de la zone décollée	113
4.3.1.6	Traînée	115
4.3.1.7	Pression et fluctuations de pression pariétale	117
4.3.1.8	Taux de turbulence	119
4.3.2	Récapitulatif et comparaison des fréquences et amplitudes optimales	121
4.3.2.1	Fréquences et amplitudes optimales de forçage dans la littérature	121
4.3.2.2	Confrontation des résultats	124
4.3.2.3	Associations des fréquences optimales	124
4.4	Analyse spatio-temporelle de l'écoulement contrôlé	126
4.4.1	Champs instantanés	126
4.4.2	Post-traitements et méthode d'analyse	127
4.4.2.1	Post-traitement : convection du centre des structures cohérentes	127
4.4.2.2	Post-traitement : évolution du contour du bulbe de décollement	128
4.4.2.3	Post-traitement : évolution du frottement pariétal	128
4.4.3	Analyse des résultats	130
4.4.3.1	Décollement naturel	130
4.4.3.2	Interactions entre deux structures cohérentes de contrôle	130
4.4.3.3	Phases de soufflage et d'aspiration	131
4.4.3.4	Interaction entre la structure cohérente de contrôle et le décollement naturel	132
4.4.3.5	Quelques remarques sur l'oscillation du point de recollement	133
4.4.3.6	Dissipation des structures cohérentes	134
4.5	Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente	134
4.6	Analyse spectrale de l'écoulement contrôlé	136
4.7	Conclusions	136
<b>5</b>	<b>Utilisation des simulations RANS instationnaires pour le contrôle et définition d'un objectif de contrôle en boucle fermée</b>	<b>139</b>
5.1	Présentation de l'étude	139
5.1.1	Cadre et objectifs de l'étude	139

5.1.2	Modèles de turbulence de l'étude	140
5.1.3	Configuration	141
5.1.4	Fréquences et amplitudes de forçage	141
5.2	Résultats des simulations URANS en boucle ouverte	141
5.2.1	Décollement sans contrôle	141
5.2.1.1	Couche limite amont	142
5.2.1.2	Décollement	143
5.2.2	Validation de l'actionneur	144
5.2.3	Résultats de l'étude en boucle ouverte	147
5.2.3.1	Aspect du bulbe de décollement	147
5.2.3.2	Longueur de décollement	148
5.2.3.3	Hauteur du bulbe	148
5.2.3.4	Surface du bulbe	150
5.2.4	Modèles de turbulence retenus	150
5.3	Stratégie de contrôle en boucle fermée	151
5.3.1	Mesure représentative de l'effet du forçage	151
5.3.1.1	Pression pariétale	152
5.3.1.2	Frottement pariétal	152
5.3.2	Choix de la nature et de la position du capteur	152
5.3.2.1	Pression pariétale	155
5.3.2.2	Frottement pariétal	157
5.3.2.3	Choix du type de capteur	159
5.3.3	Stratégies d'asservissement possibles	160
5.4	Synthèse	161
<b>6</b>	<b>Identification d'un modèle non-linéaire NARMAX</b>	<b>163</b>
6.1	Objectifs et motivations	163
6.2	Stratégies et structures des modèles	164
6.2.1	Modèles et modélisation	164
6.2.1.1	Définition d'un modèle	164
6.2.1.2	Dynamique d'un modèle	165
6.2.1.3	Principe d'un modèle	165
6.2.1.4	Constitution d'un modèle	166
6.2.2	Structure du modèle de l'actionneur	167
6.2.3	Structure du modèle de l'écoulement contrôlé	167
6.2.3.1	Modèles non-linéaires dans la littérature du contrôle des écoulements	168
6.2.3.2	Choix du type de modèle de l'écoulement	170
6.2.3.3	Choix de la structure interne du modèle NARX	171
6.2.3.4	Principe de l'identification du modèle NARX	172
6.2.3.5	Démarche pour l'identification du modèle NARX	173
6.3	Méthodes de calcul du vecteur des coefficients de régression $\Theta$	174
6.3.1	Technique inverse	174
6.3.2	Nature du problème	174
6.3.2.1	Conditions d'Hadamard	174
6.3.2.2	Conditionnement	175
6.3.3	Position du problème d'identification du modèle NARX	175
6.3.4	Limitation du nombre de conditionnement	176
6.3.5	Techniques de régularisation	177

6.3.5.1	Inversion par troncature de spectre	177
6.3.5.2	Régularisation de Tikhonov	178
6.4	Conception de la séquence d'entrée pour l'identification	179
6.4.1	Enjeux de la séquence d'entrée	179
6.4.2	Conception du signal	180
6.4.2.1	Comportements du système à modéliser	180
6.4.2.2	Démarche	180
6.4.2.3	Comportement statique	180
6.4.2.4	Comportement dynamique	181
6.4.2.5	Conception de la séquence d'entrée	181
6.4.3	Commentaires	181
6.5	Modèle de l'actionneur	182
6.6	Calcul du modèle NARX de l'écoulement	182
6.6.1	Objectifs	182
6.6.2	Démarche	183
6.6.3	Choix du pas de discrétisation temporelle	184
6.6.4	Choix du coefficient de régularisation initial	185
6.6.5	Choix de la puissance initiale	185
6.6.6	Étude paramétrique	185
6.6.6.1	Présentation	185
6.6.6.2	Choix de $n_y$ et $lag_u$	187
6.6.6.3	Choix de $n_u$	187
6.6.6.4	Choix de $p$	187
6.6.6.5	Choix de $\alpha$	188
6.6.7	Récapitulatif	188
6.7	Validation du modèle NARX	190
6.7.1	Validation du comportement dynamique	190
6.7.2	Validation du comportement en régime stationnaire	191
6.7.3	Validation du comportement statique	192
6.7.4	Bilan	195
6.8	Conclusion	195
<b>7</b>	<b>Contrôle du décollement de rampe par jet synthétique en boucle fermée</b>	<b>197</b>
7.1	Préambule à l'étude en boucle fermée - introduction à l'automatique	197
7.1.1	Régulation	198
7.1.2	Grandeurs caractéristiques	199
7.1.3	Stabilité et robustesse	200
7.1.4	Fonction de transfert	200
7.1.5	Propriétés générales sur les filtres	201
7.2	Design des transducteurs	202
7.2.1	Différentes possibilités de filtrage	203
7.2.1.1	Les filtres à moyenne glissante	203
7.2.1.2	Les filtres passe-bas	205
7.2.1.3	Les observateurs d'état	205
7.2.2	Choix du type du filtrage pour l'estimation	206
7.2.3	Conception des transducteurs	209
7.3	Première approche linéaire : régulation par PID des fluctuations de pression	210
7.3.1	Introduction au régulateur PID	210

7.3.1.1	Action proportionnelle . . . . .	211
7.3.1.2	Action intégrale . . . . .	211
7.3.1.3	Action dérivée . . . . .	212
7.3.2	Objectif de contrôle . . . . .	212
7.3.3	Synthèse du PID . . . . .	212
7.3.4	Résultats . . . . .	214
7.3.5	Remarques . . . . .	215
7.4	Vers une commande non-linéaire d'optimisation . . . . .	215
7.4.1	Redéfinition des contraintes . . . . .	215
7.4.2	Choix du type d'optimisation en temps réel . . . . .	217
7.5	Estimation du gradient local en temps réel . . . . .	219
7.5.1	Première approche de l'estimation du gradient . . . . .	219
7.5.2	Estimation du gradient par modulation . . . . .	220
7.5.3	Estimation du gradient par identification en ligne d'un modèle . . . . .	223
7.5.4	Estimation du gradient par estimateur d'état : filtre de Kalman étendu . . . . .	224
7.5.5	Estimation du gradient par logique floue . . . . .	225
7.6	Extremum-seeking classique . . . . .	229
7.6.1	Algorithme . . . . .	229
7.6.2	Synthèse de la boucle fermée . . . . .	230
7.6.3	Effet du gain $K_{ES}$ . . . . .	230
7.6.4	Effet de l'amplitude $a_p$ de la perturbation . . . . .	233
7.6.5	Robustesse de l'extremum-seeking classique . . . . .	235
7.6.5.1	Robustesse vis-à-vis du changement de fréquence initiale . . . . .	235
7.6.5.2	Robustesse vis-à-vis des perturbations . . . . .	235
7.6.6	Bilan et perspectives d'améliorations . . . . .	236
7.7	Amélioration de l'extremum-seeking : gain adaptatif . . . . .	236
7.7.1	Conception du gain adaptatif . . . . .	238
7.7.2	Implémentation du gain adaptatif . . . . .	239
7.7.3	Effet du gain adaptatif . . . . .	239
7.8	Amélioration de l'extremum-seeking : amplitude adaptative . . . . .	241
7.8.1	Amplitude adaptative par régulation PI . . . . .	242
7.8.2	Amplitude adaptative par régulation à logique floue . . . . .	243
7.8.2.1	Conception du régulateur flou de l'amplitude de perturbation . . . . .	243
7.8.2.2	Application de la régulation floue de l'amplitude de perturbation . . . . .	245
7.9	Bilan sur l'extremum-seeking . . . . .	248
7.10	Régulateur PI sur une estimation du gradient par logique floue . . . . .	248
7.10.1	Implémentation de l'algorithme . . . . .	248
7.10.2	Application . . . . .	249
7.11	Contrôle en boucle fermée en temps réel par simulations URANS . . . . .	250
7.12	Synthèse . . . . .	253
	<b>Conclusions et perspectives</b> . . . . .	<b>255</b>
	<b>A Récapitulatif des publications relatives au contrôle des écoulement en boucle fermée</b> . . . . .	<b>261</b>
	<b>B Autospectres du cas non contrôlé basés sur les signaux de pression pariétale <math>p_w(x, z)</math></b> . . . . .	<b>285</b>

---

<b>C Autospectres du cas non contrôlé basés sur les signaux de frottement pariétaux</b> $\tau_w(x, z)$	<b>289</b>
<b>D Autospectres du cas non contrôlé établis avec les signaux des capteurs de pression disposés le long de la ligne <math>\mathcal{L}_{Prms}</math> du maximum statistique de fluctuations de pression</b>	<b>293</b>
<b>E Comparaisons des spectres du cas non contrôlé pour différentes abscisses</b>	<b>297</b>
<b>F Moyennes de phase de l'écoulement contrôlé</b>	<b>303</b>
<b>G Moyennes de phase de l'écoulement en sortie de l'actionneur</b>	<b>329</b>
<b>H Influence de la fréquence réduite et de l'amplitude sur la formation du jet synthétique avec écoulement turbulent transverse.</b>	<b>355</b>
<b>I Effet de fréquence, d'amplitude et de présence d'un écoulement transverse sur les profils de fluctuations de vitesse verticale en sortie de fente.</b>	<b>359</b>
<b>J Strioscopie numérique</b>	<b>363</b>
<b>K Résultats instationnaires</b>	<b>367</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>417</b>





---

# Introduction

## Contexte

La politique européenne recommande aux industriels de l'aéronautique de concevoir des aéronefs capables de proposer une réduction de 50% du bruit perçu, de 50% de la consommation et de 80% des émissions de gaz  $\text{NO}_x$ . Ces objectifs sont ambitieux et constituent un réel challenge puisqu'ils doivent être atteints d'ici 2020.

Les moyens expérimentaux et numériques ont déjà permis aux concepteurs d'aéronefs de proposer des formes qui sont, à l'heure actuelle, très optimisées d'un point de vue aérodynamique. Cependant, en prenant l'exemple du domaine militaire, la prise en compte des contraintes de furtivité au niveau des entrées d'air se traduit généralement par une perte d'efficacité aérodynamique causée par la présence d'un décollement. Aussi, les constructeurs sont amenés à envisager des solutions innovantes basées sur le contrôle des écoulements. Ceci explique que cette discipline ait reçu une attention des plus soutenue de la part des communautés allant de la mécanique des fluides fondamentale à l'industrie aéronautique laquelle a poussé l'évaluation de certains concepts jusqu'aux essais en vol.

La plupart des efforts se sont portés sur le contrôle des décollements lesquels ont généralement des effets délétères sur les performances aérodynamiques. GAD-EL-HAK [71], GAD-EL-HAK et BUSHNELL [72] proposent un classement des moyens de contrôle en fonction de la nécessité d'un apport d'énergie extérieure (contrôle actif) ou non (contrôle passif). Actuellement, les moyens envisagés pour supprimer les décollements se basent sur un contrôle actif et reposent sur le constat qu'une perturbation de l'écoulement localisée en temps et en espace de façon appropriée peut avoir une action à grande échelle sur celui-ci.

On distingue deux types de contrôle actif. Le contrôle actif dit prédéterminé suppose que cette perturbation peut être estimée *a priori* alors que le contrôle avec boucle de rétroaction permet une adaptation en temps réel de la perturbation à l'état de l'écoulement. D'un point de vue plus pratique, ce dernier type de contrôle repose sur trois composants majeurs : les senseurs, les actionneurs et la boucle de rétroaction. En terme d'actionneur, la recherche est dynamique et de nombreux concepts sont évalués. Parmi ceux-ci, le contrôle par oscillations périodiques (par jets pulsés ou synthétiques) est celui qui, pour des raisons de performances, attire le plus l'attention des industriels. La recherche sur les senseurs, plus mature, est comparativement moins active même si les voies d'améliorations sont nombreuses du fait de l'avènement de MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems).

Les présents travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre de la poursuite des travaux de DANDOIS [57] sur le contrôle par jet synthétique du décollement d'une rampe arrondie. DANDOIS [57] montre que ce type de contrôle est efficace mais constate qu'il est nécessaire de concevoir un actionneur capable de découpler les effets de fréquence et d'amplitude de jet afin de poursuivre la compréhension de la physique impliquée dans le mécanisme du contrôle sur ce type de décollement. Bien que la littérature soit riche sur le contrôle des écoulements, il est possible de constater qu'aucune étude paramétrique numérique n'a encore été menée sur l'effet de la fréquence et l'amplitude du



jet synthétique sur le contrôle du décollement de rampe arrondie.

Au niveau des boucles de contrôle de nombreuses idées ont été publiées dans la littérature et appliquées à des configurations académiques sans qu'aucune stratégie ne s'impose.

## Objectifs et démarche

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire s'articulent autour de deux principaux axes. L'objectif du premier axe est d'étudier la réponse d'un décollement à une perturbation périodique, et celui du second axe porte sur le contrôle en boucle fermée de la réponse quasi-statique du système.

### Démarche suivie dans le cadre du premier axe de travail

Le phénomène de décollement se produit dans de nombreuses configurations. Il est par conséquent nécessaire de se pencher sur configuration générique. Le décollement étudié est celui d'une rampe descendante arrondie puisque les travaux s'inscrivent dans le cadre de la poursuite de ceux de DANDOIS [57]. Le forçage est assuré par l'intermédiaire d'un jet synthétique.

La poursuite de la compréhension de la physique impliquée dans le contrôle du décollement nécessite l'emploi d'outils et de méthodes adaptées afin de garantir une restitution de celle-ci conforme à la réalité. Les études numériques sur les décollements de rampe arrondies sont peu nombreuses, notamment lorsque la couche limite en amont du décollement est pleinement turbulente. C'est pourquoi il est choisi d'employer des simulations avancées de type LES, lesquelles ont l'avantage de pouvoir accéder à un forçage à haute fréquence.

DANDOIS et al. [59] concluent sur le fait que la conception de l'actionneur doit être effectuée avec soin afin de pouvoir découpler les effets de l'amplitude et de la fréquence du jet synthétique. Cette conception est soumise à un cahier des charges exigeant par le respect de différents critères de formations de jets synthétique (UTTUKAR et al. [198] et HOLMAN et al. [90] ) et de fréquence de résonance à éviter (GALLAS et al. [74]).

L'interaction entre le jet synthétique et l'écoulement transverse ne peut être négligée, ce que DANDOIS et al. [58] prouvent. La génération de la couche limite turbulente en entrée de domaine de calcul doit être adaptée non seulement au cas contrôlé mais doit proposer une turbulence la plus réaliste possible afin de ne pas adjoindre de fréquences parasites telles que celles que DANDOIS [57] a pu observer avec la méthode de recyclage de la couche limite. L'adjonction de ces fréquences parasites peuvent contrôler l'écoulement de façon passive.

JARRIN et al. [97] proposent une génération d'une couche limite turbulente en entrée basée sur une méthode de génération synthétique de structures. Cette technique s'est déjà montrée efficace dans les applications menées à l'ONERA, notamment par PAMIÈS et al. [155]. L'emploi de la méthode nécessite un réglage délicat qui doit être mené avec soin.

L'emploi d'un jet synthétique est soumis à de nombreux degrés de liberté tels que la fréquence, la vitesse d'éjection du jet, l'orientation de la fente de sortie, etc. Le forçage peut être plus ou moins efficace vis-à-vis d'un critère donné, et sous-entend notamment qu'une fréquence optimale et une amplitude optimale existent pour celui-ci. DANDOIS [57] a pu observer une telle fréquence malgré un actionneur ne pouvant découpler ces deux effets. De nombreuses études, majoritairement expérimentales, constatent qu'il existe effectivement une amplitude et une fréquence optimale vis-à-vis de critère d'optimisation sur le contrôle d'autres configurations d'écoulements. Cependant, aucune d'entre elles porte sur une étude paramétrique de l'effet du forçage sur l'écoulement. Une étude paramétrique menée par simulation LES est donc une opportunité pour identifier les points de fonctionnement optimaux de l'actionneur mais aussi pour analyser finement la physique et tenter de comprendre le mécanisme de contrôle.

## Démarche suivie dans le cadre du second axe de travail

PASTOOR et al. [156] montrent que la stratégie de régulation est intimement liée avec la dynamique des objectifs de contrôle, c'est-à-dire l'échelle temporelle de la mesure et du forçage vis-à-vis de la dynamique de l'écoulement. Quoi qu'il en soit, l'ensemble des chercheurs est en accord sur le fait que le temps de convergence de l'algorithme d'asservissement vers l'objectif est long face à celui de la réaction de l'écoulement. C'est pourquoi les simulations LES ne sont plus adaptées à une application de régulation en raison du coût de calcul prohibitif.

Les simulations URANS bidimensionnelles sont une alternative à la LES. RICHEL [163] souligne dans sa thèse l'importance du choix du modèle de turbulence RANS pour une bonne représentation du décollement. Il en résulte qu'un modèle de turbulence ne se comporte pas de la même façon sous l'effet d'un forçage qu'un autre. Il n'existe actuellement pas d'étude sur le modèle à employer dans le cas du contrôle du décollement de rampe arrondie par jet synthétique. C'est pourquoi l'opportunité doit être saisie afin de choisir un modèle de type RANS se rapprochant le plus fidèlement possible à la LES.

L'analyse des simulations URANS et leurs comparaisons aux calculs LES permettent de définir une grandeur mesurable en temps réel caractéristique de l'effet du forçage. Le principe d'un régulateur est d'exploiter ce signal afin de régler le forçage de façon autonome.

Bien que les simulations URANS soient moins lourdes en termes de puissance de calcul, leur temps de restitution n'est pas compatible avec la synthèse des régulateurs. Un modèle réduit est alors employé en raison de sa vitesse d'exécution. Les modèles dits boîte-noire et non-linéaires offrent un excellent compromis entre précision, vitesse d'exécution et difficulté de leur identification. Bien que ces modèles soient constitués d'équations qui n'ont aucun rapport *a priori* avec la physique à modéliser, leur emploi est courant dans le domaine de l'automatique et celui du contrôle des écoulements.

La synthèse d'un modèle se réalise par le calcul de ses paramètres nommés coefficients de régression. Le vocabulaire de l'automatique nomme cette étape *identification du système*. Ce calcul est réalisé à partir d'une séquence d'entrée de commande et de la réponse associée du système à modéliser. LANDAU [119] montre que cette étape doit être effectuée soigneusement puisqu'elle est conditionne les performances du modèle

De nombreuses idées de régulations ont été publiées dans la littérature et appliquées à des configurations académiques sans qu'aucune stratégie ne s'impose. La plupart sont assez standard tels que les asservissements à actions proportionnelle-dérivée-dérivée. Ces régulateurs linéaires se montrent limités. Il est alors nécessaire de s'orienter vers des stratégies employant des régulateurs compatibles avec l'existence de fortes non-linéarités. Les algorithmes d'optimisation en temps réel se trouvent être une alternative offrant de réelles qualités de robustesse, tel que l'*extremum-seeking* ( voir ARIYUR et KRSTIĆ [4]). Cet algorithme est manifestement adapté au contrôle des écoulement comme le prouve KING et al. [112], BANASZUK et al. [9], BEAUDOIN et al. [12], BECKER et al. [15], PASTOOR et al. [156] ou encore BENARD et al. [16].

La vélocité en matière de temps de convergence de l'extremum seeking standard n'est cependant pas compatible avec une étude numérique. Des améliorations doivent donc être apportées afin d'augmenter la vitesse de convergence, comme le propose HENNING et al. [87].

Le domaine de l'automatique offre de nombreuses alternatives qui n'ont pourtant pas été appliquées telles que les commandes à logique floue (voir DE BARROS et al. [62]). Celles-ci sont flexibles et offrent une robustesse prouvée. Ce critère est essentiel si l'on désire que les stratégies proposées puissent un jour être appliquées industriellement.

## Organisation du mémoire

Le mémoire est composé de sept chapitres. Le premier est dédiée à l'étude bibliographique et à son analyse. Le deuxième chapitre §2 aborde la mise en place de la simulation LES de l'écoulement non contrôlé, la validation de la simulation et l'exploitation des résultats. Le chapitre §3 décrit la démarche, les résultats et la validation de la conception de l'actionneur. Le chapitre §4 présente les résultats de l'étude paramétrique et une première approche de la compréhension de la physique impliquée dans le contrôle du décollement de rampe arrondie par jets synthétiques. Le chapitre §5 est dédié au choix du modèle de turbulence URANS le plus fidèle à la LES pour pouvoir ensuite appliquer les stratégies de régulations. Un modèle boîte-noire non-linéaire de la réponse d'un capteur de pression pariétal en fonction de la fréquence de forçage est identifié au chapitre §6. Enfin, le chapitre §7 est destiné à la conception des algorithmes de régulations et à leurs applications.

---

# État de l'art sur le contrôle des décollements en boucle fermée

## 1.1 Introduction

### 1.1.1 Aperçu historique du contrôle des écoulements

Le contrôle des écoulements constitue un sujet sur lequel la communauté de l'aérodynamique se penche depuis de nombreuses décennies.

La première ère du contrôle débute avant même la notion de couche limite apportée par Prandtl en 1904. En effet, le plus ancien cas de contrôle d'écoulement se trouve dans les aspérités de la balle de golf inventée aux environs de 1880. Il a juste été observé qu'en ajoutant ces aspérités, la balle pouvait parcourir une plus grande distance. La physique impliquée par ces modifications de surface n'était pas encore comprise. Ce sont plusieurs décennies plus tard que l'explication a pu être formulée ; elle se base sur le cas de forçage de la transition laminaire/turbulent ayant pour effet de réduire la traînée.

En 1904, Prandtl apporte la notion de couche limite. Durant les premières années de ce siècle, PRANDTL et TIETJENS [159] utilisent l'aspiration continue pour modifier l'écoulement autour d'un cylindre et recoller le décollement dans un diffuseur. Ils constatent qu'une perturbation localisée peut avoir un grand effet sur l'ensemble de l'écoulement. C'est alors que le contrôle du développement de la couche limite apparaît. Les objectifs du contrôle étaient de retarder la transition, de réduire la traînée ou encore d'augmenter la portance. Jusque dans les années 1980, le mode de contrôle consiste en un forçage stationnaire : aspiration ou soufflage continu, *vortex generator*, etc.

Les années 1910 sont marquées par la première application aéronautique : celle des ailerons qui permettent de contrôler le vol des avions. Durant les années 1920, le contrôle des couches limites est au coeur du sujet. C'est à la fin de cette décennie que Tollmien développe la théorie de la stabilité linéaire des couches limites bien qu'il soit loin de penser que cette théorie sera utilisée dans le contrôle des écoulements.

SCHUBAUER et SKRAMSTAD [169] réalisent involontairement le premier essai du contrôle actif. Il consiste en l'oscillation de rubans visant à tester la validité de la théorie de la stabilité linéaire des couches limites de Tollmien. MCFADDEN et al. [138] utilisent en 1947 des *vortex generators* sur un XB-47 pour corriger le cabrage associé au décollement des extrados d'aile. En 1955, ils appliquent ce même mode d'action pour contrôler le décollement des ailes du F86.

Les années 1960 et 1970 sont marquées par la découverte de la présence de structures organisées dans les écoulements turbulents. Par exemple dans les années 1960, le développement des structures et l'éclatement tourbillonnaire dans les couches limites sont décrits pour la première fois. Le mécanisme de Rossiter impliqué dans la résonance des cavités est également expliqué. Au niveau expérimental, les mesures par fils chauds apparaissent laissant ainsi le champ libre à l'étude de la turbulence. BROWN et ROSHKO [26] publient en 1984 sur les structures cohérentes des couches de

mélanges turbulentes.

A partir des années 1980 de nombreux travaux se penchent sur les questions de stabilité des écoulements. HO et HUERRE [89] publient en 1984 des travaux démontrant que les structures cohérentes dans une couche de mélange peuvent être contrôlée. Il est ensuite reconnu qu'une excitation instationnaire peut être plus efficace qu'un forçage stationnaire.

Les années 1990 quant à elles sont marquées par l'essor des capacités de calcul qui offrent la possibilité de simuler des écoulements de plus en plus complexes. Ceci permet l'investigation et la compréhension de phénomènes qui n'étaient jusqu'alors pas possibles de visualiser expérimentalement. HUERRE et MONKEWITZ [94] apportent pour la première fois en 1990 un rapprochement de la théorie du contrôle avec la théorie de stabilité de la mécanique des fluides afin de dégager une physique du contrôle.

Plus récemment, les limites du contrôle instationnaire prédéterminé se dessinent. Le potentiel applicatif du contrôle où la perturbation s'adapte automatiquement à l'écoulement est soutenu par les industriels. Ce contrôle, qualifié de réactif, ouvre de nouvelles perspectives et nécessite la transversalité des domaines avec les mathématiques appliquées et l'automatique linéaire et non-linéaire. Il est à noter qu'à l'heure actuelle, la compréhension de la physique impliquée dans le contrôle des écoulements est toujours souvent insuffisante pour la majorité des applications.

L'ère du numérique permet de multiplier les explorations menant à la compréhension de la physique du contrôle et de décliner toutes sortes de stratégies de contrôle en boucle fermée. C'est dans le contexte de cette dernière ère de contrôle réactif couplé aux possibilités offertes par les simulations numériques que s'inscrivent les présents travaux de thèse.

### 1.1.2 Contrôle moderne des écoulements

A l'heure actuelle, le contrôle moderne des écoulements ne peut plus être uniquement identifié au contrôle de la couche limite. Il n'existe pas encore de définition générale pour le contrôle moderne des écoulements. Mais il est possible de trouver dans la littérature trois définitions servant de guide :

- Le contrôle des écoulements tente de modifier l'état naturel d'un écoulement vers un état désiré (MACMYNOWSKI et WILLIAMS [135]) ;
- L'utilisation d'une petite perturbation pour modifier le comportement d'un écoulement à plus grande échelle (LORD et al. [130]) ;
- L'art et la manière d'obtenir un niveau de performance d'un système suivant les objectifs fixés en produisant et maintenant des états particuliers intermédiaires d'un écoulement (MC-MICHAEL [139]).

On cherche donc à modifier l'état d'un écoulement. Il y a cependant des limites à imposer au contrôle. En effet, est-il possible de parler de contrôle lorsque le contrôle d'une couche limite devient le contrôle de la circulation pour un forçage à forte amplitude (ATTINELLO [5]) ? Et que penser lorsque le contrôle du sillage d'un cylindre par un actionneur à débit masse nul devient de la poussée (WILLIAMSON et ROSKO [205]) ?

Ces éléments conduisent donc à la nécessité de prendre en compte un coût de contrôle et d'estimer une efficacité par rapport aux gains de performances obtenus envers un objectif fixé.

Un des problèmes majeurs auxquels se heurtent les chercheurs est l'interdépendance des objectifs (voir figure Fig. 1.1) qui contraint à l'adoption de compromis dans une optique de contrôle. L'exemple le plus couramment cité concerne la finesse, c'est-à-dire le rapport portance/trainée, caractéristique des performances aérodynamiques d'un profil pour un écoulement non décollé. En effet, favoriser la transition conduit à l'établissement d'une couche limite turbulente plus résistante au décollement et permet ainsi une amélioration de la portance dans les domaines de vol aux hautes incidences. Elle génère cependant une traînée visqueuse qui peut être un ordre de grandeur supé-

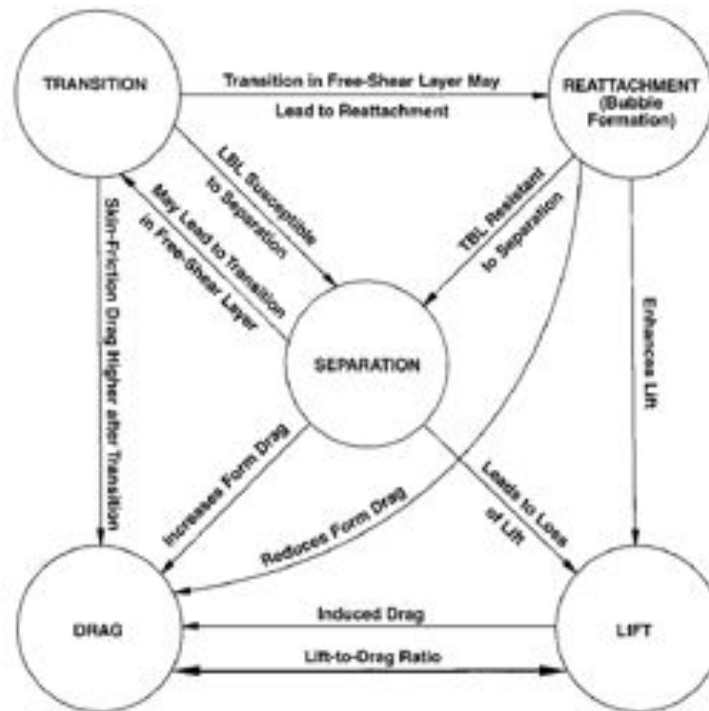


FIGURE 1.1 – Schéma représentant l’interconnexion des objectifs poursuivis en terme de contrôle des écoulements - tiré de GAD-EL-HAK [71].

rieur à celle du cas laminaire. Cet exemple illustre parfaitement le fait que le contrôle ne peut résulter que d’un compromis qui vise à améliorer la caractéristique aérodynamique que l’on juge critique dans le cas étudié tout en limitant, dans des proportions acceptables, la détérioration des autres performances de l’aéronef.

### 1.1.3 Classification des stratégies du contrôle des écoulements

La communauté scientifique classe les stratégies de contrôle suivant la technique employée. L’ensemble de cette communauté est en bon accord avec le schéma proposé sur la figure Fig. 1.2 inspirée de GAD-EL-HAK [71].

La première distinction se fait entre un contrôle dit passif, c’est-à-dire qui ne requiert aucune puissance extérieure et aucune boucle de contrôle, et le contrôle qualifié d’actif nécessitant un apport d’énergie extérieur. Pour le lecteur intéressé, une revue des méthodes de contrôle actif utilisées en mécanique des fluides est présentée par SCOTT COLLIS et al. [171]. Le contrôle actif permet l’adaptation du forçage par l’intermédiaire de l’actionneur.

Si le forçage ne varie pas dans le temps et ne nécessite pas de capteurs pour estimer l’état du système, le contrôle est alors qualifié de *prédéterminé* ou en *boucle-ouverte*. A l’opposé, un algorithme mathématique peut modifier en temps réel le forçage en fonction de la prise de mesures de l’état du système par l’intermédiaire de capteurs. Ce type de contrôle est alors nommé *réactif* ou en *boucle fermée*.

Suivant le rôle des capteurs, la boucle de contrôle peut-être qualifiée de *feedforward* ou de *feedback*. Le principe de la boucle fermée est donc d’adapter en temps réel la perturbation à l’aide d’un algorithme d’asservissement afin de converger vers un objectif. La boucle fermée de type *feedforward* utilise une mesure de l’état du système en dehors de tout contrôle pour adapter le

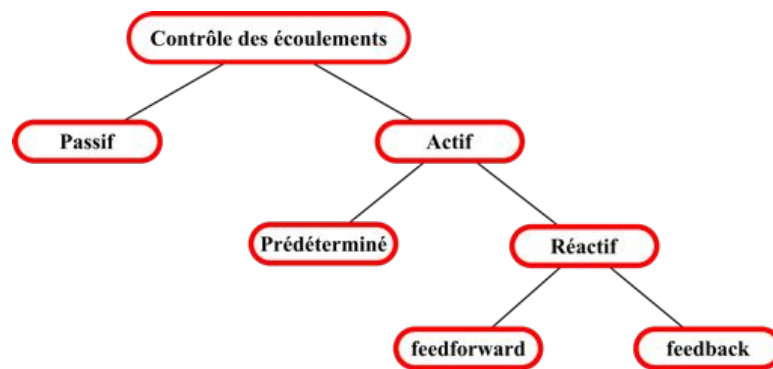


FIGURE 1.2 – Classification des différentes stratégies de contrôle - inspiré de GAD-EL-HAK [71].

forçage tandis que la boucle fermée de type *feedback* mesure directement l'effet du contrôle sur l'écoulement pour pouvoir l'adapter. La première nécessite la connaissance *a priori* de la loi de commande à imposer, tandis que la seconde ne la nécessite pas, c'est son algorithme qui permet de converger vers une loi de commande adaptée. Ainsi, un contrôle en boucle fermée de type *feedforward* assure une action quasi-instantanée tandis que celui de type *feedback* nécessite un délai caractérisé par le temps de convergence de l'algorithme d'asservissement.

Dans le contrôle en boucle fermée, la majorité des efforts se porte sur celui de type *feedback*. En effet, la plupart des algorithmes d'asservissement sont issus du domaine de l'automatique et sont généralement conçus à partir de la mesure de l'effet du contrôle. Les mathématiques du domaine de l'automatique ne permettent pas encore de pouvoir connaître en avance quel sera le contrôle à appliquer pour obtenir un résultat escompté sur la totalité des écoulements en raison des fortes non linéarités contenues dans les équations de Navier-Stokes.

Bien que la classification précédente soit retenue dans cette étude, il est à noter que les avis divergent sur les différentes catégories de contrôle en boucle fermée de type *feedback*. MOIN et BEWLEY [142] en proposent quatre basées sur l'approche de la résolution du problème, rendues populaire par GAD-EL-HAK [71].

La première catégorie concerne *les schémas adaptatifs* pour lesquels une identification du système et la conception du régulateur sont employées sans prendre la dynamique de l'écoulement ou les équations de Navier-Stokes qui gouvernent cette dynamique en compte. Ces schémas utilisent tous des méthodes dites adaptatives au travers desquelles un ingénieur ou une optimisation ajuste les paramètres de l'algorithme de régulation afin de tendre vers l'objectif choisi. Les algorithmes peuvent être basés sur des boucles fermées de type *feedback* suivant la théorie linéaire de l'automatique, les réseaux adaptatifs linéaires ou non-linéaires, ou d'autres techniques standards qui sont développées dans un large panel de disciplines transverses. Ils sont performants pour des configurations simples mais ne permettent pas d'assurer de bons résultats lorsque les données des capteurs sont fortement bruitées ou encore lorsque la dynamique de l'écoulement est trop complexe.

La deuxième catégorie se penche sur *les schémas basés sur des arguments physiques*, où la physique est comprise. Un jugement correct permet à l'ingénieur de concevoir des algorithmes de contrôle performants. Le succès de ces méthodes est encore limité puisqu'il dépend de la compréhension de la physique liée au contrôle.

La troisième catégorie est constituée par *les schémas basés sur la dynamique du système*. Les outils relatifs à la théorie de la dynamique des systèmes ont prouvé leur utilité dans l'analyse et l'interprétation de la dynamique de la turbulence (AUBRY et al. [6]). Les écoulements turbulents sont connus pour avoir des représentations d'état de grandes dimensions même avec un petit nombre

de Reynolds en raison des grands intervalles d'échelles temporelles et spatiales mis en jeu. L'analyse de ces systèmes est encore difficile malgré l'accroissement des puissances de calculs. Cette vision de la boucle fermée est à l'origine des recherches portant sur la réduction d'ordre des systèmes liée au contrôle, par exemple avec l'application de la POD (*Proper Orthogonal Decomposition*).

La dernière catégorie traite du *contrôle optimal* où l'intégralité de l'état de l'écoulement est connu en chaque instant. Cette voie est la plus rigoureuse pour déterminer le contrôle le plus efficace et comprendre la physique impliquée. L'application de la théorie du contrôle optimal est directement liée aux équations gouvernant l'écoulement, c'est-à-dire les équations de Navier-Stokes. Cette approche permet de disposer d'une méthode de contrôle la plus efficace possible. L'idée de base du contrôle optimal réside dans la minimisation d'une fonctionnelle de coût qui représente la physique du problème considéré. La minimisation de cette fonctionnelle est obtenue par le calcul du gradient de celle-ci dans l'espace de contrôle par l'intermédiaire de la formulation adjointe. L'application d'une telle méthode entraîne des coûts de calcul rapidement prohibitifs lorsque le nombre de Reynolds augmente. De nombreuses approximations sont nécessaires et le choix d'un champ de base fait encore l'objet de vives polémiques. Ce sujet est généralement traité par les équipes de recherche orientées vers des activités fondamentales.

D'un autre côté, les équipes de recherches collaborant avec le domaine de l'automatique abordent les boucles fermées de type *feedback* d'un tout autre point de vue, plus pragmatique et plus applicatif. CATTAFESTA et al. [38] proposent une simple subdivision : suivant que le temps caractéristique du contrôle est négligeable ou non face à la dynamique de l'écoulement considéré. Il s'agit de savoir si le calcul d'une nouvelle commande et son application sont plus ou moins rapides que la réponse de l'écoulement. Si l'écoulement répond plus rapidement, le contrôle est qualifié de *dynamique* et dans le cas contraire de *quasi-statique*. L'avantage du dernier cas est de pouvoir se pencher sur des grandeurs statistiques de l'écoulement, ce qui permet de simplifier les algorithmes avec un filtrage de la turbulence par exemple.

PASTOOR et al. [156] proposent une subdivision plus complète et plus applicative de la précédente. Elle repose sur le comportement du système qui peut être soit statique, soit à dynamique linéaire ou non-linéaire. Il en résulte un choix de stratégie et de design des algorithmes de régulation.

Il doit être retenu que les stratégies de contrôle peuvent être hiérarchisées. La classification relative au contrôle réactif en boucle fermée de type *feedback* ou rétroactif, est liée à l'approche de résolution du problème. L'ensemble de ces catégories peuvent encore être subdivisées par les techniques et les stratégies d'asservissement.

## 1.2 Les décollements

Le décollement de la couche limite est un des premiers phénomènes physiques ayant fait l'objet d'une tentative de contrôle. En effet, il peut s'avérer extrêmement pénalisant et conduire à des pertes importantes en termes de performances aérodynamiques des aéronefs. Il se rencontre dans de nombreuses applications telles que les manoeuvres en régime post-décrochage, les interactions choc/couche limite ou encore les variations géométriques brutales. Ce phénomène a donc fait l'objet d'innombrables travaux dont les principaux sont répertoriés par exemple dans la synthèse de GAD-EL-HAK et BUSHNELL [72].

BOURGOIS [22] expose que le phénomène de décollement de couche limite est la conséquence soit d'un gradient de pression adverse, soit d'une singularité géométrique. Le premier type de décollement est qualifié de "bidimensionnels" et "tridimensionnels", et le second de "décollement inertiel".



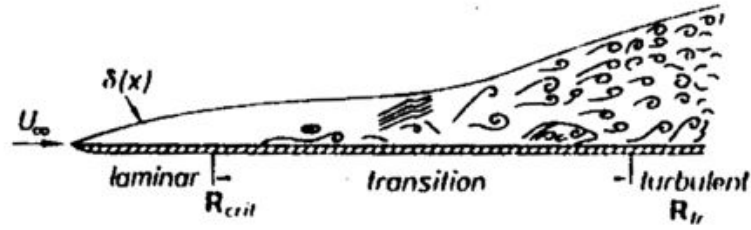


FIGURE 1.3 – Schéma idéalisé des différents régimes d'une couche limite de plaque plane à incidence nulle - tiré de SCHLICHTING [168].

### 1.2.1 Définition et propriétés de la couche limite

La couche limite est la zone de l'écoulement fluide où la vitesse évolue d'une valeur nulle à la paroi (condition d'adhérence) à une valeur de 99% de la vitesse à l'infini. Cette couche limite est importante puisqu'elle peut déterminer le comportement de l'écoulement dans sa globalité.

Soit une plaque plane au sein d'un écoulement uniforme de vitesse  $U_\infty$  et soit le repère ayant pour origine un point de la paroi. Le système d'axes est défini par l'axe des abscisses  $x$  parallèle à la direction de l'écoulement et orienté suivant son sens, l'axe des ordonnées  $y$  normal à la paroi et celui de la direction transverse  $z$  complète le repère de manière orthogonale et directe. Le fluide est supposé incompressible de densité  $\rho$  et de viscosité dynamique  $\mu$  (on notera  $\nu = \mu/\rho$  sa viscosité cinématique). Sa vitesse est donnée suivant les composantes  $x$ ,  $y$  et  $z$  par  $\vec{V} = (u, v, w)$ .

Le nombre de Reynolds local, à une distance  $x$  du bord d'attaque,  $Re_x = U_\infty x/\nu$  mesure le rapport entre les forces d'inertie et celles associées aux contraintes visqueuses.

La couche limite se développe le long de la plaque en s'épaississant. On appelle  $\delta(x)$  l'évolution longitudinale de son épaisseur, définie comme étant la distance de la paroi à laquelle la vitesse vaut 99% de sa valeur maximale. Le schéma sur la figure Fig. 1.3 fournit un aperçu du phénomène d'épaississement.

La contrainte de cisaillement pariétal  $\tau_p(x) = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0}$ , non négligeable en raison de l'importance des gradients de vitesse locaux, évolue également en fonction de la distance au bord d'attaque  $x$ . Une analyse dimensionnelle simple permet d'estimer  $\delta(x)$  et  $\tau_p(x)$ . Le lecteur pourra se reporter à COUSTEIX [54] pour plus de détails. Celui-ci fait notamment intervenir l'hypothèse de bidimensionalité de l'écoulement et celle de la prédominance des variations normales de la vitesse et de la pression par rapport à leurs variations transverses ou longitudinales. La pression est alors indépendante de  $y$ . Ces hypothèses mènent aux équations de couche limite de Prandtl, pour lesquelles Blasius a proposé<sup>1</sup> une résolution analytique en régime stationnaire en excellent accord avec l'expérience de SCHLICHTING [168]. Dans cette solution, la vitesse est parallèle à la paroi et varie uniquement en fonction de la distance à celle-ci. L'écoulement est donc pleinement caractérisé par le profil de vitesse  $U(y)$ . Il s'agit du régime laminaire.

Au delà d'une certaine valeur du nombre de Reynolds local, l'hypothèse de stationnarité n'est plus valable. L'écoulement devient instable et la solution de Blasius n'est plus observée. L'écoulement subit une transition d'un état laminaire vers un état turbulent, caractérisé en moyenne par un profil de vitesse plus aplati, un frottement pariétal plus important et un épaississement plus rapide.

En outre, la turbulence se manifeste par l'apparition de mouvements de fluide tridimensionnels

1. cité dans SCHLICHTING [168], Blasius, H. : Grenzschichten in Flüssigkeiten mit kleiner Reibung. *Z. Math. Phys.* **56**, 1–36 (1908)

et instationnaires, désorganisant en apparence les champs de vitesse et de pression (voir le schéma de la figure Fig. 1.3). La description de ces phénomènes peut alors se faire avec les moyens classiques d'analyse de la turbulence, comme la décomposition en partie moyenne et partie fluctuante, les analyses corrélatives ou spectrales, etc. Une présentation détaillée de ces méthodes peut-être trouvée dans le livre de CHASSAING [40].

Les *épaisseurs intégrales incompressibles* sont des échelles de longueur construites à partir d'une intégrale du profil de vitesse moyenne  $U(y)$ . On utilise habituellement les épaisseurs de déplacement  $\delta_1$  et de quantité de mouvement  $\theta$  :

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \quad (1.1)$$

$$\theta = \int_0^\delta \frac{U}{U_\infty} \left(1 - \frac{U}{U_\infty}\right) dy \quad (1.2)$$

Le produit  $U_\infty \delta_1$  représente la perte de débit due à la présence de la couche limite.  $\delta_1$  est donc la quantité dont il faudrait déplacer la paroi pour que le débit réel dans la couche limite soit le même que celui d'un écoulement fictif de fluide parfait prenant place entre  $z = \delta_1$  et  $z = \delta$ . Le rapport  $H = \delta_1/\theta$  est appelé le *facteur de forme*. Il caractérise la forme du profil de vitesse dans la couche limite. Des nombres de Reynolds peuvent ensuite être construits à partir de ces dimensions, de la vitesse de l'écoulement infiniment loin de la paroi  $U_\infty$  et de la viscosité cinématique du fluide considéré  $\nu$  :

$$Re_\delta = \frac{U_\infty \delta}{\nu} \quad Re_{\delta_1} = \frac{U_\infty \delta_1}{\nu} \quad Re_\theta = \frac{U_\infty \theta}{\nu} \quad (1.3)$$

Enfin, l'état local de la couche limite est caractérisé par son **coefficient de frottement**, qui s'écrit en fonction de la contrainte pariétale  $\tau_p(x)$  comme

$$C_f(x) = \frac{\tau_p(x)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (1.4)$$

### 1.2.2 Couche limite, vorticité et décollement

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, les forces d'inertie prédominent sur celles de viscosité. Il est alors possible de considérer le fluide comme parfait. BOURGOIS [22] montre que dans ce cas, l'écoulement est régi par les équations d'Euler qui ne permettent pas de satisfaire simultanément la condition de vitesse uniforme à l'infini amont et la condition de non-glisserment à la paroi de l'obstacle.

BATCHELOR [11] et LIGHTHILL [127] montrent que la couche limite se comporte comme une source de vorticité qui peut être transmise à l'écoulement par le biais des décollements. L'étude des décollements revient donc à considérer les différentes voies de transmission de la vorticité à l'écoulement du fluide parfait. En effet, avec la considération d'un fluide parfait, le théorème de Kelvin indique qu'il n'existe ni source ni puits de vorticité à l'intérieur du fluide.

Le vecteur vorticité  $\vec{\omega}$  est défini mathématiquement en tout point du fluide par le rotationnel de la vitesse :

$$\vec{\omega} = \begin{pmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{pmatrix} = \text{rot}(\vec{V}) = \vec{\nabla} \wedge \vec{V} = \begin{pmatrix} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

LIGHTHILL [127] apporte un sens plus physique à la vorticité : elle est en tout point du fluide proportionnelle à la quantité de mouvement angulaire d'une particule fluide sphérique infinit si-

male centrée sur le point considéré. Elle est ainsi générée par le changement de direction des axes principaux de la particule fluide.

Soit une particule fluide sphérique centrée sur la paroi. La condition de non-glissement à la paroi empêche tout mouvement de translation et de rotation de la particule. Soumise à un cisaillement, celle-ci va donc subir une déformation la transformant en ellipsoïde en raison de la rotation de ses axes principaux. La définition de Lighthill [127] prouve donc que de la vorticité est générée.

Cette vorticité crée est ensuite transmise à l'intérieur de la couche limite par diffusion visqueuse. L'inertie de l'écoulement extérieur empêche la vorticité de diffuser au delà de la couche limite, mais il est tout de même possible qu'elle la quitte par le biais d'un décollement.

BOURGOIS [22] propose de distinguer deux types de décollement :

- Le décollement provoqué par un gradient de pression adverse ;
- Le décollement inertiel ou provoqué par une singularité géométrique.

Chacun de ces décollements peut être soit laminaire, soit turbulent, suivant l'état de la zone de recirculation ou de la couche de mélange provoquée par le décollement. Le décollement peut être qualifié de *libre* lorsqu'il n'existe pas de point de recollement et de *solide* dans le cas opposé. Des visualisations expérimentales de ces différents types de décollements sont exposées sur la figure Fig. 1.4. Le décollement turbulent provoqué par un gradient de pression adverse est celui qui est rencontré dans le cadre des présents travaux de thèse. Quelques éléments le concernant sont présentés ci-dessous.

### 1.2.3 Origine du phénomène de décollement de la couche limite

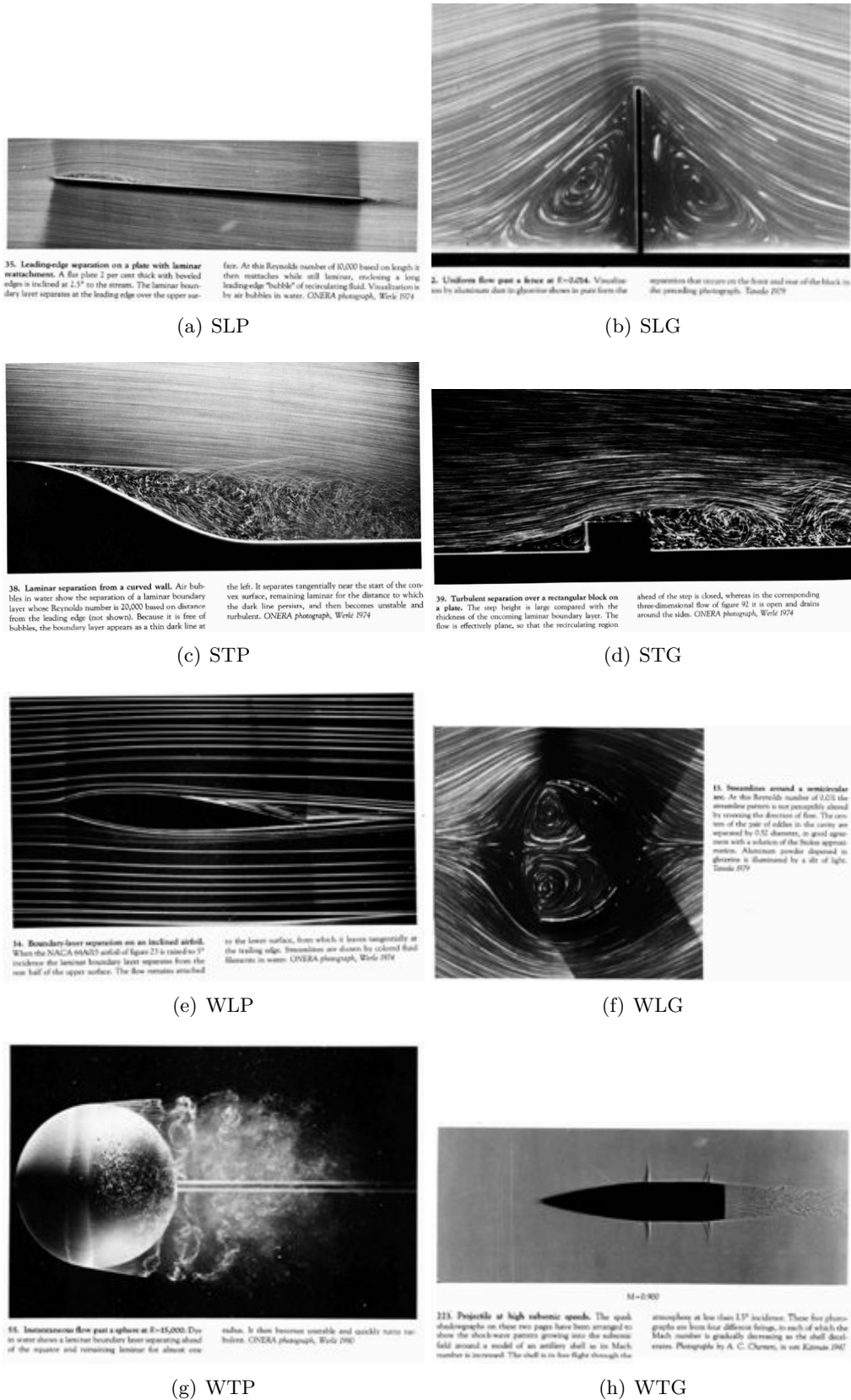
La figure Fig. 1.5 détaille l'évolution d'une couche limite le long d'une paroi courbe. Il est alors possible de caractériser le gradient de vitesse à la paroi par un angle  $\alpha_0$  que fait celui-ci avec la normale à la paroi. Dans un premier temps, le fluide est accéléré car caractérisé par un gradient de vitesse positif.   cela est associé un gradient de pression négatif. La perte de charge, c'est-à-dire la différence de pression entre deux abscisses, joue un rôle de générateur de mouvement fluide au même titre que la différence de potentiel dans une analogie électrique. Lorsque le gradient de pression s'annule puis devient positif, la pression exerce une force opposée au mouvement provoquant ainsi le ralentissement du fluide d'où un gradient de vitesse négatif caractérisé par une diminution de  $\alpha_0$ . Il en résulte un épaississement de la couche limite<sup>2</sup> et une modification du profil des vitesses. L'angle  $\alpha_0$  diminue jusqu'à son annulation.   cet instant le décollement se produit. Une zone de recirculation apparaît pour satisfaire la condition d'adhérence à la paroi.

Afin d'expliquer comment et où se réalise un décollement, TRITTON [196] propose de se placer dans le cas d'un écoulement stationnaire bidimensionnel. Cette hypothèse est suffisante pour illustrer le principe physique général impliqué dans le phénomène de décollement, bien qu'il soit bien plus complexe pour les décollements tridimensionnels et instationnaires. La restriction à l'écoulement bidimensionnel est faite pour simplifier le raisonnement. En effet les équations nécessitent la vorticité, dont une seule composante est non-nulle dans ce cas :  $\omega_z$ . Il est alors possible de développer l'argumentaire en utilisant des grandeurs scalaires.

TRITTON [196] montre que l'équation de la vorticité pour un écoulement incompressible est obtenue à partir de l'application de l'opérateur rotationnel à l'équation de conservation de quantité de mouvement tout en prenant en compte l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{\omega} = \vec{\omega} \cdot \vec{\nabla} \vec{V} + \nu \vec{\Delta} \vec{\omega} \quad (1.6)$$

2. COUSTEIX [54] montre que le facteur de forme augmente



(a) SLP

(b) SLG

(c) STP

(d) STG

(e) WLP

(f) WLG

(g) WTP

(h) WTG

FIGURE 1.4 – Visualisations expérimentales des différents types de décollements (S = solide, W = libre, L = laminaire, T = turbulent, P = gradient de pression, G = singularité géométrique)-images recueillies de VAN DYKE [199].

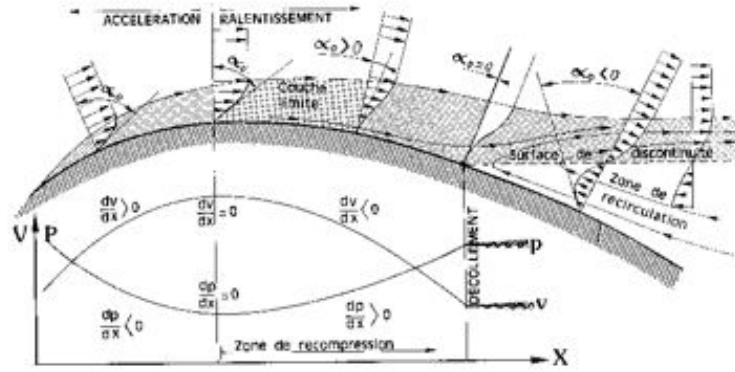


FIGURE 1.5 – Décollement par gradient de pression adverse.

Ainsi avec les précédentes hypothèses d'un écoulement stationnaire bidimensionnel où seule la composante  $\omega_z$  est non nulle, les termes  $\partial \vec{\omega} / \partial t$  et  $\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla} \vec{V}$  sont nuls. L'équation se réduit aux termes d'advection  $\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{\omega}$  et de diffusion visqueuse  $\nu \Delta \vec{\omega}_z$  :

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \omega_z = \nu \Delta \omega_z \quad (1.7)$$

Or par définition,

$$\omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.8)$$

donc,

$$\frac{\partial \omega_z}{\partial y} = \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.9)$$

A la paroi, en  $y = 0$ , les composantes  $u$  et  $v$  sont nulles pour tout  $x$  en raison de la condition d'adhérence. Ainsi  $(\partial v / \partial x)_{y=0} = 0$ .

L'équation de continuité est ici définie par :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1.10)$$

Ce qui implique à la paroi  $(\partial v / \partial y)_{y=0} = 0$  et donc  $(\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y})_{y=0} = 0$ . Par conséquent, TRITTON [196] en déduit à la paroi que,

$$\omega_z = -\frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.11)$$

et,

$$\frac{\partial \omega_z}{\partial y} = -\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.12)$$

La figure Fig. 1.5 montre que le point de décollement apparaît lorsque  $(\frac{\partial u}{\partial y})_{y=0} = 0$ . Cela signifie que la vorticité change de signe. Le décollement implique donc nécessairement l'existence d'une région où la vorticité a un signe opposé de celui associé à l'écoulement dans sa globalité. La compréhension de l'origine du changement de signe de la vorticité permet généralement de savoir quand un décollement peut apparaître.

TRITTON [196] déduit à la surface de la paroi, en  $y = 0$ , l'équation suivante :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial \omega_z}{\partial y} = 0 \quad (1.13)$$

Le gradient de pression le long de la paroi et le gradient de vorticité normal à la paroi sont donc reliés. Il est important de noter que cette dernière équation n'est pas une relation généralisable à tout l'écoulement mais uniquement à la paroi en conséquence de la condition aux limites d'adhérence. D'un autre côté, cette équation est généralisable dans le sens où aucune approximation sur le nombre de Reynolds n'a été introduite.

L'action de la viscosité sur la vorticité est essentiellement celle de la diffusion le long du gradient de vorticité. Le signe du gradient de vorticité à la paroi permet donc de déterminer le signe de la vorticité qui sera introduite dans l'écoulement. L'introduction d'une valeur positive de la composante  $\omega_z$  dans un écoulement à prédominance  $\omega_z$  négative impose donc une zone à la paroi où  $\partial\omega_z/\partial y$  est négatif.

L' quation Eq. 1.13 montre donc qu'il existe une région dans laquelle :

$$\frac{\partial p}{\partial x} > 0 \quad (1.14)$$

L'écoulement en amont du décollement est donc soumis à un gradient de pression adverse. La condition de la présence d'un gradient de pression adverse est nécessaire mais pas suffisante pour créer un décollement.

La question de savoir si le décollement peut exister consiste à déterminer si l'écoulement est à même de développer un gradient de pression adverse, et ensuite de savoir si cette région est suffisamment étendue. La réponse à la première question est souvent, pas toujours, évidente ; tandis que celle à la seconde question ne l'est pas forcément. Ces deux réponses dépendent de l'écoulement considéré et du nombre de Reynolds. En effet, un écoulement turbulent est plus résistant au gradient de pression adverse et décolle plus tard comparé à son équivalent laminaire.

## 1.3 Les actionneurs employés pour le contrôle des écoulements

### 1.3.1 Notions fondamentales sur les actionneurs

Les actionneurs sont des dispositifs dont le but est d'exciter localement l'écoulement afin d'obtenir une modification plus large de l'écoulement. Ainsi, quelque soit le type de contrôle, une méthode de forçage est nécessaire. Il existe de nombreuses manières pour classer les actionneurs aussi bien par type (fluidique, thermique, plasma, etc.) que par schéma fonctionnel (piézoélectrique, électrodynamique, etc.). Quelque soit la classification, plusieurs caractéristiques retenues sont communes pour tous les actionneurs. A l'opposé d'un capteur idéal qui ne doit pas être intrusif, un actionneur idéal doit être par définition intrusif pour produire une perturbation efficace. Il est généralement admis que les caractéristiques les plus importantes dans le design d'un actionneur sont son autorité ou sa longueur de pénétration, c'est-à-dire son aptitude à pouvoir changer l'écoulement. En d'autres termes, la gamme de perturbations pouvant être générées. Plus l'autorité de l'actionneur sera importante, plus l'étendue des possibilités d'actions (fréquences, amplitudes, etc) va être restreinte, et vice-versa.

Ceci montre donc la difficulté pour obtenir un actionneur qui pourrait être qualifié d'idéal. Par exemple, il n'est pas encore possible de créer un actionneur capable de générer un jet synthétique sur un large intervalle de fréquence et sur un large intervalle d'amplitude à la fois. Un actionneur idéal devrait être aussi fiable, robuste, peu onéreux, léger et peu consommateur d'énergie. Concevoir un tel actionneur constitue donc un challenge pour l'application du contrôle des écoulements de manière industrielle.

CATTAFFESTA et SHELPLAK [37] classent les actionneurs impliqués dans le contrôle actif en quatre grandes catégories : les actionneurs *fluidiques* modifiant l'écoulement par mouvement de

celui-ci, les actionneurs à *plasma* basés sur la génération de plasmas, les actionneurs à *combustion* qui génèrent des jets par combustion et les actionneurs de type *sparkjet* générant également un jet sans recours à la combustion.

Ces quatre types d'actionneurs sont décrits succinctement ci-dessous. Il est volontairement choisi de ne pas préciser de références bibliographiques particulières. Le lecteur intéressé par plus de détails sur ces actionneurs est invité à consulter les revues bibliographiques de DANDOIS [57] et de SIMON [182].

### 1.3.2 Actionneurs fluidiques

Les actionneurs de catégorie fluidique sont les actionneurs les plus utilisés et ayant fait preuve de leur efficacité dans la littérature.

Les actionneurs caractérisés par un débit masse nul, communément appelés *jets synthétiques*, ont été employés avec succès dans de nombreuses applications du contrôle actif des écoulements (voir bibliographie de DANDOIS [57]). L'intérêt de ce type d'actionneur est qu'il n'est pas nécessaire d'avoir une source externe de fluide.

Les jets pulsés et jets continus forment deux autres types d'actionneurs qui contrairement aux jets synthétiques nécessitent un apport externe de fluide.

L'atout des jets est qu'ils sont paramétrables sur de nombreux critères tels que la vitesse du jet, la fréquence, l'orientation ou encore la forme donnée à la géométrie de l'orifice. Ces paramètres ont une forte influence sur la physique du contrôle et les performances qui en découlent. Par exemple, un jet continu dont l'orifice de sortie est circulaire et incliné peut former un générateur de vortex fluide.

### 1.3.3 Actionneurs à plasma

Une autre catégorie d'actionneur est constituée par les actionneurs à plasmas. Le principe est de créer un vent ionique à la paroi de l'objet, ce qui a pour effet de modifier localement la vitesse de l'écoulement.

Ces actionneurs sont les plus simples à réaliser, à installer et offrent de nombreuses solutions. Le vent créé par le plasma dépend du signal électrique envoyé et de la configuration des bandes conductrices. Il peut ainsi être créé un jet synthétique à plasma par exemple.

Bien que ces actionneurs présentent de nombreux avantages, ils nécessitent des générateurs de tension électrique encombrant, lesquels ne peuvent à l'heure actuelle pas être embarqués en vol. De plus, les vents générés ne dépassent pas les  $10 \text{ m.s}^{-1}$ , ce qui reste encore trop faible pour une application dans l'aéronautique

### 1.3.4 Actionneurs à combustion

Les jets pulsés et continus ne sont pas pratiques en raison de la nécessité d'un apport de flux extérieur et de la place nécessaire à leur intégration. Une alternative à ces problèmes consiste à créer ce flux par combustion.

### 1.3.5 Actionneurs sparkjets

Les actionneurs de type jet synthétique nécessitent généralement une place importante pour leur intégration : système piston/cylindre ou haut-parleur par exemple. Les actionneurs à combustion ne peuvent générer un tel type de jet. Une alternative consiste à créer une étincelle dans une cavité. L'air se dilatant sous l'effet de la chaleur produite par l'étincelle s'évacue au travers d'un orifice.

Type	Avantages	Inconvénients
Volets	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Design simple permettant une adaptation à la gamme de fréquence d'intérêt</li> <li>- Peut produire des tourbillons longitudinaux et transverses</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Production d'une déflexion maximale et d'une amplitude constante</li> <li>- Sensibles aux charges aérodynamique</li> </ul>
Jets synthétiques	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Ne nécessite pas de source de flux externe</li> <li>- Permet de nombreux types d'actions et de tailles</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Vitesse d'éjection limitée typiquement au domaine subsonique</li> </ul>
Jets pulsés	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Capable d'offrir une haute vitesse d'éjection</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Peut ne pas être utilisable en boucle fermée en raison de longs temps de réponses</li> <li>- Nécessite l'apport d'un flux externe</li> </ul>
Vortex generator fluide (jet continu)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Bonne autorité de contrôle comparables aux vortex generators</li> <li>- Possibilité de l'utiliser de façon pulsée</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Beaucoup de paramètres à ajuster donc optimisation difficile</li> <li>- Nécessite l'apport d'un flux externe</li> </ul>
Plasma	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Facile d'installation</li> <li>- Peut produire des tourbillons longitudinaux et transverses</li> <li>- Pas de partie mobile</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Vitesse de sortie limitée</li> <li>- Nécessite une source haute tension</li> </ul>
Combustion	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Capable de produire de grandes perturbations pour les écoulements à grands nombres de Mach</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Limité actuellement à de faibles fréquences (quelques centaines de Hertz)</li> <li>- Nécessite une combustion</li> </ul>
SparkJet	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Capable de produire de grandes perturbations pour les écoulements à grands nombres de Mach</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Limité actuellement à de faibles fréquences (quelques centaines de Hertz)</li> </ul>

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif des avantages et inconvénients des actionneurs pour le contrôle actif des écoulements - CATTAFESTA et SHELPLAK [37]

Lors du refroidissement de l'air dans la cavité, la dépression a pour effet d'aspirer de nouveau de l'air extérieur. Ce mécanisme permet de créer un jet synthétique. Ce type d'actionneur prometteur n'en est encore qu'à ses prémises. Ce jet est basé sur les échanges thermiques qui nécessitent un certains temps de relaxation, ce qui impacte directement la gamme de fréquences effectives.

### 1.3.6 Avantages et inconvénients des différents actionneurs

CATTAFESTA et SHELPLAK [37] dressent une liste des avantages et inconvénients de ces actionneurs retranscrite sur le tableau Tab. 1.1.

## 1.4 Le contrôle en boucle fermée

Les travaux relatifs au contrôle des écoulements en boucle fermée sont de plus en plus nombreux et portent sur un large panel de configurations d'écoulements. Quelque soit l'étude, applicative ou fondamentale, l'algorithme d'asservissement est toujours relatif à l'objectif de contrôle. Ces objectifs peuvent être séparés en différentes catégories telles que les contrôles du décollement, de l'acoustique ou encore de trajectoire par exemple. A chacun de ces objectifs est souvent associée



une configuration type. Ainsi se dégage-t-il quelques topologies "académiques", ouvrant au monde du contrôle des écoulements.

Le travail le plus important de l'étude bibliographique sur le contrôle des écoulements en boucle fermée a été de réaliser un résumé de chacune de ces publications en vue de leur exploitation. Les résumés prennent la forme de tableaux regroupés par ordre alphabétique du nom du premier auteur dans l'annexe A.

L'adaptation automatique du forçage en temps réel permet d'optimiser le contrôle des écoulements. Les calculs des paramètres du forçage à appliquer sont réalisés par la boucle fermée, c'est-à-dire une boucle de régulation aussi appelée asservissement. L'exploitation des résumés consiste à séparer le système à commander, l'actionneur et les capteurs des techniques mathématiques employées dans le calcul des commandes.

La première partie est donc consacrée à l'exposé du champ applicatif du contrôle en boucle fermée et de la description des études, la deuxième à l'exposé des techniques d'asservissement employées et une dernière à une réflexion sur le contrôle réactif.

### 1.4.1 Champ applicatif du contrôle en boucle fermée et description des études

L'utilisation d'une boucle fermée pour le contrôle des écoulements est présentée dans ce paragraphe par type de configuration.

#### 1.4.1.1 Écoulements de cavité

Les écoulements au-dessus d'une cavité produisent principalement des ondes acoustiques sources de nombreuses problématiques. C'est pourquoi la littérature relative au contrôle des ondes acoustiques d'un écoulement au-dessus d'une cavité est riche. La compréhension de la physique liée à ce type de configuration est avancée, ce qui permet d'aborder le contrôle réactif de façon plus théorique.

Par exemple, le laboratoire de la dynamique et de la turbulence de l'Université d'Etat de l'Ohio aborde ce sujet de façon expérimentale. La configuration d'étude est une cavité peu profonde dont la vitesse de l'écoulement infini est à Mach  $M = 0,3$ . YAN et al. [206] tentent de contrôler le premier mode de Rossiter. La pression dans la cavité est mesurée et un simple modèle physique linéaire est utilisé par les algorithmes de contrôle afin de régler le jet synthétique automatiquement. Puis SAMIMY et al. [166] et YUAN et al. [212] réalisent le contrôle de l'ensemble des modes acoustiques sur le même dispositif expérimental avec le même actionneur. La différence se trouve dans la technique mathématique d'asservissement adoptée. L'asservissement n'utilise plus une fonction de transfert mais un modèle réduit non linéaire mis à jour en temps réel. Cette démarche est continûment améliorée par l'exploration de variante ou la modification du régulateur par DEBIASI et al. [63], CARABALLO et al. [30], KIM et al. [109]. YUAN et al. [212] et partiellement SAMIMY et al. [166] abordent ce problème avec des moyens numériques.

KIM et al. [111] tentent expérimentalement de synchroniser la phase au mode acoustique en adaptant automatiquement les paramètres de forçage à l'aide d'un algorithme d'optimisation en temps réel, ce qui permet d'obtenir une robustesse vis-à-vis du changement de vitesse de l'écoulement infini.

A l'opposé, le Centre de Recherche de la NASA de Langley (KEGERISE et al. [104], CABELL et al. [28]) en collaboration avec l'Université de Floride se penchent aussi sur la diminution de bruit mesuré dans les cavités mais de façon moins théorique avec une vision inspirée du domaine de l'automatique. Le forçage est ici réalisé par des lames piézoélectriques vibrantes dont l'amplitude est adaptée en temps réel. Pour y parvenir, différents modèles boîte-noire linéaires et la mesure sur deux capteurs de pression sont nécessaires.

Le contrôle des écoulements de cavité est sujet à de nombreux autres travaux. Le lecteur intéressé peut se reporter aux revues de CATTAFESTA et al. [38] et de WILLIAMS et ROWLEY [202]. La dernière publication citée montre également que l'Institut de Technologie de l'Illinois et l'Université de Princeton se penche désormais sur le problème (WILLIAMS et ROWLEY [202]) en utilisant des jets pulsés et en tentant une synchronisation de ces jets avec les modes acoustiques.

#### 1.4.1.2 Écoulements autour des cylindres bidimensionnels

Le contrôle du sillage ou du décollement provoqué par un cylindre bidimensionnel constitue une application classique du contrôle réactif. Les nombres de Reynolds généralement associés à ces travaux n'excèdent pas la centaine et permettent l'utilisation de simulations numériques avancées.

Le département de l'Aéronautique de l'U.S. Air Force propose plusieurs publications où le *vortex shedding* est contrôlé. COHEN et al. [47, 49, 50, 52], SIEGEL et al. [179] et SEIDEL et al. [172] abordent le sujet de façon numérique en proposant le contrôle des instabilités absolues de l'allée tourbillonnaire de Von Karman par un déplacement du cylindre perpendiculairement à l'écoulement. Le nombre de Reynolds égal à 100 permet de réaliser des simulations DNS. L'évolution de ces travaux réside dans la conception et l'amélioration de modèles réduits utilisés dans les algorithmes de régulation. SIEGEL et al. [177] ont étudié la problématique de façon expérimentale.

Antérieurement, MIN et CHOI [141] de l'Université Nationale de Séoul abordent le contrôle du sillage numériquement en soufflant ou en aspirant à la surface du cylindre à partir de l'optimisation en temps réel d'une fonctionnelle de coût.

LAUGA et BEWLEY [122] abordent le contrôle d'un tout autre point de vue en se basant directement sur les équations représentatives de l'écoulement et en les exploitant de façon théorique.

LEE et al. [126], de l'Institut de Sciences et Technologies de Corée, contrôlent le vortex shedding par oscillation du cylindre. La mesure du coefficient de portance leur permet d'introduire un déphasage cible de l'oscillation du cylindre par rapport au lâché tourbillonnaire. L'étude est menée numériquement malgré un temps de convergence d'environ 50 s 'physique'.

#### 1.4.1.3 Profils d'ailes

Le contrôle réactif possède un tel potentiel que la majorité des études s'orientent vers le champ applicatif de l'aéronautique avec en particulier le contrôle du décollement des profils d'ailes. De nombreuses équipes de recherche concentrent leurs efforts autour de cette configuration avec chacun un objectif de contrôle différent. Les nombres de Reynolds beaucoup plus importants nécessitent de prendre en compte la turbulence et l'application de stratégies de régulation adaptées.

L'Université de Floride s'orientent vers les techniques visant à supprimer le décollement autour d'un profil NACA-0025 à l'aide de jets synthétiques. TIAN et al. [193] emploient un algorithme visant à minimiser les fluctuations de pression mesurées à la paroi du profil par l'intermédiaire d'un modèle boîte-noire. Sur la même expérimentation et en suivant le même principe, SONG et al. [189] décident d'appliquer une autre technique de calcul de la commande. Ce contrôle réactif permet d'améliorer la finesse d'un facteur 7 pour une incidence à  $12^\circ$  et arrive à recoller l'écoulement jusqu'à une incidence de  $20^\circ$ .

Le décollement d'un volet de profil NACA-4412 hypersustenté est contrôlé par 11 fentes à jets pulsés par l'équipe de l'Université de Technologie de Berlin. BECKER et al. [14] cherchent à minimiser une perte de charge mesurée par deux capteurs situés sur le volet en aval de chaque actionneur. L'indépendance des actionneurs leur permet de réaliser un contrôle distribué, c'est-à-dire l'utilisation de plusieurs actionneurs de lois de commandes indépendantes. La fréquence des jets est fixée à  $St = 0,9$  et l'amplitude est modifiée par modulation et déphasage. Ils montrent par

l'application d'un contrôle distribué que ces algorithmes sont capables d'être appliqués en conditions réelles de vol.

Sur une configuration analogue, GÜNTHER et al. [83] appliquent numériquement un contrôle robuste, au sens de la stabilité, de la portance. Les résultats montrent que la portance peut-être modélisée par une fonction de transfert de premier ou second ordre, ce qui leur permet de régler efficacement les coefficients de l'algorithme de contrôle. L'application d'un algorithme linéaire est rendu possible puisque l'erreur est linéarisée par une pré-compensation exponentielle. Les simulations U-RANS sont effectuées avec un modèle de turbulence  $k - \omega$ .

Les équipes de l'Université de Syracuse se penchent également sur le même profil NACA-4412, mais ont pour objectif la prévention du décollement. GLAUSER et al. [77], AUSSEUR et PINIER [7], AUSSEUR et al. [8] et PINIER et al. [158] ont développé un algorithme employant un modèle réduit mis à jour en temps réel par des mesures de pression. Leur travail consiste surtout à améliorer le modèle et aux techniques relatives à sa mise à jour. L'amplitude est toujours le paramètre modifié, bien que le nombre d'actionneurs et leurs fréquences changent par rapport aux précédentes études.

GROSS et FASEL [81], de l'Université de l'Arizona, maximisent la finesse d'un profil NACA-643-618 avec un soufflage/ aspiration au fond d'une fente normale à la paroi. L'étude est menée numériquement avec une DNS bidimensionnelle. La particularité de cette étude est que l'algorithme de contrôle prend en compte le coût énergétique du forçage par l'intermédiaire d'une fonctionnelle de coût.

CHO et al. [44], de l'Université du Michigan, contrôlent le décollement en ciblant une portance par un asservissement qui nécessite l'identification d'un modèle réduit en temps réel. Le régulateur permet alors de régler l'amplitude de décharge d'un actionneur à plasma.

L'actionneur à plasma est également employé par BENARD et al. [16], du Laboratoire d'Études Aérodynamique de Poitiers, pour maximiser la portance d'un profil NACA-0015 en soufflerie. La tension de l'actionneur est réglée grâce à un algorithme d'optimisation en temps réel de descente par gradient. Bien que la robustesse soit assurée, le temps de convergence est extrêmement long (environ 250 s).

Le profil NACA-4412 est également étudié numériquement par CARLSON et al. [33] (Université de Californie). Huit capteurs de pression pariétale permettent de mettre à jour en temps réel un modèle d'ordre réduit. L'asservissement cherche à réduire, voire éliminer, les oscillations des forces grâce à la modification de la condition de Kutta par un jet réglable en amplitude.

L'Université Nationale d'Ogawara se penche sur la réduction de traînée d'un profil NACA-0012 grâce un jet synthétique créé avec un plasma au bord d'attaque (OGAWARA et al. [150]). Le problème est abordé à la fois numériquement et expérimentalement. L'asservissement vise à mettre en marche le plasma si l'estimation d'une fonctionnelle est positive. Cette fonctionnelle est basée sur la mesure de vitesse dans le sillage du profil.

KUTAY et al. [118] de l'Institut Technologique de Géorgie règlent l'angle d'attaque d'un profil NACA-4415 par un jet synthétique au bord de fuite (modification de la circulation). Les mesures de l'angle d'attaque et de son accélération sont employées comme données d'entrée pour l'asservissement. Une boucle interne commande le couple moteur de cabrage du profil, et une boucle externe, le jet synthétique (modulation d'amplitude). L'originalité de leur algorithme de régulation repose sur l'emploi d'un réseau de neurones qui permet de garantir une robustesse nécessaire lorsque les conditions de vol changent.

WILLIAMS et al. [204] de l'Institut de Technologie de l'Illinois, contrôlent le décollement d'une aile semi-circulaire par micro jets pulsés placés au bord d'attaque. La consigne est de minimiser la traînée. La réponse de la dynamique du coefficient de traînée a été modélisée par un système du 4<sup>ème</sup> puis du 1<sup>er</sup> ordre.

Enfin, ALLAN et al. [3] appliquent une boucle fermée à l'expérimentation de SEIFERT et PACK

[174]. Le décollement d'un demi profil d'aile Glauert Glas II à  $0^\circ$  d'incidence est contrôlé par un jet synthétique dont l'amplitude est réglable. Les fluctuations de pression dans la cavité sont estimées par un modèle linéaire ainsi que la réponse dynamique du système avec un gradient de pression. Une valeur cible de ce gradient fait objet de la consigne de régulation puisqu'il caractérise l'état décollé du système. Un algorithme linéaire classique est utilisé afin de converger la sortie du système vers la consigne (temps de convergence environ égal à 40 s).

#### 1.4.1.4 Marche descendante

Bien que le contrôle du décollement de marche descendante soit largement étudié en boucle ouverte, il est nettement moins étudié avec une boucle fermée.

KING et al. [112] contrôlent la longueur de décollement par un jet synthétique. La position du décollement est identifiée à l'aide de la mesure des fluctuations de pression pariétale filtrées par un filtre de Kalman. Cette mesure sert d'entrée à différents algorithmes de régulation originaux. Les temps de convergence expérimentaux sont de l'ordre de 10 à 15 secondes.

BECKER et al. [13] utilisent cette même configuration avec des nombres de Reynolds modérés, ce qui permet d'obtenir une certaine linéarité dans la réponse de l'écoulement au contrôle. La longueur de décollement est repérée par l'intermédiaire de la position du maximum de fluctuations de pression pariétale. Différentes régulations sont employées numériquement et une étude expérimentale est menée afin de valider ces stratégies. Le contrôle par jet synthétique, dont l'amplitude est réglable, permet de minimiser la longueur de décollement en moins de 3 secondes.

YOSHIOKA et al. [211] ont montré que la promotion du recollement est corrélée avec l'augmentation des contraintes de Reynolds de la couche de mélange. KANG et CHOI [103], de l'Université de Séoul, utilisent cette propriété comme objectif de contrôle. L'augmentation du mélange est contrôlée par un jet synthétique. Ce cahier des charges impose l'utilisation de simulations LES avec un nombre de Reynolds égal à 5100.

BEAUDOIN et al. [12] contrôlent expérimentalement le décollement d'une marche descendante par rotation d'un cylindre dont la vitesse est réglable. L'objectif est de minimiser une fonctionnelle de coût basée sur la traînée et la puissance électrique nécessaire au fonctionnement de l'actionneur. La traînée est mesurée à l'aide d'une balance aérodynamique et sert d'entrée à un algorithme d'optimisation en temps réel de descente par gradient. Le temps de convergence est d'environ 80 s.

#### 1.4.1.5 Rampe droite et arrondie

Les configurations de rampes droites ou arrondies proposent un décollement provoqué par un gradient de pression adverse. Le point de décollement n'est donc a priori pas connu et le recollement se produit sur une plaque plane en aval de la rampe. Le contrôle a ici généralement pour objectif de réduire au maximum la longueur de décollement.

BANASZUK et al. [9] et SUZUKI et al. [192] adoptent un contrôle du décollement d'une rampe droite. Pour cela BANASZUK et al. [9] utilisent un jet synthétique dont la fréquence et la phase sont réglables (modulation du signal de forçage). La différence de pression entre deux points du champ permet d'estimer une fonctionnelle caractérisant les performances du contrôle. La maximisation de la fonctionnelle est assurée par un algorithme d'optimisation en temps réel par descente de gradient. Le temps de convergence obtenu expérimentalement, entre 10 et 50 secondes, dépend de la vitesse de l'écoulement.

SUZUKI et al. [192], du California Institute of Technology adoptent une approche numérique par une simulation DNS bidimensionnelle ( $Re = 4000$  et  $M = 0,4$ ) dont l'objectif est de contrôler le *vortex shedding* par un jet pulsé représenté par des termes sources. La pression pariétale est utilisée

comme mesure du système pour une estimation d'un modèle de vorticité basé sur la circulation et la perte de charge. Le forçage est mis en marche lorsqu'un seuil est dépassé.

KIM [106] a réalisé une thèse au Texas A&M University sur le contrôle d'un décollement de rampe par jet synthétique dont la fréquence peut être réglée. L'objectif est de maximiser la pression d'un capteur pariétal. Les études numérique et expérimentale, lui ont permis d'identifier un modèle boîte-noire non-linéaire polynômial afin de concevoir les boucles de rétroaction. La stratégie de contrôle linéaire est rendue possible en raison d'une étendue effective limitée de la fréquence d'utilisation de l'actionneur et d'un nombre de Reynolds suffisamment petit pour rester en régime laminaire. La non-linéarité est donc approximée linéairement.

Dans un article postérieur, KIM et al. [108] procèdent une nouvelle fois à l'identification d'un modèle réduit boîte-noire non-linéaire polynômial à partir d'une simulation DNS bidimensionnelle. Ce modèle représente la réponse d'un capteur de pression pariétale en fonction de la fréquence de forçage d'un écoulement décollé et contrôlé de rampe arrondie. Un filtre passe-bas permet l'estimation de la pression en moyenne glissante sur ce capteur. La boucle fermée est assurée par un régulateur linéaire dont la consigne est une pression cible.

KING et al. [112] utilisent un profil NACA-4412 puisqu'ils considèrent que la rampe arrondie peut prendre la forme d'un profil d'aile. La pression pariétale est utilisée comme entrée à l'asservissement. Dans la même publication, ils proposent le contrôle par jet synthétique d'un décollement de diffuseur. L'estimation de la longueur de décollement est réalisée grâce à la mesure des fluctuations de pression pariétale.

Les chercheurs de l'université de l'Arizona utilisent une bosse suivant un profil Glauet Glass II pour générer un décollement (ISRAEL et al. [96]). Ce décollement est contrôlé numériquement par jet synthétique dont l'amplitude est réglable. Les algorithmes de régulation nécessitent la connaissance de l'état complet du système (*full-state*) et un modèle linéaire du sixième ordre.

#### 1.4.1.6 Corps en forme de 'D'

Le corps en forme de 'D' présente un décollement semblable à celui retrouvé à l'aval d'un culot.

COHEN et al. [49] utilisent une simulation DNS bidimensionnelle pour identifier un modèle d'ordre réduit. Les coefficients de ce dernier sont ensuite calculés en temps réel par une estimation stochastique linéaire des signaux de pression pariétale de la simulation DNS avec contrôle. Ce modèle est utilisé pour appliquer un asservissement.

HENNING et al. [87], de l'Université Technique de Berlin, contrôlent le décollement grâce à des jets synthétiques réglables en amplitude. L'étude est destinée à l'application d'un algorithme d'optimisation en temps réel de descente par gradient et de ses améliorations : estimation du gradient par modulation, par modèle linéaire du second ordre ou par filtre de Kalman étendu ; puis par ajout d'une amplitude de perturbation adaptative. Ces algorithmes permettent la minimisation de la traînée de culot directement calculée par la mesure de la pression pariétale. Cette étude est l'une des plus avancées en terme d'application et d'adaptation des algorithmes de l'automatique à l'aérodynamique.

PASTOOR et al. [156] utilisent la même expérience avec le même objectif de contrôle en appliquant également la même technique de régulation, puis un algorithme destiné à synchroniser le jet synthétique avec le lâché tourbillonnaire estimé par un filtre de Kalman   tendu. La commande est ici la fréquence du jet et non plus l'amplitude. Ils montrent que le coût énergétique du forçage est inférieur au gain énergétique obtenu, et que l'efficacité du contrôle repose sur une bonne compréhension de la physique du problème.

### 1.4.1.7 Éléments de turbomachines

Un des avantages offert par les asservissements est l'adaptation du forçage en fonction du régime de l'écoulement. Les ingénieurs s'occupant de l'aérodynamique des turbomachines s'orientent donc vers cette solution.

Les ailettes sont des profils sujets aux décollements. Un décollement peut avoir un effet tragique dans les moteurs d'avion. C'est pourquoi, BREHM et al. [23], BRIGHT et al. [24], GROSS et FASEL [81] et NGUYEN et al. [147] cherchent à les contrôler.

BREHM et al. [23] (Université de l'Arizona) contrôlent le décollement d'ailettes de turbine basse pression par jets pulsés dont la fréquence et l'amplitude sont réglables. Les simulations numériques emploient un asservissement qui a pour entrée l'état quasi-statique de la pression pariétale. La même équipe, GROSS et FASEL [81], étudie également les ailettes basses pression en tentant de maximiser la finesse tout en prenant en compte le coût énergétique du forçage.

La NASA étudie le contrôle du décollement sur quatre étages complet d'un compresseur. BRIGHT et al. [24] appliquent expérimentalement un forçage par jet continu dont la vitesse d'éjection est commandée par un asservissement numérique reposant sur deux méthodes de détection du décollement. NGUYEN et al. [147] utilisent sur cette expérimentation un contrôle adaptatif pour minimiser la perte de charge entre les différents étages. Pour cela, un modèle physique basé sur une équation d'Euler unidimensionnelle est requis.

BARLAS et al. [10] de l'Université de Delft montrent que le contrôle en boucle fermée de l'aérodynamique d'une ailette de type DU-96-W-180 peut être mis au service du domaine de la résistance des matériaux. En effet, le profil est adapté par torsion à l'aide de quatre actionneurs piézoélectriques qui permettent de réduire les contraintes à la base de l'ailette. Les jauges de contraintes mécaniques servent de senseurs à l'asservissement.

### 1.4.1.8 Vectorisation de jet

La déviation d'un jet peut être réalisée par l'intermédiaire de jets secondaires. Cette propriété, par exemple, pourrait permettre d'améliorer la maniabilité des avions de combats.

RAPOPORT et al. [160] de l'Université de Tel-Aviv emploient différents régulateurs visant à dévier un jet turbulent par l'intermédiaire d'un jet synthétique réparti sur un quart de la circonférence de sortie. L'amplitude de ce jet synthétique est réglée afin d'obtenir une valeur cible de déviation. Un modèle interne au régulateur est utilisé. Il consiste en une fonction de transfert du second ordre. Le temps de convergence des algorithmes est rapide, expérimentalement inférieur à la seconde.

GU et al. [82], de l'Université de Leicester, poursuivent le même objectif d'un point de vue plus théorique avec un asservissement linéaire avec paramètres variables sur une représentation d'état du système sous forme d'une transformation linéaire fractionnée. Le temps de convergence est ici plus long, de l'ordre de 10 s.

LOU et al. [131] utilisent un asservissement visant à contrôler l'impact d'un jet supersonique sur une plaque plane. Dans leur expérience, la pression et le niveau sonore sont employés afin de mettre à jour un modèle d'ordre réduit. La minimisation de l'énergie du premier mode du modèle réduit constitue l'objectif de régulation pour commander 16 micro-jets disposés en cercle autour de la tuyère.

GALLAIRE et al. [73] tentent de préserver l'état de l'écoulement tourbillonnaire d'un corps solide en rotation le long d'un canal de longueur finie. Cette étude est basée sur des approches numérique et théorique.

### 1.4.1.9 Écoulement de canal

Les écoulements de canaux sont particulièrement bien adaptés à une étude théorique du contrôle. BEWLEY et LIU [19] ont publié une étude majeure sur le contrôle théorique d'un écoulement laminaire de canal plan. L'objectif est de stabiliser des perturbations dans des écoulements stables et instables par l'intermédiaire d'une distribution de vitesse de transpiration pariétale. L'intégralité des variables en chaque point de l'écoulement est utilisée dans différents algorithmes de régulation considérés comme optimaux et robustes.

Un peu plus tard BEWLEY [18] a réalisé le contrôle de l'énergie cinétique turbulente de cet écoulement par simulations DNS. Il est à noter que l'application d'une commande en *full-state*, c'est-à-dire la connaissance de l'intégralité des variables en chaque point de l'écoulement, nécessite une grande capacité de calcul (de  $10^7$  à  $10^9$  variables d'état pour des nombres de Reynolds de 100 à 180).

KRSTIĆ et al. [116] tentent de maximiser le mélange dans un écoulement de canal circulaire tridimensionnel. La mesure de perte de charge permet à l'asservissement de régler une vitesse normale à la paroi de débit masse nul.

CASSEL et SARDESAI [34] contrôlent le décollement provoqué par un gradient de pression adverse dans un canal. La modification des conditions aux limites leur sert de forçage.

Le lecteur intéressé par les canaux d'irrigation peut se reporter à l'état de l'art de MALATERRE [136] où différentes stratégies de contrôle sont exposées.

### 1.4.1.10 Écoulement de plaque plane

HUANG et KIM [92] de l'Université de Californie abordent numériquement le contrôle par modification de la vitesse sur la paroi d'un décollement de plaque plane provoquée par un gradient de pression adverse. La mesure de la pression pariétale vient alimenter l'algorithme de régulation.

Un décollement de plaque plane mise en incidence est traité par JOE et al. [99]. L'objectif est de contrôler le *vortex shedding* par deux jets pulsés, un au bord d'attaque, l'autre au bord de fuite. La consigne du régulateur vise l'obtention d'un cycle forcé limite avec pour objectif une portance moyenne maximale. L'asservissement démodule le signal de portance et le moyenne grâce à un filtre passe-bas puis ajoute un retard de phase. Une remodulation donne le signal de forçage à appliquer avec une phase spécifique.

Également de manière numérique, KUMAR et RAJESH [117] contrôlent l'écoulement supersonique de plaque plane. Un jet commandé par une différence de pression grâce à un régulateur classique permet de contrôler la pression dans la cavité de l'actionneur.

CHEVALIER et al. [42] réduisent l'énergie cinétique turbulente d'une couche limite sur plaque plane. L'état du système est estimé par la mesure du frottement pariétal et de la pression pariétale, ce qui permet au régulateur de spécifier une condition aux limites de soufflage/aspiration à débit masse moyen nul sur une partie de la paroi.

### 1.4.1.11 Autres applications

De nombreuses autres applications du contrôle des écoulements en boucle fermée sont retrouvées dans la littérature. JEON et CHOI [98] utilisent un régulateur afin de réduire les fluctuations des coefficients de traînée et de portance d'une sphère via une simulation numérique. La vitesse radiale le long de la ligne de symétrie du sillage est employée comme entrée de l'algorithme, ce qui permet de régler un soufflage/aspiration (jets synthétiques) en phase et opposition de phase.

SINHA et al. [185] minimisent les fluctuations de pression du mode axisymétrique d'un jet puis maximisent les fluctuations de la somme de la composante axisymétrique et du premier mode

hélicoïdal de la pression du jet. Les fonctionnelles de coût sont optimisées sans calcul de gradient. Les fluctuations sont mesurées par l'intermédiaire de huit prises de pression disposées en cercle dans la soufflerie. Le contrôle est assuré par un plasma en sortie de jet. Le temps de convergence est ici de l'ordre de 2 s.

CAMPHOUSE et MYATT [29], CHO et al. [43], LAUGA et BEWLEY [123] et OR et KELLY [152], OR et al. [153] appliquent théoriquement différentes stratégies originales de contrôle en boucle fermée sur différentes formulations unidimensionnelle ou bidimensionnelle des équations de la mécanique des fluides.

### 1.4.2 Les stratégies de commandes appliquées

La précédente partie décrit les différentes études appliquant une boucle fermée destinée au contrôle des écoulements. Les stratégies sont très diversifiées et dépendent du comportement du système. Cette section a pour objectif de regrouper ces stratégies par catégories de régulateurs. La classification des commandes est encore très discutée à l'heure actuelle, c'est pourquoi celle présentée ci-dessous est relative aux techniques employées dans le domaine de l'aérodynamique et ne suit volontairement pas celle proposée par GAD-EL-HAK [71]. Chaque commande est d'abord succinctement décrite. Son application au contrôle des écoulements est ensuite détaillée. Le lecteur intéressé par plus de détails au niveau de la description des algorithmes est invité à consulter l'ouvrage de CORRIOU [53].

#### 1.4.2.1 Commande linéaire classique

**Description des commandes linéaires classiques** Les commandes linéaires qualifiées de classiques sont les premières commandes apparues avec l'automatique linéaire. Ces commandes sont les plus simples dans leur principe de fonctionnement et sont les plus employées au sein de l'industrie. Le régulateur typique de cette catégorie est le régulateur d'actions proportionnel-intégrateur-dérivateur, nommé PID. Il permet de faire converger le système contrôlé vers une consigne déterminée par l'estimation d'une erreur représentative de l'écart entre l'état actuel du système et la consigne. La commande PID peut-être associée à une synthèse robuste, laquelle prend en compte la stabilité et la sensibilité du système pour garantir des performances optimales.

L'application de telles commandes nécessite un comportement linéaire ou quasi-linéaire de la dynamique de la réponse du système. C'est pourquoi l'application de ces commandes en aérodynamique nécessite soit de formuler de nombreuses hypothèses et approximations, soit de rester dans un régime de comportement assimilé linéaire.

**Commande linéaire classique et contrôle des écoulements** Les commandes d'action PID appliquées sur un modèle sous forme de fonction de transfert du système sont employées par RAPOPORT et al. [160], et YAN et al. [206] les développent avec une synthèse robuste. Sur la dernière application, le système impose un grand retard, c'est-à-dire un long temps entre l'action et la réponse à cette action. Pour cela, les algorithmes adoptés sont une régulation de deux actions proportionnelles en parallèle avec une prise en compte du retard et une régulation de Smith (prise en compte du retard avec un algorithme particulier, voir CORRIOU [53]).

ALLAN et al. [3] appliquent un PID sur une modélisation du système sous forme de représentation d'état créée à partir de deux équations différentielles du second ordre. La première représente la dynamique de l'actionneur et la seconde la réponse de l'écoulement. Ils appliquent ensuite ce régulateur directement sur le système expérimental qui est par nature non-linéaire.

GU et al. [82] utilisent également une représentation d'état du système basée sur des équations, mais appliquent la conception robuste.



GÜNTHER et al. [83] utilisent des fonctions de transferts du premier et second ordre afin de régler les régulateurs I et PI. La non-linéarité du système est précompensée par une linéarisation grâce à une exponentielle.

KIM [106], KIM et al. [108] identifient un modèle boîte noire non-linéaire polynomial, nommé NARMAX, du système avec forçage. Une régulation PI est ensuite employée pour contrôler ce modèle.

JEON et CHOI [98], KUMAR et RAJESH [117] et OR et KELLY [152] utilisent une régulation P, KIM et al. [109] un prédicteur de Smith avec synthèse robuste, WILLIAMS et al. [203] une régulation P avec sélection de phase et BARLAS et al. [10] un compensateur PD.

### 1.4.2.2 Commande adaptative

**Description des commandes adaptatives** La commande adaptative est une commande dans laquelle une identification système est réalisée en temps réel par l'intermédiaire d'une boucle en parallèle de la boucle de rétroaction proprement dite. Cette identification est alors capable de modifier les paramètres de la boucle de rétroaction par l'intermédiaire d'un bloc 'superviseur'. La commande adaptative permet donc de mettre à jour en temps réel les paramètres du régulateur.

Différentes sous-catégories de commandes adaptatives existent, notamment si l'identification implique ou non la présence d'un modèle, ou si les paramètres du régulateur sont modifiés ou non.

La motivation initiale d'une telle commande est de maintenir les performances requises quand la dynamique du comportement entrée/sortie du système à commander varie dans le temps. Les résultats théoriques disponibles sur la convergence, la stabilité et la robustesse des algorithmes de commande adaptative ne permettent pas de garantir cette motivation. En effet, les mises à jour des paramètres du régulateur sont adaptées au modèle identifié et ne sont pas nécessairement satisfaisantes pour le système à commander.

**Commande adaptative avec modèle et contrôle des écoulements** La commande adaptative avec modèle comporte deux boucles. La première est une boucle de rétroaction classique dans laquelle le correcteur peut voir ses paramètres modifiés dans le temps. La seconde boucle a pour rôle d'identifier le système dans l'objectif d'adapter le correcteur qui contrairement à la première boucle ne fonctionne pas en temps réel, mais avec un pas de temps plus long. L'identification consiste à obtenir un modèle mathématique d'un système à partir de mesures.

Le décollement d'un profil NACA-0012 mis en incidence a été expérimentalement contrôlé grâce à une commande adaptative dont le principe est la suppression des fluctuations de pression de l'extrados. Pour cela, TIAN et al. [193] ont employé un algorithme adaptatif de rejet de perturbation avec une identification d'un modèle de la dynamique de l'écoulement.

Le contrôle basé sur un modèle physique de l'équation d'Euler unidimensionnelle, a permis à NGUYEN et al. [147] de contrôler le décollement sur les ailettes d'un stator de turbomachine. Pour cela, un paramètre de perte de charge représentant la dissipation visqueuse associée au décollement est estimé. L'estimation récursive consiste en un algorithme des moindres carrés appliqué à un critère quadratique qui relie l'effet d'injection d'air à la perte de charge. Ainsi, la dérivation de l'équation adjointe du modèle identifié permet de trouver l'optimum local.

KUTAY et al. [118], dans le but d'améliorer la robustesse vis-à-vis du changement des conditions de vol, utilisent un réseau de neurones. L'algorithme de commande est basé sur deux boucles plus classiques de type PID.

Une technique particulière permet de régler automatiquement les paramètres d'un compensateur PID. Cette technique est communément désignée de *self-adaptive*. Après avoir déterminé un modèle linéaire sous forme de fonction de transfert de leur actionneur, KEGERISE et al. [104] ont étudié

l'influence du modèle utilisé pour l'identification. Les modèles linéaires permettent d'obtenir ainsi le réglage du régulateur. Avec un modèle par réseau de neurones, BREHM et al. [23] règlent les paramètres d'un compensateur PD. GROSS et FASEL [81] appliquent également la technique *self-adaptive* pour régler les paramètres de leur régulateur PD.

**Commande adaptative sans modèle et contrôle des écoulements** L'obtention d'un modèle n'est pas forcément aisée lorsque l'écoulement devient plus complexe. Il est tout de même possible d'appliquer une technique de commande adaptative sans connaître le modèle du système. En contrepartie, les performances en termes de temps de convergence et de précision sont fortement dégradées. Cependant en y apportant quelques modifications, il est possible de limiter ces contre-performances.

Les principaux algorithmes de cette classe de commande utilisés en aérodynamique sont l'*extremum seeking* et le *slope seeking* (ARIYUR et KRSTIĆ [4]). Ces commandes sont des commandes d'optimisation en temps réel de descente par gradient. L'identification du système consiste ici en l'estimation du gradient local de la réponse du système à la commande.

L'*extremum-seeking* est un concept assez ancien bien que récemment appliqué. L'algorithme est basé sur l'estimation du gradient de l'état quasi-stationnaire du système par une modulation d'une perturbation ajoutée à la commande. Il est adapté aux systèmes dont la réponse quasi-statique est non-linéaire, d'où son intérêt en aérodynamique. Le danger d'un tel algorithme est de pouvoir tomber dans un extremum local, ce qui peut être évité si l'amplitude de la perturbation est suffisamment grande. Ce régulateur de par sa conception est robuste vis-à-vis des changements de conditions de vol d'où son succès de plus en plus grand. Cependant, si l'algorithme de base n'est pas modifié, les temps de convergence sont trop longs pour une application industrielle. La vitesse de convergence peut être améliorée mais l'ensemble des équipes de recherche tombent sur des problèmes de stabilité de l'algorithme ou de commande polluée par la perturbation.

KING et al. [112] ont employé cet algorithme pour le contrôle d'un décollement de diffuseur, de même que BANASZUK et al. [9] mais avec une perturbation multi-fréquentielle (temps de convergence de 10 à 50 s). Un temps de convergence de 50 s est observé par BEAUDOIN et al. [12].

L'*extremum seeking* et le *slope seeking* ont été testés et comparés expérimentalement par BECKER et al. [14]. PASTOOR et al. [156] ont appliqué le *slope seeking* sur un corps en forme de 'D' et BENARD et al. [16] sur le contrôle de la portance par plasma. Ces derniers observent un temps de convergence supérieur à 250 secondes.

En vu d'améliorer le temps de convergence et la précision du *slope seeking*, HENNING et al. [87] ont modifié l'algorithme sur le principe d'estimation du gradient. Lorsque celui-ci est estimé avec un algorithme utilisant les moindres carrés sur un modèle linéaire du second ordre, le temps de convergence est réduit de 20%. Tandis qu'avec une estimation employant un filtre de Kalman étendu, la réduction est de 66%. Les temps de convergence demeurent longs : de 10 à 80 s suivant l'algorithme et le cas d'étude.

### 1.4.2.3 Commande à modèle interne

**Description des commandes à modèle interne** La commande à modèle interne est une commande dans laquelle un modèle est mis en parallèle au système. L'erreur entre la sortie du système et celle du modèle sert d'entrée au régulateur. Le principal avantage d'une telle commande est qu'il existe des techniques efficaces du calcul du régulateur. Il est facilement compréhensible que cette commande tente d'imposer un comportement au système similaire à celui du modèle. Le modèle prend donc une place importante puisqu'il sert de référence. Une telle commande permet donc de compenser les erreurs de mesure ou encore les perturbations du système à commander. Comme pour la plupart des commandes, l'IMC est particulièrement bien adaptée aux systèmes

linéaires dont le comportement, c'est-à-dire les équations physiques de sa dynamique, est bien connu. Elle est principalement employée dans le domaine de la robotique.

**Commande à modèle interne et contrôle des écoulements** Les applications au contrôle des écoulements emploient généralement des modèles sous forme de simples fonctions de transfert. RAPOPORT et al. [160] en utilisent une du second ordre. BECKER et al. [13] ajoutent à cette fonction de transfert un terme de prise en compte du retard. Les temps de convergence pour l'ensemble de ces études n'excèdent pas 4 secondes.

#### 1.4.2.4 Commande optimale et suboptimale

**Description des commandes optimales et suboptimales** Le contrôle optimal est basé sur la minimisation d'une fonctionnelle de coût qui comprend une mesure du système et le coût du contrôle. L'un peut être avantagé par rapport à l'autre par l'intermédiaire de coefficients pondérateurs. La minimisation de la fonctionnelle est mathématiquement optimale puisque les gradients de la fonctionnelle par rapport à ses variables sont exacts et obtenus de façon rigoureuse. La commande optimale fonctionne uniquement sur des systèmes dont le comportement est linéaire et invariant. Le contrôle optimal classique est généralement nommé LQ(R) pour *Linear Quadratic (Regulator)*.

Le contrôle LQR exige la connaissance totale du vecteur d'état du système, c'est-à-dire l'intégralité des données du systèmes. Pour un calcul CFD cela signifie la connaissance de toutes les variables d'état ( $\rho, \rho u, \rho v, \rho w$  et  $\rho E$ ) en chaque point du maillage. Dans la majorité des applications, seule une connaissance partielle du système est disponible. Le contrôle LQG, pour *Linear Quadratic Gaussian* consiste à trouver, à partir de mesures partielles des sorties du système, un contrôle qui puisse minimiser une fonctionnelle prenant en compte les évolutions stochastiques du système. Ce type de contrôle est également connu sous le nom de contrôle  $\mathcal{H}_2$ . Dans cette commande, l'état du système est reconstruit à partir des mesures par un estimateur d'état.

Il existe le contrôle optimal robuste ou  $\mathcal{H}_\infty$ , qui est très proche du LQG mais qui prend en compte une estimation d'état tout en minimisant les incertitudes qui lui sont liées. Il est particulièrement adapté pour un système linéaire dont les mesures sont bruitées.

L'implantation de la théorie du contrôle optimal dans un code numérique est souvent lourde et les temps de calcul peuvent vite être prohibitifs. Il est possible d'éviter cela en se contentant du calcul de gradients incomplets, ce qui revient à effectuer des hypothèses afin de négliger certains termes. La minimisation de la fonctionnelle est approchée ce qui dans la plupart des applications est acceptable. Une telle commande est qualifiée de contrôle suboptimal.

**Commandes optimales et contrôle des écoulements** L'emploi de ces techniques nécessite une approche numérique capable de rendre compte en chaque point du maillage de la valeur des variables d'état. La puissance de calcul nécessaire peut vite devenir démesurée lorsque le nombre de Reynolds augmente. En raison de ces exigences en termes de puissance de calcul et de la quantité de données à stocker, la commande optimale n'est pas adaptée au contrôle en temps réel. Néanmoins, cette commande a le mérite d'offrir une compréhension de la physique impliquée dans le contrôle. En général, cette commande est appliquée sur des cas où les équations de Navier-Stokes peuvent être simplifiées et linéarisées. De plus, la solution de forçage proposée n'est pas forcément réalisable par les actionneurs actuels. C'est pourquoi seule la mécanique des fluides fondamentale s'oriente vers cette solution.

Le contrôle  $\mathcal{H}_2$  et  $\mathcal{H}_\infty$  sont employés par exemple par BEWLEY et LIU [19]. CAMPHOUSE et MYATT [29] étudient l'influence de la méthode employée pour le calcul du gain introduit par le contrôle optimal  $\mathcal{H}_2$ . CHEVALIER et al. [42], GALLAIRE et al. [73], HUANG et KIM [92], ISRAEL

et al. [96] et KRSTIĆ et al. [116] sont d'autres exemples d'applications du contrôle optimal parmi de nombreuses autres études. En effet, la présente bibliographie s'oriente plus vers le côté applicatif.

Le contrôle suboptimal est par exemple appliqué par MIN et CHOI [141], KANG et CHOI [103] et CASSEL et SARDESAI [34].

#### 1.4.2.5 Commande prédictive

**Description de la commande prédictive** La commande prédictive est une méthode relativement récente, qui n'a connu un réel essor que depuis le milieu des années 1980. Elle est particulièrement intéressante lorsque les systèmes possèdent des retards importants, des réponses inverses et de nombreuses perturbations. Les principaux utilisateurs de cette commande sont les raffineries de pétrole, l'industrie chimique et agro-alimentaire, la métallurgie et l'aérospatiale. Cette commande consiste à prendre en compte à l'instant présent le comportement futur du système, en utilisant explicitement un modèle numérique de celui-ci afin de prédire la sortie dans le futur sur un horizon fini. Il n'existe pas de stratégie unique, mais plutôt tout un ensemble de méthodes de commande prédictive assez similaires. Ces méthodes sont bâties autour de principes communs présentant quelques différences dans l'interprétation des concepts clés.

Une des richesses de ces méthodes provient du fait que, pour une consigne connue ou précalculée (au moins sur un certain horizon), il est possible d'exploiter pleinement les informations de trajectoires prédéfinies situées dans le futur. En effet, le but de la stratégie prédictive est de faire coïncider la sortie du processus avec cette consigne dans le futur, sur un horizon fini.

Pour être utilisée, la commande prédictive doit donc être couplée à une méthode d'identification d'un modèle de procédé. Si l'identification est réalisée en ligne alors la commande appartient à la famille des commandes adaptatives, sinon à une variante de celle des commandes à modèle interne.

**Commandes prédictives et contrôle des écoulements** L'application de la commande prédictive est intéressante pour les systèmes qui possèdent une réponse suffisamment lente afin que le calcul de la future sortie par le modèle ait le temps d'être effectué. Cette commande nécessite une réponse linéaire du système, elle est donc assez mal adaptée pour les écoulements présentant de trop grandes non-linéarités.

KEGERISE et al. [104] emploient cette commande avec des modèles linéaires. SONG et al. [189] réalisent une version mono variable et multi variables pour le rejet de fluctuations. BEWLEY [18] créé un hybride de cette commande avec du contrôle optimal.

#### 1.4.2.6 Commande basée sur l'estimation d'un modèle réduit non-linéaire

**Description de la commande basée sur l'estimation d'un modèle réduit non-linéaire** Les commandes issues de la théorie linéaire sont trop contraignantes pour pouvoir être appliquées sur des cas concrets. Les non-linéarités des écoulements doivent être prisent en compte pour tendre vers les objectifs désirés. Les commandes non-linéaires classiques de l'automatique sont encore trop complexes pour pouvoir être appliquée à l'aérodynamique. En effet, les équations de Navier-Stokes sortent généralement du cadre fixé par la théorie non-linéaire peu complexe de l'automatique, notamment du fait de la nature hyperbolique des équations.

De plus, il est vu que dans certaines commandes, la quantité d'informations nécessaire, relative au système, peut rapidement être élevée. Ainsi, la motivation d'une telle classe de commande est de pouvoir se dégager de la théorie linéaire qui impose ses limites sur les systèmes non-linéaires. Il alors possible de faire du contrôle en temps réel et non plus en temps différé car les puissances de calculs nécessaires sont revues à la baisse.

## 1.5. ANALYSE ET CONCLUSION DES ÉTUDES MENÉES SUR LE CONTRÔLE RÉACTIF

L'idée de pouvoir estimer un modèle non-linéaire d'ordre réduit en temps réel constitue une alternative. En effet, les mesures du système réel servent à mettre à jour le modèle par un estimateur d'état (du modèle) et le régulateur est destiné à contrôler le modèle et non pas le système. La nouvelle commande est appliquée à la fois au système et au modèle. Ce type de commande est donc un hybride de commande adaptative et de commande à modèle interne.

**Commande basée sur l'estimation d'un modèle réduit non-linéaire et contrôle des écoulements** L'emploi de modèles d'ordre réduit constitue une alternative adoptée par de nombreux chercheurs. Elle permet également d'appliquer expérimentalement ce qui n'était possible qu'en simulation numérique. La réduction d'ordre a aussi son importance dans le sens où elle permet de réduire la quantité d'information décrivant l'état complet du système. Ce qui débouche ainsi sur l'application possible du contrôle optimal en temps réel.

Le quasi-totalité des publications portent sur des modèles de type POD-ROM (*Proper Orthogonal Decomposition - Reduced Order Model*). Le mode opératoire reste en général le même : construction d'une base POD (*Proper Orthogonal Decomposition*) avec la méthode des Snapshots, puis projection de Galerkin des équations de Navier-Stokes. Les coefficients de ce modèle sont mis à jour à partir de simples mesures, généralement de pression pariétale, par différentes techniques d'estimations : estimation linéaire stochastique (LSE), estimation linéaire stochastique modifiée (mLSE), estimation quadratique stochastique (QSE), etc. Le lecteur intéressé est invité à consulter la thèse de BERGMANN [17].

Les régulateurs employés sont divers et variés puisque adaptés à l'objectif de contrôle sur le modèle mais leur fonction est en général de minimiser l'amplitude du premier mode POD-ROM. Au cours du temps, les modèles réduits basés sur la POD-ROM se sont améliorés allant jusqu'à inclure des termes supplémentaires propre au contrôle (SIEGEL et al. [180] et COHEN et al. [52]).

Les études sont nombreuses, en effet le lecteur intéressé peut se reporter aux tableaux de l'annexe A se référant aux études de AUSSEUR et PINIER [7], AUSSEUR et al. [8] (PID), CARABALLO et al. [30] (LQR), CARLSON et al. [33] (PI + LQG), COHEN et al. [47], DEBIASI et al. [63] (LQR), GLAUSER et al. [77], LOU et al. [131], PINIER et al. [158] (P), SAMIMY et al. [166] (LQR), SEIDEL et al. [172] (PD) et SIEGEL et al. [177]

### 1.4.2.7 Autres commandes

Rien n'empêche de sortir des chemins classiques et d'explorer des lois de commandes personnalisées. La base de départ est en général un régulateur PID qui est ensuite amélioré, comme JOE et al. [99] le font par exemple afin de mieux s'adapter à la dynamique du système.

Le contrôle peut également ne fonctionner uniquement lorsqu'un seuil est dépassé. Par exemple, SUZUKI et al. [192] mettent en marche l'actionneur seulement si la circulation estimée à partir d'un modèle dépasse un certain seuil. OGAWARA et al. [150] utilisent cette même technique avec une différence de vitesse. Il est parfois nécessaire de s'adapter aux signaux en créant son propre filtre, ce que fait BARLAS et al. [10]. Des algorithmes brevetés peuvent être également utilisés comme par exemple le module *dSpace* de MatLab employé par (BRIGHT et al. [24]).

## 1.5 Analyse et conclusion des études menées sur le contrôle réactif

Le contrôle des décollements en boucle fermée est un sujet très actif en raison de ses nombreuses applications dans la recherche et de son grand potentiel. Les configurations adoptées proposent généralement un contrôle orienté vers l'applicatif tels que le contrôle du décollement autour des profils d'ailes. Les configurations adoptées sont plutôt académiques en raison de la recherche d'une

## 1.5. ANALYSE ET CONCLUSION DES ÉTUDES MENÉES SUR LE CONTRÔLE RÉACTIF

universalité des résultats, malgré la diversité des applications. La bibliographie montre qu'il n'existe pas à l'heure actuelle de contrôle réactif appliqué sur les aéronefs de façon industrielle.

La majorité des études est de nature expérimentale. Les études de nature numérique sont limitées par le temps de convergence des algorithmes de régulation.

Néanmoins les études de nature numérique sont privilégiées dans la recherche fondamentale où l'intégralité de l'état du système doit être connu ou bien lorsque les mesures ne sont pas praticables en soufflerie.

Un expérimentateur peut tester bien plus de configurations de boucles de rétroaction en un temps imparti qu'un numéricien ne le ferait par CFD. D'un autre côté, le numéricien dispose de bien plus de données qui lui sont précieuses : *plus le système sera connu, meilleur sera son contrôle*. Ce qui se traduit par une prépondérance des travaux numériques pour la modélisation des systèmes. Néanmoins, les nombres de Reynolds utilisés en calcul restent relativement faibles. Dans ce cas, la turbulence de la couche limite pleinement développée n'est quasiment jamais simulée.

Les publications montrent le plus souvent l'emploi des jets comme actionneurs. Bien que l'on retrouve d'autres types d'actions tels que le mouvement d'un cylindre perpendiculairement à l'écoulement ou sa rotation, le jet présente de nombreux avantages. En effet, il est possible de le configurer facilement : régler son amplitude pour sélectionner un coefficient de quantité de mouvement choisi, ou encore choisir la fréquence des perturbations et la forme du signal (créneau, sinusoïdal, pulse, ...). Son objectif est donc de fournir de l'énergie dans une quantité donnée à un moment donné. La majorité des jets est de type synthétique, où le débit moyen de masse est nul. Ils permettent de ne pas prélever de flux extérieur et feront l'objet d'industrialisation dans un futur proche.

Au niveau des capteurs, seule la famille des commandes optimales et suboptimales nécessite une information *full state*. Pour les autres commandes, c'est la pression pariétale qui est généralement utilisée pour observer et estimer l'état du système, parfois aussi un fil chaud ou une prise de pression en zone proche paroi. Ce n'est pas seulement à cause des contraintes expérimentales que les capteurs sont sur la paroi ou en proche paroi, mais aussi par souci d'application du contrôle sur des configurations industrielles. En effet, positionner un capteur de pression sur l'extrados d'une aile d'avion est réalisable, alors que mesurer la vitesse et ses fluctuations dans le sillage d'un avion peut être très délicat.

Aux capteurs doivent être ajoutés les estimateurs d'états ou transducteurs qui permettent le traitement des mesures en données directement utilisables par le régulateur. Ils peuvent être par exemple une estimation d'état linéaire stochastique ou un simple filtre passe-bas estimant l'état quasi-stationnaire du système.

Sur une même configuration, il est possible d'aborder le contrôle en boucle-fermé de différentes manières. La quasi-totalité des commandes reposent sur la théorie linéaire de l'automatique. Les chercheurs se penchent généralement sur un domaine de leur écoulement où la réponse du système à la commande est linéaire, voir quasi-linéaire. Il existe cependant des commandes non-linéaires, mais elles ne sont pas encore adaptées, et surtout adoptées par la communauté scientifique du contrôle des écoulements. Néanmoins, les commandes les plus attrayantes sont les commandes adaptatives ne nécessitant pas de modèle du type *extremum-seeking*. Ces commandes sont fiables et faciles à développer. Elles nécessitent que le système soit non-linéaire dans son comportement quasi-statique, et qu'une fonctionnelle relative aux objectifs présente un extremum. Cependant, les temps de convergence sont encore longs et il est nécessaire de travailler sur cet algorithme afin de le rendre plus vélocé.

Les non-linéarités des équations de Navier-Stokes sont trop fortes pour qu'aujourd'hui on puisse créer un modèle non-linéaire inversible. Les commandes les plus performantes sont linéaires, il faut donc procéder à une linéarisation du système par un procédé requérant un modèle inversé du comportement du système. Ce procédé est une solution souvent envisagée dans le domaine de

l'automatique (voir CORRIOU [53]).

Il est important de noter que la modélisation prend une grande place dans les études en boucle fermée. En effet, un modèle permet de concevoir une boucle de rétroaction et même d'intervenir dans celle-ci. Plus un modèle est précis, plus le régulateur offre de meilleures performances. Les modèles sont aussi variés que les commandes. A titre d'exemple, un calcul CFD est une modélisation d'un écoulement et les différences entre une DNS, LES ou un calcul U-RANS sont importantes. Il est compréhensible qu'une fonction de transfert linéaire ne représentera pas aussi bien le système qu'un modèle boîte-noire non-linéaire. Un modèle doit donc être adapté à la physique que l'on veut décrire.

Gardant à l'esprit que le contrôle doit pouvoir agir en temps réel, les stratégies basées sur des solutions numériques des équations de Navier-Stokes ne peuvent encore être appliquées pour une application industrielle même en considérant l'emploi de modèles non-linéaires de type POD-ROM. En effet, la puissance de calcul nécessaire est si importante qu'il n'existe pas, à l'heure actuelle, de calculateurs pouvant être embarqués.

D'après KING et al. [112], seules trois approches semblent prometteuses :

1. Les meilleurs résultats seront obtenus par les contrôleurs non-linéaires qui exploitent les modèles d'ordres réduits décrivant la physique non-linéaire. Par exemple, les projections de Galerkin des équations de Navier-Stokes sur une base POD ou encore les modèles de vorticité. Cependant, ces modèles sont pour l'instant encore limités à des écoulements plutôt simples et nécessitent sur une connaissance détaillée du système ;
2. Une synthèse rapide et peu coûteuse du régulateur employant les méthodes robustes est possible lorsqu'elle est basée sur une identification préalable d'une famille de modèles boîte-noire linéaire ou non-linéaire ;
3. Avec le contrôle adaptatif, les modèles sont identifiés en temps réel, ce qui permet d'adapter le compensateur au préalable. Comme alternative, des méthodes sans modèles comme l'extremum seeking, peuvent être appliquées.

Ces trois approches sont donc mises en oeuvre par les différents chercheurs en plus des travaux sur le contrôle optimal. Il reste de nombreuses autres commandes linéaires ou non du domaine de l'automatique qui ne sont pas encore appliquées, telles que les commandes à logique floue, la commande polynômiale RST très employée dans l'industrie ou encore certaines commandes par réseaux de neurones proposant une grande flexibilité. Ces stratégies possèdent pourtant des caractéristiques compatibles avec le contrôle des écoulements.

# Simulation de l'écoulement non contrôlé

**Objectifs et démarche :** *La simulation numérique de l'écoulement décollé d'une rampe générique permet d'approfondir les connaissances sur la physique de l'écoulement et de pouvoir établir un cahier des charges destiné au contrôle, notamment envers la conception de l'actionneur. Après avoir choisi les géométries de la rampe et de la boîte de calcul associée, un maillage adapté à la LES est créé. Les conditions aux limites sont choisies avec soins, particulièrement la génération en entrée d'une couche limite turbulente. Pour cela, la méthode de génération synthétique de structures est appliquée en raison de ses performances et de ses propriétés intrinsèques. Cette méthode nécessite une phase de réglage qui est explorée en premier lieu. Cette dernière méthode est ensuite employée pour la simulation de l'écoulement décollé. L'exploitation des résultats statistiques et instationnaires permettent alors de valider la simulation et d'apporter certaines connaissances sur la physique de l'écoulement qui seront par la suite susceptible d'être impliquées dans la physique du contrôle.*

## 2.1 Configuration du cas d'étude

L'écoulement décollé étudié dans ces travaux est celui d'une rampe arrondie dont la particularité est de proposer un décollement provoqué par un effet de gradient de pression adverse dû à la courbure de celle-ci. La position de ce décollement est par conséquent *a priori* inconnu, contrairement à un cas où le décollement est imposé par la géométrie, telle une marche descendante classique.

La couche limite amont est choisie turbulente. Il en résulte un décollement pleinement turbulent dont le bulbe de recirculation ne peut être défini qu'au sens statistique tout comme la position du recollement.

Après le recollement, la couche de mélange se transforme en une nouvelle couche limite en raison de la présence d'une plaque plane en aval de la rampe. Le recollement est donc qualifié « solide ».

La couche limite amont est calculée telle qu'en entrée de domaine son épaisseur  $\delta$  soit égale à la moitié de la hauteur  $h$  de la rampe et son épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  soit égale à  $0,05h$ . Ce choix permet de se rapprocher des configurations les plus courantes de la littérature.



### 2.1.1 Géométrie et topologie

La géométrie de rampe est celle utilisée dans les travaux de thèse de Dandois [57]. Sa hauteur  $h$  est définie par l'équation Eq. 2.1 où  $a$  est un paramètre de forme, ici égal à  $7,03 \times 10^{-1}$ .

$$\frac{y}{h} = \frac{\sin\left(\frac{a\pi x}{h}\right) - \frac{a\pi x}{h}}{2\pi} \quad | \quad \frac{x}{h} \in \left[0, \frac{2}{a}\right] \quad (2.1)$$

La hauteur  $h$  du cas étudié est égale à  $20 \text{ mm}$ , ce qui offre une pente maximale de rampe de  $35^\circ$ . Une telle géométrie a été conçue pour être représentative des écoulements décollés rencontrés dans des applications industrielles du type prise d'air. Afin d'éviter les difficultés liées aux simulations d'écoulements internes, il a été choisi de ne pas adjoindre de paroi supérieure puisque dans un tel cas une contre-pression en aval doit être judicieusement choisie pour obtenir un débit adapté, et qu'un actionneur est susceptible de le modifier en fonction de son régime de fonctionnement.

Le dispositif numérique est constitué de la rampe de longueur  $2h/a$  et deux plaques planes. La première se situe en amont de la rampe et dispose d'une longueur égale à  $7h$ . La seconde, située en aval, a une longueur égale à  $(17 - 2/a)h$ . La hauteur de la boîte de calcul en entrée est égale à  $10h$  et la dimension transverse à l'écoulement, la profondeur, est égale à  $4h$ . La figure Fig. 2.1 représente cette boîte de calcul découpée en 12 domaines à des fins de parallélisation du calcul.

Ces dimensions sont sélectionnées suite aux travaux de Dandois [57] lesquels ont montré grâce à des autocorrélations en envergure sur les composantes de la vitesse et de la pression qu'une la largeur de plaque de  $4h$  a. En raison de l'emploi d'une nouvelle méthode de génération de la couche limite turbulente et des performances croissantes des calculateurs, les dimensions des plaques amont et aval ainsi que la hauteur de domaine sont augmentées. Le tableau Tab. 2.1 donne la comparaison des dimensions employées dans les présents travaux et ceux de Dandois [57].

### 2.1.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites permettent d'imposer les conditions aérodynamiques de l'écoulement. Une condition de paroi adiabatique non glissante est appliquée le long de la paroi. Le maillage est scindé en une partie tridimensionnelle au niveau de la paroi et en une partie bidimensionnelle au dessus de celle-ci dans laquelle l'écoulement est potentiel. Ce choix permet d'économiser plus de 5,7 millions de cellules. Il est donc nécessaire d'employer deux conditions aux limites différentes en entrée.

Pour la partie bidimensionnelle, elle consiste en une entrée par profil de vitesse imposée. Celui-ci est obtenu par simulation RANS de la rampe avec une plaque plane amont de longueur adaptée afin obtenir une épaisseur de couche limite  $\delta$  égale à  $0,5h$  en  $x/h$  égal à  $-7$  avec pour conditions à l'infini une pression génératrice de  $20011 \text{ Pa}$  et une température génératrice de  $283 \text{ K}$ . La viscosité cinématique  $\nu$  étant égale à  $7,15 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , il en résulte un nombre de Mach infini égal à  $0,3$ , soit une vitesse de  $101 \text{ m.s}^{-1}$ .

Pour la partie tridimensionnelle, la méthode de génération de tourbillons synthétiques (SEM) permet de générer une couche limite turbulente telle qu'elle possède une épaisseur  $\delta$  égale à  $0,5h$ , soit  $1 \text{ cm}$ , et une épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  égale à  $0,05h$ . Le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement  $Re_\theta$  en entrée de domaine est égal à  $1410$  comme dans la DNS de couche limite turbulente de Spalart [190].

Une extrapolation est utilisée en sortie de domaine précédé d'un déraffinement. Une condition d'entrée/sortie est imposée sur le dessus du domaine de calcul et une condition de périodicité est imposée sur les faces latérales, ce qui impose virtuellement une profondeur de plaque infinie.

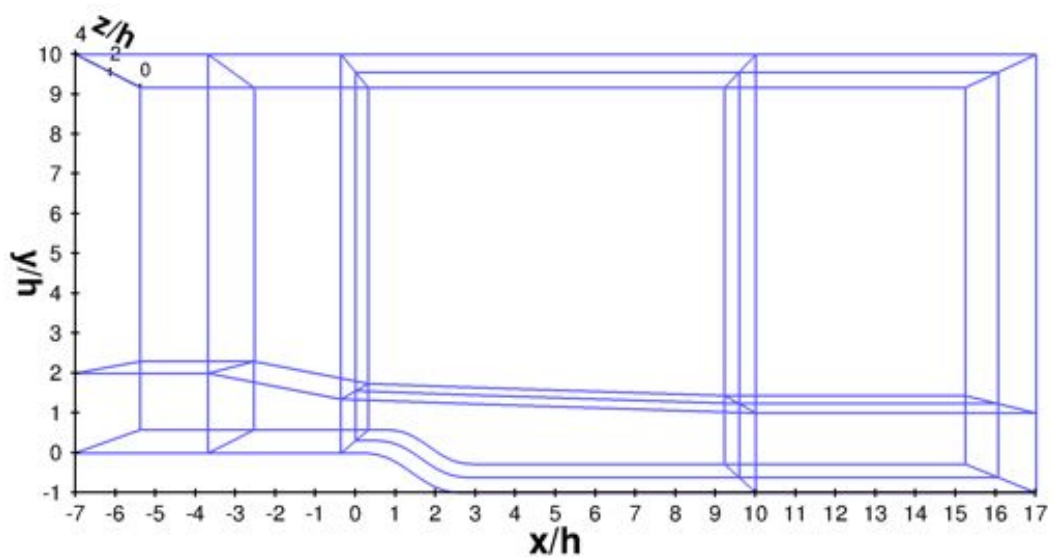


FIGURE 2.1 – Topologie de la rampe.

TABLE 2.1 – Dimensions du domaine de calcul.

Paramètre	Dandois [57]	Présent cas
Hauteur de la rampe	$h$	$h$
Longueur de la rampe	$2h/a$	$2h/a$
Longueur de la plaque plane amont	$5h$	$7h$
Longueur de la plaque plane aval	$(11 - 2/a)h$	$(17 - 2/a)h$
Hauteur du domaine en entrée	$6h$	$10h$
Largeur de la configuration	$4h$	$4h$

### 2.1.3 Maillage

La grille est composée d'un maillage tridimensionnel qui comprend les régions turbulentes et d'un maillage bidimensionnel dans lequel l'écoulement est quasi-potentiel. Le maillage est obtenu suite à un processus itératif consistant à calculer le frottement en entrée afin d'estimer la valeur de l'unité de paroi, à évaluer la position du décollement pour raffiner le maillage afin d'intégrer un actionneur<sup>1</sup>, et à analyser la couche de mélange pour obtenir une densité de maillage optimale. Un effort particulier a été porté pour générer un maillage rectangulaire dans les zones de proches parois et à respecter un gradient de dilatation inférieur à 10% dans l'ensemble du maillage et de 4% au niveau du décollement.

Les résolutions du maillage sont celles couramment employées dans les calcul LES, à savoir  $\Delta x^+ = 50$ ,  $\Delta y_{min}^+ = 0,5$  et  $\Delta z^+ = 18$ .

Le maillage de la rampe sans l'actionneur est donc constitué de  $516 \times 85 \times 268 = 11,75 \times 10^6$  cellules pour la zone 3D et de  $516 \times 42 \times 2 = 43344$  cellules pour la zone 2D. La figure Fig. 2.2 donne un aperçu de ce maillage.

### 2.1.4 Méthodes numérique

Le schéma spatial est celui proposé par Mary & Sagaut [137]. Il est basé sur le schéma AUSM+(P) développé par Edwards & Liou [68] dont la dissipation est proportionnelle à la vitesse locale du fluide et par conséquent il adapté aux simulations à faibles nombres de Mach. Le pas de temps est égal à  $0,5 \mu s$  soit  $0,00274h/\bar{u}_\infty$  avec  $\bar{u}_\infty = 109.6 m.s^{-1}$ . Les calculs sont parallélisés sur deux processeurs de NEC-SX8. La simulation d'une traversée de domaine équivaut à 106 heures de calculs. Les statistiques sur le cas non contrôlé sont collectées sur un temps correspondant à 23 traversées de domaine.

## 2.2 Génération de la couche limite turbulente d'entrée par SEM

Le décollement de la couche limite de la rampe est provoqué par un gradient de pression adverse imposé par la courbure de la rampe. Il en résulte que la prédiction de la position du point de décollement n'est pas fixée contrairement à une marche où elle est imposée par la géométrie. La position du point de décollement de la couche limite dépend de la géométrie de la rampe, des conditions à l'infini et des propriétés de la couche limite tels que le régime laminaire ou turbulent ou encore son épaisseur. Les performances du contrôle d'un décollement par oscillations périodiques sont aussi implicitement dépendantes de l'état de la couche limite amont. C'est pourquoi un soin particulier doit être apporté à son calcul.

### 2.2.1 Objectifs

Une couche limite turbulente est généralement obtenue par le calcul d'un écoulement sur une plaque plane avec une simple condition aux limites d'entrée/sortie. La longueur de la plaque est dimensionnée de manière à ce que pour une abscisse donnée, la couche limite atteint des propriétés fixées telles que l'épaisseur de la couche limite ou encore la valeur du frottement pariétal. L'hypothèse qu'une couche limite croît de 1 centimètre tous les mètres, montre qu'il faudrait effectuer un calcul avec un maillage LES comprenant 1 m de plaque plane en amont de la rampe pour obtenir une couche limite d'épaisseur  $0,5\delta$ . Il n'est donc pas envisageable d'inclure dans le maillage de la rampe une telle plaque pour une raison de coût de calcul.

---

1. Les dimensions de l'actionneur sont calculés dans le chapitre 3

L'alternative au calcul du développement de la couche limite turbulente est l'utilisation d'une condition aux limites qui puisse la générer. La totalité des méthodes utilisées dans la littérature se basent sur la décomposition de la couche limite en partie moyenne et fluctuante. Le problème se réduit par conséquent à la génération de fluctuations turbulentes de moyenne nulle. La superposition d'un profil moyen et de ces fluctuations permet alors d'imposer le bon comportement moyen en entrée. Il existe deux principales méthodes : celle par recyclage et celle par turbulence synthétique (*Synthetic Eddy Method*).

La méthode par recyclage a déjà été employée par Dandois *et al.*[57, 59] pour le contrôle du décollement sur une configuration identique. L'utilisation de cette technique nécessite un champ d'initialisation obtenu préalablement par un calcul LES d'une plaque plane. La couche limite générée présente des périodicités traduites par l'existence de fréquences parasites inhérentes à la méthode. Les présents travaux de thèse portent pour une partie sur l'effet de la fréquence d'excitation de l'écoulement par l'intermédiaire d'un jet synthétique. Il convient d'éviter l'utilisation de la méthode de recyclage qui introduit une fréquence parasite, donc un contrôle passif.

La seconde méthode consiste à générer synthétiquement des tourbillons par SEM. Différents travaux à l'ONERA ont déjà employé avec succès une extension de la SEM développée par Pamiès *et al.*[155]. Cette méthode permet de s'affranchir des problèmes de fréquence parasite et d'initialisation. C'est pourquoi cette méthode est privilégiée dans la suite des travaux. Les paragraphes suivants ont pour objectifs de présenter l'étude et les résultats permettant de régler cette conditions aux limites afin d'obtenir une couche limite satisfaisant des propriétés cibles. Pour y parvenir, une étude paramétrique de la condition aux limites sur une plaque plane dont la discrétisation spatiale verticale en entrée est identique au maillage de la rampe est réalisée.

## 2.2.2 Réglage de la condition aux limites SEM

### 2.2.2.1 Calcul du profil moyen

La condition aux limite SEM nécessite un profil de couche limite moyen comme référence. Ce profil est calculé via une simulation RANS de la rampe avec en amont une plaque plane de longueur réglable. La modification de la longueur de la plaque permet de calculer un profil avec des caractéristiques cibles. La présence de la rampe permet de prendre en compte l'effet du gradient de pression sur la couche limite. La longueur de rampe est donc adaptée de façon à ce qu'en  $x/h$  égal à  $-7$ , l'épaisseur  $\delta$  de la couche limite soit égale à  $0,5h$ , soit  $1\text{ cm}$ .

Les simulations RANS sont effectuées sur un maillage bidimensionnel d'une résolution identique à celle de la LES avec le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras. La condition en entrée à pour pression génératrice  $20011\text{ Pa}$ , pour température génératrice  $283\text{ K}$ . La viscosité cinématique  $\nu$  est égale à  $7,15 \times 10^{-5}\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$  et le nombre de Mach égal à  $0,3$ , soit une vitesse de  $101\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

L'interpolation des résultats portant sur deux calculs avec des longueurs de plaque différentes permettent de trouver une longueur de plaque adaptée aux spécifications. La longueur de plaque déduite est égale à  $29,71h$ . La rampe avec une plaque amont de cette longueur est simulée afin de valider la méthode et extraire le profil moyen de couche limite, ce qui est illustré sur la figure Fig. 2.3. Il est ainsi vérifié *a posteriori* que la longueur  $29,71h$  permet d'obtenir un profil de couche limite dont l'épaisseur est égal à  $0,5h$  même sous l'influence de l'écoulement décollé de la rampe.

### 2.2.2.2 Étude paramétrique des modes SEM pour le réglage des fluctuations

La génération de tourbillons synthétiques nécessite le réglage de nombreux paramètres relatifs à la superposition de fluctuations au profil moyen. L'entrée est décomposée en différents

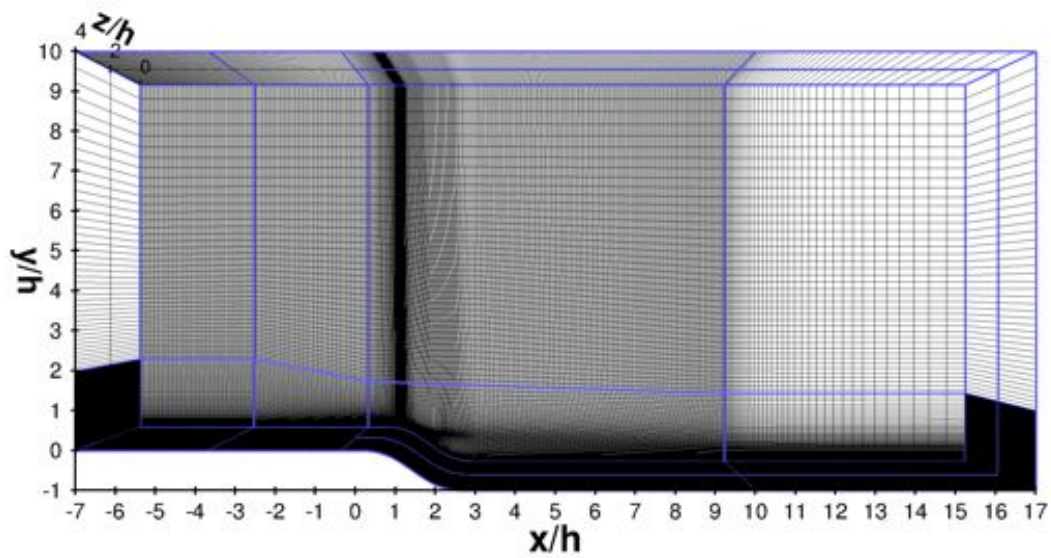
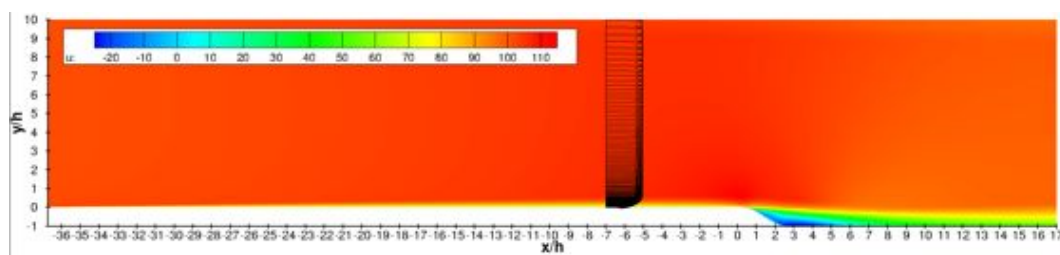


FIGURE 2.2 – Maillage de la rampe.

FIGURE 2.3 – Obtention du profil moyen par simulation RANS de la rampe avec plaque amont de longueur égale à  $29,71h$  pour la condition aux limites d'entrée.

« modes » correspondant à différents types de structures de la couche limite, lesquels sont contrôlés par différents paramètres. A chaque mode correspond une altitude haute et une altitude basse exprimée en unité de paroi. Les structures sont dimensionnées par trois tailles (normale, longitudinale et transverse) et sont générées aléatoirement dans la boîte de calcul en respectant des contraintes statistiques (fonction de forme et écart type gaussien) avec une vitesse de convection fixée. Il est concevable qu'une telle condition aux limites nécessite un domaine spatial d'établissement, ne serait-ce que pour assurer le raccord des différents modes.

Le réglage des différents paramètres de la SEM s'effectue par des calculs d'un écoulement sur plaque plane. Les paramètres numériques telles que le choix des schémas sont gardés identiques à ceux de la rampe décollé. Le maillage de la plaque est créé de façon à ce que la discrétisation spatiale verticale soit la même que celle en entrée de la rampe. Ce maillage respecte également les mêmes résolutions, à savoir  $\Delta x^+ = 50$ ,  $\Delta y_{min}^+ = 0,5$  et  $\Delta z^+ = 18$ . La longueur de plaque est de  $6,9h$  et le maillage est composé de  $117 \times 85 \times 83 = 0,82 \times 10^6$  cellules. Il est représenté sur la figure Fig. 2.4.

Les objectifs de réglages sont de s'approcher au maximum des valeurs de fluctuations de référence issus d'une DNS effectuée par Spalart [190] tout en respectant une épaisseur de couche limite  $\delta$  égale à  $0,5h$  et une épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  égale à  $0,05h$ . La réalisation de ces objectifs peut s'effectuer grâce un algorithme d'optimisation. L'hypothèse de départ choisie est de se limiter à une décomposition de la couche limite en quatre régions avec des tailles de structures typiques retrouvées dans la littérature et utilisées au sein de l'ONERA. Le tableau Tab. 2.2 récapitule les dimensions des structures en unité de paroi fixées pour chacun des modes et de leurs positions.

Les raccords entre modes sont assurés par la tailles des structures tourbillonnaires générées et une distance d'établissement. Les modes permettent de représenter les différentes zones d'une couche limite : sous-couche visqueuse (généralement non représentée en SEM), zone tampon, zone de recouvrement et région de sillage. Le premier mode permet de générer des structures longitudinales couramment rencontrées en proche paroi. Le second et troisième mode proposent des structures de transition vers celles du quatrième mode typique des têtes des « hairpins ». La figure Fig. 2.5 présente un schéma à l'échelle dans le plan  $(x^+, y^+)$  de la répartition des modes et de leur recouvrement, ainsi que des dimensions des structures tourbillonnaires générées.

Ainsi, les seuls paramètres à régler concernent les statistiques de génération des tourbillons. Le premier est le type de la fonction de forme pour la répartition spatio-temporelle des tourbillons et le second est l'écart type gaussien régissant l'énergie introduite, c'est-à-dire sur l'intensité des structures générées.

Les 8 paramètres sont évalués par l'intermédiaire de 24 calculs. Les résultats sont comparés avec ceux de la DNS de référence de Spalart [190]. Pour chacun des calculs, l'évolution de l'épaisseur de couche limite en fonction de l'abscisse permet de définir dans un premier temps l'abscisse correspondant à l'objectif, c'est à dire la position où  $\delta = 0,5h$ . A partir de cette position, l'épaisseur de quantité de mouvement, le nombre de Reynolds  $Re_\theta$  relatif à cette grandeur, le facteur de forme  $H$  et le frottement pariétal sont calculés afin de vérifier la comparabilité des résultats avec ceux de référence. Cette abscisse permet également d'estimer la longueur d'établissement de la couche limite turbulente générée par la condition SEM. Les profils sont ensuite comparés avec ceux de référence. A chaque simulation, les paramètres sont ajustés pour se rapprocher de la référence.

Seuls les résultats issus de la meilleure sélection de paramètres est ici présentée afin de montrer les performances de la SEM mais aussi ses limites.

Le champ de vitesse longitudinal adimensionné par la vitesse infinie  $\bar{u}_\infty$ , égale à  $107,0 \text{ m.s}^{-1}$ , est représenté sur la figure Fig. 2.6. Ce champ 2D est obtenu par moyenne spatiale transverse et

---

2. La vitesse  $\bar{u}_\infty$  est mesurée au point de coordonnées  $[I = 1 + 1 \quad J = J_{max} - 1]$

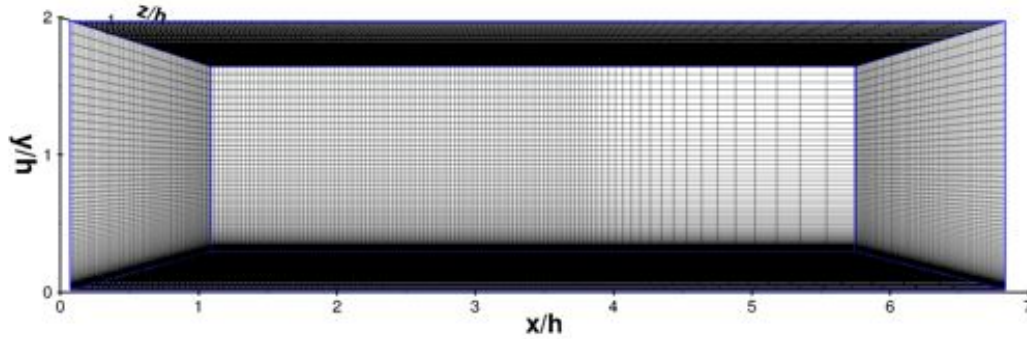


FIGURE 2.4 – Maillage de la plaque plane relative au calculs des paramètres de la SEM.

Mode 1	Altitude mode basse	20
	Altitude mode haute	40
	Taille structure normale	20
	Taille structure longitudinale	100
	Taille structure transverse	30
Mode 2	Altitude mode basse	80
	Altitude mode haute	120
	Taille structure normale	40
	Taille structure longitudinale	80
	Taille structure transverse	40
Mode 3	Altitude mode basse	200
	Altitude mode haute	280
	Taille structure normale	80
	Taille structure longitudinale	80
	Taille structure transverse	80
Mode 4	Altitude mode basse	425
	Altitude mode haute	570
	Taille structure normale	145
	Taille structure longitudinale	145
	Taille structure transverse	145

TABLE 2.2 – Tailles des structures et positions des modes exprimées en unité de paroi.

temporelle. L'épaisseur de couche limite, définie par l'obtention d'une valeur de 99% de la vitesse infinie locale, est tracée en pointillés blancs. Les profils de vitesses aux abscisses  $x/h \in \{0, 1, 2, 3, 4\}$  sont quant à eux adimensionnés par  $2\bar{u}_\infty$ .

L'épaisseur de couche limite telle que  $\delta = 0,5h$  est atteinte pour une abscisse  $x/h$  approximativement égale à 4, soit  $8\delta$ . Ce résultat est représentatif de la distance spatiale d'établissement de la SEM. En ce point, l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta$  est égale à  $0,0011^{\pm 0,0001}$  soit  $0,055^{\pm 0,005}h$ , ce qui correspond à l'objectif visé  $\theta_{ref} = 0,05h$ . Le nombre de Reynolds  $Re_\theta$  basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement associé est défini par :

$$Re_\theta = \frac{\rho\theta\bar{u}_\infty}{\mu} = \frac{0,2445^{\pm 0,0002}0,0011^{\pm 0,0001}107,0^{\pm 0,2}}{1,754^{\pm 0,001} \times 10^{-5}} = 1640^{\pm 154} \quad (2.2)$$

Le nombre Reynolds  $Re_\theta$  est ici égal  $1640^{\pm 154}$ . Il est supérieur à celui de Spalart [190], égal à 1410. L'incertitude sur chacun des paramètres a été prise en compte pour montrer sa grande influence sur l'évolution de  $Re_\theta$ . L'épaisseur de déplacement  $\delta^*$  est égale à  $1,58 \times 10^{-3} mm$ . Le facteur de forme  $H$  est donc égal à  $\delta^*/\theta = 1.44$  correspondant à une valeur classique. Pour  $Re_\theta$  égal à 1640, Spalart [190] obtient par extrapolation un facteur de forme  $H$  égal à 1.42 et pour  $Re_\theta$  égal à 1410, il obtient  $H \approx 1,43$ .

Soit le coefficient de frottement pariétal local défini par :

$$C_f(x) = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}_\infty^2} \quad (2.3)$$

Le calcul de référence a pour coefficient de frottement pariétal local au point considéré une valeur de  $3,9 \times 10^{-3}$ . La valeur obtenue avec les présents paramètres de SEM est de  $3,3 \times 10^{-3}$ . Cette valeur bien que sous-estimée, est une des plus hautes obtenue parmi les 24 simulations destinées aux réglages de la SEM.

Afin de vérifier la structure de la couche limite, les profils de vitesse et de fluctuations sont comparés à ceux du calcul de référence. La vitesse longitudinale exprimée en unité de paroi en fonction de  $y^+$  pour différentes abscisses est représentée sur la figure Fig. 2.7. Les profils convergent à partir de  $x/h$  égal 3,9. Le profil de référence et celui obtenu par la SEM en  $x/h$  égal à 4 se superposent dans la zone relative à la loi linéaire, c'est-à-dire pour  $y^+ < 6$ . Pour des ordonnées supérieures les profils ne se superposent plus. Le profil obtenu par SEM est une translation de celui de référence. Le profil n'en demeure pas moins cohérent vis-à-vis des résultats classiques sur les couches limites. En particulier, la région de loi logarithmique possède une même pente mais l'ordonnée à l'origine est surestimée. Ceci se traduit par un décalage de la valeur  $u^+$  pour les ordonnées  $y^+$  supérieures à 700. Le décalage provient en partie de l'adimensionnement dans lequel intervient la valeur du frottement pariétal à l'abscisse considérée. Le paragraphe précédent a montré que la valeur de ce frottement diffère entre les deux cas.

La comparaison des profils des grandeurs fluctuantes en fonction de  $y^+$  entre la simulation de réglage de la SEM et la simulation de référence de Spalart [190] est représentée sur la figure Fig. 2.2.2.2.

Les figures Fig. 2.8(a), 2.8(b), 2.8(c) et 2.8(d) montrent que les résultats convergent après un parcours d'une distance de  $x/h = 3,9$ . La distance d'établissement de la SEM peut être ainsi estimée à environ  $4h$ . Les profils en  $x/h$  égal à 4 sont cohérents avec ceux de référence pour les ordonnées correspondants aux modes SEM 3 et 4 en entrée. Malgré les écarts observés sur la figure Fig. 2.2.2.2, les modes 3 et 4 sont parfaitement réglés. En effet, les seuls paramètres SEM à régler sont relatifs aux statistiques, c'est-à-dire la densité et les intensités des structures, ont directement une influence sur les grandeurs fluctuantes. Les plus grands écarts sont observés dans la zone correspondant au premier mode. Ils ont pour origine des ordonnées encore plus faibles qui correspondent aux plus



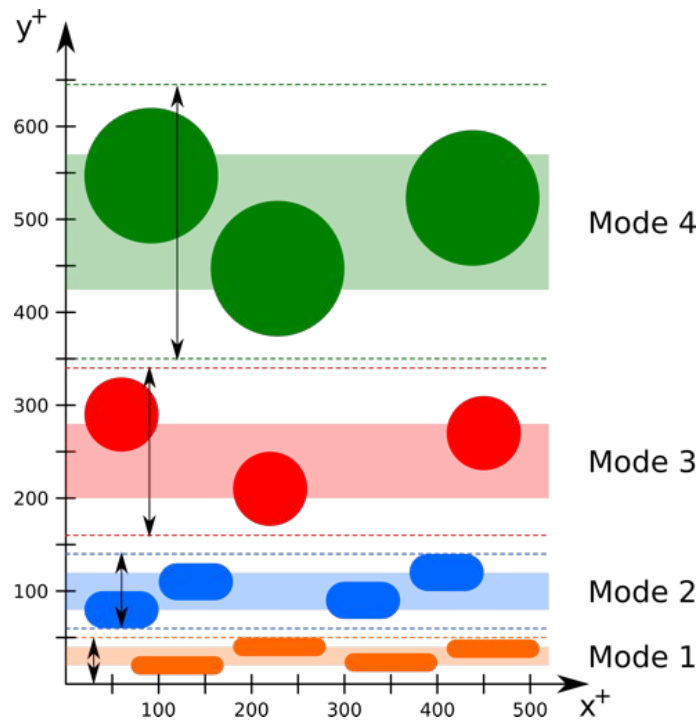


FIGURE 2.5 – Schéma des dimensions des structures tourbillonnaires (couleurs opaques) et positions des modes (couleurs transparentes) respectifs employés pour la SEM.

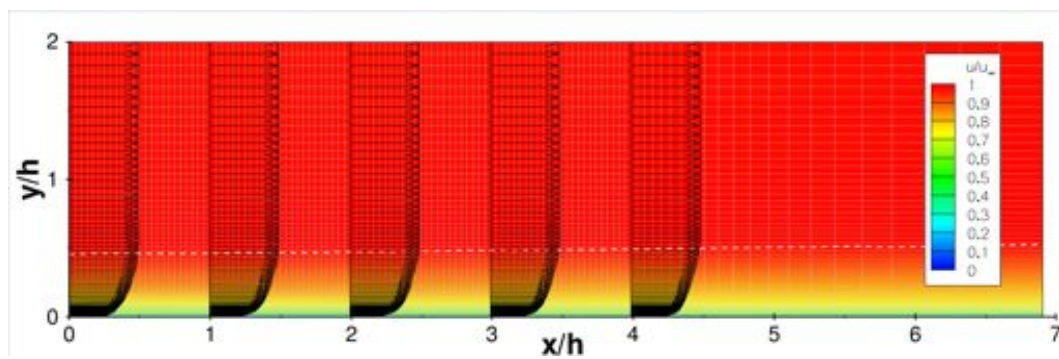


FIGURE 2.6 – Champ de vitesse adimensionnée pour le meilleur cas de réglage SEM de la plaque plane - ligne pointillée blanche : hauteur de la couche limite à 99%.

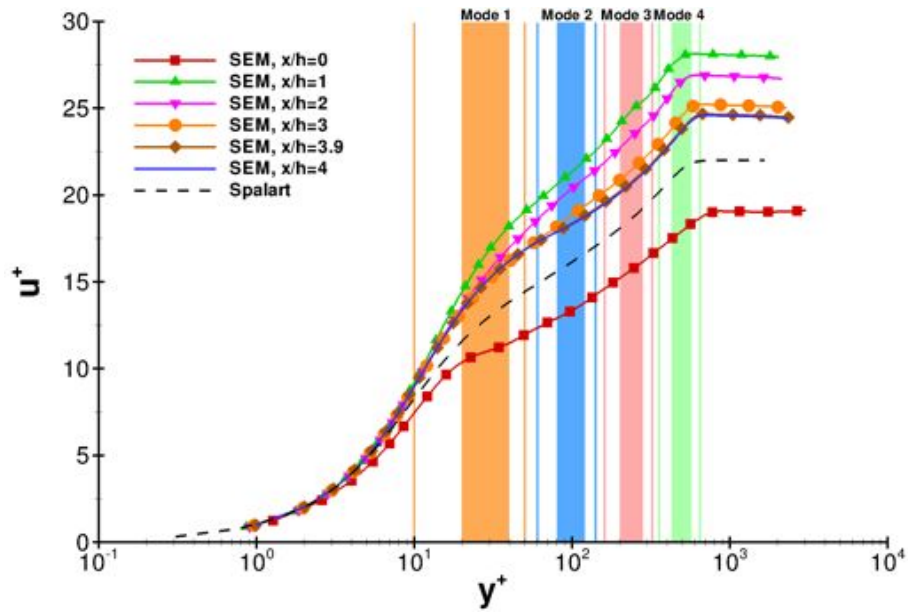


FIGURE 2.7 – Profil  $u^+$  de la couche limite en fonction de  $y^+$  à l'abscisse  $x/h = 4$  pour la meilleure simulation SEM sur plaque plane.

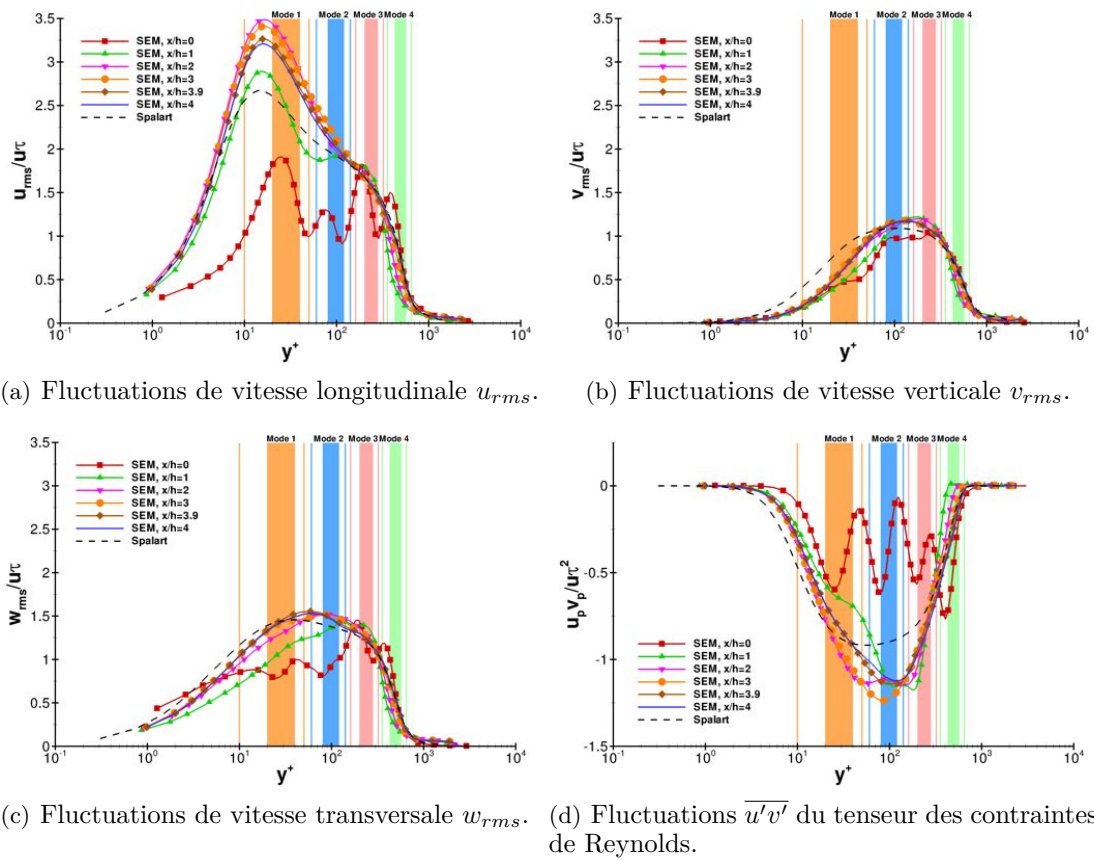


FIGURE 2.8 – Comparaison des profils des grandeurs fluctuantes de la couche limite en fonction de  $y^+$  entre la meilleure simulation SEM sur plaque plane et la simulation de référence de Spalart [190].

petites échelles. Ainsi, le réglage du premier mode subit les limites de la LES qui ne peut calculer des structures tourbillonnaires aussi petites qu'une DNS ne le permet. Le deuxième mode sert de jonction entre le premier et troisième mode. Il est ici réglé de façon à minimiser les écarts et à assurer la continuité des profils. Il est à noter que l'échelle des abscisses est logarithmique, par conséquent les différents écarts en ressortent plus fortement marqués pour les faibles valeurs de  $y^+$ . Les profils à l'origine ( $x/h = 0$ ) permettent de connaître les fluctuations générées par la SEM et de pouvoir estimer l'évolution de la couche limite en fonction de la distance parcourue.

Les différents écarts vis-à-vis des résultats de référence peuvent aussi s'expliquer par la différence des profils de vitesse moyen utilisés en entrée (cf. figure Fig. 2.2.2.2 courbes Spalart et  $x/h = 0$ ). Spalart [190] a réalisé une DNS de l'établissement d'une couche limite turbulente en partant d'un simple profil de vitesse issu d'un calcul sans gradient de pression. Le profil utilisé au cours du réglage des paramètres de la SEM est quant à lui issu d'un calcul RANS d'une plaque plane suivie de la rampe. La rampe provoque un gradient de pression qui se fait inévitablement ressentir en amont de celle-ci, notamment sur l'écoulement de plaque amont puisque les vitesses sont subsoniques. Ainsi le profil de vitesse présentement utilisé est légèrement déformé et accéléré. Par conséquent, les propriétés de la couche limite turbulente générée par la SEM ne peuvent se superposer aux résultats de référence.

Du point de vue instationnaire, les iso-surfaces du critère  $Q$  sont tracées pour un cliché instantané sur la figure Fig. 2.9. Cette illustration montre les structures turbulentes avec leur évolution entre la condition aux limites d'entrée et l'abscisse  $x/h = 4$  par l'intermédiaire de tranches sur lesquelles les iso-contours du critère  $Q$  sont tracés.

Il est possible de voir sur la figure Fig. 2.9 que la structuration de la couche limite subit une grande évolution entre les abscisses adimensionnées 0 et 2. C'est dans cette zone que s'établissent les « raccords » tourbillonnaires entre les modes d'entrée. La couche limite s'enrichit de plus petites échelles et tend vers sa structure finale.

### 2.2.2.3 Application de la SEM aux calculs de l'écoulement décollé

La section précédente a permis de régler la condition aux limites de génération de couche limite turbulente. Afin de valider l'emploi de la SEM, l'écoulement décollé de rampe est simulé. Les résultats sont comparés avec la DNS de référence de Spalart [190] malgré la présence du gradient de pression provoqué par la rampe. Ils sont également comparés avec ceux de Dandois [57], lequel a employé la méthode de recyclage de turbulence. La comparaison s'effectue à l'abscisse  $x/h$  égale à -3, qui est le compromis entre la distance d'établissement de la couche limite et l'effet de l'accélération imposé par la rampe. Les statistiques sont collectées sur une période de 0,1 s, soit 200000 itérations de calcul, ce qui représente 23 traversées de domaines.

La figure Fig. 2.10 représente la vitesse longitudinale adimensionnée par la vitesse de frottement exprimée en unité de paroi en fonction de  $y^+$ . La présence du gradient de pression, donc de l'accélération, imposé par la rampe éloigne les résultats de la référence. L'emploi de la méthode de recyclage semble être plus performante que la SEM utilisée dans la simulation de l'écoulement décollé puisque le profil obtenu est plus proche de celui de référence. Ce dernier profil est quasi-superposé au profil obtenu par la SEM sur plaque plane. Le profil de la SEM avec écoulement décollé s'écarte des deux précédents cas à partir de  $y^+$  égal à 40, où l'accélération se fait d'avantage ressentir.

Sur les figures Fig. 2.11(a), 2.11(b), 2.11(c) et 2.11(d) sont tracés les profils des fluctuations. La méthode de recyclage a globalement pour effet de surestimer les fluctuations alors que la SEM a l'effet opposé. Concernant les fluctuations de vitesse longitudinale  $u_{rms}$  et celles de la contrainte croisée  $\overline{u'v'}$ , la SEM limite les écarts à la référence vis-à-vis des résultats de la méthode de recyclage.

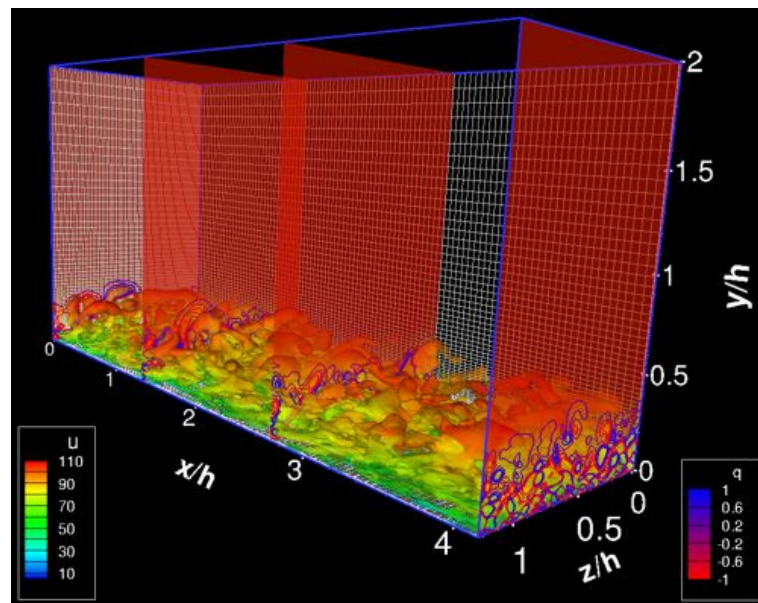


FIGURE 2.9 – Plaque plane SEM - Iso-surfaces du critère  $Q$  colorées par la vitesse longitudinale telles que  $Q = 0,5\bar{u}_\infty^2/h^2$  - Tranches avec iso-contours du critère  $Q$ .

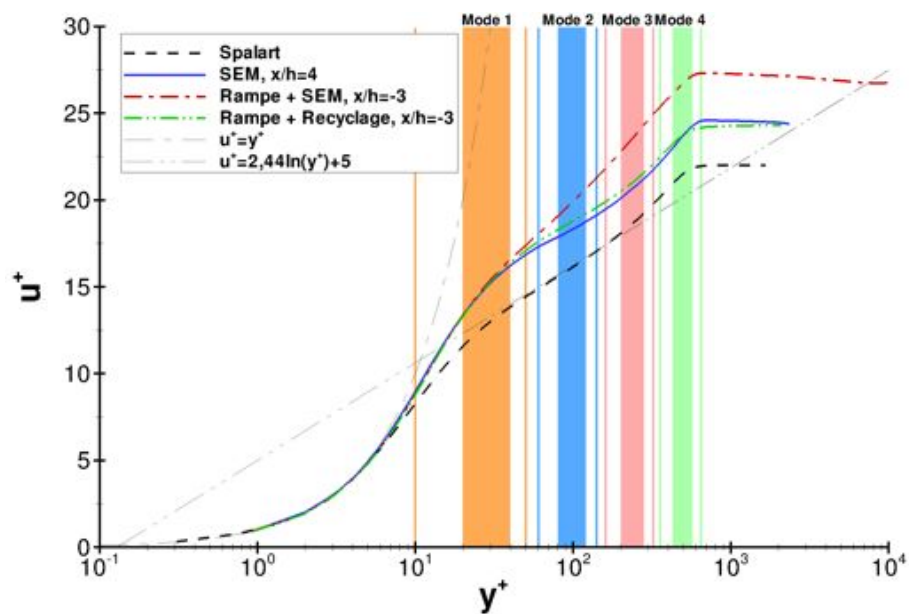


FIGURE 2.10 – Comparaison des profils  $u^+$  de couche la limite en fonction de  $y^+$  entre la SEM, le recyclage (Dandois [57]) et la référence (Spalart [190]).

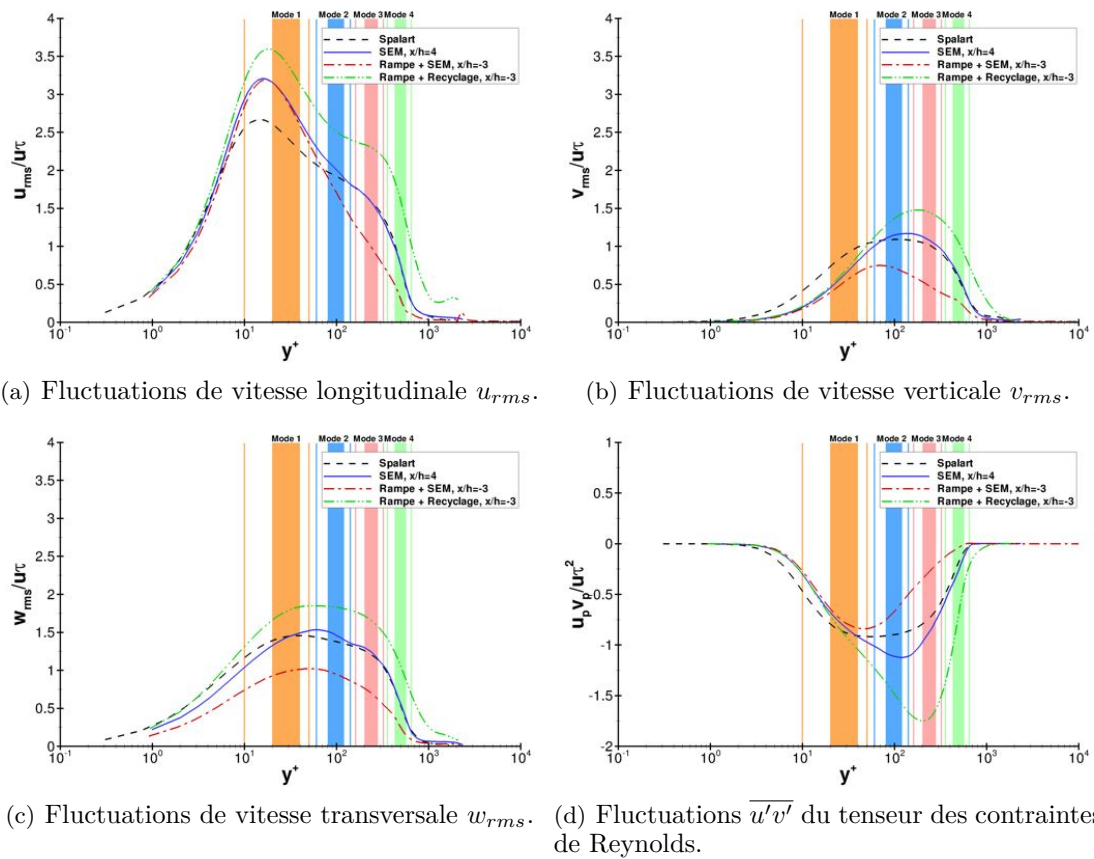


FIGURE 2.11 – Comparaison des profils des grandeurs fluctuantes de la couche limite en fonction de  $y^+$  entre la simulation de réglage de la SEM sur plaque plane à l'abscisse  $x/h = 4$  (—), la simulation de référence de Spalart [190] (---), la simulation de l'écoulement de rampe non contrôlé avec SEM à  $x/h = -3$  (- · -) et la simulation de l'écoulement de rampe non contrôlé avec recyclage de couche limite turbulente à  $x/h = -3$  de Dandois [57] (- · · -).

### 2.2.2.4 Discussion sur l'emploi de la SEM

Le réglage de la SEM s'est effectué sur les grandeurs statistiques de la génération tourbillonnaire et sur quelques tailles de structures tout en imposant la position des modes. Les résultats montrent que la zone haute de la couche limite est réglée de façon satisfaisante. L'obtention de profils plus proches de la référence, notamment pour les faibles ordonnées, résiderait sur l'emploi d'un profil moyen identique en entrée et sur un réglage des paramètres par algorithme d'optimisation. Ce dernier outil, bien que performant, nécessite un long développement et un temps de calcul considérable. Il n'a donc pas été envisagé de faire un tel investissement puisque le niveau des résultats obtenus est satisfaisant.

Les résultats issus des différentes méthodes de génération de couche limite turbulente sur l'écoulement décollé confirment que les écarts observés entre la SEM et la référence ne proviennent pas forcément d'un réglage inadapté du premier mode mais d'une limite imposée par la LES vis-à-vis de la DNS. En effet, la résolution de la DNS est plus fine et permet de simuler de plus petites échelles intervenant dans en proche paroi.

Les performances offertes par la SEM, l'originalité de la méthode et le fait qu'elle n'introduit pas de fréquence parasite font que les calculs LES réalisés dans la suite du mémoire emploient cette condition aux limites d'entrée.

## 2.3 Analyse statistique de l'écoulement décollé

Les paragraphes précédents ont permis de mettre en place la simulation de l'écoulement décollé. L'analyse statistique, au sens de moyenne de Reynolds, permet une première approche vers la connaissance de l'écoulement et de définir des grandeurs de référence qui seront utilisées lors du contrôle de cet écoulement.

### 2.3.1 Résultats statistiques

Les statistiques au second ordre sont convergées à partir d'un temps correspondant à 4,5 traversées de domaine à la vitesse infini. Afin d'obtenir des signaux suffisamment longs pour les analyses spectrales, la simulation de l'écoulement sans contrôle est calculée sur un temps physique de 0,1 s, soit 23 traversées de domaines sur lesquelles les statistiques  $y$  sont également calculées.

Dans le cas bidimensionnel, le bulbe moyen de recirculation peut être définie par la zone à l'intérieur de laquelle les lignes de courant sont des courbes fermées sur elles-mêmes. Cette zone de l'écoulement est comprise entre le point de décollement défini par la position où le frottement pariétal passe par zéro et le point de recollement où ce même frottement redevient positif. En tridimensionnel cette définition n'est plus valable, le frottement pariétal est un vecteur et l'écoulement est susceptible de fuir latéralement pour s'organiser en des structures ouvertes que l'on désigne d'enroulements tourbillonnaires.

Puisque qu'il n'est pas possible de visualiser le bulbe moyen de recirculation tridimensionnel au moyen des lignes de courant, un critère basé sur le débit massique déduit des profils de vitesse pondérés par la masse volumique est alors employé. Un chemin est créé à partir d'un point  $Pt_w(x_w, y_w, z_w)$  pris à la paroi. Il correspond au support du profil des vitesses, c'est-à-dire en tout point perpendiculaire au vecteur vitesse moyen  $\vec{V}(x, y, z)$ . Le débit massique entre un point appartenant à ce chemin, caractérisé par l'abscisse  $s$  curviligne d'origine  $Pt_w(x_w, y_w, z_w)$ , et la paroi est défini comme étant l'intégration de la vitesse pondéré par la masse volumique le long de ce chemin et entre ces points. Il est choisi de considérer uniquement le débit massique généré par les composantes

$\bar{u}(x, y, z)$  et  $\bar{v}(x, y, z)$  de la vitesse et par conséquent de faire l'hypothèse de négliger la contribution apportée par la vitesse  $\bar{w}(x, y, z)$ . L'écoulement est alors supposé bidimensionnel dans le plan  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$  pour toute composante  $z$ . Sous ces considérations le débit massique  $\dot{Q}_{m|Pt_w(x_w, y_w, z_w)}(s)$  du chemin issu du point pariétal  $Pt_w(x_w, y_w, z_w)$  à une abscisse curviligne  $s$  peut être estimé par l'équation suivante :

$$\dot{Q}_{m|Pt_w(x_w, y_w, z_w)}(s) = \int_{Pt_w}^s \rho(s) \overrightarrow{V}(s) \wedge \overrightarrow{ds} \quad | \quad \overrightarrow{V}(s) = \begin{pmatrix} \bar{u}(s) \\ \bar{v}(s) \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Dans cette formulation, le produit vectoriel a pour rôle d'orienter le débit par rapport à l'élément  $\overrightarrow{ds}$ , permettant ainsi la détermination du signe du flux au travers de cet élément. Bien qu'il aurait fallu calculer le chemin d'intégration tel qu'il soit orthogonal en tout point au vecteur vitesse local, les lignes verticale iso-J du maillage ont été utilisées afin de simplifier le calcul. Le maillage étant bien adapté à l'écoulement, l'orthogonalité reste néanmoins quasiment assurée.

L'enveloppe tridimensionnelle du bulbe de recirculation peut être ainsi définie comme étant la surface constituée de l'ensemble des points dont le débit massique  $\dot{Q}_{m|Pt_w(x_w, y_w, z_w)}(s)$  est nul, ce que montre la figure Fig. 2.12.

L'application de ce critère de détection d'enveloppe du bulbe sur le champ moyen tridimensionnel de l'écoulement décollé de rampe est représenté sur la figure Fig. 2.13. Le contour du bulbe n'est pas constant suivant la direction transverse bien que les statistiques soient convergées. L'hypothèse d'un écoulement bidimensionnel pour toute profondeur  $z$ , c'est-à-dire en supposant la vitesse transverse nulle, contribue à la distorsion de cette surface par une estimation biaisée du débit.

L'annulation frottement pariétal  $\tau_w$  permet de définir les points de décollement et de recollement. Un frottement pariétal négatif indique un courant de retour typique d'une zone de recirculation. La rampe n'ayant pas une géométrie de plaque plane, le frottement pariétal local  $\tau_w(x)$  sous l'hypothèse d'un écoulement bidimensionnel pour chaque plan iso-K est défini par l'équation Eq. 2.5.

$$\tau_w(x) = \mu(x, y_w) \left[ \cos(\alpha_w(x)) \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}(x, y_w) + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}(x, y_w) \right) + 2 \sin(\alpha_w(x)) \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}(x, y_w) \right] \quad (2.5)$$

avec  $\alpha_w(x)$  l'angle entre le vecteur unitaire tangent à la paroi en  $x$  et la composante  $\vec{e}_x$ .

Le frottement pariétal est représenté sur la figure Fig. 2.14. Les lignes de frottement nul sont tracées en noir. Le frottement pariétal atteint son minimum pour une abscisse  $x/h$  environ égal à 3,2, lors du changement de signe de la vitesse moyenne verticale  $\bar{v}$ . La ligne de décollement moyen, quasiment rectiligne, est située à une abscisse  $x/h \approx 0,47$ . Étant donnée que la ligne de recollement n'est pas rectiligne, la position de recollement est définie comme étant la position moyenne en envergure de cette ligne.

Bien que les statistiques soient collectées sur 200000 échantillons, il n'est manifestement pas possible de voir la ligne de recollement converger vers une droite à abscisse constante comme la ligne de décollement. La turbulence dans l'écoulement est telle qu'il faudrait alors continuer la collecte de statistiques. La figure Fig. 2.15 représente les fluctuations pariétales de pression. Les fluctuations au niveau du décollement sont effectivement lisses alors qu'au niveau du recollement elles ne paraissent pas convergées. Le maximum des fluctuations de pression, environ égal à 90 Pa, se situe au niveau du recollement. Ainsi, le recollement est caractérisé par une augmentation des fluctuations de pression signe d'une forte activité turbulente.

Les abscisses des fortes valeurs de fluctuations de pression ( $3,17 < x/h < 4,88$ ) correspondent à l'endroit où les structures tourbillonnaires sont rabattues vers la paroi. En effet, la vitesse verticale moyenne est négative dans la couche de mélange au niveau de ces abscisses (voir figure Fig. 2.22).

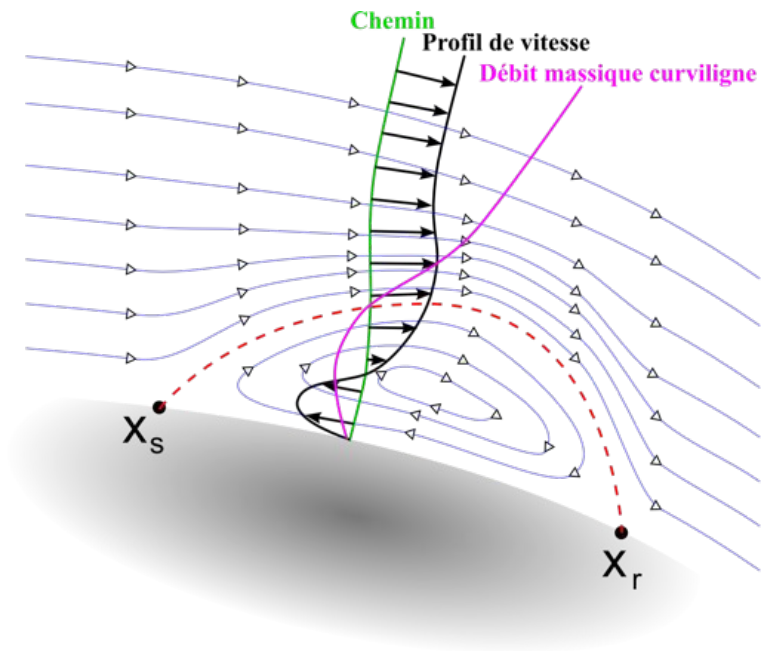


FIGURE 2.12 – Détermination de l'enveloppe du bulbe de recirculation moyen par le débit massique curviligne.

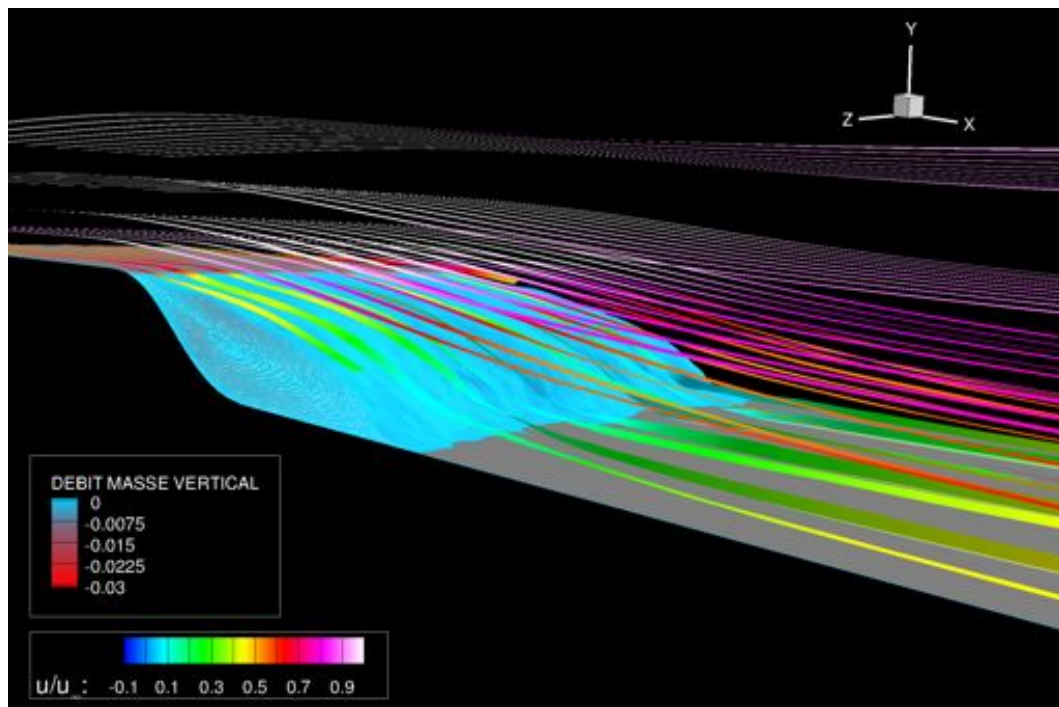


FIGURE 2.13 – Bulbe moyen de recirculation 3D du cas non contrôlé coloré par le débit masse moyen vertical - lignes de courants colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.



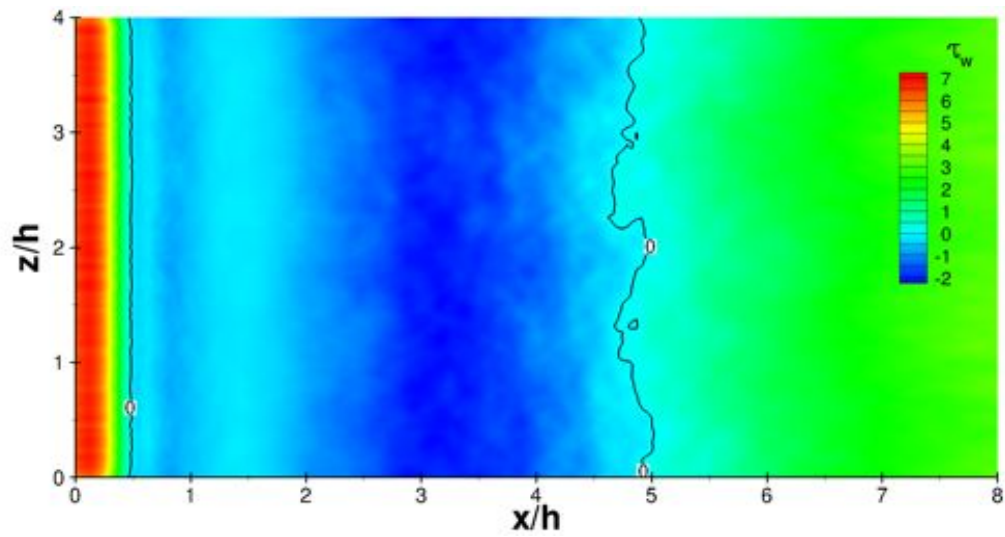
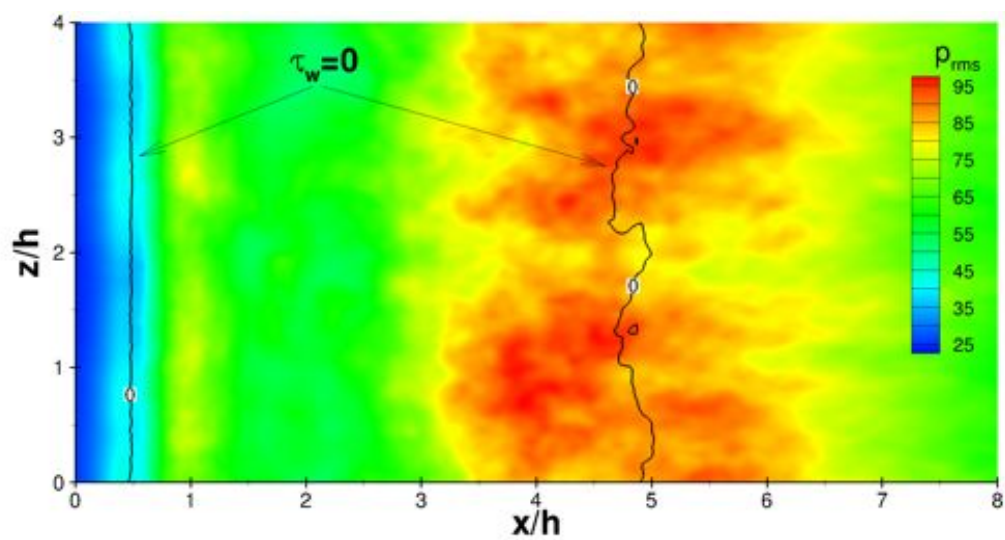
FIGURE 2.14 – Frottement pariétal  $\tau_w$  du cas non contrôlé.

FIGURE 2.15 – Fluctuations de pression pariétale du cas non contrôlé.

Afin de pouvoir exploiter les résultats au sens statistique, il est nécessaire de moyenniser spatialement en envergure, passant du décollement tridimensionnel au décollement bidimensionnel moyen. La suite des résultats seront issus d'une moyenne spatiale suivant l'envergure.

L'écoulement décollé de rampe présente un unique décollement, c'est-à-dire un seul point de séparation et un seul point de réattachement de couche limite. Ce décollement est caractérisé par un unique bulbe de recirculation. Il est alors choisi de présenter les résultats en décomposant l'écoulement en trois parties : la couche limite avant décollement, le décollement et la couche limite après recollement.

### 2.3.1.1 Le décollement et couche de mélange

Les positions moyennes des points de décollement  $x_s$  et de recollement  $x_r$  sont égaux à  $x_s/h = 0,47$  et  $x_r/h = 4,88$ . A partir de ces points, la longueur de décollement peut être estimée de plusieurs manières différentes. Celle utilisée par la suite, communément employée dans la littérature, correspond à la différence entre les abscisses des points recollement et de décollement. La longueur de décollement  $l_s$  suivant cette définition est égale à :

$$\frac{l_s}{h} = \frac{x_r - x_s}{h} = 4,40 \quad (2.6)$$

Le contour du bulbe de recirculation est calculé suivant le débit massique  $\dot{Q}_{m|Pt_w(x_w, y_w)}(s)$  précédemment défini. La surface du bulbe moyen de recirculation  $S_0$  est par conséquent l'aire entre la paroi et cette limite. La valeur  $S_0$  est ici égale à  $693,7 \text{ mm}^2$ . La hauteur maximale du bulbe  $h_b$  suivant la composante  $\vec{e}_x$  du maillage est égale à  $14,56 \text{ mm}$  et représente donc  $72,8\%$  de la hauteur de la marche. La vitesse maximale du courant de retour  $\bar{u}_{backflow}$  est égale à  $18,5 \times 10^{-2} \bar{u}_\infty$ .

Le rapport  $\rho_{max}/\rho_{min}$  entre les extrema de masse volumique dans l'ensemble de l'écoulement est égal à  $1,042$ . La faible valeur de ce rapport permet de considérer l'écoulement comme étant incompressible. Il est ainsi possible de calculer l'épaisseur de quantité de mouvement local de la couche de mélange  $\theta_{cm}(x_w)$  définie par :

$$\theta_{cm}(x_w) = \int_{y_w}^{y_\infty} \frac{\bar{u}(x_w, y) - \bar{u}_{min}(x_w)}{\bar{u}_{sup}(x_w) - \bar{u}_{min}(x_w)} \left( 1 - \frac{\bar{u}(x_w, y) - \bar{u}_{min}(x_w)}{\bar{u}_{sup}(x_w) - \bar{u}_{min}(x_w)} \right) dy \quad (2.7)$$

La valeur  $\bar{u}_{sup}(x_w)$  est prise localement et dépend donc de  $x_w$ . La précédente formule convient uniquement pour une couche de mélange bidimensionnelle avec un écoulement moyen parallèle. La géométrie de la rampe et la composante  $\bar{v}$  de la vitesse non nulle rend nécessaire l'usage d'une définition alternative.

Soit le système de coordonnées curviligne  $(\xi, \eta)$  associé au maillage. Avec la même hypothèse de considérer les lignes verticales iso-J du maillage quasi-perpendiculaires aux vecteurs de vitesses  $\vec{V}$ , il est possible de reformuler l'épaisseur quantité de mouvement par :

$$\theta_{cm}(\xi_w) = \int_0^{\eta_{sup}} \frac{\bar{V}(\xi_w, \eta) - \bar{V}_{min}(\xi_w)}{\bar{V}(\xi_w, \eta_{sup}) - \bar{V}_{min}(\xi_w)} \left( 1 - \frac{\bar{V}(\xi_w, \eta) - \bar{V}_{min}(\xi_w, \eta)}{\bar{V}(\xi_w, \eta_{sup}) - \bar{V}_{min}(\xi_w)} \right) d\eta \quad (2.8)$$

La borne supérieure d'intégration est en général l'infini, mais la présence du gradient de pression et du décollement accélèrent localement la vitesse. Par conséquent la vitesse à l'infini peut être inférieure à la vitesse maximale locale et la formule n'est plus cohérente. L'ordonnée curviligne  $\eta$  correspondant à la position de la vitesse maximale pourrait alors faire office de borne supérieur d'intégration. Néanmoins à cause l'accélération de vitesse au dessus de la rampe, les distances curvilignes d'intégration présenteraient des sauts ce qui se traduirait par une discontinuité de  $\theta_{cm}$  suivant les abscisses curvilignes.

Lorsque le type des profils de vitesses cessent d'être standard d'autres critères sont alors utilisés pour déterminer la borne supérieure  $\eta_{sup}$ . Une couche limite peut être définie comme la zone de l'écoulement en proximité de paroi où les forces de viscosité sont du même ordre que celles d'inertie. Il est alors possible de définir une valeur seuil  $\epsilon_\tau$  qui permette de définir la délimitation de la couche limite. Ainsi, l'intérieur de la couche limite vérifie la relation :

$$\frac{\tau_{sup}}{\tau_{max}} \leq \epsilon_\tau \quad (2.9)$$

Ce critère reste valable uniquement si l'écoulement ne présente pas de décollement. Puisque l'écoulement est montré incompressible, l'hypothèse de Boussinesq est applicable. Le frottement est approximé avec la vorticité suivant la relation :

$$\tau \approx (\mu_t + \mu)|\Omega| \quad (2.10)$$

En appliquant l'hypothèse de Boussinesq à l'équation Eq. 2.9, il en résulte :

$$\frac{|\Omega_{sup}|}{|\Omega_{max}|} = \epsilon_\Omega \quad (2.11)$$

Les variables  $\tau_{max}$  et  $|\Omega_{max}|$  sont définies localement pour chaque point de la paroi. Les valeurs des critères  $\epsilon_\tau$  et  $\epsilon_\Omega$  sont respectivement et typiquement égale à 0,02 et 0,001. Le critère choisi pour la suite du mémoire correspond à celui portant sur le rapport de la vorticité avec un critère  $\epsilon_\Omega$  égal à 0,0015. Ainsi la borne supérieure  $\eta_{sup}$  d'intégration des épaisseurs liées à la couche limite est définie par :

$$\eta_{sup}(\xi_w) = \left\{ \eta \mid \frac{|\Omega(\xi_w, \eta)|}{|\Omega_{max}(\xi_w)|} = \epsilon_\Omega \right\} \quad (2.12)$$

L'application du critère permet de définir l'évolution longitudinale de la vitesse  $\bar{V}_{sup}(x_w)$  en prenant la vitesse correspondante au point  $\eta_{sup}(x_w)$ <sup>3</sup>. Elle est tracée sur la figure 2.16. La croissance de la vitesse avant le décollement est provoquée par le gradient de pression causé par le décollement. L'effet Venturi imposé par la géométrie de la rampe ralentit ensuite l'écoulement jusqu'à un retour vers un écoulement sur plaque plane sans gradient de pression. A partir de ce régime, l'effet du décollement pourra alors être négligé. La courbe indique l'apparition de ce régime pour une abscisse  $x/h$  aux environs de 9. Ceci montre a posteriori que le domaine de calcul est suffisamment long. L'objectif de continuité de l'évolution de la vitesse en fonction de  $x$  est ici atteint grâce au critère précédemment défini.

L'expression de l'épaisseur de quantité de mouvement locale  $\theta_{cm}(\xi_w)$  définie à l'équation Eq. 2.8 est valable pour les couches limites en amont du décollement et en aval du recollement lorsque  $\bar{V}_{min}(\xi_w)$  est nul. L'évolution longitudinale de l'épaisseur de quantité de mouvement est représentée sur la figure Fig. 2.17.

Le taux de croissance de l'épaisseur de quantité de mouvement d'une couche de mélange libre a été correctement approximé grâce à une expérimentation de Browand & Troutt [25] par :

$$\frac{d\theta}{dx} = 0,034R \quad (2.13)$$

où  $R$  est le rapport de vitesse de la couche de mélange :

$$R = \frac{\Delta \bar{V}}{2 \langle \bar{V} \rangle} \quad (2.14)$$

---

3. La variable  $\xi_w$  est ici abusivement identifiée à la variable  $x_w$

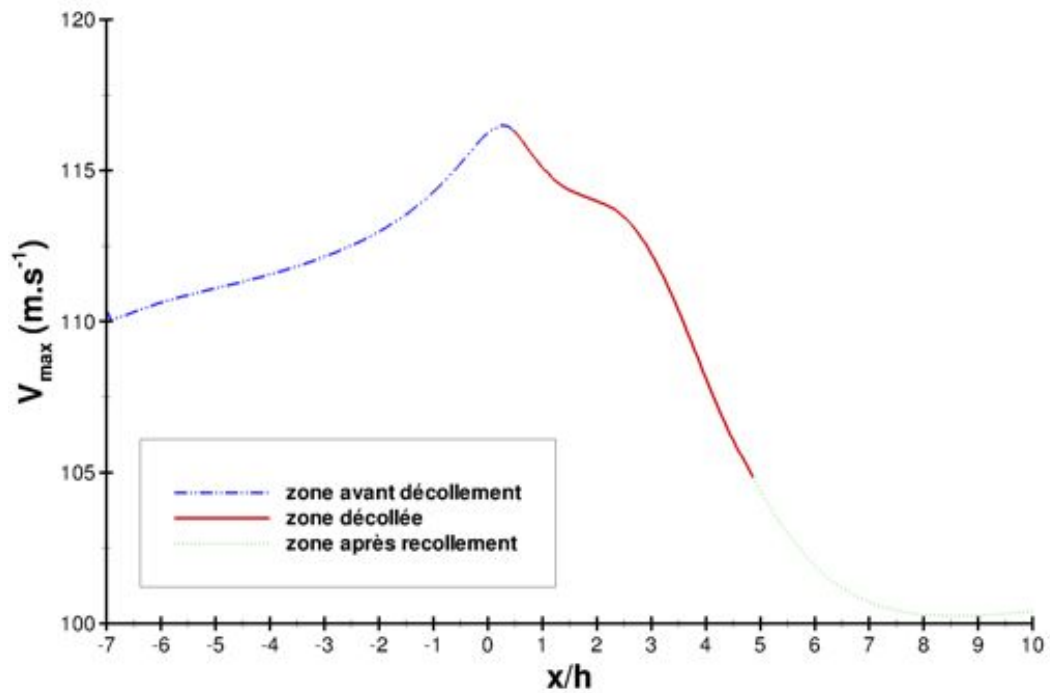
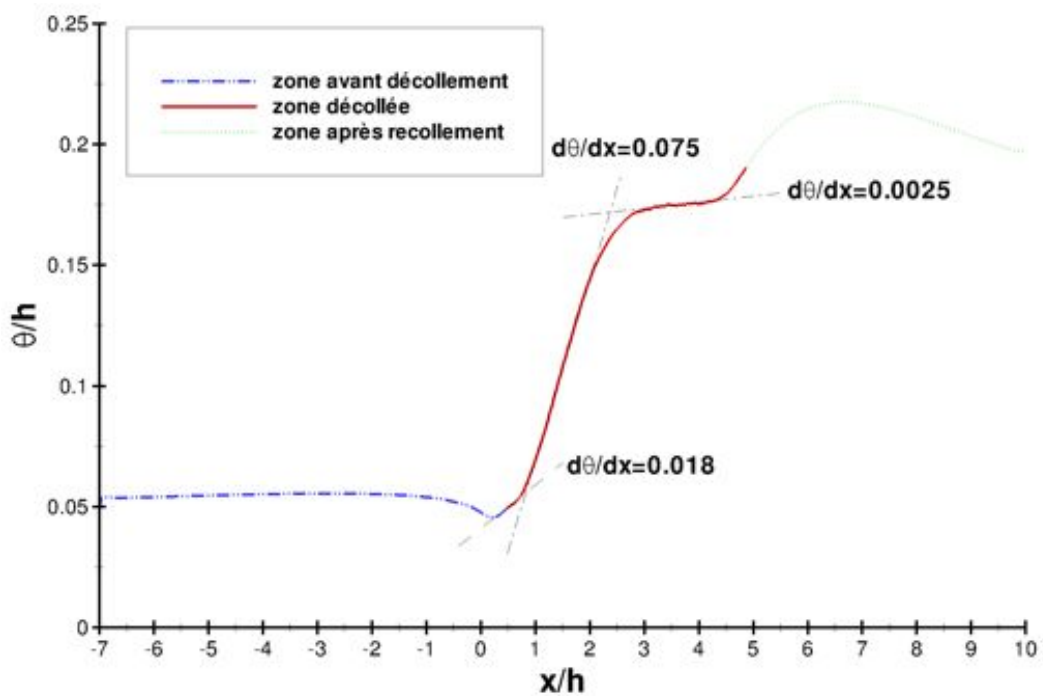
FIGURE 2.16 – Évolution longitudinale de la vitesse  $\bar{V}_{sup}$  pour l'écoulement sans contrôle.

FIGURE 2.17 – Evolution longitudinale de l'épaisseur de quantité de mouvement pour l'écoulement sans contrôle.

tel que le cisaillement de vitesse  $\Delta\bar{V}$  est égal à :

$$\Delta\bar{V} = \bar{V}_{max} - \bar{V}_{min} \quad (2.15)$$

et la vitesse moyenne au sens spatio-temporelle  $\langle\bar{V}\rangle$  égale à :

$$\langle\bar{V}\rangle = \frac{\bar{V}_{max} + \bar{V}_{min}}{2} \quad (2.16)$$

La courbe  $R(x) = f(x)$  est tracée sur la figure Fig. 2.18 avec la vitesse  $\bar{V}_{max}$  égale à la vitesse  $\bar{V}_{sup}$  locale. Comme prévue, la valeur de  $R$  est égale à 1 pour les zones non décollées puisque la condition d'adhérence à la paroi impose  $\bar{V}(x, y_w)$  égal à zéro pour tout  $x$ . Le maximum du rapport de vitesse est atteint en  $x/h$  égal à 2,76 pour une valeur  $R_{max} = 1,44$ . Cette abscisse correspond à l'endroit où le courant de retour est maximal ( $\bar{u}_{backflow}$  égal à 18.5% de  $\bar{u}_\infty$ ). Le rapport  $R(x)$  croît à partir du décollement jusqu'à son maximum avec trois vitesses différentes, c'est-à-dire que le rapport de vitesse sur les segments d'abscisses  $[0,47\ 1]$ ,  $[1\ 1,8]$  et  $[1,8\ 2,8]$  croît linéairement avec des pentes de plus en plus faibles (respectivement égales à 0,65, 0,2 et 0,07). Le retour vers la valeur unité se réalise quasi linéairement avec une pente égale à  $-0,3$ .

Le rapport de vitesse  $R$  est supérieur à la valeur 1,315 pour les abscisses  $x/h \in [1,51\ 3,48]$ . La théorie relative à l'analyse de stabilité linéaire des couches de mélange libres montre que cette zone est absolument instable. Néanmoins, il est difficile d'étendre les conclusions de ces développements théorique au cas considéré présentement.

Dans le présent cas, le rapport de vitesse  $R$  varie entre 1 et 1,44. Suivant l'expression de Browand & Troutt [25], la dérivée de l'épaisseur de quantité de mouvement devrait être comprise entre 0,034 et 0,049. La figure Fig. 2.17 montre trois parties quasi-linéaires dans la zone décollée dont les coefficients directeurs sont respectivement égaux à 0,018, 0,075 et 0,0025. Les taux de croissances obtenus sont proches de ceux attendus pour une couche de mélange libre.

L'épaisseur de vorticité  $\delta_\omega$  est définie dans notre présente géométrie pour une abscisse pariétale  $\xi_w$  par :

$$\delta_\omega(\xi_w) = \frac{\bar{V}_{sup} - \bar{V}_{min}}{\max_{|\eta} \left( \frac{\partial\bar{V}(\xi,\eta)}{\partial\eta} \right)} \quad (2.17)$$

Comme dans l'article de LARCHEVÊQUE et al. [121], plusieurs régions sont observées pour l'évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité  $\delta_\omega(x_w)$  (figure Fig. 2.19). La première, située entre les abscisses  $x/h = x_s/h$  et  $x/h = 1$ , se caractérise par une croissance exponentielle. Ce comportement est effectivement prévu par la théorie de stabilité linéaire. Une deuxième région telle que  $x/h \in [1\ 1,5]$ , le taux de croissance est constant et est égal à environ 0,5. Juste après cette partie se trouve une dernière zone de pente constante égale à 0,29. Ensuite l'épaisseur de vorticité converge vers un plateau approximativement de valeur 0,85. BROWAND et TROUTT [25] indiquent un taux de croissance égal à :

$$\frac{d\delta_\omega}{dx} = 0,17R \quad (2.18)$$

Puisque  $R$  varie entre 1 et 1,44, le taux  $d\delta_\omega/dx$  devrait alors varier entre 0,17 et 0,24. Le taux de croissance de 0,5 est deux fois supérieur au maximum prévu pour une couche de mélange libre. JOVIC [101] et CASTRO et HAQUE [35] ont également noté des pentes plus grandes pour les couches de mélange libre que respectivement pour une marche descendante et derrière une plaque plane.

La figure Fig. 2.20 montre l'évolution longitudinale du rapport entre l'épaisseur de vorticité  $\delta_\omega$  et l'épaisseur de quantité de mouvement  $\theta_{cm}$ . Ce rapport pour la présente LES tend vers une

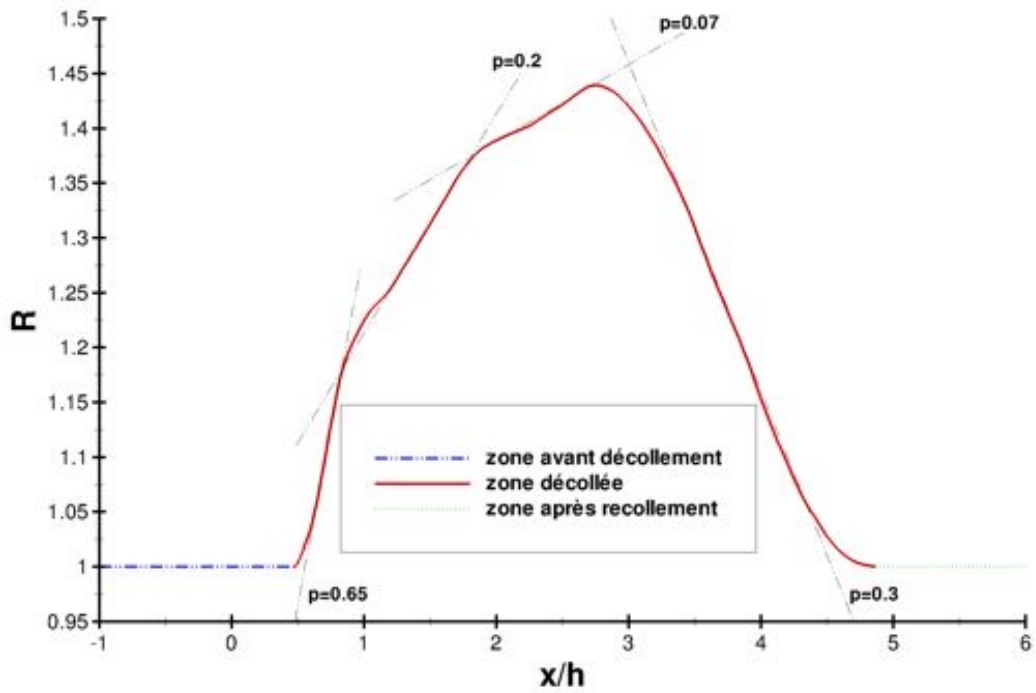


FIGURE 2.18 – Rapport de vitesse  $R = \frac{\Delta \bar{V}}{2\langle \bar{V} \rangle}$  en fonction des l'abscisses  $x/h$ .

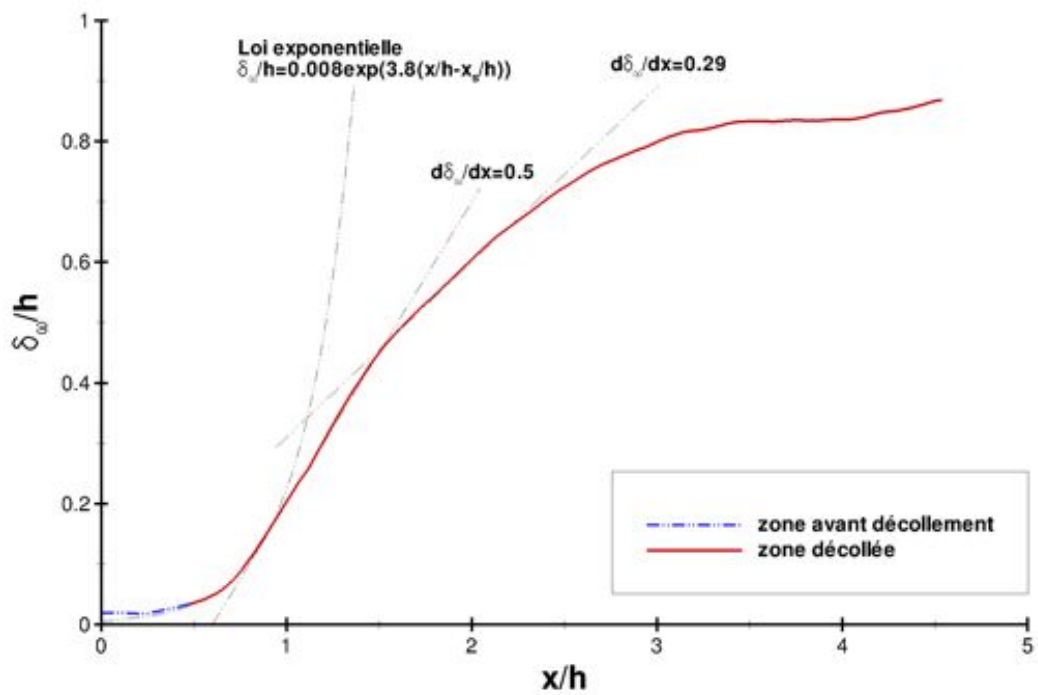


FIGURE 2.19 – Évolution de l'épaisseur de vorticité  $\delta_\omega$  en fonction des abscisses  $x/h$ .

valeur constante égale à 4,8 pour  $x/h \geq 3$ . CASTRO et HAQUE [35] et LARCHEVÊQUE et al. [121] ont observé que ce rapport avait une valeur proche de 5. Les résultats sont donc cohérents avec ceux de la littérature.

L'épaisseur de vorticit e  $\delta_w$  caractérise l'évolution de la couche de mélange en définissant son épaisseur. Le milieu de cette épaisseur correspond à la position où la vitesse est égale au  $\langle \bar{V} \rangle$  local.

Un aperçu du décollement est donné sur la figure Fig. 2.22. Les lignes de courants valident la matérialisation du bulbe de recirculation par la ligne de débit massique nul defini par l'équation 2.4. Le centre de la zone de recirculation est situé aux coordonnées  $(x/h; y/h) = (2, 47; -0, 56)$ . Il est donc placé un peu en-dessous de la mi-hauteur de marche.

Les lignes  $\bar{u}_{\xi,\eta} = 0$  et  $\bar{v}_{\xi,\eta} = 0$  décomposent le bulbe de recirculation en quatre zones. Une vitesse verticale locale,  $\bar{v}_{\xi,\eta}$  négative signifie que le fluide est rabattu vers la paroi. A contrario, une vitesse  $\bar{v}_{\xi,\eta}$  positive indique une remontée du fluide vers l'écoulement extérieur. La partie du bulbe où  $\bar{u}_{\xi,\eta}$  est positive correspond à la partie de la recirculation entraînée par la couche de mélange. En effet, la limite inférieure de la couche de mélange matérialisée par la courbe  $\Delta\bar{V} - \delta_w/2$  est quasiment superposée avec la courbe définie par  $\bar{u}_{\xi,\eta} = 0$  entre le point de décollement et l'abscisse  $x/h \approx 3,5$ . Ceci montre que pour  $x \in [x_s, 3,5h]$ , la zone de recirculation telle que  $\bar{u}_{\xi,\eta} > 0$  fait partie intégrante de la couche de mélange et est donc soumise aux différents phénomènes liée à ce type d'écoulement. Quand  $\bar{u}_{\xi,\eta}$  redevient positif, le fluide du courant de retour intègre la couche de mélange. Il est rapidement rabattu vers la paroi puisque  $\bar{v}_{\xi,\eta}$  redevient rapidement négatif. Jusqu'à une abscisse  $x/h \approx 3$ , l'enveloppe du bulbe et la ligne  $\langle \bar{V} \rangle$  sont proches. Les structures issues du lâché tourbillonnaire sont convectées à une demie vitesse infinie, ce qui est en accord avec la théorie de la couche de mélange.

La fréquence naturelle de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz  $f_{KH}(\xi_w)$  en fonction de l'abscisse pariétale  $\xi_w$  prévue par l'analyse de stabilité linéaire est estimée par la formule Eq. 2.19.

$$f_{KH}(\xi_w) \approx 0,135 \frac{\langle \bar{V} \rangle_{\xi_w}}{\delta_w(\xi_w)} \quad (2.19)$$

L'expression donne la fréquence la plus amplifiée dans le cas d'une couche de mélange libre bidimensionnelle. La fréquence de l'instabilité en fonction de l'abscisse  $x/h$  est tracée sur la figure Fig. 2.21. Au point de décollement, elle est environ égale à 11800 Hz et au point de recollement  quivaux 400 Hz.

Les profils de vitesses et de contraintes de Reynolds dans la couche de mélange sont tracés en coordonnées de similitude sur la figure Fig. 2.23. La coordonnées  $\eta$  est définie par :

$$\eta = \frac{y - y_{max}(du/dy)}{\delta_w} \quad (2.20)$$

où  $y_{max}(du/dy)$  est la position du maximum du gradient vertical de vitesse. Concernant les profils de vitesse en figure 2.23(a), les courbes sont à peu près superposées pour  $x/h \geq 2$ . Ceci montre que la couche de mélange a atteint son état auto-similaire. Le léger décalage observé à la base des profils est provoqué par la forme de la rampe.

Au début de la couche de mélange, les contraintes de Reynolds décroissent de leur haut niveau initial de la couche limite vers les valeurs classiques de la couche de mélange.  $\overline{u'^2}_{rms}/\Delta\bar{V}^2$  décroît pour  $1 \leq x/h \leq 2$  (Fig. 2.23(c)) et  $\overline{u'v'}/\Delta\bar{V}^2$  pour  $1 \leq x/h \leq 1,5$ . Puis, ces deux contraintes augmentent jusqu'au point de recollement. A contrario,  $\overline{v'^2}_{rms}/\Delta\bar{V}^2$  croît pour  $1 \leq x/h \leq 1,5$ , décroît pour  $1,5 \leq x/h \leq 2,5$  et recro t jusqu'au point de recollement. Le tableau Tab. 2.3 donne les maxima des contraintes de Reynolds relevés dans la littérature pour les couches de mélanges

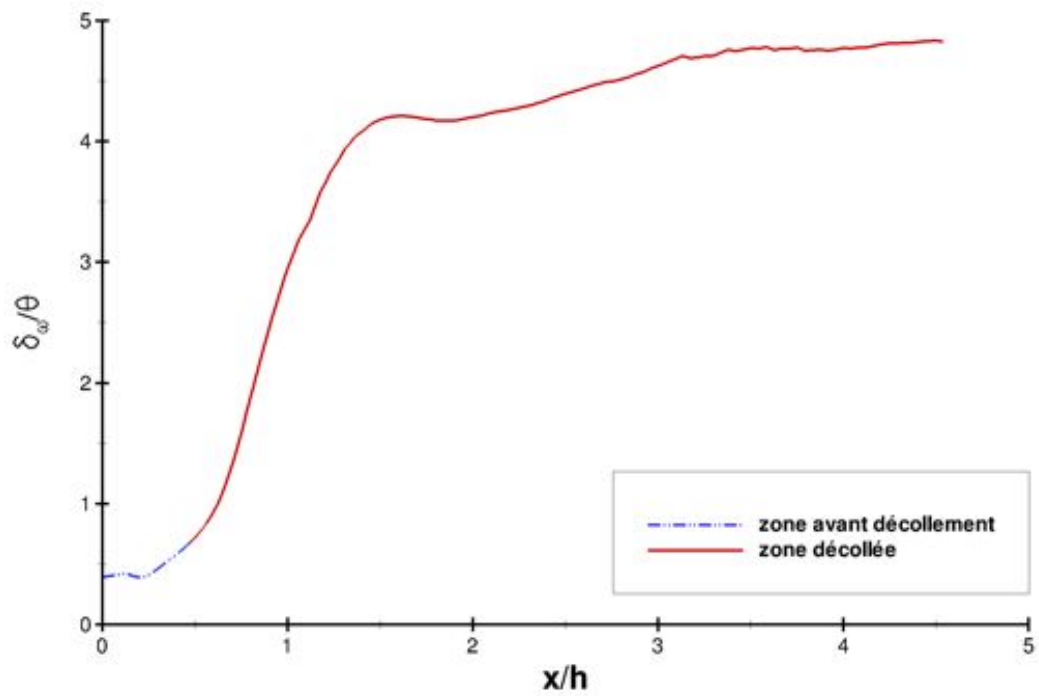


FIGURE 2.20 – Evolution du rapport entre les épaisseurs de vorticité  $\delta_\omega$  et de quantité de mouvement  $\theta_{cm}$  en fonction des abscisses  $x/h$ .

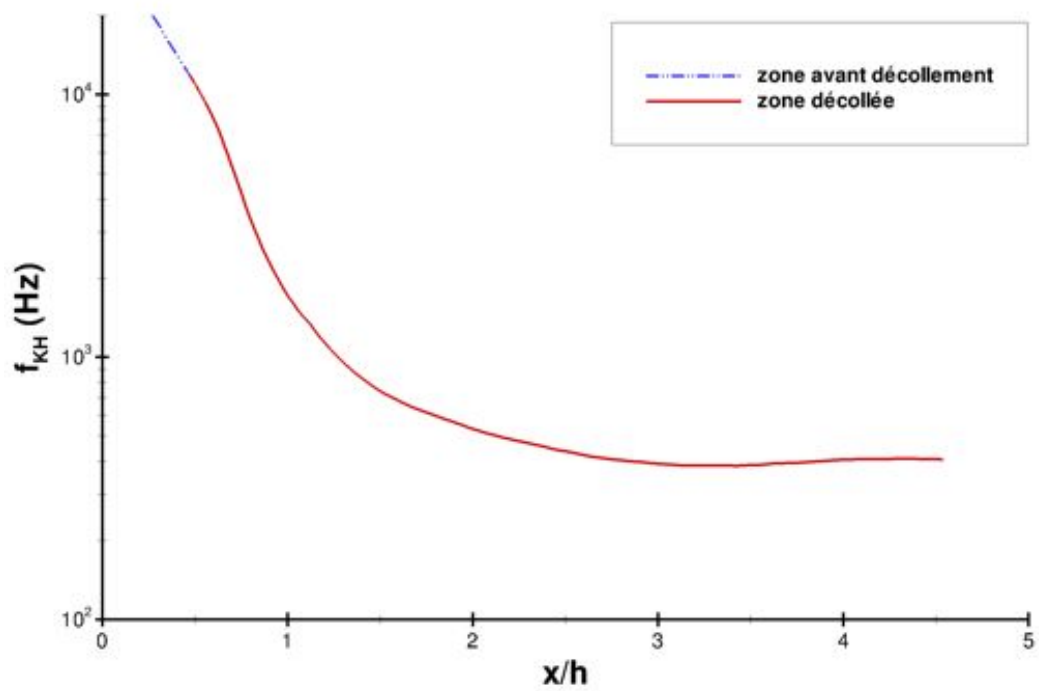


FIGURE 2.21 – Fréquence  $f_{KH}$  de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz en fonction de l'abscisse pariétale  $x/h$  pour le cas non contrôlé.



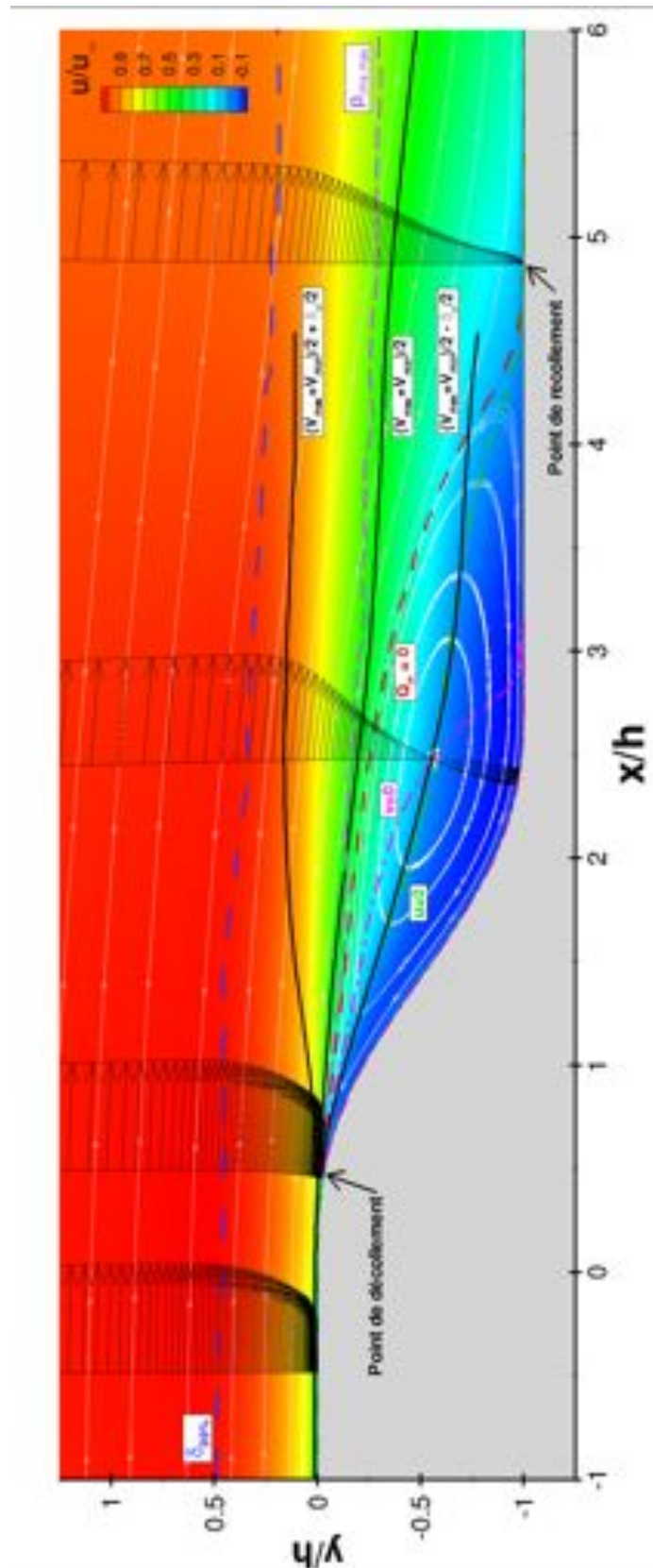


FIGURE 2.22 – Écoulement de rampe décollé moyenné en envergure.

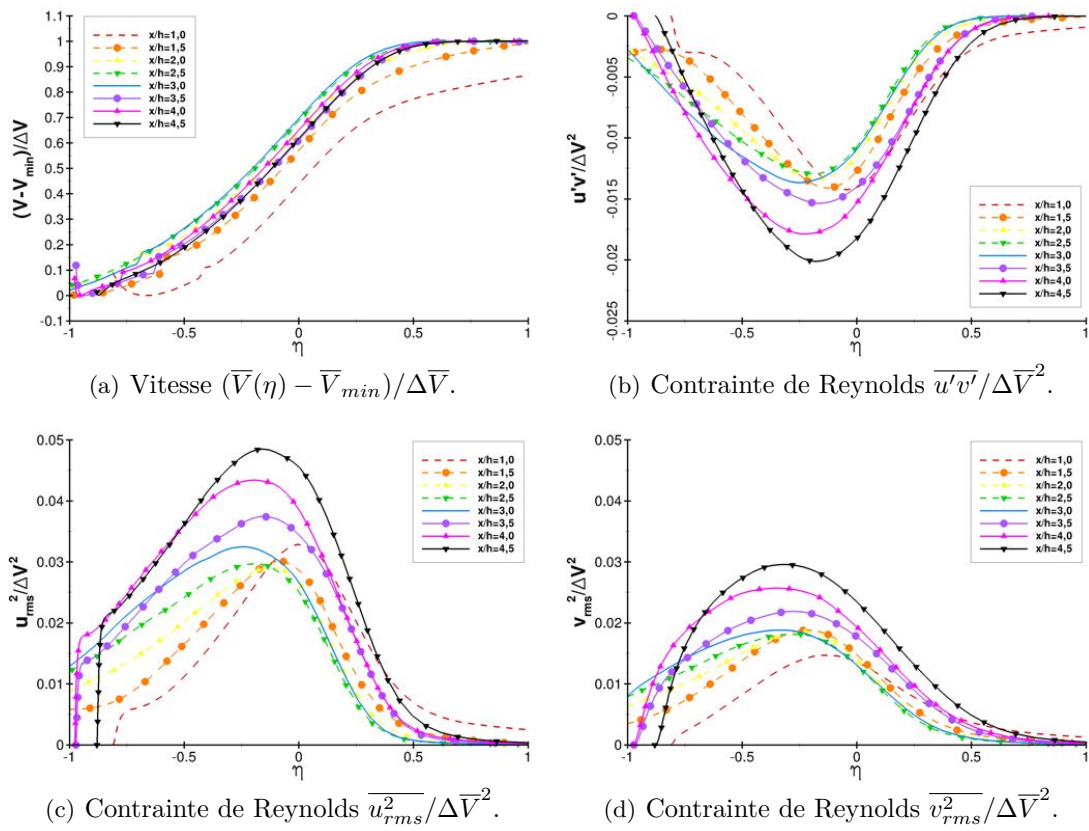


FIGURE 2.23 – Profils de vitesse et de fluctuations en coordonnées de similitudes pour différentes position dans la mélange - LES cas non contrôlé.

libres, les écoulements de marche, les écoulements en aval de barrières et la LES sur le rampe de Dandois [57].

Dans leur expérimentation, CASTRO et HAQUE [35] ont observé que les niveaux de contraintes normales étaient supérieures à ceux relevés dans les couches de mélanges libres. Le niveau maximum de  $\overline{u_{rms}^2}/\Delta\overline{V}^2$  correspond à ceux trouvés typiquement pour une marche descendante (JOVIC [101], CHANDRSUDA et BRADSHAW [39] et FRIEDRICH et ARNAL [69]). Le maximum de  $\overline{v_{rms}^2}/\Delta\overline{V}^2$  se rapproche plus des valeurs des couches de mélanges de RUDERICH et FERNHOLZ [165] et OSTER et WYGNANSKI [154]. DANDOIS [57] observe également une valeur plus importante de cette contrainte, il l'explique par la géométrie de la rampe qui offre un bulbe de décollement plus fin que ceux des marches descendantes. Le maximum de cisaillement  $-\overline{u'v'^2}/\Delta\overline{V}^2$  se situe entre celui de FRIEDRICH et ARNAL [69] et celui de CASTRO et HAQUE [35], pour des configurations différentes. Les résultats obtenus coïncident donc avec ce qui est trouvé dans la littérature.

### 2.3.1.2 Couche limite avant décollement

La condition aux limites en entrée permet de générer une couche limite turbulente. La SEM a été paramétrée avec des calculs sur plaque plane afin d'obtenir une couche limite avec des spécifications telles qu'une épaisseur de couche limite égale à  $0,5h$ . La géométrie de la rampe impose un gradient de pression, ce qui a pour effet de modifier le comportement de l'écoulement avant le point de décollement et par conséquent de modifier la couche limite amont.

Le gradient de pression pariétal est tracé sur la figure Fig. 2.24. Jusqu'à  $x/h = -4$ , le gradient de pression est quasiment constant avec une faible valeur négative. Il s'intensifie ensuite entre  $-4 < x/h \leq 0,1$  puis croît pour  $x/h > 0,1$ . Le gradient s'annule en  $x/h = 0,25$  pour devenir un gradient de pression adverse. Le point de décollement étant situé à  $x/h = 0,47$ , la couche limite reste attachée sur une distance à gradient de pression adverse égale à  $0,27h$ .

Le calcul de l'épaisseur de couche limite  $\delta$  est basé sur la définition de 99% de la longueur curviligne entre la paroi et la borne supérieure  $\eta_{sup}$  liée au critère du rapport de vorticité, la même que celle utilisée pour l'épaisseur de quantité de mouvement de l'équation 2.8. En gardant les notations utilisées, l'épaisseur de déplacement  $\delta^*$  est exprimée par :

$$\delta^*(\xi_w) = \int_0^{\eta_{sup}} \left( 1 - \frac{\overline{V}(\xi_w, \eta) - \overline{V}_{min}(\xi_w, \eta)}{\overline{V}(\xi_w, \eta_{sup}) - \overline{V}_{min}(\xi_w)} \right) d\eta \quad (2.21)$$

Les figures Fig. 2.17, 2.25 et 2.26 montrent respectivement l'évolution longitudinale des épaisseurs de quantité de mouvement, de couche limite et de déplacement en amont du décollement. Les épaisseurs de la couche limite s'établissent et se stabilisent jusqu'à une abscisse  $x/h$  égale à -3, soit une distance de huit fois l'épaisseur de couche limite théorique depuis l'entrée. Ces résultats correspondent aux performances attendues de la SEM sous l'effet du gradient de pression provoqué par la géométrie de la rampe. Sous l'effet du gradient de pression négatif qui s'intensifie, la couche limite accélère et les différentes épaisseurs décroissent légèrement entre  $x/h$  égal à -3 et 0,25. Les épaisseurs croissent à partir du moment où le gradient de pression change de signe, c'est-à-dire en  $x/h$  égal à 0,25.

En admettant que le gradient de pression en  $x/h = -3$  n'a pas encore une grande influence, il est possible d'y mesurer l'état de référence de la couche limite avant décollement :

$$\frac{\delta_{-3}}{h} = 0,5 \quad ; \quad \frac{\delta_{-3}^*}{h} = 0,08 \quad ; \quad \frac{\theta_{-3}}{h} = 0,055 \quad ; \quad Hi_{-3} = 1,45 \quad (2.22)$$

Les résultats en ce point correspondent avec ce qui était prévu par le cahier des charges. La théorie de la couche limite donne un facteur de forme  $Hi_i$  plutôt de l'ordre de 1,43. La surestimation

Références	Type	$\overline{u_{rms}^2}/\Delta\overline{V}^2$	$\overline{v_{rms}^2}/\Delta\overline{V}^2$	$-\overline{u'v'}/\Delta\overline{V}^2$
RUDERICH et FERNHOLZ [165]	ML	0,025	0,025	0,01
OSTER et WYGNANSKI [154]	ML	0,032	0,023	0,013
CASTRO et HAQUE [35]	F	0,06	0,06	0,025
JOVIC [101]	BFS	0,04	0,022	0,015
CHANDRSUDA et BRADSHAW [39]	BFS	0,03	0,015	0,011
FRIEDRICH et ARNAL [69] (LES)	BFS	0,05	0,020	0,016
DANDOIS [57]	RS	0,065	0,036	0,026
LES	RS	0,048	0,029	0,02

TABLE 2.3 – Maxima de contraintes de Reynolds relevés dans la littérature pour les couches de mélange libres (ML), les marches descendantes (BFS), les écoulements en aval de barrières (F) et la rampe arrondie (RS).

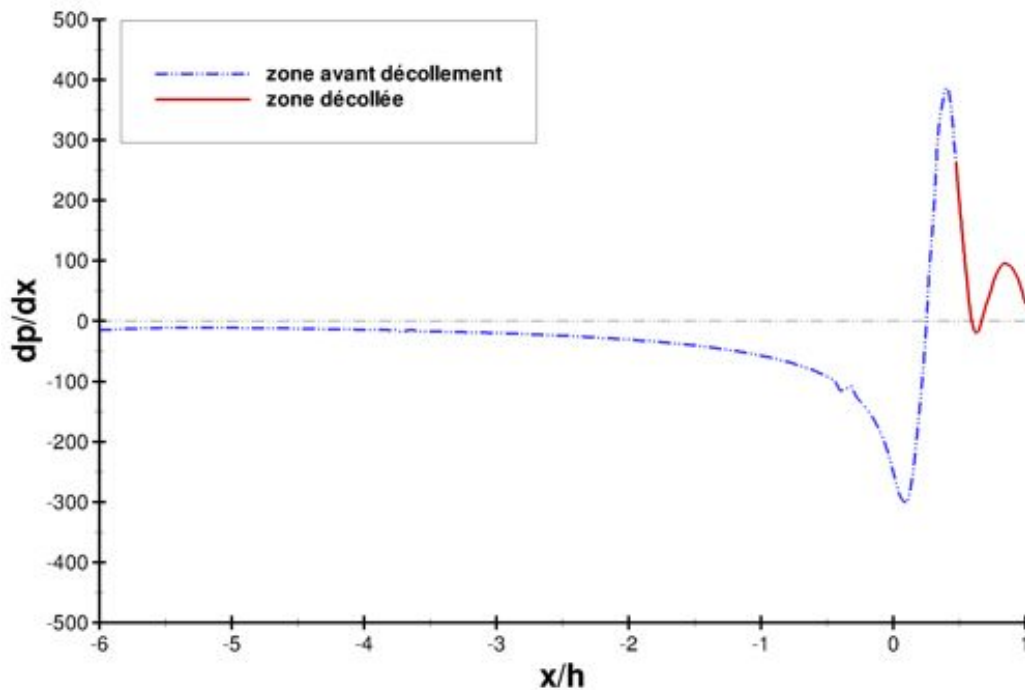


FIGURE 2.24 – Gradient de pression pariétal en amont du décollement pour le cas non contrôlé.

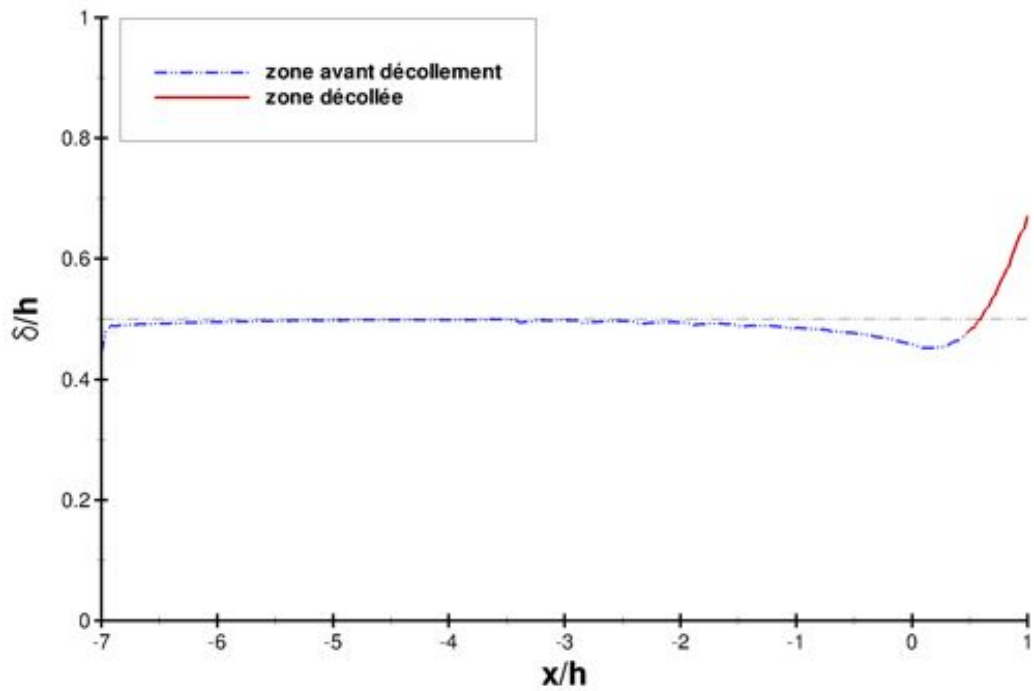


FIGURE 2.25 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de couche limite  $\delta$  en amont du décollement pour le cas non contrôlé.

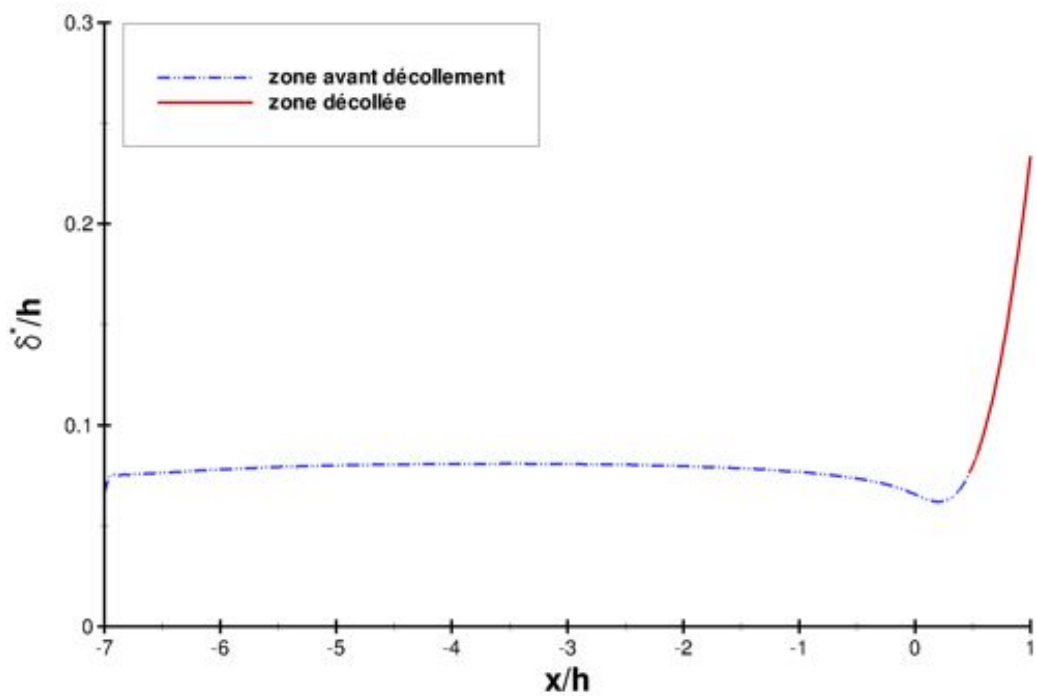


FIGURE 2.26 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de déplacement  $\delta^*$  de la couche limite en amont du décollement pour le cas non contrôlé.

en  $x/h = -3$  de  $H_i$  peut-être mise en parallèle avec l'effet du gradient de pression qui agit sur les différentes épaisseurs précédemment définies. L'évolution du facteur de forme est tracé sur la figure Fig. 2.27. L'établissement de la couche limite turbulente générée par la SEM et l'effet du gradient de pression ne permettent pas de stabiliser la valeur du facteur de forme vers une valeur égale à 1,4. Les valeurs  $y$  sont néanmoins très proches, ce qui montre la validité de la couche limite turbulente générée.

Généralement les grandeurs relative de la couche limite au nouveau du point de décollement sont utilisées afin de standardiser les résultats. Au point de décollement  $x_s$ , les valeurs sont égales à :

$$\frac{\delta_s}{h} = 0,47 \quad ; \quad \frac{\delta_s^*}{h} = 0,076 \quad ; \quad \frac{\theta_s}{h} = 0,049 \quad ; \quad H_{i_s} = 1,55 \quad (2.23)$$

### 2.3.1.3 Couche limite après recollement

Le recollement est caractérisé par un frottement pariétal redevenant positif. Comme la figure Fig. 2.22 le montre, le profil de la nouvelle couche limite n'est pas conventionnel en ce point. La couche limite dans la zone recollée doit donc se redévelopper vers un état d'équilibre. Le développement de cette couche limite peut atteindre cinquante hauteur de marche, c'est ce qu'a observé JOVIC [101] dans son expérience. Au point de décollement, l'écoulement est dominé par les structures turbulentes issues de la couche de mélange. Il existe donc une zone transitoire de transformation des structures turbulentes issues de la couche de mélange vers celles d'une couche limite conventionnelle. Un premier indicateur de cette évolution peut-être la ligne  $\Delta\bar{V}$  (Fig. 2.22), laquelle redevient proche de la paroi pour des abscisses  $x/h \geq 9$ . Ainsi pour des abscisses  $x/h$  supérieures à 9, la plupart des structures issues de la couche de mélange sont considérées suffisamment modifiées et permettent à la couche limite de se développer vers un état standard. La figure Fig. 2.28 représente les profils de vitesse longitudinale après le recollement en coordonnées de paroi. Comme il est attendu les profils ne retrouvent pas une loi logarithmique avant les abscisses  $x/h > 9$ . Les hautes valeurs observées dans les zones de sillages pour les profils adimensionnés aux abscisses  $x/h \leq 9$  sont provoquées par le résidu des structures issues de la couche de mélange. Le frottement pariétal augmente jusqu'à se stabiliser autour des abscisses  $x/h \approx 7$  (Fig. 2.14) puisque la couche limite se redéveloppe. C'est pourquoi la vitesse adimensionnée diminue dans la zone de sillage et qu'elle augmente dans la région logarithmique. Il est peut être constaté qu'à partir des abscisses  $x/h$  égales à 10, le profil redevient conventionnel. Il est donc *a posteriori* montré que la longueur de la boîte de calcul est suffisante.

Les profils de contraintes de Reynolds dans la zone recollée sont tracés sur la figure 2.29. Les valeurs des différentes contraintes diminuent en norme avec les abscisses. Entre les abscisses  $x/h$  égales à 5 et 6, les maxima des différentes contraintes diminuent d'environ 70%. Les profils  $\bar{u}_{rms}/u_\tau$  convergent vers une forme présentant un plateau à environ 4,5 pour  $y^+ \in [20 \ 300]$ . JOVIC [101] constate les mêmes résultats pour sa marche descendante. Il interprète ce plateau comme une région où les influences de la paroi et de l'extérieur de la couche de mélange se superposent. Cette région peut être identifiée comme la limite entre deux couches distinctes : la zone interne de la couche limite et la zone externe caractérisée par un effet de mémoire du niveau de production des contraintes de Reynolds de la couche de mélange. Ainsi, il existe encore une influence de la couche de mélange pour les abscisses  $x/h > 9$ .

### 2.3.2 Définition des grandeurs de référence

Le décollement de la rampe va être contrôlé par l'intermédiaire d'un jet synthétique. Afin d'évaluer l'efficacité du contrôle, il est nécessaire de définir différentes grandeurs de références.

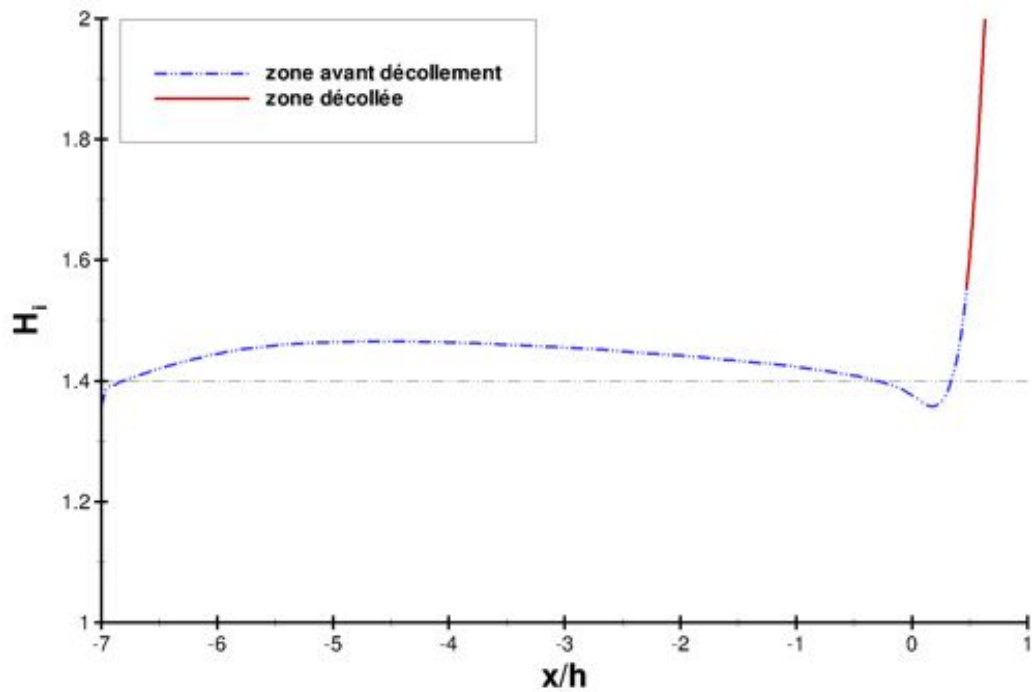


FIGURE 2.27 – Facteur de forme incompressible  $H_i$  de la couche limite en amont du décollement pour le cas non contrôlé.

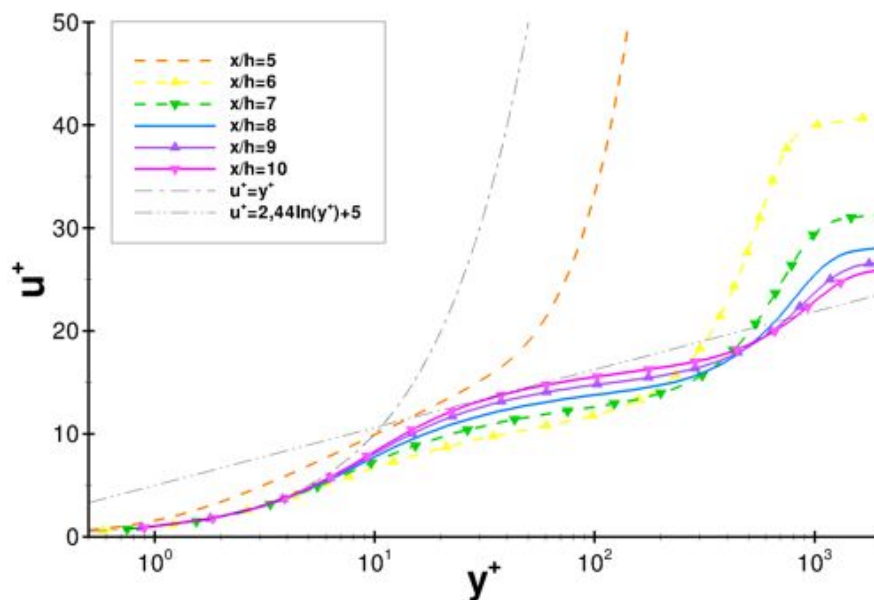


FIGURE 2.28 – Comparaison des profils  $u^+$  de couche la limite en fonction de  $y^+$  pour la couche limite recollée.

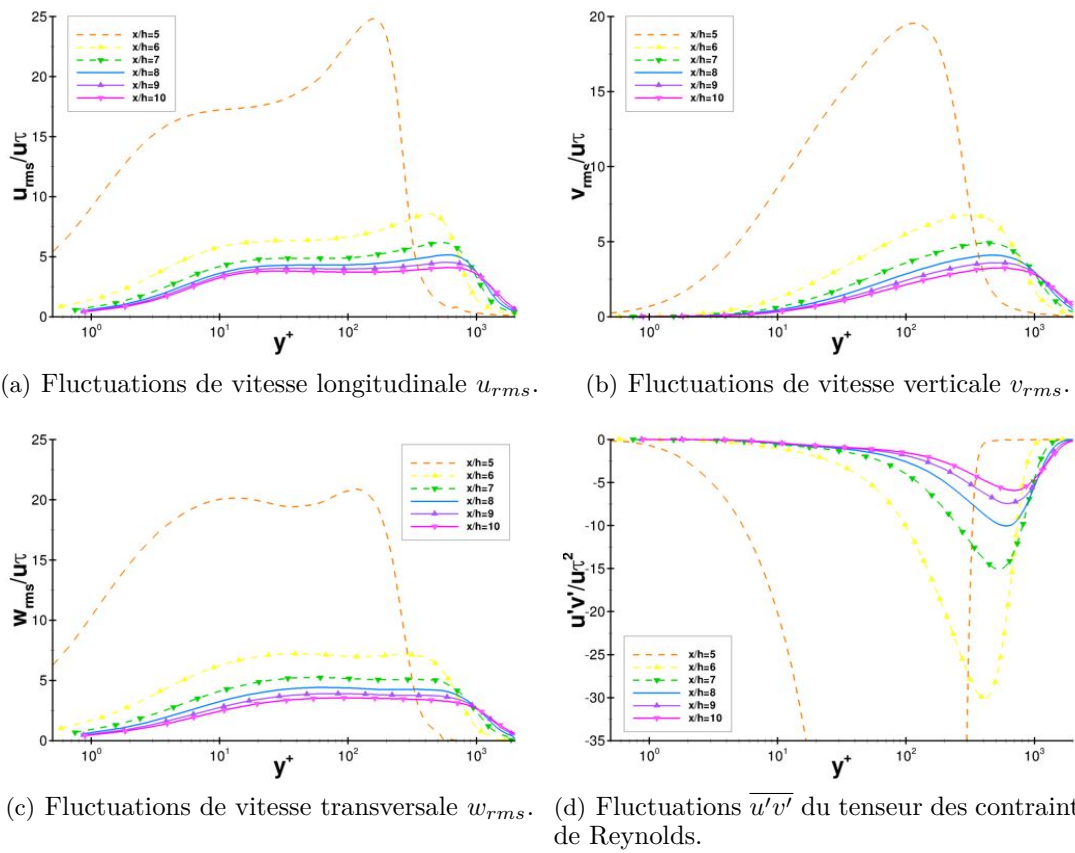


FIGURE 2.29 – Comparaison des profils des grandeurs fluctuantes de la couche limite en fonction de  $y^+$  pour la zone en aval du recollement.



Le nombre de Reynolds  $Re_h$  basé sur la hauteur de marche est présentement égal à :

$$Re_h = \frac{\rho_\infty h \bar{V}_\infty}{\mu_\infty} = 27610 \quad (2.24)$$

Le nombre de Reynolds  $Re_{\theta_s}$  basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement au point de décollement est défini par :

$$Re_{\theta_s} = \frac{\rho_\infty \theta_{x_s} \bar{V}_\infty}{\mu_\infty} = 1353 \quad (2.25)$$

Le nombre de Strouhal  $St$  peut être défini relativement à différentes grandeurs, mais la vitesse d'adimensionnement sera gardée commune aux différentes expressions ( $\bar{V}_\infty = U_\infty = 109,6 \text{ m.s}^{-1}$ ). Les différentes définitions couramment utilisées sont :

– Nombre de Strouhal  $St_h$  basé sur la hauteur de marche :

$$St_h = \frac{fh}{\bar{V}_\infty} \quad (2.26)$$

– Nombre de Strouhal  $St_{\theta_s}$  basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement au point de décollement :

$$St_{\theta_s} = \frac{f\theta_{x_s}}{\bar{V}_\infty} \quad (2.27)$$

SIGURDSON [181] propose un nombre de Strouhal basé sur des échelles caractéristiques différentes. Ce nombre est basé sur la hauteur  $h_b$  du bulbe de recirculation et sur la vitesse au point de décollement. Il permet de corréliser les fréquences de détachement tourbillonnaire pour une grande variété d'écoulements. Cependant, il est à remarquer que cette adimensionnement implique la connaissance de la hauteur du bulbe qui n'est généralement pas mesuré dans les expérimentations. Il est choisi, tout comme SIGURDSON [181], de prendre une vitesse au point de décollement égale à  $\bar{V}_\infty$ . Le nombre de Strouhal  $St_{h_b}$  basé sur la hauteur maximale du bulbe du cas sans contrôle est par conséquent défini par :

$$St_{h_b} = \frac{fh_b}{\bar{V}_\infty} \quad (2.28)$$

Le contrôle par jet synthétique est synonyme d'excitations périodiques. Les articles sur le contrôle du décollement par excitations périodiques définissent un adimensionnement des fréquences par la relation :

$$\mathcal{F}^+ = \frac{f\mathcal{L}_{ref}}{\bar{V}_\infty} \quad (2.29)$$

où  $\mathcal{L}_{ref}$  est une longueur de référence. Cette grandeur est associée à la longueur de décollement pour des écoulements décollés de marches descendantes ou de rampes. En utilisant la définition courante de la longueur de décollement  $l_s$ , la correspondance entre fréquence réduite et fréquence physique est :

$$\mathcal{F}^+ = 1 \Leftrightarrow f = 1245 \text{ Hz} \quad (2.30)$$

## 2.4 Analyse instationnaire de l'écoulement non-contrôlé

L'approfondissement de la connaissance de l'écoulement non-contrôlé concernant les fréquences caractéristiques ou encore les processus convectifs se base sur son étude instationnaire, c'est-à-dire sur l'exploitation de clichés instationnaires. Les résultats présentés dans cette partie sont issus de

clichés LES espacés d'un pas de temps  $dt_c$  égal à 20 fois celui de la simulation, soit  $10 \mu s$ . Il en résulte une base de données de 9999 clichés sur deux plans choisis : la paroi et un plan iso- $z$  au milieu de la rampe.

### 2.4.1 Décollement, recollement et couche de mélange

La figure Fig. 2.30 représente des contours de l'évolution des auto-corrélations de la pression moyennée temporellement sur la paroi. Pour chacune des abscisses les corrélations décroissent très rapidement en envergure. La corrélation augmente légèrement après le point de décollement en raison des structures émises lors du détaché tourbillonnaire au point de décollement. L'évolution de ces structures dans la couche de mélange est caractérisée par une baisse de cette corrélation. Le niveau de  $R_{p'_w p'_w}$  n'évolue plus après le recollement pour des abscisses  $x/h$  supérieures à 6. Par exemple, le niveau de corrélation  $R_{p'_w p'_w}$  égal à 0,1, se situe à  $\Delta z/h = 0,4$ . Ce résultat justifie *a posteriori* que la largeur de la rampe est suffisante.

La figure Fig. 2.31 montre sur un champ instantané les isovaleurs du critère  $Q$  colorées par la vitesse longitudinale. Les structures turbulentes, bien que nombreuses, ne sont pas aussi fine que celle d'une DNS sur un maillage adapté (DANDOIS [57]). Les structures tourbillonnaires homogènes en envergure caractéristiques de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz se devinent mais sont noyées dans la turbulence provenant de la couche limite amont. Ces structures évoluent vers des structures en « hairpins » dans la zones de sillage de la couche limite recollée. Le décollement est effectivement pleinement turbulent et il n'est pas possible de déterminer visuellement un point de recollement sur un cliché instationnaire.

Les figures Fig. 2.14 et 2.15 laissent présager que les positions de décollement et de recollement varient dans le temps autour d'une position moyenne. SIMPSON [183] définit le critère  $\gamma_{Simpson}$  représentant la proportion de temps où l'écoulement pariétal est dans le sens de l'écoulement externe pour une abscisse donnée, en d'autres termes la proportion de temps où l'écoulement est non décollé en ce point. Une valeur  $\gamma_{Simpson}$  inférieure à 0,99 indique l'existence d'un décollement. Une valeur comprise entre 0,99 à 0,8 est associée à une zone où le décollement est intermittent. Entre 0,8 et 0,5 le décollement est qualifié de transitoire. L'écoulement est considéré pleinement décollé pour  $\gamma_{Simpson} < 0,5$ .

La figure Fig. 2.32 représente l'évolution longitudinale du critère de SIMPSON [183] moyenné transversalement. Les points de décollement et de recollement moyens précédemment définis et caractérisés par un frottement pariétal moyen sont ici associés à une valeur  $\gamma_{Simpson}$  égale à 0,5. Ce résultat est également observé par SIMPSON [183]. Le critère  $\gamma_{Simpson}$  chute très rapidement au niveau du point de décollement. Ceci montre que le décollement est situé spatialement à une abscisse bien précise et qu'aucun mouvement significatif de la ligne de décollement autour de  $x_s$  ne se produit. A contrario, la pente de  $\gamma_{Simpson}$  autour du point de recollement est plus faible et  $\gamma_{Simpson}$  ne retrouve une valeur caractéristique d'un écoulement complètement recollé qu'autour de  $x/h = 8$ . Le décollement est encore intermittent autour de  $x/h = 6$ . Ceci montre que la position du point de recollement est sujet à un mouvement intense d'amplitude non négligeable. Le recollement ne peut donc être défini qu'au sens statistique. Il est par conséquent imaginable que cette zone de l'écoulement soit sujet à une agitation turbulente intense.

L'évolution temporelle du frottement pariétal est un indicateur du mouvement du recollement. La position moyenne du recollement étant estimée par une moyenne nulle du frottement pariétal suivant l'axe  $\vec{e}_z$ , il est possible de suivre son évolution spatio-temporelle  $(x/h, t)$ . La figure Fig. 2.33 représente ce critère. Il est visible que cette position moyenne oscille autour de l'abscisse  $x_r$  avec une demi-amplitude approximativement égale à  $h$ . Les deux pics secondaires du critère  $\gamma_{Simpson}$  observés sur la figure Fig. 2.32 aux abscisses  $x/h$  égales à 0,66 et 1,30 sont également visibles sur la

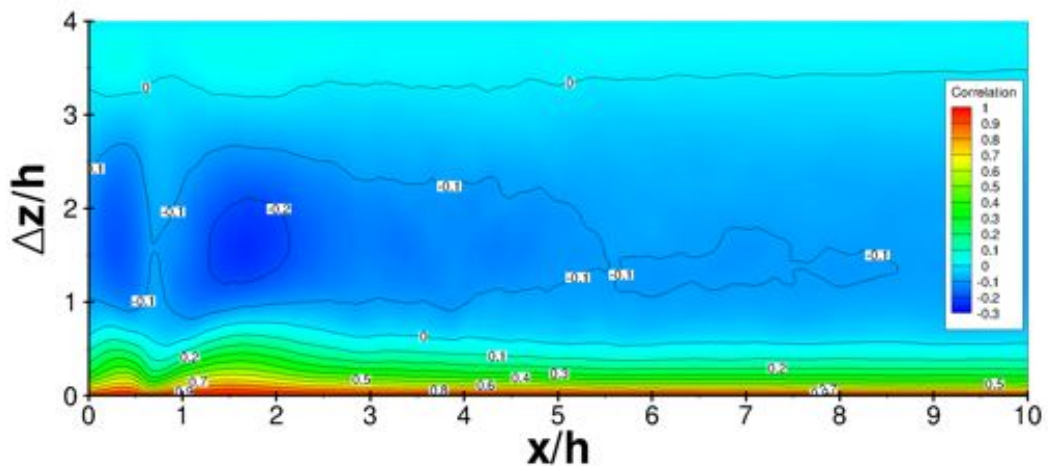
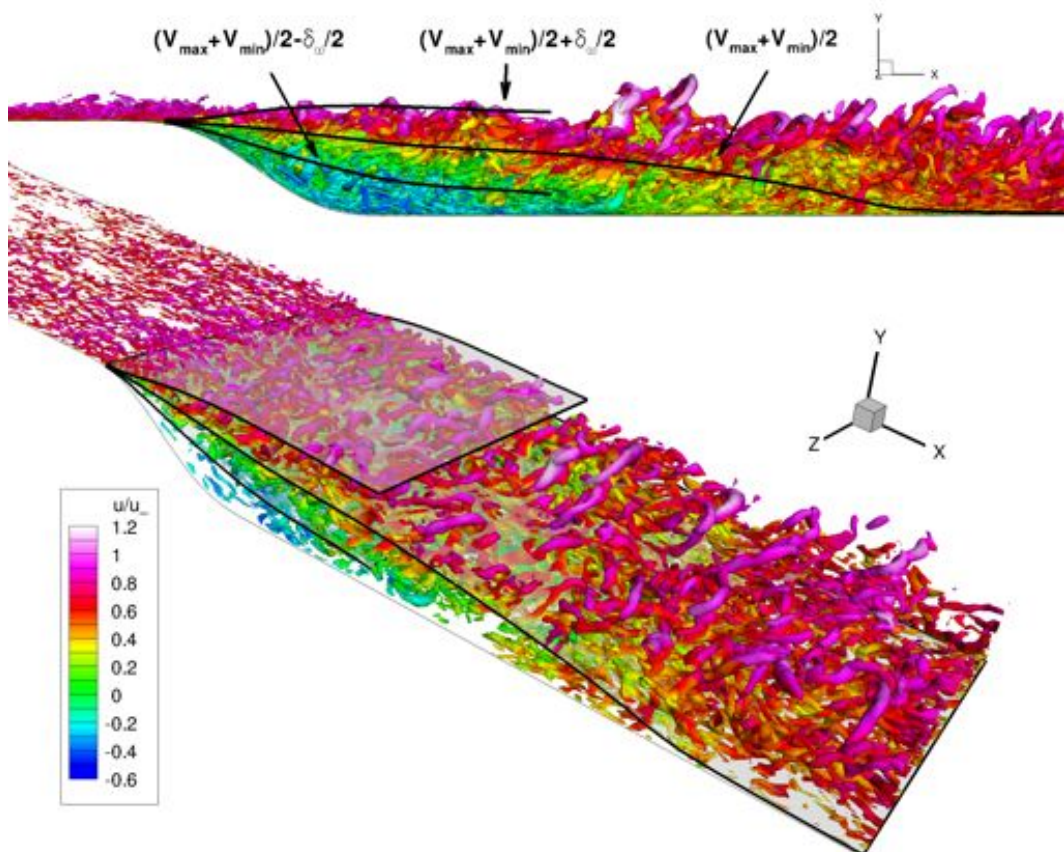
FIGURE 2.30 – Auto-corrélations en envergure pour la pression pariétale  $R_{p'_w p'_w}$ .FIGURE 2.31 – Critère  $Q$  - iso-surfaces  $Q = 4\bar{u}_\infty^2/h^2$  colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée  $\bar{u}/\bar{u}_\infty$ .

figure Fig. 2.33. Contrairement au point de recollement, le décollement présente des oscillations de très faibles amplitudes. Les frottements pariétaux positifs représentent les signatures des structures issues du lâché tourbillonnaire dont le sens de rotation dans le repère  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$  est direct : aux abscisses  $x/h \in [x_s, 1, 3]$  la paroi est proche de la ligne médiane de la couche de mélange et ces structures ne sont pas encore altérées par la zone de recirculation.

Les fréquences liées aux oscillations du recollement peuvent être déterminées à l'aide d'une analyse spectrale du frottement pariétal. Les paragraphes suivants sont donc dédiés à l'étude des fréquences caractéristiques sur l'ensemble de l'écoulement.

## 2.4.2 Analyse spectrale de l'écoulement

D'après l'équation Eq. 2.5, les signaux de frottements pariétaux représentent les évolutions temporelles d'une combinaison des gradients pariétaux  $\partial \bar{u}(x_w, y_w)/\partial y$ ,  $\partial \bar{v}(x_w, y_w)/\partial x$  et  $\partial \bar{v}(x_w, y_w)/\partial y$  pondérés par la viscosité dynamique. Ces gradients locaux contiennent par conséquent l'information liée aux plus petites structures, et sont les acteurs privilégiés pour rendre compte de l'information relative aux oscillations de la position de recollement. Contrairement au signal de frottement pariétal contenant une information locale au capteur, le signal de pression contient une combinaison d'informations de l'environnement du capteur. Les signaux de pression peuvent donc restituer les fréquences liées au passage des différentes structures turbulentes et des ondes acoustiques. Ainsi, les signaux de pression pour des capteurs disposés le long de la ligne définie par le lieu des fluctuations maximales de pression sont à même de restituer les fréquences liées aux structures cohérentes puisqu'elles y sont majoritairement représentées d'un point de vue énergétique. Les signaux de pression pariétaux contiennent quant à eux la signature du passage des différentes structures de la couche de mélange, des structures de la zone de recirculation ou de la couche limite. Le choix de la position et de la nature des capteurs est donc dépendant des phénomènes à étudier. C'est pourquoi, l'analyse spectrale porte sur ces trois types de signaux.

Les spectres des figures en annexe Fig. B.2, B.3, B.4, C.2, C.3, C.4, D.2, D.3 et D.4 sont obtenus par la méthode de WELCH [200]. Les signaux sont collectés sur 0,1 s avec un échantillonnage de 10 kHz. D'après le théorème de Shannon, la résolution maximale est égale à 5 kHz. Le calcul des spectres est effectué avec 20 blocs, un fenêtrage de Hamming, un recouvrement des fenêtres de 50% et deux zéros pour le zéro-padding<sup>4</sup>, ce qui permet d'obtenir une résolution fréquentielle égale à 26 Hz.

Les spectres des capteurs pariétaux sont calculés pour chacun des  $319 \times 269$  points du plan puis moyennés dans la direction de l'envergure. La position de ces capteurs est représentée par la figure Fig. B.1 ou C.1. Les spectres de pression pour les capteurs disposés le long de la ligne  $\mathcal{L}_{Prms}$  du maximum des fluctuations de pression sont calculés pour chaque abscisse (319 capteurs). Ces capteurs sont représentés sur la figure Fig. D.1. Contrairement aux spectres pariétaux, il n'y a pas de moyenne des spectres suivant l'envergure, ce qui se traduit par un niveau de convergence bien moindre et donc l'exploitation de tels spectres doit se faire avec prudence.

### 2.4.2.1 Auto-spectres établis avec les capteurs de frottement pariétaux $\tau_w(x, z)$

La densité spectrale  $G_{\tau_w}(f, x_w)$  (Fig. C.2) présente un pic étendu avec une énergie significative pour des nombres de Strouhal  $St_{h_b}$  basses fréquences, c'est-à-dire  $St_{h_b} < 0,03$  ( $\mathcal{F}^+ < 0,2$ ), étendu pour les abscisses  $x/h \in [3; 5, 3]$ . Le niveau maximal est atteint pour  $x/h = 4.5$  à proximité du point de recollement, endroit où les fluctuations du frottement pariétal sont maximum. La fréquence

4. La technique du zéro-padding permet d'augmenter la résolution sans modifier l'énergie par l'ajout de zéros dans les signaux.

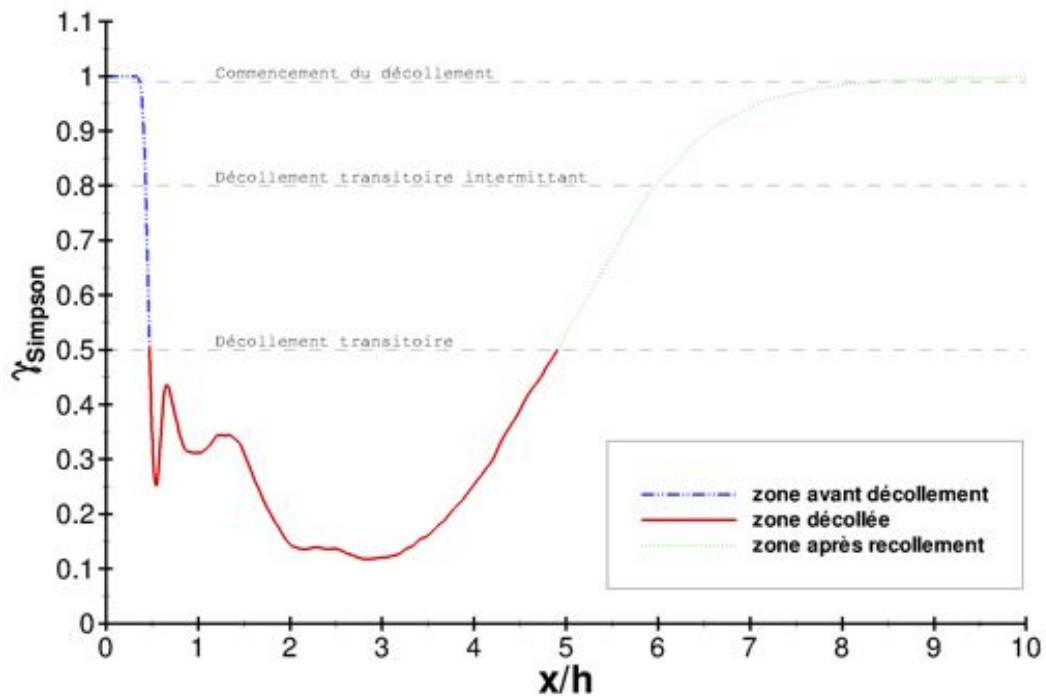


FIGURE 2.32 – Fraction de temps du frottement pariétal positif  $\gamma_{Simpson}$  en fonction des abscisses  $x/h$ .

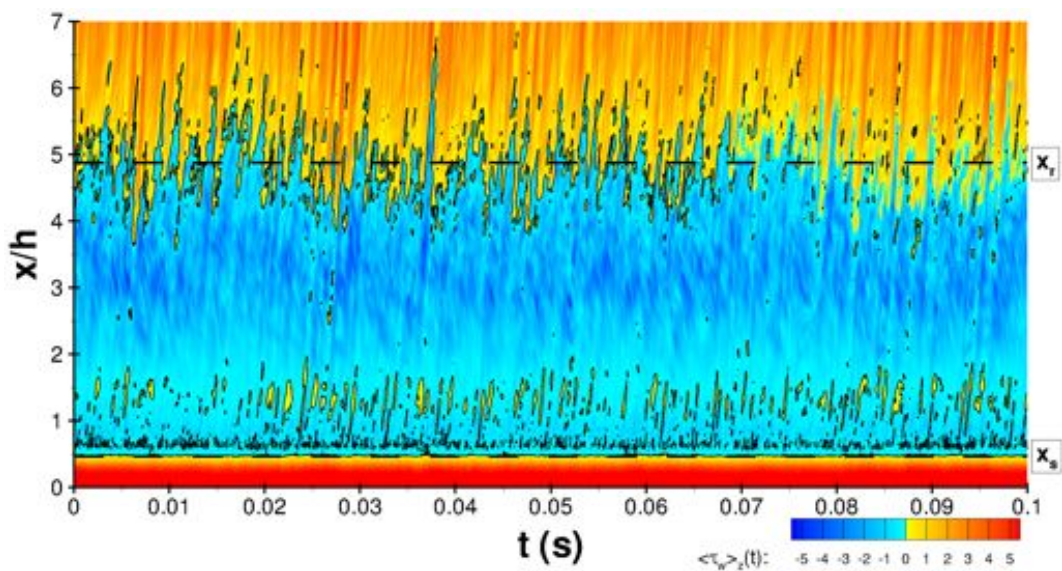


FIGURE 2.33 – Évolution temporelle du frottement pariétal  $\langle \tau_w \rangle_z$  moyenné suivant  $e_z$ .

correspondant à ce pic est de  $St_{h_b} = 0,006$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,036$ ). Cette basse fréquence correspond à celle du *flapping* observé par LIU et al. [128]. La fréquence d'oscillation du recollement peut être ici estimée à partir de la densité spectrale prise à l'abscisse  $x_s$  du recollement, représentée sur la figure Fig. E.3(f). Outre le pic basse fréquence, un pic secondaire est observé à une fréquence  $St_{h_b} = 0,11$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,7$ ). Cette fréquence est consistante avec les oscillations observées sur la Fig. 2.33.

La densité spectrale  $G_{\tau_w}(f, x)$  est multipliée par la fréquence afin de répartir plus équitablement l'énergie suivant les fréquences. Le produit  $fG_{\tau_w}(f, x_w)$  est représenté sur la figure Fig. C.3. Comme sur la figure précédente, un pic principal est observé en zone proche de recollement, c'est-à-dire  $x/h \in [3; 6]$  pour des fréquences comprises entre  $St_{h_b} = 0,05$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,32$ ) et  $St_{h_b} = 0,37$  ( $\mathcal{F}^+ = 2,26$ ). Ce pic se situe approximativement à une abscisse  $x/h = 3,9$  et une fréquence  $St_{h_b} = 0,15$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,93$ ), observable sur la figure Fig. E.1(e). La répartition assez plane de l'énergie en ce point montre qu'aucune fréquence n'est privilégiée. Au niveau du point de recollement et avec une densité spectrale comparable, deux pics ressortent avec des fréquences égales à  $St_{h_b} = 0,12$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,72$ ) et  $St_{h_b} = 0,18$  ( $\mathcal{F}^+ = 1,1$ ). Ces pics sont illustrés sur la figure Fig. E.1(f) et la première fréquence est liée à l'oscillation du recollement. Les courbes relatives à la fréquence de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et de ses harmoniques montrent que les pics de densité spectrale suivent le fondamental pour des abscisses proches du décollement ( $x/h \in [x_s/h \ 1]$ ). Pour des abscisses  $x/h \in [1 \ 3]$ , une baisse d'énergie est observée. Ceci est lié aux faibles fluctuations de  $\tau_w$  dans la zone de recirculation où  $\bar{v}$  redevient positif. Les pics observés pour  $x/h \in [x_s/h \ 1]$  indique donc que ce lieu subit des fluctuations  $\tau'_w$  non négligeables, ce qui est montré par la figure 2.33 et interprété comme étant la signature des structures du détachement tourbillonnaire lequel est situé en proche paroi. Dans la principale zone  $x/h \in [3 \ 6]$ , les pics ne suivent plus le fondamental de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz mais de son premier harmonique.

Afin de normaliser l'énergie de la densité spectrale, le produit  $fG_{\tau_w}(f, x_w)$  est adimensionné par la variance locale du signal au carré  $\sigma^2(x)$ , c'est-à-dire les fluctuations  $\tau'_w(x)$  au carré. Ce champ de densité spectrale adimensionné est représenté sur la figure C.4. Sur cette figure, la zone de basse énergie est compensée par l'adimensionnement et montre que pour des abscisses  $x/h \in [x_s/h \ 2, 5]$ , les pics liés à cette zone suivent des fréquences égales à celles de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz théorique. A ces abscisses la paroi est suffisamment proche de la trajectoire des structures pour qu'elles puissent intervenir dans la modification du frottement pariétal. C'est pourquoi, à partir de  $x/h = 2,5$ , les pics liés à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz ne sont plus observés. L'énergie des fluctuations n'est plus localisée à ces fréquences. Les pics suivent ensuite le premier harmonique. La densité spectrale dans la zone recollée est essentiellement répartie autour de  $St_{h_b} = 0,12$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,72$ ).

Ces trois figures ont montré que les fluctuations du frottement pariétal  $\tau_w(x)$  sont plus importantes autour de la zone de recirculation où  $\bar{v}$  est négatif et autour du point de décollement où les structures du lâché tourbillonnaire influencent le frottement en raison de la proximité de la paroi. Les fréquences remarquables sont l'oscillation du recollement estimée à une fréquence  $St_{h_b} = 0,12$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,72$ ) et le *flapping* à  $St_{h_b} = 0,006$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,036$ ).

#### 2.4.2.2 Auto-spectres établis avec les capteurs de pression disposés le long de la ligne $\mathcal{L}_{Prms}$ du maximum des fluctuations de pression $p_{\mathcal{L}_{Prms}}(x)$

Contrairement aux capteurs de frottement pariétal, les capteurs de pression répartis le long de la ligne  $\mathcal{L}_{Prms}$  du maximum statistique de fluctuations de pression  $p_{\mathcal{L}_{Prms}}(x)$  vont contenir une énergie principalement liée au passage des structures cohérentes.

La densité spectrale de puissance  $G_{p_{\mathcal{L}_{Prms}}(x)}(f, x)$  (cf. figure D.2), bien que non moyennée en envergure, possède une énergie principalement marquée pour  $x/h \in [2,5 \ 4,5]$  et  $St_{h_b} \in [0,03 \ 0,14]$

( $\mathcal{F}^+ \in [0, 180, 86]$ ). La densité spectrale de puissance suit principalement les fréquences de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz théorique et de son premier harmonique. Le principal pic d'énergie est situé à  $x/h = 3,6$  pour une fréquence  $St_{h_b} = 0,0056$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,34$ ). Il est proche de la fréquence du *flapping* trouvé précédemment. De l'énergie est également retrouvée pour de très basses fréquences, mais en raison de la résolution des spectres, il n'est pas possible d'en définir la fréquence avec précision. Elle pourrait être liée au phénomène oscillatoire de vidange du bulbe. Deux pics sont relevés au point de recollement sur la figure E.3(f), le premier à une fréquence  $St_{h_b} = 0,08$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,48$ ) et le second à une fréquence  $St_{h_b} = 0,10$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,61$ ). Le second pic correspond également aux pics de la zone recollée. La fréquence naturelle de la couche limite recollée est ainsi déterminée par celle du passage des structures, le *vortex shedding*, soit  $St_{h_b} = 0,10$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,61$ ).

La densité spectrale  $fG_{p_{\mathcal{L}_{P_{rms}}}(x)}(f, x)$  (cf. figure Fig. D.3) montre une énergie principalement répartie dans la couche de mélange ( $x \in [x_s, x_r]$ ). Les pics suivent les fréquences théoriques de Kelvin-Helmholtz.

La densité  $fG_{p_{\mathcal{L}_{P_{rms}}}(x)}(f, x)$  normalisée est tracée sur la figure Fig. D.4 permet de révéler les fréquences prépondérantes de la couche limite recollée. Trois fréquences sont majoritairement représentée :  $St = 0,10$  pour la fréquence du passage des structures cohérentes dans la couche limite recollée,  $St = 0,15$  et  $St = 0,23$ .

L'exploitation de ces spectres a montré que la couche de mélange est principalement soumise aux instabilités de Kelvin-Helmholtz et que la couche limite recollée possède un pic principal de fréquence situé à  $St = 0,10$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,6$ ). Ce dernier nombre de Strouhal est typique des fréquences dites de *vortex shedding* trouvées dans la littérature.

### 2.4.2.3 Auto-spectres établis avec les capteurs de pression pariétale $p_w(x, z)$

Les densités spectrales de la pression pariétale sont moyennées en envergure, ce qui permet de lisser les pics secondaires et de laisser apparaître les pics représentatifs de l'écoulement avec une bonne fiabilité.

La densité spectrale  $G_{p_w}(f, x)$  est représentée sur la figure B.2, il en ressort deux zones de densité spectrale non négligeable. Aux abscisses  $x/h \in [3, 5]$ , le pic se situe autour des basses fréquences. La position de cette répartition confirme que la zone du bulbe où la vitesse verticale est négative est sujette à d'intenses fluctuations de pression. La seconde zone se situe pour  $x/h \in [3, 5, 6]$  pour des fréquences comparables à celles de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. A l'abscisse de recollement, un pic est observé pour une fréquence  $St_{h_b} = 0,057$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,341$ ) relatif au passage des structures cohérentes de la couche de mélange.

En multipliant la densité spectrale par les fréquences, l'énergie contenue dans la densité spectrale est équitablement répartie suivant les fréquences. La figure Fig. B.3 montre une zone de densité spectrale élevée autour de la position de recollement d'une amplitude égale à  $h$ . Ce pic est par conséquent lié à l'oscillation du point de recollement et sa fréquence est effectivement égale à  $St_{h_b} = 0,12$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,72$ ). Un second pic se trouve à proximité de cette zone et s'étend un peu plus vers l'aval. Sa fréquence égale à  $St = 0,10$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,6$ ) est représentative du *vortex shedding* précédemment relevé. Au niveau du point de décollement, la densité spectrale est concentrée autour de la fréquence liée à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz comme observé précédemment.

Puisque la zone proche du recollement est sujette à d'intenses fluctuations, la densité  $fG_{p_w}(f, x)$  est adimensionnée par le carré des fluctuations de pression pariétale locales. La figure Fig. B.4 confirme les précédentes observations et montre que dans la couche de mélange, les instabilités de Kelvin-Helmholtz sont prépondérantes.

Au niveau de l'ensemble des spectres, il est remarquable qu'entre les points de décollement et  $x/h = 2,5$ , les pics suivent la courbe définie par les fréquences de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Le léger décalage observé peut être justifié par le fait que les fréquences de Kelvin-Helmholtz sont issues d'une analyse de stabilité linéaire de couche de mélange, ce qui n'est pas exactement le cas d'étude mais montre que l'écoulement a un comportement proche. La couche de mélange est donc dominée par les instabilités de Kelvin-Helmholtz.

#### 2.4.2.4 Validation des relations phénomènes – fréquences

La pression pariétale contient une combinaison non-linéaire des informations contenues des deux précédents types de capteurs. La comparaison des spectres obtenus permet de valider les fréquences liées aux différents phénomènes. Pour cela les densités spectrales sont relevées à différentes abscisses et comparées entre elles sur les figures Fig. E.1, E.2, E.3 et E.4.

Les différents pics relevés sur les différents spectres coordonnent et montrent bien les différentes combinaisons offertes par le choix des capteurs.

La fréquence liée à l'oscillation du recollement est donc identifiée à  $St_{hb} = 0,12$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,72$ ) et le *vortex shedding* à  $St_{hb} = 0,10$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,61$ ). Une basse fréquence relative au phénomène de *flapping* estimée à  $St_{hb} = 0,07$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,44$ ) est relevée régulièrement le long du décollement et de la couche limite recollée.

Les capteurs montrent qu'une grande partie de l'énergie des fluctuations se retrouve dans un phénomène très basse fréquence qui ne peut qu'être approximativement estimé aux environs de  $St_{hb} = 0,003$  en raison du manque de résolution.

Le tableau Tab. 2.4 permet de comparer les différentes fréquences relevées dans la littérature avec les présents résultats. A topologie comparable, les résultats sont cohérents avec ceux de la littérature.

Finalement, les pics de fréquences dérivent légèrement avec les abscisses dans la partie recollée. Cette dérive, qui a tendance à accroître ces fréquences, est liée à l'augmentation de vitesse de convection des structures cohérentes. La section suivante est destinée à l'étude des différentes vitesses de convection au sein de l'écoulement.

#### 2.4.2.5 Spectres fréquences – nombre d'onde

La trajectoire des structures issues du détachement tourbillonnaire est déterminée en théorie par la ligne définie par la moyenne des extrema de vitesses  $\langle \bar{V} \rangle$ . Cette trajectoire n'a du sens que dans le décollement. Si le centre des structures cohérentes suit une trajectoire précise, alors cette trajectoire est soumise à une plus grande variation de pression que le reste du champ puisque le centre des tourbillons est caractérisé par une dépression. La ligne définie par le maximum des fluctuations de pression  $p_{rms\ max}$  serait donc un bon candidat pour la définition de la trajectoire des structures. La figure Fig. 2.22 montre que cette ligne est très proche de la ligne définie par  $\langle \bar{V} \rangle$  dans le décollement et que son ordonnée reste quasiment constante après recollement. D'où l'hypothèse de considérer que les structures cohérentes suivent une trajectoire définie par la ligne  $\mathcal{L}_{P_{rms}}$  du maximum des fluctuations de pression  $p_{rms\ max}$ .

Sous cette hypothèse, il est possible de relever la vitesse longitudinale de convection des structures cohérentes en fonction des abscisses. Cette évolution est tracée sur la figure Fig. 2.34. Le taux de vitesse évolue linéairement :

$$\frac{\partial \bar{u}_{p_{rms\ max}}}{\partial x} = 0,045 \frac{\bar{u}_{\infty}}{h} \quad (2.31)$$

Il n'est pas possible de définir une vitesse moyenne de convection des structures pour la globalité de l'écoulement, elle n'est donc définie que localement. Les structures bidimensionnelles de Kelvin-Helmholtz se déplacent généralement à une vitesse environ égale à  $0,5\bar{u}_{\infty}$ . Le tableau Tab. 2.5



Auteur	Type d'écoulement	Type d'étude	Référence		$\delta_{x,s}$ (mm)	$\theta_{x,s}$ (mm)	$Re_h$	$Re_\theta$	$l_s/h$	K-H ( $St_\theta$ , $x_s$ )	Vortex shedding ( $St_h$ )	Flapping ( $St_h$ )
			$h$ (mm)	type								
MABEY [134]	Review	E									$\mathcal{F}^+ = 0, 60$	
CHERRY et al. [41]	BFS	E	38,1 26,5	plaque bulbe			32000	128	$4, 9 \pm 0, 05$		$0, 14$ $0, 10$	$St_h \leq 0, 025$ $St_h \leq 0, 018$
TROUTT et al. [197]	BFS	E	56	marche	10		45000	920	7		$0, 25 - 0, 65$	
KIVA et SASAKI [113]	FP	E	20	plaque			26000		5,05		0, 12	
ADAMS et JOHNSTON [1]	BFS	E	38,1	marche	$0 \leq \delta \leq 20$	$800 \dots 40000$			$4, 9 \dots 6, 7$		0, 10	
SIMPSON [184]	Review	E										
DEVENPORT et SUTTON	BFS + obstacle	E	35	marche		7	35000	660	$3, 14$ $10, 7$		$\mathcal{F}^+ = 0, 6 \dots 0, 8$	$0, 016$ $0, 017$
NETO et al. [145]	BFS	N					38000		8,1		0, 07	
SIGURDSON [181]	CC	E	165	diamètre			$42000 \dots 132000$			0, 07		
CHUN et SUNG [45]	BFS	E	35	marche	206 176,5 210,5	20,03 19,6 1,94	33000 23000 13000	1340 890 480	7,8 7,2 6,75	0, 012	0, 19	
LE et al. [124]	BFS	N	1,2	Ratio	1, 2h		5100		6,28		0, 06	
HUANG et FIEDLER [91]	BFS	E	20	marche			4300		5		0, 04	
HEENAN et MORRISON [86]	BFS	E	75	marche			190000		5,5		0, 18	
YANG et VOKE [208]	FP	E					3450		2,6		0, 074	
THON et al. [194]	BFS	E	20	marche			4800		5,1		0, 13	
SPAZZINI et al. [191]	BFS	E	22				35000		5,05		$\mathcal{F}^+ = 1$	
LEE et SUNG [125]	BFS	E	50	marche			16000		6,14			
NAGUB et HUDY [144], HUDY et al. [93]	F	E	35	marche			33000		7,4		0, 065	
LIU et al. [128]	SR	E	20	hauteur	15	1,7	13200		9,75		$\mathcal{F}^+ = 0, 6 \dots 0, 9$	
BRUNN et NITSCHKE [27]	D	E	15	rampe			3000		7,33	0, 12	0, 03 0, 07	0, 0075

TABLE 2.4 – Fréquences de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, de détachement tourbillonnaire et d'oscillation basse fréquence de la couche de mélange pour différents écoulements reportés dans la littérature (Type d'écoulement : BFS = marche descendante, FP = bord d'attaque de plaque plane, CC = cylindre dont l'axe est aligné avec l'écoulement, F = barrière, SR = règle carrée, D = diffuseur ; Type d'étude : E = expérimentale, N = numérique).

regroupe quelques vitesses de convection des tourbillons dans la couche de mélange pour différents écoulements et les vitesses obtenues dans le présent cas sont en bon accord.

La vitesse de convection définie par la ligne de maximum de fluctuation de pression ne peut rendre compte que d'une vitesse moyenne locale. C'est-à-dire qu'il n'est pas possible de déterminer de multiples vitesses pour une abscisse donnée. Les spectres fréquences - nombres d'onde permettent quant-à eux de pouvoir définir différents phénomènes convectifs liés à différentes fréquences mais ne peuvent le faire localement. C'est-à-dire que les vitesses sont moyennées longitudinalement, sur la distance entre le premier et le dernier capteur. C'est pourquoi des spectres fréquences - nombres d'ondes sont réalisés sur trois portions différentes : première moitié du bulbe, seconde moitié du bulbe et couche limite après recollement, respectivement représentés sur les figures Fig. 2.35, 2.36 et 2.37. Les spectres sont réalisés avec la pression pariétale et moyennés en envergure (269 spectres en envergure).

Les principales vitesses obtenues par le spectre fréquence - nombre d'onde outre les vitesses caractéristiques de l'acoustique (pour les plus hautes fréquences) dans la première moitié de bulbe, c'est-à-dire pour les abscisses  $x_s/h \leq x/h \leq 2,43$ , sont au nombre de trois. La première est environ égale à  $22 \text{ m.s}^{-1}$ , soit  $0,2\bar{u}_\infty$ . Elle n'est pas retrouvée sur la courbe Fig. 2.34 mais permet de justifier en partie les faibles valeurs de vitesse obtenues au niveau de la première moitié de bulbe. La seconde vitesse, égale à environ  $46 \text{ m.s}^{-1}$  soit  $0,42\bar{u}_\infty$  est représentatif de la moyenne suivant les abscisses obtenue par la courbe de la figure Fig. 2.34. La dernière vitesse est ici caractéristique du courant de retour avec une valeur d'environ  $-15 \text{ m.s}^{-1}$ , soit  $0,14\bar{u}_\infty$ . Cette valeur est cohérente avec la moitié de la vitesse moyenne maximum obtenue dans le bulbe.

Sur la seconde partie du bulbe ( $2,47 \leq x/h \leq x_r/h$ ), la vitesse du courant de retour n'est plus visible, mais deux vitesses se distinguent : environ  $22 \text{ m.s}^{-1}$  et environ  $84 \text{ m.s}^{-1}$  ( $0,2\bar{u}_\infty$  et  $0,77\bar{u}_\infty$ ). La moyenne de ces vitesses, égale à  $64 \text{ m.s}^{-1}$  ( $0,58\bar{u}_\infty$ ), correspond à un peu plus de la moyenne longitudinale retrouvé sur la courbe Fig. 2.34 pour  $2,47 \leq x/h \leq x_r/h$ .

La couche limite recollée présente une vitesse de convection moyenne environ égale à  $70,5 \text{ m.s}^{-1}$  soit  $0,64\bar{u}_\infty$  (cf. Fig. 2.37). Une fois de plus, cette vitesse de convection correspond à la moyenne longitudinale retrouvée sur la courbe Fig. 2.34 pour les abscisses supérieures à  $x_r$ . Les résidus des structures de la couche de mélange se retrouvant dans la couche limite réattachée sont donc accélérés.

L'hypothèse de considérer la ligne correspondant au maximum de fluctuations de pression comme la trajectoire des tourbillons est donc validée avec les vitesses relevées grâce au spectre fréquences - nombres d'ondes. Ces deux outils sont complémentaires. Le premier permet de décrire localement une vitesse moyenne des structures et le second permet d'explicitier différentes vitesses de convections moyennées sur la longueur liée à la répartition des capteurs.

### 2.4.3 Répartition de l'énergie cinétique turbulente

L'équation-bilan pour l'énergie cinétique turbulente est obtenue par manipulation des équations de Navier-Stokes. Elle fait apparaître plusieurs termes :

$$\begin{aligned}
0 = & \underbrace{\left( -\frac{\overline{\partial u'_i u'_i}}{\partial t} \right)}_{\text{Non stationarité}} + \underbrace{\left( -U_j \frac{\partial \overline{u'_i u'_i}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Advection}} + \underbrace{\left( -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)}_{\text{Production}} + \underbrace{\left( -2 \frac{\mu}{\rho} \overline{s'_{ij} s'_{ij}} \right)}_{\text{Dissipation}} \\
& - \underbrace{\left( \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion turbulente}} - \underbrace{\left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_j p'}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion par p}} + \underbrace{\left( \frac{2\mu}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_i s'_{ij}}}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion visqueuse}}
\end{aligned} \tag{2.32}$$

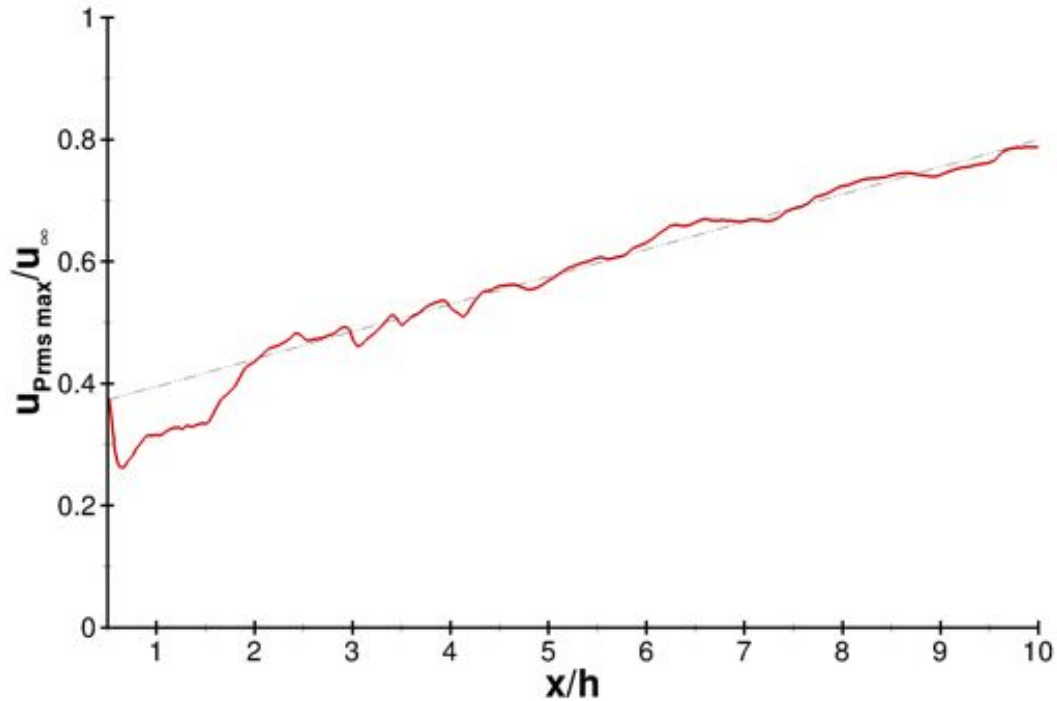


FIGURE 2.34 – Evolution longitudinale de la vitesse des structures cohérentes relevée sur la ligne définie par le maximum de fluctuation de pression.

Auteur	Type	Vitesse de convection
BROWN et ROSHKO [26]	M	$0,53\bar{u}_{\infty}$
CHERRY et al. [41]	FP	$0,5 - 0,63\bar{u}_{\infty}$
KIYA et SASAKI [113]	FP	$0,5\bar{u}_{\infty}$
SIMPSON [184]	review	$0,6\bar{u}_{\infty}$
KIYA et al. [114]	FP	$0,5\bar{u}_{\infty}$
HEENAN et MORRISON [86]	BFS	$0,5 - 0,6\bar{u}_{\infty}$
LEE et SUNG [125]	BFS	$0,6\bar{u}_{\infty}$
YANG et VOKE [208]	FP	$0,58\bar{u}_{\infty}$
HUDY et al. [93]	F	$0,57\bar{u}_{\infty}$
MORRIS et FOSS [143]	M	$0,5\bar{u}_{\infty}$
LARCHEVÊQUE et al. [120]	CM	$0,65\bar{u}_{\infty}$
DEJOAN et LESCHZINER [64]	BFS	$0,4\bar{u}_{\infty}$
LARCHEVÊQUE et al. [121]	CM	$0,53\bar{u}_{\infty}$
LIU et al. [129]	BFS	$0,56\bar{u}_{\infty}$
DANDOIS [57]	RS	$0,5\bar{u}_{\infty}$

TABLE 2.5 – Vitesse de convection des tourbillons de la couche de mélange pour différents écoulements (Type d'écoulement : M = couche de mélange, BFS = marche descendante, F = barrière, FP = bord d'attaque de plaque plane, CM = couche de mélange au dessus d'une cavité et RS = rampe).

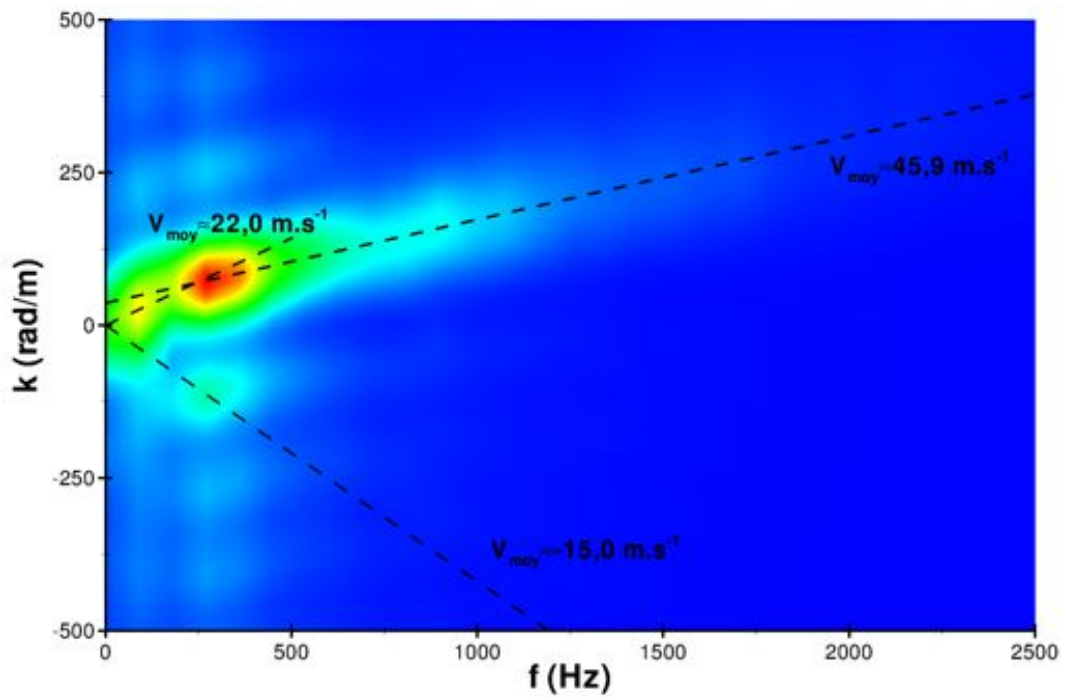


FIGURE 2.35 – Spectre fréquence - nombre d'onde de la pression parétale sur des capteurs disposés le long de la première partie du bulbe  $x_s/h \leq x/h \leq 2,43$ .

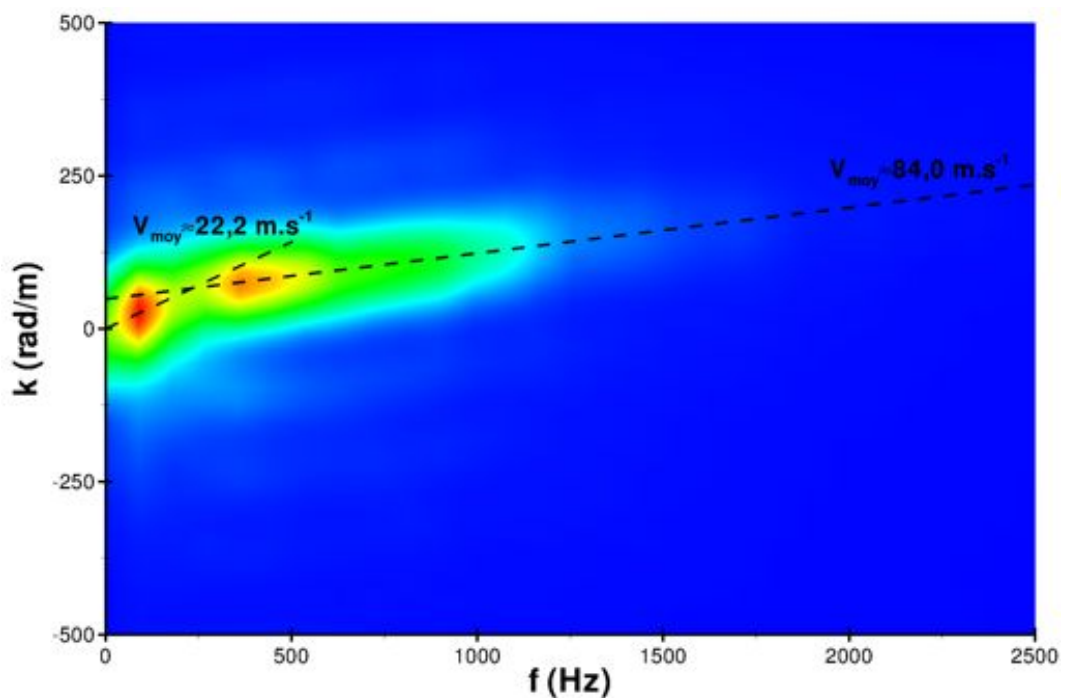


FIGURE 2.36 – Spectre fréquence - nombre d'onde de la pression parétale sur des capteurs disposés le long de la seconde partie du bulbe  $2,47 \leq x/h \leq x_r/h$ .

Le terme de production s'écrit comme un "couplage" entre les tensions turbulentes et le gradient de vitesse moyenne. Il représente donc un échange d'énergie entre mouvements moyen et turbulent. Dans une couche limite turbulente, ce terme est majoritairement positif et traduit le fait que la turbulence extrait de l'énergie du mouvement moyen pour la convertir en fluctuations de vitesse. Ce "centre producteur" d'énergie est situé aux environs de  $y^+ \approx 12$ . En deçà, dans la sous-couche visqueuse, l'équilibre énergétique se traduit par l'égalité des termes de diffusion visqueuse et de dissipation. Enfin, dans le reste de la couche-limite, l'équilibre dominant (production = dissipation) traduit que l'énergie apportée par le mouvement moyen est dissipée localement.

Afin d'identifier les échanges énergétique au sein de l'écoulement, le bilan énergétique sur un plan  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$  placé en  $z/h = 2$  est réalisé à partir de 9999 clichés séparés d'un pas de temps  $\Delta t$  égal à  $10 \mu s$ . L'équation Eq. 2.32 est développée en repère tridimensionnel ( $\forall i, j \in \{1, 2\}$ ) en considérant la dérivée spatiale  $\partial \cdot / \partial z$  nulle. Parmi les différents termes proposés par cet équation, seuls la production et l'advection sont calculables à partir des champs moyens.

Les figures Fig. 2.4.3 et 2.4.3 représentent chacun des termes de l'équation Eq. 2.32. Bien que les ordres de grandeurs soient corrects pour la couche limite amont et aval, la somme des termes n'est pas nulle dans la couche de mélange. La principale raison est que l'hypothèse  $\partial \cdot / \partial z = 0$  n'est pas valable. La dissipation est ici sous estimée dans la couche de mélange (cf. LE et al. [124]).

La production est principalement répartie le long de la ligne définie par le maxima des fluctuations de pression et comprise dans les limites de la couche de mélange. La production est par définition liée aux échanges énergétiques entre le mouvement moyen et les fluctuations. A partir du point de recollement la production commence à s'atténuer puisque les structures cohérentes de la couche de mélange s'intègrent dans la couche limite recollée.

L'advection est répartie le long des limites de la couche de mélange, avec une dominante positive le long de la limite supérieure. L'advection reste négative le long de la limite inférieure jusqu'à  $x/h \leq 2$ , puis devient positive.

## 2.5 Conclusions

Ce chapitre a permis d'étudier l'écoulement décollé d'une rampe générique, précisément celle étudiée par DANDOIS [57].

Cette géométrie impose un décollement massivement turbulent. Le maillage adapté à la LES et les dimensions du domaine de calcul suffisantes montrent la capacité de la simulation à reproduire une physique validée par la littérature. L'application de la SEM comme condition aux limites en entrée pour la génération d'une couche limite turbulente est employée pour satisfaire à un cahier des charges exigeant. Cette méthode montre son grand potentiel, mais nécessite un lourd travail préparatoire. Les paramètres de la SEM utilisés dans la simulation de l'écoulement décollé et de la plaque plane ne sont pas optimaux mais permettent néanmoins d'assurer les critères voulus. Ces paramètres pourraient être améliorés via un algorithme d'optimisation. Les analyses statistique et instationnaire de l'écoulement décollé permettent d'approfondir la connaissance de l'écoulement permettant ainsi de dégager les principales grandeurs qui serviront de référence au contrôle. Il est montré que la couche de mélange est dominée par des phénomènes liés aux instabilités de Kelvin-Helmholtz. L'étude spectrale a permis de déterminer différentes fréquences caractéristiques de l'écoulement : le *vortex shedding* à  $St = 0, 10$  ( $\mathcal{F}^+ = 0, 6$ ), le *flapping* à environ  $St_{h_b} = 0, 006$  ( $\mathcal{F}^+ = 0, 036$ ) et un phénomène d'oscillation du recollement à  $St_{h_b} = 0, 12$  ( $\mathcal{F}^+ = 0, 72$ ).

Le bilan énergétique montre la prépondérance du terme de dissipation le long de la couche de mélange face aux autres termes, ce qui montre la réelle influence des structures cohérentes.

Les différentes vitesses relevées dans la couche de mélange et la couche limite recollée sont cohérentes avec les résultats de la littérature. Il est montré qu'après recollement les structures

---

tourbillonnaires subissent une accélération constante. Ceci montre alors que la couche limite recollée n'a pas encore eu le temps de converger vers son état d'équilibre.

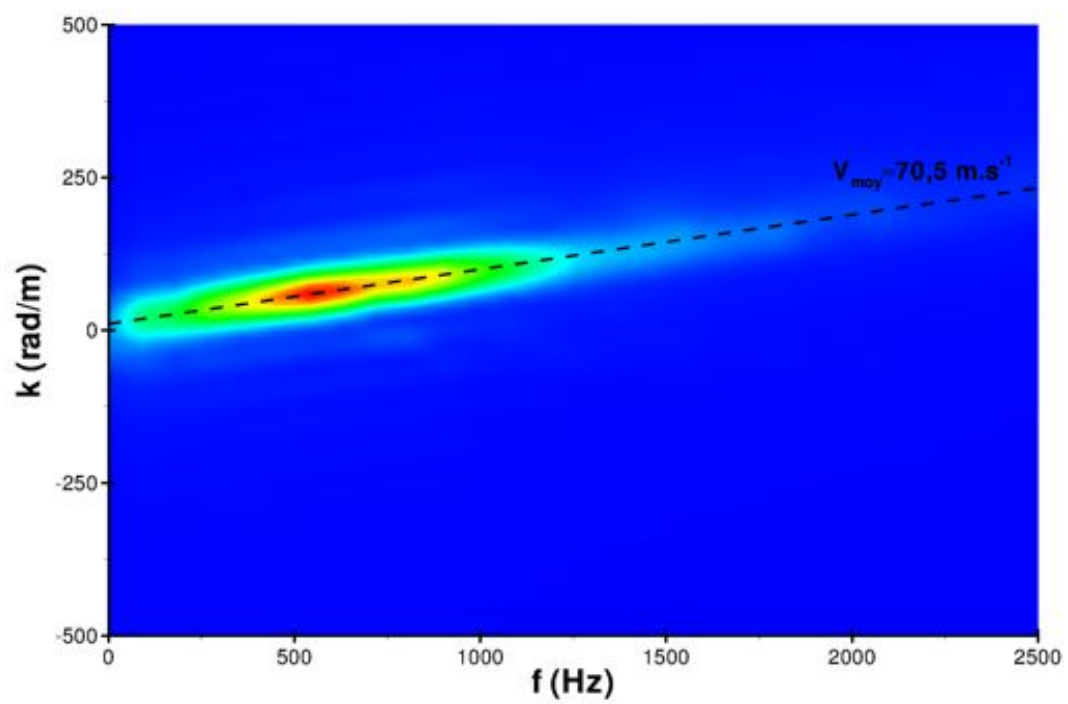
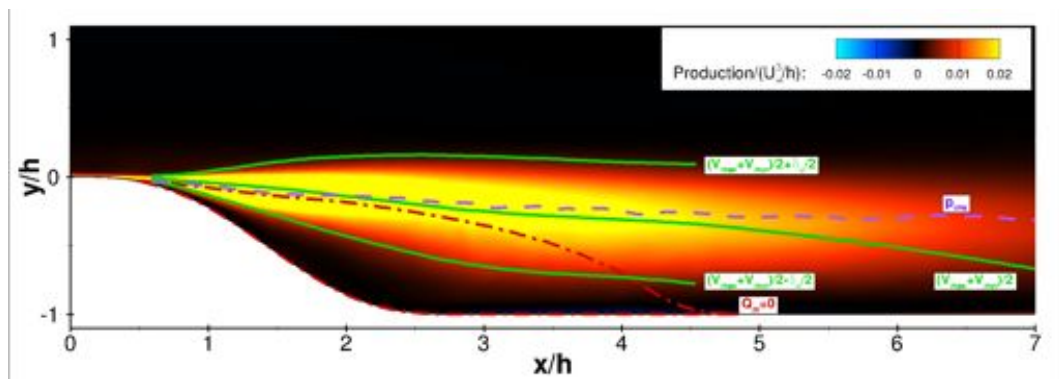
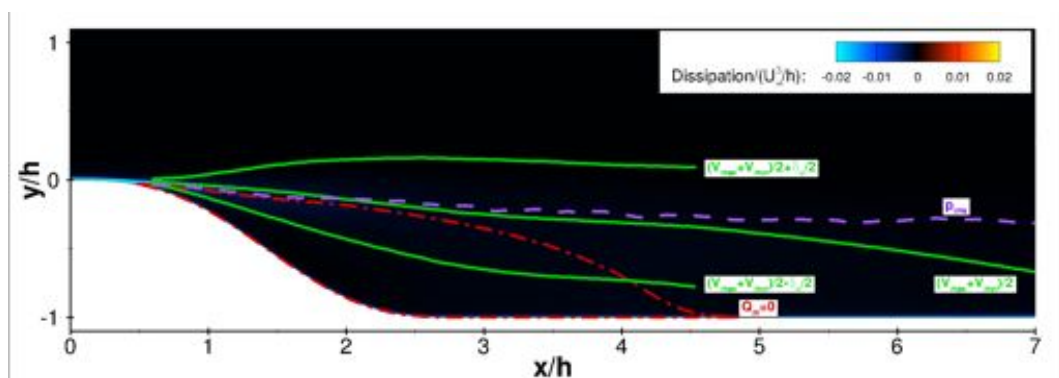


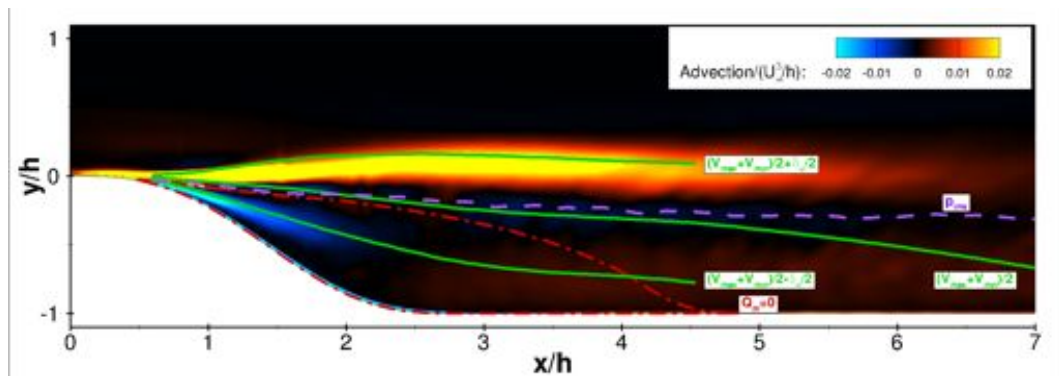
FIGURE 2.37 – Spectre fréquence - nombre d'onde de la pression parétale sur des capteurs disposés en aval du point de recollement.



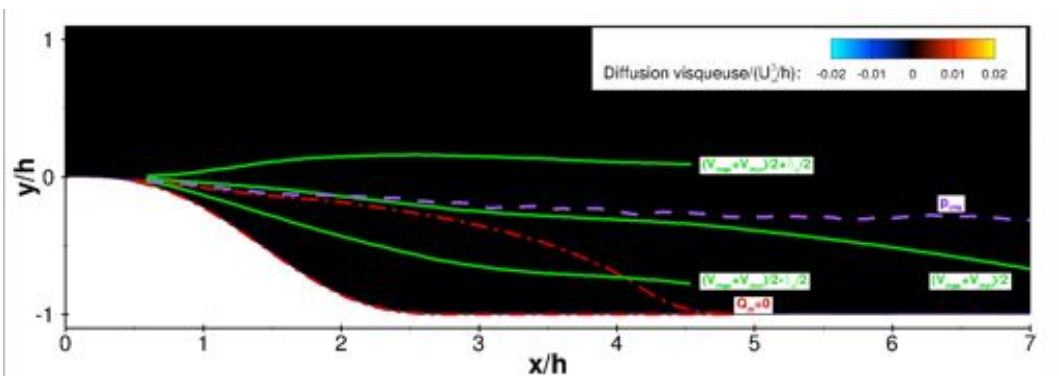
(a) Production.



(b) Dissipation.



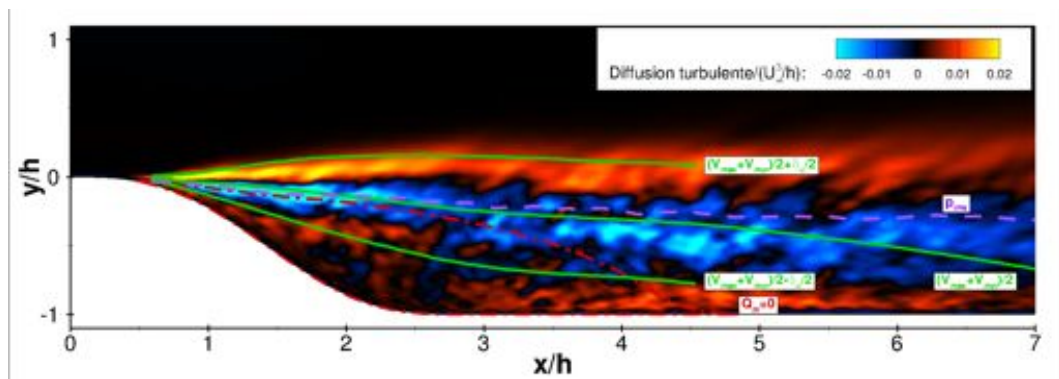
(c) Advection.



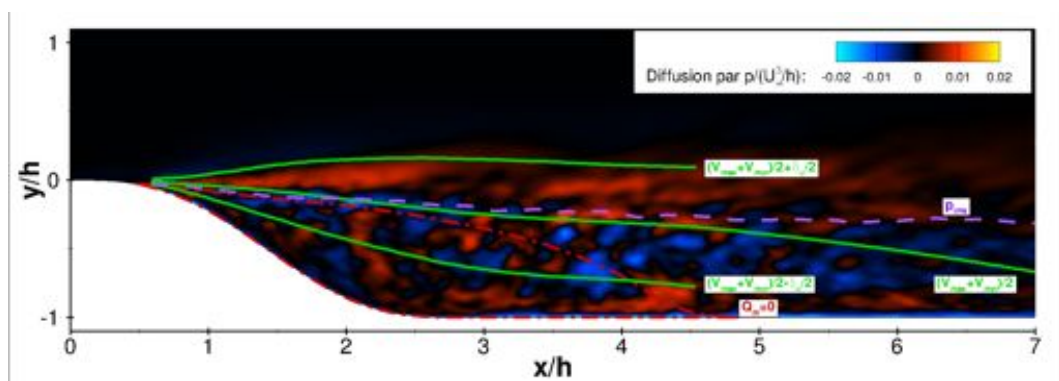
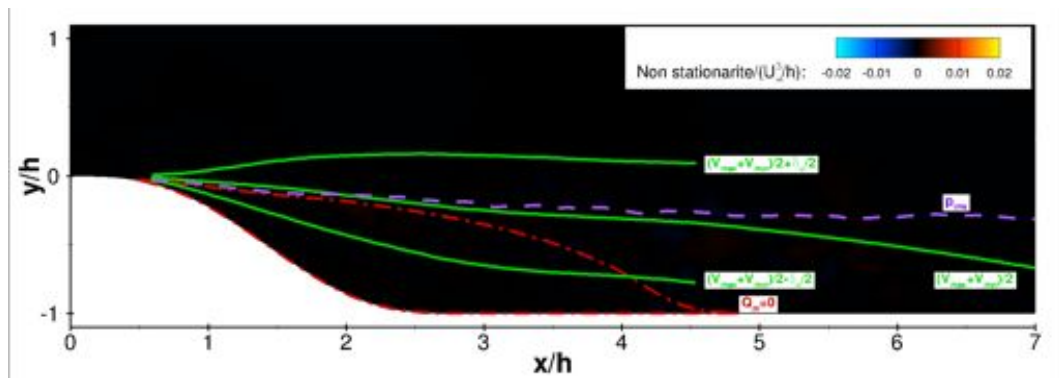
(d) Diffusion visqueuse.

FIGURE 2.38 – Termes de l'équation-bilan pour l'énergie cinétique turbulente adimensionnés par  $\bar{u}_\infty/h$  - Part. 1.

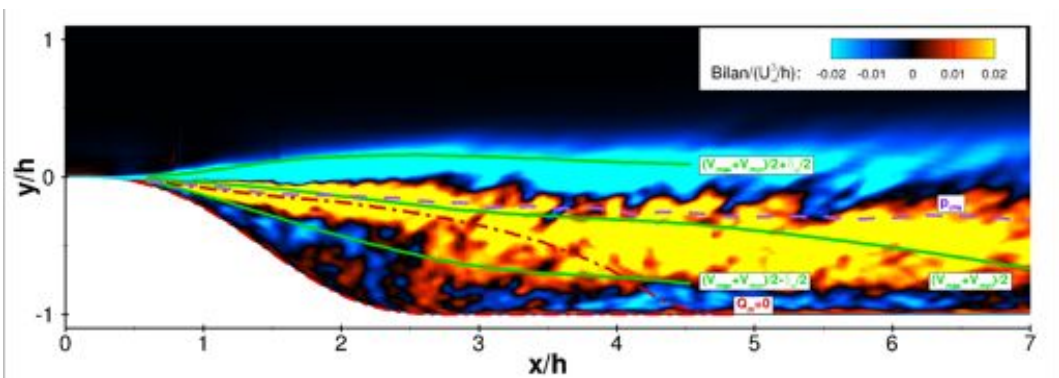




(a) Diffusion turbulente.

(b) Diffusion par  $p$ .

(c) Non stationarité.



(d) Bilan.

FIGURE 2.39 – Termes de l'équation-bilan pour l'énergie cinétique turbulente adimensionnés par  $\bar{u}_\infty/h$  - Part. 2.

# Conception de l'actionneur à jets synthétiques

**Objectifs et démarche :** *L'actionneur doit être capable de créer un jet synthétique sur toute une gamme de fréquences et d'amplitudes prédéfinie tout en découplant l'effet de ces deux paramètres. C'est-à-dire que pour une consigne d'amplitude donnée sur l'élément actif du jet synthétique, le choix de la fréquence ne doit pas altérer la valeur de la vitesse de soufflage. Pour élaborer un tel actionneur, la littérature prescrit le respect de plusieurs critères. Ainsi l'application de ces critères permet-elle de déboucher sur un design adapté au cahier des charges.*

## 3.1 Géométrie de l'actionneur

L'actionneur est composé d'une cavité et d'une fente. Dans une représentation bidimensionnelle, il est caractérisé par quatre longueurs :  $L_f$  la largeur de la fente,  $L_c$  la largeur de la cavité,  $H_f$  la hauteur de la fente et  $H_c$  la hauteur de la cavité. L'actionneur réel, tridimensionnel, est obtenu par une extrusion d'une longueur  $L_z$  de cette coupe. La figure Fig.3.1 représente la géométrie standard de l'actionneur.

Sachant que l'actionneur est un résonateur de Helmholtz dont la fréquence de résonance est déterminée par les dimensions de la cavité et qu'une fente trop large ne permet pas de créer un jet synthétique à haute fréquence, il est primordial de dimensionner correctement l'actionneur afin de pouvoir créer un jet synthétique sur toute une gamme de fréquences et d'amplitudes prédéfinies sans avoir un effet parasite de résonance. La suite de ce chapitre est par conséquent dédiée à la conception de l'actionneur en suivant les résultats issus de la littérature.

## 3.2 Critères de dimensionnement

Le comportement d'un jet synthétique dans un milieu au repos, c'est-à-dire sans écoulement transverse, est communément caractérisé par trois paramètres adimensionnés : la longueur de pénétration adimensionnée par la largeur de fente ou le diamètre de l'orifice  $L_p/L_f$ , le nombre de Reynolds  $Re_{L_p}$  basé sur la longueur de pénétration et le nombre de Stokes  $Sk = \sqrt{fL_f^2/\nu}$ . Des contraintes supplémentaires liées aux rapports d'aspect des différentes grandeurs géométriques assurent l'obtention de performances optimales.

### 3.2.1 Vitesses caractéristiques

Avant d'introduire les différents critères de dimensionnement de l'actionneur, un point sur les définitions de la vitesse caractéristique du jet est nécessaire par soucis d'uniformisation des résultats. La littérature relative aux actionneurs, notamment pour les jets synthétiques, propose de nombreuses définitions de cette vitesse caractéristique. Les plus utilisées sont les suivantes :

- $V_{max}$  la vitesse maximale au centre du jet ;
- $V_{rms}$  la vitesse *rms* au centre du jet ;
- $\langle V_{max} \rangle$  la vitesse maximale de soufflage moyennée sur la surface de l'orifice ;
- $\langle \bar{V} \rangle$  la vitesse du jet moyennée sur l'orifice et la durée du soufflage (utilisée par UTTURKAR et al. [198] et HOLMAN et al. [90]) ;
- $V_0 = \frac{1}{T} \int_0^{L_f} \int_0^T V(x, t) dt dx$  la vitesse du jet moyennée sur l'orifice, intégrée sur la durée du soufflage et divisée par la durée d'une période (utilisée par SMITH et GLEZER [186]) ;
- $\langle V_{rms} \rangle$  les fluctuations de vitesses moyennée sur la surface de l'orifice (utilisée par CATER et SORIA [36]).

Les quatre dernières vitesses peuvent être reliées par :

$$V_0 = \frac{\langle V_{max} \rangle}{\pi} = \frac{\langle \bar{V} \rangle}{2} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \langle V_{rms} \rangle \quad (3.1)$$

### 3.2.2 Longueur de pénétration

L'obtention d'un jet synthétique est assurée si la paire de tourbillons générée lors de la phase de soufflage n'est pas réingérée lors de la phase d'aspiration. Les anneaux de vorticité doivent donc être suffisamment loin de la paroi et avoir une vitesse suffisamment grande lors de l'aspiration. Il est possible de caractériser cette position par la longueur de pénétration (Glezer [78]). Elle représente la longueur d'une colonne de fluide mise en mouvement lors l'un cycle de forçage. UTTURKAR et al. [198] et HOLMAN et al. [90] ont proposé et validé un critère de formation de jet synthétique suivant l'équation Eq. 3.2.

$$\frac{L_p}{L_f} = \frac{1}{St} = \frac{Re_{V_0}}{Sk^2} > \mathcal{K}_{L_p} \quad (3.2)$$

Où  $St$  est le nombre de Strouhal  $St = fL_f/V_0$ ,  $f$  la fréquence,  $Re_{V_0}$  le nombre de Reynolds tel que  $Re_{V_0} = V_0L_f/\nu$ ,  $Sk$  le nombre de Stokes précédemment défini et  $\mathcal{K}_{L_p} \in \mathbb{R}$  une constante caractéristique. HOLMAN et al. [90] montrent que  $\mathcal{K}_{L_p} > \mathcal{O}(1)$ .

La réécriture de cette condition permet de déterminer une condition sur la largeur  $L_f$  de la fente suivant l'inéquation :

$$L_f < \frac{U_0}{\mathcal{K}_{L_p} f} \quad (3.3)$$

D'un point de vue quantitatif, GHARIB et al. [76] observent que la circulation de l'anneau tourbillonnaire n'augmente plus lorsque la longueur de pénétration adimensionnée  $L_p/L_f$  est supérieure à 4. L'exc  dent de circulation est transféré dans le sillage de l'anneau principal tourbillonnaire sous forme d'anneaux plus petits. Le tableau Tab. 3.1 regroupe les différentes valeurs minimales de longueurs de pénétration adimensionnées  $L_p/L_f$  relevées dans la littérature pour la formation d'un jet synthétique. Dans le cas d'un orifice, le diamètre du trou est confondu avec la notation de la largeur de fente  $L_f$ . Ces valeurs minimales sont par conséquent les valeurs de la constante  $\mathcal{K}_{L_p}$ .

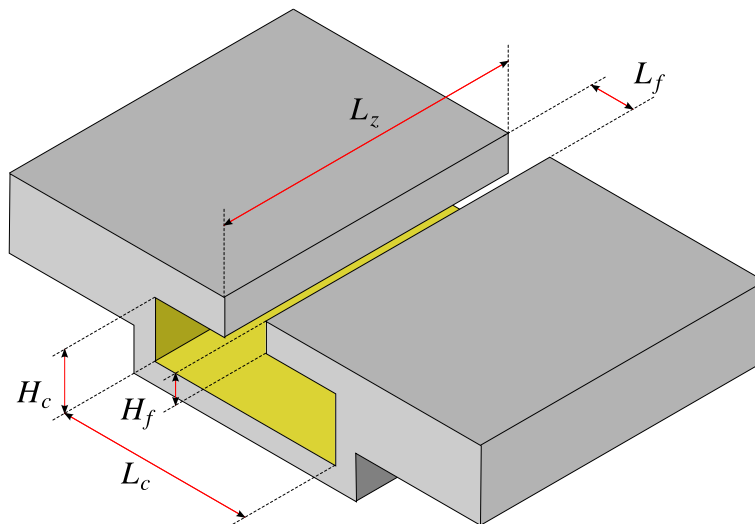


FIGURE 3.1 – Définition géométrique de l'actionneur tridimensionnel

Auteurs	Type	$L_p/L_f$ minimum
INGARD et LABATE [95]	Orifice	0,23
DIDDEN [66]	Orifice	0,4
SMITH et al. [188]	Orifice	1,3
SCHUSTER et SMITH [170]	Orifice	2
MILANOVIC et ZAMAN [140], ZAMAN et MOLANIVIC [214]	Orifice	0,5
HOLMAN et al. [90]	Orifice	0,5
FUGAL et al. [70]	Orifice	2
SMITH et SWIFT [187]	Fente	6
YEHOHUA et SEIFERT [209]	Fente	3,6
HOLMAN et al. [90]	Fente	$\pi$

TABLE 3.1 – Valeurs minimales de longueur de pénétration adimensionnée  $L_p/L_f$  pour la formation d'un jet synthétique.

La variété de ces valeurs est liée à la géométrie de l'actionneur : sortie en forme d'orifice circulaire ou de fente, rayon de courbure des chanfreins et différents rapports d'aspect de l'ouverture. Le profil de vitesse généré par le diaphragme au fond de cavité a également un effet sur la valeur de ce critère.

### 3.2.3 Formation des anneaux de vorticité

La formation des anneaux de vorticité est directement liée à l'évolution du détachement tourbillonnaire produit par l'orifice (SHARIFF et LEONARD [176]). Lorsque le fluide est éjecté de l'orifice ou de la fente, une nappe de vorticité se forme et s'enroule pour former un anneau. Ce processus est décrit par CROOK [55] et est représenté à la figure Fig. 3.2.

ZHOU et al. [215] montrent que la circulation cr e e par le jet dépend du nombre de Stokes. L'intensité de la nappe peut être mesurée par la vorticité  $\Omega$ . Dans un repère cylindrique bidimensionnel local   l'actionneur et en négligeant la valeur de  $\partial v/\partial x$ , la vorticité  $\Omega$  a pour expression :

$$\Omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial r} \approx -\frac{\partial u}{\partial r} \quad (3.4)$$

Soit, en première approximation dans le cas présent :

$$\Omega \sim \frac{U_0}{\epsilon} = \frac{fL_p}{\epsilon} \quad (3.5)$$

Où  $L_p$  est la longueur de pénétration et  $\epsilon$  l'épaisseur de la couche de Stokes dans la fente. Cette dernière est définie comme étant la distance radiale entre la position du maximum de vitesse et la paroi en sortie de fente.

Suivant la définition du nombre de Stokes, il est possible d'exprimer la vorticité adimensionnée par  $\nu/L_f^2$  comme :

$$\frac{\Omega L_f^2}{\nu} \sim \frac{L_p S k^2}{\epsilon} \quad (3.6)$$

L' quation Eq. 3.6 montre que la vorticité adimensionnée est approximativement proportionnelle à la longueur de pénétration  $L_p$ , au nombre de Stokes  $Sk$  et à l'inverse de  $\epsilon$ . Le résultat important de ZHOU et al. [215] est que pour obtenir un anneau de vorticité d'un jet synthétique, la vorticité  $\Omega$  doit être d'autant plus élevée que la largeur de fente  $L_f$  est petite.

La circulation  $\Gamma$  d'une nappe tourbillonnaire finie peut être estimée par  $\Gamma \sim \Omega \epsilon L_p \sim U_0 L_p = L_p^2 f$ . En adimensionnant cette circulation par  $\nu$ , la relation devient :

$$\frac{\Gamma}{\nu} \sim \frac{L_p^2 f}{\nu} = \frac{L_p^2 S k^2}{2\pi L_f^2} \sim Re_{L_p} \quad (3.7)$$

L' quation Eq. 3.7 indique que la circulation adimensionnée peut être soit caractérisée par le nombre de Reynolds basé sur la longueur de pénétration  $Re_{L_p}$ , ce qui est consistant avec GLEZER [78], soit par le produit  $L_p^2 S k^2$  de la longueur de pénétration et du nombre de Stokes. ZHOU et al. [215] indiquent également que le rapport  $\epsilon/L_f$  est uniquement une fonction du nombre de Stokes.

La génération des anneaux de vorticité est par conséquent liée au nombre de Stokes lequel doit être suffisamment grand. ZHOU et al. [215] prescrivent un nombre de Stokes supérieur à 10. Cette contrainte est exprimée par l'équation Eq. 3.8.

$$S k = \sqrt{\frac{f L_f^2}{\nu}} > 10 \quad (3.8)$$

### 3.2.4 Fréquence de résonance

Le code Flu3M permet la simulation des équations de Navier-Stokes compressibles. En prenant en compte les effets de compressibilité, la cavité et sa fente forment un résonateur de Helmholtz. La résonance a pour principale conséquence une augmentation de la vitesse d'éjection et d'aspiration, ce qui se traduit par une modification du coefficient de quantité de mouvement  $C_\mu$ . Les dimensions de l'actionneur doivent également prendre en compte cet effet en décalant au maximum la fréquence de résonance en dehors de l'intervalle d'étude. Le système résonant cavité + fente de fréquence de résonance  $f_r$  est décrit sur la figure Fig. 3.3.

Qualitativement, la pression de la cavité augmente lorsque de l'air entre à l'intérieur de celle-ci. Ceci a pour conséquence de créer une force répulsive à l'encontre de cette masse d'air entrante. Cette force suffisamment grande finit par repousser la masse d'air vers l'extérieur. La masse d'air est repoussée plus loin que sa position d'équilibre en raison de l'inertie. La pression à l'intérieur de la cavité diminue alors et une force de rappel est créée. La masse d'air est donc à nouveau aspirée et pénètre à nouveau dans la cavité. L'air contenu dans le système cavité + fente se met ainsi à osciller.

La fréquence de résonance  $f_r$  peut-être exprimée d'une manière générale par l'équation Eq. 3.9.

$$f_r = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_o}{V_c (aH_f + bL_f)}} \quad (3.9)$$

Où  $S_o$  est la surface de l'orifice,  $V_c$  le volume de la cavité,  $c$  la célérité du son et  $(a, b) \in \mathbb{R}^2$  deux constantes ayant des valeurs dépendantes des considérations physiques. Dans la présente configuration, la surface  $S_o$  et le volume  $V_c$  sont respectivement égaux à  $L_f \times L_z$  et à  $L_c \times H_c \times L_z$ .

La géométrie de l'actionneur permet de simplifier l'équation Eq. 3.9 en l'équation Eq. 3.10. Le résultat important de cette simplification est que la fréquence de résonance ne dépend pas de la profondeur  $L_z$  de l'actionneur. Le choix de la dimension transverse à l'écoulement du maillage de la rampe n'a ainsi pas de conséquence sur le design de l'actionneur.

$$f_r = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{L_f}{L_c H_c (aH_f + bL_f)}} \quad (3.10)$$

#### 3.2.4.1 Fréquence de résonance théorique avec fluide parfait

Le résonateur de Helmholtz est constitué mécaniquement de la masse d'air de l'orifice et de l'air contenu dans la cavité. Il est analogue à un système masse/ressort. En effet, suivant le sens de déplacement de la masse d'air de l'orifice, l'air contenu à l'intérieur de la cavité se comprime ou se détend ce qui provoque une force de rappel. On considère la longueur d'onde de la fréquence de résonance plus grande que les dimensions du résonateur ce qui permet de déduire la présence d'une pression homogène à l'intérieur du récipient. Le déplacement d'une distance algébrique  $x$  (positive vers l'intérieur de la cavité) de la masse d'air de l'orifice provoque une variation volumique de la cavité égale à  $\Delta V = -Sx$ . La pression initiale  $P_0$  devient alors  $P_0 + p$ . Le fait de considérer cette compression/détente adiabatique et réversible (transformation isentropique), et de prendre l'air comme un gaz parfait, permet d'appliquer la loi de Laplace :  $PV^\gamma = Cste$ , soit en différentiant :  $\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0$ . Cette dernière équation devient :

$$\frac{p}{P_0} = -\gamma \frac{Sx}{V} \quad (3.11)$$

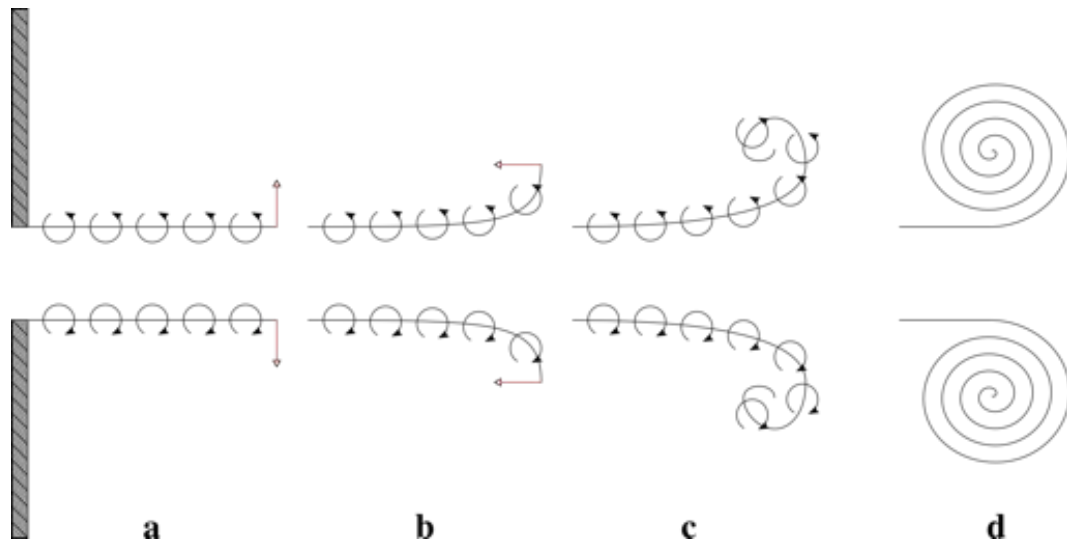


FIGURE 3.2 – Formation des anneaux de vorticit e id ealis e : a) cr eation de la nappe de vorticit e, b-c) courbure de la nappe et d) enroulement. Les fl eches rouges repr esentent la vitesse induite et les fl eches noires incurv ees la vorticit e.

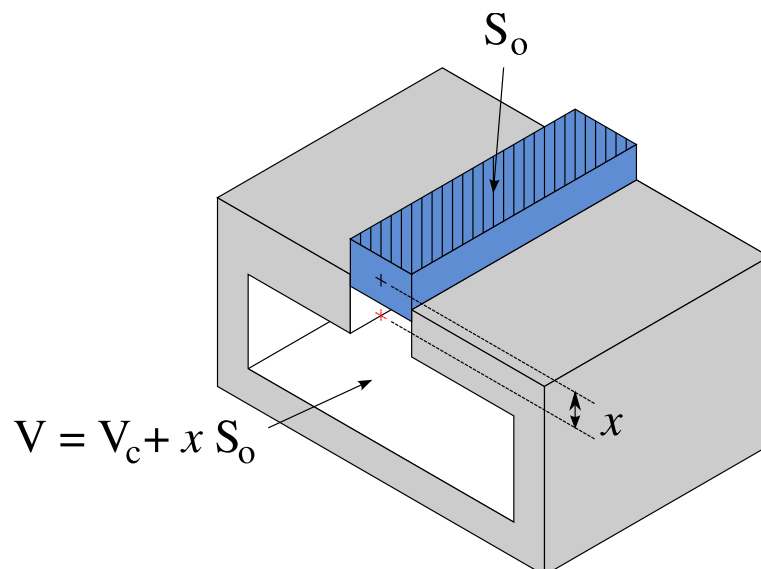


FIGURE 3.3 – R esonateur de Helmholtz – Masse d'air vibrante repr esent ee en bleu.

Le principe de la dynamique appliqué au volume de fluide de masse  $\rho SH_f$  donne :

$$m\ddot{x} = F \iff \ddot{x} + \frac{\gamma SP_0}{\rho V_c H_f} x = 0 \quad (3.12)$$

L'équation obtenue est caractéristique d'un résonateur sans atténuation de fréquence. Sachant que la célérité du son  $c$  est égal à  $\sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho}}$ , la fréquence de résonance théorique en fluide parfait est donnée par l'équation Eq. 3.13. La forme générale de l'équation Eq. 3.9 correspond au résultat si  $a = 1$  et  $b = 0$ .

$$f_r = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_o}{V_c H_f}} \quad (3.13)$$

### 3.2.4.2 Influence de la viscosité

L'hypothèse de fluide parfait pour l'air peut être légitimement remise en cause puisque la viscosité peut ne plus être négligée. Typiquement et de façon approximative, les résultats issus de la littérature allonge virtuellement la longueur de l'orifice  $H_f$  de  $0,3L_f$  vers la sortie et de  $0,5L_f$  vers la cavité. La fréquence de résonance est ici exprimée par l'équation Eq. 3.14. La forme générale de l'équation Eq. 3.9 correspond au résultat si  $a = 1$  et  $b = 0,8$ .

$$f_r = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_o}{V_c (H_f + 0,8L_f)}} \quad (3.14)$$

### 3.2.4.3 Analogie électrique de l'actionneur

Gallas *et al.*[74, 75] ont modélisé l'actionneur par une méthode LEM (Modélisation d'Élément par Morceau ou Lumped Element Modeling) qui consiste à faire une analogie électrique du système mécanique. La fréquence de résonance est décrite par l'équation Eq. 3.15 et est en accord avec les résultats expérimentaux. La forme générale de l'équation Eq. 3.9 correspond au modèle de Gallas si  $a = \frac{4}{3}$  et  $b = \frac{4}{3\pi}$ .

$$f_r = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_o}{V_c \left(\frac{4}{3}H_f + \frac{4}{3\pi}L_f\right)}} \quad (3.15)$$

### 3.2.5 Contraintes géométriques

Gomes *et al.* [79] ont mené des expériences sur un actionneur axisymétrique ayant pour but de connaître l'influence de la profondeur de la chambre et celle de l'orifice sur la vitesse de sortie de jet. Ces travaux débouchent sur le choix de critères optimaux :

$$\frac{H_c}{L_f} \approx 0,6 \quad (3.16)$$

$$\frac{H_f}{L_f} > 0,75 \quad (3.17)$$



### 3.3 Design de l'actionneur

Les parties précédentes ont permis de faire un tour d'horizon sur les différents critères dédiés au dimensionnement d'un actionneur à jet synthétique. L'application de ces critères en étroite relation avec un cahier des charges permet de définir la géométrie de l'actionneur qui est utilisé pour le contrôle du décollement de la rampe.

#### 3.3.1 Dimensionnement de l'actionneur

Le chapitre 2 a permis de fixer les bornes d'étude des fréquences et des amplitudes dans lesquelles l'actionneur doit être capable de créer un jet synthétique. La gamme d'étude de fréquence réduite est de  $\mathcal{F}^+ \in [0.1; 10.0]$  et celle d'amplitude via le coefficient de quantité de mouvement est de  $C_\mu \in [0, 33\%; 1\%]$ . Des fréquences  $f \in [100; 13500]$  Hz et des vitesses en sortie de fente  $V_{max} \in [73; 150]$  m.s<sup>-1</sup> sont donc visées.

Le dimensionnement de l'actionneur, c'est à dire le choix des quatre dimensions  $L_f$ ,  $L_c$ ,  $H_f$  et  $H_c$  se fait grâce à la prise en compte des différentes contraintes précédemment indiquées. Le point de départ est le calcul de la largeur de fente  $L_f$  contraint par une longueur de pénétration minimale et un nombre de Stokes suffisamment grand. Les autres dimensions sont déterminées par les rapports d'aspects conseillés (GOMES et al. [79]) et par le calcul de la fréquence de résonance.

Les conséquences d'une longueur de pénétration trop courte obligent à respecter la contrainte exprimée par l'équation Eq. 3.3. La littérature relative à la fente permet de choisir la constante  $\mathcal{K}_{L_p}$  égale à  $\pi$ . La fréquence maximale d'étude et l'amplitude de vitesse minimale en sortie de jet fixent ainsi la largeur maximale de la fente :

$$L_f < \frac{V_0 \min}{\mathcal{K}_{L_p} f_{max}} \approx \frac{73/\pi}{\pi \times 13500} \approx 0,55 \text{ mm} \quad (3.18)$$

La borne inférieure de la largeur de fente  $L_f$  est donnée par le respect d'un nombre de Stokes minimal égal à 10. Les résultats issus du calcul de l'écoulement non contrôlé donnent une viscosité cinématique  $\nu$  égale à  $73,7 \times 10^{-5}$  m.s<sup>-2</sup>. La fréquence minimale d'étude impose donc la largeur de fente minimale :

$$L_f > Sk_{min} \sqrt{\frac{\nu}{f_{min}}} \approx 10 \sqrt{\frac{73,7 \times 10^{-5}}{100}} \approx 8,6 \text{ mm} \quad (3.19)$$

Ces deux contraintes sont incompatibles avec le domaine de fréquence donné. Le nombre de Stokes conseillé permet d'assurer l'enroulement tourbillonnaire dans un fluide au repos. L'actionneur doit ici agir avec un écoulement turbulent transverse, ce qui modifie le processus de formation des anneaux de vorticité. L'écoulement transverse permet également d'augmenter artificiellement la longueur de pénétration par convection. Il est par conséquent choisi une largeur de fente  $L_f$  égale à 0,55 mm.

Les contraintes géométriques de Gomes *et al.* [79] (Eq. 3.16 et Eq. 3.17) permettent de fixer les hauteurs de cavité  $H_c$  et de fente  $H_f$ . La hauteur de fente  $H_f$  est choisie telle que le rapport  $H_f/L_f$  soit égal à 1, d'où  $H_f = 0,55$  mm. La hauteur de cavité est dimensionnée telle que le rapport  $H_c/L_f$  soit égal à 0,5, soit  $H_c = 0,275$  mm.

La définition de la fréquence de résonance de Gallas *et al.*[74, 75] (Eq. 3.15) permet de fixer la largeur de cavité  $L_c$ . La valeur de cette dimension, décrit par l'équation Eq. 3.20, dépend de la

fréquence de résonance  $f_r$ .

$$L_c = \left( \frac{c}{2\pi f_r} \right)^2 \frac{L_f/H_c}{\frac{4}{3}H_f + \frac{4}{3\pi}L_f} \quad (3.20)$$

L'objectif est de placer la fréquence de résonance suffisamment loin du domaine d'étude. Le choix se porte sur une fréquence de résonance six fois supérieur à la fréquence adimensionnée maximale d'étude :  $f_r = 6\mathcal{F}_{max}^+$ . L'application numérique de l'équation Eq. 3.20 donne  $L_c \approx 2L_f$ . Pour la suite des travaux la largeur de cavité  $L_c$  est fixée à  $2L_f$ , soit 1, 10 mm. Le tableau Tab. 3.2 récapitule les résultats du dimensionnement de l'actionneur.

### 3.3.2 Condition au limite de soufflage/aspiration

Une condition de soufflage/aspiration est utilisée pour modéliser le déplacement sinusoïdal de la paroi du jet synthétique. Elle consiste à imposer une vitesse dans les cellules fictives de la paroi inférieure de la cavité de l'actionneur :

$$u(x, t) = U_0(x) \cos(2\pi ft) \quad (3.21)$$

Où  $U_0(x)$  est l'amplitude de la vitesse et  $f$  la fréquence. Dandois [57] montre qu'une répartition spatiale constante de la vitesse sur la paroi permet d'obtenir des résultats très proches d'un calcul prenant en compte la déformation de paroi par une technique ALE (Arbitrary Lagrangian Euler). Le choix  $\forall x, U_0(x) = Cte$  est d'autant plus justifié que la cavité possède un volume trop petit vis-à-vis du volume de fluide éjecté/aspiré. En effet, le volume  $v_c$  de la cavité est égal à  $H_c \times L_c \times L_z$ . En faisant l'hypothèse d'un fluide incompressible, le volume de fluide  $v_{fluide}$  éjecté/aspiré est égal à :

$$v_{fluide} = \frac{L_f L_z V_{max}}{\pi f} \quad (3.22)$$

Le volume de la cavité doit donc être plus grand celui du fluide déplacé, soit :  $v_c > v_{fluide}$ . Ce qui se traduit par :

$$H_c L_c > \frac{L_f V_{max}}{\pi f} \quad (3.23)$$

Or,  $H_c = 0,5L_f$  et  $L_c = 2L_f$ , donc la condition précédente se traduit par :

$$f > \frac{V_{max}}{\pi L_f} \quad (3.24)$$

Dans le cas où  $V_{max}$  est égal à  $73 \text{ m.s}^{-1}$ , l'application numérique montre qu'il faudrait une fréquence supérieur à 42249 Hz. L'actionneur n'est donc pas réalisable en soit. Il n'est pas nécessaire de prendre en compte la faisabilité de l'actionneur pour les présents travaux de thèse puisque l'objectif est d'étudier le comportement de l'écoulement soumis à un forçage. L'actionneur est conçu de telle manière à assurer un découplage de la fréquence et de l'amplitude au niveau des performances en sortie de fente. Il reste ainsi à valider son dimensionnement.

## 3.4 Validation du design par l'intermédiaire de simulation DNS sans écoulement transverse

Les paragraphes précédents ont permis de calculer les dimensions de l'actionneur en fonction de différents critères issus de la littérature. Avant l'utilisation directe de cet actionneur pour le

contrôle du décollement de la rampe, il est nécessaire de vérifier son bon fonctionnement. Cette partie présente les résultats issus de simulations LES du fonctionnement de l'actionneur dans un milieu au repos. Les résultats en présence d'un écoulement turbulent transverse seront traités a posteriori.

### 3.4.1 Descriptions des calculs

La largeur de fente est discrétisée en 10 mailles de même dimensions, correspondant à une résolution  $\Delta x^+$  égale à celle du maillage de la rampe. La largeur de la cavité est discrétisée quant à elle en 20 mailles dont la largeur est égale à celle de la fente. La discrétisation suivant la hauteur est de 38 mailles pour la fente et de 22 mailles pour la cavité, correspondant ici à une résolution  $\Delta y^+$  environ égale à 1 du maillage de la rampe. Le maillage de l'actionneur est représenté sur la figure Fig. 3.4.

L'actionneur agit dans un milieu au repos d'une taille de  $250L_f$  en hauteur, de  $500L_f$  en largeur et de profondeur  $L_z$  égale à celle de la rampe. Le nombre de Reynolds basé sur la largeur de fente maximale a pour expression et valeur :

$$Re_{L_f} = \frac{\rho L_f v_{max}}{\mu} \approx \frac{0,241 \times 0,00055 \times 150}{1,916 \times 10^{-5}} \approx 1040 \quad (3.25)$$

Ce nombre de Reynolds maximal reste faible, l'écoulement peut être considéré comme laminaire. En conséquence, le maillage est choisi 2D. C'est-à-dire avec une seule maille en profondeur. Le maillage DNS du milieu au repos, représenté à la figure Fig. 3.5, est constitué de  $180 \times 100 \times 1 = 18000$  mailles.

Les conditions thermodynamiques, schémas numériques et pas de temps sont identiques au calcul de l'écoulement non contrôlé de la rampe. Le tableau Tab. 3.3 regroupe les différents cas de fréquences et d'amplitudes étudiés.

Le pas de temps  $\Delta t$  étant égal à  $5 \times 10^{-7}$  s, la plus haute fréquence d'étude est discrétisée en 162 échantillons. C'est-à-dire que 162 itérations de calcul correspondent à une période à  $\mathcal{F}^+$  égal à 10.

### 3.4.2 Résultats

Les figures Fig.3.6(a), 3.6(b) et 3.6(c) montrent l'influence de la fréquence sur les profils de fluctuations de vitesse verticale à la sortie de la fente pour les amplitudes correspondants respectivement aux coefficients de quantité de mouvement  $C_{\mu 0}$ ,  $C_{\mu A}$  et  $C_{\mu B}$  (cf. Tab. 3.3). Ces profils permettent de donner l'amplitude de forçage puisque pour un mouvement sinusoïdale d'amplitude de vitesse  $V$ , les fluctuations de cette vitesse sont reliées à celle-ci par la relation :  $V = \sqrt{2}V_{rms}$ . La figure Fig. 3.7 représente le niveau des fluctuations de vitesse verticale en sortie de fente en fonction de la fréquence réduite. Ces courbes permettent de comparer les performances de l'actionneur par rapport aux performances théoriques et de vérifier le découplage entre la fréquence et l'amplitude.

Pour chacune des amplitudes, les profils  $v_{rms}$  sont quasiment superposés, excepté pour les fréquences réduites  $\mathcal{F}^+ = 0,1$  et  $\mathcal{F}^+ = 10,0$ . Ceci est retrouvé à la figure Fig. 3.7 où pour chacune des amplitudes, les courbes sont quasi-constantes pour des valeurs de fréquences réduites  $\mathcal{F}^+$  comprises entre 0,5 et 6. Sur cet intervalle de fréquence, l'objectif d'un découplage entre fréquence et amplitude est atteint. Cependant, seule la valeur des fluctuations de vitesse verticale correspondant

Paramètre	Valeur
$L_f$	0,55 mm
$H_f$	0,55 mm
$L_c$	1,10 mm
$+ H_c$	0,275 mm
$L_z$	80,0 mm
$f_r$	$6\mathcal{F}_{max}^+$

TABLE 3.2 – Dimensions de l'actionneur.

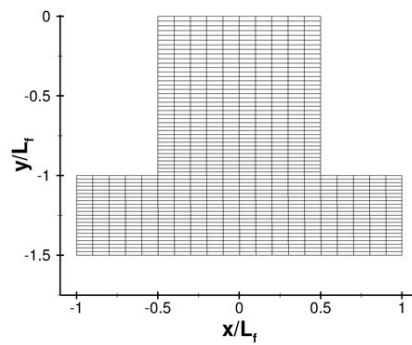


FIGURE 3.4 – Maillage de l'actionneur.

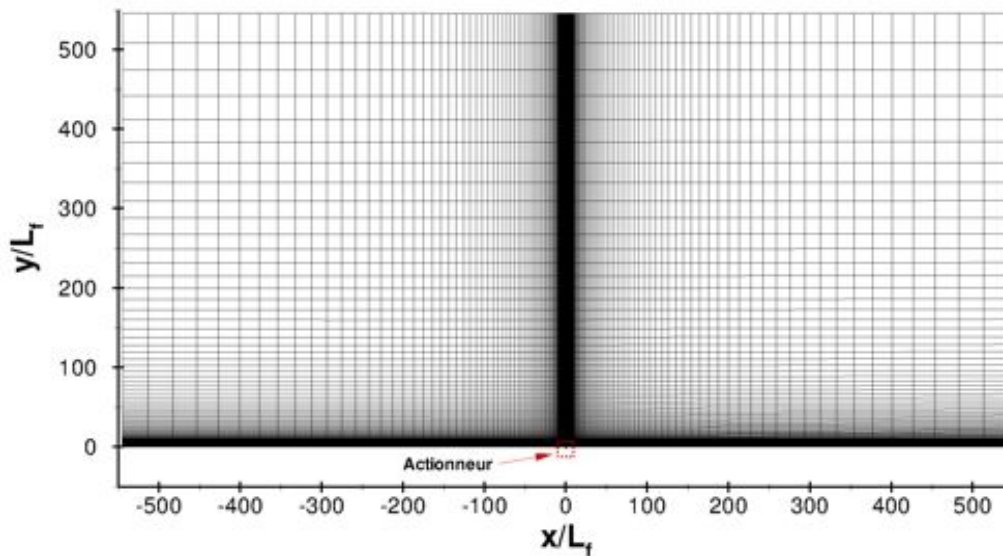
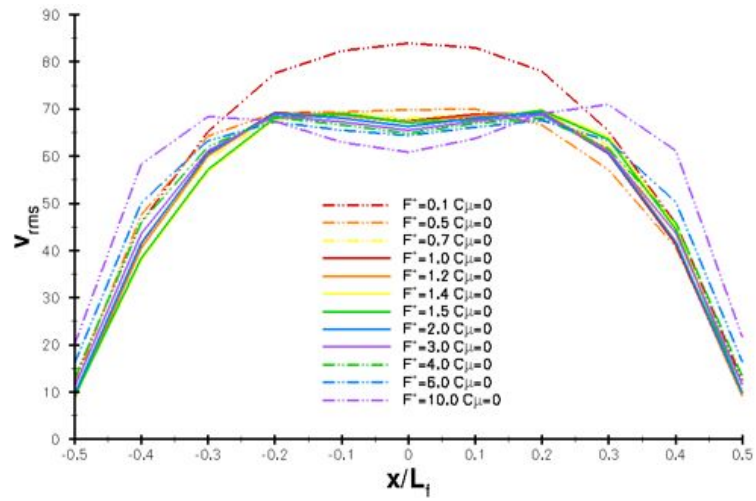


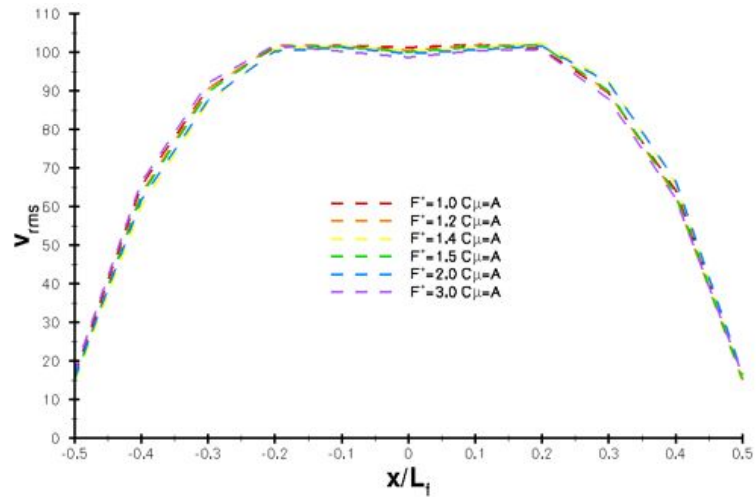
FIGURE 3.5 – Maillage du domaine de calcul du jet synthétique sans écoulement transverse.

$\mathcal{F}^+$	0,1	0,5	0,7	1,0	1,2	1,4	1,5	2,0	3,0	4,0	6,0	10,0
$C_\mu$												
$C_{\mu 0} = 0,33\%$	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙
$C_{\mu A} = 0,66\%$				⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙			
$C_{\mu B} = 1,00\%$				⊙	⊙	⊙	⊙	⊙	⊙			

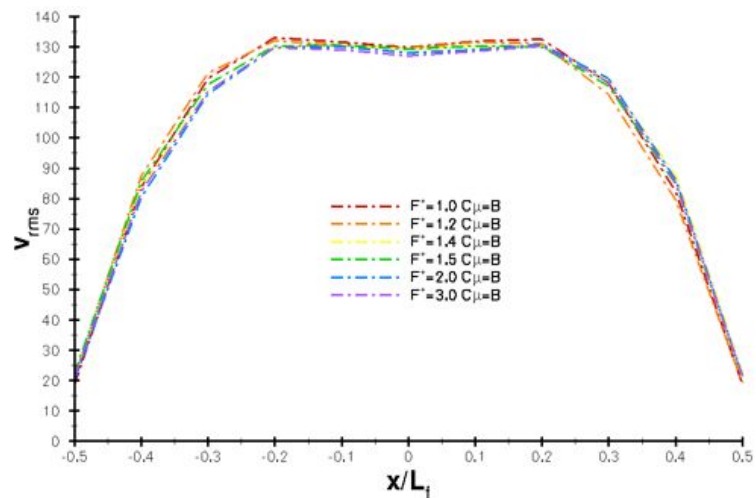
TABLE 3.3 – Calculs DNS menés pour l'étude des performances de l'actionneur dans un milieu au repos (⊙ = calcul effectué).



(a)  $C_{\mu 0}$



(b)  $C_{\mu A}$



(c)  $C_{\mu B}$

FIGURE 3.6 – Profils des fluctuations de vitesses verticales en sortie de fente.

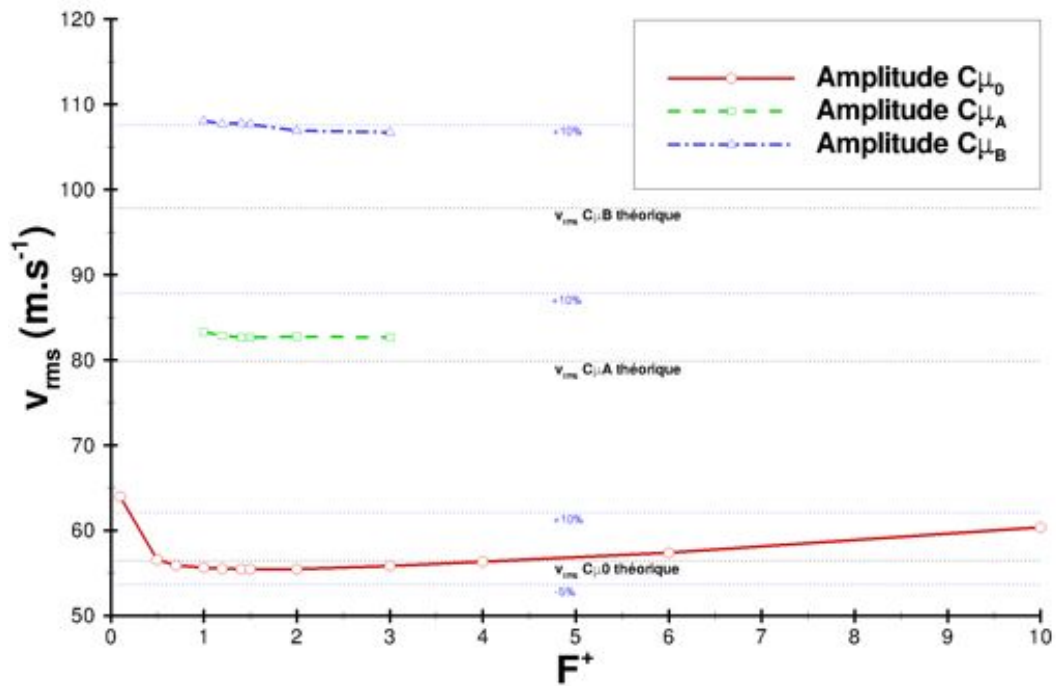


FIGURE 3.7 – Influence de la fréquence et de l’amplitude sur les fluctuations de vitesses verticales moyennes en sortie de fente d’un jet synthétique dans un milieu au repos.

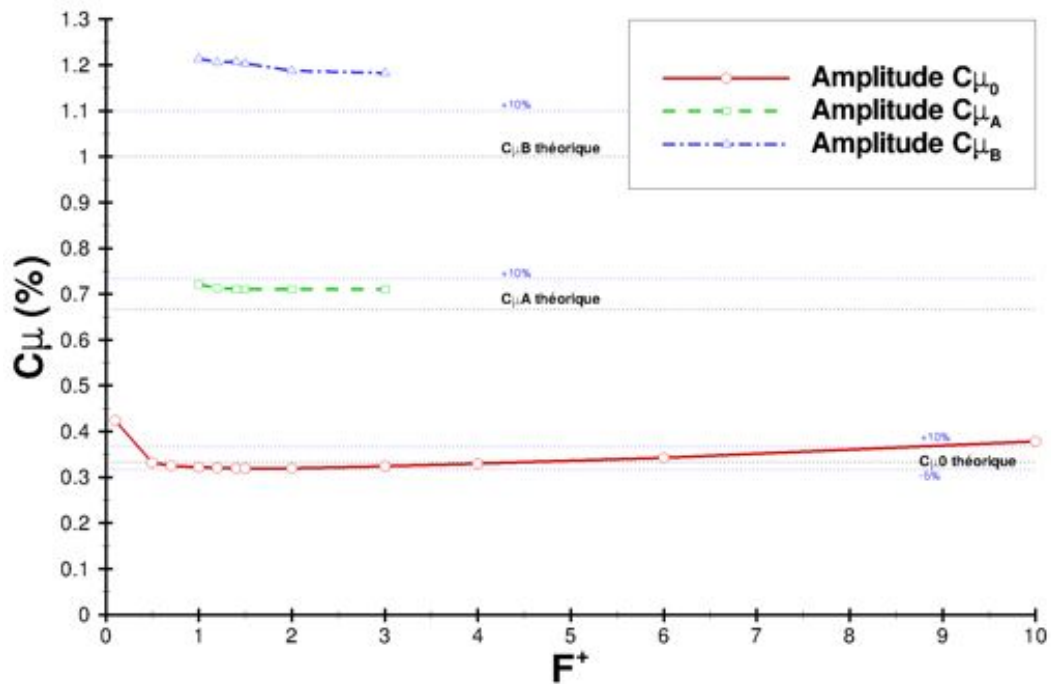


FIGURE 3.8 – Influence de la fréquence et de l’amplitude sur le coefficient de quantité de mouvement d’un jet synthétique dans un milieu au repos.

au cas  $C_{\mu 0}$  vérifient la valeur théorique :

$$v_{rms\ th} = \frac{v_{jet} C_{\mu 0}}{\sqrt{2}} = \frac{2 \times 39.93}{\sqrt{2}} = 56,5\ m.s^{-1} \quad (3.26)$$

Pour les autres amplitudes, la vitesse  $v_{rms}$  est surestimée respectivement d'environ 4% et 10% pour le cas  $C_{\mu A}$  et  $C_{\mu B}$  par rapport aux valeurs théoriques. L'origine de cette surestimation est attribuée à la compressibilité du fluide. Les figures Fig.3.9(a), 3.9(b) et 3.9(c) représentent les profils de pression en sortie de fente et les figures Fig.3.10(a), 3.10(b) et 3.10(c) les profils de masse volumique en sortie de fente. Pour chacune des amplitudes et pour toutes les fréquences réduites  $\mathcal{F}^+$  comprises entre 0,5 et 6, les profils de pression sont quasi-superposés et plus l'amplitude est élevée plus la pression est basse. Hormis, le cas ( $\mathcal{F}^+ = 0,1$   $C_{\mu} = C_{\mu 0}$ ), la masse volumique varie peu. Il est à noter que plus la fréquence est grande et plus la masse volumique est faible.

L'allure du profil des fluctuations de vitesse verticale du cas ( $\mathcal{F}^+ = 0,1$   $C_{\mu} = C_{\mu 0}$ ) (Fig. 3.6(a)) montre que les effets de viscosité, dû à un nombre de Stokes trop faible, ne sont plus négligeables. La figure Fig.3.10(a) montre de plus que dans ce cas, la masse volumique est plus élevée que dans les autres cas, mais la pression  $y$  est plus faible (cf. Fig.3.9(a)). Ceci se traduit par une augmentation des fluctuations de vitesse verticale.

L'allure des profils de fluctuations de vitesse verticale en sortie de fente (Fig.3.6(a), 3.6(b) et 3.6(c)) changent graduellement lorsque la fréquence augmente. Zhou *et al.*[215] observent le même phénomène. Lorsque la fréquence augmente, le nombre de Stokes augmente, ce qui se traduit par un amincissement de l'épaisseur de la couche de Stokes. Ils observent que la longueur de pénétration a un effet sur le profil : pour une longueur de pénétration plus faible, donc une fréquence qui augmente, un creux apparaît dans la zone centrale, phénomène retrouvé communément dans les écoulements oscillatoires dans un canal. Ce phénomène tend à hausser l'effet du nombre de Stokes pour de faibles longueurs de pénétration. L'épaisseur de la couche de Stokes devient donc plus fine, ce qui se traduit par la présence d'un pic de vitesse dans les zones de proche paroi (ZHOU *et al.* [215]). Ainsi, le coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique, donc la vitesse de fluctuation verticale  $v_{rms}$ , augmentent. Cette démonstration justifie les résultats obtenus qui peuvent être notés sur les courbes de la figure Fig. 3.7. L'augmentation de la  $v_{rms}$  du cas ( $\mathcal{F}^+ = 10$   $C_{\mu} = C_{\mu 0}$ ) aurait pu être provoquée par la base du pic de résonance du résonateur de Helmholtz. Cette hypothèse est erronée puisque l'amplitude maximale du cas ( $\mathcal{F}^+ = 10$   $C_{\mu} = C_{\mu 0}$ ) est du même ordre de grandeur que les autres cas à la même amplitude.

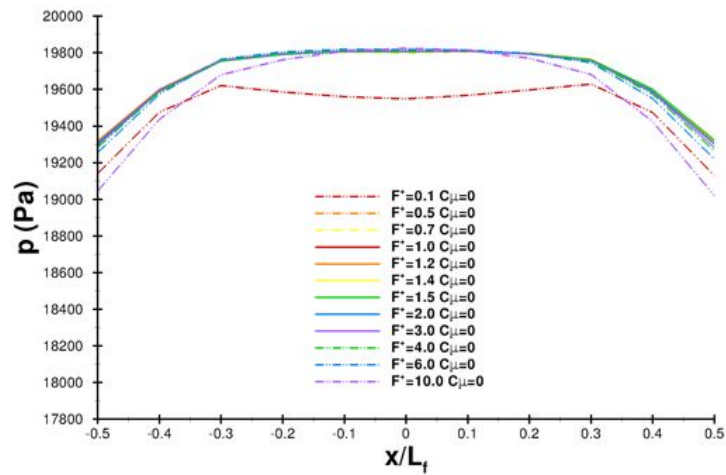
Les valeurs moyennes des fluctuations de vitesse verticales sont converties en coefficients de quantité de mouvement relatifs à l'application du contrôle du décollement de rampe suivant la relation de l'équation :

$$C_{\mu} = \frac{\rho_j L_f V_{max}^2}{\rho_{\infty} L_0 U_{\infty}^2} = 2 \frac{\rho_j L_f v_{rms}^2}{\rho_{\infty} L_0 U_{\infty}^2} \quad (3.27)$$

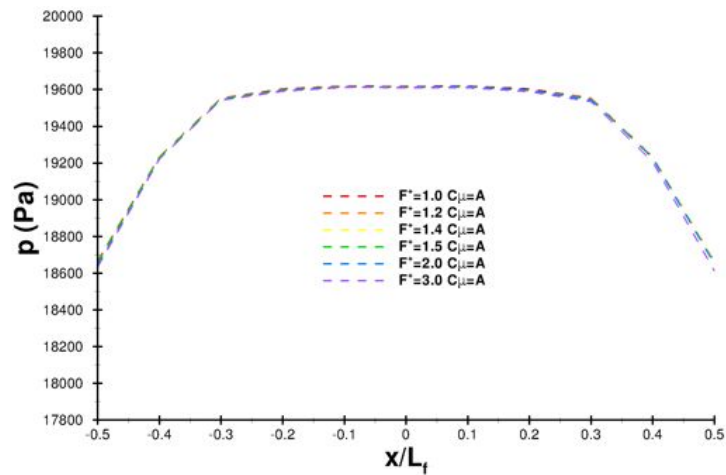
Avec  $L_0$  la longueur de décollement non contrôlé et  $U_{\infty}$  la vitesse à « l'infinie ». Le coefficient de quantité de mouvement est tracé pour chacune des amplitudes en fonction de la fréquence sur la figure Fig. 3.8.

La formation du jet synthétique est effective s'il y a formation des anneaux de vorticité et si la longueur de pénétration est suffisamment grande pour que les anneaux ne soient pas ingérés lors de la phase d'aspiration. Les simulations ont permis de sortir des champs statistiques en moyenne de phase, tels que la période de forçage est divisée en 12 phases. Les moyennes de phase aux angles 0,  $\pi/2$ ,  $\pi$  et  $3\pi/2$ , correspondant respectivement à la fin d'aspiration, au soufflage maximal, à la fin de soufflage et à l'aspiration maximale sont représentés sur la figure 3.11.

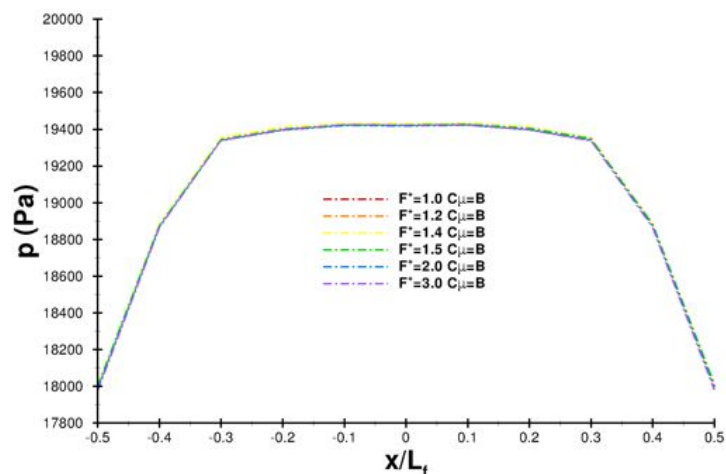
Sachant que le critère Q permet de visualiser les structures tourbillonnaires, les figures 3.11 permettent de vérifier que pour toutes les fréquences réduites comprises entre 0,1 et 10, et toutes



(a)  $C_{\mu 0}$



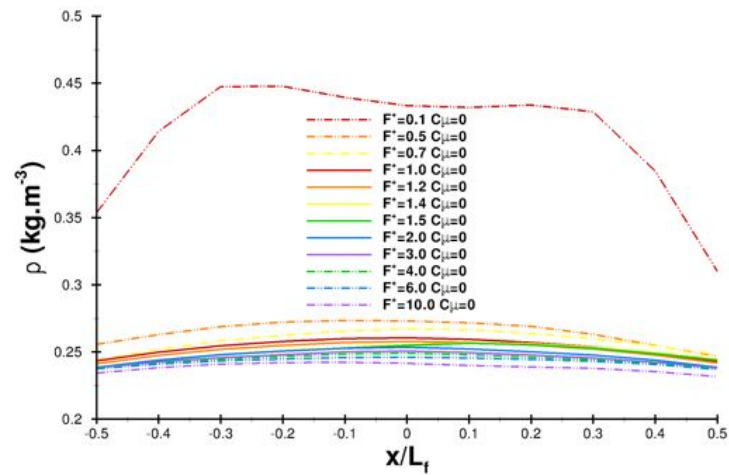
(b)  $C_{\mu A}$



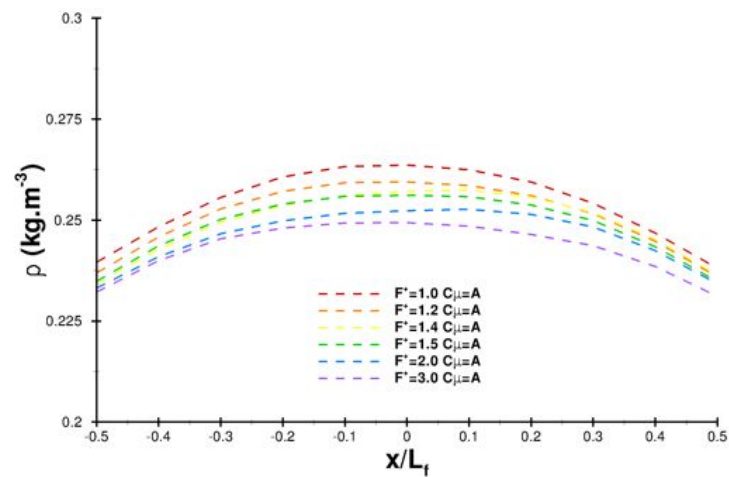
(c)  $C_{\mu B}$

FIGURE 3.9 – Profils de la pression moyenne en sortie de fente pour les calculs de validation du design de l'actionneur.

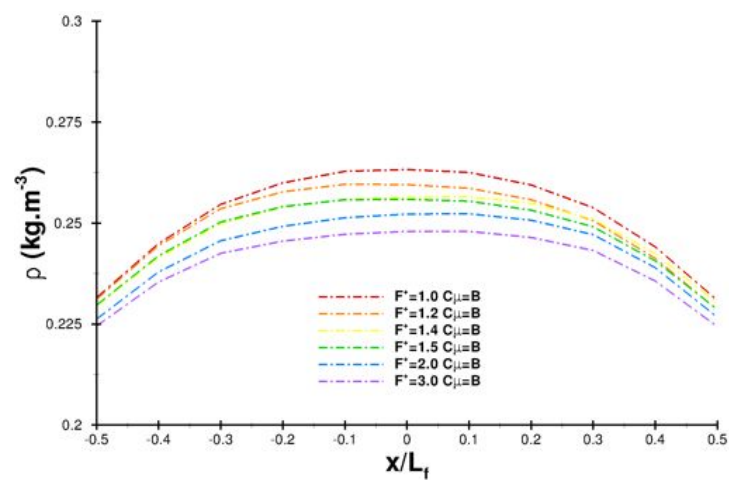




(a)  $C_{\mu 0}$



(b)  $C_{\mu A}$



(c)  $C_{\mu B}$

FIGURE 3.10 – Profils de la masse volumique moyenne en sortie de fente pour les calculs de validation du design de l'actionneur.

les amplitudes entre  $C_{\mu 0}$  et  $C_{\mu B}$ , la paire d'anneaux tourbillonnaires se forme et n'est pas aspirée dans l'actionneur.

Bien que les calculs soient menés avec un nombre de sous-itérations égal à 6 qui permette de faire converger les résidus, pour certains cas, la paire d'anneaux n'est pas symétrique par rapport à l'axe de symétrie de l'actionneur. Les anneaux entrent en interactions entre eux et avec la vorticité résiduelle de leur passage, ce qui modifie leur trajectoire et déforme leur géométrie.

### 3.5 Discussion sur la conception de l'actionneur

Le dimensionnement de l'actionneur est effectué par rapport aux critères issus de la littérature. L'actionneur réalisé ne permet pas de respecter tous les critères à la fois en raison d'une gamme d'étude en fréquence trop large. Le nombre de Stokes minimal égal à 10 n'est ici pas vérifié. Bien que ce dernier critère concerne la formation des anneaux de vorticité dans un milieu au repos, les anneaux se forment pour toutes les fréquences et amplitudes d'étude. L'actionneur va agir dans un écoulement turbulent transverse, et le mécanisme de formation de structures tourbillonnaires sera diff  rent et donc le critère sur le nombre de Stokes minimal passe sur un second plan. Le non respect du critère sur le nombre de Stokes a pour effet de modifier le profil des fluctuations de vitesses à la sortie de fente à cause d'une grande influence de la viscosité. Ce qui se traduit par une augmentation de la vitesse de jet en basse fréquence.

L'objectif de maintenir une amplitude constante en fonction de la fréquence est atteint avec une marge d'erreur réduite. L'hypothèse de négliger l'importance du critère portant sur le nombre de Stokes durant la phase de conception de l'actionneur est validée pour des fréquences réduites  $\mathcal{F}^+$  supérieures ou égales à 0,5. L'augmentation avec la fréquence observée du coefficient de quantité de mouvement ne correspond pas a priori à un effet de phénomène de résonance. Cette augmentation est causée par un nombre de Stokes croissant qui se traduit par un amincissement de l'épaisseur de la couche de Stokes. Le profil de vitesse en sortie de jet est ainsi modifié, par conséquent le coefficient de quantité de mouvement se voit à son tour modifié.

L'actionneur conçu dans cette étude est validé et va pouvoir être utilisé pour le contrôle du décollement de rampe. Cet actionneur satisfait aux contraintes d'une étude numérique mais ne se révèle en aucun cas réalisable : la cavité ne possède pas un volume suffisant. L'ordre de grandeur de la largeur de fente correspond avec ce qui est communément trouvé dans le domaine expérimental. La principale cause de non faisabilité provient d'un domaine de fréquence d'étude très étendu. Une solution aurait pu être une modulation du signal de vitesse au fond de la cavité, mais l'inconvénient majeur de cette technique est l'introduction de fréquences parasites.

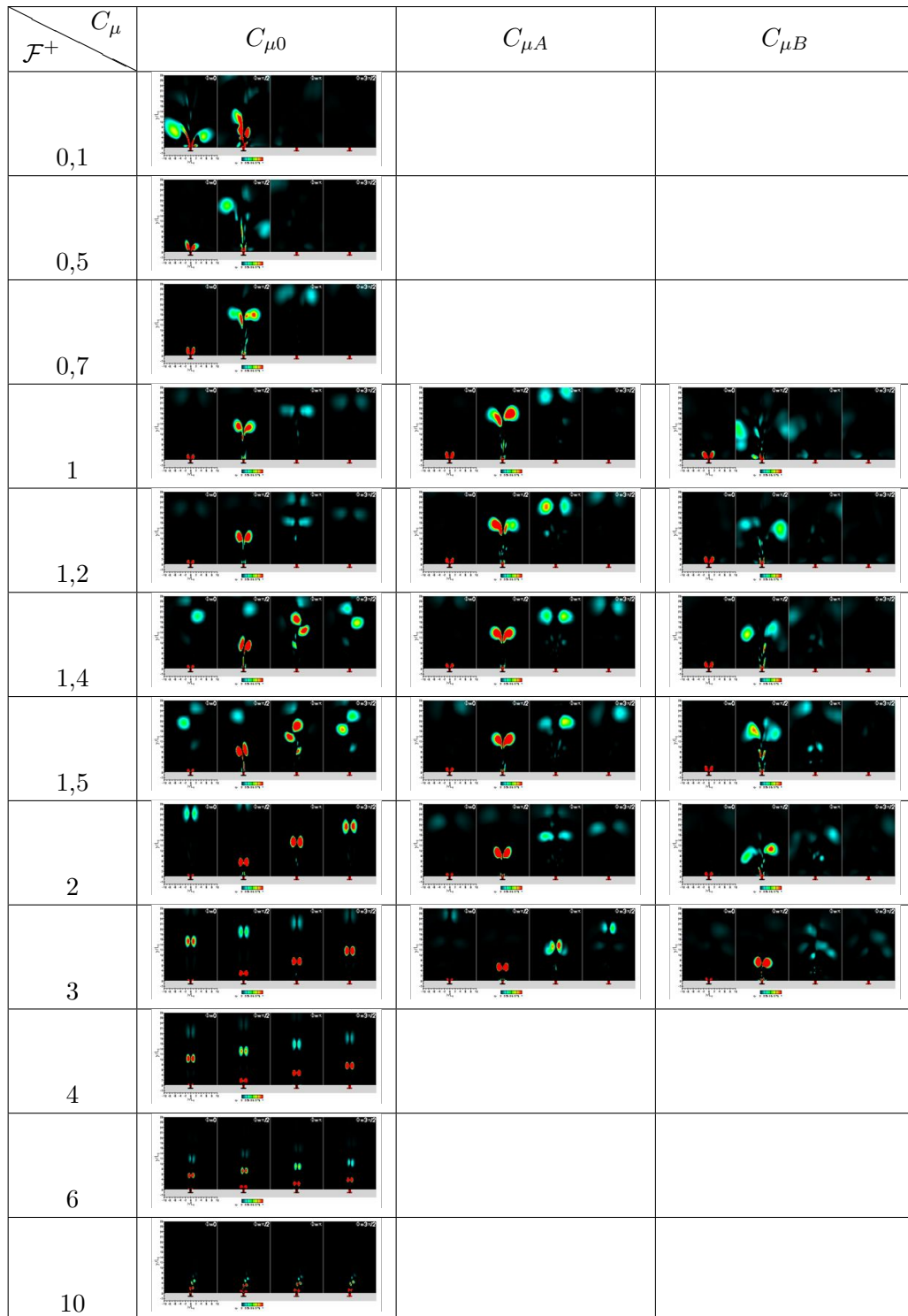


FIGURE 3.11 – Influence de la fréquence réduite et de l'amplitude sur la formation du jet synthétique - représentations des moyennes de phases aux angles  $0, \pi/2, \pi$  et  $3\pi/2$  - coloration par le critère  $Q = 4\bar{u}_\infty/h$ .

# Etude paramétrique LES sur l'effet de la fréquence et de l'amplitude du jet synthétique sur le contrôle du décollement de rampe

**Objectifs et démarche :** *La perturbation locale de l'écoulement décollé par un jet synthétique est susceptible de modifier globalement l'écoulement. L'actionneur possède deux paramètres de réglage : la fréquence et l'amplitude. Le forçage peut être plus ou moins efficace vis-à-vis d'un critère donné, et sous entend qu'une fréquence optimale et une amplitude optimale existent pour celui-ci. Ce chapitre se dédie à l'identification des fréquences et amplitudes optimales par l'intermédiaire d'une étude paramétrique réalisée en LES. L'objectif visé est d'identifier à quelles fréquences et amplitudes l'écoulement est le plus sensible afin de poursuivre la compréhension de la physique impliquée dans le contrôle. Pour parvenir à ces objectifs, l'actionneur conçu au précédent chapitre est intégré au maillage de l'écoulement non-contrôlé. La première étape consiste donc à valider la conception de l'actionneur par les résultats obtenus en présence d'un écoulement turbulent transverse, puis en dégagant le processus de formation des tourbillons générés. La seconde étape est d'évaluer les performances du contrôle sur différents critères d'optimisation afin d'identifier les fréquences et amplitudes optimales. Enfin, une analyse plus approfondie des champs stationnaire et instationnaire permet de d'identifier une physique du contrôle du décollement d'une rampe.*

## 4.1 Cas d'étude

Le chapitre 2 montre que la LES du décollement de rampe restitue une physique en accord avec les différents résultats issus de la littérature, en particulier grâce à un maillage adapté.

Le chapitre 3 a permis de concevoir un actionneur susceptible de contrôler ce décollement, dont le design a été validé dans un milieu au repos par l'intermédiaire de simulations DNS. Cette actionneur est conçu de façon à pouvoir créer un jet synthétique sur une gamme de fréquence réduite  $\mathcal{F}^+ \in [0, 1 : 10]$  et une gamme d'amplitude exprimée par le coefficient de quantité de mouvement  $C_\mu \in [0, 33\% : 1\%]$ .

L'objectif de ce chapitre est de réaliser une étude paramétrique de l'effet du jet synthétique sur le contrôle du décollement. La fréquence, l'amplitude, la forme du signal d'excitation, le positionnement de l'actionneur ou encore l'angle de l'orifice par rapport à la paroi sont autant de paramètres qui influencent les performances du contrôle du décollement.

Parmi ces paramètres, il est choisi de se concentrer uniquement sur la fréquence et l'amplitude du signal sinusoïdal de la condition de soufflage/aspiration au fond de la cavité. La fente de l'actionneur est normale à la paroi et son centre est placée à une abscisse  $x/h$  égale à 0,52, identique à DANDOIS [57], soit légèrement en aval du point de décollement qui se situe en  $x_s/h = 0,47$ .

TABLE 4.1 – Calculs LES menés pour l'étude paramétrique sur l'effet de fréquence et d'amplitude du forçage par jet synthétique ( $\odot$  = calcul effectué).

$f(Hz)$		123	615	861	1230	1500	1740	1845	2460	3690	4920	7380	12320
$\mathcal{F}^+$		0,1	0,5	0,7	1,0	1,2	1,4	1,5	2,0	3,0	4,0	6,0	10,0
$St_{b_h}$		0,016	0,08	0,11	0,16	0,20	0,23	0,25	0,33	0,50	0,65	1,0	1,65
$C_{\mu 0}$	0,33%	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$
$C_{\mu A}$	0,66%				$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$			
$C_{\mu B}$	1,00%				$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$	$\odot$			

Les effets de fréquence et d'amplitude du jet sont étudiés par l'intermédiaire de 24 simulations LES. Le tableau Tab. 4.1 liste la répartition des points de fonctionnement sur les différents domaines d'études.

Les amplitudes  $C_\mu = 1/3\%$ ,  $C_\mu = 2/3\%$  et  $C_\mu = 1\%$  sont respectivement notées  $C_{\mu 0}$ ,  $C_{\mu A}$  et  $C_{\mu B}$  dans le but de clarifier les notations.

## 4.2 Un design d'actionneur validé en présence d'un écoulement transverse

Le chapitre 3 est dédié au design de l'actionneur dont le fonctionnement est dans un milieu au repos. Dans le cas du contrôle du décollement de la rampe, l'actionneur doit pouvoir générer un jet synthétique dans un écoulement transverse turbulent. La couche limite de cette écoulement modifie le comportement du jet, et par conséquent altère les performances escomptées. Il est donc nécessaire de pouvoir étudier dans un premier temps l'impact de l'interaction de la couche limite turbulente sur le jet synthétique pour s'assurer de la consistance de l'étude paramétrique. C'est-à-dire de vérifier si le jet synthétique se forme pour chacune des fréquences et de s'assurer que le coefficient de quantité de mouvement du jet pour une amplitude fixée soit toujours constant en fonction de la fréquence.

### 4.2.1 Formation du jet synthétique en présence d'un écoulement turbulent transverse

La présence de l'écoulement transverse modifie le processus de formation du jet synthétique. Il est par conséquent nécessaire de vérifier si les jets synthétiques sont effectivement créés quelque soit le cas de calcul référencé dans le tableau Tab. 4.1.

Les clichés instantanés du critère  $Q$ , du tableau en annexe Tab. H.1, montrent que l'actionneur permet la création d'une unique structure tourbillonnaire transverse à chaque période de forçage et ceci pour chacun des cas dont la fréquence réduite  $\mathcal{F}^+$  est supérieure ou égale à 0,5. Le choix d'une coloration du critère  $Q$  par la pression permet d'accentuer la visibilité de ces structures cohérentes puisque leur centre est caractérisé par une dépression.

Le décollement est particulièrement visible pour le cas  $\mathcal{F}^+ = 0,1$  et ne permet pas d'exhiber clairement une structure générée par l'actionneur. Ce constat laisse à penser que la dynamique du décollement est ici plus rapide que la période de forçage.

Chaque structure générée est convectée vers l'aval tout en subissant différentes transformations. A amplitude fixe, plus la fréquence est importante, plus les structures générées sont petites. A

fréquence fixe, plus l'amplitude est grande, plus les structures générées sont grandes.

La persistance de ces structures cohérentes au sein de l'écoulement dépend de la fréquence et de l'amplitude, ce qui ne permet pas de les comparer de prime abord. L'estimation de la persistance doit être basée sur des structures de tailles ou de circulations identiques, ce qui ne peut être réalisé par les calculs présentement menés. Cependant, il est visible qu'à fréquence fixe plus l'amplitude est élevée, plus la structure persiste, c'est-à-dire que plus sa dissipation est lente.

Les structures cohérentes générées par l'actionneur peuvent être révélées en supprimant la turbulence par un procédé statistique tel que la moyenne de phase. Ce traitement permet aussi de dégager le mécanisme de création de la structure cohérente transverse, et par conséquent de pouvoir évaluer l'effet de l'écoulement transverse sur le processus standard de formation du jet synthétique.

La moyenne de phase est réalisée sur douze phases synchronisées sur le signal sinusoïdal de soufflage/aspiration du fond de la cavité telle que la première phase soit centré sur l'origine. Ainsi la première phase correspond au changement de signe du débit en fin d'aspiration, la quatrième phase au maximum de soufflage, la septième au changement de signe du débit en fin de phase de soufflage et la dixième au maximum d'aspiration. La moyenne de phase est interprétée comme l'état statistique de l'écoulement sur une durée correspondant à  $1/12^{\text{ème}}$  de la période du signal d'excitation et centré sur un angle de phase de ce même signal.

L'annexe G regroupe les 12 moyennes de phases de l'écoulement en sortie de l'actionneur pour chacun des calculs avec forçage. Chaque figure représente les lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée. Les lignes de courant noires sont celles liées au fond de la cavité.

Les figures de cette annexe prouvent que l'actionneur est capable de générer un tourbillon transversal sauf pour le cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ . Le tourbillon est créé lors de la phase de soufflage. Durant cette phase, le centre de ce tourbillon est au fur et à mesure convecté vers l'aval, puis se détache lors du début de la phase d'aspiration. Il est remarquable qu'un décollement se développe suite au passage du précédent tourbillon, notamment sur le cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ . Ce décollement a d'autant plus le temps de se développer que la période entre deux tourbillons de forçage est longue. Une fois que le tourbillon transverse généré par l'actionneur est convecté vers l'aval, il va entrer en interaction avec le décollement naissant puis fusionner. Ces deux tourbillons sont de même sens de rotation si bien qu'ils s'additionnent pour en former un nouveau de plus grande taille et d'intensité.

En supposant une vitesse de développement du décollement constante pour chacun des cas, il est facilement déductible qu'une limite de fréquence de forçage basse existe pour la formation du tourbillon transversal. En effet, cette fréquence est conditionnée par la vitesse de développement de ce décollement. Ainsi dans le cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ , la fréquence est si basse que le décollement à le temps de former, si bien qu'il est impossible à l'actionneur de créer un tourbillon transverse.

Il existe de même une fréquence à partir de laquelle le décollement n'a pratiquement plus le temps de se développer. Ce phénomène est ici observé à partir de la fréquence réduite  $\mathcal{F}^+$  égale à 4.

Le mécanisme de génération du tourbillon transverse par l'actionneur est dégagé de l'annexe G. Ce processus est ici décrit par la figure Fig. 4.1 sans prendre en compte le décollement provoqué par la rampe. Au début de la phase de soufflage, l'écoulement transverse modifie la trajectoire du jet en l'incurvant progressivement dans le sens de l'écoulement moyen. Le côté du jet frontal à l'écoulement transverse sert de bouclier contre l'écoulement transverse, si bien que le reste du jet suit le processus standard de formation de la nappe tourbillonnaire. Durant la phase de soufflage, le tourbillon grossi et son centre se déplace lentement vers l'aval. Lorsque que la vitesse décroît en fin de soufflage et sous un certain seuil (représentatif de la force du "bouclier" créé par le jet), le tourbillon transverse se détache puis est convecté. Lors de sa convection, il est lentement dissipé.

Il est déductible que plus la longueur de pénétration est grande (i.e. amplitude importante),

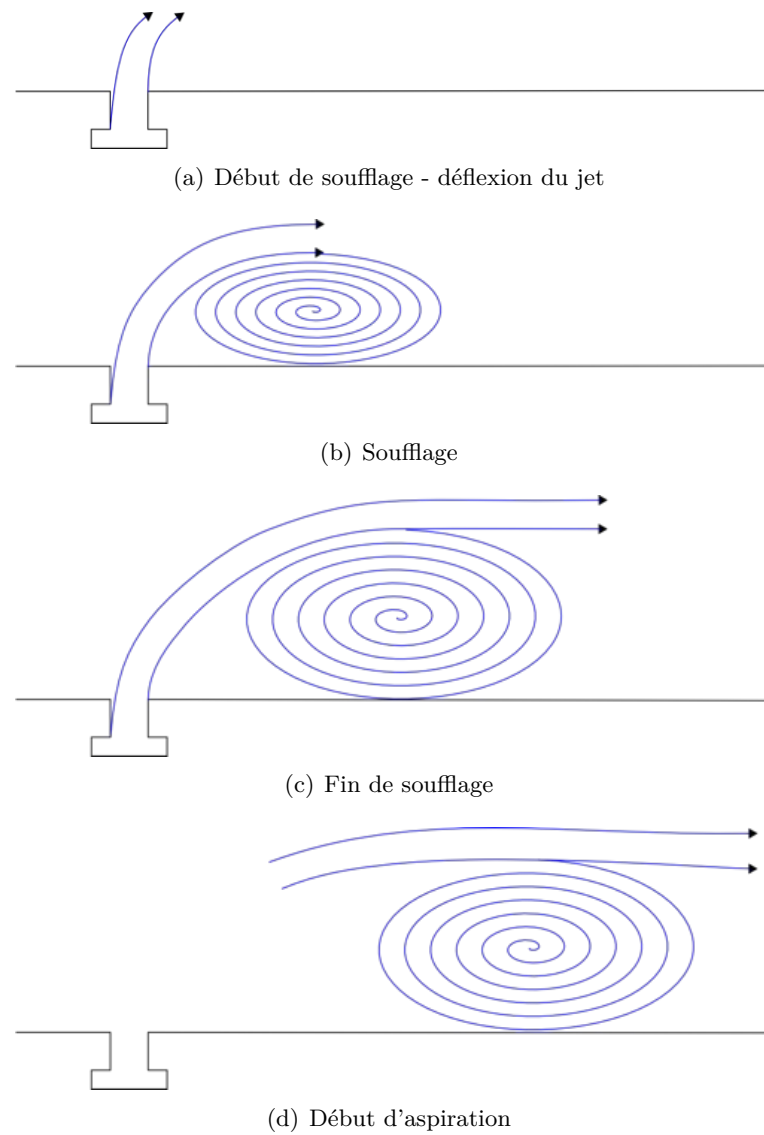


FIGURE 4.1 – Processus de formation du tourbillon transverse par l'actionneur à jets synthétique avec écoulement transverse.

plus le tourbillon transverse est grand et plus sa dissipation dans l'écoulement est longue.

Comme le montre les précédentes figures, l'écoulement du jet dans la fente est aussi poussé par l'écoulement transverse, ce qui résulte en une modification des profils de vitesses.

Afin de finaliser la validation de l'actionneur en présence d'un écoulement transverse et d'estimer l'impact de ce dernier, la section suivante présente ses performances.

#### 4.2.2 Performances de l'actionneur en présence d'un écoulement turbulent transverse

La figure Fig. 4.2 montre l'influence de la fréquence et de l'amplitude sur les profils de fluctuations de vitesse verticale en sortie de fente. Comme attendu pour chaque amplitude, les profils  $v_{rms}$  sont quasiment superposés, excepté pour les fréquences réduites  $\mathcal{F}^+ = 0, 1$  et  $\mathcal{F}^+ = 10$  comme observé dans le précédent chapitre.

L'annexe I illustre pour chacun des calculs l'influence de l'écoulement transverse sur le profil  $v_{rms}$  en sortie de fente. D'un point de vue global, l'écoulement transverse a effectivement un impact sur la forme des profils. Les profils sont décalés sur la droite du fait de la poussée provoquée par l'écoulement transverse. Plus la fréquence augmente et plus cette déformation décroît. En effet plus la fréquence est grande, plus les phases de soufflages et d'aspirations sont rapides et moins l'écoulement transverse a d'impact. Pour les amplitudes correspondant à  $C_{\mu A}$  et  $C_{\mu B}$ , les maxima de  $v_{rms}$  sont préservés sauf pour le cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_{\mu} = C_{\mu A}\}$  où le profil est légèrement tassé. Pour ces deux amplitudes l'aire sous la courbe est conservée ce montre que la présence de l'écoulement transverse n'a pas d'effet sur les fluctuations moyennes de vitesse verticale. Puisque le profil  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_{\mu} = C_{\mu A}\}$  est inférieur à celui sans écoulement transverse, la valeur des fluctuations moyennes de vitesse verticale  $v_{rms}$  moyenne est amoindri.

Les profils des fluctuations moyennes de vitesse verticale sont moyennés sur la largeur de l'orifice, ce qui conduit à une valeur moyenne des fluctuations moyennes de vitesse verticale. Elles sont alors converties en coefficients de quantité de mouvement suivant l'équation Eq. 3.27. Le coefficient de quantité de mouvement est tracé pour chacune des amplitudes en fonction de la fréquence sur la figure Fig. 4.3. Cette figure expose donc l'influence de la fréquence, de l'amplitude et de la présence d'un écoulement transverse turbulent le coefficient de quantité de mouvement.

Les observations déduites de la distribution des profils  $v_{rms}$  en sortie de fente se retrouvent également représentées. Pour les amplitudes  $C_{\mu A}$  et  $C_{\mu B}$ , l'objectif de découplage entre fréquence et amplitude est rempli. L'effet de l'écoulement transverse est une diminution du coefficient de quantité de mouvement pour le cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_{\mu} = C_{\mu A}\}$ .

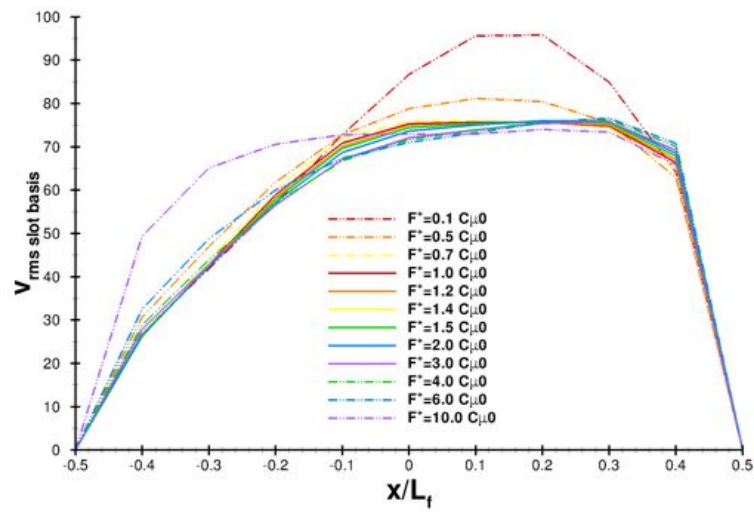
L'écoulement transverse permet au profil du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10; C_{\mu} = C_{\mu 0}\}$  de redevenir vers une forme standard. Le chapitre précédent montre que lorsque la fréquence augmente, la longueur de pénétration diminue. Une longueur de pénétration faible modifie le profil moyen des fluctuations de vitesse verticale en sortie de jet (ZHOU et al. [215] observent le même phénomène). Il en est déduit que l'écoulement transverse permet donc d'augmenter virtuellement la longueur de pénétration.

Bien que les valeurs des coefficients de quantité de mouvement soient quelque peu influencées par l'écoulement transverse, ce dernier diminue la masse volumique moyenne en sortie de jet, si bien que le coefficient de mouvement  $C_{\mu}$  est diminué. Ainsi pour l'amplitude  $C_{\mu 0}$ , l'écoulement transverse a peu d'effet. Tandis que pour les amplitudes  $C_{\mu A}$  et  $C_{\mu B}$ , les valeurs sont plus faibles et proche de la théorie.

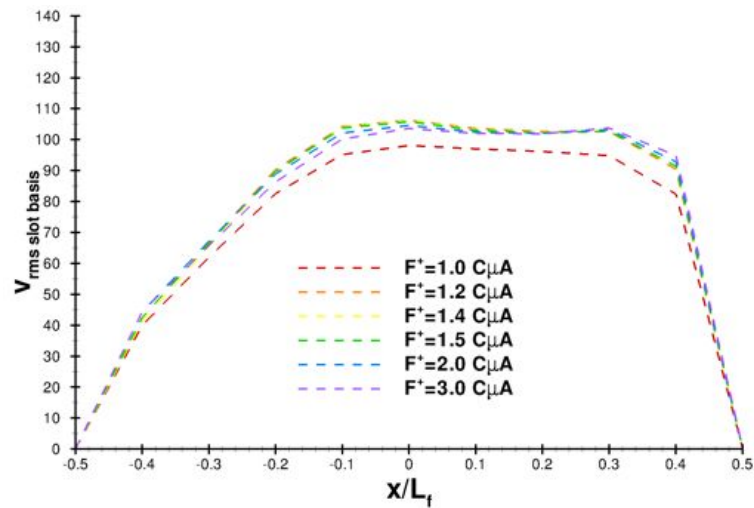
#### 4.2.3 Validation de l'actionneur

L'actionneur n'est donc plus un générateur de jet synthétique conventionnel mais un générateur de tourbillon transverse en raison de la présence d'un écoulement transverse. Ce tourbillon est

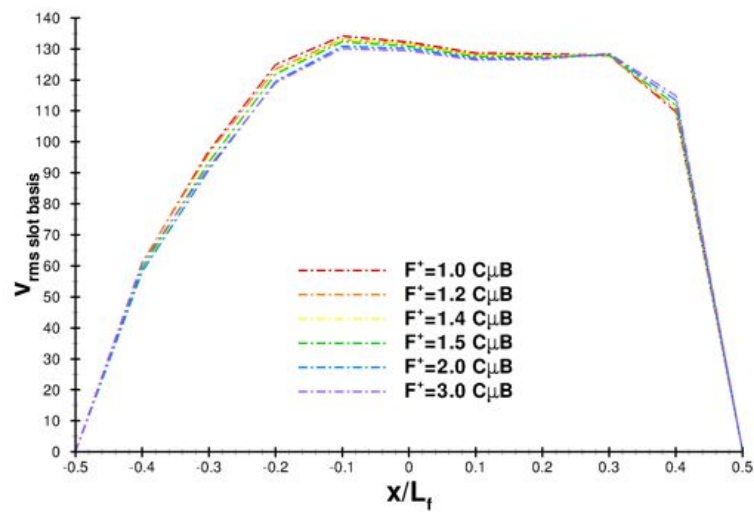




(a)  $C_{\mu 0}$



(b)  $C_{\mu A}$



(c)  $C_{\mu B}$

FIGURE 4.2 – Profils des fluctuations de vitesse verticale en sortie de fente en présence d'un écoulement transverse turbulent sur la rampe.

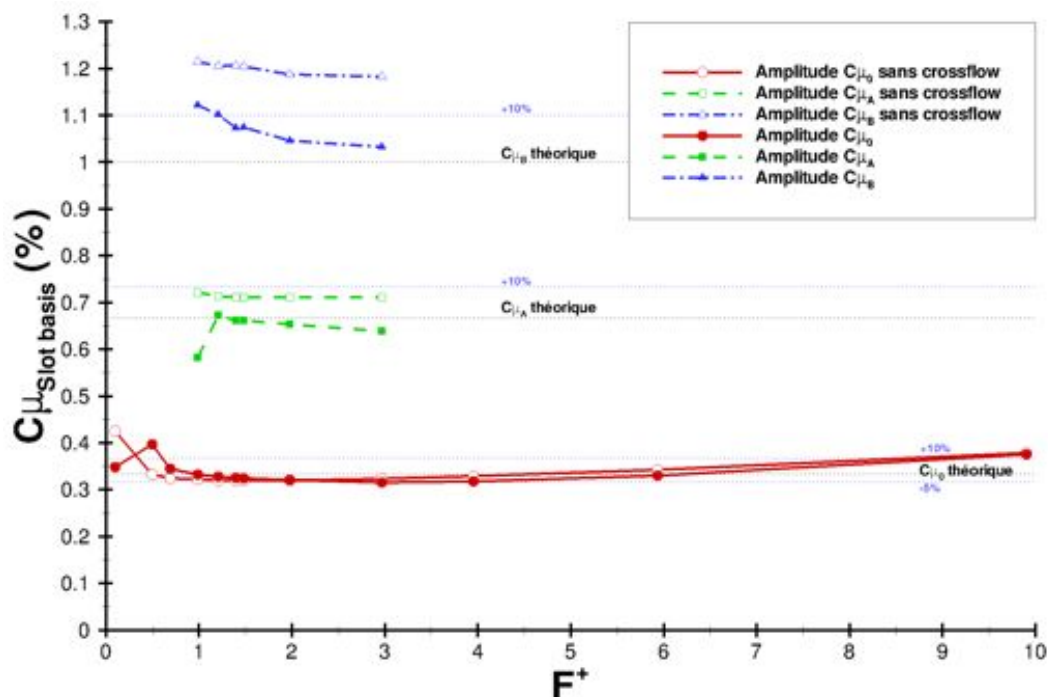


FIGURE 4.3 – Influence de la fréquence, de l’amplitude et de la présence d’un écoulement transverse turbulent sur le coefficient de quantité de mouvement d’un jet synthétique .

donc l’unique "anneau de vorticité", l’autre ne pouvant être formé puisqu’une structure cohérente contrarotative à l’écoulement moyen ne peut exister.

Il n’est pas possible de parler de jet synthétique pour la fréquence  $\mathcal{F}^+ = 0, 1$  puisque la fréquence est trop basse vis-à-vis de la vitesse de formation du décollement. Bien que le tourbillon transverse ne se forme pas à cette fréquence, l’écoulement subit une excitation.

Tous les autres cas montrent que l’actionneur est capable de former un tourbillon d’axe transverse, cependant leur taille dépend de la fréquence et de l’amplitude. L’écoulement n’est donc pas excité par les mêmes tourbillons, lâchés   différentes fréquences.

Il a été vérifié que la quantité de mouvement, principale grandeur employée dans la littérature, introduite dans l’écoulement est quasi constante pour chaque amplitude de forçage. Dans l’éventuel cas d’une excitation par tourbillons transverse de taille identique, la quantité de mouvement sera nécessairement modifiée en fonction de la fréquence, et la taille du tourbillon sera fixée par la plus haute fréquence et la plus basse amplitude. Le signal d’excitation ne sera plus sinusoïdal, mais ressemblera à une pulsation sinusoïdale dont l’espace temporel serait fixé par la période d’excitation désirée.

L’étude des statistiques de vitesse verticale a montrée que l’actionneur est capable de découpler les effets de fréquence et de d’amplitude. L’actionneur est donc validé pour une étude d’effet de fréquence et d’amplitude sur le décollement de rampe.

### 4.3 Fréquences et amplitudes optimales

L’écoulement décollé est excité localement par l’actionneur avec une fréquence fixe pour une amplitude donnée. Cette excitation a le pouvoir de modifier plus largement l’écoulement, c’est-à-dire de le contrôler. L’objectif du forçage est de parvenir à un écoulement le plus proche possible

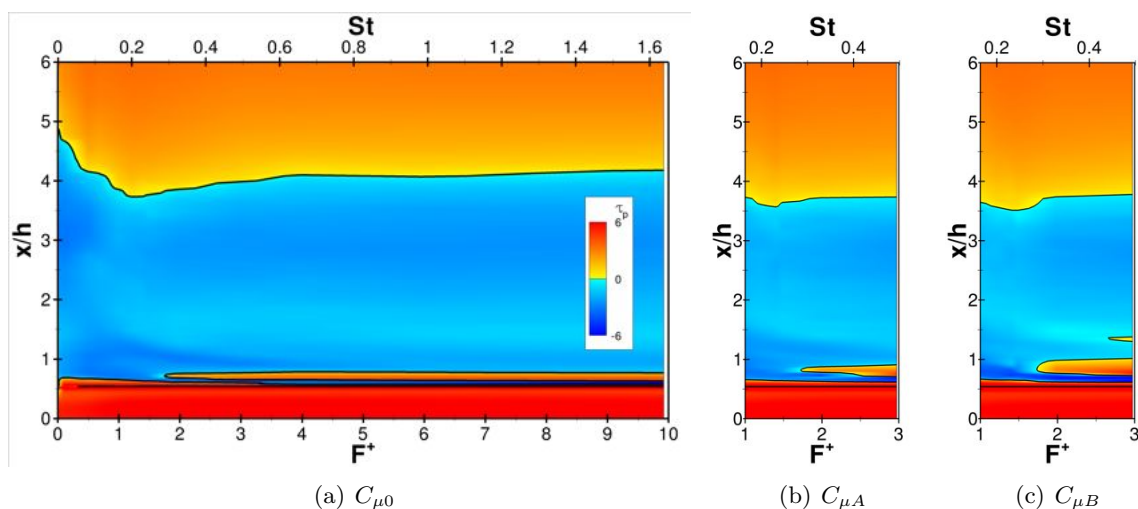


FIGURE 4.4 – Effet de la fréquence et de l’amplitude sur le frottement pariétal.

de l’écoulement en fluide parfait, c’est-à-dire à un écoulement statistiquement recollé.

L’écoulement répond différemment suivant la fréquence et l’amplitude choisie. Il est concevable que pour chacun des calculs réalisés, les effets sur le décollement soient différents. L’objectif de cette partie est donc d’identifier quels sont les effets de la fréquence et de l’amplitude sur l’écoulement afin de dégager les points de fonctionnements optimaux. Sachant qu’un optimum n’est relatif qu’à une fonctionnelle de coût, nommée critère par la suite, il est par conséquent nécessaire d’étudier les performances du contrôle sur un large panel de critères dans l’objectif de dégager si possible un optimum commun à un maximum de critères.

La présente partie n’a pas pour objectif d’expliquer la physique impliquée dans le contrôle, ce point est abordé par la section suivante.

### 4.3.1 Effet du forçage sur différents critères statistiques

Le forçage est intrinsèquement instationnaire et son effet global sur l’écoulement ne peut-être défini que statistiquement. Cette section a pour vocation de recenser les points de fonctionnements optimaux de l’actionneur relatifs à différents critères décrivant le comportement statistique de l’écoulement.

#### 4.3.1.1 Abscisses des points de décollement et de recollement

Les abscisses moyennes des points décollement et de recollement sont définies par l’annulation du frottement pariétal. La figure Fig. 4.4 trace l’évolution du frottement pariétal  $\tau_p$  en fonction de la fréquence réduite  $\mathcal{F}^+$  et de l’abscisse adimensionnée par la hauteur de rampe. Les couleurs chaudes et froides indiquent un frottement respectivement positif et négatif. Le frottement pariétal nul est matérialisé par une ligne en pointillés de couleur noire. Celle située aux abscisses  $x/h$  égales à 0,52 représente la position de l’actionneur.

La figure Fig. 4.4 révèle que le décollement est constitué d’un unique bulbe pour des fréquences réduites  $\mathcal{F}^+ < 2$  quelque soit l’amplitude. Au dessus de cette fréquence, le décollement est composé d’un large bulbe principal et d’un plus petit secondaire. Le cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3; C_\mu = C_{\mu B}\}$  est le seul cas à présenter une décomposition du décollement en trois bulbes. La taille et la position de ces bulbes

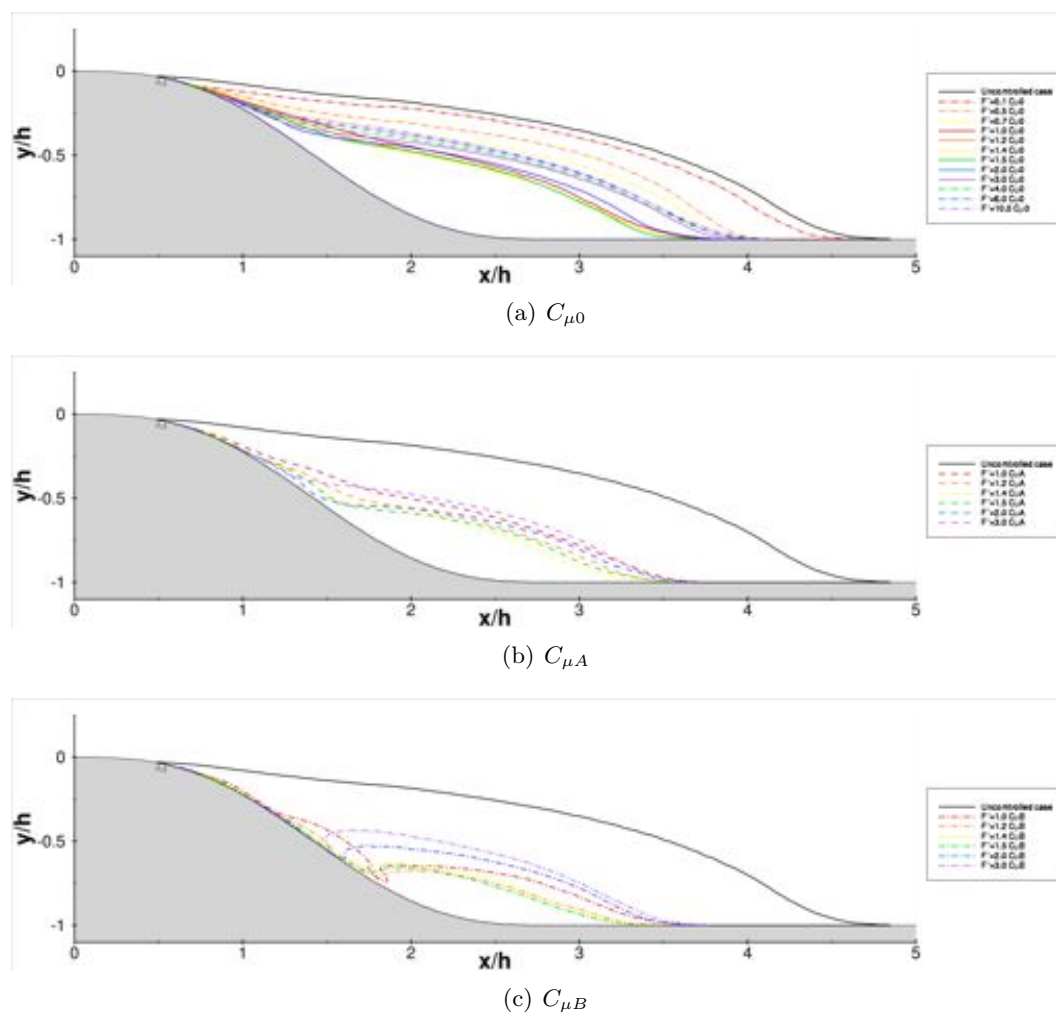


FIGURE 4.5 – Effet de la fréquence et de l’amplitude sur l’aspect du bulbe moyen de décollement.

secondaires demeurent quasi-constante en fonction de la fréquence d’excitation. L’effet d’amplitude sur le bulbe secondaire reste plus important : le bulbe secondaire s’élargit avec l’amplitude.

Le contour de la zone décollée définie par la méthode de débit masse nul de l’équation Eq. 2.4 est tracé sur la figure Fig. 4.5. Le bulbe secondaire est tellement fin qu’il est invisible.

La fréquence a un effet principalement porté sur l’abscisse de recollement du bulbe principal. Son effet sur la première abscisse de recollement  $y$  est effectivement plus faible. A partir de la valeur du frottement pariétal  $\tau_w$ , il est possible de définir deux critères d’optimisation : minimisation de l’abscisse de recollement du bulbe principal et maximisation de l’abscisse du premier décollement. Ces deux critères permettent de représenter la capacité du forçage à respectivement anticiper le recollement et à retarder le décollement.

On constate sur la figure Fig. 4.4 que l’abscisse du point de recollement statistique suit une courbe présentant un minimum global en fonction de la fréquence pour chaque amplitude. Cette abscisse atteint son minimum à une fréquence  $St_{b_h} = 0,2$  ( $\mathcal{F}^+ = 1,2$ ) pour le cas  $C_{\mu 0}$  et une fréquence  $St_{b_h} = 0,23$  ( $\mathcal{F}^+ = 1,4$ ) aux amplitudes  $C_{\mu A}$  et  $C_{\mu B}$ . L’abscisse de recollement est d’autant plus courte que l’amplitude est élevée, mais l’effet demeure peu remarquable.

Quelque soit la fréquence et l’amplitude l’effet est positif. C’est-à-dire que l’introduction d’un forçage quelconque est bénéfique pour anticiper le recollement.

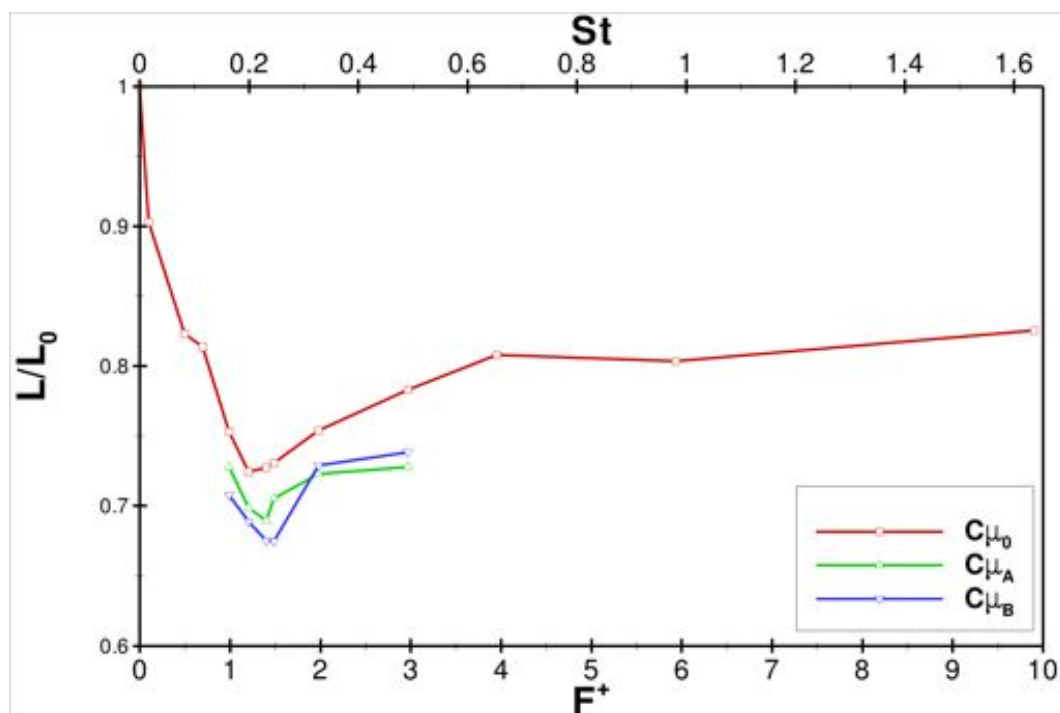


FIGURE 4.6 – Effet de la fréquence et de l’amplitude sur la longueur de décollement  $L$  adimensionnée par la longueur de décollement sans contrôle  $L_0$ .

L’abscisse du premier point de décollement est quant à elle monotone et à pente négative, si bien que la fréquence optimale est caractérisée par la plus faible fréquence :  $St_{b_h} = 0,016$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,1$ ).

#### 4.3.1.2 Longueur de décollement

L’étude du frottement pariétal montre que le forçage a un effet sur les abscisses des points de décollement et de recollement. Il est par conséquent possible de relever l’effet du forçage sur la longueur de décollement. En raison de la présence de plusieurs bulbes, la définition de longueur de décollement devient problématique. Afin de pouvoir comparer plus loin les résultats avec ceux issus de la littérature, la longueur de décollement est définie comme étant la différence entre les abscisses du dernier point de recollement et du premier point de décollement.

Les effets de la fréquence sur la longueur de décollement  $L$  adimensionnée par la longueur de décollement sans contrôle  $L_0$  pour chaque amplitude sont tracés sur la figure Fig. 4.6. Le critère à minimiser est la longueur de décollement. Quelque soit le point de fonctionnement, le forçage réduit toujours la longueur de décollement par rapport au cas sans contrôle. Chaque courbe présente un unique minimum global. Le tableau Tab. 4.2 regroupe les fréquences optimales pour chaque amplitude et le gain associé par rapport au cas non contrôlé.

TABLE 4.2 – Fréquence optimale minimisant la longueur de décollement en fonction de l’amplitude.

$C_\mu$	$\mathcal{F}_{\text{opt}}^+$	$St_{b_h \text{opt}}$	$L/L_0$
$C_{\mu 0}$	1,2	0,20	25%
$C_{\mu A}$	1,4	0,23	31%
$C_{\mu B}$	1,4	0,23	33%

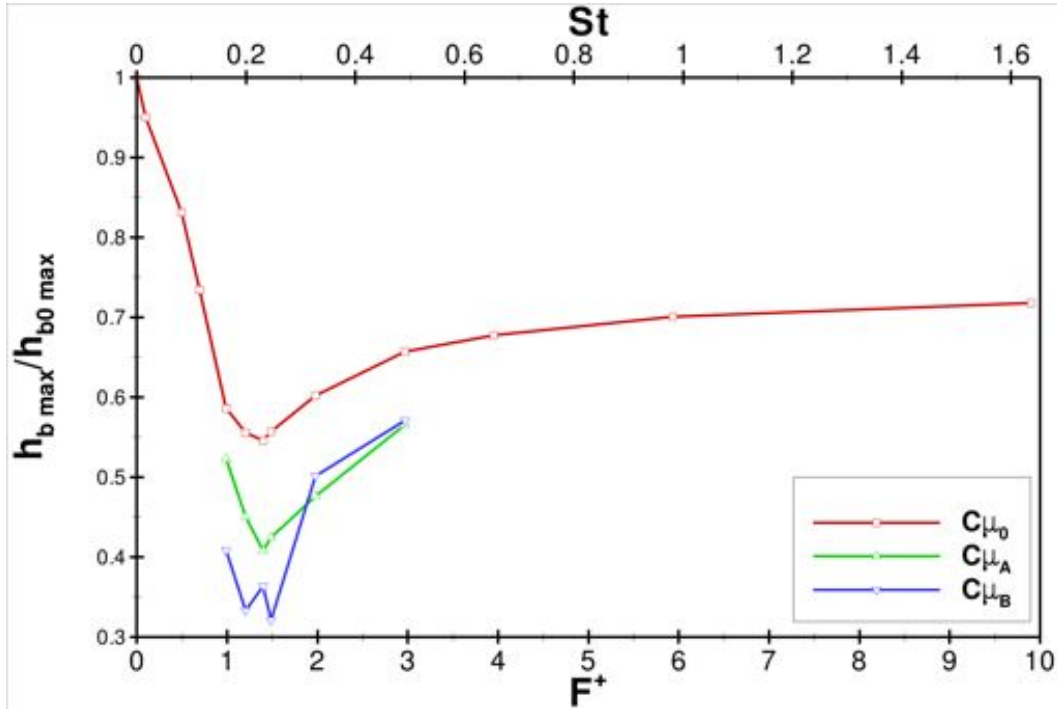


FIGURE 4.7 – Effet de la fréquence et de l’amplitude sur la hauteur maximale de la zone de recirculation  $h_{b \max}$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $h_{b_0 \max}$ .

La fréquence optimale évolue avec l’amplitude mais demeure du même ordre de grandeur. Plus l’amplitude est grande et plus le gain sur le critère est grand. La figure Fig. 4.6 montre une saturation sur l’effet d’amplitude à partir de  $C_{\mu A}$  et pour des fréquences réduites  $\mathcal{F}^+$  supérieures ou égales à 2. Une saturation sur l’effet de fréquence est également observée pour des fréquences réduites  $\mathcal{F}^+$  supérieures ou égales à 4.

Les performances du forçage sur la réduction de la longueur de décollement restent modestes. Ce critère permet d’estimer l’influence du contrôle sur la géométrie du bulbe suivant la direction de l’écoulement.

#### 4.3.1.3 Hauteur maximale du bulbe moyen de décollement

L’évolution de la hauteur maximale du bulbe permet de décrire l’effet du forçage sur la composante normale à la direction de l’écoulement infini, c’est-à-dire la caractérisation de l’aplatissement de la zone de recirculation.

L’effet du forçage sur la hauteur maximale du bulbe  $h_{b \max}$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $h_{b_0 \max}$  est tracé sur la figure Fig.4.7. Quelque soit la fréquence, la hauteur maximale du bulbe est réduite par rapport au cas non contrôlé. Pour les amplitudes  $C_{\mu 0}$  et  $C_{\mu A}$ , les courbes possèdent un minimum global à une fréquence  $St_{b_h} = 0,23$  ( $\mathcal{F}^+ = 1,4$ ), tandis que pour l’amplitude  $C_{\mu B}$  la courbe présente deux minima avec le global à  $St_{b_h} = 0,25$  ( $\mathcal{F}^+ = 1,5$ ).

L’effet d’amplitude sature pour  $C_{\mu} \geq C_{\mu A}$  et pour des fréquences réduites  $\mathcal{F}^+ \geq 2$ . Par extrapolation, l’effet de fréquence sature lorsque  $\mathcal{F}^+ \geq 6$ .

Le critère d’optimisation est ici la minimisation de  $h_{b \max}$ . Il représente l’aptitude du contrôle à aplatir le bulbe moyen de circulation, se traduisant par une augmentation de la section de passage de l’écoulement dans une configuration manche à air. Le tableau Tab. 4.3 regroupe les fréquences

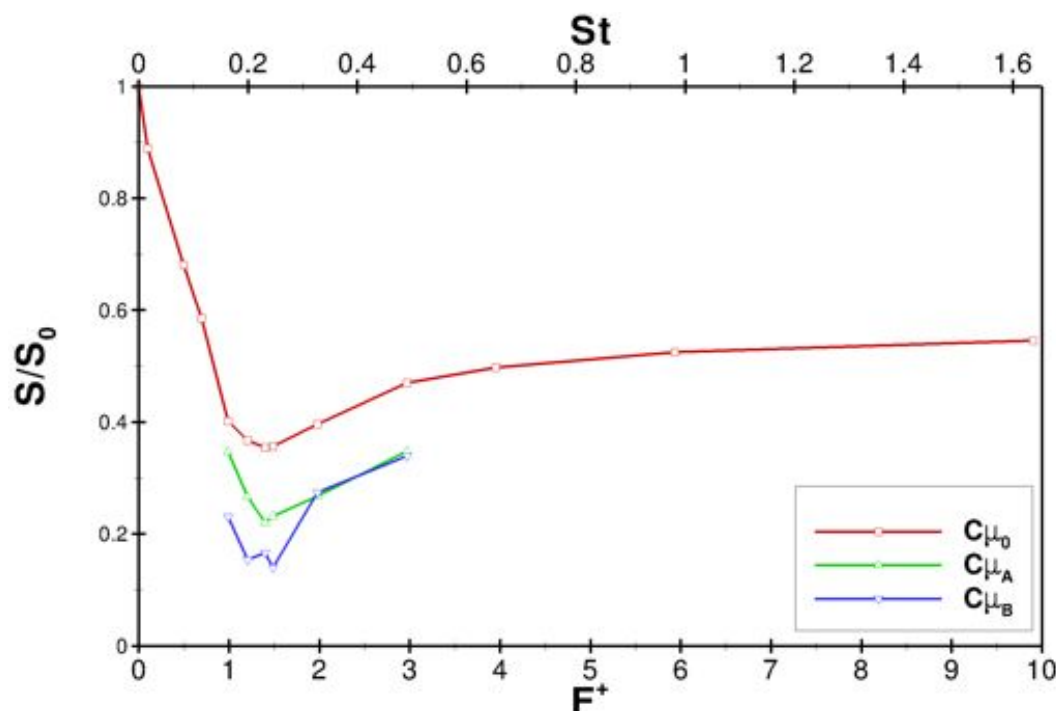


FIGURE 4.8 – Effet de la fréquence et de l’amplitude sur la surface de la zone de recirculation  $S$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $S_0$ .

optimales pour chaque amplitude avec le gain associé pour ce critère.

TABLE 4.3 – Fréquence optimale minimisant la hauteur maximale de la zone de recirculation en fonction de l’amplitude.

$C_\mu$	$\mathcal{F}_{\text{opt}}^+$	$St_{b_h, \text{opt}}$	$h_{b \text{ max}}/h_{b_0 \text{ max}}$
$C_{\mu 0}$	1,4	0,23	46%
$C_{\mu A}$	1,4	0,23	60%
$C_{\mu B}$	1,5	0,25	68%

Les gains associés aux fréquences optimales sont ici plus significatives que sur le critère relatif à la longueur de décollement. Le gain maximal atteint est dans ces trois séries égal à 68%. Le forçage privilégie la contraction du bulbe moyen de recirculation par diminution de sa hauteur par rapport à sa réduction d’étendue longitudinale.

#### 4.3.1.4 Surface du bulbe moyen de décollement

Les précédents critères concernent l’aspect géométrique du bulbe. La combinaison de ces critères porte naturellement sur la surface moyenne de la zone décollée. Cette surface est calculée à partir du contour de la zone décollée définie par la méthode de débit masse nul de l’équation Eq. 2.4. L’effet du contrôle sur le bulbe moyen est matérialisé sur la figure Fig. 4.5.

L’effet de la fréquence et de l’amplitude sur la surface de la zone de recirculation  $S$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $S_0$  est tracé sur la figure Fig. 4.8.

Les deux séries d’amplitudes  $C_{\mu 0}$  et  $C_{\mu A}$  possèdent un minimum global pour une fréquence  $St_{b_h} = 0,23$  ( $\mathcal{F}^+ = 1,4$ ), et celle d’amplitude  $C_{\mu B}$  deux minima où le global est à  $St_{b_h} = 0,25$

( $\mathcal{F}^+ = 1, 5$ ).

La saturation de l'effet d'amplitude est clairement visible pour  $C_\mu \geq C_{\mu A}$  et  $\mathcal{F}^+ \geq 2$ . L'effet de fréquence sature lorsque  $\mathcal{F}^+ \geq 6$ .

Quelque soit le point de fonctionnement de l'actionneur, le forçage offre une réduction de la surface du bulbe moyen.

TABLE 4.4 – Fréquence optimale minimisant la hauteur maximale de la zone de recirculation en fonction de l'amplitude.

$C_\mu$	$\mathcal{F}_{\text{opt}}^+$	$St_{b_h \text{opt}}$	$S/S_0$
$C_{\mu 0}$	1,4	0,23	65%
$C_{\mu A}$	1,4	0,23	78%
$C_{\mu B}$	1,5	0,25	86%

Le tableau Tab. 4.4 montre les fréquences optimales pour chaque amplitude avec le gain associé pour le critère de minimisation de la surface du bulbe moyen de recirculation. Le gain maximal observé sur ce critère est de 86% et montre que le contrôle est efficace.

#### 4.3.1.5 Circulation de la zone décollée

Le bulbe de décollement moyen peut être caractérisé par son intensité vortex  $I$  ou par sa circulation  $\Gamma$ , ces deux grandeurs sont reliées mathématiquement par la relation  $\Gamma = 2I$  sur un même contour fermé. Il est par conséquent possible de déterminer l'effet du forçage sur la circulation du bulbe moyen en s'appuyant sur la surface fermée  $\Sigma$  délimitée par le contour de ce même bulbe grâce à la relation :

$$\Gamma = 2I = \iint_{\Sigma} (\vec{\nabla} \wedge \vec{V}) \cdot \vec{n} d\sigma \quad (4.1)$$

où  $\vec{n}$  est le vecteur orthonormal à la surface du bulbe, ici égal à  $\vec{e}_z$ .

L'effet du forçage sur la circulation adimensionnée est tracé sur la figure Fig. 4.9. Les courbes suivent une évolution semblable aux précédents critères. La saturation en amplitude pour  $C_\mu \geq C_{\mu A}$  et  $\mathcal{F}^+ \geq 2$  est observée ainsi qu'une saturation en fréquence pour  $\mathcal{F}^+ \geq 6$ . Le tableau Tab. 4.5 expose les fréquences optimales obtenues sur un critère de minimisation de la circulation du bulbe.

TABLE 4.5 – Fréquence optimale minimisant la circulation de la zone de recirculation en fonction de l'amplitude.

$C_\mu$	$\mathcal{F}_{\text{opt}}^+$	$St_{b_h \text{opt}}$	$\Gamma/\Gamma_0$
$C_{\mu 0}$	1,4	0,23	80%
$C_{\mu A}$	1,5	0,25	92%
$C_{\mu B}$	1,5	0,25	95%

Le gain maximal observé est égal à 95%, les fréquences optimales sont de l'ordre  $St_{b_h} = 0,23 - 0,25$  ( $\mathcal{F}^+ = 1, 4 - 1, 5$ ).

Ce critère ne permet pas d'estimer l'efficacité de l'actionneur sur l'intensité des zones de recirculation puisque la circulation contient intrinsèquement la valeur de la surface. Afin d'éviter l'effet de surface, la circulation est pondérée par la surface de la zone décollée. Cette dernière grandeur est représentée sur la figure Fig. 4.10.

La série de calcul pour l'amplitude  $C_{\mu 0}$  montre que le forçage renforce l'intensité du décollement lorsque les fréquences réduites sont inférieure à 0,7. Cette observation peut-être liée par le fait



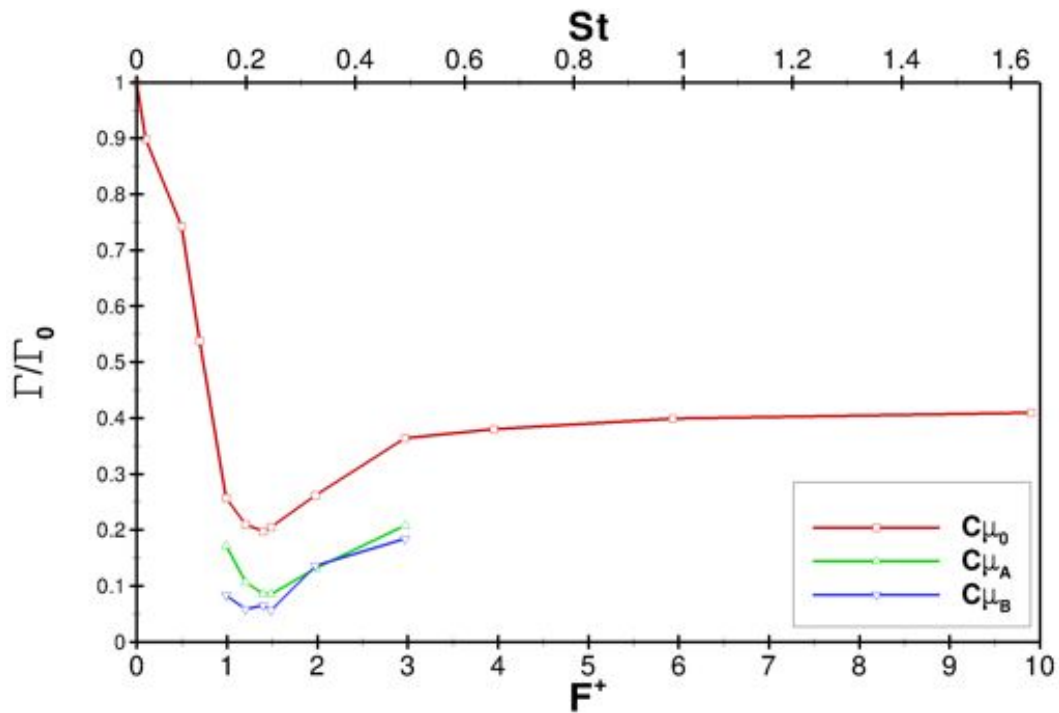


FIGURE 4.9 – Effet de la fréquence et de l’amplitude sur la circulation  $\Gamma$  du bulbe moyen adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $\Gamma_0$ .

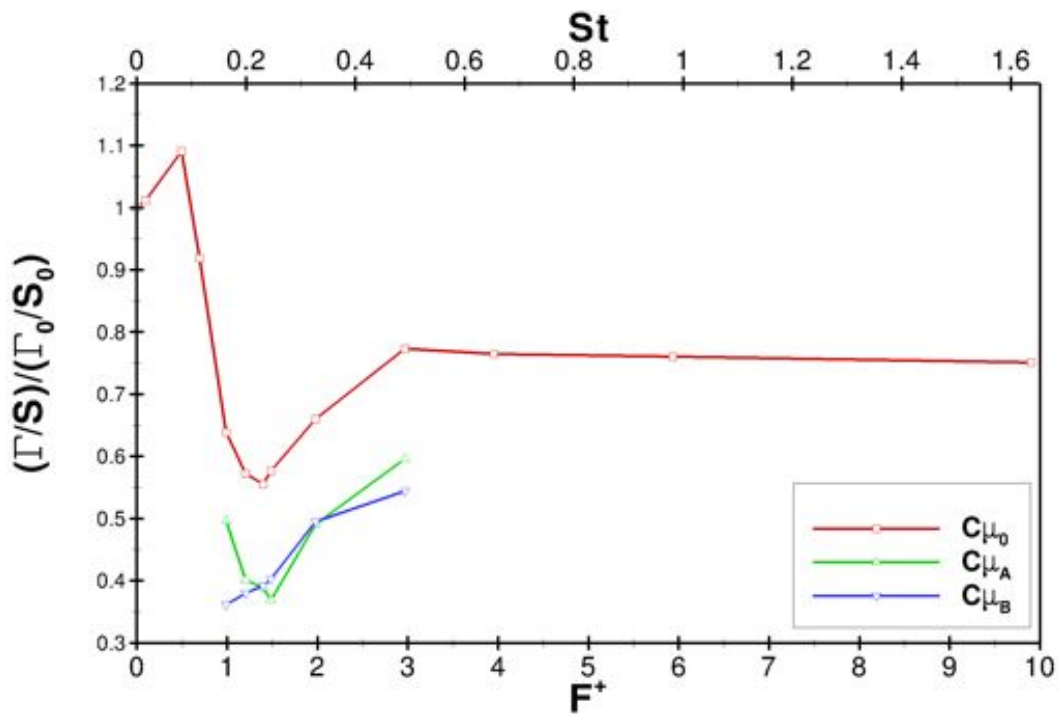


FIGURE 4.10 – Effet de la fréquence et de l’amplitude sur la circulation  $\Gamma$  du bulbe moyen adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $\Gamma_0$ .

qu'à ces fréquences, notamment  $\mathcal{F}^+ = 0, 1$ , l'actionneur ne peut générer proprement une structure tourbillonnaire transversale de contrôle. Lorsque la fréquence réduite est supérieur à 3, la circulation pondérée reste quasi-constante. Le forçage montre donc une saturation en fréquence. Un minimum global est observé pour  $St_{b_h} = 0, 23$  ( $\mathcal{F}^+ = 1, 4$ ).

La série relative à l'amplitude  $C_{\mu A}$ , présente quant-à elle un minimum légèrement décalé en fréquence ( $St_{b_h} = 0, 25$  ( $\mathcal{F}^+ = 1, 5$ )) mais avec un gain largement accru. La dernière courbe - série  $C_{\mu B}$  - montre une constante évolution de la circulation pondérée. La fréquence optimale n'est donc pas déductible à partir des calculs menés. Le résumé de ces performances optimales de l'actionneur sur la minimisation de la circulation pondérée par la surface est donnée par le tableau Tab. 4.6.

TABLE 4.6 – Fréquence optimale minimisant la circulation pondérée par la surface de la zone de recirculation en fonction de l'amplitude.

$C_\mu$	$\mathcal{F}_{\text{opt}}^+$	$St_{b_h, \text{opt}}$	$(\Gamma/S)/(\Gamma_0/S_0)$
$C_{\mu 0}$	1,4	0,23	45%
$C_{\mu A}$	1,5	0,25	63%
$C_{\mu B}$	–	–	–

Le gain maximal observé sur les courbes égal à 84% est atteint pour le cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

#### 4.3.1.6 Traînée

Le critère sur la circulation du bulbe moyen de circulation permet de faire la transition entre les critères relatifs à la géométrie du bulbe et ceux relatifs aux grandeurs physiques. Le premier critère généralement examiné est la traînée qui est ici décomposée en deux : la traînée de frottement et la traînée de pression.

La traînée de frottement  $Cx_\tau$  est estimée par la relation :

$$Cx_\tau = \frac{-1}{x_{\max} - x_{\min}} \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \tau_w(x) dx \quad (4.2)$$

et la traînée de pression par :

$$Cx_p = \frac{1}{y_{x \max} - y_{x \min}} \int_{y_{x \min}}^{y_{x \max}} p_w(x(y)) - p_\infty dy \quad (4.3)$$

Les bornes d'intégration sont choisies telles qu'elles comprennent le point de décollement et une partie de la zone recollée. Les valeurs sont arbitrairement choisie et valent :  $x_{\min}/h = 0$  et  $x_{\max}/h = 8$ .

Les effets de la fréquence et de l'amplitude sur la traînée de frottement  $Cx_\tau$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $Cx_{\tau_0}$  sont représentés sur la figure Fig. 4.11. Le critère généralement cherché est la minimisation de la traînée de frottement. Quelque soit le point de fonctionnement de l'actionneur l'effet sur ce critère est négatif. En effet, la longueur de décollement est toujours réduite par le forçage, si bien que la contribution du frottement dans le sens opposé à l'écoulement créée par la zone de recirculation diminue.

Il n'existe donc pas de fréquence optimale sur la réduction de traînée de frottement. Les courbes suivent l'évolution opposée de celle de la longueur de recollement.

La figure Fig. 4.12 montre l'évolution de la traînée de pression  $Cx_p$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $Cx_{p_0}$  en fonction de la fréquence pour chaque amplitude de forçage. Le critère d'optimisation communément utilisé est la réduction de la traînée de pression. La série de calcul

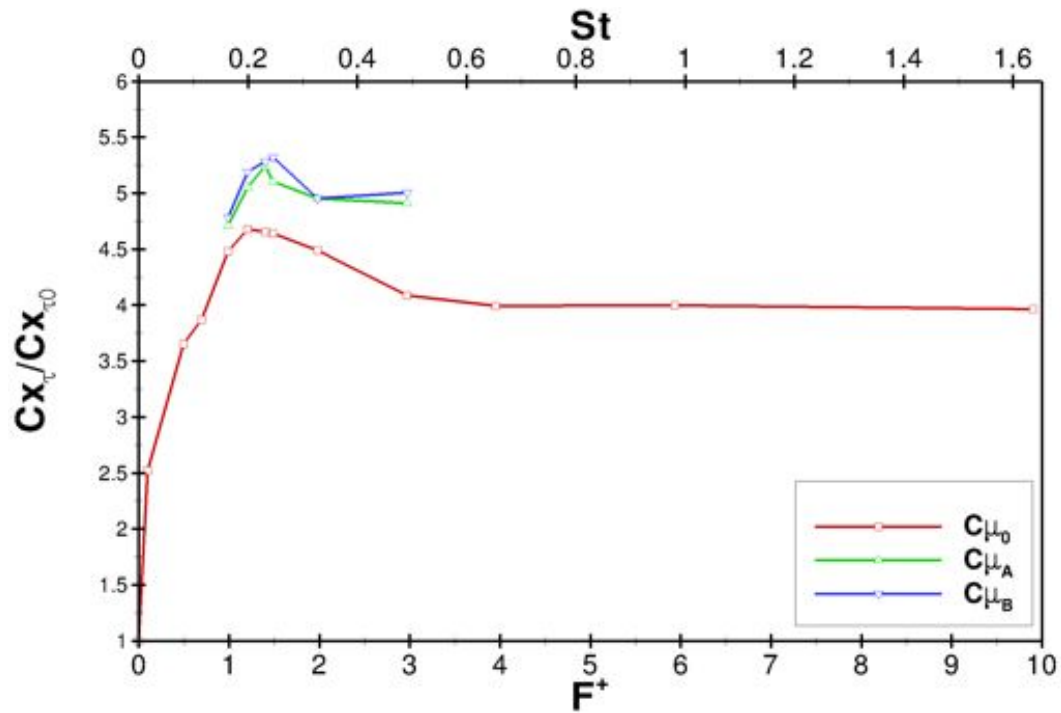


FIGURE 4.11 – Effet de la fréquence et de l'amplitude sur la traînée de frottement  $Cx_\tau$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $Cx_{\tau_0}$ .

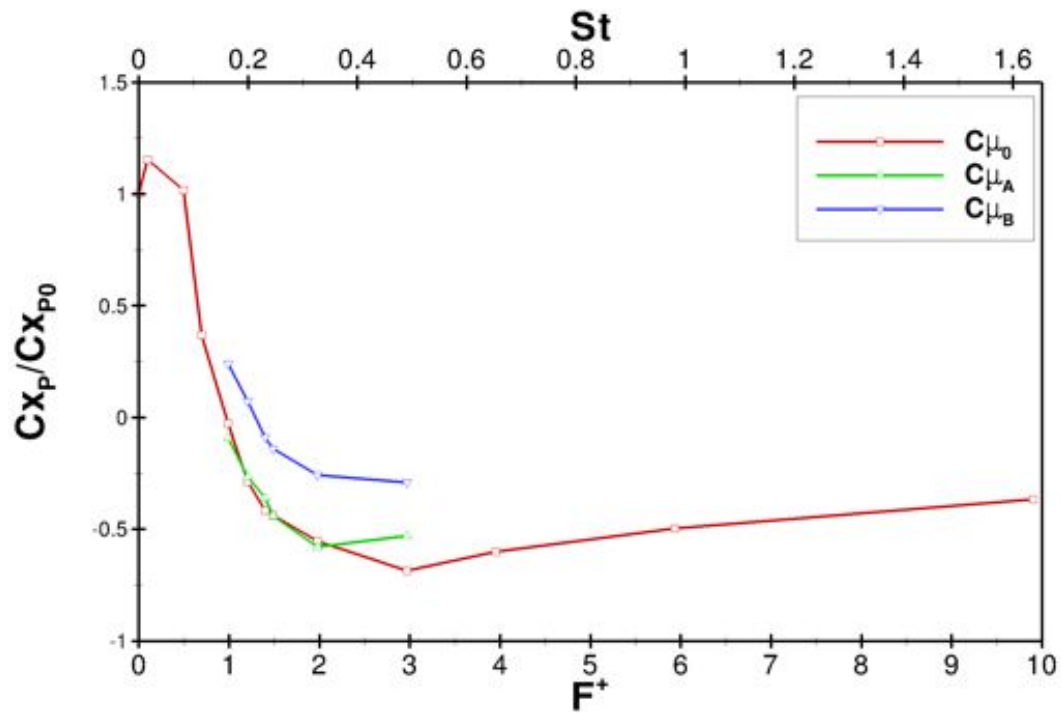


FIGURE 4.12 – Effet de la fréquence et de l'amplitude sur la traînée de pression  $Cx_p$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $Cx_{p_0}$ .

avec l'amplitude  $C_{\mu 0}$  présente un minimum global pour une fréquence réduite  $\mathcal{F}^+$  égale à 3. La traînée est ici réduite si la fréquence est suffisamment élevée ( $\mathcal{F}^+ \geq 1$ ), c'est-à-dire qu'une trop basse fréquence d'oscillation augmente la traînée de pression. Le tourbillon transverse ne se forme pas correctement, si bien que la phase de soufflage à un effet de simple soufflage, ce qui renforce le bulbe de décollement et par conséquent la dépression provoquée par ce même décollement.

Le rapport  $\frac{C_{x_p}}{C_{x_{p0}}}$  devient négatif pour des fréquence réduites telles que  $\mathcal{F}^+ \geq 1$  pour les différentes amplitudes, ce qui signifie que la traînée de pression devient une force de poussée.

Les résultats de la série d'amplitude  $C_{\mu A}$  se superposent avec ceux de la première amplitude sauf pour la fréquence réduite  $\mathcal{F}^+$  égale à 3. La fréquence réduite optimale est alors décalée à 2. Pour l'amplitude  $C_{\mu B}$ , les résultats sont décalés négativement et ne présentent pas de minimum. A l'opposé des précédents critères, l'amplitude qui offre une réduction maximale du critère sélectionné est la plus basse. Les points de fonctionnement optimaux sont reporté dans le tableau Tab. 4.7.

TABLE 4.7 – Fréquence optimale minimisant la traînée de pression en fonction de l'amplitude.

$C_{\mu}$	$\mathcal{F}_{\text{opt}}^+$	$St_{b_h \text{opt}}$	$C_{x_p}/C_{x_{p0}}$
$C_{\mu 0}$	3,0	0,50	169%
$C_{\mu A}$	2,0	0,33	158%
$C_{\mu B}$	–	–	–

Bien que les grandeurs soient présentés de façon adimensionnées, la traînée de frottement est négligeable face à celle de pression. Ainsi l'optimisation de la traînée globale se calque sur celle de la traînée de pression.

#### 4.3.1.7 Pression et fluctuations de pression pariétale

L'objectif du contrôle est de supprimer le décollement. Il est idéalement désiré de retrouver un écoulement en fluide parfait où la pression pariétale sur la rampe est maximale. Rechercher à maximiser cette pression constitue alors un objectif de contrôle. Afin d'estimer les performances sur ce critère, la figure Fig. 4.13 représente l'évolution longitudinale de la pression pariétale moyenne adimensionnée  $\overline{p_w}/\overline{p_{w0}}$  en fonction de la fréquence pour chaque amplitude.

Le forçage a pour effet d'augmenter la pression pariétale dans la zone recollée, c'est-à-dire dans la zone délimitée par les lignes définies par le premier point de décollement et le dernier point de recollement. Quelque soit la fréquence et l'amplitude, le forçage est bénéfique sur la rampe. A contrario, en aval du recollement la pression est diminuée. En respectant le critère de maximisation de la pression pariétale, chaque série de calcul présente un optimum local. La fréquence  $St_{b_h} = 0,25$  ( $\mathcal{F}^+ = 1,5$ ) est optimale pour les amplitudes  $C_{\mu 0}$  et  $C_{\mu B}$ , et  $St_{b_h} = 0,23$  ( $\mathcal{F}^+ = 1,4$ ) pour  $C_{\mu A}$ . Les gains associés à ces optima sont regroupés dans le tableau Tab. 4.8. Au maximum, un gain de 1,4% est observé, ce qui correspond à une augmentation de 282 Pa au point considéré. Le choix de sélectionner deux chiffres significatifs après la virgule montrent que l'amplitude optimale est  $C_{\mu A}$  et qu'au delà une saturation d'effet en amplitude peut être considérée.

L'intérêt de se pencher sur les grandeurs relatives à la pression pariétale est qu'il est expérimentalement possible de les mesurer à l'aide de capteurs de pression. Les mesures de pression peuvent être utilisées comme une entrée d'un algorithme de contrôle en boucle fermée pour obtenir automatiquement la fréquence et l'amplitude optimales. Dans le cas de la maximisation de pression moyenne pariétale, un unique capteur de pression placé en aval de l'actionneur est capable de rendre compte de la performance du contrôle relativement au critère choisi.

Afin de caractériser les modifications de pression et de ses fluctuations par le forçage dans le champ en aval du recollement, on définit deux grandeurs intégrales locales  $C_{\Delta p_i}(x)$  et  $C_{P_{rms}}(x)$ .

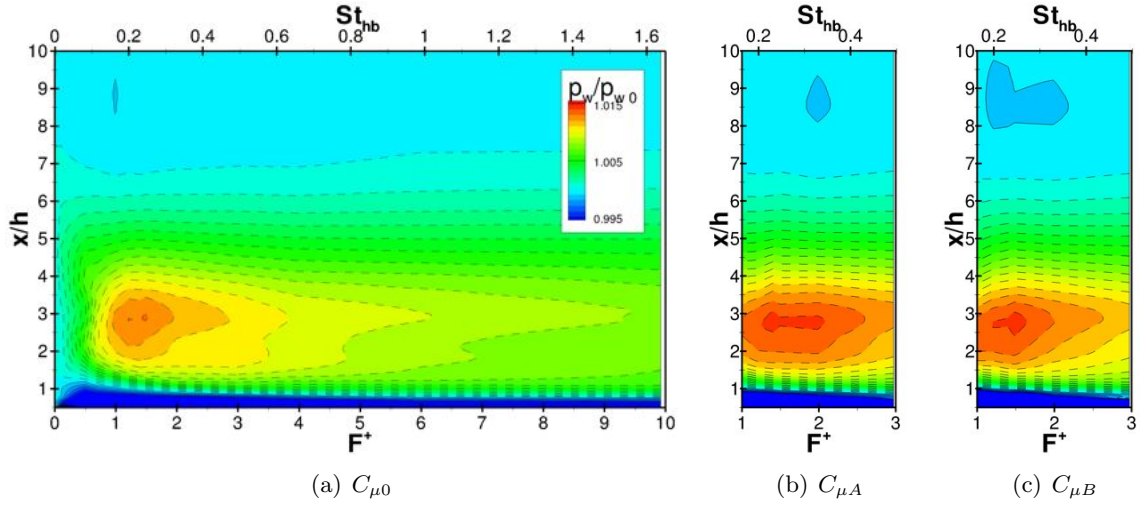


FIGURE 4.13 – Évolution longitudinale de la pression pariétale moyenne adimensionnée  $\overline{p_w}/\overline{p_{w0}}$  en fonction de la fréquence pour chaque amplitude.

TABLE 4.8 – Fréquence optimale pour chaque amplitude du critère de maximisation de la pression pariétale moyenne adimensionnée  $\overline{p_w}/\overline{p_{w0}}$ .

$C_\mu$	$\mathcal{F}_{\text{opt}}^+$	$St_{b_h \text{ opt}}$	$\overline{p_w}/\overline{p_{w0}}$
$C_{\mu 0}$	1,5	0,25	1,30%
$C_{\mu A}$	1,4	0,23	1,45%
$C_{\mu B}$	1,5	0,25	1,44%

La première permet d'estimer les pertes de pression totale sur un profil à abscisse fixée. Elle est typiquement associée à une des définitions de la distorsion. La seconde évalue une moyenne pondérée des fluctuations de pression pour une abscisse donnée.  $C_{\Delta p_i}(\xi_w)$  est défini en variables curvilignes par l'équation :

$$C_{\Delta p_i}(\xi_w) = \int_0^{\eta_{\text{sup}}} \frac{p_i(\xi_w, \eta)}{p_{i\infty}(\xi_w)} d\eta \quad (4.4)$$

avec  $p_{i\infty}(\xi_w)$  la pression totale de référence locale, soit  $p_i(\xi_w, \eta_{\text{sup}})$ .  $C_{Prms}(\xi_w)$  est dans ce même système de coordonnées défini par :

$$C_{Prms}(\xi_w) = \int_0^{\eta_{\text{sup}}} \frac{p_{rms}(\xi_w, \eta)}{p_{rms\infty}(\xi_w)} d\eta \quad (4.5)$$

avec  $p_{rms\infty}(\xi_w)$  la valeur des fluctuations de pression au point de référence local  $(\xi_w, \eta_{\text{sup}})$ .

L'évolution longitudinale du coefficient de distorsion de pression totale adimensionné  $C_{\Delta p_i}/C_{\Delta p_i 0}$  en fonction de la fréquence pour chaque amplitude est tracé sur la figure Fig. 4.14. Seul la partie du sillage est représentée puisque l'on s'intéresse à la zone où un moteur pourrai être placé. Il doit être noté que le déraffinement du maillage commence à une abscisse  $x/h = 10$ .

Lorsque la fréquence réduite de forçage est supérieure à 1, la distorsion est plus faible dans la zone recollée que dans le cas non-contrôlé. Chaque série présente une fréquence optimale qui peut minimiser cette distorsion tout le long de la zone recollée. La série correspondant à une amplitude  $C_{\mu 0}$  présente une fréquence optimale égale à  $St_{b_h} = 0,50$  ( $\mathcal{F}^+ = 3,0$ ). Les séries avec une amplitude supérieure ont pour fréquence optimale  $St_{b_h} = 0,33$  ( $\mathcal{F}^+ = 2,0$ ). Les gains maximaux associés à

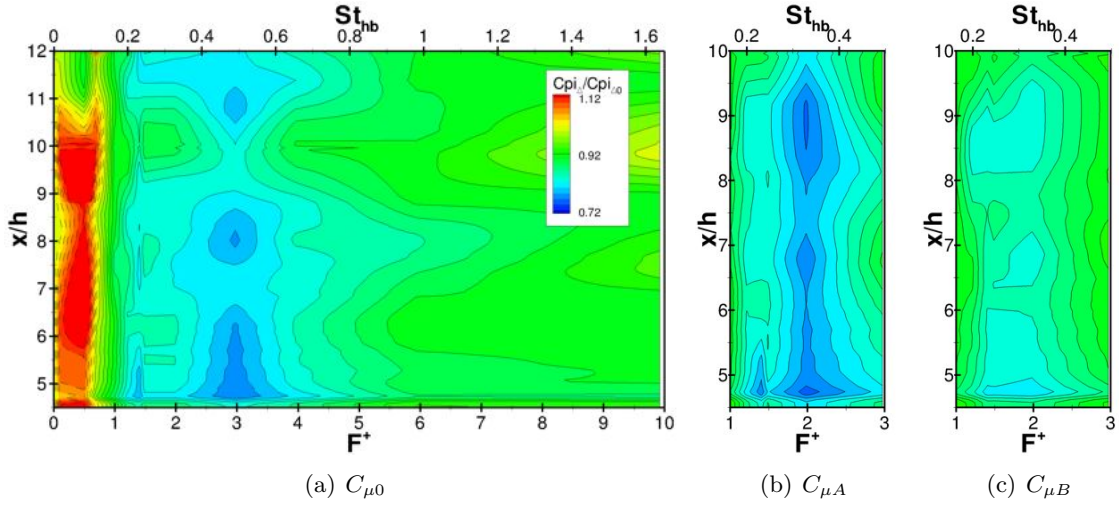


FIGURE 4.14 – Évolution longitudinale du coefficient de distorsion de pression totale adimensionné  $C_{\Delta p_i}/C_{\Delta p_i,0}$  en fonction de la fréquence pour chaque amplitude.

TABLE 4.9 – Fréquence optimale pour chaque amplitude du critère de minimisation du coefficient de distorsion de pression totale adimensionnée  $C_{\Delta p_i}/C_{\Delta p_i,0}$ .

$C_\mu$	$\mathcal{F}_{\text{opt}}^+$	$St_{b_h, \text{opt}}$	$C_{\Delta p_i}/C_{\Delta p_i,0}$
$C_{\mu 0}$	3,0	0,50	24%
$C_{\mu A}$	2,0	0,33	25%
$C_{\mu B}$	2,0	0,33	20%

ces optima sont référencés dans le tableau Tab. 4.9. L'amplitude offrant le meilleur gain est  $C_{\mu A}$ . Il doit être noté que les valeurs ne sont pas forcément prises aux mêmes abscisses.

#### 4.3.1.8 Taux de turbulence

Le taux de turbulence  $Tu$  est un moyen de caractériser le champ de turbulence. Il est défini comme étant le rapport entre la racine carré de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et la vitesse longitudinale à l'infini :

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{\bar{u}_\infty} \quad (4.6)$$

avec l'énergie cinétique turbulence  $k$  :

$$k = \frac{(u_{rms}^2 + v_{rms}^2 + w_{rms}^2)}{2} \quad (4.7)$$

L'effet du forçage sur le maximum local du taux de turbulence est représenté sur la figure Fig. 4.15. Pour limiter les distorsions provoquées par une turbulence trop importante, un objectif du contrôle employé dans la conception des turbomachines est de minimiser ce taux de turbulence. Le forçage permet une réduction de ce maximum principalement dans la zone recollée et pour des fréquences telles que  $\mathcal{F}^+ \geq 1$ . Pour chaque série de calcul, il existe une fréquence privilégiée qui permet une réduction maximale du taux de turbulence pour toutes les abscisses. La fréquence optimale est égale à  $St_{b_h} = 0,50$  ( $\mathcal{F}^+ = 3,0$ ) pour l'amplitude  $C_{\mu 0}$ . Pour les autres amplitudes,

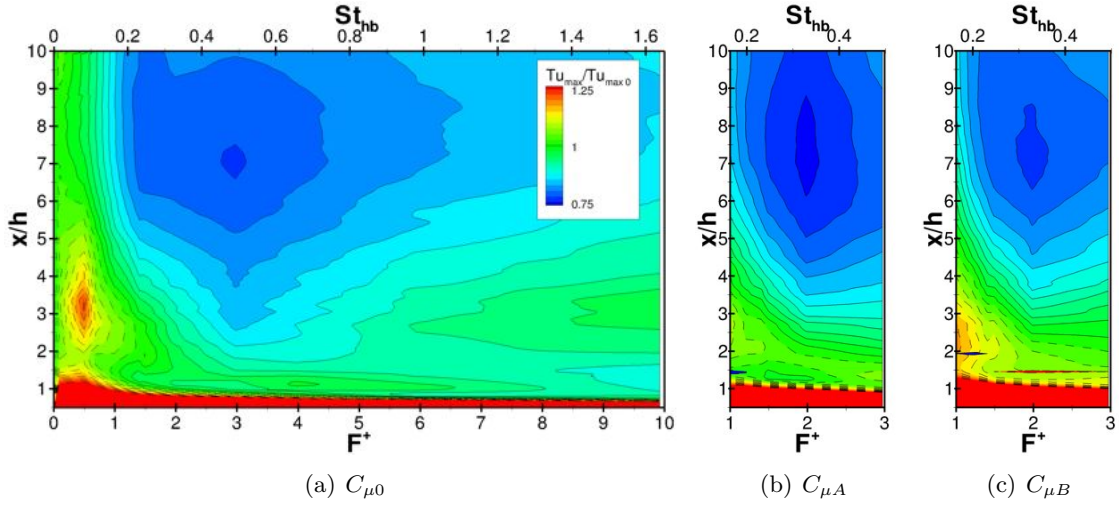


FIGURE 4.15 – Évolution longitudinale du maximum du taux de turbulence adimensionné  $max_y(Tu(x, y))/max_y(Tu_0(x, y))$  en fonction de la fréquence pour chaque amplitude.

elle est égale à  $St_{bh} = 0,33$  ( $\mathcal{F}^+ = 2,0$ ). Les valeurs de ces optima sont regroupées dans le tableau Tab. 4.10.

TABLE 4.10 – Fréquence optimale pour chaque amplitude du critère de minimisation du maximum du taux de turbulence adimensionnée  $max_y(Tu(x, y))/max_y(Tu_0(x, y))$ .

$C_\mu$	$\mathcal{F}_{opt}^+$	$St_{bh,opt}$	$max_y(Tu(x, y))/max_y(Tu_0(x, y))$
$C_{\mu 0}$	3,0	0,50	23%
$C_{\mu A}$	2,0	0,33	26%
$C_{\mu B}$	2,0	0,33	23%

Les optima sont tous atteints à l'abscisse  $x/h = 7,1$ , et l'amplitude optimale est pour ce critère  $C_{\mu A}$ .

Le précédent critère ne se base que sur un point particulier du profil du taux de turbulence en chaque abscisse. Le coefficient de taux de turbulence  $C_{Tu}(x)$  est une grandeur permettant d'estimer le niveau de turbulence sur l'ensemble d'un profil de taux de turbulence pour une abscisse fixée. Il est défini par :

$$C_{Tu}(\xi_w) = \int_0^{\eta_{sup}} Tu(\xi_w, \eta) d\eta \quad (4.8)$$

TABLE 4.11 – Fréquence optimale pour chaque amplitude du critère de minimisation du coefficient de taux de turbulence local adimensionné  $C_{Tu}/C_{Tu0}$ .

$C_\mu$	$\mathcal{F}_{opt}^+$	$St_{bh,opt}$	$C_{Tu}/C_{Tu0}$	$x/h$
$C_{\mu 0}$	3,0	0,50	40%	6,2
$C_{\mu A}$	2,0	0,33	43%	6,9
$C_{\mu B}$	2,0	0,33	37%	6,9

L'évolution longitudinale de cette grandeur en fonction des caractéristiques de forçage est représentée sur la figure Fig. 4.16. Les variations de  $C_{Tu}$  suivent celles du maximum de taux de

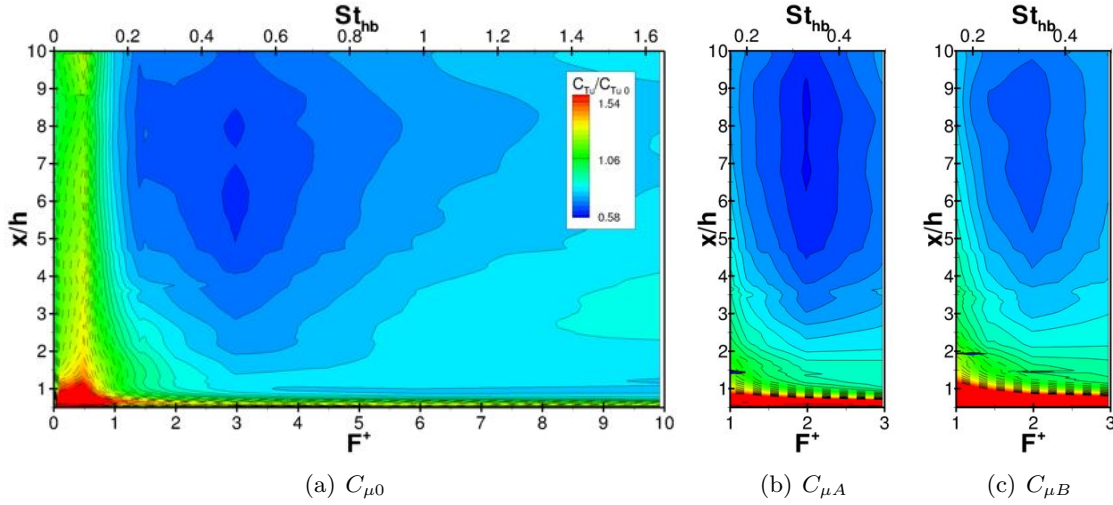


FIGURE 4.16 – Évolution longitudinale du coefficient de taux de turbulence adimensionné  $C_{Tu}/C_{Tu0}$  en fonction de la fréquence pour chaque amplitude.

turbulence, si bien que les fréquences optimales demeurent inchangées : pour l'amplitude  $C_{\mu 0}$  la fréquence optimale est égale à  $St_{b_h} = 0,50$  ( $\mathcal{F}^+ = 3,0$ ) et pour les autres amplitudes, elle est égale à  $St_{b_h} = 0,33$  ( $\mathcal{F}^+ = 2,0$ ). Le tableau Tab. 4.11 contient les gains des points de fonctionnement optimaux. La fréquence optimale est également  $C_{\mu A}$  qui permet une réduction de ce coefficient de 43%. Ce résultat montre l'intérêt de l'emploi d'un forçage périodique dans les manches à air coudées en amont des réacteurs.

### 4.3.2 Récapitulatif et comparaison des fréquences et amplitudes optimales

#### 4.3.2.1 Fréquences et amplitudes optimales de forçage dans la littérature

Les performances du forçage sur différents critères statistiques ont été présentés dans les parties précédentes. La fréquence est le paramètre ayant le plus grand effet sur l'efficacité du contrôle, et l'amplitude permet de l'améliorer de façon non-linéaire. La dépendance à une excitation périodique que présente la couche de mélange a été observée à de nombreuses reprises dans la littérature. HO et HUANG [88] montrent par exemple qu'un forçage à une fréquence identique à celle de l'instabilité naturelle de la couche de mélange inhibe l'appariement de tourbillons et régule leur espacement. A contrario, forcer à un sous-harmonique de cette fréquence naturelle favorise l'appariement de tourbillons et la croissance de la couche de mélange.

De nombreuses études ont été menées sur l'efficacité du forçage par excitation périodique sur le contrôle d'un décollement. La majorité de ces études sont expérimentales et portent sur de nombreuses configurations. Il en résulte deux stratégies de forçage qui se révèlent être efficaces : le forçage basse fréquence  $\mathcal{F}^+ \sim \mathcal{O}(1)$  et le forçage haute fréquence  $\mathcal{F}^+ \sim \mathcal{O}(10)$ . Ces deux stratégies peuvent être associées à deux catégories de configurations, qui sont respectivement l'ensemble des marches descendantes, rampes, diffuseurs, bords d'attaque de plaques épaisses, bosses etc. et l'ensemble des profils en incidence, plaques en incidence, etc. Les meilleures performances de nos calculs sont obtenues au moyen d'un forçage basse fréquence, c'est pourquoi la suite cette section se concentre sur cette première stratégie de forçage. Le lecteur intéressé par les fréquences optimales relatives au forçage haute fréquence est invité à se reporter à la revue de GREENBLATT et WYGNANSKI [80].



Auteurs	Type	Conf.	Act.	Paramètres	Critère	V <sub>jet</sub>	h mm	θ mm	θ/h	F <sub>opt</sub> <sup>+</sup>	St <sub>θ, h, opt</sub>	St <sub>μ, opt</sub>	C <sub>μ, opt</sub>	Gain
BHATTACHERJEE et al. [21]	E	BFS	JS EA	Re = 26000	Augmentation de l'étendue de la couche de mélange pour $x/h \leq 4$ qui est reliée à la longueur de décollement	92 dB	56,0	1,01	0,018		0,2- 0,4 (0,35)	0,007		
CHUN et SUNG [45]	E	BFS	JS	Re = 33000	Longueur de décollement	A <sub>0</sub> = 0,07 ; 0,05 ; 0,03	50,0	1,96	0,0392		0,275	0,011	A <sub>0</sub> = 0,07	37% ; 31% ; 27% ; 34% ; 31% ; 25% ; 22% ; 19% ; 16%
CHUN et SUNG [46]	E	BFS	JS	Re = 1200	Longueur de décollement	A <sub>0</sub> = 0,07 ; 0,05 ; 0,03	50,0	1,82	0,0364		0,286	0,010	A <sub>0</sub> = 0,07	
DARABI et WY- GNANSKI [60]	E	F	JS	Re = 124000	Réduction du temps de recollement					1,5				
DEJOAN et LESCHZNER [64]	N	BFS	JS	Re = 3700	Longueur de décollement	0,3U <sub>∞</sub>					0,2	0,096		30%
HASAN [85]	E	BFS	JS	Re = 11000 ; Re <sub>θ</sub> = 240 ; U <sub>∞</sub> = 5,5 m/s	Longueur de décollement par maximisation de l'intensité turbulente	$u_p/U_{∞} =$ 1,5%	30,0	0,65	0,0219		0,549	0,012		
KIVA et al. [114]	E	BA	JS	Re = 650000 u <sub>∞</sub> = 5 - 20,0 m/s	Longueur de décollement	$q/U_{∞} = 0,005$ $q/U_{∞} = 0,01$	200	0			0,18	0,004		17% 25%
LIU et al. [129]	E	BFS	JS	Re = 33000 ; U <sub>∞</sub> = 10 m/s	Longueur de décollement	A = 0, 5U <sub>∞</sub>	50,0	3,1	0,0620		0,275	0,017		28%
NEUMANN WENGLÉ [146]	N	BFRS	JS	Re = 9100	Longueur de décollement						0,2	0,022		100%
NISHRI et WY- GNANSKI [149]	E	DF			Rattachement					1,0				
REISENTHIEL et al. [162]	E	BFS	OF		Longueur de décollement					0,2- 0,4	0,05- 0,1			
ROOS et KECELMAN [164]	E	BFS	OF	Re = 9500 et 39000	Longueur de décollement						0,22			30%
SEIFFERT et PACK [175]	E	H	JS	Re = 2,4 - 26° ; M = 0,25	Longueur de décollement	A = 0, 2U <sub>∞</sub>				1,6				46%
SIGURDSON [181]	E	C	JS		Trainée minimum sur la face du cylindre					1,3- 3	2,5- 4,0			
WENGLÉ et al. [201]	E+N	BFS	JS	Re = 3000	Longueur de décollement		20,0	0,5320	0,0266		0,451	0,012		33%
YOSHIOKA et al. [210]	E	BFS	JS	Re = 1480 Re = 3700	Longueur de décollement	$v/u_{∞} = 0,3$	10,0	0,5660	0,0566		0,212	0,012		33%
ZAMAN et HUSSAIN [213]	E	JC	JS	Re = 32000 - 12000	Forcer le vortex pairing		20,0				0,19			30%
														0,85

TABLE 4.12 – Résumé bibliographique des fréquences et amplitudes optimales de forçage. (Type : N=numérique, E=Expérimental, Configuration : BFS=backward-facing step, F=flap, BA=bord d'attaque, DF=deflected flap, H=hump, C=cylindre, JC=jet circulaire, Actionneur : JS=Jet synthétique, EA=External action, OF=oscillating flap). Les nombres de Reynolds sont exprimés par rapport à la hauteur ou au diamètre des obstacles.

Le tableau Tab. 4.12 regroupe un résumé des fréquences et amplitudes optimales issues de la littérature. Cette bibliographie ne porte donc que sur des écoulement donc la configuration peut être classée dans la catégorie des marches descendantes. La majorité de ces études est réalisée de façon expérimentale, et seuls DEJOAN et LESCHZINER [64], NEUMANN et WENGLE [146] et WENGLE et al. [201] présentent une approche numérique. Parmi ces références, il est à noter que seules les études de BHATTACHERJEE et al. [21] et KIYA et al. [114] peuvent être considérée comme paramétrique avec l'étude du forçage sur une gamme de fréquence et/ou d'amplitude significative. Le critère d'optimisation est généralement la réduction de la longueur de décollement puisque son estimation peut être, par exemple, simplement réalisée à partir de prises de pression (position du maximum de fluctuation de pression).

CHUN et SUNG [46], DEJOAN et LESCHZINER [64], LIU et al. [129], ROOS et KEGELMAN [164], WENGLE et al. [201] et YOSHIOKA et al. [210] observent une réduction de cette longueur de 30%. Il en est de plus marquant de noter que la fréquence optimale associée à cette réduction est pour chacun autour de  $St_{b_h, \text{opt}} \simeq 0,2$  (ou  $St_{\theta, \text{opt}} \simeq 0,010 - -0,012$ ). Cette fréquence optimale correspond également à ce que BHATTACHERJEE et al. [21] retrouve. Cette dernière étude montre également une faible dépendance de cette fréquence optimale, en terme de nombre de Strouhal, vis-à-vis du nombre de Reynolds. Ce qui est aussi prouvé par l'étendue des différents nombres de Reynolds des précédentes études. Néanmoins, CHUN et SUNG [46] trouvent une fréquence optimale plus élevée ( $St_{b_h, \text{opt}} = 0,44$ ) qu'ils associent à un effet de nombre de Reynolds. Cependant, ROOS et KEGELMAN [164] montrent par leur étude que la fréquence optimale, a priori, ne dépend pas du régime laminaire ou turbulent de l'écoulement.

CHUN et SUNG [45] montrent que le forçage haute fréquence n'a pour ainsi dire pas d'effet sur le type de configuration considéré et que le forçage pour des fréquences réduites comprises entre 1 et 3 vont même jusqu'à diminuer les performances. Selon, CHUN et SUNG [45], cette fréquence optimale ne correspond pas à l'instabilité basse fréquence de la couche de mélange (*low frequency flapping mode*) mais plutôt à une fréquence liée au détachement tourbillonnaire à  $St_{\theta} \simeq 0,012$ . Par exemple, NEUMANN et WENGLE [146] ont réalisé une LES de contrôle du décollement derrière une rampe arrondie. Ils ont également trouvé un nombre de Strouhal optimal égale à  $St_{b_h} = 0,2_{\text{opt}}$  mais dans leur cas, cette fréquence ne correspond pas à  $St_{\theta} \simeq 0,012$  trouvé pour les marches descendantes mais approximativement au double :  $St_{\theta} \simeq 0,022$ . Il est à relever qu'ils obtiennent un recollement complet. SEIFERT et PACK [175] reportent une fréquence optimale réduite de  $\mathcal{F}_{\text{opt}}^+ = 1,6$ . REISENTHIEL et al. [162] n'utilisent pas un jet synthétique comme actionneur mais un volet oscillant, la fréquence optimale devient plus faible ( $St_{b_h, \text{opt}} = 0,05 - 0,1$ ). Cette étude peut être mise en parallèle avec les résultats obtenus pour un actionneur à jet synthétique dont le coefficient de quantité de mouvement reste faible, où la formation des nappes de vorticit e n'est plus forcément assurée et par conséquent transforme cet actionneur en un simple exciteur p eriodique.

DARABI et WYGNANSKI [60] obtiennent une fréquence optimale  $\mathcal{F}_{\text{opt}}^+ = 1,5$  pour le crit ere qui minimise le temps de recollement qu'il n'est h elas pas possible de convertir en nombre de Strouhal. ZAMAN et HUSSAIN [213] tentent quant  a eux de forcer l'appariement tourbillonnaire dans un jet circulaire. Ils rel event deux fr equences optimales :  $*St_{\theta} = 0,012$  et  $*St_{b_h} = 0,85$ , la premi ere  etant li ee  a un mode de la couche de m elange et la seconde  a un mode du jet. SIGURDSON [181] cherchent  a minimiser la tra ın ee d'un cylindre et convergent vers une gamme de fr equences optimales :  $\mathcal{F}_{\text{opt}}^+ = 1,3 - 3,0$ . NISHRI et WYGNANSKI [149] trouvent une fr equence optimale  $\mathcal{F}_{\text{opt}}^+ = 1$  pour la promotion du rattachement.

Quelque soit l' etude, l'amplitude optimale observ ee est toujours la plus  elev ee. KIYA et al. [114]  etudient le contr ole du d ecollement provoquée par le bord d'attaque d'une plaque plane. Les nombres de Strouhal optimaux semblent  elev es mais sont basées sur l' epaisseur de la plaque. Cette  etude est une bonne illustration de l'effet de l'amplitude et d emontre que celle-ci  a un r ole important sur le

niveau de performance obtenu. Il est à noter que la fréquence optimale semble constante sur une gamme d'amplitude modérée et que pour les plus fortes amplitudes, cette fréquence augmente.

L'explication de la physique de ce type de contrôle n'est pas encore entièrement explicité et repose sur de nombreuses hypothèses. HASAN [85] observe que la longueur de décollement décroît lorsque l'on augmente le niveau de turbulence de la couche de mélange. YOSHIOKA et al. [210] trouvent également que la promotion du rattachement en terme statistique est fortement corrélée avec l'augmentation du terme de production des contraintes de Reynolds, ce qui permet un meilleur transfert de la quantité de mouvement apportée par l'actionneur.

#### 4.3.2.2 Confrontation des résultats

Les configuration et topologie employées dans la présente thèse ne correspondent avec aucun des cas étudiés dans la littérature, en particulier la présence d'une couche limite amont turbulente dont l'épaisseur correspond à la moitié de la hauteur de marche. Ceci permet de montrer à nouveau l'originalité des travaux de thèses et justifie la nécessité de mener une étude paramétrique. Comme le montre le tableau Tab. 4.12, la littérature ne se penche que sur peu d'objectifs de contrôle qui correspondent à un état moyen de l'écoulement (moyenne de Reynolds).

Le tableau Tab. 4.13 regroupe l'ensemble des fréquences optimales pour chaque critère statistique afin de pouvoir les comparer avec les résultats de la littérature. L'amplitude optimale est signalée par une écriture de couleur rouge.

Comme ce résumé le montre, il n'existe aucune fréquence et aucune amplitude qui puissent optimiser à la fois tous les critères estimés. Cependant, les critères peuvent être classés en deux catégories, chacune présentant une fréquence optimale bien définie. La première concerne les critères relatifs à un écoulement idéal en fluide parfait régissant principalement les caractéristiques géométriques du bulbe et les grandeurs pariétales. La seconde s'appuie sur des grandeurs intégrales et caractérisant l'écoulement après recollement. Les gammes de fréquences optimales sont respectivement  $St_{b_h} = 0,23 - 0,25$  et  $St_{b_h} = 0,33 - 0,50$ . L'objectif de contrôle conditionne donc le choix de la fréquence optimale.

Les critères relatifs aux caractéristiques du bulbe de recirculation et aux grandeurs pariétales présentent une fréquence optimale en complète concordance avec ce qui est trouvé dans la littérature :  $St_{b_h} = 0,23 - 0,25$ . Le gain associé à la minimisation de la longueur de décollement correspond à nouveau aux observations des études expérimentales, soit de l'ordre de 30%. A cette gamme de fréquence est associé un nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur quantité de mouvement au point de décollement<sup>1</sup> de  $St_\theta = 0,011 - 0,012$ . Elle correspond donc d'un point de vue théorique à la fréquence du lâché tourbillonnaire. Cette valeur permet une fois de plus de se rapprocher des résultats fournis par la littérature et de valider les performances obtenues.

Les fréquences relatives aux autres critères ont une gamme de fréquence de forçage de  $St_\theta = 0,016 - 0,024$  soit quasiment le double de celle de la précédente catégorie. SIGURDSON [181] trouve pour la réduction de traînée une fréquence réduite optimale  $\mathcal{F}^+ = 3$  en adéquation avec les présents résultats.

#### 4.3.2.3 Associations des fréquences optimales

L'analyse spectrale du chapitre §2 dédié au cas non contrôlé, a permis d'identifier différentes fréquences naturellement contenues dans l'écoulement. La fréquence liée à l'oscillation du recollement est associée à un nombre de Strouhal  $St_{h_b}$  égal à 0,12 ( $\mathcal{F}^+ = 0,72$ ) et le *vortex shedding* à un

1. La valeur de l'épaisseur quantité de mouvement au point de décollement  $\theta_s$  est estimée par rapport au cas non contrôlé et est ici égale à  $0,049h$

Critère $X$	$C_\mu$	$\mathcal{F}_{\text{opt}}^+ - St_{b_h, \text{opt}} - St_{\theta, \text{opt}}$	$\frac{X}{X_0}$	Saturation
$\min(\frac{l}{l_0})$	$C_{\mu 0}$	1,2-0,20-0,098	25%	$C_\mu \geq C_{\mu A} \ \& \ \mathcal{F}^+ \geq 2$
	$C_{\mu A}$	1,4-0,23-0,011	31%	
	$C_{\mu B}$	1,4-0,23-0,011	31%	
$\min(\frac{h_{b \text{ max}}}{h_{b_0 \text{ max}}})$	$C_{\mu 0}$	1,4-0,23-0,011	46%	$C_\mu \geq C_{\mu A} \ \& \ \mathcal{F}^+ \geq 2$
	$C_{\mu A}$	1,4-0,23-0,011	60%	
	$C_{\mu B}$	1,5-0,25-0,012	68%	
$\min(\frac{S}{S_0})$	$C_{\mu 0}$	1,4-0,23-0,011	65%	$C_\mu \geq C_{\mu A} \ \& \ \mathcal{F}^+ \geq 2$
	$C_{\mu A}$	1,4-0,23-0,011	78%	
	$C_{\mu B}$	1,5-0,25-0,012	86%	
$\min(\frac{\Gamma}{\Gamma_0})$	$C_{\mu 0}$	1,4-0,23-0,011	80%	$C_\mu \geq C_{\mu A} \ \& \ \mathcal{F}^+ \geq 2$
	$C_{\mu A}$	1,5-0,25-0,012	92%	
	$C_{\mu B}$	1,5-0,25-0,012	95%	
$\min(\frac{\Gamma/S}{\Gamma_0/S_0})$	$C_{\mu 0}$	1,4-0,23-0,011	45%	
	$C_{\mu A}$	1,5-0,25-0,012	63%	
	$C_{\mu B}$	–	–	
$\min(\frac{Cx_p}{Cx_{p_0}})$	$C_{\mu 0}$	3,0-0,50-0,024	169%	$C_\mu \leq C_{\mu A}$
	$C_{\mu A}$	2,0-0,33-0,016	158%	
	$C_{\mu B}$	–	–	
$\min(\frac{\overline{pw}}{pw_0})$	$C_{\mu 0}$	1,5-0,25-0,012	1,30%	
	$C_{\mu A}$	1,4-0,23-0,011	1,45%	
	$C_{\mu B}$	1,5-0,25-0,012	1,44%	
$\min(\frac{C_{\Delta p_i}}{C_{\Delta p_i 0}})$	$C_{\mu 0}$	3,0-0,50-0,024	24%	
	$C_{\mu A}$	2,0-0,33-0,016	25%	
	$C_{\mu B}$	2,0-0,33-0,016	20%	
$\min(\frac{\max_y(Tu(x,y))}{\max_y(Tu_0(x,y))})$	$C_{\mu 0}$	3,0-0,50-0,024	23%	
	$C_{\mu A}$	2,0-0,33-0,016	26%	
	$C_{\mu B}$	2,0-0,33-0,016	23%	
$\min(\frac{C_{Tu}}{C_{Tu_0}})$	$C_{\mu 0}$	3,0-0,50-0,024	40%	
	$C_{\mu A}$	2,0-0,33-0,016	43%	
	$C_{\mu B}$	2,0-0,33-0,016	37%	

TABLE 4.13 – Résumé des fréquences optimales sur les critères statistiques de l'étude paramétrique - amplitude optimale en rouge.

nombre de Strouhal  $St_{h_b}$  égal à 0,10 ( $\mathcal{F}^+ = 0,61$ ). Une basse fréquence relative au phénomène de *flapping* estimée à  $St_{h_b} = 0,07$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,44$ ) est relevée régulièrement le long du décollement et de la couche limite recollée.

La première gamme de fréquences optimales correspond ici au double de celle du *vortex shedding* et de l'oscillation du point de recollement. La double valeur des fréquences naturelles comme fréquence optimale est régulièrement relevée pour le contrôle du décollement d'un profil en incidence (voir GREENBLATT et WYGNANSKI [80]).

Pour la première catégorie de critères, l'amplitude optimale est l'amplitude maximale, ce qui concorde avec les résultats issus de la littérature. Il est à noter que pour cette catégorie, il apparaît une saturation sur l'effet de l'amplitude pour  $C_\mu \geq C_{\mu A}$  et  $\mathcal{F}^+ \geq 2$ . A l'opposé, la seconde catégorie de critères qui nécessitent un minimum de perturbations, possède une amplitude optimale modérée, c'est-à-dire une amplitude suffisamment grande pour rendre l'effet fréquentiel efficace et suffisamment faible pour ne pas trop perturber l'écoulement.

Les résultats obtenus sont donc en bon accord avec ce qui est relevé avec la littérature. Il en résulte la validation des calculs LES. Les liens relevés avec les fréquences naturelles ne peuvent expliquer le mécanisme du contrôle. La section suivante se base sur une analyse instationnaire de l'écoulement pour approfondir la compréhension du mode de fonctionnement du forçage.

## 4.4 Analyse spatio-temporelle de l'écoulement contrôlé

La première partie de ce chapitre a été dédiée à l'identification de fréquences et d'amplitudes optimales relatives à des critères donnés. Il en résulte deux fréquences de forçage optimales suivant la portée du critère, c'est-à-dire la minimisation du décollement ou l'amélioration des grandeurs aérodynamiques telles que la traînée ou la distorsion dans la couche limite en aval du point de recollement.

Pour cela l'écoulement a été considéré de façon moyenne au sens de Reynolds. L'analyse spatio-temporelle de l'écoulement nécessite l'emploi de post-traitements adaptés puisqu'il est pleinement turbulent et instationnaire. L'objectif de cette section est de pouvoir approfondir la connaissance du mécanisme de contrôle impliqué afin de tenter de trouver l'origine des fréquences optimales.

### 4.4.1 Champs instantanés

L'effet de la fréquence réduite et de l'amplitude sur la structure turbulente de l'écoulement peut être révélé par la visualisation d'iso-surfaces du critère  $Q$ . L'annexe H présente un tel cliché pour chaque fréquence et amplitude telles que les iso-surfaces sont tracés pour une valeur du critère  $Q$  égales à  $5\bar{u}_\infty^2/h^2$  et sont colorées par la valeur de la pression.

Lorsque la fréquence est basses où lorsque l'amplitude est élevée, le forçage modifie profondément l'organisation de l'écoulement en créant de grandes structures cohérentes dont l'axe de rotation est orienté suivant l'axe transverse.

La conservation du coefficient de quantité de mouvement impose que plus la fréquence est élevée, plus les structures générées par l'actionneur sont petites. Il en résulte que l'écoulement est moins perturbé et que la durée de vie de ces structures est plus faible, c'est-à-dire que les structures se dissipent sur une plus courte distance.

La strioscopie numérique ou représentation pseudo-Schlieren permet de visualiser les effets de compressibilité pour une coupe verticale donnée d'un cliché instantané. Les structures cohérentes sont alors révélées bien que la compressibilité de l'écoulement demeure ici très faible. Pour cela, la

norme du gradient de masse volumique  $\|\overrightarrow{\text{grad}}(\rho)\|$  est calculé suivant la formule :

$$\text{Sch}(x, y) = \sqrt{\left(\frac{\partial \rho}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)^2} \quad (4.9)$$

Ce post-traitement est appliqué pour chaque cas de calcul sur une coupe verticale située en milieu de domaine dont les figures sont placées en annexe J.

Le cas de plus basse fréquence ne laisse pas apparaître, comme prévu, de structure cohérente transverse de contrôle puisque l'actionneur n'est pas en mesure de la créer en raison d'une trop lente dynamique vis-à-vis de celle du décollement naturel. Dans les cas basses fréquences outre la plus basse, les tourbillons transverses de contrôle sont clairement visibles. La couche de mélange initiale du cas non contrôlé contient désormais une succession de grandes structures dites de contrôle. Les figures de l'annexe J montrent bien que lorsque la fréquence augmente, les structures générées par l'actionneur sont de plus en plus petites. Il est également remarquable qu'elles se dissipent d'autant plus rapidement. Il est à noter que l'actionneur génère des ondes acoustiques de plus en plus fortes avec la fréquence. L'amplitude croissante les renforce pour une fréquence fixe. Ces ondes acoustiques proviennent en réalité de l'interaction entre le jet créé par l'actionneur et la couche limite transverse. Il se forme en réalité une couche de mélange, locale à la sortie de l'actionneur qui subit d'importantes fluctuations de pressions. Il en résulte des ondes acoustiques se propageant dans l'écoulement.

#### 4.4.2 Post-traitements et méthode d'analyse

Les précédents résultats mettent en évidence un nombre important de structures tourbillonnaire dans l'écoulement. Les informations liées à la réponse de l'écoulement au forçage sont bruitées par la turbulence. Il est donc nécessaire de filtrer cette turbulence. Un moyen pour y parvenir consiste au calcul de moyennes de phase pour un champ donné. Cette technique est particulièrement bien adaptée pour les phénomènes périodiques. C'est pourquoi elle est synchronisée avec la phase du signal sinusoïdal de forçage.

Des clichés du plan vertical au milieu de domaine et de la paroi complète de la rampe ont été régulièrement pris. Il est alors possible de les traiter a posteriori, pour réaliser des moyennes sur un nombre de phases défini par l'utilisateur.

L'annexe K présente pour chacun des cas deux pages de figures. La première page est dédiée à l'analyse spectrale de l'écoulement et au bilan de l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente. La seconde page regroupe différents post-traitements appliquant le procédé de moyennes de phase.

Les résultats de la première page seront traités en fin de chapitre. L'analyse spatio-temporelle se concentre ici seulement sur la seconde page, laquelle est composée de trois de figures. Les trois paragraphes suivants sont destinés à présenter le post-traitement appliqué sur chacune des figures ainsi que leur mode d'interprétation. L'analyse est traitée ensuite puisque nécessite la combinaison des informations de l'ensemble de ces trois figures.

##### 4.4.2.1 Post-traitement : convection du centre des structures cohérentes

La figure de droite, que l'on notera par la suite  $\mathcal{F}_d$ , présente 12 visualisations du plan vertical moyenné en envergure correspondant à une décomposition du signal de forçage en 12. Les lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale sont représentées sur ces figures. Les lignes de courant noires sont celles dont l'origine est le fond de la cavité. Cela permet de donner une bonne approximation de la trajectoire du fluide aspiré puis expulsé par l'actionneur. L'intérêt de cette

figure réside dans la superposition des 12 visualisations, allant de la première à la douzième phase. Le centre de chaque structure cohérente de contrôle peut être repéré, ce qui permet d'en suivre l'évolution au cours des phases, c'est-à-dire au cours du temps. La convection de ces centres est matérialisé par des lignes pointillées. Plus les lignes sont de faible pente, plus les structures se déplacent rapidement. Les lignes pointillées respectent un code de couleur : le bleu est associé à la structure cohérente transverse générée par l'actionneur, le vert au décollement naturel et le rouge à la structure cohérente issue de l'appariement des deux précédentes.

#### 4.4.2.2 Post-traitement : évolution du contour du bulbe de décollement

Le contour du bulbe de décollement peut être rendu visible en traçant la ligne de débit massique nul exprimée par l'équation Eq. 2.4. Les clichés du plan vertical en milieu de domaine sont employés pour réaliser un traitement de moyenne de phase en 20 phases.

L'évolution spatio-temporelle du contour bidimensionnel du bulbe est obtenu en le traçant pour chaque phase puis en plaçant chaque contour côte à côte de manière régulièrement espacée suivant l'axe transverse  $\vec{e}_z$ . Cet axe représente la valeur phase, c'est-à-dire l'axe temporel multiplié par une constante dépendant de la fréquence de forçage. Plusieurs cycles des 12 phases peuvent être mis en série afin de constituer un axe temporel suffisamment long pour rendre visible l'évolution complète d'une structure cohérente de contrôle.

L'application de ce post-traitement permet l'obtention de surfaces spatio-temporelles du contour du bulbe de décollement. Il est représenté sur la figure en haut à gauche de la second page de chaque cas de l'annexe K. Cette figure sera notée par la suite  $\mathcal{F}_{gh}$ . Il permet de révéler l'aspect des structures cohérentes dont le décollement naturel et d'estimer leur importance relative.

Il doit être noté que ce traitement est appliqué à un unique plan vertical et non pas au plan vertical issu d'une moyenne spatiale sur la largeur de la rampe.

#### 4.4.2.3 Post-traitement : évolution du frottement pariétal

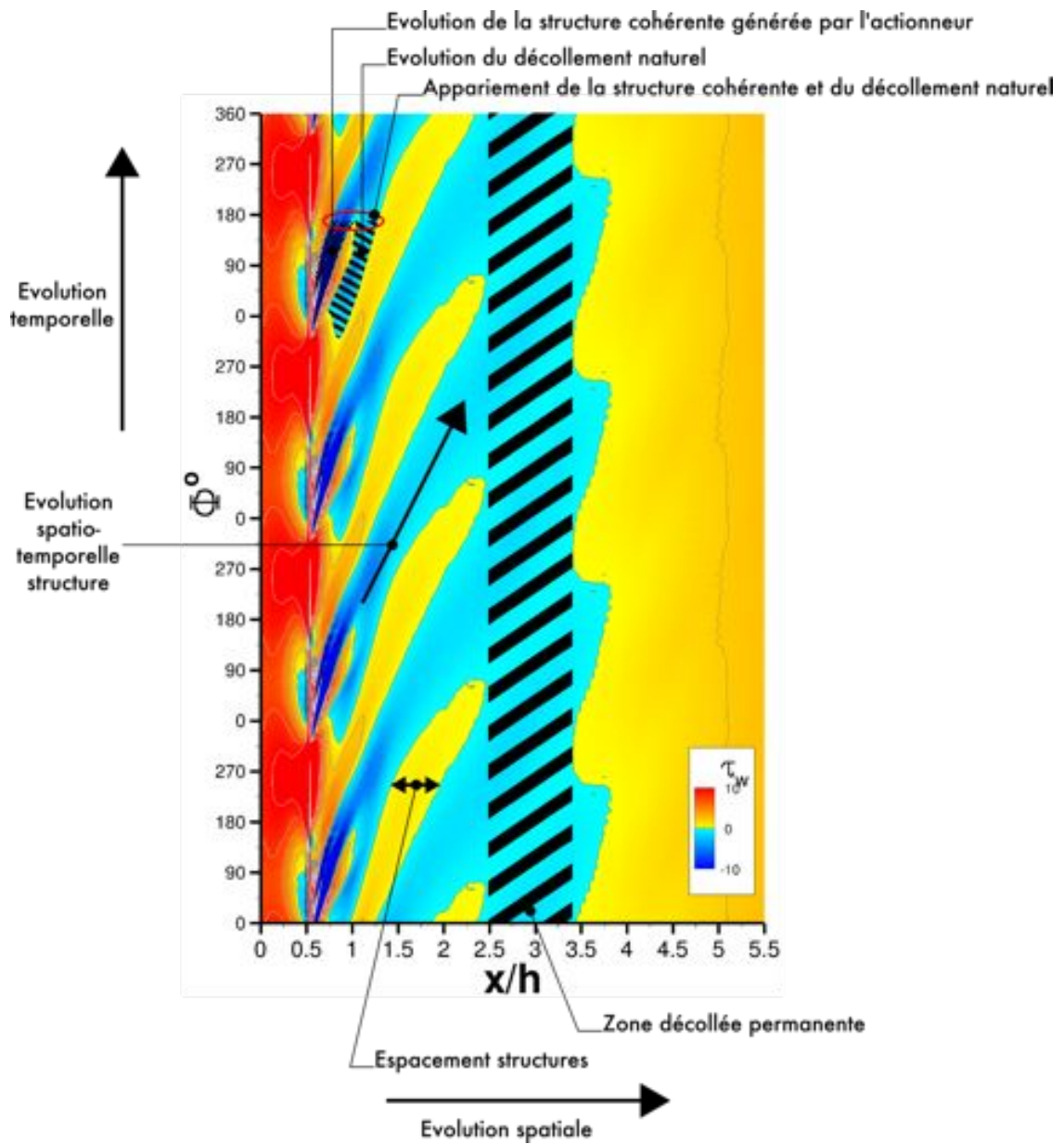
Le précédent post-traitement met en évidence que quelle que soit la fréquence et l'amplitude les structures cohérentes sont toujours collées à la paroi. La signature de leur passage est alors caractérisée par un changement de signe du frottement pariétal.

L'évolution spatio-temporelle du frottement pariétal est obtenue en réalisant trois opérations. La première consiste à calculer le frottement pariétal en tout point pour chaque cliché de la paroi de la rampe (les clichés sont pris à 1 maille au dessus de la paroi). La deuxième étape consiste à en réaliser une moyenne spatiale suivant la largeur de la rampe. Pour enfin effectuer une moyenne de phase sur une décomposition de la période de forçage en 36 phases.

Comme pour la précédente figure, les différentes évolutions longitudinales du frottement pariétal sont tracées successivement suivant l'axe de la phase. La figure obtenue représente l'évolution spatio-temporelle du frottement pariétal moyen sur la largeur de rampe. Cette figure est représentée pour chaque cas sur la page de droite en bas à gauche de l'annexe K. Elle sera notée par la suite  $\mathcal{F}_{gb}$

La nappe est colorée en fonction de la valeur du frottement pariétal  $\tau_w$  en  $[\text{N.m}^{-2}]$  ou  $[\text{Pa}]$ . Les couleurs froides caractérisent un frottement négatif, ce qui correspond à la signature d'une zone décollée, et les couleurs chaudes un frottement positif.

Il est choisi de présenter une grille d'analyse possible d'un tel post-traitement grâce à la figure Fig.4.17 puisque son interprétation n'est pas forcément intuitive. Sur cette illustration ne sont présentés que les éléments d'interprétation qui seront nécessaires par la suite.

FIGURE 4.17 – Méthode d'interprétation des figure  $\mathcal{F}_{gb}$  de l'annexe K.



### 4.4.3 Analyse des résultats

Les précédents post-traitements, regroupés dans l'annexe K, montre une nette corrélation entre les structures cohérentes et une valeur de frottement pariétal négatif. Les moyennes de phase mettent en évidence des structures cohérentes dont l'évolution temporelle peut être suivi en associant l'axe des phases avec le temps. Ces structures sont toujours en contact avec la paroi, ce qui explique le frottement pariétal négatif. Ce dernier est par conséquent un bon indicateur de la signature de leur passage.

La fréquence de forçage permet de générer une structure cohérente de contrôle en sortie d'actionneur lorsque  $\mathcal{F}^+ > 0,5$ , comme il a pu être vu en début de chapitre. Cette structure est convectée en s'agrandissant d'abord puis en se dissipant. Il peut être noté que leur géométrie n'est pas circulaire.

#### 4.4.3.1 Décollement naturel

Un important phénomène est révélé par l'ensemble des post-traitements : celui du décollement naturel. Il apparaît entre deux structures cohérentes de contrôle tant que la fréquence de forçage n'est pas trop élevée, i.e.  $\mathcal{F}^+ \leq 4$ . Les figures  $\mathcal{F}_{gb}$  le mettent en évidence par l'apparition d'une zone décollée indépendante qui grandit, formant un sorte de "patte" de couleur bleu (voir sa caractérisation sur la figure Fig.4.17). Les figures  $\mathcal{F}_{gh}$  le montre d'une faible épaisseur vis-à-vis des structures cohérentes de contrôle. Ce décollement naturel apparait dans une zone d'abscisse quasi-constante suivant les cas de forçage dont le centre se situe entre  $x/h = 0,75$  et  $x/h = 0,85$ .

Étant donné que le décollement naturel reste visiblement "attaché", la structure cohérente induit par l'actionneur qui se convecte finie par d'apparier avec lui. Il en résulte un grossissement de la structure cohérente de contrôle dont la vorticité s'en ressent accrue.

Le décollement naturel possède sa propre dynamique, c'est-à-dire son temps de relaxation (i.e. le temps à partir duquel il commence à apparaître), sa vitesse de développement et sa vitesse de convection (quasi-nulle). Elle est observée comme constante au travers des illustrations de l'annexe K.

La dynamique du recollement naturel peut donc être plus rapide, plus lente ou égale à celle du forçage. Elle est plus rapide que celle du forçage pour le cas de fréquence réduite  $\mathcal{F}^+$  égale à 0,1. En effet, le décollement s'accroît plus rapidement que la formation de la structure cohérente de contrôle. C'est pourquoi le jet synthétique ne se forme pas à cette fréquence. Elle est également observée plus lente que celle du forçage lorsque la fréquence est suffisamment élevée lorsque le décollement naturel n'a plus le temps d'apparaître et de se développer. La fréquence est donc plus grande que celle de relaxation. Ce phénomène est observé pour les fréquences réduites  $\mathcal{F}^+ \geq 6,0$ .

Il existe donc une forte interaction entre les structures cohérentes de contrôle et le bulbe du décollement naturel. La position et le résultat de l'appariement sont donc une fonction principalement pilotée par la fréquence de forçage.

#### 4.4.3.2 Interactions entre deux structures cohérentes de contrôle

Deux structures de contrôles successive sont alors enclin à interagir entre elles. Afin de décrire cette interaction qui est utile pour la compréhension de la suite, nous nous écartons volontairement un instant des figures de l'annexe K,

Les structures cohérentes générées par l'actionneur réorganisent l'écoulement et interagissent entre elles. En effet, ces tourbillons macroscopiques à l'échelle de la hauteur de rampe organisent les structures cohérentes de plus petites échelles en les enroulant. Ces plus petits tourbillons sont alors étirés, ce qui se traduit par une augmentation de leur vorticité, c'est-à-dire ici leur vitesse de

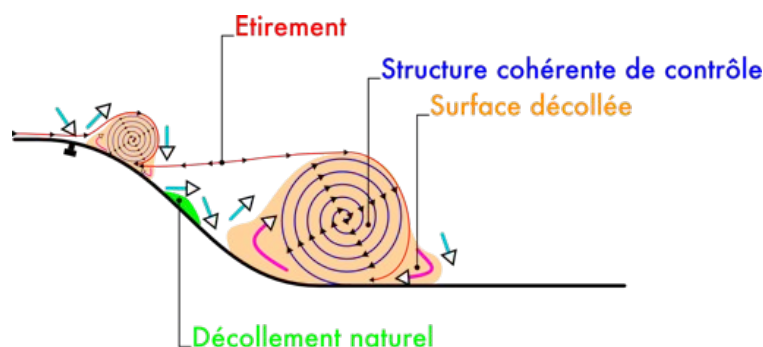


FIGURE 4.18 – Schéma descriptif de l'interaction simplifiée entre structures cohérentes de contrôle.

rotation, et par leur affinement. Puisqu'il sont globalement orientés suivant l'axe de l'écoulement, les échanges entre couche de mélange et couche limite au niveau de la paroi sont d'autant améliorés. Ce phénomène est résumé par un schéma descriptif de l'interaction simplifiée entre structures cohérentes de contrôle dessiné sur la figure Fig. 4.18.

A titre d'illustration, des iso-surfaces du critère  $Q$  telles que  $Q = 10\bar{u}_\infty^2/h^2$  et colorées par la pression sont tracées sur la figure Fig. 4.19 pour le cas le  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ . Le phénomène est le plus visible sur ce cas qui est finalement le point de fonctionnement optimal pour les principaux critères. La valeur assez importante des iso-surfaces permet de laisser paraître uniquement les structures les plus intenses. Il peut y être vu entre deux structures de contrôle que des structures secondaires sont effectivement étirées.

La distance entre les structures cohérentes de contrôles a une grande importance sur l'efficacité du recollement entre elles. En effet, pour une fréquence trop faible les tourbillons seront trop espacés pour pouvoir étirer les structures longitudinales de façon efficace, et une fréquence trop élevée impose de petits tourbillons de contrôle qui se dissipent rapidement, lesquels n'ont pas une taille et vorticité suffisantes pour pouvoir étirer efficacement.

L'interaction entre structures cohérentes de contrôle modifie leur évolution le long de la paroi. En effet, une structure est ralentie par la suivante et accélérée par la précédente. Il peut en être déduit qu'il existe un compromis entre taille du tourbillon, notamment sa vorticité (effet d'amplitude) et l'espacement entre les tourbillons de contrôle (effet de fréquence) qui puisse optimiser leur convection.

#### 4.4.3.3 Phases de soufflage et d'aspiration

Bien que le jet synthétique ne puisse pas se former pour le cas de plus basse fréquence ( $\mathcal{F}^+ = 0, 1$ ), le forçage permet de modifier le décollement. La phase de soufflage ajoute un volume de fluide dans le décollement ce qui le fait grandir et allonge la longueur de décollement. La phase d'aspiration montre une grande efficacité : le bulbe du décollement semble être d'abord supprimé l'espace d'un instant puis grossit lentement jusqu'à la phase de soufflage. Le début de la phase de soufflage permet de séparer la zone de recirculation en deux bulbes. Le premier reste attaché et le second est lâché. Le point de recollement oscille alors autour de sa position statistique avec une grande amplitude, de l'ordre de  $x/h = 3h$ . La zone comprise entre l'actionneur et  $x/h = 3$  présente

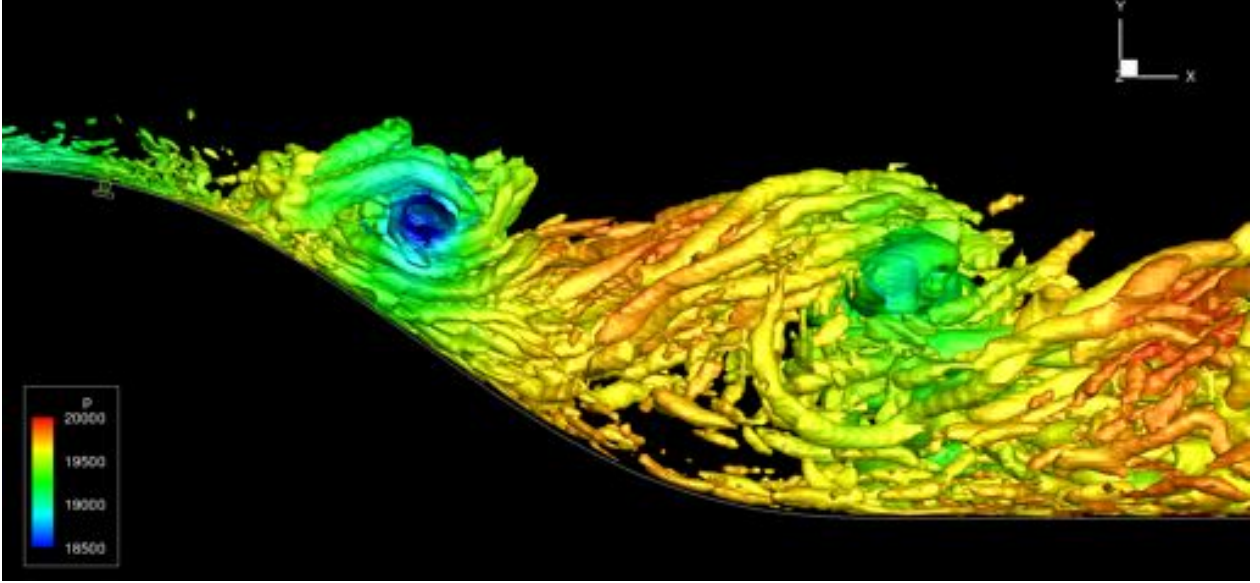


FIGURE 4.19 – Isosurface du critère  $Q$  colorées par la pression telles que  $Q = 10\bar{u}_\infty^2/h^2$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1,5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

un décollement sur quasiment 90% du temps.

En effet, la figure Fig. 4.20 trace l'évolution longitudinale de la fraction de temps du frottement pariétal positif  $\gamma_{Simpson}$  en fonction de la fréquence pour chaque amplitude. SIMPSON [183] définit le critère  $\gamma_{Simpson}$  représentant la proportion de temps où l'écoulement pariétal est dans le sens de l'écoulement externe pour une abscisse donnée, en d'autres termes la proportion de temps où l'écoulement est non décollé en ce point. Une valeur  $\gamma_{Simpson}$  inférieure à 0,99 indique l'existence d'un décollement. Une valeur comprise entre 0,99 à 0,8 est associée à une zone où le décollement est intermittent. Entre 0,8 et 0,5 le décollement est qualifié de transitoire. L'écoulement est considéré pleinement décollé pour  $\gamma_{Simpson} < 0,5$ . La valeur 0,5 de ce coefficient définit la position statistique des points de décollement et de recollement.

#### 4.4.3.4 Interaction entre la structure cohérente de contrôle et le décollement naturel

Un tourbillon de contrôle est généré par l'actionneur pour une fréquence réduite  $\mathcal{F}^+ = 0,5$ . A cette fréquence, le décollement naturel apparaît au moment où l'actionneur est à son maximum d'aspiration. Ce décollement continu son développement en s'allongeant sans épaissement jusqu'à ce que l'actionneur commence sa phase de soufflage. A ce moment le décollement est déjà bien avancé et a déjà rejoint l'abscisse de l'actionneur. L'appariement de la structure cohérente de contrôle avec ce décollement commence pour une phase  $\Phi = 70^\circ$  à la position  $x/h \simeq 0,85$  et finit une la phase  $\Phi = 135^\circ$  à la position  $x/h \simeq 1,75$ . A cette position la vitesse de convection de la structure cohérente de contrôle subit un ralentissement matérialisé par une cassure de pente de l'évolution spatio-temporelle de la signature de la structure cohérente (figure  $\mathcal{F}_{gb}$  du cas  $\mathcal{F}^+ = 0,5$ ). Cette dernière continue ensuite sa convection tout en se dissipant.

L'oscillation du point de recollement se réalise à la fréquence de forçage. Le point de décollement précède le passage de la structure cohérente puis lorsque celle-ci est dissipée, subit un saut de  $x/h \simeq 6$  à  $x/h \simeq 3$  pour précéder la structure cohérente suivante. La figure Fig. 4.20 montre un  $\gamma_{Simpson}$  quasi-constant entre  $x/h \simeq 1,3$  et  $x/h \simeq 4$  et égal à 0,4 pour cette fréquence. La taille à la base de la structure cohérente convectée est donc légèrement supérieure à celle de la zone recollée

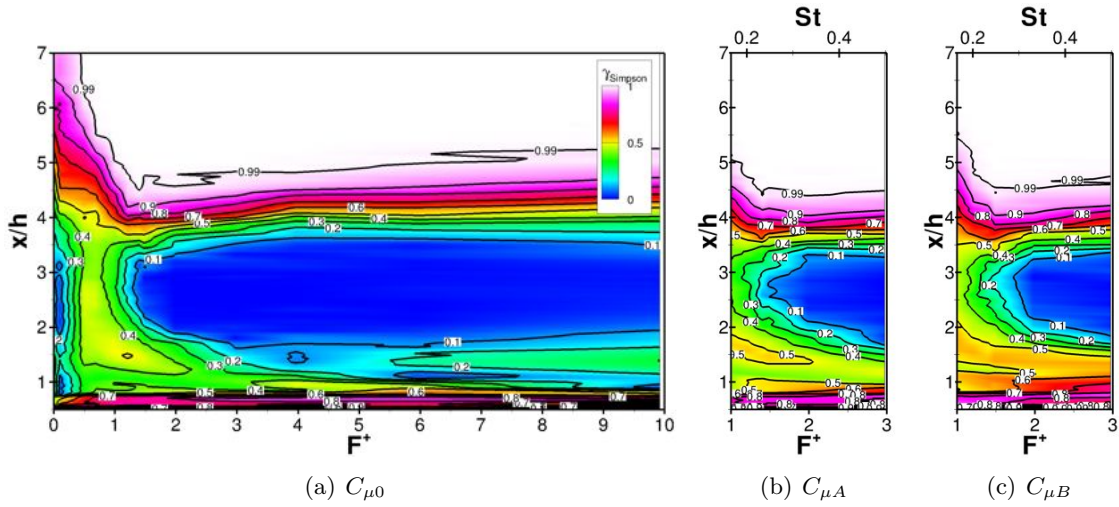


FIGURE 4.20 – Évolution longitudinale de la fraction de temps du frottement pariétal positif  $\gamma_{Simpson}$  en fonction de la fréquence pour chaque amplitude.

inter structures cohérentes.

En augmentant la fréquence, le tourbillon de contrôle voit sa taille diminuer. Le décollement naturel a également de moins en moins de temps pour se développer. L'appariement de ces deux bulbes est toujours marqué par un ralentissement de la vitesse de convection de la nouvelle structure cohérente. Les vitesses sont estimées à vue d'oeil, elles n'ont pas été calculées.

Sur l'ensemble des cas, il est remarquable que la largeur à la paroi de la structure cohérente apparié est conditionné par l'état de la structure cohérente issue de l'actionneur et surtout par le décollement naturel. L'augmentation de fréquence est aussi associée par une amplitude d'oscillation du point de recollement de plus en plus faible puisque les structures cohérentes sont de plus en plus rapprochées. Pour l'amplitude  $C_{\mu 0}$ , chaque tourbillon convecté est indépendant pour des fréquence  $\mathcal{F}^+ < 1,2$ . Pour  $\mathcal{F}^+ = 1,2$ , il existe un point aux abscisses  $x/h \simeq 3$  qui est toujours décollé. A partir de cette fréquence un bulbe permanent de décollement existe. Plus la fréquence augmente et plus ce bulbe permanent est développé. L'augmentation de l'amplitude permet de reculer cette fréquence de transition :  $\mathcal{F}^+ = 1,4$  pour  $C_{\mu A}$  et  $\mathcal{F}^+ = 1,5$  pour  $C_{\mu B}$ .

L'intensité du tourbillon généré a un effet sur le temps de relaxation du décollement naturel. En effet, le recollement provoqué par la structure cohérente issue de l'actionneur est d'autant plus "fort" que sa vorticité est élevée. Le décollement naturel met donc plus de temps à apparaître. Ainsi plus l'amplitude est importante, moins l'appariement est affecté par le décollement naturel. Pour les séries d'amplitudes  $C_{\mu 0}$  et  $C_{\mu A}$ , le décollement naturel joue un rôle jusqu'à une fréquence  $\mathcal{F}^+ = 4$ , et pour la série d'amplitude  $C_{\mu B}$  cette fréquence est égale à  $\mathcal{F}^+ = 3$ .

L'augmentation d'amplitude permet d'augmenter la durée de vie des structures cohérentes, ce qui se traduit par une vorticité plus importante et plus durable. Il en résulte un recul de la fréquence où un décollement permanent apparaît.

#### 4.4.3.5 Quelques remarques sur l'oscillation du point de recollement

L'augmentation d'amplitude et de fréquence est marquée par l'apparition d'ondes acoustiques. Ces ondes acoustiques ont déjà pu être abordées avec les visualisations par strioscopies numériques de l'annexe J. Elles sont à l'origine des petites oscillations observées sur les différentes figures  $\mathcal{F}_{bg}$ . A partir de la fréquence  $\mathcal{F}^+ = 2$ , le point de recollement n'oscille plus. Les oscillations résiduelles

sont le résultat du passage des ondes acoustiques. Leur vitesse est vérifiée proches de la somme de la vitesse locale avec la célérité du son. Cette fréquence stabilise la couche limite recollée, ce qui montre qu'elle est optimale pour un critère de stabilisation de la couche limite. Au dessus de  $\mathcal{F}^+ = 6$ , une nouvelle dynamique de contrôle apparaît. Les structures cohérentes de contrôle se propagent jusqu'à l'abscisse où le décollement naturel apparaissait ( $x/h \simeq 1,3$ ) pour se recombinaer en une nouvelle structure cohérente qui se transfère vers le bulbe permanent pour l'alimenter. Les oscillations du point de recollement apparaissent alors de nouveau.

#### 4.4.3.6 Dissipation des structures cohérentes

Afin de pouvoir estimer la dynamique de dissipation des structures cohérentes, la figure Fig. 4.21 trace l'évolution de la surface décollée adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $S/S_0$  en moyenne de phase (12 phases). Un cercle centré sur l'origine signifie une surface décollée constante. Ces courbes représentent ainsi la concurrence entre l'apport de fluide dans les zones de recirculations par l'actionneur et la dissipation des grandes structures cohérentes de contrôle. Sachant que l'actionneur apporte du fluide entre  $\Phi = 0^\circ$  et  $\Phi = 180^\circ$ , la dissipation des structures peut être estimée entre les phases  $\Phi = 180^\circ$  et  $\Phi = 360^\circ$ .

La courbe relative au cas de fréquence  $\mathcal{F}^+ = 0,1$  montre la grande influence de la phase de soufflage qui agrandit considérablement la surface décollée en raison d'une dynamique plus lente que celle du décollement naturel. Pour le cas de fréquence  $\mathcal{F}^+ = 0,5$ , le cercle est décentré et montre que la surface décollée continue de grossir après soufflage puisqu'elle est la somme de la structure cohérente de contrôle et du décollement en train de se former. Lorsque la fréquence augmente les courbes forment des cercles de plus en plus centrés, notamment pour  $\mathcal{F}^+ \geq 4$  où le forçage est plus rapide que le décollement naturel. Pour ces fréquences, la surface semble être constante mais le volume apporté par l'actionneur est négligeable. Le plus remarquable est lorsque la fréquence s'approche de la fréquence  $\mathcal{F}^+ = 1,2$  : la courbe forme un cercle de plus en plus centré à l'origine. Il y a donc conservation de la surface décollée, c'est-à-dire une parfaite synchronisation entre l'accroissement des structures et leur dissipation. Pour les séries d'amplitudes supérieures, le même phénomène est observé et moins marqué.

Bien que les calculs soient menés avec l'objectif de conserver le coefficient de quantité de mouvement, donc avec une quantité de fluide soufflée/aspirée dépendant de la fréquence, les fréquences optimales sont celles où il y a la meilleure conservation de la surface décollée dès lors que la structure cohérente de contrôle générée par l'actionneur est suffisamment importante. Pour les hautes fréquences, la dynamique du décollement naturel est neutralisée et le jet synthétique est de taille et de longévité négligeables face aux cas basses fréquences.

## 4.5 Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente

Les termes de dissipation et de production sont issus de l'équation 2.32 du transport de l'énergie cinétique turbulente. Ils sont tracés sur la page de gauche de chaque cas de forçage en annexe K.

La production est liée essentiellement avec les plus grandes structures cohérentes. C'est pour cela que le maximum de production est observé à proximité de l'actionneur. La production diminue avec la fréquence, et augmente avec l'amplitude. Les zones de plus forte production suivent le haut de la couche de mélange puis le haut de la couche limite recollée. Il n'apparaît pas de production importante à l'intérieur des bulbes.

Les zones de haute dissipation suivent celle la production au dessus du bulbe tout en étant plus étendues, et suivent le bas de la couche limite recollée. Des valeurs significatives de la dissipation sont trouvées également à l'intérieur du bulbe moyen de décollement.

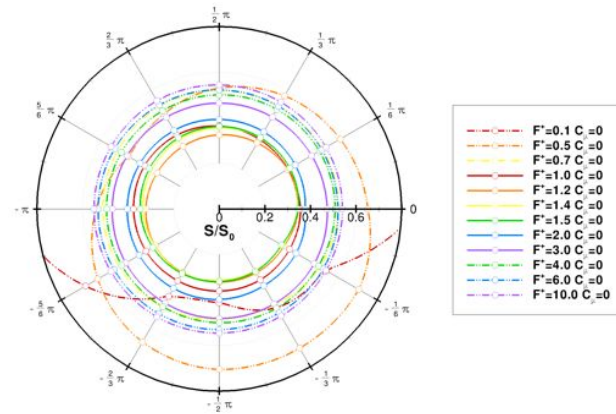
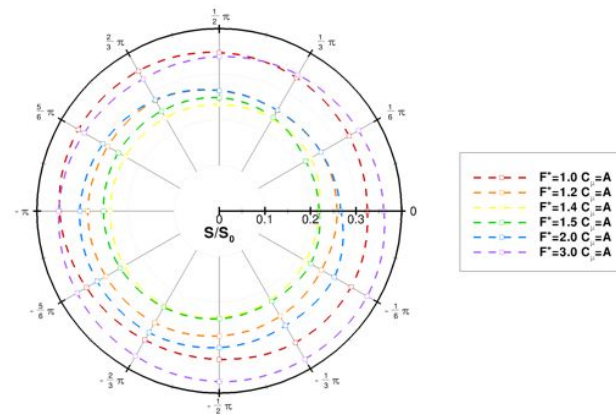
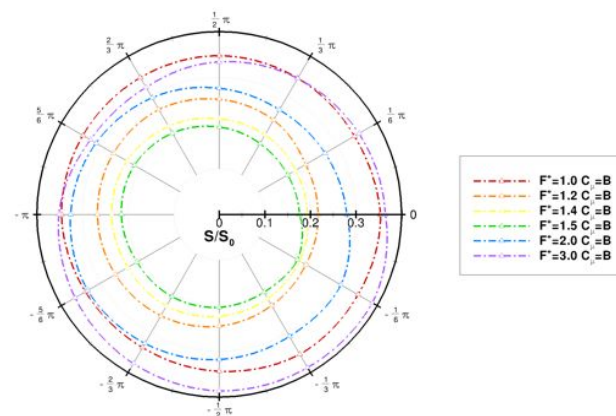
(a)  $C_{\mu 0}$ (b)  $C_{\mu A}$ (c)  $C_{\mu B}$ 

FIGURE 4.21 – Évolution en moyenne de phase la surface décollée adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $S/S_0$ .

## 4.6 Analyse spectrale de l'écoulement contrôlé

En suivant les méthodes employées dans le chapitre relatif au cas non-contrôlé, les densités spectrales des fluctuations de pression pariétale et des fluctuations de frottement pariétal sont estimées par la méthode de Welch avec une décomposition du signal en 20 fenêtres se recouvrant de moitié et avec l'emploi de *zero-padding*.

Les produits de la densité spectrale par la fréquence  $fG(f)$  et de la densité spectrale par la fréquence adimensionnée  $fG(f)/\sigma^2$  sont tracés sur la page de gauche de chaque cas de forçage en annexe K. Pour l'ensemble des cas, les pics de plus haute énergie sont naturellement liés à la fréquence du forçage. Des harmoniques de la fréquence d'excitation sont clairement visibles jusqu'à des abscisses autour de  $x/h \simeq 1$ . Ces harmoniques proviennent des termes non-linéaires des équations de Navier-Stokes.

En commençant l'analyse spectrale par les plus hautes fréquences, il est visible pour les fréquences telles que  $\mathcal{F}^+ \geq 6$ , que l'énergie est principalement liée à celle du forçage pour toutes les abscisses. Lorsque la fréquence de forçage "rencontre" des fréquences dont l'énergie est significative dans la couche de mélange, son énergie est alors modifiée et distribuée. Par exemple, dans le cas  $\mathcal{F}^+ = 4,0$ , la fondamentale du forçage ne présente plus de pics d'énergie significative pour des abscisses  $x/h \geq 3$  lorsque le spectre est adimensionné. En contre partie l'ensemble des sous-harmoniques sont renforcées, en particulier pour  $\mathcal{F}^+ = 1,0$ .

Lorsque la fréquence s'approche de l'optimum pour chaque amplitude, les pics de la fondamentale du forçage sont atténués plus rapidement que les fréquences de forçage voisines. C'est-à-dire qu'à ces fréquences ( $\mathcal{F}^+ = 1,4$  et  $1,5$ ), l'énergie liée à la fondamentale est rapidement distribuée ou absorbée. On remarque que l'énergie liée au pic fondamental décroît d'autant plus vite qu'elle est incluse dans la gamme des fréquences naturelles contenues dans la couche de mélange. En augmentant l'amplitude, cette énergie demeure plus longtemps.

L'écoulement peut donc être comparé à un filtre coupe bande qui atténue les fréquences proches de sa fréquence de coupure. Cette fréquence de coupure est ici équivalente au double de la fréquence liée à l'oscillation du recollement du cas non contrôlé à  $St_{hb} = 0,12$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,72$ ) ou au double du *vortex shedding* à  $St_{hb} = 0,10$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,61$ ).

## 4.7 Conclusions

Des simulations numériques LES sur contrôle du décollement sur une rampe arrondie ont été réalisées pour étudier l'effet de la fréquence et de l'amplitude d'un jet synthétique sur l'écoulement.

Dans une première partie, le design de l'actionneur a été validé en présence de l'écoulement transverse. Le processus conventionnel de formation du jet synthétique est modifié par la présence de l'écoulement transverse. L'actionneur génère un tourbillon dont l'axe de rotation est aligné avec l'axe transversal  $\vec{e}_z$ . La dynamique propre au décollement parasite la formation de cette structure de contrôle uniquement pour le cas  $\mathcal{F}^+ = 0,1$ .

Le coefficient de quantité de mouvement est montré quasi constant quelque soit la fréquence de forçage du domaine de validité pour une amplitude fixe. Il est ainsi possible de procéder à une étude paramétrique où la fréquence et l'amplitude peuvent être considérées comme découplées.

Ensuite, la performance du contrôle est estimée sur la base de critères liés à une considération en moyenne de Reynolds de l'écoulement. Le paramètre fréquentiel est le plus important, tandis que l'amplitude se comporte comme une amplification assurant les effets de la fréquence. Il n'existe pas de fréquence optimale permettant l'optimisation simultanée de tous les critères. Cependant, deux fréquences se dégagent relativement à deux catégories de critères. Les critères relatifs à une tendance d'un écoulement en fluide parfait régissant principalement les caractéristiques géométriques du

bulbe et les grandeurs pariétales présentent une fréquence optimale de l'ordre de  $St_{b_h} = 0,23 - 0,25$ . Les grandeurs intégrales et les grandeurs caractérisant l'écoulement après recollement ont pour fréquence optimale  $St_{b_h} = 0,33 - 0,50$ . Ces fréquences correspondent respectivement au double et quadruple des fréquences liées à l'oscillation du recollement ( $St_{h_b} = 0,12$ ) et au *vortex shedding* ( $St_{h_b} = 0,10$ ). Les résultats en termes de fréquences optimales sont validés par la littérature.

Enfin, une étude consistant à étudier la dynamique du forçage pour approfondir la connaissance sur le mécanisme du contrôle a permis de montrer que deux structures cohérentes de contrôle successive permettent un transfert vertical d'énergie. Les moyennes de phase permettant de filtrer la turbulence montrent que la dynamique du décollement naturel est importante dans le contrôle. En effet, lorsque la dynamique du forçage est plus lente que celle du décollement naturel, le décollement est plus rapide à se former que la structure cohérente de contrôle. Cela justifie qu'à la fréquence  $\mathcal{F}^+ = 0,1$ , la structure transverse ne se forme pas. A contrario, une fréquence élevée ne permet pas au décollement naturel de se former.

Le forçage optimal est issu d'un compromis entre la taille de la structure cohérente de contrôle (effet d'amplitude) et leur espacement (effet de fréquence). Le décollement naturel et la structure cohérente de contrôle vont s'apparier pour former une nouvelle structure cohérente. Ainsi, la fréquence optimale est liée à la nature même de l'écoulement en réponse au forçage. Le passage de la structure de contrôle créée à sa suite un recollement qui est d'autant plus résistant que la vorticité de la structure est grande. Après un temps de relaxation, le décollement naturel apparaît puis se développe. Une synchronisation entre le temps d'apparition du décollement naturel, celui de son développement et la génération d'une structure cohérente de contrôle par l'actionneur assure un compromis offrant les meilleurs performances de contrôle.

Il n'est pas aisé de pouvoir estimer l'effet du forçage puisque les caractéristiques du tourbillon généré par l'actionneur dépendent de la fréquence et de l'amplitude. La compréhension de la physique nécessiterait que l'on puisse exciter l'écoulement avec des structures cohérentes de contrôle de taille identique, ce qui reviendrait à ne plus rester à coefficient de quantité de mouvement constant. Une telle étude paramétrique avec une taille constante de la structure cohérente de contrôle constituerait une bonne perspective pour de futurs travaux. La gamme de fréquence devra être restreinte puisque la plus haute fréquence impose la taille du tourbillon.





# Utilisation des simulations RANS instationnaires pour le contrôle et définition d'un objectif de contrôle en boucle fermée

**Objectifs et démarche :** *Les calculs LES permettent de décrire la physique impliquée dans le contrôle du décollement de rampe pour un coût de réalisation, en terme de puissance de calcul, encore incompatible avec son emploi dans une boucle fermée. Il est par conséquent nécessaire d'employer une méthode de calcul moins lourde. Une solution consiste à utiliser des simulations RANS instationnaires sur un maillage bidimensionnel. Cependant, il est reconnu que les résultats dépendent alors du modèle de turbulence employé. C'est pourquoi ce chapitre a pour objectif de choisir un modèle de turbulence ayant une réponse au forçage la plus proche possible de celle de la LES. En raison des nombreux modèles implémentés dans le code de calcul elsA, ce dernier est utilisé en parallèle du code FLU3M. Chaque modèle de turbulence est évalué et comparé par l'intermédiaire d'une étude en boucle ouverte.*

*Le second objectif de ce chapitre est de définir une stratégie de contrôle en boucle fermée, c'est-à-dire de choisir une méthode de commande et les entrées/sorties associées. Le placement et la nature du capteur sont déterminés à l'aide des réponses au forçage des modèles sélectionnés par une analyse des résultats, de leur lien avec la fréquence optimale et de leur sensibilité.*

## 5.1 Présentation de l'étude

### 5.1.1 Cadre et objectifs de l'étude

Le chapitre relatif à l'étude bibliographique montre que les temps de convergence vers la consigne dépendent de la stratégie de commande et de la dynamique du système. RAPOPORT et al. [161] observent, par exemple, un temps de convergence inférieur à la seconde avec une commande linéaire à modèle interne tandis que BENARD et al. [16] relèvent un temps de convergence de l'ordre de 250 secondes pour un algorithme d'optimisation en temps réel non-linéaire de type slope-seeking. Ces deux exemples sont représentatifs de l'étendue des temps de convergence rencontrés dans la littérature relative au contrôle des écoulements. Il n'est donc pas envisageable d'employer la LES dans les présents travaux pour une application du contrôle en boucle fermée.

Il est par conséquent nécessaire d'utiliser une méthode moins coûteuse au prix d'une perte de la description correcte de la physique impliquée dans le contrôle. Les simulations URANS (*Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) peuvent tenir ce rôle.

Code de calcul	Modèle de turbulence URANS	Schéma numérique	Cas
FLU3M	Spalart-Allmaras	Roe	I
FLU3M	Spalart-Allmaras avec correction de rotation de Daclès & Mariani	Roe	II
elsA	Spalart-Allmaras	Jameson	III
elsA	Spalart-Allmaras avec correction de rotation	Jameson	IV
elsA	$k - l$ de Smith	Jameson	V
elsA	$k, k - l$ de Smith pour bas nombre de Reynolds	Jameson	VI
elsA	$k - \omega$ de Kok	Jameson	VII
elsA	$k - \omega$ de Wilcox avec correction de Kok	Jameson	VIII
elsA	$k - \omega$ de Menter avec correction Shear Stress Transport (SST)	Jameson	IX
elsA	EARSM avec variante $k, k - l$ de Wallin-Johanson	Jameson	X

TABLE 5.1 – Liste des modèles de turbulence URANS étudiés.

Au niveau du maillage, la plus grande contrainte est la discrétisation spatiale de l'actionneur, et la deuxième est celle de la densité de maillage de la couche de mélange. La première contrainte ne peut être modifiée et le maillage de la couche de mélange a montré son aptitude à représenter correctement la physique de l'écoulement contrôlé avec la LES. Ces deux principales raisons conduisent donc au choix de garder le même maillage. Cependant, garder un maillage identique à celui employé pour la LES peut être pénalisant en terme de puissance de calcul pour les simulations URANS. En effet, une ou plusieurs équations supplémentaires sont à calculer. Il est donc choisi de simuler l'écoulement sur un maillage bidimensionnel par méthode URANS afin de réduire le nombre de cellules au prix de la perte des effets tridimensionnels alors supposés négligeables.

Les méthodes URANS se différencient par le modèle de turbulence utilisé. Chaque modèle réagit différemment au contrôle et est plus ou moins fidèle à la physique que l'on désire retrouver. Il n'existe pas de modèle privilégié pour le contrôle des écoulements et aucune étude n'a été menée sur le modèle à employer pour le contrôle d'un décollement de rampe arrondie par jet synthétique. C'est pourquoi, une étude est menée pour sélectionner un modèle de turbulence dont la réponse au contrôle est la plus proche possible de celle de la LES. L'évaluation des modèles permet donc de définir un ou des modèles fidèles à la LES pour le contrôle sur la présente configuration.

L'objectif sous-jacent de cette étude est de définir une stratégie de contrôle en boucle fermée, c'est-à-dire de choisir une méthode de commande et les entrées/sorties associées. Il est souhaité une stratégie applicable pour les industriels. Il est donc exclu d'utiliser l'information *full-state* par exemple. Les comparaisons des résultats à ceux de la LES et à la fréquence optimale de contrôle, vis-à-vis des critères relatifs aux caractéristiques du décollement, sont les conditions *sine qua non* qui permettent de choisir cette stratégie et la nature et position des capteurs.

### 5.1.2 Modèles de turbulence de l'étude

Le code de calcul FLU3M dispose uniquement du modèle de turbulence de Spalart-Allmaras pour les simulations URANS avec possibilité d'y ajouter une correction de rotation formulée par DACLÈS-MARIANI et al. [56]. L'avantage de ce code est que les sources sont facilement modifiables afin d'y inclure un asservissement pour le contrôle du décollement en boucle fermée. Puisque qu'un seul modèle de turbulence est proposé, il n'est pas possible de conclure sur son comportement sur le contrôle de du décollement de la rampe. Le code de calcul elsA est donc utilisé puisqu'il propose le choix de nombreux autres modèles de turbulence et de schémas numériques. Le schéma numérique de Jameson est utilisé pour le code elsA en raison de ses performances pour les simulations URANS. Il n'est pas inclue dans le code FLU3M, c'est pourquoi le schéma de Roe y est utilisé comme alternative.

Le tableau 5.1.2 regroupe les modèles de turbulence qui seront évalués.

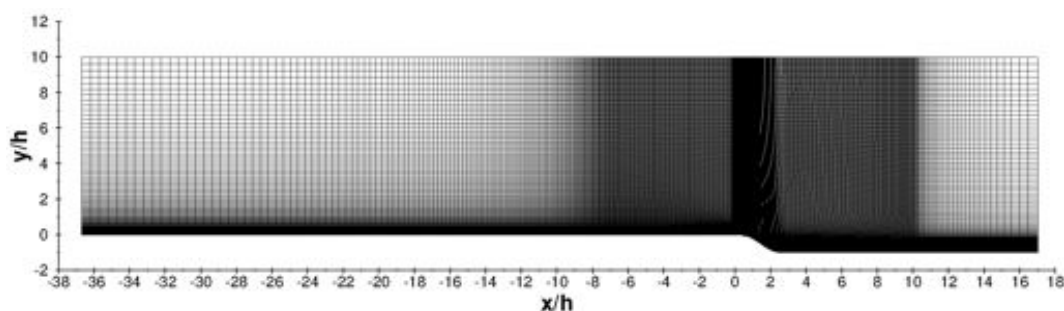


FIGURE 5.1 – Maillage employé pour l'étude de l'effet de modèle de turbulence RANS.

### 5.1.3 Configuration

Dans le souci de garder une cohérence dans la comparaison des différents modèles de turbulence, une plaque plane est ajoutée en amont de la rampe de façon à laisser la couche limite se développer en utilisant une condition aux limites en entrée identique pour chaque cas de calcul. Au final, le maillage de cette étude est celui qui a été employé pour générer le profil de couche limite pour la SEM au chapitre 2. Le maillage dont la plaque plane amont a une longueur de  $29,71h$  est représenté sur la figure 5.1.

Les conditions thermodynamiques sont gardées identiques au calcul LES (voir chapitre 2). Le pas de temps  $\Delta t$  est demeuré égal à  $5 \times 10^{-7}$  s et le nombre de sous-itérations du schéma temporel de Gear reste égal à 6.

### 5.1.4 Fréquences et amplitudes de forçage

Les résultats issus de simulations URANS sont intrinsèquement différents de ceux de la LES. Puisque les adimensionnements sont relatifs aux caractéristiques du décollement non-contrôlé, vouloir mener une étude paramétrique en boucle ouverte sur chacun des modèles en gardant des fréquences adimensionnées communes n'est pas possible. C'est pourquoi chaque modèle est évalué sur les mêmes fréquences physiques de forçage, en particulier celles de l'étude paramétrique en boucle ouverte par LES. La gamme de fréquence la plus large est celle relative à l'amplitude de forçage équivalente au coefficient de quantité de mouvement  $C_{\mu 0}$ , donc seule cette amplitude est choisie pour l'évaluation des modèles. Il est ajouté un point basse fréquence à 369 Hz soit  $\mathcal{F}^+ = 0,3$  pour affiner les courbes présentées dans les sections suivantes. La gamme d'étude en fréquence est donc ici définie par les cas  $f \in \{123; 369; 615; 861; 1230; 1500; 1740; 1845; 2460; 3690; 4920; 7380; 12320\}$  Hz.

## 5.2 Résultats des simulations URANS en boucle ouverte

### 5.2.1 Décollement sans contrôle

La comparaison des résultats peut uniquement s'effectuer si le cadre de l'étude est respecté. Il est alors nécessaire dans un premier temps de vérifier les propriétés de la couche limite turbulente amont et du bulbe moyen de décollement puis dans un second temps de valider les performances de l'actionneur.

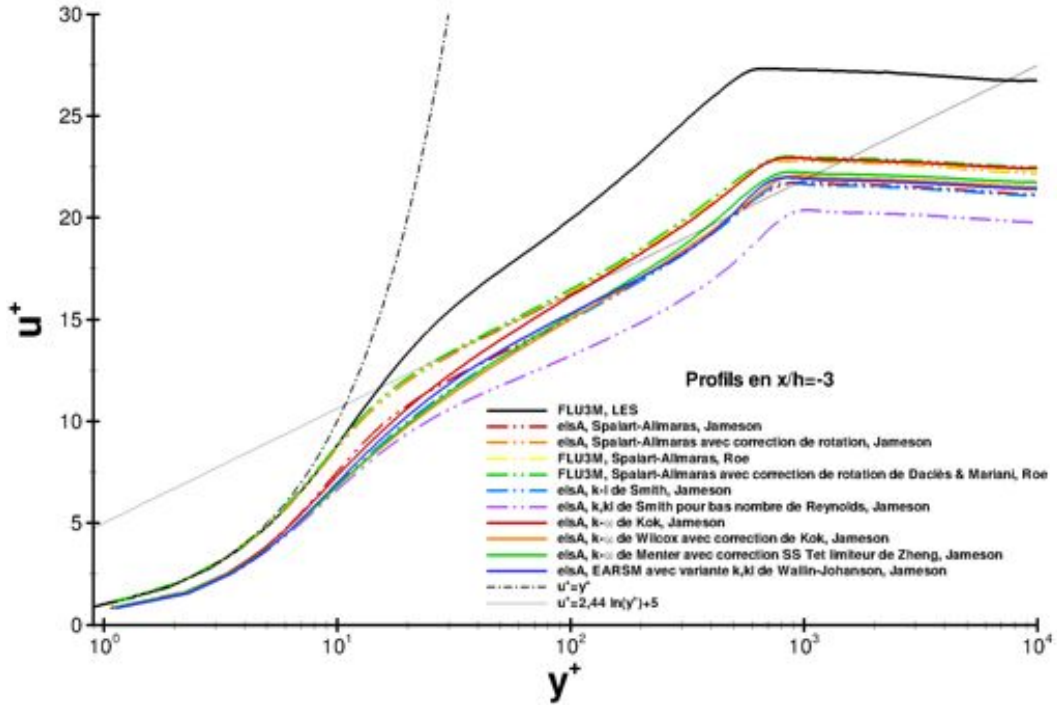


FIGURE 5.2 – Profils  $u^+$  en fonction de  $y^+$  à l'abscisse  $x/h = -3$  pour différents modèles de turbulence pour le cas non contrôlé.

### 5.2.1.1 Couche limite amont

La première étape consiste à vérifier si la couche limite turbulente en amont de la rampe possède des caractéristiques en accord avec le cahier des charges et à estimer l'effet du modèle de turbulence. En effet, la couche limite se développe le long d'une plaque plane dont la longueur est fixe et telle que la condition aux limites en entrée reste la même pour chaque simulation. L'utilisation de la SEM, c'est-à-dire la condition aux limites de génération de couche limite turbulente synthétique pour la LES (cf. chapitre 2), montre que la couche limite turbulente en amont du décollement est considérée comme développée à partir de  $x/h = -3$ . Les profils pour le cas sans contrôle ne peuvent donc être comparés à partir de cette abscisse.

La figure Fig. 5.2 représente ces profils à l'abscisse  $x/h = -3$  pour le cas sans forçage. La comparaison est uniquement possible si l'on adimensionne en variables internes  $u^+$  et  $y^+$ . La vitesse  $u^+$  est égale au rapport entre la vitesse longitudinale moyenne  $\bar{u}$  et la vitesse longitudinale de frottement à la paroi  $u_{\tau_w}$  :

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_{\tau_w}} = \bar{u} \sqrt{\frac{\rho_w}{\tau_w}} \quad (5.1)$$

Les lois linéaire et logarithmique issues de la théorie relative à la couche limite sont également tracées avec les courbes d'équations  $u^+ = y^+$  et  $u^+ = 2,44 \ln(y^+) + 5$  (cf. CHASSAING [40] p. 227).

La région de sillage de la couche limite, c'est-à-dire les plus hautes valeurs de  $y^+$  pour chaque modèle de turbulence RANS, possède une valeur plateau de  $u^+$  inférieure à celle de la LES. Ces valeurs sont plus proches de la réalité puisque la LES est connue pour sous-estimer le frottement pariétal.

Il est possible de distinguer les profils en trois groupes. Le premier est constitué par les profils des modèles Spalart-Allmaras du code FLU3M avec et sans correction de rotation et du modèle de

Cas	$\overline{u_\infty}$ ( $m.s^{-1}$ )	$x_s/h$	$x_r/h$	$l_0/h$	$h_{b_0}/h$	$f(\text{Hz}) \sim \mathcal{F}^+ = 1$	$f(\text{Hz}) \sim St = 1$	$\theta_s/h$	$\delta_{-3}/h$
LES	109,6	0,47	4,88	4,40	0,73	1245	7627	0,049	0,50
I	104,8	0,66	5,27	4,62	0,63	1135	8373	0,042	0,53
II	104,7	0,53	6,26	5,73	0,75	914	7021	0,047	0,53
III	104,7	0,61	4,87	4,25	0,60	1231	8729	0,042	0,48
IV	105,0	0,66	5,34	4,68	0,63	1122	8338	0,045	0,45
V	104,9	0,59	4,86	4,27	0,64	1229	8179	0,049	0,45
VI	105,0	0,72	4,98	4,26	0,60	1233	8729	0,058	0,51
VII	104,8	0,53	6,29	5,75	0,77	911	6842	0,052	0,47
VIII	104,9	0,60	5,90	5,29	0,75	990	7016	0,055	0,50
IX	104,8	0,56	5,72	5,16	0,77	1015	6830	0,054	0,47
X	105,4	0,57	5,56	4,99	0,71	1055	7444	0,052	0,45

TABLE 5.2 – Résultats de référence pour chaque simulation URANS sans contrôle.

Spalart-Allmaras de elsA avec la correction de rotation. Ces trois profils sont quasiment superposés, la zone linéaire et logarithmique suivent exactement ce qui est prévu par la théorie. La région linéaire est également superposée avec celle de la LES. Ce dernier constat s’explique dans l’utilisation d’un profil issu de la simulation du cas II comme support à la condition aux limites de la SEM. Le second groupe est constitué par les configurations III, V, VIII, IX et X. Ces profils sont parallèles au premier groupe en raison d’un frottement pariétal plus important. Les profils de ce groupe se distinguent principalement dans la zone tampon, c’est-à-dire la transition entre les régions linéaire et logarithmique. Le troisième groupe est constitué uniquement par le modèle EARSM avec variante  $k, kl$  de Wallin-Johanson qui propose un frottement plus important et donc sous-estime  $u^+$ . Le modèle  $k - \omega$  de Kok fait le lien entre le premier et le deuxième groupe avec un comportement analogue au deuxième groupe dans la sous-couche visqueuse et un comportement comparable au premier groupe dans la zone externe de la couche limite.

Les calculs menés avec FLU3M utilisent le schéma numérique de Roe pour les simulations URANS qui a tendance à dissiper un peu plus que le schéma de Jameson. Les profils proposés avec un modèle de Spalart-Allmaras sans correction de rotation devraient logiquement être superposés pour FLU3M et elsA lorsque les conditions aux limites, les maillages et les schémas de calcul des flux convectifs et d’intégration temporelle sont identiques. La seule différence entre ces simulations est le schéma spatial. On émet donc l’hypothèse que ce dernier schéma est à l’origine des écarts enregistrés sur le frottement.

L’ensemble des modèles, sauf le cas X, proposent des profils de vitesse cohérents. Le tableau Tab. 5.2.1.1 regroupe les grandeurs de références pour chaque simulation URANS sans contrôle, en particulier la vitesse à l’infini. Celle du cas X est la plus élevée, par conséquent un frottement un peu plus important est obtenu, ce qui expliquerait la sous-estimation de  $u^+$  dans la région de sillage de la couche limite.

Les épaisseurs de couche limite à l’abscisse  $x/h = -3$  sont reportées dans le tableau Tab. 5.2.1.1. Chaque cas propose une valeur différente de cette épaisseur mais reste proche de l’objectif poursuivit, c’est-à-dire un rapport  $\delta/h$  égal à 0,5.

### 5.2.1.2 Décollement

L’aspect du bulbe de décollement sans contrôle est représenté par un contour de couleur noire sur les figures Fig. 5.3 et 5.4. Aucun modèle de turbulence RANS offre un bulbe moyen de décollement semblable à celui obtenu par la LES.

La correction de rotation de Daclès & Mariani appliquée au modèle de Spalart-Allmaras (cas

II) entraîne l'existence en plus d'un bulbe de recirculation principal, d'un second contrarotatif. Les autres modèles sont en accord avec la LES avec un unique bulbe de décollement, définissant ainsi un unique point de décollement et un point de recollement. Les abscisses correspondantes à ces points sont regroupées dans le tableau Tab. 5.2.1.1. La longueur de décollement est déduite par différence de ces abscisses, ce qui permet d'associer une fréquence réduite à chaque cas. Les modèles de turbulence RANS ont ici tendance à reculer l'abscisse de décollement.

La hauteur maximale du bulbe est également reportée dans ce tableau pour pouvoir calculer les nombres de Strouhal. Les modèles basés sur une modélisation  $k - \omega$  proposent une hauteur de bulbe maximale la plus proche de celle obtenue par LES. Le nombre de Strouhal propre à chaque cas est calculé à partir de cette hauteur.

### 5.2.2 Validation de l'actionneur

L'objectif de l'actionneur est de créer un jet synthétique dont la vitesse maximale en sortie de fente soit la plus constante possible en fonction de la fréquence de forçage. L'évaluation des modèles de turbulence pour le contrôle du décollement de rampe arrondie par jet synthétique nécessite de valider les performances de l'actionneur pour permettre de comparer les résultats.

La vitesse maximale du jet en sortie de fente  $V_{max}$  est reliée aux fluctuations de vitesse en sortie  $\langle V_{rms} \rangle$  de fente spatialement moyennées par la relation :

$$V_{max} = \sqrt{2} \langle V_{rms} \rangle \quad (5.2)$$

Afin de simplifier les notations,  $\langle V_{rms} \rangle$  est abusivement écrit  $v_{rms}$ . Le coefficient de quantité de mouvement  $C_\mu$  est relié avec ces fluctuations par la relation :

$$C_\mu = \frac{\rho_j L_f V_{max}^2}{\rho_\infty L_0 \bar{u}_\infty^2} = 2 \frac{\rho_j L_f v_{rms}^2}{\rho_\infty L_0 \bar{u}_\infty^2} \quad (5.3)$$

Avec  $L_0$  la longueur de décollement du cas non contrôlé,  $L_f$  la largeur de fente et  $\bar{u}_\infty$  la vitesse à "l'infini".

Puisque les valeurs de référence à "l'infini" ne sont pas égales pour chaque cas (cf. Tab. 5.2.1.1), l'estimation de la performance de l'actionneur par le calcul du coefficient de quantité de mouvement n'est pas pertinente. C'est pourquoi elle est évaluée à partir de  $v_{rms}$ .

Les fluctuations de vitesse verticale en sortie de fente moyennées sur la largeur de fente  $v_{rms\ th}$  ont pour valeur théorique :

$$v_{rms\ th} = \frac{v_{jet} C_{\mu 0}}{\sqrt{2}} = \frac{2 \times 39.93}{\sqrt{2}} = 56,5 \text{ m.s}^{-1} \quad (5.4)$$

La figure Fig. 5.5 représente l'effet de la fréquence sur  $v_{rms}$  en sortie de fente pour chaque cas de calcul. Il est remarquable que le modèle de turbulence n'ait qu'un faible effet sur la vitesse en sortie de jet. Le schéma numérique spatial semble être la cause des différences observées. En effet, la LES utilise un schéma de type AUSM+ Senseur, les simulations URANS avec FLU3M emploient un schéma de Roe et celles avec elsA le schéma de Jameson. Le schéma de Roe permet d'obtenir des valeur de  $v_{rms}$  proches de la théorie pour des fréquences modérées, c'est-à-dire entre 500 et 1000 Hz, tandis que le schéma de Jameson s'en approche pour les basses et hautes fréquences. D'un point de vue global, l'emploi de la simulation URANS permet d'obtenir une réponse en fréquence plus plate et proche de la valeur théorique, c'est-à-dire une vitesse en sortie de jet plus constante en fonction de la fréquence. D'un point de vue local pour les calculs elsA, les modèles se scindent en deux groupes : les modèles  $k - \omega$  et les autres. Ceci illustre l'effet du modèle de turbulence qui demeure modéré sur  $v_{rms}$  face à l'effet du schéma numérique.

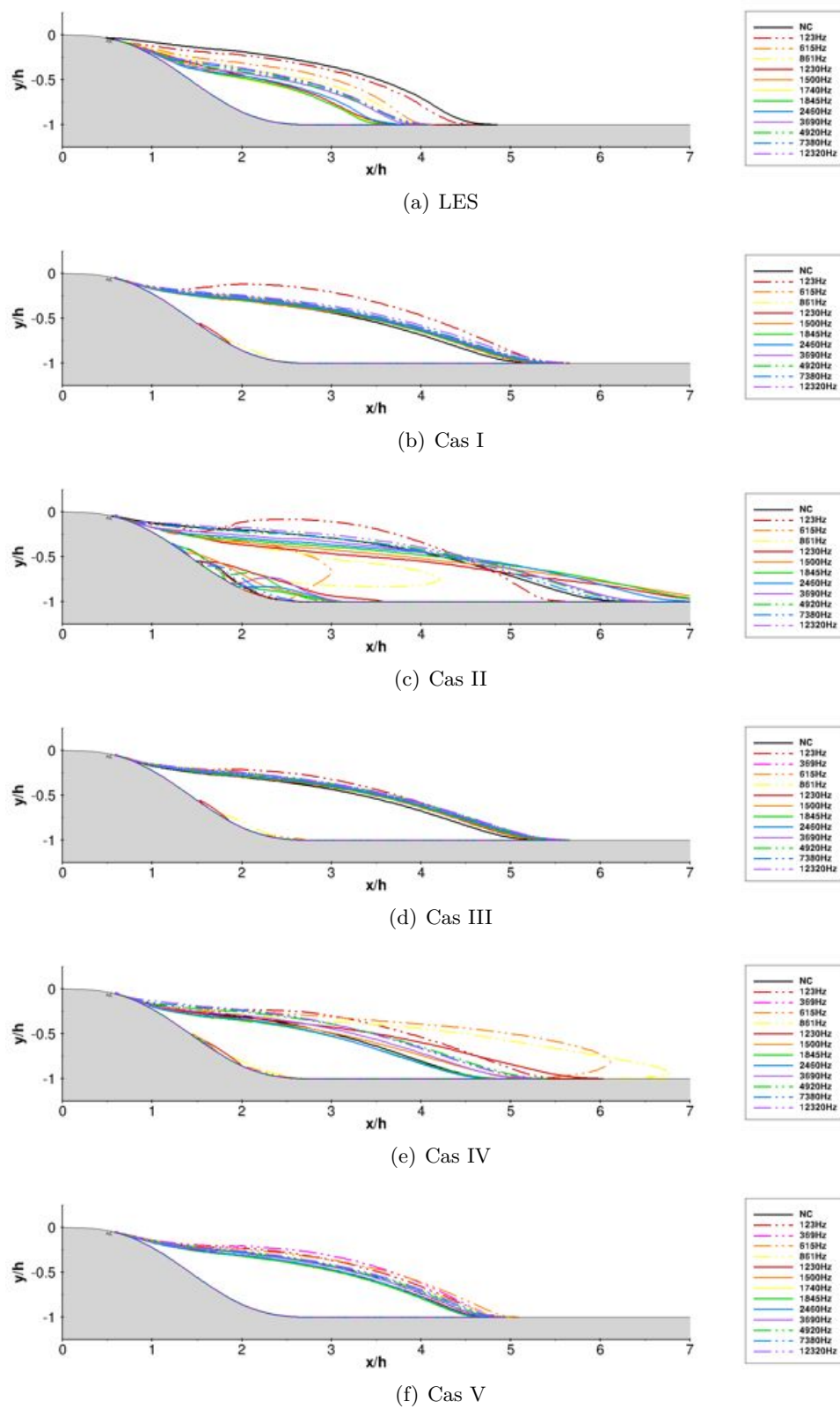


FIGURE 5.3 – Effet de la fréquence de forçage sur le bulbe moyen de décollement - partie 1.



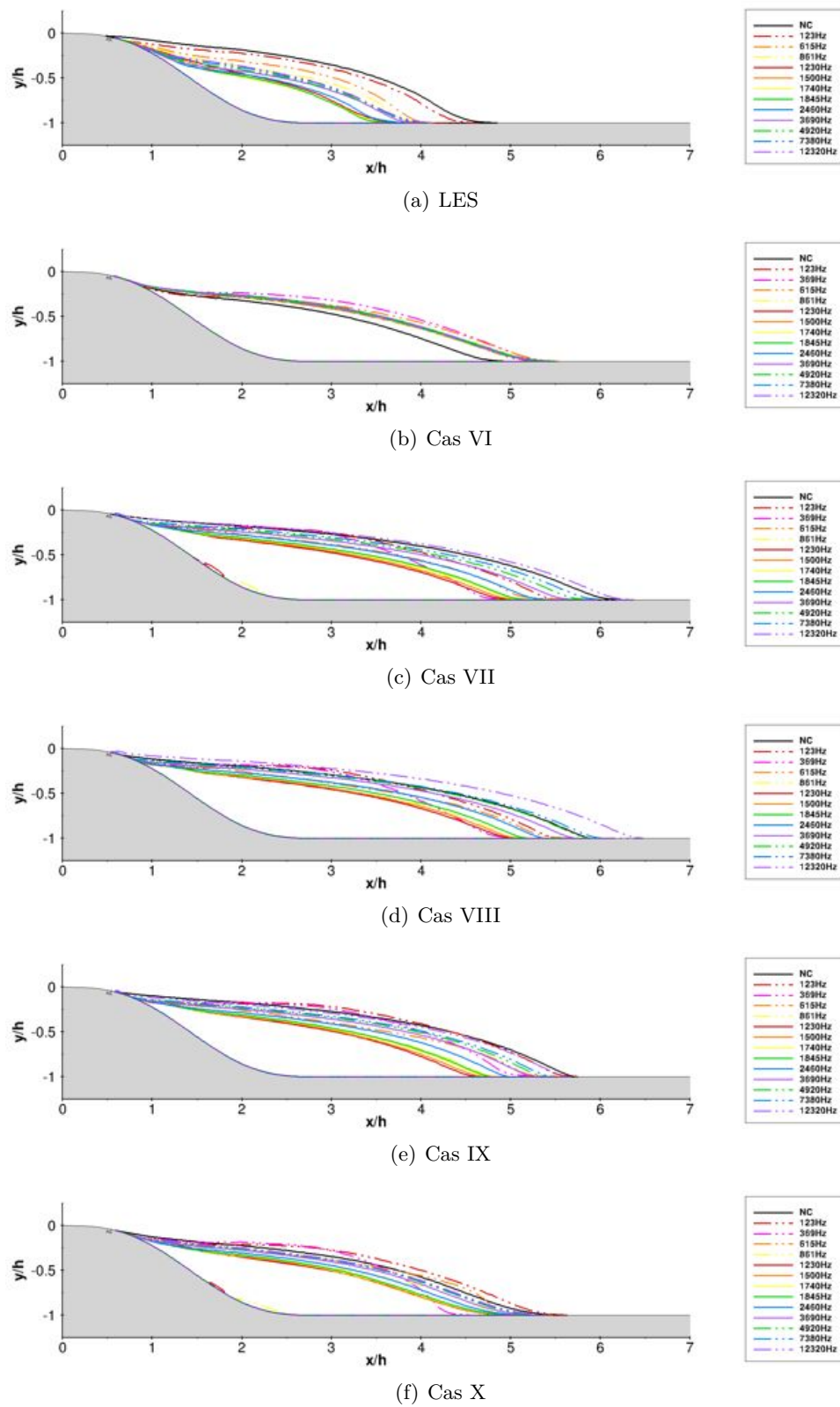


FIGURE 5.4 – Effet de la fréquence de forçage sur le bulbe moyen de décollement - partie 2.

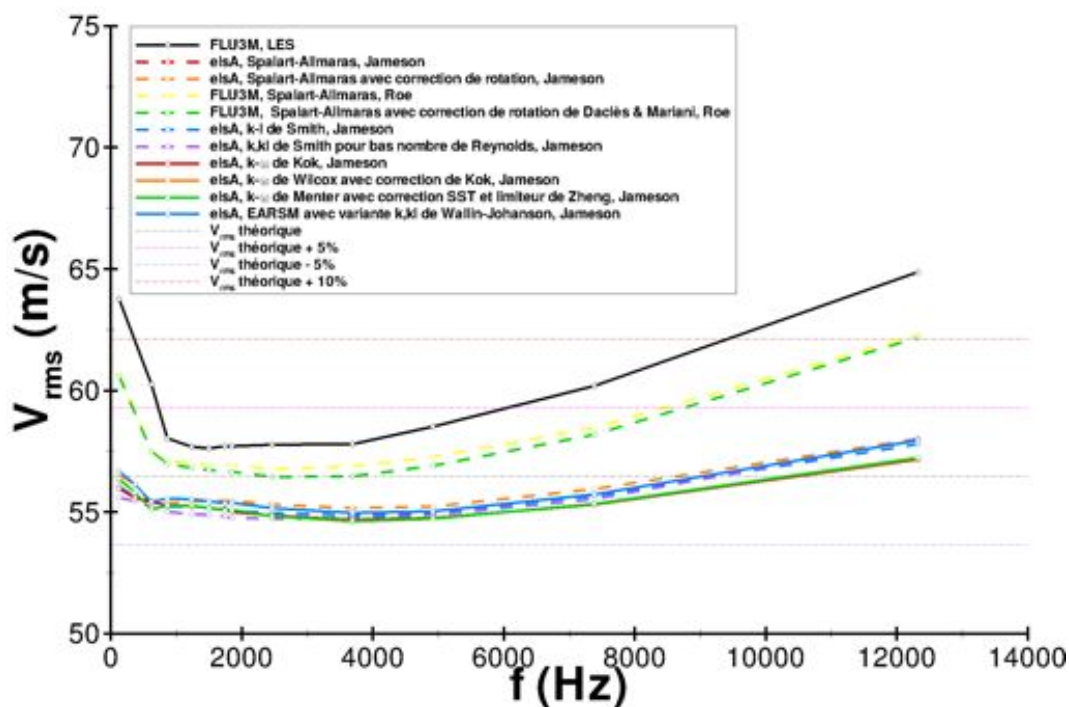


FIGURE 5.5 – Effet de la fréquence sur les fluctuations de vitesses verticales en sortie de fente moyennées spatialement sur la largeur de fente.

L'actionneur est ici validé pour son utilisation pour le contrôle du décollement de la rampe arrondie par simulations URANS.

### 5.2.3 Résultats de l'étude en boucle ouverte

L'objectif de cette section est d'évaluer la réponse au contrôle d'un écoulement simulé en URANS avec différents modèles. C'est-à-dire de choisir un ou des modèle(s) dont la réponse est en accord avec les LES menées dans les précédents chapitres. L'explication du comportement du modèle de turbulence ne rentre pas dans le cadre de l'étude.

Il est choisi d'évaluer les modèles de turbulence par rapport à différents critères statistiques. Le précédent chapitre a montré que les critères d'évaluation pouvaient être séparés en deux catégories dont chacune possède sa propre fréquence optimale. L'objectif du contrôle en boucle fermée est de trouver automatiquement la fréquence qui puisse minimiser, voire supprimer le décollement. C'est pourquoi les critères relatifs au décollement sont uniquement explorés, à savoir l'aspect du bulbe, la longueur de décollement, la hauteur du bulbe et sa surface.

#### 5.2.3.1 Aspect du bulbe de décollement

L'aspect du bulbe moyen de la zone de recirculation contrôlée ne constitue pas en soit un critère de performance mais une représentation du comportement de la réponse du modèle de turbulence au forçage. En effet, la forme des bulbes peut être plus ou moins conforme à la physique caractérisée par la LES.

Les figures Fig. 5.3 et 5.4 représentent l'effet du forçage sur le contour de la zone de recirculation moyenne pour chaque modèle du tableau Tab. 5.1.2.

Le premier constat est qu'aucun modèle de turbulence répond à une gamme de la fréquence aussi étendue que celle de la LES. Le modèle de Spalart-Allmaras sans correction de rotation (cas I et III) montre une réaction de forçage quasi-nulle sauf pour les deux plus basses fréquences où le bulbe est légèrement agrandi et où un petit bulbe secondaire contrarotatif apparaît. Le schéma numérique spatial semble ici n'avoir que peu d'effet, puisque les comportements entre FLU3M et elsA sont identiques, sauf pour la plus basse fréquence. Lorsque la correction de rotation est ajoutée, l'écoulement présente alors une réponse significative au forçage. La correction de rotation de Daclès & Mariani (cas II) propose des bulbes dont la forme n'est a priori pas compatible avec la physique décrite par la LES. Des bulbes secondaires apparaissent également sur un plus large panel de fréquence. La correction de rotation du code elsA (cas IV) offre aussi pour quelques fréquences une topologie de décollement en double bulbe. Le forçage à la plus haute fréquence semble inefficace pour ces deux corrections de rotation, c'est-à-dire que l'effet est négligeable par rapport au cas non contrôlé. Les cas V et VI réagissent négativement au forçage, c'est-à-dire que la surface du décollement augmente pour toutes fréquences de forçage. Les modèles  $k - \omega$  sont plus en accord avec la LES. La réaction au forçage est acceptable puisque l'effet du contrôle est globalement positif, sauf pour le cas VIII à la plus haute fréquence. Le cas VII présente un bulbe secondaire contrarotatif pour les basses fréquences ( $f \leq 1230Hz$ ). Enfin le dernier cas, le cas X, réagit positivement et négativement au contrôle suivant la fréquence de forçage mais de façon moins prononcée que les autres modèles.

En se référant uniquement sur l'aspect des bulbes, le seul modèle capable de représenter la physique de façon acceptable est le modèle  $k - \omega$  de Menter avec correction SST. A ce stade, rien ne peut être conclu puisqu'il est nécessaire de vérifier si la réponse à la fréquence de forçage suit la même évolution que celle de la LES. C'est la raison pour laquelle les trois sous-sections suivantes se penchent sur ce problème.

### 5.2.3.2 Longueur de décollement

La longueur de décollement  $l$  est définie par la différence entre la dernière abscisse de recollement et la première abscisse de décollement. L'effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur la longueur de décollement  $l$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $l_0$  est représenté sur la figure Fig. 5.6.

Aucun modèle de turbulence RANS n'est capable de suivre fidèlement la LES. Seuls les cas VII, IX et X présentent une réaction positive au forçage pour toutes les fréquences, c'est-à-dire une diminution de la longueur de décollement. Les modèles RANS sont en désaccord avec la LES pour les plus basses fréquences. Cependant, les réponses fréquentielles des modèles  $k - \omega$ , EARSM et  $k - l$  suivent les mêmes variations que la LES, c'est-à-dire que la fréquence réduite optimale minimisant la longueur de décollement se situe autour de celle de la LES.

Les modèles  $k - \omega$  de Kok et de Menter avec correction SST se dégagent des autres en proposant des réponses fréquentielles plus fidèles à la LES malgré un niveau de performance plus faible.

Les réponses du modèle Spalart-Allmaras des codes FLU3M et elsA se superposent sauf pour les plus basses fréquences. Ceci permet de valider les deux codes et de montrer l'effet du schéma numérique pour les basses fréquences.

### 5.2.3.3 Hauteur du bulbe

L'effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur la hauteur maximale du bulbe de décollement  $h$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $h_0$  est représenté sur la figure Fig. 5.7. Ce critère donne une meilleure appréciation de l'effet du forçage sur l'écoulement que la longueur du bulbe.

En dehors des deux plus basses fréquences, l'ensemble des modèles présente un minimum global. C'est-à-dire une fréquence qui minimise la hauteur du bulbe, dès lors que le contrôle a un effet

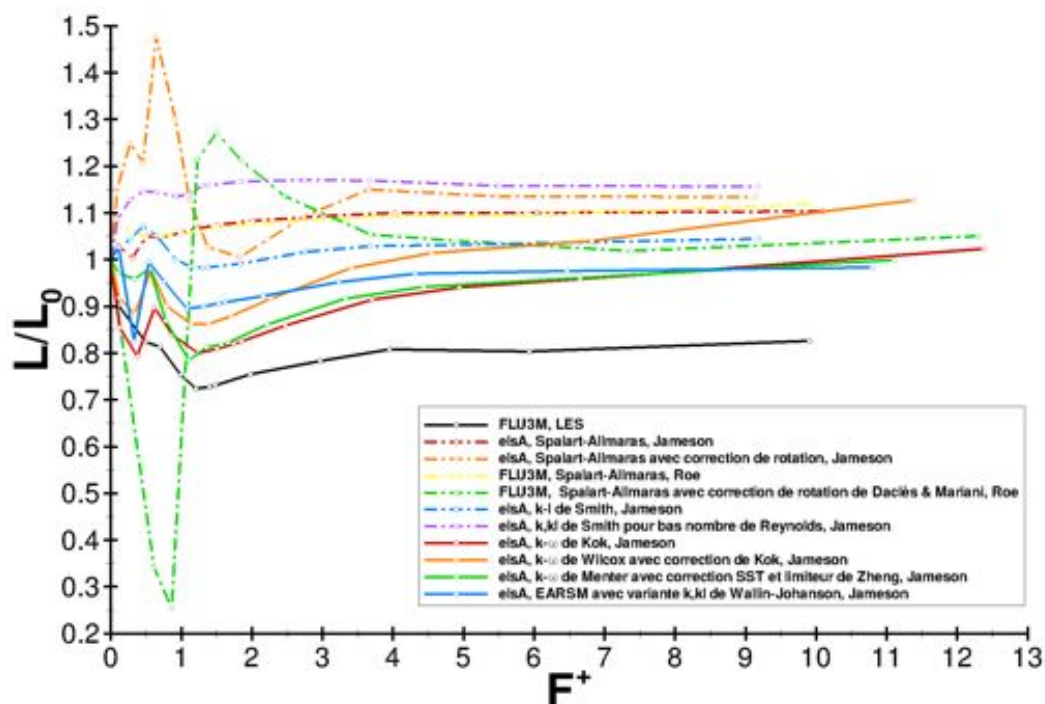


FIGURE 5.6 – Effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur la longueur de décollement  $l$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $l_0$ .

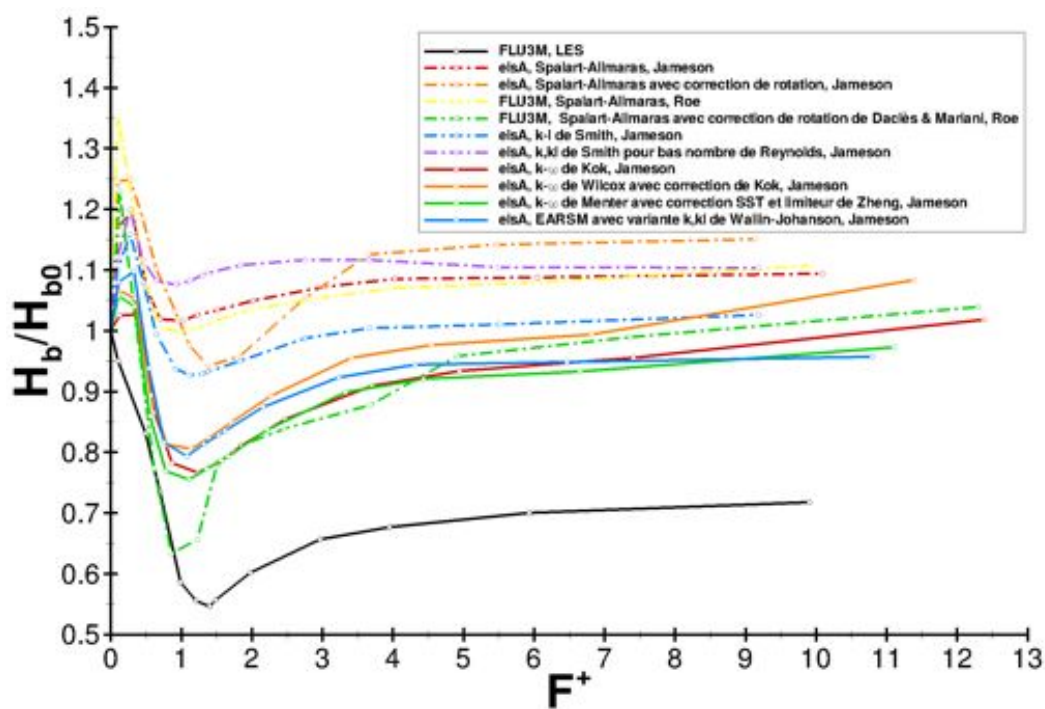


FIGURE 5.7 – L'effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur la hauteur maximale du bulbe de décollement  $h$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $h_0$ .

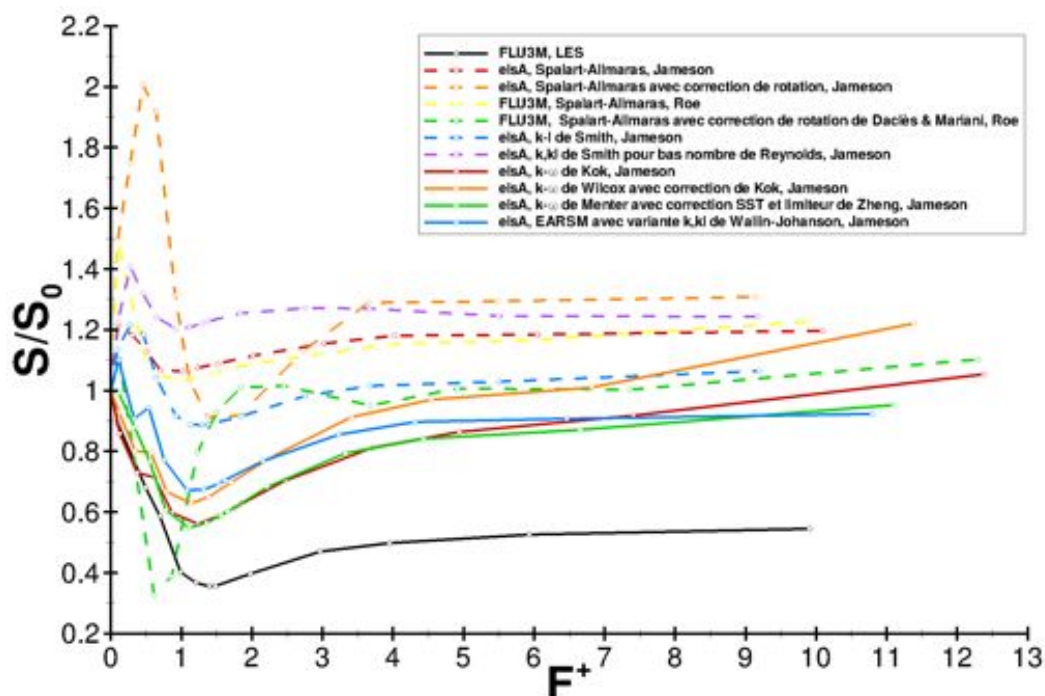


FIGURE 5.8 – Effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur la surface décollée  $S$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $S_0$ .

positif. En effet, les cas avec le modèle de Spalart-Allmaras (sauf celui couplé à la correction de rotation de Dacès & Mariani) et le modèle  $k, kl$  proposent un contrôle qui agrandit la hauteur du bulbe.

Les autres modèles suivent les mêmes variations de la LES avec différents niveaux de performances mais avec une fréquence réduite optimale du même ordre. Les modèles  $k - \omega$  de Kok et de Menter avec correction SST et EARSM se distinguent ici pour leur fidélité en réponse fréquentielle. Au niveau des gains de hauteur de bulbe, le cas II est le meilleur, même si l'aspect des bulbes est critiquable vis-à-vis de la physique.

#### 5.2.3.4 Surface du bulbe

La surface du bulbe est un critère permettant de combiner les deux précédents. L'effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur la surface décollée  $S$  adimensionnée par celle du cas non contrôlé  $S_0$  est représenté sur la figure Fig. 5.8.

Les observations sont les mêmes que précédemment, les modèles  $k - \omega$  et EARSM sont les plus fidèles en terme de réponse fréquentielle et proposent un gain de contrôle positif, sauf pour le cas VIII à la plus haute fréquence. Les modèles  $k - \omega$  ont un comportement aux basses fréquences semblable à la LES. Le cas II présente un comportement où la réduction maximale de surface atteint un niveau semblable à celle de la LES et se comporte comme un passe-bande où seules les basses fréquences ont un effet.

#### 5.2.4 Modèles de turbulence retenus

L'ensemble des résultats montre que le modèle de turbulence employé dans les simulations URANS joue un rôle important sur la réponse de l'écoulement au forçage. En effet, le contrôle peut

devenir soit néfaste, soit bénéfique et proposer ou non une physique compatible avec LES.

La représentation des courbes avec la fréquence réduite montre son intérêt puisque les fréquences optimales se situent toutes aux environs de celle de la LES. Le tableau Tab. 5.2.1.1 montre que si l'on ne prend pas en compte cet adimensionnement, les fréquences physiques optimales seraient alors dispersées. Les gains observés et le comportement aux hautes fréquences de forçage ne sont pas équivalente avec les résultats de la LES. Aucun modèle ne propose une réponse fréquentielle identique à celle de la LES.

Le modèle  $k - \omega$  de Menter avec correction SST est sélectionné pour le code elsA puisqu'il est le plus fidèle à ce que propose la LES. Pour le code FLU3M, le choix est plus restreint, et le modèle de Spalart-Allmaras avec correction de rotation est retenu.

### 5.3 Stratégie de contrôle en boucle fermée

La LES ne peut être employée dans une simulation avec contrôle en boucle fermée puisque le temps de restitution est encore trop long. C'est pourquoi, le contrôle en boucle fermée va être appliqué sur des simulations URANS. La précédente partie a permis de sélectionner les modèles les plus fidèles à la LES, un pour chaque code de calcul. Si un seul devrait être retenu ce serait le modèle  $k - \omega$  de Menter avec correction SST, mais le code elsA est plus difficilement modifiable pour introduire une boucle fermée. C'est pourquoi le modèle de Spalart-Allmaras avec correction de rotation de Daclès & Mariani est retenu pour le code FLU3M dont les sources sont facilement modifiables pour introduire la boucle fermée.

L'ultime objectif du contrôle est de pouvoir supprimer le décollement, cela se traduit donc par la minimisation de la surface du bulbe moyen de décollement. Cependant, cette surface ne peut pas être simplement estimée. C'est-à-dire qu'aucun dispositif de mesure embarquée n'est capable de calculer en temps réel l'évolution de cette grandeur. Il est par conséquent nécessaire de pouvoir estimer la surface décollée en temps réel par l'intermédiaire d'un système de mesure, le plus simple possible.

Il est choisi de s'orienter vers des mesures qui puissent déboucher sur des cas concrets d'applications. Le *full-state* est par conséquent non envisageable. Le choix se porte alors sur des capteurs de pression et de frottement pariétaux. Ces capteurs pariétaux offrent l'avantage d'être facilement intégrés dans les montages de soufflerie ou encore sur un aéronef.

L'objectif de cette partie est de tenter de relier la mesure de pression pariétale ou de frottement pariétal à la surface décollée afin d'estimer l'effet du forçage en temps réel. Des modèles linéaires boîtes noires peuvent être utilisés, comme dans le cas de la LSE ou QSE (estimations stochastiques respectivement linéaire et quadratique). Ces modèles nécessitent donc le calcul du modèle par une identification faite à partir des résultats en boucle ouverte par exemple. Par conséquent, ils sont propres à la configuration adoptée. Ceci n'est pas compatible avec la volonté de mener des travaux qui soient le plus généralisable possible. C'est pourquoi les paragraphes suivants essaient de relier directement les mesures de pression et frottement pariétal avec la surface décollée, et ceci le plus simplement possible.

#### 5.3.1 Mesure représentative de l'effet du forçage

Le chapitre 4 a permis de montrer que la maximum de la pression pariétale est atteint à la fréquence optimale par la LES. Partant de ce constat, il est décidé de vérifier cette propriété pour les deux modèles de turbulence et tenter de trouver une relation similaire avec le frottement pariétal.

La fréquence optimale est déduite sur la base de la minimisation la surface décollée, de la hauteur de bulbe et la longueur de décollement. Elle est égale à  $\mathcal{F}^+ = 1, 1$  pour le modèle  $k - \omega$  de

Menter avec correction SST. Pour le modèle Spalart-Allmaras avec correction de Daclès & Mariani, elle est choisie égale à  $\mathcal{F}^+ \simeq 0,8$  en se basant sur la longueur de décollement et la hauteur du bulbe puisque la surface du bulbe ne rend pas compte d'une physique cohérente avec la LES.

### 5.3.1.1 Pression pariétale

La différence de pression pariétale entre le cas contrôlé et le cas sans contrôle en fonction de la fréquence réduite de forçage est représentée sur la figure Fig. 5.9. Cette différence de pression caractérise la modification locale de la pression pariétale et la quantifie. Les courbes en pointillés noirs matérialisent le lieu des valeurs extrêmes, c'est-à-dire les maxima et minima locaux de pression suivant  $\mathcal{F}^+$ . Elles sont définies par l'équation :  $\partial(p - p_0)/\partial\mathcal{F}^+ = 0$ . Elle permettent donc entre autres d'associer la pression maximale à la fréquence de forçage pour une abscisse donnée. Ce qui permet finalement de vérifier si la pression maximale est atteinte à la fréquence optimale.

La figure Fig. 5.9(a) montre que la pression est effectivement maximisée à la fréquence  $\mathcal{F}^+ = 0,8$  dans le cas FLU3M pour des abscisses  $x/h$  comprises entre 2 et 4. Pour le cas du modèle employé dans le code elsA, la pression est également maximisée autour de la fréquence réduite optimale  $\mathcal{F}^+ = 1,1$  pour une gamme d'abscisses plus réduite :  $x/h \in [2,5; 3,0]$  (voir figure Fig. 5.9(b)).

La particularité de la pression dans ces différentes zones est non seulement que le maximum de pression est obtenu à la fréquence optimale mais que ce maximum est unique et global. La comparaison entre l'évolution de la pression dans ces zones et les courbes relatives aux critères de performances concordent. C'est-à-dire que la pression pariétale caractérise le niveau de performance du forçage sur les différents critères, et ceci de façon inversement proportionnelle.

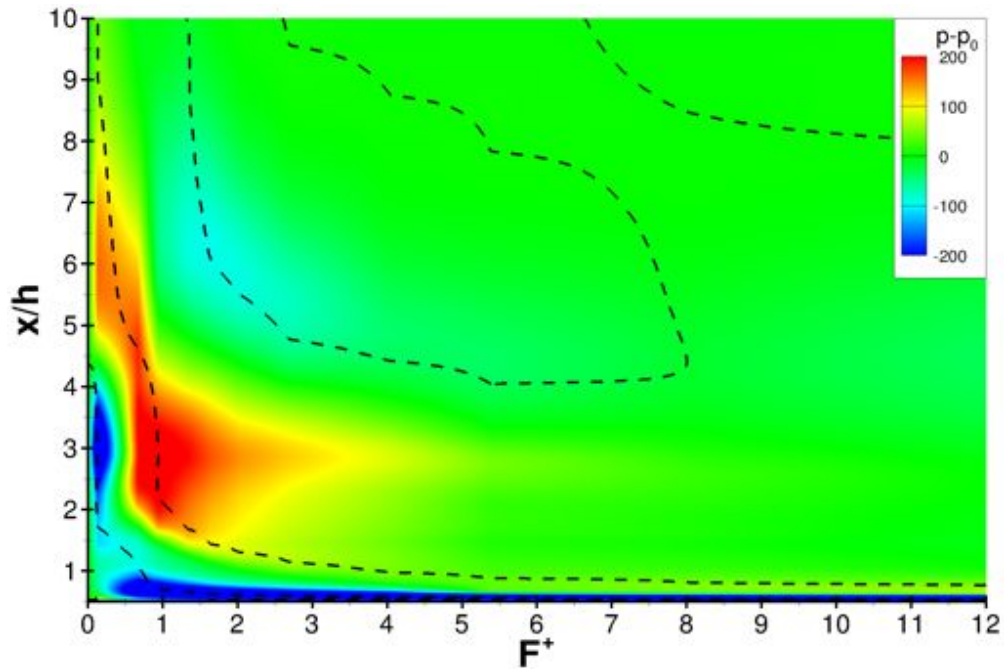
### 5.3.1.2 Frottement pariétal

Suivant une démarche semblable à la précédente, la différence entre le frottement pariétal  $\tau_p$  et celui du cas sans contrôlé  $\tau_{p_0}$  est tracée sur la figure Fig. 5.10. Cette grandeur quantifie l'influence du forçage sur la modification locale du frottement pariétal. Les courbes en pointillés noirs correspondent aux lieux des valeurs extrêmes, définies par l'équation :  $\partial(\tau_p - \tau_{p_0})/\partial\mathcal{F}^+ = 0$ . Le comportement de chaque modèle est bien distinct sur cette grandeur. Le cas II propose une différence de frottement pariétal maximale correspondant à la fréquence optimale pour des abscisses  $x/h$  comprises entre 2,5 et 5 (figure Fig. 5.10(a)). Le cas IX présente quant à lui un maximum de  $\tau_p - \tau_{p_0}$  à la fréquence optimale aux environs de  $x/h \simeq 4$  (figure Fig. 5.10(b)).

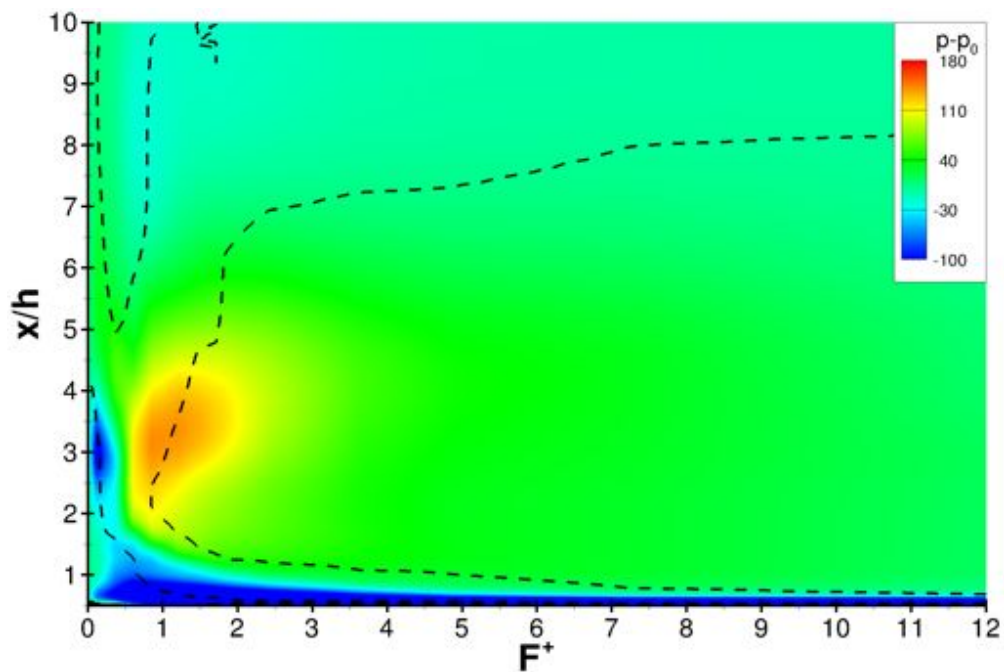
Le frottement pariétal moyen est donc également un indicateur de l'effet du forçage. La fréquence optimale peut donc être trouvée si l'on cherche la fréquence qui maximise le frottement. Cette observation reste finalement logique puisque à la fréquence optimale, la longueur de décollement est la plus courte. Le frottement pariétal mesuré en aval du décollement est d'autant plus grand que cette longueur est courte puisque la couche limite recollée a d'autant plus le temps de se développer. Cette observation est vraie seulement si le frottement est mesuré suffisamment en aval de la rampe. Ce n'est cependant pas le cas pour le modèle Spalart-Allmaras puisque l'aspect des bulbes n'est pas compatible avec une description de la physique donnée par la LES. Néanmoins, le raisonnement reste validé.

## 5.3.2 Choix de la nature et de la position du capteur

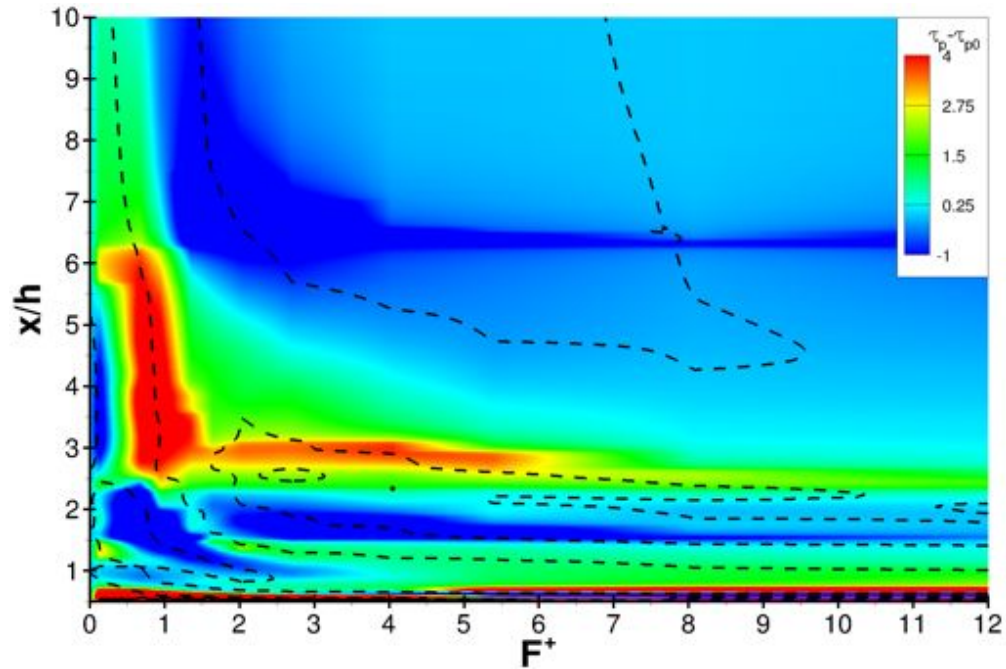
La précédente partie montre que si l'on cherche à maximiser la pression pariétale ou le frottement pariétal sur des zones particulières de la rampe, on cherche alors à forcer à la fréquence optimale. Il est possible d'utiliser un seul capteur à une abscisse précise pour une estimation de ces grandeurs



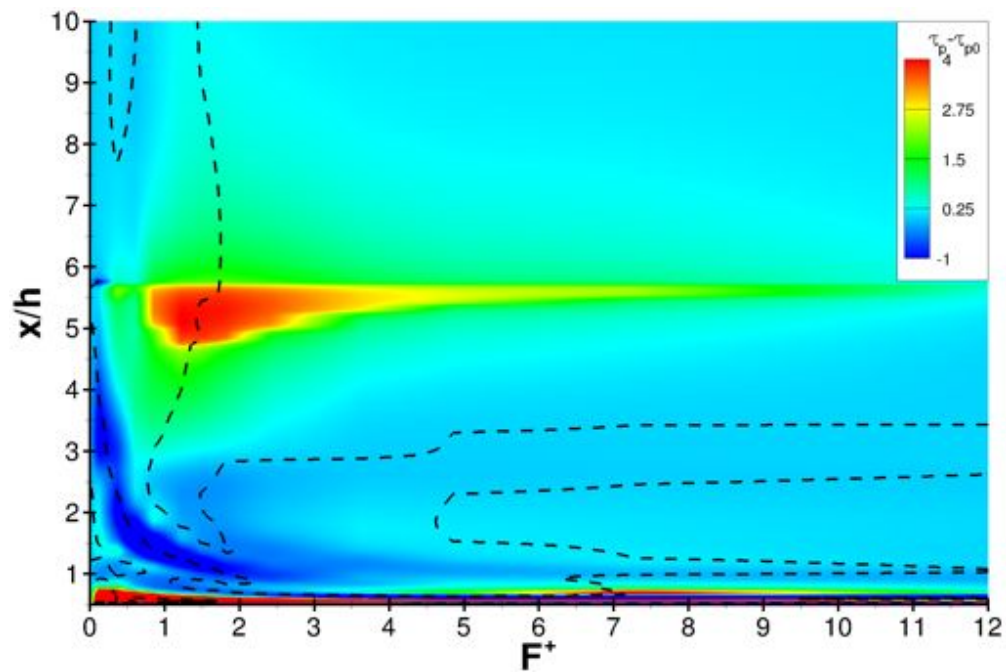
(a) FLU3M, modèle de Spalart-Allmaras avec correction de Daclès &amp; Mariani, schéma de Roe

(b) elsA, modèle  $k - \omega$  de Menter avec correction SST, schéma de JamesonFIGURE 5.9 – Effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur la différence de pression pariétale  $p - p_0$  - (---) courbes suivant les valeurs extrêmes ( $\partial(p - p_0)/\partial \mathcal{F}^+ = 0$ )





(a) FLU3M, modèle de Spalart-Allmaras avec correction de Daclès &amp; Mariani, schéma de Roe

(b) elsA, modèle  $k - \omega$  de Menter avec correction SST, schéma de JamesonFIGURE 5.10 – Effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur la différence de frottement pariétal  $\tau_p - \tau_{p0}$  - (---) courbes suivant les valeurs extrêmes  $(\partial(\tau_p - \tau_{p0})/\partial\mathcal{F}^+ = 0)$

locales tout comme une série de mesures visant à moyennner statistiquement ces grandeurs le long d'un segment.

Il est choisi d'utiliser un seul capteur pariétal puisque les travaux de thèse visent la simplicité de l'application. En effet, il est beaucoup plus aisé pour un industriel de placer un capteur de pression pariétale qu'un lourd dispositif constitué d'une dizaine.

L'objectif de ce paragraphe est de déterminer la position du capteur de pression pariétale ou de frottement pariétale. C'est-à-dire un capteur dont la réponse offre une sensibilité maximale à la fréquence de forçage et dont la valeur maximale de mesure correspond exactement à un forçage de fréquence optimale. La réponse doit être caractéristique de la grandeur estimée, qui est la surface, la hauteur ou la longueur du décollement.

La sensibilité de la réponse à une mesure  $M$  peut être simplement exprimée par l'intermédiaire du vecteur gradient  $\vec{\nabla}M$ . La mesure  $M$  dépend ici de sa position  $x/h$  et de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$ . Le gradient de la mesure  $M$  est donc défini par :

$$\vec{\nabla}M(x/h, \mathcal{F}^+) = \begin{pmatrix} \frac{\partial M(x/h, \mathcal{F}^+)}{\partial x/h} \\ \frac{\partial M(x/h, \mathcal{F}^+)}{\partial \mathcal{F}^+} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

La première composante représente le taux de variation de la mesure en fonction de sa position et la seconde composante celui en fonction de la fréquence de forçage.

Il est cherchée une position  $x/h$  pour chaque capteur et pour chaque modèle de turbulence dont la composante  $\frac{\partial M(x/h, \mathcal{F}^+)}{\partial \mathcal{F}^+}$  soit nulle à la fréquence optimale.

### 5.3.2.1 Pression pariétale

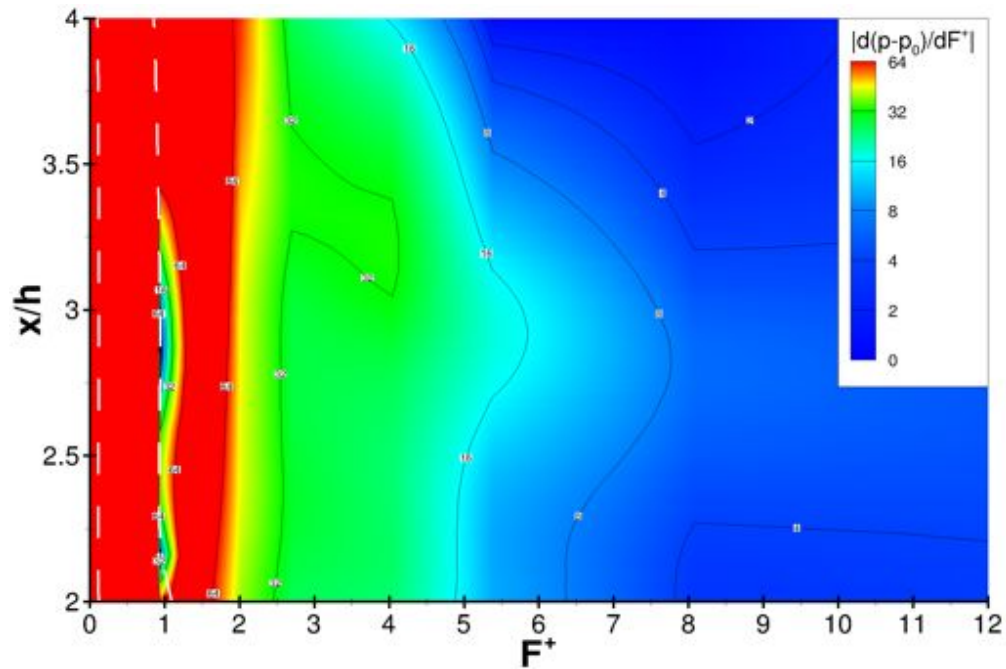
La figure Fig. 5.11 représente la valeur absolue de la composante de sensibilité  $|\partial(p - p_0)/\partial \mathcal{F}^+|$  pour chaque calcul. Les courbes en pointillés blancs correspondent aux extrema de la pression pariétale. La position du capteur de pression pariétale sur le calcul FLU3M (Fig. 5.11(a)) peut-être choisie entre les abscisses  $x/h$  égales à 2,25 et 3,25 puisque le maximum de pression correspond à la fréquence optimale égale à  $\mathcal{F}^+ = 0,8$  et que la sensibilité est suffisamment importante. La position peut être raffinée entre  $x/h = 2,7$  et  $x/h = 3,3$  car c'est dans cette zone que la sensibilité est caractéristique sur la plus large gamme de fréquence possible.

La position du capteur de pression pariétale sur le calcul elsA (Fig. 5.11(b)) laisse un choix plus restreint que le précédent cas où le maximum de pression est obtenu à fréquence optimale ( $\mathcal{F}^+ = 1,1$ ) pour  $x/h \simeq 3,2$ . Cette zone présente une étendue de sensibilité caractéristique croissante avec les abscisses de position du capteur.

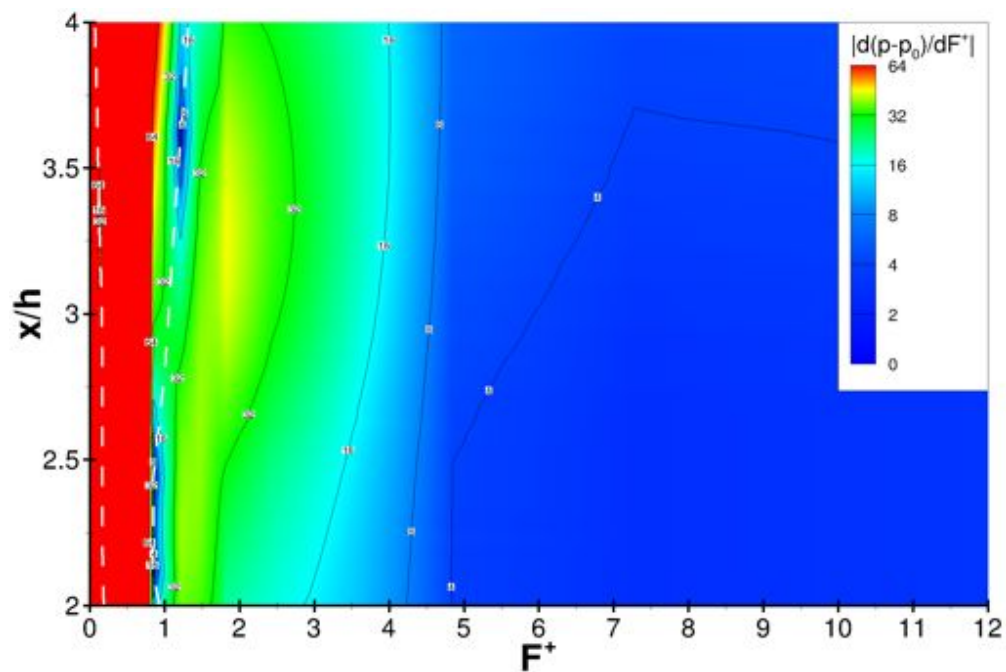
Les zones de placement du capteur entre les deux modèles se recoupent. Pour sélectionner une abscisse particulière, la figure Fig. 5.9 est utilisée afin d'associer la position du capteur avec la plus grande différence de pression. En effet, les régulateurs pour la boucle fermée fonctionnent d'autant mieux que la différence entre les mesures est importante, ce qui réduit les incertitudes. Il en résulte alors un choix de placer le capteur de pression pariétale à l'abscisse  $x/h = 2,7$ .

La figure Fig. 5.12 trace l'évolution de la différence de pression moyenne  $p - p_0$  en fonction de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  aux l'abscisses  $x/h$  égale à 2,7 et 3,2 pour chaque calcul. Le maximum de pression moyenne correspond bien à la fréquence optimale pour le calcul avec le modèle Spalart-Allmaras pour les deux abscisses. La position retenue pour ce capteur est à l'abscisse  $x/h$  égale à 2,7 car la courbe offre une réponse plus lisse mais surtout plus sensible aux hautes fréquences. La position du capteur pour le modèle du code elsA est quant à elle choisie à l'abscisse  $x/h$  égale à 3,2.

Les courbes de la figure Fig. 5.12 montrent qu'il existe également un minimum local situé à très basse fréquence, ce qui laisse un second maximum local associé au cas sans contrôle. Il est donc



(a) FLU3M, modèle de Spalart-Allmaras avec correction de Daclès &amp; Mariani, schéma de Roe

(b) elsA, modèle  $k - \omega$  de Menter avec correction SST, schéma de JamesonFIGURE 5.11 – Valeur absolue de la composante de sensibilité  $|\partial(p - p_0)/\partial\mathcal{F}^+|$  - (- -) courbes suivant les valeurs extrêmes  $(\partial(p - p_0)/\partial\mathcal{F}^+ = 0)$

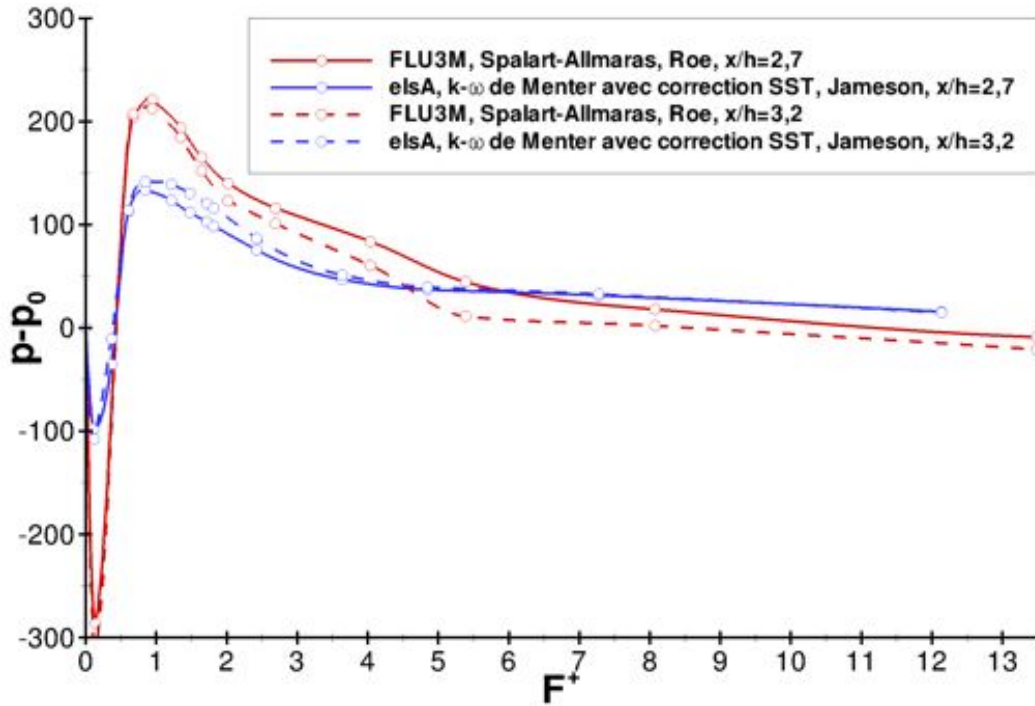


FIGURE 5.12 – Effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur la différence de pression pariétale moyenne  $p - p_0$  aux l'abscisses  $x/h$  égale à 2,7 et 3,2.

imaginable que si l'actionneur est en fonction, le maximum de pression typique de la fréquence optimale est le seul et unique extremum de la courbe.

Les courbes associées aux capteurs choisies suivent remarquablement l'évolution opposée des critères géométriques sélectionnés pour évaluer l'effet du contrôle (Fig. 5.6, 5.7 et 5.8), en particulier la hauteur maximale du bulbe de recirculation. Ces capteurs ont donc la capacité d'estimer correctement l'effet du forçage par une simple mesure de pression pariétale.

### 5.3.2.2 Frottement pariétal

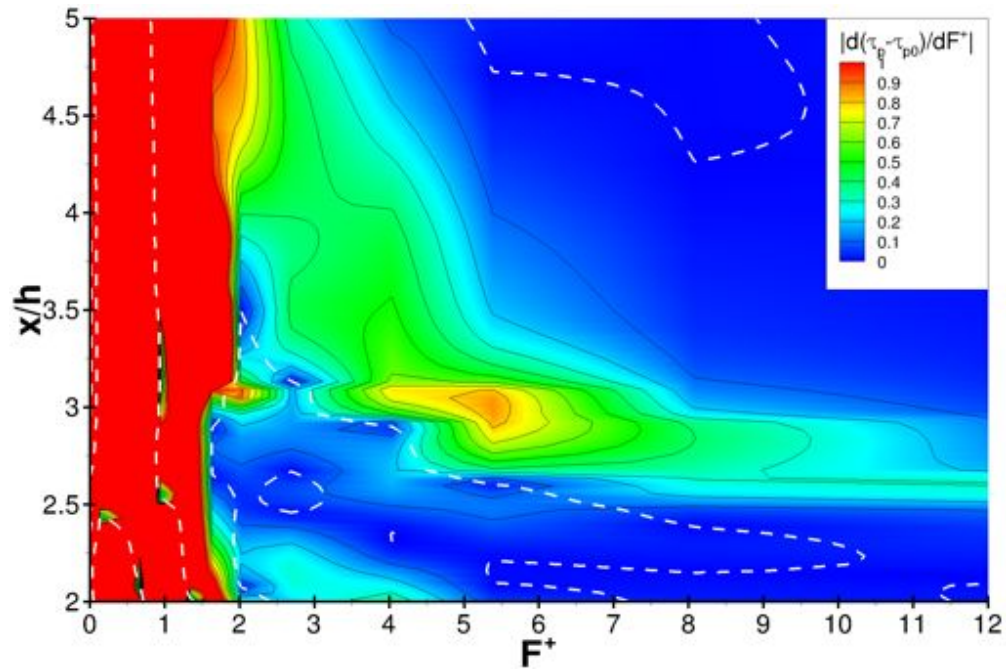
Le même exercice est proposé sur le frottement pariétal, c'est pourquoi la figure Fig. 5.13 représente la valeur absolue de la composante de sensibilité  $|\partial(\tau - \tau_0)/\partial\mathcal{F}^+|$  pour chaque calcul. Les courbes en pointillés blancs correspondent aux extrema du frottement pariétal.

Le frottement pariétal peut être uniquement exploité pour  $x/h \in [3, 2; 4, 25]$  pour le cas II (Fig. 5.13(a)) puisque cette zone est la seule à proposer un maximum global à la fréquence optimale et à ne pas avoir d'extrema locaux supplémentaires. Afin d'éviter ces maxima locaux, il est nécessaire de se placer à une abscisse  $x/h \geq 4, 0$ . La figure Fig. 5.10(b) montre que le maximum de différence de frottement pariétal est obtenu plutôt vers les abscisses  $x/h = 4, 0$  que vers  $x/h = 4, 25$ . Ainsi la position du capteur de frottement pariétal est choisie à l'abscisse  $x/h = 4, 0$ .

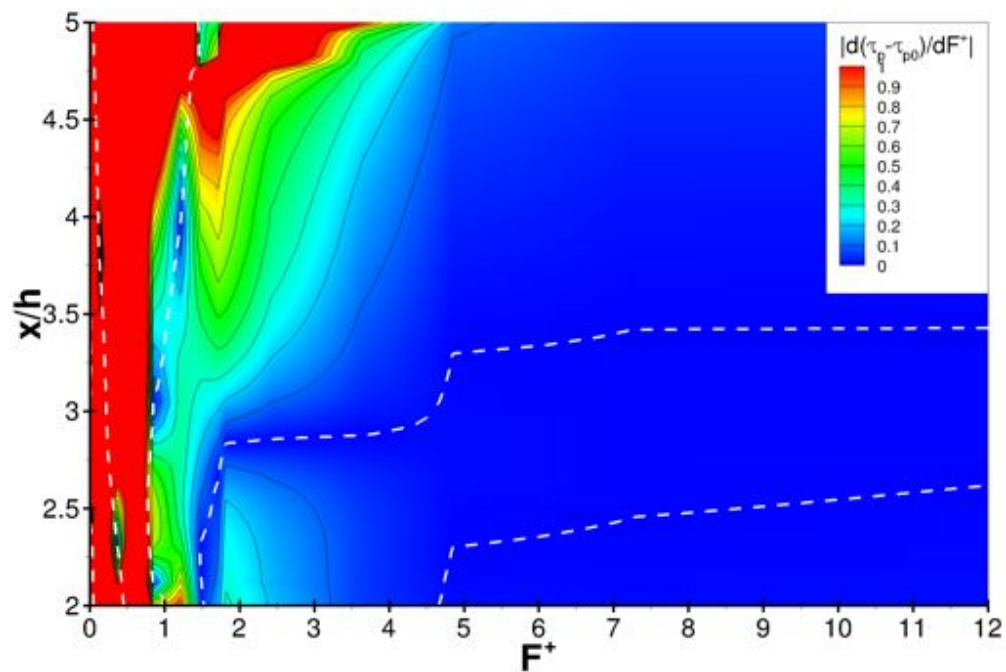
Le modèle  $k - \omega$  ne laisse pas le choix une fois de plus, puisque la différence de frottement pariétal maximale est atteinte pour la fréquence optimale à l'abscisse  $x/h = 3, 7$  (Fig. 5.13(b)).

La réponse de ces capteurs est tracée sur la figure Fig. 5.14. Les maxima correspondent à la fréquence réduite optimale de chaque cas et sont de plus globaux. Ainsi chercher à maximiser le frottement pariétal, revient à chercher la fréquence optimale des critères de contrôle du bulbe.

Comme avec les capteurs de pression, les courbes de la figure Fig. 5.14 montrent qu'il existe



(a) FLU3M, modèle de Spalart-Allmaras avec correction de Daclès &amp; Mariani, schéma de Roe

(b) elsA, modèle  $k - \omega$  de Menter avec correction SST, schéma de JamesonFIGURE 5.13 – Valeur absolue de la composante de sensibilité  $|\partial(\tau - \tau_0)/\partial F^+|$  - (- -) courbes suivant les valeurs extrêmes ( $\partial(\tau - \tau_0)/\partial F^+ = 0$ )

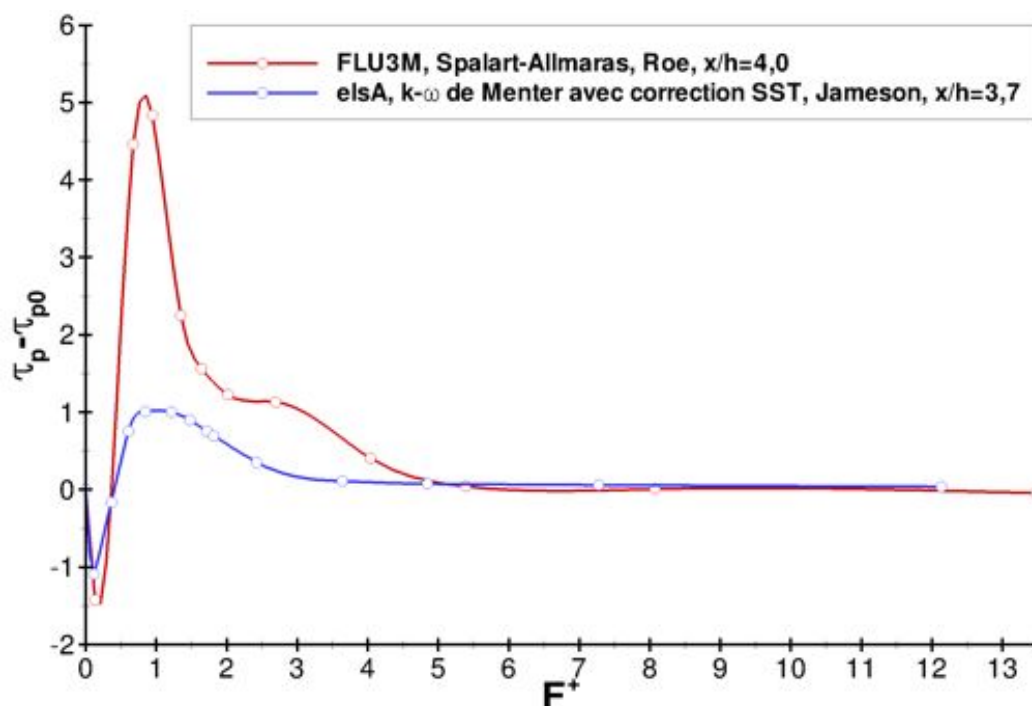


FIGURE 5.14 – Effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur la différence de frottement pariétal moyenne  $\tau - \tau_0$ .

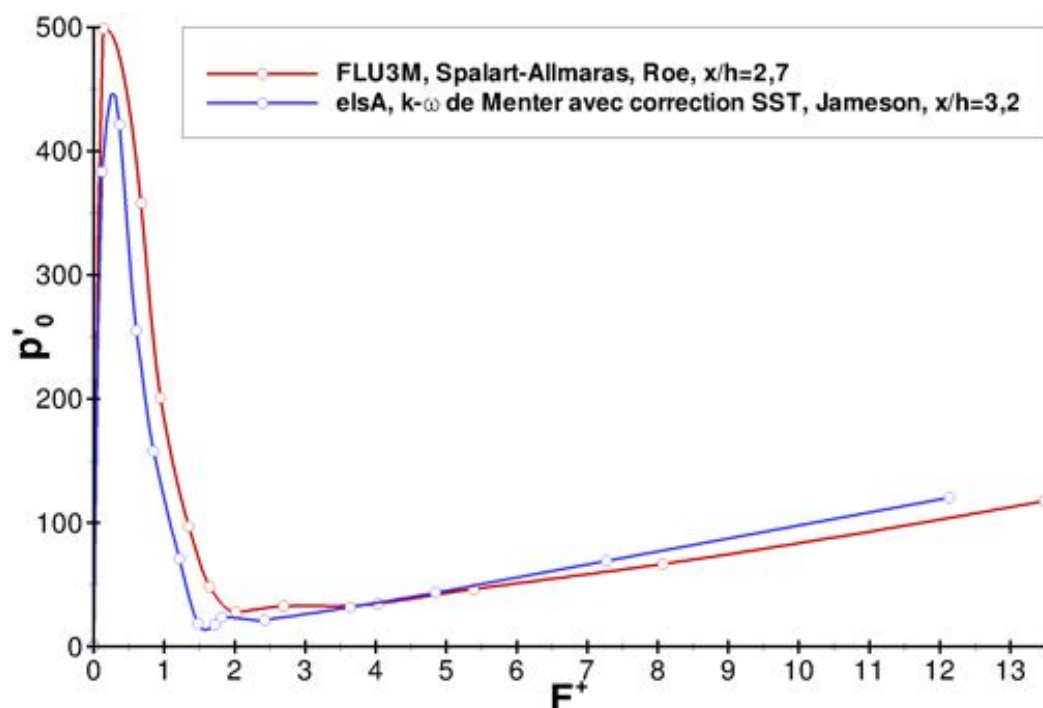
également un minimum local situé à très basse fréquence, ce qui laisse un second maximum local associé au cas sans contrôle.

Ces courbes suivent l'évolution opposée des critères géométriques d'optimisation uniquement pour des fréquence  $\mathcal{F}^+ < 6$ . En effet, la sensibilité du frottement semble nulle au delà de cette fréquence.

### 5.3.2.3 Choix du type de capteur

Les précédents paragraphes ont permis de montrer qu'un unique capteur de pression pariétale ou de frottement pariétal placé à une abscisse particulière pouvait représenter l'évolution des critères d'optimisation du contrôle du décollement.

Quel type de capteur doit on utiliser pour représenter au mieux l'écoulement forcé afin de l'employer pour le contrôle en boucle fermée? Le frottement pariétal ne permet pas d'offrir une sensibilité suffisante pour les hautes fréquences contrairement au capteur de pression pariétale. De plus, en pratique les capteurs de frottement ne sont pas aussi simples à installer que les capteurs de pression pariétale pour des applications expérimentales ou industrielles. La bibliographie relative au contrôle des écoulements montre que la pression pariétale est largement utilisée. La pression pariétale à l'avantage d'estimer fidèlement l'état du contrôle vis-à-vis des critères d'optimisation, en particulier la hauteur maximale du bulbe. C'est pourquoi, la suite des travaux vise à se servir du signal de pression pariétal comme mesure de l'effet du contrôle en vue de l'introduction d'une boucle fermée.

FIGURE 5.15 – Effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur les fluctuations de pression pariétale.

### 5.3.3 Stratégies d'asservissement possibles

L'objectif secondaire de ce chapitre est de définir une stratégie de commande capable de sélectionner automatiquement la fréquence optimale pour obtenir la minimisation du bulbe de recollement.

Le choix de la nature et de la position du capteur pariétal montre que la pression moyenne ne suit pas une évolution linéaire en fonction de la fréquence de forçage. Les courbes ne peuvent pas être ici approximées linéairement, même au voisinage de la fréquence optimale. Il en résulte que les commandes classiques linéaires ne peuvent être employées. Cependant, l'avantage de ces courbes (Fig. 5.12) est qu'elles proposent un maximum global. Il est alors envisageable d'employer des commandes non-linéaires d'optimisation en temps réel, dont on sait grâce à la présente analyse qu'elles peuvent être basées sur une descente par gradient puisqu'il n'existe apparemment pas d'extrema locaux.

Le capteur pariétal permet de mesurer la pression en temps réel et non pas la pression moyenne. Cette dernière peut être estimée au moyen d'un filtre passe-bas ou d'une moyenne glissante. Ces dispositifs seront développés dans la partie relative au contrôle en boucle fermée.

L'effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur les fluctuations de pression pariétale de chaque capteur est tracée sur la figure Fig. 5.15. Ces courbes peuvent être approximées linéairement sur la gamme  $\mathcal{F}^+ \in [0, 5; 1, 6]$ . Il est alors possible d'appliquer les commandes classiques linéaires de l'automatique en ordonnant une consigne de fluctuation de pression précise. Cette consigne est donc la valeur des fluctuations de pression correspondant à la fréquence optimale de chaque cas : 222 Pa pour le cas II et 98 Pa pour le cas IX.

## 5.4 Synthèse

Bien que l'étude porte sur l'étude d'une dizaine de modèles de turbulence RANS, aucun ne suit fidèlement les résultats de la LES. Il en ressort cependant que les modèles  $k - \omega$  sont les plus adaptés de tous puisqu'ils offrent une description de la physique du contrôle la moins éloignée de celle calculée par la LES.

Un modèle est retenu pour chaque code de calcul. Le modèle  $k - \omega$  de Menter avec correction SST est sélectionné pour le code elsA et le modèle de Spalart-Allmaras avec correction de rotation de Daclès & Mariani est choisie pour le code FLU3M.

Des capteurs de pression ou de frottement pariétaux sont employés afin de décrire l'effet du forçage. C'est-à-dire de relier l'information pariétale au critère d'optimisation de contrôle. L'utilisation de tels capteurs réside dans une volonté de rester général et applicatif.

L'étude sur le placement du capteur a permis de déboucher sur un choix orienté vers l'utilisation de la pression pariétale comme estimateur d'état. Un seul capteur suffit pour décrire l'effet de forçage.

La réponse non-linéaire de ces capteurs, un pour chaque code de calcul, montre qu'il est nécessaire d'employer des commandes non-linéaires dont le but est de maximiser la pression moyenne. Les algorithmes de type extremum-seeking sont alors les plus adaptés.

La réponse du capteur en termes de fluctuations de pression peut-être assimilée comme linéaire sur une gamme de fréquence comprenant l'optimum. L'utilisation de commandes linéaires, tel que le PID, dont la consigne est fixée peut être alors envisagée.





# Identification d'un modèle non-linéaire NARMAX

**Objectifs et démarche :** *L'effet du forçage sur l'écoulement décollé de la rampe arrondie peut être estimé en temps réel par l'intermédiaire de la pression pariétale mesurée en un unique point. Le signal issu de ce capteur peut être alors traité par un régulateur pour calculer une nouvelle commande de fréquence de forçage afin d'obtenir un contrôle du décollement fidèle aux objectifs. La conception des régulateurs nécessite de nombreux essais sur le système, empêchant un emploi intensif de simulations numériques URANS puisque le temps de restitution et la puissance de calcul nécessaire restent trop importants.*

*Une solution consiste à construire un modèle réduit capable de rendre un signal de pression pariétal fidèle à celui obtenu par une simulation URANS quelque soit la séquence de commande de forçage. L'intérêt d'un modèle réduit est principalement sa vitesse d'exécution, compatible avec la conception des régulateurs. Il peut être également introduit dans le régulateur pour en augmenter les performances.*

*L'objectif de ce chapitre est de calculer un tel modèle, c'est-à-dire dans la terminologie du domaine de l'automatique d'identifier le modèle. Pour cela, la structure du modèle doit être définie en premier lieu. Le modèle est identifié par l'intermédiaire du calcul de ses coefficients de régression, ce qui nécessite le choix de la meilleure stratégie mathématique de résolution de problèmes dits mal-posés et de l'emploi d'une séquence dite d'identification adaptée au cahier des charges.*

## 6.1 Objectifs et motivations

Les chapitres 4 et 5 montrent que le maximum de pression pariétale est atteint lorsque l'écoulement est forcé à la fréquence optimale relative aux critères de géométries du décollement. L'évolution de cette pression pariétale moyenne laisse donc entrevoir la possibilité d'employer des algorithmes d'optimisation en temps réel afin de trouver automatiquement cette fréquence optimale.

La méthode de conception des asservissements consistant à utiliser directement des simulations URANS n'est pas encore envisageable en raison de la puissance de calcul nécessaire. Une solution consiste à créer un modèle réduit du signal de pression pariétale, c'est-à-dire un modèle capable de restituer un signal fidèle à celui calculé par simulations URANS quelque soit la séquence de commande de fréquence de forçage. Le modèle a pour objectif de transformer le signal de commande de forçage, c'est-à-dire l'évolution temporelle de la commande de fréquence de forçage, en un signal de pression à la position du capteur sélectionné dans le précédent chapitre.

Le calcul successif des sorties du modèle a pour intérêt d'être beaucoup plus rapide que celui

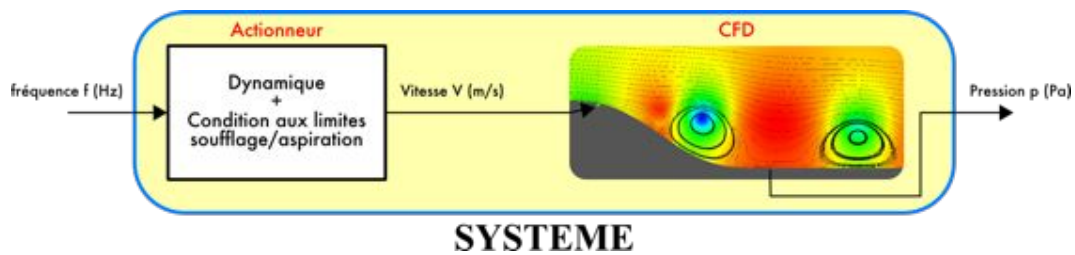


FIGURE 6.1 – Schéma bloc du système à modéliser.

réalisé par simulations URANS. La vitesse d'exécution dépend de la complexité du modèle, c'est-à-dire de sa structure.

Le système à modéliser, illustré par la figure Fig. 6.1, est ici composé de deux parties : la condition de soufflage/aspiration au fond de la cavité qui transforme la commande de fréquence en une oscillation de vitesse et l'écoulement qui modifie la pression au niveau du capteur en réponse au forçage. Afin de simplifier le problème, la modélisation de ce système est séparée en deux modèles respectivement liés à la condition de soufflage/aspiration de l'actionneur et à l'écoulement.

Il est choisi de prendre en compte des contraintes supplémentaires portant sur sa dynamique du modèle de l'actionneur. Elles se traduisent par le comportement de l'actionneur vis-à-vis des changements de consigne de fréquence. En effet lors d'un changement de fréquence, les actionneurs de type jet synthétique réels ne sont pas en mesure de pouvoir fournir instantanément un jet à la nouvelle fréquence, mais progressivement. Il en résulte un temps de convergence lié au régime transitoire de changement de fréquence.

Le chapitre a donc pour objectif de créer les deux modèles suivants :

1. Le modèle de transformation de la consigne de fréquence en une vitesse pour la condition aux limites de soufflage/aspiration au fond de la cavité qui prend en compte des caractéristiques de la dynamique de l'actionneur ;
2. Le modèle de la réponse de l'écoulement au forçage qui transforme le signal issu du premier modèle en un signal de pression relatif à un capteur pariétal précis.

Afin de simplifier les notations, le premier modèle est abusivement nommé modèle de l'actionneur, et le second modèle de l'écoulement.

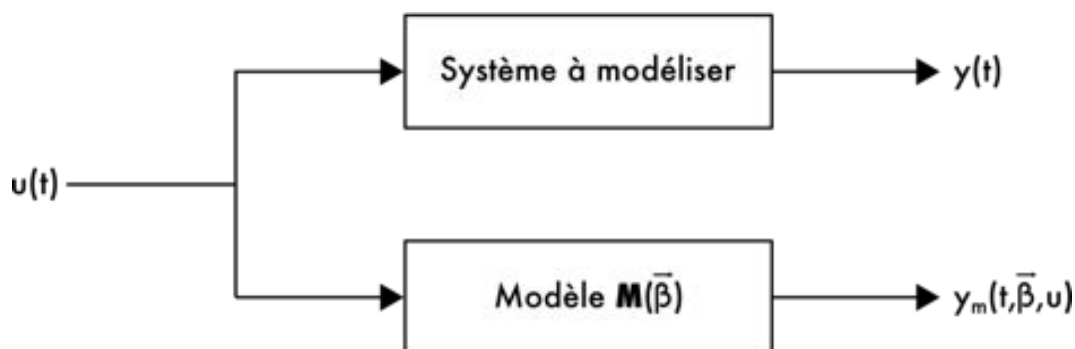
Le calcul des modèles se réalise d'abord par le choix de leur structure interne afin de pouvoir répondre aux exigences et aux contraintes linéaires ou non du système. L'identification se révèle en réalité être le procédé de calcul des coefficients de régression du modèles, c'est-à-dire les coefficients. Leur calcul est similaire à la résolution d'un problème dont on montre qu'il est *mal-posé*. Il en résulte un choix adéquat parmi les méthodes mathématiques dites de régulation. L'identification nécessite alors la construction du problème par l'intermédiaire d'une séquence d'identification qui doit être adaptée pour une description complète du système. Avant d'être employé pour la conception des asservissements, le modèle doit subir une série de tests et être suffisamment stable pour être validé.

## 6.2 Stratégies et structures des modèles

### 6.2.1 Modèles et modélisation

#### 6.2.1.1 Définition d'un modèle

Un modèle est une identité mathématique capable de prédire le comportement du système modélisé suivant un stimulus connu. Ils transforment l'entrée, appelé signal de commande, en une

FIGURE 6.2 – Système réel et représentation par un modèle de paramètres  $\vec{\beta}$ .

sortie linéaire ou non de manière la plus proche possible de celle du système.

Selon CORRIOU [53], les modèles peuvent être distingués suivant quatre caractéristiques : le comportement dynamique, la représentation temporelle, leur type et leur linéarité.

Le comportement dynamique permet de savoir si le modèle représente un processus qui évolue dans le temps, c'est-à-dire de savoir si les dérivées temporelles  $\partial \cdot / \partial t$  sont nulles ou non. Dans le cas d'une valeur nulle, on parle alors de modèle *statique*, et dans le cas opposé de modèle *dynamique*. La pression pariétale étant dans le présent cas un signal instationnaire, le modèle associé est alors un modèle *dynamique*.

La représentation temporelle correspond à la description *continue* ou *discrète* du temps dans le modèle.

Le type est relatif au contenu physique introduit dans la conception du modèle. Un modèle dit *boîte-noire* est un modèle mathématique n'ayant a priori aucune signification physique, un tel modèle est alors dit de *comportement*. Dans le cas opposé, lorsque la physique du phénomène est intégrée, le modèle est dit de *connaissance*. Ce dernier cas peut être illustré avec la simulation numérique directe (DNS) des écoulements.

Enfin, la caractéristique portant sur la linéarité permet de savoir si la réponse du système est linéaire vis-à-vis du stimulus. A savoir que la grande majorité des outils du domaine de l'automatique sont développés pour les systèmes ou modèles linéaires.

### 6.2.1.2 Dynamique d'un modèle

Il est important de bien distinguer les termes *modèle dynamique* et *dynamique du modèle* ou *modèle statique* et *statique du modèle*. En effet, un *modèle dynamique ou statique* peut être caractérisé par sa *dynamique* et sa *statique*. La *dynamique* du modèle est la caractérisation des régimes transitoires, c'est-à-dire le comportement du modèle lors d'un changement de commande. A l'opposé, la *statique* du modèle est quant à elle la caractérisation des régimes permanents.

Afin de faciliter la distinction des termes, la dynamique et la statique d'un modèle sont respectivement nommées par la suite *comportement dynamique du modèle* et *comportement statique du modèle*.

### 6.2.1.3 Principe d'un modèle

L'objectif est de représenter un système physique réel par un modèle  $\mathbf{M}$ , ce qui permet de simuler ensuite le comportement du système. Un modèle dépend de sa structure définie par un certain nombre de grandeurs ou paramètres qui peuvent être rangés dans un vecteur, noté par la suite  $\vec{\beta}$ . Ainsi, sous l'action d'une excitation variant dans le temps  $u(t)$ , nommée *entrée* dans la

terminologie de l'automatique, le système et le modèle doivent idéalement répondre de la même façon. Leurs réponses, ou *sorties*, sont respectivement notées  $y(t)$  et  $y_m(t, \vec{\beta}, u)$ . La figure Fig. 6.2 décrit ce principe à l'aide d'un schéma bloc pour un système mono-entrée et mono-sortie (SISO). Le concept reste le même pour un système multi-entrées et/ou multi-sorties (MISO, SIMO et MIMO)<sup>1</sup>.

### 6.2.1.4 Constitution d'un modèle

Les entrées et sorties du modèle sont reliées par une ou plusieurs relations mathématiques plus ou moins complexes quelles soient linéaires ou non. Pour des modèles dynamique de comportement, il existe différents types de relations suivant les caractéristiques issues du cahier des charges. Une fonction de transfert et une représentation d'état sont adaptés pour un modèle linéaire à temps invariant respectivement SISO et MIMO. Il est à noter que le modèle mono-variable peut être considéré comme un cas particulier d'un système multi-variable. Le lecteur intéressé est invité à consulter un ouvrage dédié à l'automatique pour approfondir les notions sur ces structures, par exemple CORRIOU [53]. L'avantage de ces structures est qu'il existe de nombreux outils mathématiques dédiés au calcul du modèle, de l'estimation, de la robustesse et la conception de régulateur.

Cependant, la majorité des systèmes à modéliser ne sont ni linéaires et ni à temps invariant, c'est-à-dire qu'ils ont une même réponse pour une même séquence d'entrée appliquée à différents instants. Les modèles ont alors une structures nécessitant l'introduction de fonctions non-linéaires pour assurer une relation entre sorties et entrées non-linéaires.

Globalement, un modèle non-linéaire peut être défini par une fonction non-linéaire  $f_{\vec{\beta}}$  caractérisée par le vecteur des paramètres  $\vec{\beta}$ . La représentation temporelle du modèle de l'écoulement contrôlé est choisie discrète puisqu'il doit représenter la relation entre la vitesse de soufflage au fond de la cavité et la mesure de la pression pariétale simulée par un code de simulation numérique discret en temps. Soit  $k$  le pas de temps discret actuel, un modèle non-linéaire SISO peut-être exprimé sous la forme :

$$y[k] = f_{\vec{\beta}}(y[k-1], \dots, y[k-n_y], u[k-1], \dots, u[k-n_u], \epsilon[k-1], \dots, \epsilon[k-n_\epsilon]) + \eta[k] \quad (6.1)$$

où  $u$  et  $y$  sont respectivement les entrées et sorties du modèle.  $\epsilon$  et  $\eta$  sont des perturbations pouvant être liées aux bruits de mesures par exemple, qui sont nulles dans le cas idéal.

Ainsi, la clef d'un modèle non-linéaire réside dans le choix adapté de la fonction  $f_{\vec{\beta}}$ , c'est-à-dire dans le choix de la structure du modèle.

La structure la plus complète qui puisse permettre d'un point de vue théorique de pouvoir modéliser la quasi-totalité des processus est la structure de réseaux de neurones artificiels (DREYFUS et al. [67]). La performance de tels modèles résident principalement dans la structure interne des réseaux de neurones (nombre de couches, nombre de neurones, récursivité, etc.) et des fonctions d'activation. L'emploi de cette structure nécessite de nombreux essais et une grande expertise de la part de l'ingénieur. Cette structure assure donc l'utilisation de fonctions non-linéaires avec des relations non-linéaires entre elles.

Afin de simplifier une telle structure, il est possible d'obtenir des résultats satisfaisant en émettant l'hypothèse de relations linéaires entre les différentes fonctions. C'est en réalité un cas particulier des réseaux de neurones à une couche. La structure du modèle est constituée d'une base de projection non-linéaire, c'est-à-dire de fonctions non-linéaires. La sortie du modèle est alors une combinaison linéaire de ces différentes fonctions non-linéaires. Soit  $\Phi_i(y[k-1], \dots, y[k-n_y], u[k-1], \dots, u[k-n_u], \epsilon[k-1], \dots, \epsilon[k-n_\epsilon], \vec{\beta}_i)$  une des  $n$  fonctions non-linéaires formant la base de

1. S : single, M : multi, I : input et O : output.

projection, la sortie du modèle est alors définie par :

$$y[k] = \sum_{i=1}^n \theta_i \Phi_i(y[k-1], \dots, y[k-n_y], u[k-1], \dots, u[k-n_u], \epsilon[k-1], \dots, \epsilon[k-n_\epsilon], \vec{\beta}_i, \epsilon) + \eta[k] \quad (6.2)$$

Le vecteur des paramètres  $\vec{\beta}$  du modèle est donc la somme des paramètres  $\vec{\beta}_i$  de chaque fonction de la base, plus les différents termes  $\theta_i$ , appelés coefficients de régression. Ces derniers sont typiquement formulés tous ensembles dans un vecteur noté  $\Theta$ .

Ce type de structure constitue la grande famille des modèles paramétriques non-linéaires, qui est la plus utilisée. La structure du modèle est alors définie par le choix de cette base par exemple des fonctions polynomiales ou des ondelettes.

Lorsque les non-linéarités peuvent être décomposées par des dérivées partielles non-linéaires du premier ordre, la structure du modèle peut-être de nouveau simplifiée par l'utilisation de série de Volterra donnant lieu aux modèles non-linéaires de Volterra, Wiener, Hammerstein et leur combinaison (voir OGUNFUNMI [151]).

Ces structures sont les plus employées dans le domaine de la modélisation. De nombreuses autres structures non-linéaires existent, relevant parfois du cas particulier, dont le principe peut-être rattaché à une modification de l'une de ces trois structures.

### 6.2.2 Structure du modèle de l'actionneur

Le modèle de l'actionneur vise à représenter la transformation de la consigne de fréquence en une vitesse pour la condition aux limites de soufflage/aspiration au fond de la cavité qui prend en compte des caractéristiques sur la dynamique de l'actionneur.

Le comportement dynamique de l'actionneur caractérise son comportement vis-à-vis d'un changement de consigne, en particulier de la fréquence de forçage. Elle peut être modélisée par une simple fonction de transfert du premier ordre caractérisée par la constante de temps  $\tau$  :

$$H_{\text{dyn}} = \frac{1}{1 + \tau s} \quad (6.3)$$

Le comportement dynamique de l'actionneur est donc réglé par l'intermédiaire du coefficient  $\tau$  également appelé constante de temps. Ainsi, lorsque la consigne passe d'une fréquence  $f_1$  à une fréquence  $f_2$ , la fréquence évoluera depuis  $f_1$  de façon exponentielle à puissance négative et atteindra la nouvelle consigne  $f_2$  au bout d'un temps égal à  $5\tau$  (voir CORRIOU [53] p. 38).

La commande ayant subi le comportement dynamique de l'actionneur doit être transformée en un signal sinusoïdal. L'application directe de la fonction sinus sur la fréquence n'assure pas la continuité du signal oscillatoire. La continuité est assurée par l'intégration temporelle de la précédente fréquence filtrée.

Un déphasage  $\phi$  optionnel peut être ajouté par addition avant la transformation par la fonction sinus. Ensuite, la vitesse du jet est obtenue par multiplication du signal oscillatoire par l'amplitude du jet, c'est-à-dire la vitesse maximale de soufflage/aspiration au fond de la cavité.

Le schéma bloc du modèle de l'actionneur est représenté sur la figure Fig. 6.3. Le modèle est alors complètement défini par le choix de trois paramètres :  $\tau$  pour la dynamique,  $\phi$  pour le déphasage et  $V_{\text{jet}}$  l'amplitude du jet.

### 6.2.3 Structure du modèle de l'écoulement contrôlé

La réponse statique du capteur de pression pariétal, c'est-à-dire la courbe de pression moyenne en fonction de la fréquence de forçage, est visiblement non-linéaire (voir figure Fig. 5.12 du précédent

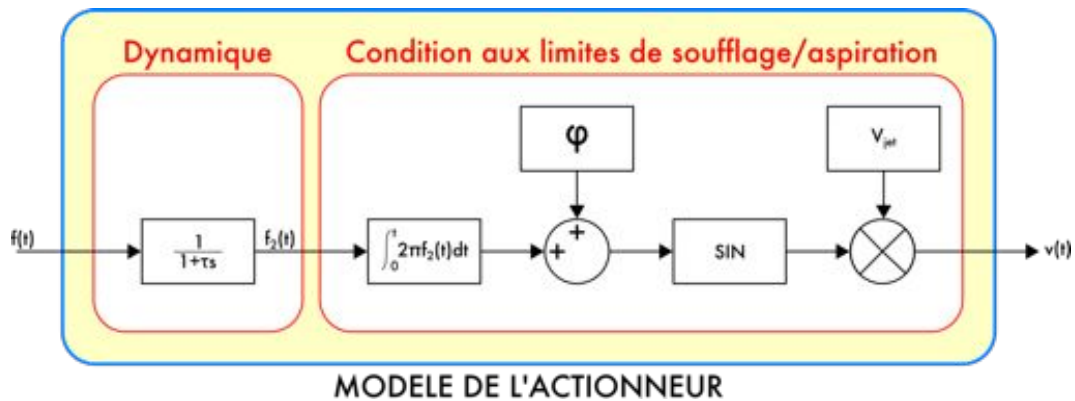


FIGURE 6.3 – Modélisation de la dynamique et de la condition aux limites de soufflage/aspiration de l'actionneur.

chapitre ). Il est par conséquent naturel que le signal de la pression pariétale soit également non-linéaire d'autant plus que le passage de la structure tourbillonnaire de contrôle crée une dépression localement, ce qui temporellement est une non-linéarité du point de vue de la dynamique. Ainsi, on s'attend à ce que la structure du modèle la plus pertinente soit non-linéaire.

### 6.2.3.1 Modèles non-linéaires dans la littérature du contrôle des écoulements

Le chapitre relatif à la bibliographie a permis de mettre en évidence l'utilisation massive de modèles non-linéaires pour le contrôle en boucle fermée ou la réduction d'ordre.

La réduction d'ordre peut être réalisée à partir de modèle de *connaissance* tels que le modèle de vorticité, détaillé dans l'article de PASTOOR et al. [156]. Le modèle de vorticité est basé sur une physique d'écoulement potentiel dont l'interaction entre différents éléments de vorticité est prise en compte dans un formalisme Lagrangien. Plus le nombre de ces éléments sera élevé, et plus le modèle sera fidèle à l'écoulement réel. PASTOOR et al. [156] utilisent donc ce type de modèle pour décrire l'interaction entre la couche de mélange et la dynamique du sillage afin de tenter de les découpler pour un contrôle plus performant. SUZUKI et al. [192] emploient également un modèle de vorticité basé sur la circulation et la perte de charge afin de contrôler par jet pulsé le *vortex shedding* d'un décollement de rampe.

Parmi les modèles dits de *comportement*, il est possible de distinguer deux principaux types de structures utilisés pour modéliser le comportement d'un écoulement contrôlé.

La première structure est celle des réseaux de neurones. Par exemple, BREHM et al. [23] utilisent un réseau de neurones constitué de 3 couches de 55 neurones chacune pour modéliser la dynamique du contrôle du décollement d'une turbine basse pression. Un modèle à réseau de neurones est également calculé à partir des équations de Burger et d'onde par CHO et al. [43]. Le modèle à réseau de neurones peut être aussi utilisé pour la conception des régulateurs dans le but d'être intégré à ceux-ci (voir KUTAY et al. [118]).

La seconde structure rencontrée est celle relative à l'emploi d'une base de fonctions non-linéaires combinées linéairement. La méthode la plus largement employée est celle visant à créer un modèle réduit POD-ROM de l'écoulement. Une série de clichés est d'abord décomposée sur une base de  $n_{pod}$  fonctions spatiales  $\Phi_i(x, y)$ . Les fonctions propres POD forment une base complète de fonctions orthonormales  $\Phi_i(x, y)$ , c'est-à-dire que chaque réalisation spatio-temporelle d'un  tat  $E(x, y, t)$

peut se décomposer sur cette base de la façon suivante :

$$E(x, y, t) = \sum_{i=1}^{n_{pod}} a_i(t) \Phi_i(x, y) \quad (6.4)$$

avec  $a_i(t)$  les coefficients temporels. L'objectif est d'utiliser la convergence optimale énergétique des fonctions POD pour construire un système dynamique d'ordre réduit pour les coefficients temporels  $a_i(t)$ . Une méthode classique pour obtenir ce type de système consiste à utiliser une projection de Galerkin des équations d'état sur la base de réalisation  $E(x, y, t)$ . Cette dernière peut être par exemple issue d'une configuration non contrôlée de l'écoulement. Un modèle d'ordre réduit des équations de Navier-Stokes est alors capable de représenter la dynamique de la configuration de départ. Cependant, il n'existe aucune garantie que le modèle réduit ainsi construit soit efficace pour modéliser une dynamique de l'écoulement, éventuellement altérée par application du contrôle. C'est pourquoi ces modèles ne sont jamais utilisés de façon autonome mais en parallèle d'expériences puisque les coefficients peuvent être corrigés en temps réel par l'intermédiaire d'une mesure de l'expérience, généralement la pression. Les régulateurs utilisent le modèle réduit parallèle pour le calcul d'une nouvelle commande. Le lecteur intéressé est invité à se référer à la thèse de BERGMANN [17]. Les études utilisant une telle stratégie sont nombreuses et ont été décrit dans le chapitre de la bibliographie. Un aperçu est consultable dans l'annexe A. A en se référant aux études de AUSSEUR et PINIER [7], AUSSEUR et al. [8], CARABALLO et al. [30], CARLSON et al. [33], COHEN et al. [47], DEBIASI et al. [63], GLAUSER et al. [77], LOU et al. [131], PINIER et al. [158], SAMIMY et al. [166], SEIDEL et al. [172] et SIEGEL et al. [177]. L'intérêt majeur de cette méthode de modélisation boîte-noire est de garder un sens physique relatif à la répartition énergétique et par conséquent d'élaborer des stratégies originales de contrôle qui s'avèrent généralement linéaire.

Une seconde structure, plus orientée modèle réduit autonome et communément employée dans le domaine de l'automatique, est constituée par la famille des modèles NARMAX (*Nonlinear Auto-Regressive Moving-Average with eXogeneous input*) c'est-à-dire des modèles purement boîte-noire dont les fonctions n'ont a priori aucun lien avec le système à modéliser. Le 'N' de NARMAX signifie que le modèle est non-linéaire, le 'AR' que les valeurs des sorties passées du modèles sont utilisées, le 'MA' qu'un bruit blanc gaussien perturbateur est pris en compte et le 'X' que les valeurs des entrées passées du modèles sont utilisées. La structure de l'équation 6.2 est fidèlement reprise avec des coefficients de régression  $\theta_i$  constants. Le calcul de la valeur des coefficients de régression  $\theta_i$  permet de définir le modèle, cette opération est nommée *identification du modèle*. La différence entre les différents modèles NARMAX est donc le choix des fonctions non-linéaire  $\Phi_i$ .

La seule véritable application du NARMAX visant à modéliser un écoulement est celle de KIM et al. [107]. Le modèle représente la réponse d'un capteur pariétal de pression dans un décollement de rampe arrondie contrôlé par un jet synthétique. Ce qui correspond exactement à l'objectif de ce chapitre. KIM et al. [107] négligent les bruits de mesures, si bien que le modèle est alors nommé NARX. La base de fonctions est choisie polynômiale de puissance maximale égale à 2 avec prise en compte de termes croisés :

$$y[k] = \sum_{p=1}^2 \sum_{i=1}^5 \theta_{i|u} u[k-i-9]^p + \sum_{p=1}^2 \sum_{i=1}^2 \theta_{i|y} y[k-i]^p + \sum_{i=1}^5 \sum_{i=1}^2 \theta_{i|uy} u[k-i-9] y[k-i] \quad (6.5)$$

Le modèle de KIM et al. [107] n'est valable que sur un petit intervalle de fréquence de forçage  $f \in [17, 5; 374]$  Hz, alors qu'il est ici cherché égal à  $f \in [91; 2742]$  Hz (cf. signal d'identification à la section 6.4). Le comportement dynamique du modèle est bien représenté par rapport aux simulations URANS mais le comportement statique, issu de la statistique du régime permanent, en



demeure assez éloignée. Ces défauts sont justifiés par l'application d'une méthode d'identification non optimale relativement au signal d'identification (sujet abordé plus bas).

SEIDEL et al. [173] ont récemment calculé un modèle NARX dont les fonctions sont des ondelettes. Ce modèle n'est pas destiné à une application de simulation d'écoulement, mais à une estimation de coefficients d'un modèle POD-ROM en temps réel. Bien que le modèle soit légèrement plus complexe à mettre en oeuvre que celui de KIM et al. [107], il présente l'avantage de donner des performances supérieures.

### 6.2.3.2 Choix du type de modèle de l'écoulement

Les paragraphes précédents ont permis de relever les différents modèles non-linéaires impliqués dans le contrôle des écoulements présents dans la littérature. Il existe de nombreuses autres structures de modèle non-linéaire, mais qui n'ont pas encore trouvé d'application en aérodynamique.

La modélisation de la réponse du capteur de pression à la fréquence de forçage par le biais d'un écoulement de rampe arrondie peut être abordée par les trois grands types de structures présentés.

Le modèle de *connaissance* de vorticité (PASTOOR et al. [156]) présente l'intérêt de contenir un sens physique qui peut être utilisé afin de tenter de comprendre le mécanisme de contrôle. Cette méthode n'est cependant pas retenue puisqu'elle nécessite un temps de développement conséquent et ne garantit pas de résultats probants. De plus, la simulation de ce type de modèle est assez lourde, dès lors que le nombre de particules devient élevé, ce qui ne permet pas de satisfaire la contrainte d'un modèle de grande rapidité de restitution des résultats.

De manière générale, les modèles de *connaissance* dits *boîte-blanche* possédant une description de la physique relativement complète ont un temps de restitution trop long pour envisager leur utilisation dans la conception des régulateurs. C'est ce qui est observé en pratique avec la LES ou encore les simulations URANS.

Ainsi, le choix de la structure se porte vers les modèles *boîte-noire*, c'est-à-dire les modèles de *comportement*. Bien que les équations employées dans ce type de modèle soient a priori dénuées de sens physique, les modèles POD-ROM tentent d'affronter cette fatalité par l'emploi d'une base POD sur laquelle il est possible de connaitre la contribution énergétique de chaque mode. Il pourrait donc être justifiable qu'un tel type de modèle soit dénommé de *boîte-grise*. La fidélité des résultats et la stabilité du modèle, par exemple, nécessite l'emploi du modèle en parallèle avec la simulation ou l'expérience. Cette contrainte fait sortir ces techniques du cadre fixé par l'étude, c'est pourquoi ce type de modèle, bien que très avantageux, n'est pas retenu.

Le réseau de neurones reste alors, d'un point de vue théorique, le meilleur candidat puisque sa structure est celle qui offre un maximum de flexibilité. Cependant, le développement des réseaux de neurones demande de nombreuses itérations et de nombreux tests. En général, un réseau de neurones est employé lorsque les modèles de type NARMAX ne satisfont pas les contraintes fixées.

Des modèles de type NARMAX ont déjà été appliqués avec succès. Le cadre de l'étude est en parfaite adéquation avec celui de KIM et al. [107]. C'est pourquoi les modèles NARMAX sont d'abord retenus, et en cas d'un échec, le choix se portera sur les modèles à réseau de neurones. Les résultats de KIM et al. [107] et la grande flexibilité offerte par les polynômes (puissance, termes croisés, base orthogonale, etc.) orientent le choix vers les modèles NARMAX polynomiaux bien que les modèles NARMAX   ondelettes soient également adéquats.

Dans un système réel, les perturbations proviennent soit du bruit de mesure qui est ici nul puisque la mesure en un point de maillage d'une simulation numérique est parfaite, c'est-à-dire sans modification de la part du capteur ; soit du système lui même avec des fréquences parasites provenant de l'installation expérimentale, soit des fluctuations de la turbulence de l'écoulement, lesquelles ne sont pas représentées par une simulation URANS. C'est pourquoi les perturbations

sont négligées. Le modèle employé dans ces travaux est donc un NARX polynômial.

### 6.2.3.3 Choix de la structure interne du modèle NARX

Le modèle NARX est composé de variables qui peuvent être rangées dans un vecteur  $\vec{X}$  pour un instant  $k$  donné. Il est composé des  $n_u$  entrées passées avec un retard  $lag_u$  et des  $n_y$  sorties passées avec un retard  $lag_y$  :

$$\vec{X} = \begin{pmatrix} u[k-1-lag_u] \\ u[k-2-lag_u] \\ \vdots \\ u[k-n_u-lag_u] \\ y[k-1-lag_y] \\ y[k-2-lag_y] \\ \vdots \\ y[k-n_y-lag_y] \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

Le modèle NARX est caractérisé par sa puissance  $p$  (ou ordre) et par la formulation de sa base polynômiale  $\mathcal{B}$ . Cette dernière est la base orthonormale la plus simple possible (voir OGUNFUNMI [151]), c'est-à-dire pour une variable  $x$  :

$$\mathcal{B} = x^i | i \in [0; p] \quad (6.7)$$

Un polynôme d'ordre  $p$  de plusieurs variables est composé mathématiquement des différents termes définis par le produit des éléments de chaque ensemble constitué par la combinaison sans répétition de  $p$  composantes du vecteur  $\vec{X}$ . Le modèle NARX le plus complet dans sa structure polynômiale est formé par la combinaison linéaire de tous ces termes, dont le nombre est égal au cardinal des  $p$ -combinaisons dans  $n_u + n_y$  composantes, soit  $\Gamma_{n_u+n_y}^p = C_{n_u+n_y+p-1}^p$ .

Le nombre de termes peut rapidement devenir grand même en prenant un petit nombre d'éléments du passé. Avec un nombre de variables du temps passé relativement petit, par exemple  $n_u = n_y = 20$  et  $p = 7$  alors, le modèle NARX est composé de 53 534 680 termes, ce qui est supérieur à 4 fois le nombre de points du maillage 3D des simulations LES.

Par conséquent, la structure du polynôme multi-variables doit être allégée, en particulier sur les termes des produits croisés. Une solution consiste à fixer le degré maximal du produit croisé, c'est-à-dire le nombre de variables impliquées dans le produit. KIM et al. [107] l'ont par exemple fixé à deux, ce qui permet l'obtention de résultats satisfaisants. La structure du modèle NARX polynômial employé est la suivante :

$$\begin{aligned}
y[k] &= \theta_0 \\
&+ \sum_{i=1}^p \sum_{j=1}^{n_u} \theta_{n_u|i,j} u[k-j-lag_u]^i \\
&+ \sum_{i=1}^p \sum_{j=1}^{n_y} \theta_{n_y|i,j} y[k-j-lag_y]^i \\
&+ \sum_{i=1}^{n_u-1} \sum_{j=i+1}^{n_u} \theta_{n_{uu}|i,j} u[k-i-lag_u] u[k-j-lag_u] \\
&+ \sum_{i=1}^{n_y-1} \sum_{j=i+1}^{n_y} \theta_{n_{yy}|i,j} y[k-i-lag_y] y[k-j-lag_y] \\
&+ \sum_{i=1}^{n_u} \sum_{j=1}^{n_y} \theta_{n_{uy}|i,j} u[k-i-lag_u] y[k-j-lag_y]
\end{aligned} \tag{6.8}$$

Le modèle NARX choisi est piloté par la puissance maximale  $p$ , les nombres de variables passées  $n_u$  et  $n_y$  et les retards  $lag_u$  et  $lag_y$ . Ces cinq paramètres sont les éléments constitutifs du vecteur  $\vec{\beta}$  des paramètres du modèle.

Le calcul du modèle consiste pour un  $\vec{\beta}$  fixé à déterminer la valeur des différents coefficients de régression  $\theta$ . Le présent modèle NARX possède un nombre  $n_\theta$  de coefficients de régression égal à :

$$n_\theta = 1 + p(n_u + n_y) + \frac{n_u(n_u-1)}{2} + \frac{n_y(n_y-1)}{2} + n_u n_y \tag{6.9}$$

L'ensemble des coefficients de régressions peut être exprimé par l'intermédiaire d'un vecteur  $\Theta$  :

$$\Theta^T = (\theta_0, \theta_{n_u|i,j}, \theta_{n_y|i,j}, \theta_{n_{uu}|i,j}, \theta_{n_{yy}|i,j}, \theta_{n_{uy}|i,j}) \tag{6.10}$$

Cette définition rend possible la formulation d'un vecteur du modèle NARX  $m[k]$  = composé de la valeur des différents termes relatifs aux fonctions non-linéaires du modèle à l'instant  $k$  tel que :

$$y[k] = m[k]^T \Theta \tag{6.11}$$

$m[k]$  et  $\Theta$  sont tous les deux définis dans  $\mathbb{R}^{n_\theta}$ .

#### 6.2.3.4 Principe de l'identification du modèle NARX

Le paragraphe précédent montre que si l'on connaît la structure du modèle défini par les paramètres du vecteur  $\vec{\beta}$  alors il est possible de calculer la valeur de la sortie  $y[k]$  du modèle à l'instant  $k$  en connaissant les valeurs passées des entrées et sorties du modèle par l'intermédiaire de l'équation Eq. 6.11. Le calcul est donc réalisable uniquement si le vecteur des coefficients de régression  $\Theta$  est connu.

L'enjeu du calcul d'un modèle est donc la détermination du vecteur  $\Theta$ . Dans la terminologie liée au domaine de l'automatique, le calcul de  $\Theta$  s'appelle *l'identification paramétrique d'un modèle* (voir LANDAU [119]). L'identification de modèle constitue un large domaine de l'automatique employé aussi bien dans l'industrie que dans la recherche, lequel constitue un vaste sujet où les outils mathématiques sont sans cesse optimisés.

La procédure d'identification repose sur un simple principe implicitement illustré sur la figure Fig. 6.2. L'objectif est d'obtenir une sortie  $y_m$  du modèle la plus proche possible de celle du système pour une même séquence d'entrée  $u$ .

Pour cela, une séquence d'entrée  $u$  ou signal d'identification, est d'abord mise en entrée du système afin de mesurer la sortie  $y$  associée. Une fois l'expérience menée, on dispose des entrées et mesures sur un temps d'expérience discrétisé en  $n_k$  échantillons, si bien que l'on peut écrire pour des fins de simplification de notation :

$$Y^T = (y[k], y[k-1], \dots, y[k-n_k]) \quad (6.12)$$

$$U^T = (u[k], u[k-1], \dots, u[k-n_k]) \quad (6.13)$$

En posant  $Y_{narx}$  le vecteur des sorties du modèle NARX pour la même séquence d'entrée  $U$ , il est idéalement cherché à obtenir  $Y = Y_{narx}$ , c'est-à-dire  $y[k] = y_{narx}[k]$  pour tout instant  $k$ .

Le vecteur du modèle NARX  $m(k)$  pour un instant  $k$  est une fonction des entrées et sorties passées. Il est alors possible de voir que l'on cherche à obtenir  $y[k] = y_{narx}[k] = m[k]^T \Theta$  pour tout instant discret  $k$ .

Ainsi, le problème de l'identification, c'est-à-dire le calcul de  $\Theta$ , peut se formuler de la façon suivante :

$$M\Theta = Y \quad (6.14)$$

avec la matrice du modèle  $M$  définie par :

$$M = \begin{pmatrix} m[k]^T \\ m[k-1]^T \\ \vdots \\ m[k-n_k]^T \end{pmatrix} \quad (6.15)$$

telles que  $Y \in \mathbb{R}^{n_k}$ ,  $\Theta \in \mathbb{R}^{n_\theta}$  et  $M \in \mathbb{R}^{n_k \times n_\theta}$ .

### 6.2.3.5 Démarche pour l'identification du modèle NARX

Le calcul du modèle NARX repose sur trois points essentiels :

1. Le calcul du modèle est réalisé à partir de la résolution du problème  $M\Theta = Y$ , qui sera vu comme mal-posé par la suite. L'emploi de techniques mathématiques dites d'estimation de paramètres ou d'inversion sont alors indispensables. Les résultats dépendent de la technique employée et de la méthodologie adoptée, c'est pourquoi elles devront être sélectionnées afin de répondre aux exigences de précision, de robustesse du modèle et de coût de calculs ;
2. Le modèle est conçu sur la base d'un signal d'identification et de la sortie associée du système. Ainsi, tout ce qui n'est pas représenté en terme de comportement dynamique ou statique du système par le signal d'identification ne peut fatalement pas être inclut dans le modèle. C'est pourquoi la séquence d'entrée pour l'identification doit être choisie avec attention ;
3. La structure du modèle dépend du jeu de paramètres  $\vec{\beta}$ . Les résultats du modèle dépendent de cette structure malgré le choix d'une méthode mathématique de calcul de  $\Theta$  et l'emploi d'un signal d'identification adéquat. C'est pourquoi une étude paramétrique est nécessaire.

La suite du chapitre se penche sur chacun de ces points afin de justifier et de valider la démarche adoptée pour le calcul du modèle NARX de la réponse du capteur de pression pariétal de l'écoulement de rampe arrondie à la commande de fréquence.

## 6.3 Méthodes de calcul du vecteur des coefficients de régression $\Theta$

### 6.3.1 Technique inverse

L'enjeu de l'identification du modèle est de calculer le vecteur des coefficients de régression  $\Theta$  en connaissant la cause et la conséquence, c'est-à-dire le signal de commande  $U$  et la réponse associée du système  $Y$ . Puisque le calcul d'un modèle NARX pour un jeu de paramètres structuraux  $\vec{\beta}$  réside dans la détermination des  $n_\theta$  coefficients de régression, il suffit de résoudre le problème défini par l'équation Eq. 6.14.

Pour cela, le domaine des techniques inverses est utilisé puisqu'elles sont définies comme étant des méthodes permettant de remonter à des causes (signal de commande) ou à des grandeurs d'influence (les coefficients de régression du modèle) inconnues à partir de l'observation de leurs conséquences (la réponse du système). L'appellation s'oppose directement aux méthodes dites *directes*, par exemple, le calcul de la réponse par simulation du modèle avec une séquence de commande. Les méthodes et applications de résolution des problèmes inverses sont actuellement en plein développement dans de nombreux secteurs de la physique (PETIT et MAILLET [157]), et de nombreux outils génériques existent.

L'identification du modèle NARX relève donc de la résolution d'un problème inverse, dès lors que l'on dispose d'une séquence d'entrée pour l'identification et de la réponse associée du système (point abordé dans la section suivante).

### 6.3.2 Nature du problème

#### 6.3.2.1 Conditions d'Hadamard

Si le signal d'identification est composé de  $n_k$  mesures discrètes, le système  $M\Theta = Y$  implique des matrices dont les dimensions sont égales à  $Y \in \mathbb{R}^{n_k}$ ,  $\Theta \in \mathbb{R}^{n_\theta}$  et  $M \in \mathbb{R}^{n_k \times n_\theta}$ .

L'inversion mathématique consiste à déterminer le vecteur  $\Theta$  à partir  $M$  et  $Y$ . Par notation abusive, l'inversion idéale peut être écrite sous la forme :  $\Theta = M^{-1}Y$ . La résolution semble simple de prime abord, mais il se pose des problèmes d'existence, d'unicité et de stabilité de la solution. L'ensemble de ces propriétés permettent de connaître la nature du problème, c'est-à-dire si le problème est *bien posé*. Dans le cas de la simulation d'un modèle calculé, les sorties  $Y$  sont calculées à partir de  $M$  et de  $\Theta$ . Il en résulte un problème direct qui est toujours bien posé. Cependant, déterminer  $\Theta$  à partir de  $M$  et  $Y$ , donc un problème inverse, n'est pas forcément bien posé, puisque l'unicité de la solution n'est pas garantie.

Un problème est dit *bien posé* au sens d'Hadamard si les trois conditions suivantes sont à la fois satisfaites :

1. Il existe toujours une solution ;
2. La solution est unique ;
3. La solution est stable.

Autrement dit, si :

1.  $\forall Y, \Theta = M^{-1}Y$  - surjectivité de  $M$  ;
2.  $\forall \Theta_1$  et  $\Theta_2, M\Theta_1 \neq M\Theta_2$  - injectivité de  $M$  ;
3. Une petite variation  $\delta Y$  des données implique une petite variation  $\delta \Theta$  des antécédents.

Dans la résolution de problèmes inverses, il est possible d'être confronté à des solutions instables. Pour éviter ce type de solutions, les techniques dites de régularisation sont employées (PETIT et MAILLET [157]).

Les *techniques* ou *méthodes inverses* sont basées sur la prise en compte des incertitudes sur les données afin de proposer des stratégies de choix parmi l'ensemble des quasi-solutions. C'est-à-dire de trouver une solution d'un problème équivalent stable et dont la solution est proche de celle attendue. Finalement, la régularisation modifie le problème initial tout en apportant une solution satisfaisante.

### 6.3.2.2 Conditionnement

Il existe différentes façons de savoir si le problème inverse est *mal posé*. Le conditionnement est une méthode des plus répandues, puisqu'elle permet d'estimer la dépendance de la solution d'un système linéaire par rapport aux données du problème. Le nombre de conditionnement permet d'estimer la condition de stabilité d'Hadamard, c'est-à-dire le comportement de la solution par rapport à une variation des données. Le nombre de conditionnement  $\kappa(A)$  d'une matrice carrée  $A$  est donné par la formule :

$$\kappa(A) = \|A^{-1}\| \times \|A\| \quad (6.16)$$

Pour un problème linéaire  $Ax = b$ , les erreurs relatives sur les perturbations sont reliées par la relation :

$$\frac{\|\delta x\|}{\|x\|} \leq \kappa(A) \frac{\|\delta b\|}{\|b\|} \quad (6.17)$$

Ainsi, plus le nombre de conditionnement est faible et plus la solution est stable. Le nombre de conditionnement est au mieux égal à 1. Le caractère mal posé du problème inverse est estimé à partir du calcul de ce nombre en le comparant à 1.

Puisque la matrice  $M \in \mathbb{R}^{n_k \times n_\theta}$  du modèle NARX est ici de dimensions finies, il est possible de trouver la solution du problème par la méthode des moindres carrés ordinaires et linéaires par le système :

$$A\Theta = Z \quad (6.18)$$

en réalisant la modification du problème avec  $A = M^T M$  et  $Z = M^T Y$ . Par conséquent, le nombre de conditionnement lié au problème est défini par le calcul de  $\kappa(M^T M)$ , ce qui après développement est égal à  $\kappa(M^2)$ .

Le calcul du nombre de conditionnement impose le calcul de l'inverse de la matrice  $A$ , ce qui généralement n'est pas simplement effectué en raison de la grande dimension du problème et de la puissance de calcul nécessaire. La définition standard de la norme matricielle  $\|\bullet\|$  permet d'éviter le calcul de l'inverse puisque :

$$\|A^{-1}\| \times \|A\| = \frac{\sigma_{\max}}{\sigma_{\min}} \quad (6.19)$$

avec  $\sigma_{\max}$  et  $\sigma_{\min}$  les valeurs singulières maximales et minimales de la matrice  $A$ .

Bien que le calcul des valeurs singulières est moins coûteux en terme de puissance de calcul par rapport à l'inversion de la matrice  $A$ , elle demeure cependant importante lorsque le nombre de coefficients de régression est important. Différentes techniques d'estimation dites *rapides* de valeurs singulières existent mais sont peu précises.

### 6.3.3 Position du problème d'identification du modèle NARX

PETIT et MAILLET [157] soulignent l'importance des dimensions du problème pour la résolution du système et distinguent trois possibilités :

1.  $n_k < n_\theta$  : les inconnues sont plus nombreuses que les mesures, ce qui rend le système  $M\Theta = Y$  sous-déterminé. Pour le résoudre mathématiquement avec des données exactes, il est nécessaire de fixer  $n_\theta - n_k$  inconnues. D'un point de vue physique, il est absurde d'essayer de traiter ce cas. Cependant, il existe des possibilités de résolution de tels problèmes en introduisant des informations supplémentaires sur les inconnues. C'est exactement ce que font les différentes méthodes dites de régularisation. Ces techniques ne devraient pas être utilisées dans ce cas, sauf si les hypothèses sous-jacentes sont à la fois explicitées et justifiées ;
2.  $n_k = n_\theta$  : ce cas est mathématiquement le plus facile à traiter puisqu'il comporte autant d'équations que d'inconnues. Il vaut mieux cependant l'éviter lorsque c'est possible. En effet, les résultats de l'estimation sont très sensibles à une "mauvaise mesure", c'est-à-dire à un point aberrant (s'il n'est pas déjà supprimé).
3.  $n_k > n_\theta$  : il s'agit du cas souhaitable. Plus le nombre de mesures est élevé, plus grande est l'information dont on dispose sur les sorties du modèle et meilleure est la qualité de l'estimation. Les "mauvaises mesures" ont moins d'impact, ce qui augmente la robustesse de l'inversion.

La résolution du système  $M\Theta = Y$  se situe dans le troisième cas, ce qui implique la non garantie de l'unicité de la solution. Lorsque le nombre  $n_\theta$  de coefficients de régression est de plus en plus grand, le signal simulé par le modèle est de plus en plus fidèle aux mesures ( $Y$  et  $Y_{narx}$  sont de plus en plus proche). Cependant, ceci augmente le nombre de conditionnement (voir PETIT et MAILLET [157]), rendant ainsi la solution de moins en moins stable au sens de la robustesse.

La robustesse peut être interprétée par le comportement de l'interpolation entre les points de fonctionnement décrit par le signal d'identification : soit un signal d'identification capable de rendre compte du comportement dynamique et statique du système sur deux fréquences de forçage  $f_1$  et  $f_2$ . En choisissant une structure avec de nombreux termes, c'est-à-dire  $n_\theta$  grand, le modèle calculé sera alors extrêmement précis et fidèle sur la simulation avec des commandes de fréquences  $f_1$  et  $f_2$ . Cependant, le mauvais conditionnement apporte de l'instabilité, c'est-à-dire que lorsque ce même modèle est sollicité avec une commande de fréquence  $f$  telle que par exemple  $f_1 < f < f_2$ , sa sortie sera très éloignée de ce que les simulations URANS pourraient donner avec le forçage à fréquence  $f$ . Il est alors même possible que le modèle diverge et cesse de fonctionner.

#### 6.3.4 Limitation du nombre de conditionnement

Le rang de la matrice  $A$  a une influence sur le nombre de conditionnement. En effet, plus les lignes de la matrice  $A$  sont numériquement proches, plus elles sont dépendantes linéairement, et plus le rang baisse. Les matrices de bas rang ont la particularité de posséder un intervalle de valeurs singulières large, notamment avec des valeurs singulières proches de zéro, ce qui implique que le rapport  $\sigma_{\max}/\sigma_{\min}$  est d'autant plus grand que le rang est faible.

Ainsi, l'objectif est de construire une matrice  $A$  de rang maximum, ce qui revient à réaliser une matrice  $M$  dont les lignes sont les plus indépendantes possible les unes des autres. En d'autres termes pour un instant  $k$ , il n'existe pas de relation linéaire entre  $m[k]$  et  $m[k + 1]$ .

Pour cela, une simple solution consiste à choisir un pas de temps  $\Delta t$  le plus grand possible. Cette propriété étonnante est opposée à celle employée dans le domaine de la CFD, où le pas de temps doit être suffisamment faible pour satisfaire à différentes conditions de précision, convergence et robustesse.

Un second point important est l'adimensionnement des grandeurs d'entrée et de sortie. En effet, la pression et la vitesse d'oscillation se sont pas du même ordre de grandeur, si bien que les termes du modèle NARX liés à la vitesse sont négligeable face à ceux liés à la pression. Certains

termes de la matrice  $M$  sont alors négligeables lorsque l'adimensionnement n'est pas réalisé, si bien que son rang diminue en raison de la précision numérique, et par conséquent cela se traduit par une plus grande instabilité de la solution. Il en résulte également l'impossibilité d'une égalité dans l'importance des termes d'entrée et de sortie. C'est la raison pour laquelle les signaux seront par la suite adimensionnés afin de répartir équitablement les rôles des différents termes de la structure du modèle NARX. L'adimensionnement apporte également des avantages en terme de méthodes numériques.

### 6.3.5 Techniques de régularisation

Les techniques de régularisation permettent de résoudre les problèmes dits *mal-posés*. De nombreuses méthodes existent, il est choisi de présenter les deux principales qui peuvent permettre de résoudre le problème d'identification du modèle NARX : l'inversion par troncature de spectre et la régularisation de Tikhonov. Ces méthodes ont pour objectif d'assurer la stabilité de la solution en modifiant le problème grâce à l'ajout ou la suppression d'informations.

#### 6.3.5.1 Inversion par troncature de spectre

Les faibles valeurs singulières illustrent le fait de la dépendance linéaire ou quasi-linéaire des vecteurs de la matrice  $A$ . La matrice  $A$  d'un problème mal-posé a pour inconvénient majeur de posséder des valeurs singulières proches de zéro, ce qui se répercute par un grand nombre de conditionnement, donc de l'instabilité de la solution. Puisque le nombre de mesure est plus grand que le nombre de coefficients de régression à calculer, le problème  $M\Theta = Y$  est surdéterminé et par conséquent  $A=M^T M$  est de rang faible.

L'idée de l'inversion par troncature de spectre est simplement d'écarter les valeurs singulières des faibles valeurs en supprimant une partie de la matrice  $M$ .

Pour y parvenir, il suffit de réaliser la décomposition en valeurs singulières de la matrice  $M \in \mathbb{R}^{n_k \times n_\theta}$  telle que :

$$M = Q\Sigma V^T \quad (6.20)$$

où  $\Sigma \in \mathbb{R}^{n_k \times n_\theta}$  est une matrice rectangulaire où la diagonale supérieure gauche est constituée des  $n_\theta$  valeurs singulières de la matrice  $M$  classées en ordre décroissant,  $Q \in \mathbb{R}^{n_k \times n_k}$  une matrice orthogonale et  $V \in \mathbb{R}^{n_\theta \times n_\theta}$  une matrice carrée orthogonale. Puis de réaliser une troncature en mettant à zéro les valeurs singulières dont la valeur est en-deçà d'un seuil, ce qui permet de conserver les "directions" significatives de  $M$ . Le fait d'annuler les valeurs singulières permet de négliger les équations  $m[k]$  quasi-linéairement ou linéairement dépendantes.

La résolution du problème se calcul alors simplement par :

$$\Theta = (V\Sigma_{\text{tronquée}}Q^T)Y \quad (6.21)$$

Il est important de noter que la sortie simulée par le modèle NARX sera moins fidèle aux mesures obtenues par simulations URANS. Le fait de modifier le rang de la matrice a également des répercussions sur le nombre de solutions possibles au problème, et par conséquent la solution calculée n'est pas forcément optimale.

L'enjeu de cette méthode est de choisir un seuil adapté au problème. En effet, choisir un seuil trop faible ne permet pas d'obtenir une solution stable et à l'opposé choisir un seuil trop grand donne un modèle trop robuste qui ne peut pas être fidèle au système.

Cette approche nécessite un bon choix du seuil de troncature appelé hyperparamètre de troncature qui s'avère généralement non trivial et pour lequel aucune méthode performante existe.



Cette méthode est particulièrement bien adaptée dès lors que le nombre de coefficients de régression est modéré puisqu'il nécessite le calcul de la décomposition en valeurs singulières de la matrice  $M$  coûteuse en terme de puissance de calcul.

Bien que cette méthode semble adaptée, elle ne peut-être envisagée pour la présente application puisque  $n_\theta$  peut devenir rapidement grand.

### 6.3.5.2 Régularisation de Tikhonov

La méthode par troncature de spectre nécessite une grande puissance de calcul et repose sur le principe de la suppression d'information, ce qui augmente artificiellement le nombre de solutions. TIKHONOV et ARSENIN [195] proposent dès 1974 une approche permettant de résoudre les problèmes inverses linéaires mal-posés et de stabiliser la solution.

Le principe de la régularisation de Tikhonov repose également sur une idée basique : puisque l'unicité de la solution n'est pas garantie alors quelle solution doit être choisie ? Cette question mène vers l'idée de privilégier soit une solution de plus petite norme, soit une solution la plus régulière possible. Cela est rendu possible par l'introduction d'information dite *a priori* mise sous forme d'un opérateur matriciel  $L$ .

Initialement, on cherche le vecteur  $\Theta$  qui minimise la norme  $\|M\Theta - Y\|$ , c'est-à-dire la solution calculée par la méthode des moindres carrés.

TIKHONOV et ARSENIN [195] proposent de trouver plutôt le vecteur  $\Theta$  qui minimise la norme :

$$\|M\Theta - Y\| + \alpha\|L\Theta\| \quad (6.22)$$

Le problème est alors reformulé en prenant en compte l'introduction d'une information par l'intermédiaire d'une matrice carrée  $L$  appelée opérateur régularisant et un paramètre de régularisation  $\alpha$ .

Ainsi, si l'on cherche une solution de norme minimale,  $L$  doit être égale à la matrice identité. C'est ce qui est nommé régularisation d'ordre 0. Il est alors cherché à minimiser le problème  $\|M\Theta - Y\| + \alpha\|\Theta\|$ .

Dans le cas opposé, si l'on cherche la régularité de la solution pour assurer de la stabilité,  $L$  peut-être l'opérateur discret de dérivation (régularisation d'ordre 1). Par exemple en dimension 4 :

$$L = \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.23)$$

Il existe d'autres opérateurs de régularisation, tel que le Laplacien discret (régularisation d'ordre 2), qui doivent être non-singulier. L'ajout d'information elle-même mal-conditionnée contribue à dégrader le problème.

La régularisation d'ordre 0 est la plus couramment employée et a trouvée d'innombrable applications. La solution se rapproche de celle obtenue par troncature de spectre puisqu'en cherche à privilégier la minimisation de norme et non la régularité.

La solution du problème peut-être lors calculée de la façon suivante :

$$\Theta = (M^T M + \alpha L^T L)^{-1} M^T Y \quad (6.24)$$

L'enjeu de cette technique est de sélectionner la valeur du paramètre de régularisation  $\alpha$ . Il pondère l'importance du système  $M\Theta - Y$  que l'on cherche à résoudre face à l'ajout d'information avec  $L\Theta$ , c'est la raison pour laquelle il doit être inférieur à 1. Il existe différentes techniques visant à choisir la valeur de  $\alpha$ , dont la plus utilisée est celle de la *l-curve* développée par HANSEN [84].

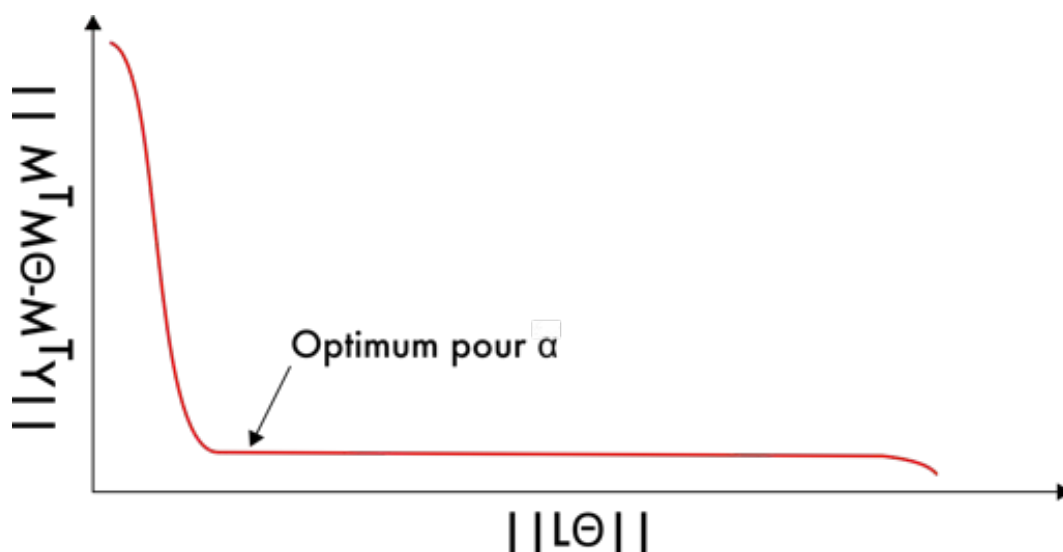


FIGURE 6.4 – Principe du choix du paramètre de régularisation de Tikhonov  $\alpha$  sur la L-curve .

Lorsque  $\alpha$  est faible, alors le résidu  $M\Theta - Y$  est petit et celui de  $L\Theta$  est trop important, ce qui se traduit par une instabilité de la solution car on se rapproche d'une résolution par les moindres carrés. Dans le cas opposé, la norme  $\|M\Theta - Y\|$  croît et implique que les mesures ne sont plus respectées, c'est-à-dire que la fidélité aux mesures se dégrade. Pour choisir la valeur optimale de  $\alpha$ , il suffit de tracer la courbe de la norme  $\|M\Theta - Y\|$  (ou de  $\|M^T M\Theta - M^T Y\|$ ) en fonction de la norme  $\|L\Theta\|$ .

L'intérêt de cette courbe est qu'elle a la forme de la lettre "L" d'où son nom, et le paramètre  $\alpha$  optimal se situe avant le coude, c'est-à-dire avant que la norme  $\|M\Theta - Y\|$  (ou de  $\|M^T M\Theta - M^T Y\|$ ) ne commence à croître. C'est le point où la sortie simulée par le modèle commence à ne plus être fidèle à celle du système. La figure Fig. 6.4 illustre le choix de cette position.

Cette méthode a donc de nombreux avantages par rapport à la troncature de spectre. Elle nécessite de plus une puissance de calcul inférieure. Le choix se porte alors sur son application pour le calcul du modèle NARX dans la suite du chapitre, tout en choisissant un opérateur de régularisation égal à la matrice identité.

## 6.4 Conception de la séquence d'entrée pour l'identification

### 6.4.1 Enjeux de la séquence d'entrée

Le calcul du modèle NARX nécessite comme point de départ deux signaux d'identification. L'un est une séquence d'entrée, le signal  $U$ , et l'autre la réponse  $Y$  associée du système. C'est-à-dire ici, la réponse à la série de commande de fréquence de forçage contenue dans le vecteur  $U$  du capteur de pression pariétale placé à l'abscisse  $x/h = 2,7$ .

La séquence d'entrée de commande doit être choisie avec soin puisqu'elle seule permet d'exciter le système afin de le tester sur un maximum d'états différents chacun caractérisé par un comportement dynamique et statique. Même avec une technique de régularisation et une structure du modèle NARX optimales, la qualité du modèle dépend principalement de cette séquence d'entrée.

Afin d'illustrer l'enjeu, prenons l'exemple de la modélisation d'une automobile. La séquence d'entrée est ici choisie de manière à faire parcourir à la voiture un circuit à différentes vitesses, accélérations, et tenues de route, tout en mesurant à chaque instant l'état complet du système.

Avec les mesures associées, il est alors possible de créer un modèle qui caractérise les performances de la voiture en terme de vitesse, accélération et tenue de route sur le circuit. Cependant, ce modèle n'est pas en mesure de donner la couleur de l'automobile. En effet, la séquence d'entrée a omis de demander à la voiture sa couleur.

Un autre point essentiel est la robustesse du modèle, en particulier son attitude lorsqu'il doit simuler un état qui n'a pas été décrit par les signaux d'identification d'entrée et de sortie. Le modèle est conditionné par sa structure qui naturellement tente d'interpoler cet état manquant entre deux informations connues. Ainsi, dans l'objectif de bien interpoler l'information, il est crucial que la séquence d'entrée puisse exhiber un maximum d'états différents du système, c'est-à-dire que les signaux doivent être riches en contenu informatif.

## 6.4.2 Conception du signal

### 6.4.2.1 Comportements du système à modéliser

Le modèle NARX doit être capable de simuler au mieux la réponse du capteur de pression pariétal. Pour cela, les comportements dynamique et statique doivent être au mieux représentés. Le comportement statique est équivalent au signal stationnaire, c'est-à-dire en régime permanent, de la pression pariétale d'où peut être extraite la pression moyenne par statistique. C'est le signal de pression pariétal issu d'une commande en boucle ouverte, soit une fréquence de forçage fixe. Le comportement dynamique est quant à lui caractérisé par le signal en régime transitoire lors d'un changement de fréquence de forçage.

### 6.4.2.2 Démarche

Il n'existe pas de séquence d'entrée type pour la présente application, mais il en existe pour des systèmes linéaires où seule la dynamique est à modéliser. Dans ce dernier cas, la séquence binaire pseudo-aléatoire est généralement utilisée (voir LANDAU [119] ou CORRIOU [53]). Elle consiste en une commande constituée de créneaux de longueurs variables et d'amplitude alternativement égale à -1 ou +1. Ce signal peut être modifié avec des créneaux d'amplitudes variables, aléatoirement choisis, pour représenter le comportement dynamique des systèmes non-linéaires.

L'objectif est de s'inspirer de ce dernier signal afin de l'adapter pour pouvoir représenter de plus le régime permanent de l'écoulement. Pour cela, les comportements dynamique et stationnaire de l'écoulement doivent être reliés avec différentes séquences d'entrées. La combinaison des commandes permet alors de concevoir le signal d'identification en prenant en compte des contraintes imposées sur le domaine fréquentiel et la puissance de calcul disponible.

### 6.4.2.3 Comportement statique

Le comportement statique est obtenu par le maintien d'une fréquence de forçage fixe, à condition qu'elle soit suffisamment longue afin de dépasser le régime transitoire d'adaptation au changement de fréquence. Les simulations URANS ont permis d'estimer le temps de transition qui est globalement égal à 0,01 s. Ainsi, le signal d'entrée doit posséder des paliers de fréquences dont la longueur est supérieur à 0,01 s pour passer le régime transitoire plus une durée deux fois plus longue que la plus basse fréquence de forçage afin d'obtenir une estimation correcte de la pression moyenne. Avec une fréquence réduite  $\mathcal{F}^+$  minimale égale 0,1, le palier doit durer environ 0,03 s.

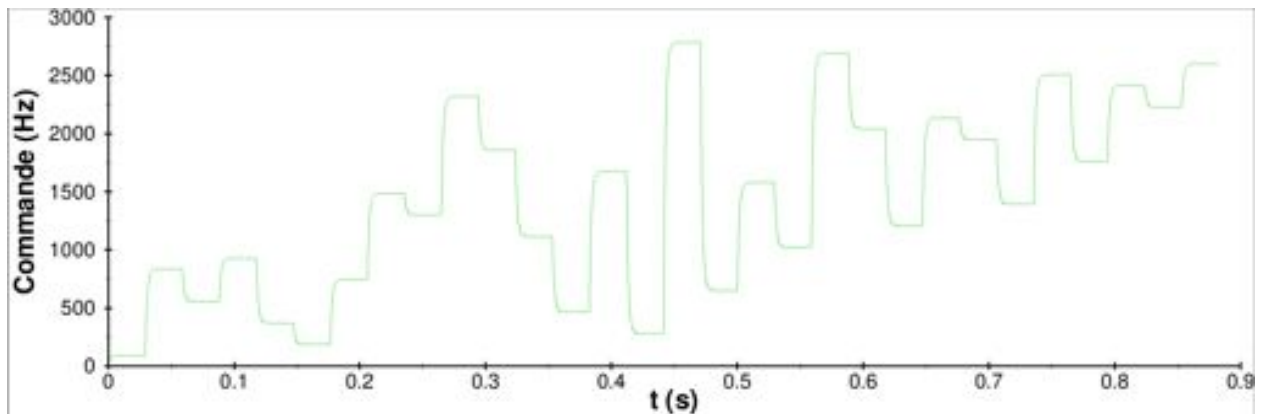


FIGURE 6.5 – Séquence d'entrée employée pour l'identification du modèle NARX.

#### 6.4.2.4 Comportement dynamique

Le comportement dynamique est plus simple à représenter puisqu'il consiste à changer la fréquence de commande. Pour obtenir une bonne description du comportement dynamique du système, ces changements de fréquence doivent être répartis au maximum, c'est-à-dire des sauts de fréquences de différentes amplitudes. Ces sauts doivent être également positif et négatif pour décrire une dynamique liée à l'augmentation ou de diminution de fréquence de forçage. Comme la séquence binaire pseudo aléatoire le suggère, ces sauts seront alors de tailles aléatoires.

#### 6.4.2.5 Conception de la séquence d'entrée

En combinant les précédentes contraintes, le signal d'identification doit être constitué de paliers de fréquences aléatoirement répartis. Le nombre de ces paliers doit être suffisamment important afin d'assurer la robustesse, au sens de l'interpolation, du modèle. Cependant, augmenter le nombre de paliers implique d'augmenter la longueur du signal d'identification qu'il faut ensuite simuler par calcul URANS. Toujours dans un soucis de stabilité, ces paliers doivent être équitablement répartis, c'est-à-dire que la discrétisation du domaine de fréquence de forçage à modéliser doit être régulière.

Identifier le modèle NARX sur le domaine de fréquence réduite  $\mathcal{F}^+ \in [0, 1; 10]$  avec un pas de discrétisation suffisamment fin implique un signal d'identification d'une durée trop longue pour pouvoir être simulé par calculs URANS. C'est pourquoi il est choisi de se restreindre au domaine  $\mathcal{F}^+ \in [0, 1; 3]$ , soit  $f \in [91; 2742]Hz$  puisque  $\mathcal{F}^+ = 1 \Leftrightarrow f = 914 Hz$  (cf. tableau Tab. 5.2.1.1). Cet intervalle d'étude est discrétisé en 30 échantillons, ce qui est un compromis entre durée de signal et finesse du pas. Ces derniers sont alors répartis aléatoirement.

La jonction entre les différents paliers est obtenue par filtrage d'un passe-bas de fréquence de coupure égale à 3000 Hz. Le signal d'identification alors obtenu par ce procédé est représenté sur la figure Fig. 6.5.

### 6.4.3 Commentaires

Le signal d'identification est réalisé pour représenter le comportement dynamique et statique du système le plus complètement possible. Le fait que la longueur des paliers ne varie pas n'est en aucun cas un soucis puisque l'écoulement forcé n'évolue plus une fois son régime stationnaire atteint pour une commande fixe.

Le signal employé dans ces travaux est en tous points de vues différent de celui de KIM et al.

[107]. Il s'étend notamment sur un domaine de fréquence de forçage 6 fois supérieur, malgré une similarité du contexte entre les études. C'est pourquoi de meilleurs résultats sont attendus, puisque le signal est ici adapté aux objectifs fixés.

## 6.5 Modèle de l'actionneur

Avant de se consacrer au calcul du modèle NARX, les paramètres du modèle de l'actionneur sont déterminés. En effet, ce dernier est utilisé dans la transformation du signal de commande en une oscillation sinusoïdale et doit être employé pour le calcul du modèle NARX.

La structure du modèle de l'actionneur est représentée sur la figure Fig. 6.3 et montre que celui-ci est gouverné par le choix de trois paramètres :  $\tau$  pour la dynamique,  $\phi$  pour le déphasage et  $V_{\text{jet}}$  l'amplitude du jet.

Sachant que l'étude porte uniquement sur le contrôle en boucle-fermée à amplitude fixe  $C_{\mu 0}$  et que les techniques de régularisation nécessitent d'utiliser des grandeurs adimensionnées, il est possible de combiner ces deux contraintes en fixant  $V_{\text{jet}}$  égal à 1. Il sera plus tard possible de redimensionner  $V_{\text{jet}}$  à condition que l'adimensionnement soit pris en compte en entrée du bloc du modèle NARX.

Puisque le cahier des charges ne porte aucunement sur le déphasage du jet, le paramètre  $\phi$  est sélectionné égal à 0.

Enfin, la dynamique de l'actionneur, caractérisée par  $\tau$ , est choisie de façon à ce qu'elle soit suffisamment rapide pour ne pas générer de trop grandes perturbations et suffisamment lente pour être compatible avec les actionneurs réels. C'est pourquoi il est décidé de fixer arbitrairement  $\tau$  égal à  $6,5 \times 10^{-4}$  s.

## 6.6 Calcul du modèle NARX de l'écoulement

### 6.6.1 Objectifs

Le calcul d'un modèle dont la structure est fixée, consiste à calculer le vecteur des coefficients de régression  $\Theta$ . La qualité de la réponse du modèle dépend de la structure même du modèle mais aussi des choix de la stratégie de régularisation et de la valeur du pas de temps. Le modèle à identifier est de type NARX polynômial défini par les 5 paramètres  $n_u$ ,  $n_y$ ,  $lag_u$ ,  $lag_y$  et  $p$  de l'équation Eq. 6.8, et la régularisation est quant à elle paramétrée par le coefficient de régularisation de Tikhonov  $\alpha$ .

L'objectif est donc de sélectionner l'ensemble de ces 6 paramètres pour un pas de temps discret fixé afin d'obtenir un modèle capable de se substituer aux simulations URANS en ayant des qualités de robustesse, de fidélité et stabilité. Pour cela, à chaque jeu de paramètres est associé un modèle dont le vecteur des coefficients de régression est calculé grâce à la séquence d'entrée pour l'identification et de la réponse de référence obtenue par simulation URANS. Chaque modèle peut alors être évalué par l'intermédiaire d'un coefficient de fidélité, nommé par la suite "fit", qui consiste à quantifier la correspondance entre la sortie de référence et la sortie simulée du modèle pour la même séquence d'identification. Le coefficient de fidélité "fit"<sup>2</sup> est exprimé en pourcentage par la

2. L'expression du coefficient de fidélité "fit" adoptée est celle communément employée dans le domaine de l'automatique. La fonction *compare* de la *Signal Identification Toolbox* du logiciel MATLAB utilise par exemple cette définition.

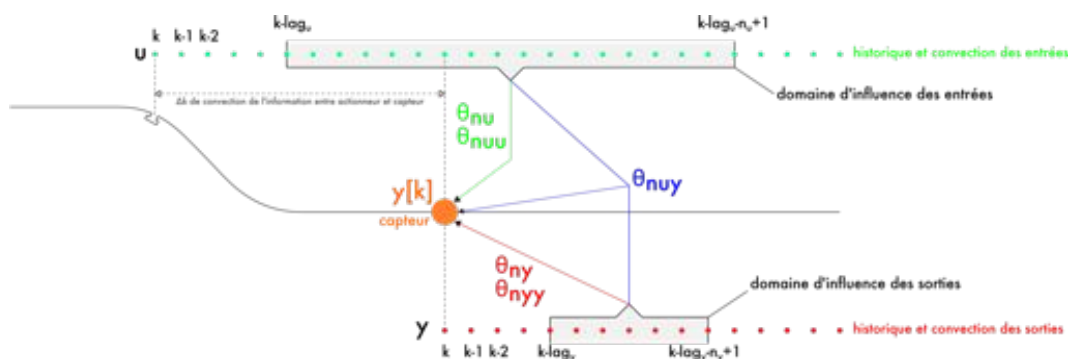


FIGURE 6.6 – Liens simplifiés entre les termes du modèle NARX et la physique de la propagation des informations dans l'écoulement contrôlé.

relation suivante :

$$\text{fit} = 100 \left( 1 - \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^{n_k} (y_{\text{narx}}[k] - y_{\text{cfd}}[k])^2}{\sum_{k=1}^{n_k} (y_{\text{cfd}}[k] - \bar{y}_{\text{cfd}})^2}} \right) \quad (6.25)$$

où  $y_{\text{narx}}$  et  $y_{\text{cfd}}$  sont respectivement les sorties du modèle et du signal de référence. Il permet de caractériser l'erreur moyenne par rapport à la fluctuation moyenne du système.

Le coefficient de fidélité "fit" ne permet pas d'estimer la robustesse du modèle. Celle-ci peut-être estimée par le calcul du nombre de conditionnement mais son évaluation nécessite une importante puissance de calcul. Bien qu'il existe des méthodes d'estimation rapides et légères, elles restent encore peu fiable à ce jour (voir PETIT et MAILLET [157]). Sachant que plus le nombre de coefficients de régression est grand, et plus le nombre de conditionnement a le risque d'être grand, il est choisi de ne pas calculer le nombre de conditionnement lié à chaque modèle, mais plutôt de s'orienter vers une approche plus empirique qui consiste à limiter les valeurs de  $n_u$ ,  $n_y$  et de  $p$ . Comme montré plus haut, les entrées et sorties sont adimensionnées pour ne pas influencer le conditionnement.

### 6.6.2 Démarche

La sélection des paramètres peut se faire par le biais d'une méthode d'optimisation par estimation d'une fonctionnelle de coût basée sur la valeur du coefficient de fidélité et du nombre de coefficients de régression. Une approche avec algorithme génétique par exemple serait à même de remplir cette tâche. Le résultat obtenu sera certes optimal mais calculé de façon boîte-noire sans avoir réellement de contrôle sur une signification physique quelconque de la grandeur des paramètres.

L'étude paramétrique semble alors plus appropriée à condition d'émettre différentes hypothèses de départ suivant une logique compatible avec la physique de l'écoulement forcé.

En effet, bien que le modèle NARX soit de type boîte-noire, le choix de sa structure peut-être déduit de considérations physiques. La figure Fig. 6.6 expose les liens existants entre les termes utilisés et la propagation de l'information. Du fait du sens de l'écoulement, un élément antérieur à un autre se trouve en aval de ce dernier. Cette figure met en évidence le temps de convection  $\Delta k$  nécessaire à une information générée par l'actionneur pour parvenir au niveau du capteur. Il est ainsi possible de comprendre l'influence des paramètres  $n_u$ ,  $n_y$ ,  $lag_u$  et  $lag_y$ , et également de montrer l'existence de deux domaines d'influence temporelle matérialisés par les rectangles gris. Ce schéma n'a pas d'autres fonctions que celle d'explicitier quelques hypothèses.

Puisque le capteur de pression pariétale ne présente pas de retard au sens du retard de groupe

dans les simulations URANS, c'est-à-dire que l'information est délivrée instantanément, alors automatiquement  $lag_y$  est égal à 1.

La formulation de la structure du NARX ne peut être cohérente sur les termes croisés entrées/sorties uniquement si les domaines d'influence de la figure Fig. 6.6 sont synchrones. Ceci est rendu possible uniquement si  $lag_y + \Delta k = lag_u$ , ce qui implique que la réponse du capteur est une combinaison linéaire des termes non-linéaires de l'écoulement ayant dépassé le capteur (domaine d'influence temporelle des entrées alors à droite du capteur sur le schéma). Cette hypothèse n'est pas valable dans le sens où les équations de Navier-Stokes impliquent que l'écoulement au niveau du capteur dépend également de l'écoulement en amont de celui-ci. A moins de modifier la structure du NARX en y introduisant des retards secondaires sur les termes croisés relatifs aux coefficients de régression  $\theta_{n_{uy}}$ , la position du capteur par rapport à l'actionneur implique de supprimer ces termes. Il a été testé un modèle modifié pour permettre la synchronisation de ces termes, mais ce modèle est plus instable à cause du nombre supplémentaire de coefficients de régression. Cette considération traduit également le fait que  $lag_u$  doit être nécessairement plus petit que  $lag_y + \Delta k = 1 + \Delta k$ .

Le nombre de paramètres à régler passe donc de 5 à 4 pour la structure du modèle NARX. Le schéma montre également qu'il n'existe aucune restriction sur la valeur des paramètres  $n_u$ ,  $n_y$  et  $p$ .

La figure Fig. 6.6 montre également que l'effet de puissance  $p$  du polynôme semble être découplé des autres paramètres. Ainsi, l'hypothèse de ce découplage montre que le modèle peut être optimisé avec une puissance fixe afin de trouver d'abord  $n_u$ ,  $n_y$  et  $lag_u$ . Puis, ensuite de sélectionner  $p$  en gardant à leurs tours les précédents paramètres fixes.

Le calcul du modèle doit donc suivre un processus méthodique visant à régler les différents paramètres. Cette méthode n'est pas conventionnelle mais permet d'atteindre les objectifs en gardant une certaine maîtrise. Les étapes sont listées dans l'ordre ci-dessous :

1. Fixer le pas de temps discret du modèle ;
2. Fixer un coefficient de régularisation de Tikhonov  $\alpha_0$  initial ;
3. Fixer une puissance  $p_0$  initiale ;
4. Réaliser une étude paramétrique visant à sélectionner  $n_u$ ,  $n_y$  et  $lag_u$  ;
5. Sélectionner la puissance  $p$  ;
6. Sélectionner le coefficient de régularisation de Tikhonov  $\alpha$  optimal ;
7. Valider le modèle.

La suite de la section suit donc scrupuleusement cette méthodologie qui n'a été établie qu'après différents essais visant à comprendre le fonctionnement du modèle et à en connaître ses limites.

### 6.6.3 Choix du pas de discrétisation temporelle

La première étape est de fixer le pas de discrétisation temporelle. Le modèle calculé sera alors valable uniquement pour ce pas de temps. Le paragraphe relatif au conditionnement montre qu'il est nécessaire de choisir un pas de temps le plus grand possible pour assurer un bon conditionnement de la matrice  $M$  du modèle. Cependant, plus le pas de temps est grand et plus la résolution du modèle est faible. Il faut alors avoir une résolution suffisamment grande pour les hautes fréquences afin de pouvoir estimer correctement la pression moyenne. En effet, une discrétisation trop lâche peut apporter un biais sur son estimation, et par conséquent ne pas permettre l'application de la stratégie initiale d'asservissement de maximisation de pression à cause de la présence possible d'autres extrema locaux.

Le signal d'identification a été sélectionné pour pouvoir représenter le comportement de l'écoulement forcé sur une gamme de fréquence réduite du jet synthétique définie par  $\mathcal{F}^+ \in [0, 1; 3]$ , soit  $f \in [91; 2742]Hz$  puisque  $\mathcal{F}^+ = 1 \Leftrightarrow f = 914 Hz$  (cf. tableau Tab. 5.2.1.1).

Paramètres	Valeurs
$dt$	$50dt_{cfd} = 2,5 \times 10^{-5}$
$n_u$	[1; 130]
$n_y$	[0; 15]
$lag_u$	[1; 60]
$p$	$p_0 = 7$
$\alpha$	$\alpha_0 = 1 \times 10^{-5}$

TABLE 6.1 – Paramétrisation du problème.

Ainsi, un pas de temps  $dt = 2,5 \times 10^{-5}$  s permet une discrétisation d'une période à 2742 Hz en un peu plus de 14 échantillons. Cet échantillonnage est donc suffisant pour obtenir une description du signal de pression à la fréquence maximale de forçage de la séquence d'entrée pour l'identification. A titre de comparaison, ce pas de temps est 50 fois supérieur à celui employé dans la simulation URANS.

#### 6.6.4 Choix du coefficient de régularisation initial

La question sur le choix du coefficient de régularisation de Tikhonov  $\alpha$  optimal peut être résolue en employant la technique de la *L-curve* (HANSEN [84]). Cependant, elle est relative à un jeu de paramètres  $n_u$ ,  $n_y$  et  $lag_u$  et quasiment indépendante de  $p$  (vérifié empiriquement). Il est donc nécessaire de fixer une valeur initiale  $\alpha_0$  pour réaliser l'étude paramétrique. Si cette valeur est trop petite, alors la résolution du système est proche d'une résolution par les moindres carrés, et donc instable. Dans le cas opposé, si  $\alpha_0$  est trop grand alors le modèle est trop stable et ne peut être fidèle à l'écoulement à modéliser. C'est pourquoi,  $\alpha_0$  est choisi modérément petit, soit une valeur égale à  $1 \times 10^{-5}$ . En redimensionnant les grandeurs, cet  $\alpha_0$  correspond à l'introduction d'un biais équivalent à 0,014 Pa, ce qui est tout à fait acceptable car sans conséquence sur l'estimation de la pression.

#### 6.6.5 Choix de la puissance initiale

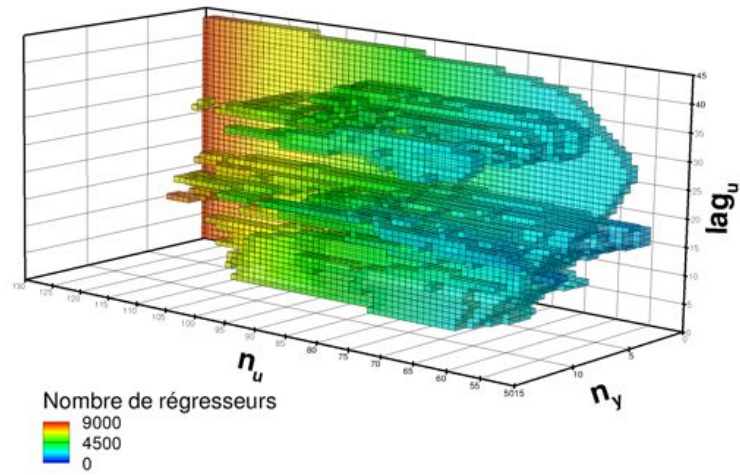
Puisque le paramètre de puissance  $p$  semble être indépendant des autres, il doit être fixé pour pouvoir réaliser l'étude paramétrique. Il est possible de fixer la puissance à une valeur élevée et ensuite de la diminuer, mais une puissance élevée augmente considérablement le nombre de coefficients de régression et par conséquent a tendance à accroître le nombre de conditionnement. Au contraire, si une puissance faible est choisie, l'importance des paramètres  $n_u$ ,  $n_y$  et  $lag_u$  sera d'autant plus grande ce qui permet d'augmenter la qualité de l'étude paramétrique. C'est la raison pour laquelle la puissance initiale  $p_0$  est choisie égale à 7.

#### 6.6.6 Étude paramétrique

##### 6.6.6.1 Présentation

L'étude paramétrique consiste à calculer une série de modèles dont les paramètres  $n_u$ ,  $n_y$  et  $lag_u$  varient suivant des intervalles propres à chacun. Le tableau Tab. 6.1 regroupe les caractéristiques de l'étude paramétrique menée, et montre que cette étude porte sur l'évaluation de  $130 \times 16 \times 60 = 124800$  modèles. Ce qui justifie *a posteriori* de fixer le nombre maximal de degré de liberté de l'étude, en particulier la puissance du polynôme  $p$ .





(a) Vue générale

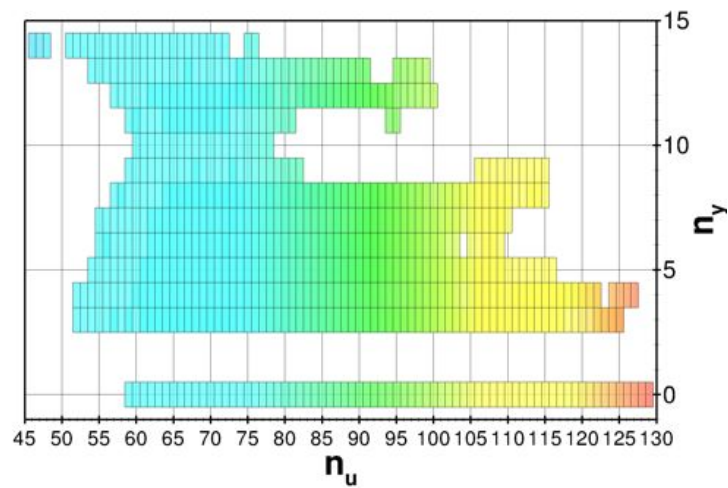
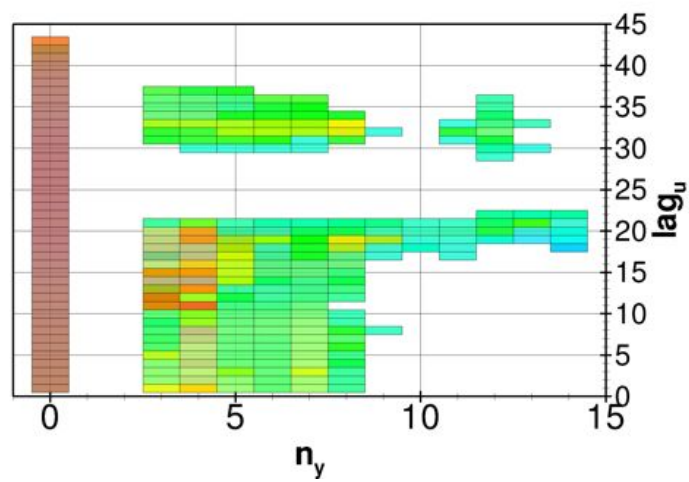
(b) Vue de dessus -  $n_y = f(n_u)$ (c) Vue de face -  $lag_u = f(n_y)$ 

FIGURE 6.7 – Représentation graphique des modèles issus de l'étude paramétrique dont le coefficient de fidélité 'fit' est supérieur ou égal à 75 % et colorés par le nombre de coefficients de régression.

Les résultats de l'étude paramétrique sont représentés sur la figure Fig. 6.7. Seuls les modèles dont le coefficient de fidélité 'fit' est supérieur ou égal à 75 % sont matérialisés par des éléments cubiques qui sont colorés suivant le nombre de coefficients de régression impliqués dans le modèle. La figure Fig. 6.7 est volontairement composée de trois vues différentes du même résultat en vue de faciliter l'interprétation.

L'interprétation se base de façon générale sur le constat que plus un amas d'éléments cubiques est étendu plus le jeu de paramètres peut-être qualifié de robuste. C'est-à-dire qu'une petite variation sur l'un des paramètres  $n_u$ ,  $n_y$  et  $lag_u$  se traduit par une petite variation du coefficient de fidélité, ce qui relève d'un caractère qui puisse "coller" avec la physique de l'écoulement.

La fidélité maximale, égale à 87,2 %, est obtenue pour des valeurs  $n_u$ ,  $n_y$  et  $lag_u$  respectivement égales à 130, 0 et 1. Il est arbitrairement choisie d'afficher uniquement les modèles dont le coefficient de fidélité est supérieur ou égal à 75%.

### 6.6.6.2 Choix de $n_y$ et $lag_u$

Les résultats montrent que choisir  $n_y$  nul permet d'obtenir un modèle précis quelque soit  $n_u$  et  $lag_u$ . Il est logique que le meilleur modèle soit celui qui possède le maximum de termes passés lorsque  $n_y$  est nul et tel que  $lag_u$  est égal à un. Cela se traduit par l'ouverture maximale du domaine d'influence des entrées représenté sur la figure Fig. 6.6. Le modèle NARX deviendrait alors un modèle NX qui est stable par nature car ne dépend pas des sorties passées. En effet, la structure du modèle se rapproche de la formulation d'un filtre à réponse impulsionnelle finie (FIR) non-linéaire.

Bien que les résultats encouragent à choisir  $n_y$  nul, aucune considération ne permet de choisir les valeurs  $n_u$  et  $lag_u$  compatibles avec la physique du problème et encore moins de pouvoir choisir un jeu de paramètres assurant la robustesse du modèle. C'est pourquoi, il est d'intérêt de pouvoir choisir  $n_y > 0$ , ne serait-ce que pour diminuer le nombre de coefficients de régression puisque  $n_u$  serait alors plus restreint. La figure Fig. 6.7(b) montre la vue de dessus de la représentation tridimensionnelle des résultats de la figure Fig. 6.7(a). Il est clairement visible que la valeur de  $n_y$  doit être égale à 3 ou 4 afin de garantir de la robustesse en fonction de  $n_u$  (bandes les plus larges).

De même, la figure Fig. 6.7(c) permet d'exhiber le retard  $lag_u$  le plus adéquat. En effet, choisir  $lag_u \in [18; 21]$  semble être le meilleur compromis (bandes à nouveau les plus larges).

Il est choisi de prendre  $n_y$  égal à 3 afin de limiter le nombre de coefficients de régression, et de prendre  $lag_u$  égal à 18 dans le but d'ouvrir au maximum le domaine d'influence des entrées passées (voir figure Fig. 6.6).

### 6.6.6.3 Choix de $n_u$

La valeur de  $n_u$  peut être sélectionnée à l'aide du coefficient de fidélité 'fit'. La figure Fig. 6.8 représente son évolution en fonction du nombre d'entrées passées telle que  $n_y = 3$ ,  $lag_u = 18$ ,  $p = p_0$  et  $\alpha = \alpha_0$ . Plus  $n_u$  croît, plus la fidélité est meilleure. Elle atteint un plateau pour  $n_u \geq 75$  dont le maximum est obtenu pour une valeur égale à 102. Il est de plus remarquable que pour  $n_u \geq 117$ , le modèle devient instable.

Il est simplement choisi de prendre pour la suite  $n_u$  égal à 102 puisque un écart de plus ou moins 10 termes  $n_u$  à partir de cette position ne modifie que légèrement le coefficient de fidélité.

### 6.6.6.4 Choix de $p$

Les paramètres  $n_u$ ,  $n_y$  et  $lag_u$  sont donc fixés, il ne reste plus qu'à sélectionner la puissance  $p$  du polynôme du modèle NARX, puis ensuite chercher le coefficient de régularisation de Tikhonov

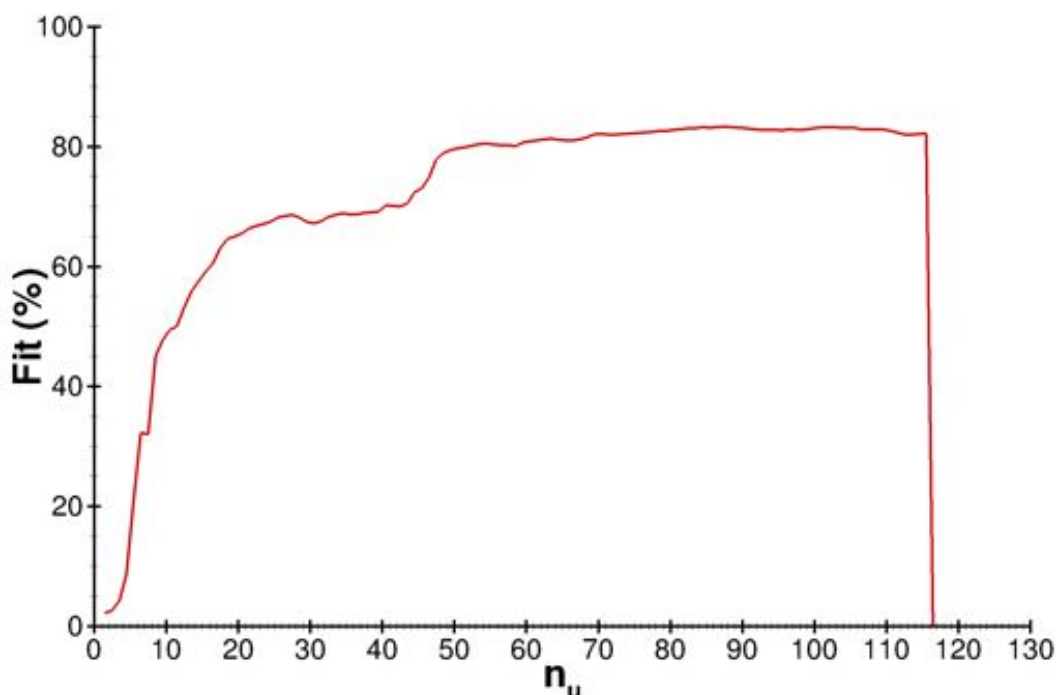


FIGURE 6.8 – Évolution du coefficient de fidélité en fonction du nombre d'entrées passées telle que  $n_y = 3$ ,  $lag_u = 18$ ,  $p = p_0$  et  $\alpha = \alpha_0$ .

$\alpha$  optimal.

L'évolution du coefficient de fidélité en fonction de la puissance  $p$  du modèle NARX telle que  $n_u = 102$ ,  $n_y = 3$ ,  $lag_u = 18$  et  $\alpha = \alpha_0$  est tracée sur la figure Fig. 6.9. La fidélité maximale est obtenue pour  $p$  égal à 6. Il est visible, pour des puissances supérieures, que la fidélité converge vers une valeur fixe pour  $p \geq 30$ . La valeur de 30 correspond exactement au nombre de plateaux dédiés à la description de l'état stationnaire du signal d'identification. La puissance  $p$  caractérise en réalité le comportement statique du modèle, bien qu'aucune preuve mathématique ne le montre. Cette observation est empirique, elle est déduite de l'expérience acquise sur la modélisation et uniquement relative au présent cas.

A ce stade deux alternatives s'offrent dans le choix de la valeur de  $p$  : 6 ou 30. La théorie montre que plus le nombre de coefficients de régression est élevé, meilleur est la fidélité, mais moins le modèle est robuste. C'est la raison pour laquelle,  $p$  est choisi égal à 6 pour la suite des travaux.

#### 6.6.6.5 Choix de $\alpha$

Le dernier paramètre à régler est le coefficient de régularisation de Tikhonov  $\alpha$  pour qu'il puisse offrir une robustesse maximale au modèle tout en gardant la fidélité aux signaux d'identification. Pour cela, la technique de la *l-curve* (voir HANSEN [84]) est particulièrement bien adaptée. La figure Fig. 6.10 montre que la valeur optimale de  $\alpha$  est égale à  $5 \times 10^{-5}$ , ce qui montre de plus que la valeur de  $\alpha_0$  choisi était raisonnablement précise.

#### 6.6.7 Récapitulatif

Cette étude a permis de choisir les paramètres du modèle en tentant de garder une maîtrise sur leur signification. Une optimisation par algorithme génétique par exemple, aurait certainement

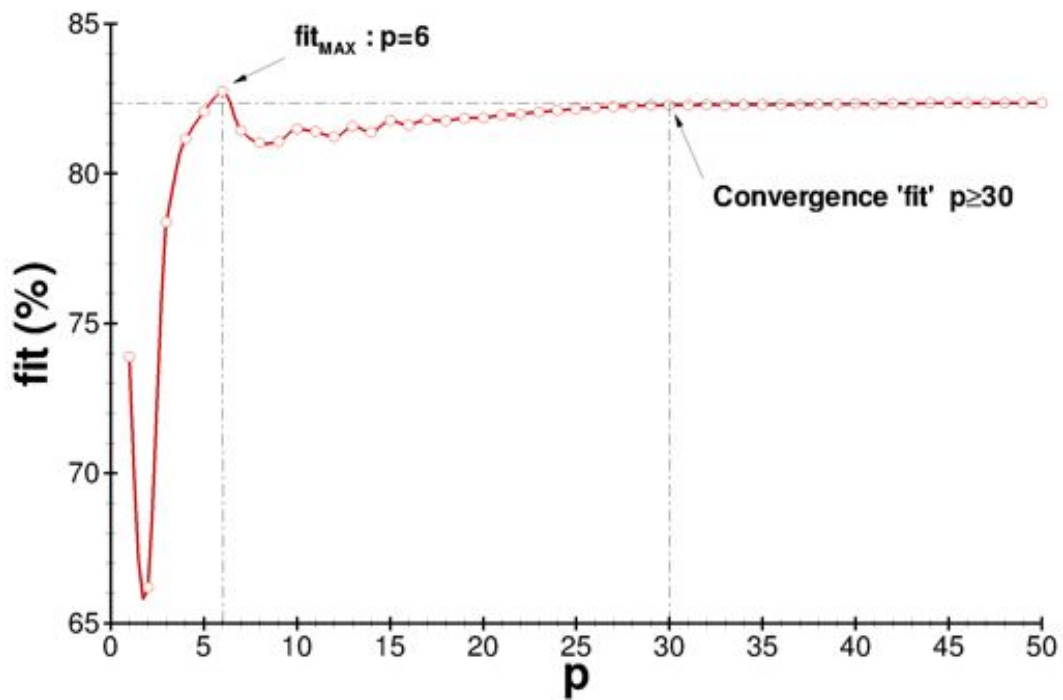


FIGURE 6.9 – Évolution du coefficient de fidélité en fonction de la puissance  $p$  du modèle NARX telle que  $n_u = 102$ ,  $n_y = 3$ ,  $lag_u = 18$  et  $\alpha = \alpha_0$ .

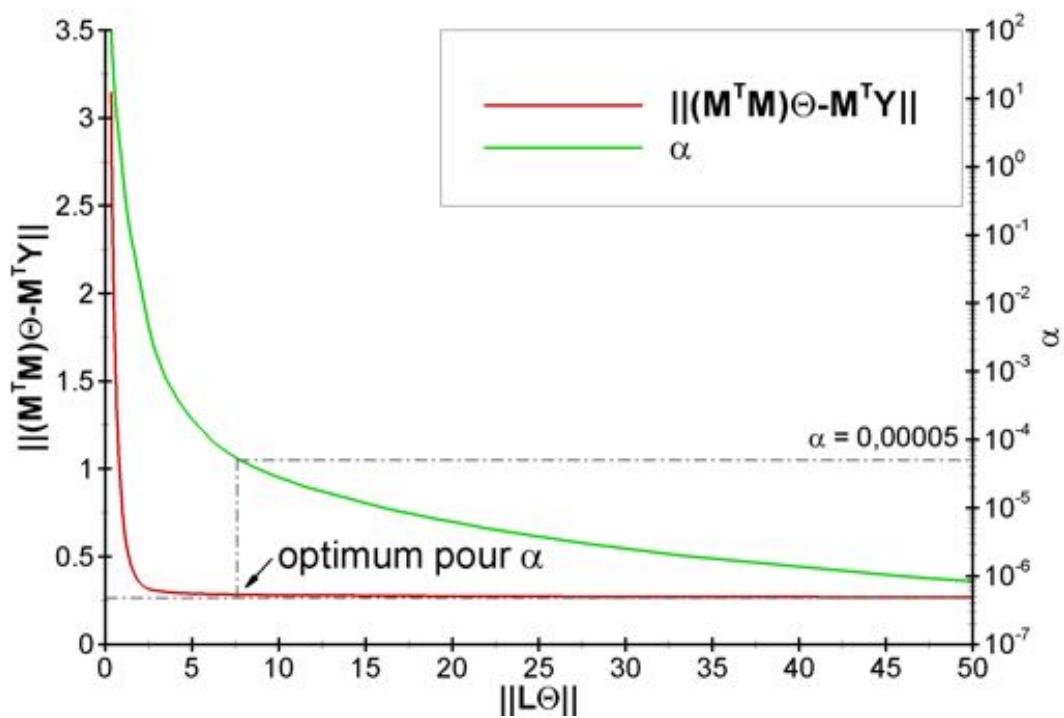


FIGURE 6.10 –  $L$ -curve du modèle NARX paramétré par  $n_u = 102$ ,  $n_y = 3$ ,  $lag_u = 18$  et  $p = 6$  avec les  $\alpha$  associés.

Paramètres	Valeurs
$dt$	$50dt_{cfd} = 2,5 \times 10^{-5}$
$n_u$	102
$n_y$	3
$lag_u$	18
$p$	6
$\alpha$	$5 \times 10^{-5}$

TABLE 6.2 – Paramètres du modèle NARX employé pour l'étude en boucle-fermée.

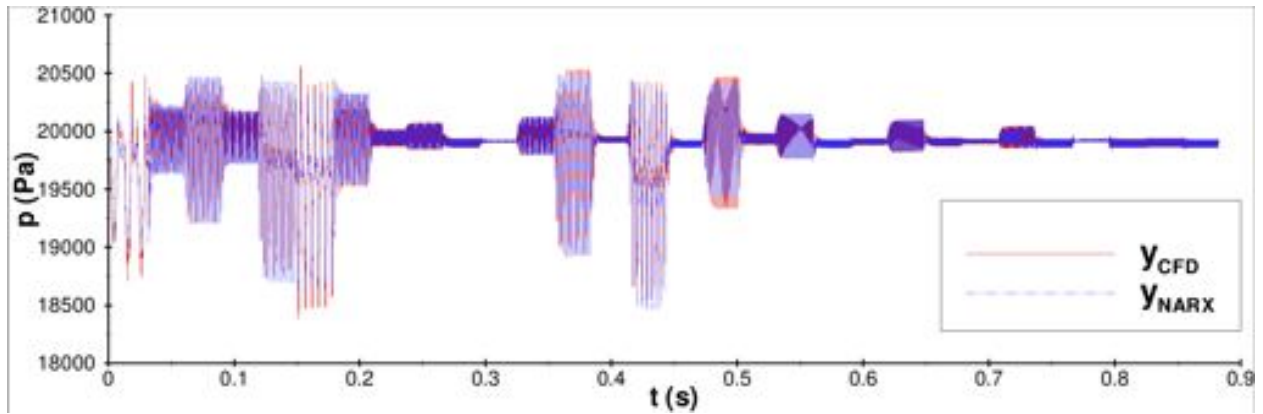


FIGURE 6.11 – Comparaison entre les réponses du modèle sélectionné et du calcul URANS à la séquence d'entrée d'identification.

convergé vers un autre jeu de paramètres relativement à une fonctionnelle de coût. Il aurait fallu pouvoir inclure dans cette fonctionnelle le conditionnement du modèle, lequel nécessite une grande puissance de calcul et donc sort du cadre de l'étude.

Les paramètres du modèle NARX employés sont regroupés dans le tableau Tab. 6.2. Le modèle est alors composé de 5785 coefficients de régression et le coefficient de fidélité est égal à 82,7 %.

La comparaison entre la sortie du modèle pour la séquence d'entrée d'identification et la sortie de la simulation URANS associée à cette même séquence d'entrée est représentée sur la figure Fig. 6.11. Les courbes sont effectivement proches, l'écart se situe principalement sur la linéarisation locale de quelques non-linéarités en raison d'un nombre de coefficients de régression raisonnable.

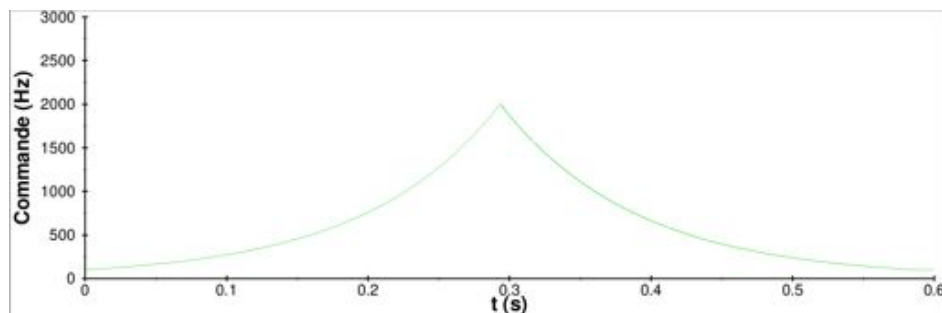
L'emploi de ce modèle ne peut être fait uniquement qu'après sa validation, ce qui constitue le sujet de la section suivante.

## 6.7 Validation du modèle NARX

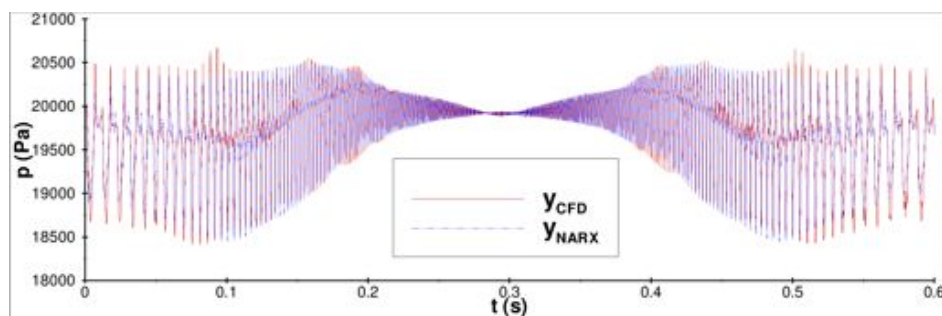
La validation du modèle consiste à vérifier les comportements dynamique, stationnaire et statique, le plus généralement possible, essentiellement en dehors de ce qui a été décrit par le signal d'identification.

### 6.7.1 Validation du comportement dynamique

Le caractère dynamique du modèle est obtenu par variation du signal de commande de fréquence de forçage. Il est nécessaire de pouvoir se référer à ce que la simulation URANS est capable de produire. Pour cela, deux séquences d'entrée différentes sont d'abord employées pour mesurer la



(a) Première séquence d'entrée test pour la dynamique du modèle.



(b) Comparaison entre les réponses du modèle NARX et du calcul URANS à la première séquence d'entrée test pour la dynamique.

FIGURE 6.12 – Premier test pour la validation de la dynamique du modèle.

réponse des simulations URANS. Puis, ces mêmes séquences sont mises en entrée du modèle NARX afin de comparer ses réponses avec celles des simulations URANS.

De la même manière que la construction du signal d'identification, les signaux tests d'entrée doivent être adaptés afin de pouvoir représenter la dynamique la plus complète du système. C'est pourquoi deux signaux sont utilisés.

Le premier teste le comportement dynamique en augmentant puis en diminuant progressivement la fréquence de forçage de 100 Hz à 2000 Hz. Ce signal de commande est représenté sur la figure Fig. 6.12(a).

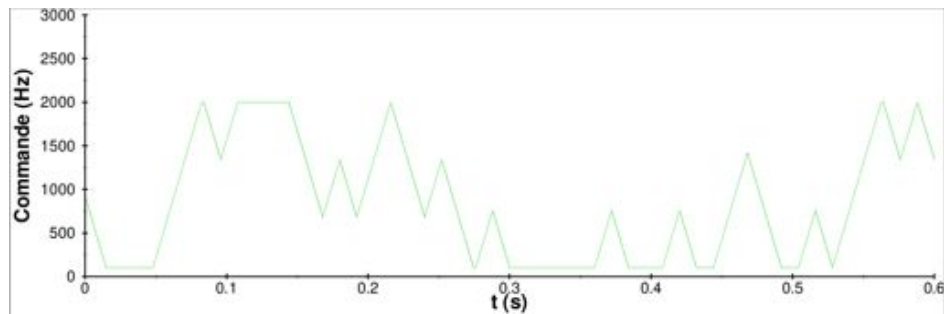
La seconde séquence d'entrée est orientée vers un changement aléatoire de fréquence avec paliers de durées aléatoires. Cette séquence est une adaptation de la séquence binaire pseudo aléatoire (voir CORRIOU [53]). Elle est représentée sur la figure Fig. 6.13(a).

L'ensemble de ces deux tests permet de vérifier un comportement complet de la dynamique du modèle NARX. Le domaine fréquentiel a été réduit à l'intervalle  $f \in [100; 2000]$  Hz afin de limiter la longueur temporelle de ces signaux pour des raisons de puissance de calcul nécessaire à la simulation URANS.

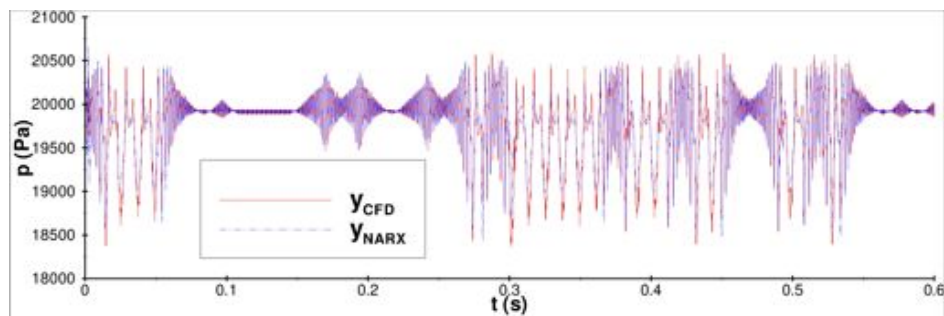
Les comparaisons des sorties entre modèle NARX ( $y_{\text{narx}}$ ) et simulations URANS ( $y_{\text{cfd}}$ ) sont respectivement tracées sur les figures Fig. 6.12(b) et 6.13(b). Il est clairement visible que le modèle reproduit fidèlement les simulations URANS. Le comportement dynamique du modèle est par conséquent validé.

### 6.7.2 Validation du comportement en régime stationnaire

Le comportement en régime stationnaire du modèle NARX est celui obtenu en boucle ouverte, c'est-à-dire pour une commande de fréquence de forçage fixe dans le temps.



(a) Seconde séquence d'entrée test pour la dynamique du modèle.



(b) Comparaison entre les réponses du modèle NARX et du calcul URANS à la seconde séquence d'entrée test pour la dynamique.

FIGURE 6.13 – Second test pour la validation de la dynamique du modèle.

L'intérêt est de tester le modèle à des fréquences différentes de celles des paliers du signal d'identification, ce qui permet de vérifier la robustesse du modèle en terme d'interpolation. C'est la raison pour laquelle 7 fréquences sont choisies aléatoirement : 94, 464, 650, 928, 1021, 1856 et 2784 Hz. La dernière est volontairement choisie légèrement en dehors de l'intervalle de fréquence d'identification pour connaître le comportement du modèle NARX lors d'un dépassement modéré de la fréquence maximale d'identification.

La comparaison entre les sorties du modèle NARX ( $y_{narx}$ ) et des simulations URANS ( $y_{cfd}$ ) est représentée sur les différentes illustrations composant les figures Fig. 6.14 et 6.15.

De nouveau, les résultats parlent d'eux même, le comportement stationnaire du modèle NARX est excellent même à 2784 Hz. La plus basse fréquence est la moins bien modélisée parmi toutes. Le modèle NARX est donc validé pour son comportement stationnaire.

### 6.7.3 Validation du comportement statique

Le comportement statique du modèle, au sens statistique, correspond à l'estimation de la pression moyenne pour différentes fréquences simulées en boucle ouverte. La pression moyenne est obtenue à l'aide d'un simple filtre passe-bas de type butterworth d'ordre 1 et de fréquence de coupure égale à 40 Hz, soit un peu moins de  $f_{min}/2$ .

La réponse de la simulation URANS à la séquence d'entrée d'identification est réutilisée afin de pouvoir compléter avec de nouveaux points la courbe de pression moyenne de référence en appliquant le même filtrage.

La figure Fig. 6.16 présente l'évolution de la pression pariétale moyenne au niveau du capteur placé l'abscisse  $x/h$  égale à 2,7 en fonction de la fréquence de forçage pour le modèle NARX et les simulations URANS. La pression moyenne du modèle NARX est calculée sur un intervalle de

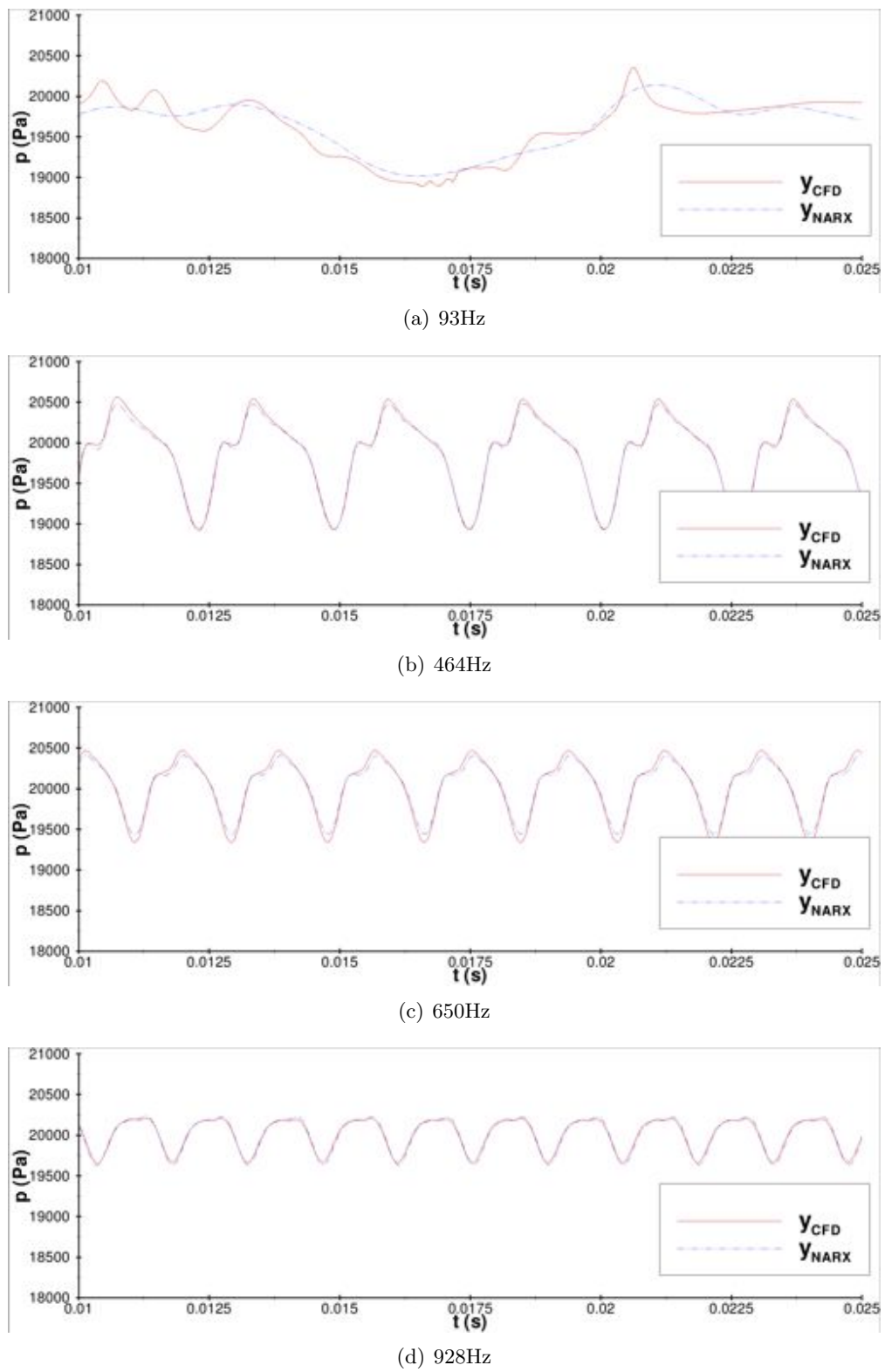
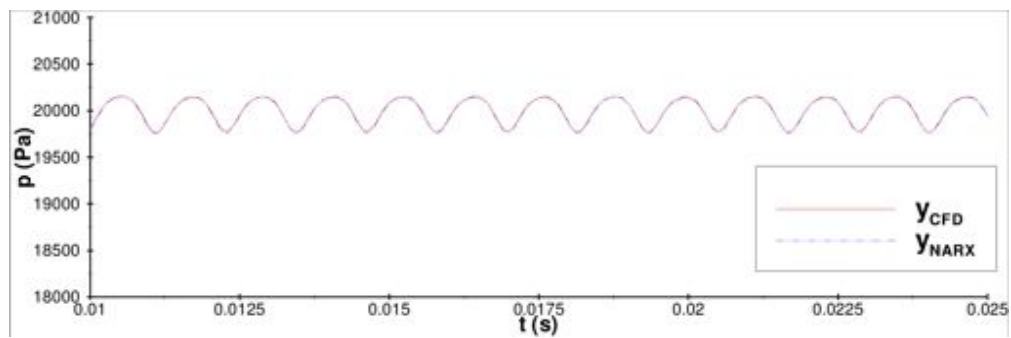
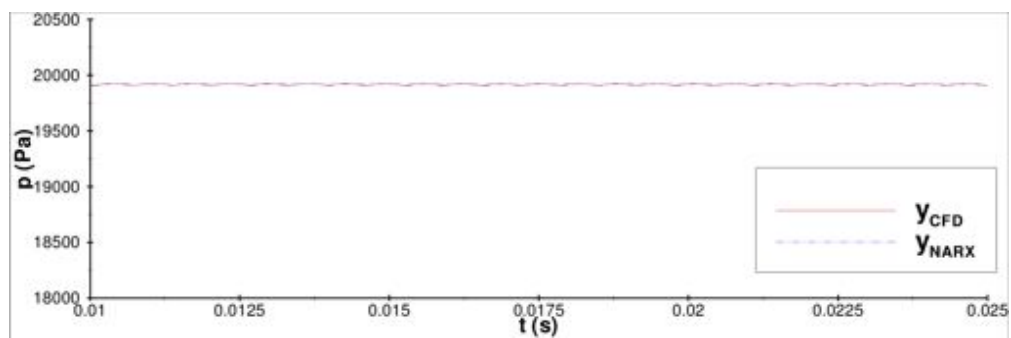


FIGURE 6.14 – Comparaisons des réponses à différentes commandes de fréquence fixe du capteur pariétal de pression ( $x/h = 2, 7$ ) entre le modèle NARX et les simulations URANS - Partie I.

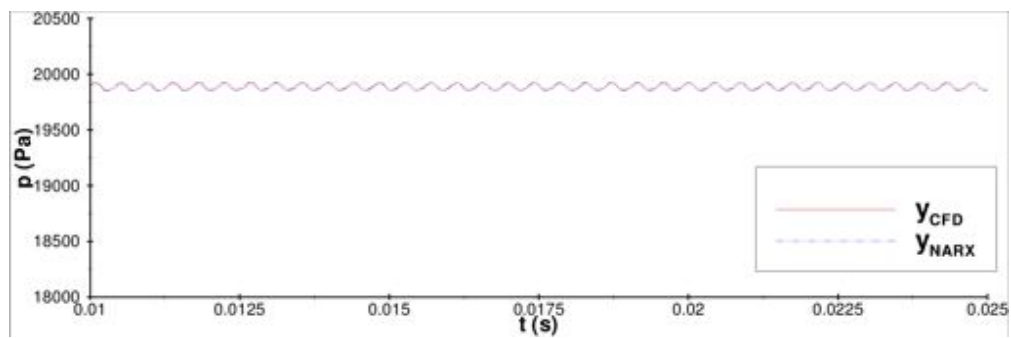




(a) 1021Hz



(b) 1856Hz



(c) 2784Hz

FIGURE 6.15 – Comparaisons des réponses à différentes commandes de fréquence fixe du capteur pariétal de pression ( $x/h = 2, 7$ ) entre le modèle NARX et les simulations URANS - Partie II.

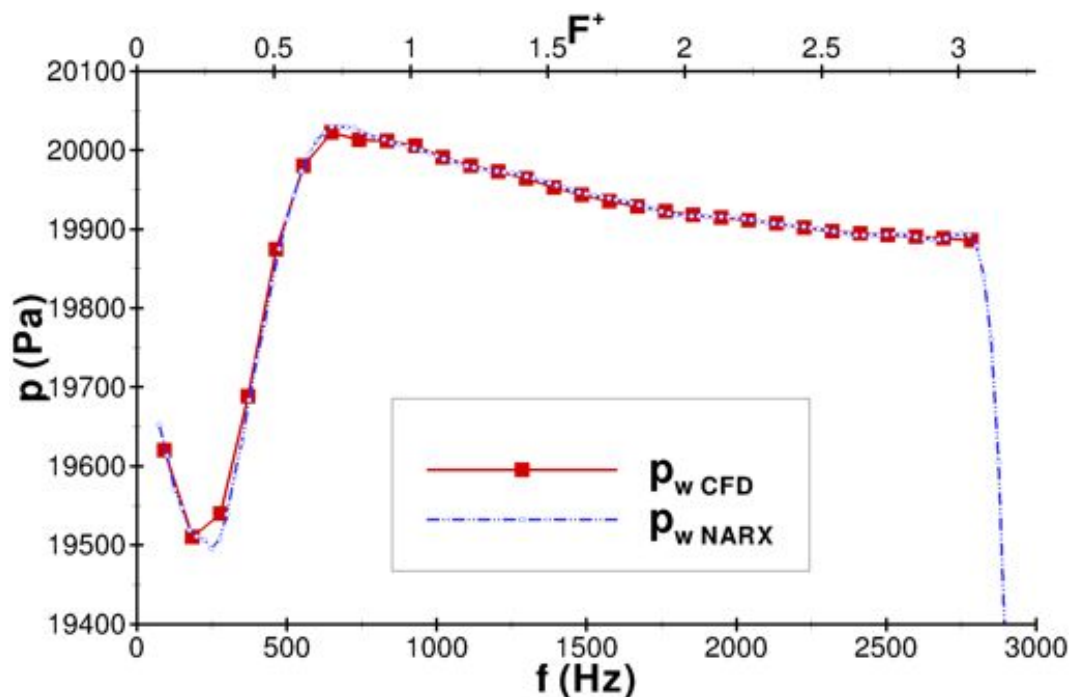


FIGURE 6.16 – Évolution de la pression pariétale moyenne au niveau du capteur placé l'abscisse  $x/h$  égale à 2,7 en fonction de la fréquence de forçage pour le modèle NARX et les simulations URANS.

fréquence égal à  $f \in [75; 3025]$  Hz échantillonné avec un pas de 25 Hz.

Une fois de plus, le modèle NARX choisi répond remarquablement bien. Il est intéressant de constater que pour des fréquences en dehors du domaine d'identification, en particulier pour les hautes fréquences, le comportement du modèle NARX diverge de celui des simulations URANS, ce qui est tout à fait normal.

Le point le plus important est que la fréquence optimale de forçage du modèle NARX, c'est-à-dire la fréquence pour laquelle la pression pariétale en  $x/h = 2,7$  est maximale, correspond à celle des calculs URANS. En raison d'une meilleur discrétisation avec le modèle NARX, la fréquence optimale est ici estimée plus précisément à 675 Hz, soit  $\mathcal{F}^+ = 0,74$  ou  $St_{b_n} = 0,10$ .

#### 6.7.4 Bilan

L'ensemble de ces différents tests mettent en évidence les capacités du modèle NARX paramétré et calculé dans la précédente partie à représenter fidèlement le comportement de l'écoulement contrôlé simulé par simulation URANS, tant en matière de comportement dynamique ou statique.

Il est à noter qu'en aucun cas le modèle NARX employé diverge lors des différents tests, ce qui prouve une grande robustesse, nécessaire pour son emploi dans les boucles-fermées.

Ce modèle est donc bien adapté pour le design des asservissements qui peuvent être ensuite directement appliqués sur les simulations URANS.

## 6.8 Conclusion

Ce chapitre a permis de concevoir un modèle non-linéaire boîte-noire de type NARX polynômial capable de se substituer aux simulations URANS. Il permet de simuler avec une grande précision le

signal de pression pariétale à l'abscisse  $x/h$  égale à 2,7 pour une séquence quelconque de commande de fréquence de forçage.

Le calcul du modèle a nécessité l'application de techniques employées dans domaine de l'automatique avec les méthodes inverses, ou encore l'adaptation d'une séquence d'entrée pour l'identification, laquelle s'est ici montrée efficace.

La validation du modèle est également une validation de la démarche suivie et des choix entrepris.

Dans la littérature liée au contrôle des écoulements, c'est la première fois qu'un tel modèle aussi complet et efficace a été réalisé.

Ce modèle ouvre désormais le champ de la conception des régulateurs qui fait l'objet du chapitre suivant.

# Contrôle du décollement de rampe par jet synthétique en boucle fermée

**Objectifs et démarche :** *Le modèle NARX est capable de restituer un signal de pression pariétal fidèle à celui obtenu par une simulation URANS quelque soit la séquence de commande de forçage. Il est alors possible de l'employer comme le système à contrôler par un asservissement. La faible puissance de calcul nécessaire à son fonctionnement le place comme acteur privilégié de la conception des boucles de régulation.*

*L'objectif de ce chapitre est de concevoir différentes stratégies de régulation visant à trouver automatiquement la fréquence optimale de forçage identifiée dans les précédents chapitres, puis de les appliquer en temps réel sur une simulation URANS.*

*Pour cela, la première application utilise la propriété de linéarité de la réponse des fluctuations moyennes de pression à la fréquence de forçage. Le manque de robustesse de l'algorithme impose l'utilisation d'une régulation alternative.*

*L'objectif est alors de maximiser la pression moyenne par des algorithmes d'optimisation en temps réel basés sur une méthode de descente par gradient. Pour cela, plusieurs algorithmes d'estimation du gradient de la réponse statique du système, c'est-à-dire la réponse de la pression moyenne en fonction de la fréquence de forçage, sont identifiés. Deux techniques d'estimation par modulation d'une perturbation et par logique floue sont privilégiées. La première méthode associée avec un correcteur PI constitue l'extremum-seeking. L'algorithme présente certaines limitations qui doivent être corrigées. Pour cela, il est amélioré grâce à l'introduction d'un gain adaptatif et d'une amplitude de perturbation adaptative. La seconde technique est la première application en contrôle des écoulements de la logique floue associée avec un régulateur PI.*

## 7.1 Préambule à l'étude en boucle fermée - introduction à l'automatique

Ce chapitre est destiné au contrôle en boucle fermée du décollement de rampe arrondie par un jet synthétique. Le domaine de l'aérodynamique et de celui de l'automatique doivent donc collaborer afin de pouvoir appliquer une relation contrôle-commande, c'est-à-dire l'emploi de boucles de régulation.

Il est par conséquent nécessaire de présenter succinctement, en premier lieu, quelques éléments du vocabulaire de l'automatique afin de clarifier le discours et de s'accorder sur la définition des termes.

Il est délibérément choisi de ne présenter qu'une infime partie des outils mis existant en automatique, le lecteur intéressé par le sujet est invité à consulter par exemple l'ouvrage de CORRIOU [53].

### 7.1.1 Régulation

L'écoulement à contrôler est considéré en automatique comme un système dynamique ayant des entrées, des sorties et des variables internes (*variables d'état*). En particulier, dans le précédent chapitre, il a été vu que le système à contrôler possède une unique entrée et une unique sortie qui sont respectivement la fréquence de forçage et la pression pariétale instationnaire à la position  $x/h = 2,7$  (voir figure Fig. 6.1). Le système ainsi défini est donc monovarié noté SISO (*Single Input Single Output*).

En automatique, la signification physique de ces valeurs importe peu, ces variables sont associées à des signaux transportant de l'information. L'entrée du système caractérise l'effet de l'environnement sur le système, et réciproquement la sortie caractérise l'effet du système sur l'environnement. Cette dernière doit être maintenue aussi proche que possible de la consigne, c'est-à-dire de l'objectif de contrôle fixé par le cahier des charges. Le système en automatique a pour unique but d'être un élément transformant le signal en entrée en un autre par différentes opérations mathématiques. Cette notion a déjà été abordée dans le cadre de la modélisation du précédent chapitre.

L'entrée du système visant à changer son comportement est appelée *commande*. La finalité du contrôle en boucle fermée est l'adaptation autonome de la commande par un organe de régulation. Les systèmes sont destinés à deux types de fonctions :

1. La régulation qui consiste à maintenir la sortie transformée ou non du système à une valeur de référence malgré les variations des conditions extérieures ;
2. L'asservissement qui vise à répondre à des changements d'objectifs ou à un objectif variable (poursuite de cible, suivi d'un gabarit).

En général, les méthodes et les outils utilisés pour répondre aux deux problèmes sont communs. C'est pourquoi les notions sont souvent confondues. La structure du système commandé peut donc être désignée indifféremment par *régulation* ou par *asservissement*.

De façon plus précise, le fonctionnement d'un système en boucle fermée peut être explicité ainsi : lorsque l'on change la consigne, il va se produire un certain régime transitoire avant que le système n'atteigne son régime permanent, comme dans toute solution d'une équation différentielle. L'objectif prioritaire est de maîtriser le régime permanent, qui doit être stable et précis. Le second est celui relatif à la maîtrise du régime transitoire.

La figure Fig. 7.1 représente le schéma bloc générique du principe du contrôle en boucle fermée avec l'application au contrôle du décollement de rampe par jet synthétiques. La commande, fréquence de forçage, est calculée par un système de traitement de l'information. Cet organe de commande est indifféremment nommé *correcteur* ou *régulateur*.

La commande est ensuite envoyée à l'*actionneur* qui transforme le signal en une information directement utilisable par le système. L'actionneur transforme ici la fréquence de forçage en une vitesse de soufflage/aspiration au fond de la cavité.

Le système répond à son tour par une sortie dite *mesurée*. En effet, de nombreuses autres variables du système sont modifiées par le contrôle telles que la masse volumique ou l'enthalpie par exemple. Cette mesure est généralement réalisée par un *capteur* qui, lui-même, peut modifier le signal puisqu'il possède sa propre fonction de transfert.

Les sorties mesurées peuvent ne pas être forcément utilisées directement par l'organe de régulation. Elles nécessitent de subir un traitement par un *transducteur* qui convertit une grandeur physique en une autre afin de faciliter le traitement de l'information.

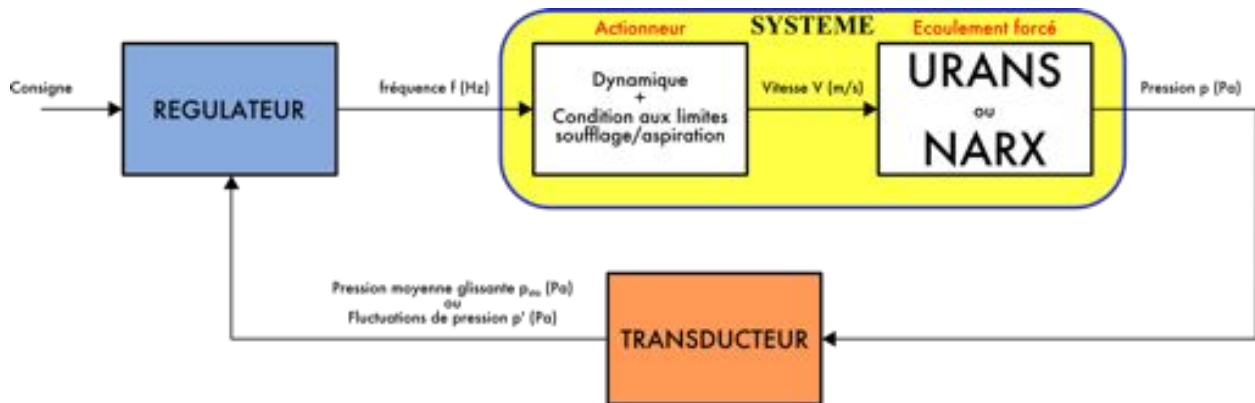


FIGURE 7.1 – Schéma bloc du principe du contrôle en boucle fermée du décollement de rampe par jets synthétiques.

Il est à noter que les régulateurs sont classés suivant la technique mathématique et le concept du traitement de l'information employés.

### 7.1.2 Grandeurs caractéristiques

L'objectif d'une régulation est de modifier la commande afin de piloter le système vers une consigne fixée par l'utilisateur.

L'évolution temporelle de la sortie du procédé, valable également pour la commande en sortie du régulateur, est caractérisée par un ensemble de grandeurs représenté sur la figure Fig. 7.2. Elle trace la réponse indicielle type d'un procédé stable, c'est-à-dire la réponse dynamique du système à un changement de consigne discontinu semblable à une marche.

La dynamique d'évolution est quantifiée par le délai de montée, le temps de convergence, le temps de réponse, le temps de montée, le temps de retard et le dépassement. Ce dernier est aussi rencontré sous le nom de dépassement. Le régime stationnaire est quant à lui caractérisé par la seule erreur statique.

Le délai de montée est le temps mis par le système pour modifier sa sortie de 10% de sa valeur finale. Il est caractéristique de l'inertie et de la sensibilité de la régulation. Le temps de retard est le temps nécessaire pour que la réponse atteigne 50% de la valeur finale et le temps de montée celui nécessaire pour qu'elle passe de 10% à 90% de la valeur finale. Ces deux temps caractérisent la vélocité de réaction de la régulation.

Deux grandeurs permettent d'évaluer le temps mis par le système pour atteindre la consigne. Le temps de réponse est le temps nécessaire pour que la réponse du système demeure dans l'intervalle  $\pm 5\%$  de la valeur finale. Le temps de convergence est le temps mis pour que la réponse atteigne définitivement sa valeur finale.

Le dépassement, ou overshooting, est la différence entre la valeur maximale (ou minimale dans le cas d'une consigne à différence négative) et la valeur finale. Il met en évidence le temps de réaction de l'asservissement. Un fort dépassement permet de mettre en évidence les prémisses d'une instabilité de la régulation.

Enfin, la dernière grandeur permet de quantifier l'écart entre la consigne et la valeur finale en sortie du système, elle est appelée erreur statique.

Une régulation idéale est un asservissement capable de minimiser au mieux les différentes grandeurs temporelles tout en proposant un dépassement minimum et une erreur statique nulle.

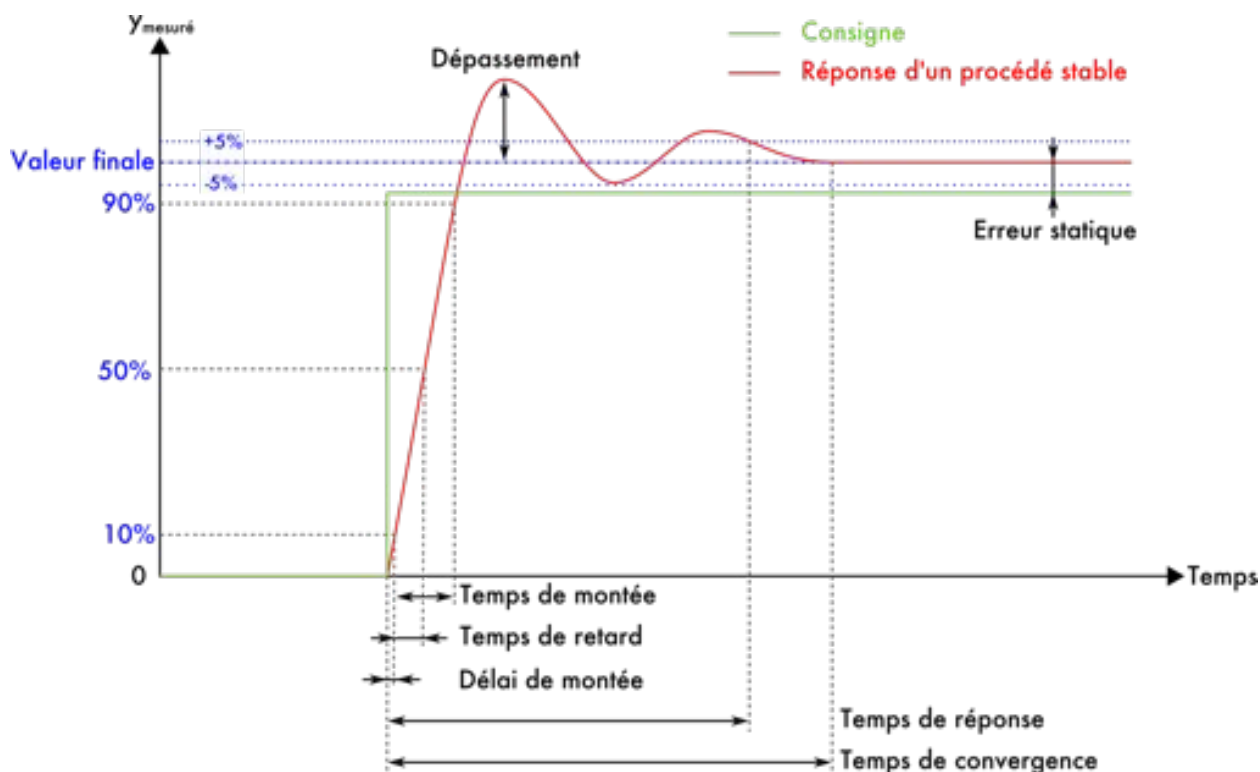


FIGURE 7.2 – Réponse indicielle type d'un procédé stable.

### 7.1.3 Stabilité et robustesse

La robustesse d'un asservissement est sa capacité à pouvoir continuer la mission pour laquelle il a été conçu lorsque les conditions d'utilisation changent. Elle est souvent associée à la notion de stabilité. La stabilité est une étude sur les représentations mathématiques des différents éléments de la boucle fermée, système inclus, qui permet d'évaluer la réponse de ces éléments à des perturbations.

En d'autres termes, la stabilité concerne le comportement de la régulation à des perturbations des signaux, tandis que la robustesse se rapporte aux conditions et domaine d'utilisation de l'algorithme.

### 7.1.4 Fonction de transfert

Un filtre permet de réaliser une opération mathématique sur un signal afin de le transformer ou d'extraire des informations utiles à d'autres opérateurs.

Comme les modèles mathématiques, les filtres peuvent s'exprimer par représentation d'état, fonction de transfert discrète ou continue par exemple.

Un procédé peut être entièrement décrit à l'aide d'un ensemble de variables minimal : les variables d'état. Ces variables sont des grandeurs physiques continues du système (de classe  $\mathcal{C}^1$ ) et indépendantes les unes des autres. Elles assurent le lien entre les variables d'entrées et de sorties du système.

Le comportement dynamique d'un système ou d'un filtre linéaire monovarié peut être décrit par une équation différentielle d'ordre  $n$  liant l'entrée et la sortie :

$$b_0 u(t) + b_1 \frac{du(t)}{dt} + \dots + b_m \frac{d^m u(t)}{dt^m} = a_0 y(t) + a_1 \frac{dy(t)}{dt} + \dots + a_n \frac{d^n y(t)}{dt^n} \quad m \leq n \quad (7.1)$$

Fonction de transfert		
Attribut	Propre	$\deg N(s) \leq \deg D(s)$
	Strictement propre	$\deg N(s) < \deg D(s)$
	Bipropre	$\deg N(s) = \deg D(s)$
	Impropre	$\deg N(s) > \deg D(s)$

TABLE 7.1 – Attributs des fonctions de transfert.

La transformation de Laplace consiste à exprimer un problème explicité dans un espace temporel dans un espace fréquentiel. La variable  $t$  représentative du temps laisse place à la variable de Laplace  $s$  caractéristique d'une pulsation ou fréquence. L'équation différentielle linéaire 7.1 peut alors s'exprimer par :

$$b_0U(s) + b_1sU(s) + \dots + b_ms^mU(s) = a_0Y(s) + a_1sY(s) + \dots + a_ns^nY(s) \quad (7.2)$$

Le rapport de la transformée de sortie sur la transformée d'entrée donne la fonction de transfert  $\mathcal{H}(s)$  :

$$\frac{Y(s)}{U(s)} = \mathcal{H}(s) = \frac{b_0 + b_1s + \dots + b_ms^m}{a_0 + a_1s + \dots + a_ns^n} \quad (7.3)$$

Il est possible de généraliser cette fonction par le rapport :

$$\mathcal{H}(s) = \frac{N(s)}{D(s)} \quad (7.4)$$

Le tableau 7.1.4 regroupe les différentes désignations de la fonction de transfert en fonction des degrés des polynômes. Les fonctions de transfert impropres sont inutilisables car elles sont instables.

Il est possible d'exprimer ces fonctions de transfert dans une représentation discrète. La variable  $s$  devient l'opérateur de retard  $z$  tel que pour un instant discret  $k$ ,  $f[k]z^{-n} = f[k - n]$ .

### 7.1.5 Propriétés générales sur les filtres

Les filtres linéaires sont généralement caractérisés par leur diagramme de Bode et de Nyquist. Le premier est composé de deux courbes : le gain et la phase en fonction de la pulsation. Le gain correspond à l'amplification du signal en sortie du filtre en fonction de la pulsation et la phase indique le déphasage qu'introduit le filtre entre les signaux en entrée et en sortie en fonction de la pulsation. La logique sous-jacente est que tout signal en entrée peut être décomposé en série de Fourier qui est une somme finie ou infinie de termes sinusoidaux harmoniques. Le diagramme de Nyquist permet d'évaluer la stabilité du filtre.

Le gain  $\mathcal{G}$  du diagramme de Bode d'une fonction de transfert  $\mathcal{H}(s)$  est typiquement exprimé en décibel. Il est calculé en réalisant l'opération :

$$\mathcal{G}(\omega) = 20\log_{10} (|\mathcal{H}(j\omega)|) \quad (7.5)$$

Le déphasage  $\phi$  est quant à lui exprimé par l'argument de la fonction de transfert :

$$\phi(\omega) = \angle (\mathcal{H}(j\omega)) \quad (7.6)$$



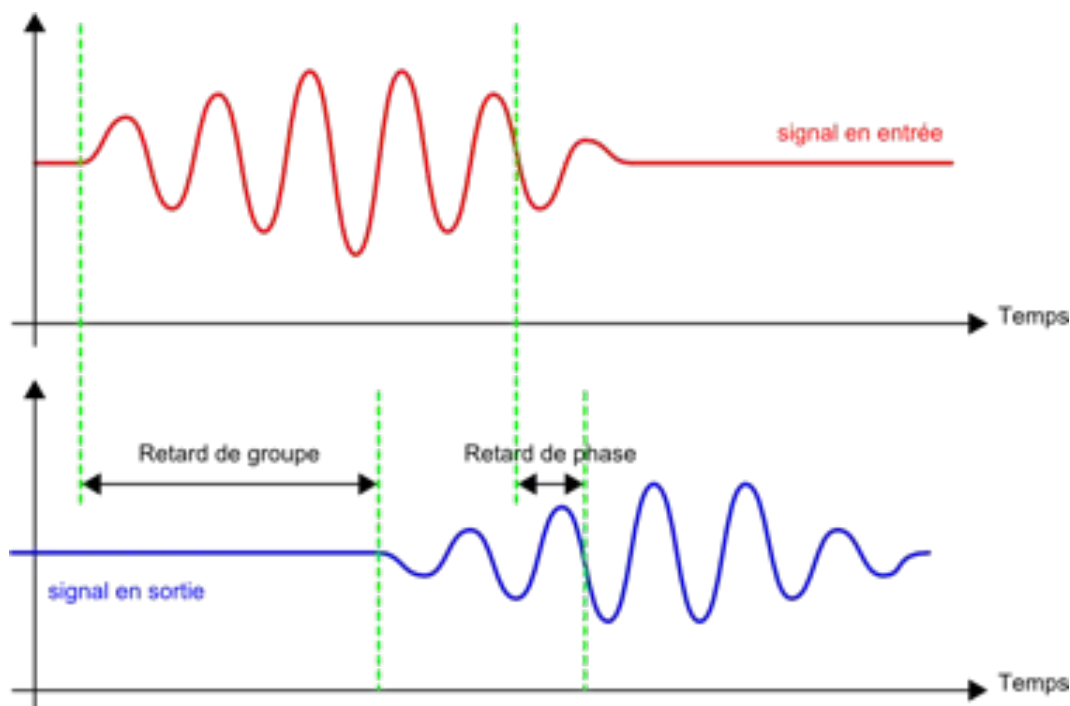


FIGURE 7.3 – Retard de phase et retard de groupe.

L'intérêt d'un filtre est qu'il est capable de supprimer des fréquences indésirables. Un filtre idéal est un filtre qui élimine totalement les bandes de fréquences indésirables tout en préservant les autres. Un tel filtre ne doit pas distordre le signal, c'est-à-dire que le déphasage et le retard de groupe doivent être nuls ou à défaut constants quelque soit la pulsation. Cela revient à un filtre dont la sortie est calculée instantanément. En effet, le retard de groupe est le délai de transit de l'information au travers du filtre. En d'autres termes, c'est le temps au bout duquel l'information en entrée est restituée en sortie de filtre. Le retard de groupe  $\tau_g$  peut être calculé en fonction de la pulsation en effectuant l'opération :

$$\tau_g = -\frac{d\phi(\omega)}{d\omega} \quad (7.7)$$

Le déphasage est souvent confondu avec le retard de phase qui lui même est confondu avec le retard de groupe. Le retard de phase  $\tau_\phi$  est le délai minimal entre deux phases identiques. Son expression est donnée par :

$$\tau_\phi = -\frac{\phi(\omega)}{\omega} \quad (7.8)$$

La différence entre le retard de phase et le retard de groupe est illustrée sur la figure Fig. 7.3 afin de clarifier ces deux notions.

## 7.2 Design des transducteurs

Le transducteur permet de traiter la sortie de pression instationnaire du système à commander en une nouvelle grandeur directement utilisable par le régulateur. Les stratégies d'asservissement adoptées nécessitent comme entrée la pression moyenne ou les fluctuations de pression. C'est pourquoi la pression moyenne doit pouvoir être estimée en temps réel, ce qui revient à calculer la pression statistique sur une fenêtre glissante de longueur temporelle définie par l'utilisateur. C'est

ce que l'on nomme "moyenne glissante" ou encore de "moving average" en termes anglo-saxons. Les fluctuations de pression peuvent être évaluées grâce à la connaissance de cette pression moyenne puisque  $p' = p - \bar{p}$  ou encore  $p_{rms} = \sqrt{\overline{p'^2} - \bar{p}^2}$ .

Cette partie est dédiée au choix d'une méthode fiable, simple, robuste et rapide de l'estimation de la pression moyenne dite 'glissante' par filtrage de la pression instationnaire fournie par le système.

### 7.2.1 Différentes possibilités de filtrage

Une valeur en moyenne glissante peut être obtenue de différentes façons plus ou moins évoluées. L'enjeu est de pouvoir la calculer le plus précisément possible sur une fenêtre glissante la plus réduite possible, ce qui est à l'heure actuelle un vaste domaine de recherche principalement soutenu par le domaine de la finance.

La décomposition de Reynolds de la pression instantanée montre qu'il est possible d'accéder à la valeur moyenne  $\bar{p}$  en lui retranchant les fluctuations  $p'$ . Ceci n'est valable uniquement que si le système est commandé en boucle ouverte, c'est-à-dire à commande constante dans le temps. Or la pression pariétale moyenne est censée évoluer suivant la fréquence de forçage. Ainsi en associant la pression moyenne glissante  $\bar{p}_{\delta t}(t)$  calculée sur une durée  $\delta t$  (longueur temporelle de la fenêtre) à un instant  $t$ , il est alors possible de l'exprimer par l'expression suivante :

$$\bar{p}_{\delta t}(t) = \frac{1}{\delta t} \int_{t-\delta t}^t p(t_i) dt_i \quad (7.9)$$

Cette procédure peut être interprétée comme un filtre qui supprime les fluctuations de pression. En effet, l'équation devient en utilisant la décomposition de Reynolds sur un temps  $\delta t$  et en faisant l'hypothèse d'une pression moyenne constante pour toute durée :

$$\int_{t-\delta t}^t p'(t_i) dt_i = 0 \quad (7.10)$$

Différents types de filtres distingués par l'approche mathématique usitée sont capables de réaliser un tel calcul, chacun ayant ses qualités et défauts. Les trois principales classes sont : les filtres numériques dits de moyenne glissante, les filtres passe-bas ou les observateurs d'état.

Afin de choisir la classe de filtre à utiliser, ceux-ci sont succinctement présentés dans les paragraphes suivants. La documentation relative au filtrage est très riche et abondante dans la littérature. La lecture de l'ouvrage de CORRIOU [53] constitue une bonne approche pour le néophyte.

#### 7.2.1.1 Les filtres à moyenne glissante

Les filtres à moyenne glissante réalisent une moyenne pondérée du signal d'entrée. Ces filtres sont généralement exprimés suivant une formulation discrète. Ces filtres numériques ont la particularité d'être à réponse impulsionnelle finie (ou RIF pour *Finite Impulse Response filter*). Cette propriété provient du fait que la sortie calculée dépend uniquement des entrées passées, ce qui lui assure une grande stabilité et robustesse puisque la formulation mathématique ne présente pas de pôles. Il est enfin à noter que de tels filtres sont linéaires.

La sortie  $y$  à un instant discret  $k$  est donc une combinaison linéaire de  $n$  termes des entrées  $u$  passées pondérées par les coefficients  $\theta_i$ . Les entrées peuvent également subir un retard  $lag_u$  qui est généralement pris égal à 0 dans la formulation suivante :

$$y[k] = \sum_{i=1}^n \theta_i u[k - i - lag_u] \quad (7.11)$$

La moyenne glissante (ou moyenne mobile) standard d'un signal sur une fenêtre définie par  $n$  termes passés revient à choisir  $\forall i, \theta_i = 1/n$  soit :

$$y[k] = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u[k - i - lag_u] \quad (7.12)$$

D'où la fonction de transfert  $\mathcal{H}$  discrète du filtre à moyenne glissante :

$$\mathcal{H}(z) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n z^{-i-lag_u} \quad (7.13)$$

Un des intérêts de ce filtre est que quelque soit la séquence en entrée, le retard de groupe est constant. Le retard de groupe est calculé en temps discret par :

$$t_g = -im \left\{ \frac{\frac{d\mathcal{H}(e^{j\omega\Delta t})}{d\omega}}{\mathcal{H}(e^{j\omega\Delta t})} \right\} \quad (7.14)$$

où  $\Delta t$  est la valeur du pas de discrétisation temporelle. L'application numérique au cas de la moyenne glissante standard avec un retard  $lag_u$  nul, donne :

$$t_g = \frac{n+1}{2} \Delta t \quad (7.15)$$

La formule mathématique du filtre et du retard de groupe mettent en évidence que le résultat dépend non seulement du nombre de termes  $n$  des entrées passées mais aussi du choix de  $\Delta t$ , le tout conditionné par le choix de la longueur temporelle  $\delta t$  de la fenêtre puisque  $\delta t = n\Delta t$ .

Le filtre à moyenne glissante a pour vocation de lisser le signal d'entrée, c'est-à-dire de supprimer les fluctuations de façon instationnaire. Pour une même longueur temporelle  $\delta t$  de la fenêtre, plus le pas de discrétisation  $\Delta t$  sera petit, plus le nombre d'échantillons du signal en entrée à moyenner sera grand, et plus le calcul de la moyenne glissante sera précis.

En général, la longueur de fenêtre est fixée par la plus basse fréquence de fluctuation à supprimer. Il en résulte que la réponse du filtre dépend surtout de la discrétisation temporelle adoptée. Dans un même cadre, il est à noter que le nombre de terme  $n$  impliqué dans un tel filtre peut rapidement devenir très grand face aux filtres à réponse impulsionnelle infinie. En effet, pour un filtre de fréquence de coupure égal à 50 Hz (soit une fenêtre de moyenne temporelle égale à 0,02 s) avec un pas discret  $\Delta t$  égal à celui du modèle NARX précédemment établi, soit  $2,5 \times 10^{-5}$  s, 800 termes sont alors nécessaires. Tandis que 6 termes maximum sont nécessaires pour un filtre passe-bas du second ordre (en utilisant la transformation bilinéaire en  $\mathcal{Z}$  comme mode de discrétisation).

Si la puissance de calcul offerte par le processeur réalisant le filtrage n'est pas suffisante, son application en temps réel peut être compromise en raison du nombre d'opérations à effectuer à chaque pas de temps. De plus, un nombre important de termes implique un retard de groupe élevé qui peut être préjudiciable à l'égard de la technique de régulation adoptée.

Le filtre à moyenne glissante se décline également suivant la manière de pondérer les termes, c'est-à-dire de choisir les  $\theta_i$  : distribution exponentielle, distribution Gaussienne, etc. Ces déclinaisons proposent des particularités qui sortent du cadre de l'étude. Plus généralement, les RIF peuvent proposer des solutions très intéressantes mais il est généralement montré que le nombre de termes devient également rapidement démesuré.

Il est donc à retenir que ces filtres sont très performants du point de vue d'un gain de sortie strictement égale à 1 dans la bande passante (puisque  $\forall i, \theta_i = 1/n$ ) et du retard de groupe constant quelque soit la séquence à filtrer, ce qui est important pour les stratégies qui seront employées.

### 7.2.1.2 Les filtres passe-bas

Les filtres passe-bas ont pour vocation d'éliminer, par atténuation, les fluctuations dont la fréquence est au-dessus de la fréquence dite de coupure. Ces présents filtres font partis des filtres dits récurrents ou à réponse impulsionnelle infinie. En effet, les valeurs des sorties et entrées passées sont prises en compte dans le calcul de la nouvelle sortie à chaque instant. Les filtres passe-bas que l'on considère ici, et ce de façon générale, sont des filtres linéaires, c'est-à-dire issus d'équations différentielles linéaires.

Les filtres passe-bas analogiques, à temps continu, sont les plus utilisés puisque la théorie sur leur comportement est totalement maîtrisée et qu'ils sont facilement réalisables à partir des composants électroniques basiques (résistance, capacité et inductance).

Les filtres passe-bas analogiques sont classés par grands types selon la structure mathématique, c'est-à-dire la façon dont les fonctions de transferts sont établies. Les types les plus rencontrés sont les filtres de Butterworth où l'objectif est d'avoir un gain le plus constant possible dans la bande passante, de Bessel qui est l'équivalent du Butterworth en termes de retard de groupe, ou encore de Tchetbychev de type I ou II qui proposent une forte atténuation en bande de coupure au prix d'une ondulation. Il est aisé de comprendre que d'autres types de filtres existent et ayant chacun une amélioration sur un aspect de performance (déphasage minimum, gain linéaire, etc.). Généralement, l'amélioration d'une propriété a un effet délétère sur les autres. Il n'existe donc aucun type de filtre qui puisse, par exemple, à la fois avoir un délai minimum avec un gain unitaire en bande-passante et une bande de coupure franche, c'est-à-dire une atténuation infinie.

Pour obtenir un meilleur compromis entre les différentes propriétés, il est nécessaire de se tourner vers les filtres numériques : des calculateurs ou processeurs permettent de réaliser un filtrage de façon discrète. La synthèse de tels filtres se base généralement sur la méthode de la fenêtre qui utilise un gabarit spécifiant les caractéristiques du cahier des charges.

Il est alors possible de concevoir des filtres très performants avec des spécificités bien précises, mais généralement cela se traduit par un nombre important de termes. Ainsi les ingénieurs doivent ils prendre en compte la puissance de calcul mise à disposition puisque le nombre d'opérations mathématiques devient important. Ils doivent également gérer les instabilités des filtres en raison du nombre de zéros et de pôles proportionnels au nombre de termes, ainsi qu'un retard de groupe sensiblement plus long.

### 7.2.1.3 Les observateurs d'état

Les observateurs d'états ont pour particularité de pouvoir reconstruire une information lorsque celle-ci n'est pas directement mesurable grâce à l'emploi interne d'un modèle du système à commander ainsi que l'utilisation de grandeurs externes telles que la commande.

Ces filtres se basent sur la théorie de l'observation d'état déterministe introduite par LUENBERGER [132] pour les systèmes linéaires. Les filtres de Kalman (KALMAN [102]) en sont une formulation spécifique aux systèmes linéaires stochastiques. La recherche demeure à l'heure actuelle très active concernant l'observation d'état des systèmes non-linéaires. L'utilisation la plus employée pour ces derniers est le filtrage de Kalman étendu.

La description mathématique de ces filtres sort ici du cadre de l'étude, mais le lecteur intéressé par plus de détails est invité à se référer au chapitre 18 de l'ouvrage de CORRIOU [53] consacré aux observateurs d'états.

Ces filtres peuvent être très performants du point de vue de la précision de la valeur ou encore d'un faible retard de groupe si le modèle interne est correctement adapté. Ils nécessitent néanmoins une puissance de calcul qui peut être préjudiciable dès lors que les calculs de l'estimation sont plus

longs qu'un pas de temps de la boucle de régulation. Ce qui est inévitablement lié à la complexité du modèle employé.

L'implémentation d'un observateur d'état, quelque soit sa nature, nécessite une expertise du système et l'établissement d'un modèle. Bien que ces filtres peuvent être très performants, ils peuvent néanmoins manquer de fiabilité dès que le système à commander sort du cadre imposé par les conditions de modélisation. Ce qui, le cas échéant, peut avoir de tragiques conséquences dans la régulation du système. Il en résulte que les observateurs d'état ne sont pas retenus pour la suite des travaux.

### 7.2.2 Choix du type du filtrage pour l'estimation

Comme présenté ci-dessus, de nombreuses solutions nous sont offertes pour estimer la pression en moyenne glissante par la voie d'un filtrage en temps réel. Une volonté forte des travaux présentés dans ce mémoire est le fait de pouvoir offrir des solutions applicables et robustes. C'est pourquoi les observateurs d'états et les filtres passe-bas numériques ne sont pas retenus en raison des moyens à mettre en oeuvre pour leur conception et leur manque de robustesse lorsque les conditions d'utilisation changent comme par exemple le pas de discrétisation temporelle. Reste alors à choisir entre une filtrage passe-bas récursif ou non.

Une étude préalable sur les filtres passe-bas analogiques de Butterworth, Bessel, Tchetbychev type I et II et Elliptique n'est volontairement pas présentée dans ce mémoire pour des fins de clarté et de pertinence avec le sujet de thèse. Il en résulte que seuls les filtres de Butterworth et de Bessel sont sélectionnés puisqu'ils possèdent principalement des caractéristiques respectivement de gain et de retard de groupe constant en bande passante. Afin d'obtenir une atténuation suffisamment élevée en dehors de la bande passante, l'ordre des filtres doit être assez grand ce qui implicitement augmente l'instabilité du filtre en raison d'un nombre croissant de pôles. Le meilleur compromis se trouve ici avec un ordre égal à 4.

Il est choisi d'étudier les filtres sélectionnés avec une fréquence de coupure égale à 50 Hz. La valeur de la fréquence de coupure n'est pas choisie arbitrairement. En effet, la fréquence de l'actionneur en entrée du modèle NARX a pour seuil inférieur 93 Hz. Puisque les filtres ne possèdent pas une fréquence de coupure franche, c'est-à-dire une pente d'atténuation infinie en bande de coupure, il est nécessaire d'anticiper la fréquence de coupure pour qu'à 100 Hz l'atténuation soit suffisamment forte. Le choix d'un ordre égal à 4 pour les filtres de Butterworth et de Bessel permet donc de limiter l'anticipation de cette fréquence.  $f_c$  égale à 50 Hz peut être interprété comme la longueur de la fenêtre où est effectuée la moyenne du signal, soit environ deux périodes du phénomène à plus basse fréquence.

La fonction de transfert du filtre passe-bas de Butterworth d'ordre 4 a pour expression en temps continu :

$$\mathcal{H}_{Butter}(s) = \frac{1}{\left(\frac{s^2}{\omega_c^2} + 0,7654\frac{p}{\omega_c} + 1\right)\left(\frac{s^2}{\omega_c^2} + 1,8478\frac{p}{\omega_c} + 1\right)} \quad (7.16)$$

et celui du filtre de Bessel d'ordre 4 :

$$\mathcal{H}_{Butter}(s) = \frac{105}{\frac{s^4}{\omega_c^4} + 10\frac{s^3}{\omega_c^3} + 45\frac{s^2}{\omega_c^2} + 105\frac{s}{\omega_c} + 10} \quad (7.17)$$

avec  $\omega_c$  la pulsation de coupure égale à  $2\pi 50 \text{ rad.s}^{-1}$ .

Le filtre FIR "moving average" a une structure telle que la longueur de la fenêtre de la moyenne soit équivalente à 50 Hz. L'échantillonnage temporel est pris égal à celui du modèle NARX du précédent chapitre, soit  $2,5 \times 10^{-5} \text{ s}$ . Il en résulte un filtre de 800 termes dont l'expression est la

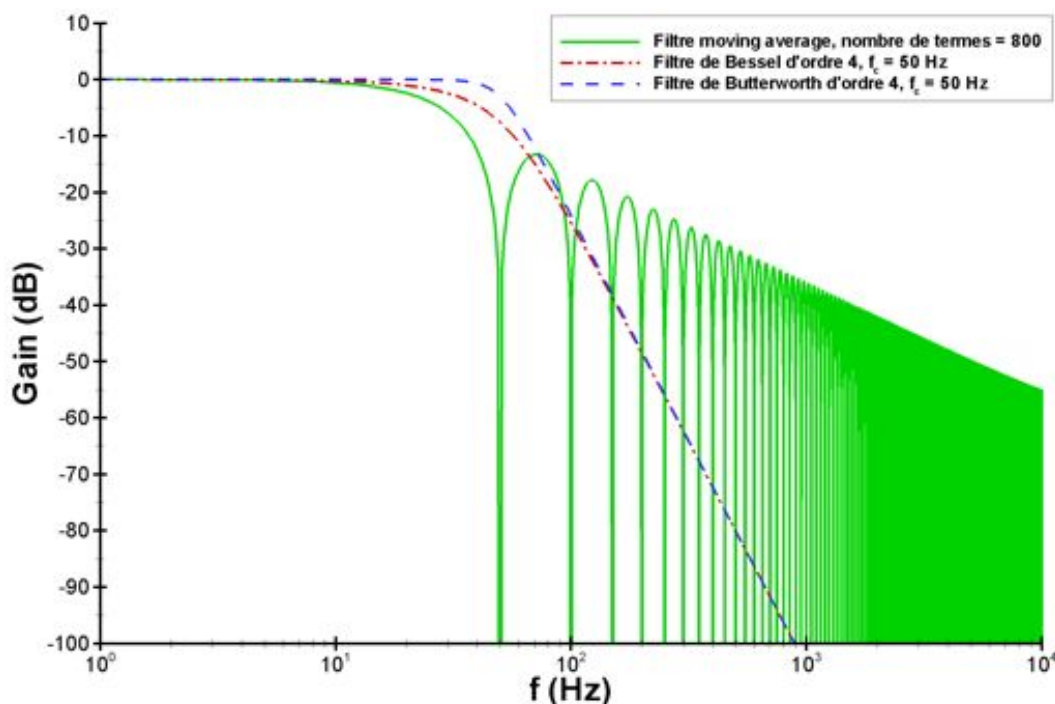


FIGURE 7.4 – Gains  $\mathcal{G}_{Bode}$  des diagrammes de Bode des filtres de Butterworth d'ordre 4, de Bessel d'ordre 4 et Moving Average pour une fréquence de coupure  $f_c$  égale à 50 Hz.

suivante :

$$\mathcal{H}_{MA}(z) = \frac{1}{800} \sum_{i=1}^{800} z^{-i} \quad (7.18)$$

L'objectif est de s'approcher d'un filtrage idéal, c'est-à-dire un déphasage linéaire se traduisant par un retard de groupe constant en bande passante, d'un gain constant en bande passante en particulier unitaire afin de ne pas biaiser la valeur de la pression moyennée et d'une fréquence de coupure franche. La comparaison des trois filtres est réalisée grâce à l'interprétation de courbes caractéristiques de leur réponse.

Les courbes du diagramme de Bode permettent de représenter le comportement fréquentiel du filtre. Il est choisi de présenter uniquement la courbe relative au gain puisque celle de la phase sort du simple cadre fixé mais celle-ci a été pris en compte dans le choix (interprétation de la marge de gain pour la stabilité du filtre). Afin d'apporter une argumentation supplémentaire au choix du filtre, il est aussi choisi de présenter la courbe du retard de groupe. En effet, comme il le sera abordé dans la suite du chapitre dédié aux commandes non linéaires, il constitue une caractéristique importante en bande passante puisqu'il doit être le plus constant possible. Rappelons qu'il permet de quantifier le temps mis par l'information pour transiter au travers du filtre.

Ces deux courbes sont respectivement représentées sur les figures Fig. 7.4 et 7.5.

L'intérêt du filtre de Butterworth est prouvé par la courbe de gain. En effet, le gain est maintenu constant et égal à 1, soit 0 dB, le plus longtemps possible avant la fréquence de coupure  $f_c$  égale à 50 Hz. Le filtre de Bessel a un comportement semblable mais jusqu'aux alentours de 30 Hz. Le filtre moving average quant à lui propose également un gain constant égal à un, mais sur une bande inférieure à 10 Hz.

L'atténuation en bande de coupure pour les filtres de Butterworth et de Bessel est identique pour des fréquences supérieures à 100 Hz. Elle est caractérisée par une droite de pente constante

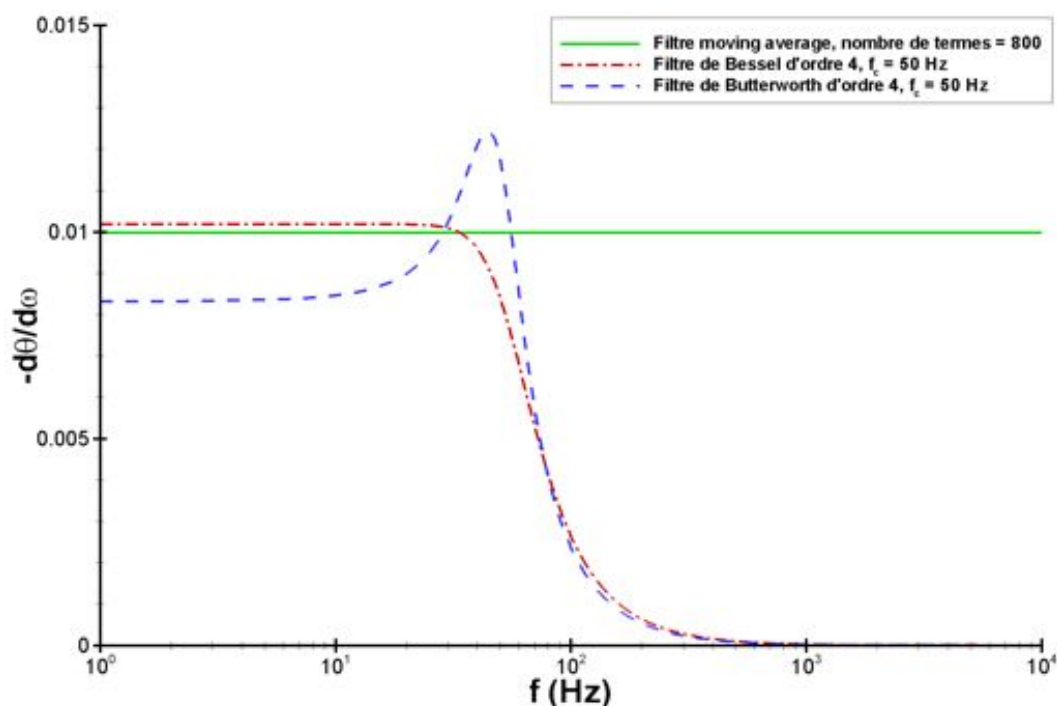


FIGURE 7.5 – Évolution du retard de groupe  $t_g = -d\Theta/d\omega$  en fonction de la fréquence des filtres de Butterworth d'ordre 4, de Bessel d'ordre 4 et Moving Average pour une fréquence de coupure  $f_c$  égale à 50 Hz.

égale à -80 dB/décade. Par exemple, les fluctuations à 100 Hz sont atténuées d'environ 25 dB, soit 17,8 fois plus faibles que dans le signal d'entrée. Le filtre moving average propose un tout autre comportement : la pente d'atténuation possède une pente beaucoup plus faible mais est marquée par des pics périodiquement espacés à la fréquence de 50 Hz, soit  $f_c$ . Ceci est expliqué par le fait que le filtre moyenne un nombre de termes correspondant à une période à 50 Hz, et par conséquent pour tout multiple de cette fréquence de coupure un nombre entier de période de fluctuations est moyennée. Ceci correspond au cas le plus favorable, se traduisant ainsi par un gain infini d'atténuation. Lorsque le nombre de périodes des fluctuations du signal n'est plus entier, la moyenne mobile possède une sortie biaisée.

Sur une unique considération de gain, le filtre de Buterworth est le meilleur parmi les trois. Le filtre de Bessel diffère du précédent uniquement dans le comportement autour de la fréquence de coupure qui est plus lisse. Le filtre à moyenne glissante est uniquement intéressant pour des fréquences multiples de  $f_c$ . Pour les autres fréquences, la pente d'atténuation est bien plus faible que les deux autres filtres analogiques.

Le retard de groupe doit être pour la suite des travaux le plus constant possible dans la bande passante. La nature du filtre à moyenne glissante implique que ce retard soit constant indépendamment de la fréquence. En particulier, il est ici égal à 0,001 s. L'intérêt du filtre de Bessel est ici démontré puisqu'il montre un retard de groupe constant jusqu'à 30 Hz (égal à  $1,019 \times 10^{-2}$  s). Le filtre de Butterworth propose jusqu'à 30 Hz un retard de valeur plus faible mais non constant sur l'ensemble du spectre.

Au regard des caractéristiques présentées par les courbes des figures Fig. 7.4 et 7.5, le filtre de Bessel ressort comme étant le meilleur compromis. C'est pourquoi il est utilisé comme transducteur visant à calculer la pression moyenne sur fenêtre glissante.

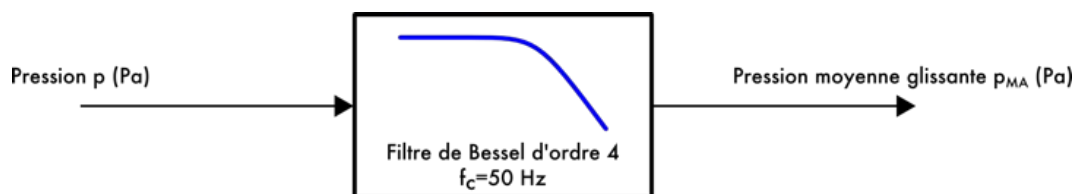


FIGURE 7.6 – Schéma bloc du transducteur transformant le signal de pression en sortie de système en un signal de pression en moyenne glissante.

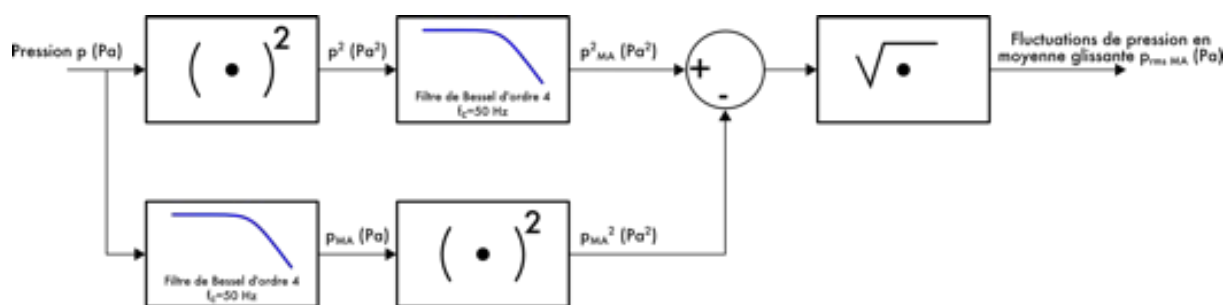


FIGURE 7.7 – Schéma bloc du transducteur transformant le signal de pression en sortie de système en un signal de fluctuations de pression en moyenne glissante.

### 7.2.3 Conception des transducteurs

Les objectifs de cette partie sont de concevoir deux transducteurs. Le premier doit transformer le signal de pression instationnaire fourni par le système en un signal représentatif de la pression moyenne. Le second vise à le transformer en un signal représentatif des fluctuations de pression moyenne. L'emploi du terme "moyenne" est ici pris au sens statistique sur une fenêtre de longueur temporelle défini par l'utilisateur.

Le premier transducteur peut être uniquement constitué d'un filtre passe-bas de Bessel comme il a été précédemment étudié. Ce filtre d'ordre quatre possède comme seul degré de liberté sa fréquence de coupure  $f_c$ . Ainsi l'objectif est-il de choisir sa valeur.

Ce filtre doit être capable d'estimer la pression en moyenne glissante sur l'ensemble du domaine de fréquence de forçage  $\mathcal{F}^+ \in [0, 1; 3]$ , soit  $f \in [91; 2742] Hz$  puisque  $\mathcal{F}^+ = 1 \Leftrightarrow f = 914$  Hz (cf. tableau Tab. 5.2.1.1). Par conséquent, la plus forte contrainte est la capacité à filtrer correctement la plus basse fréquence.

La fréquence de coupure  $f_c$  doit être suffisamment petite afin de lisser au maximum le signal. L'atténuation en termes de gain doit être suffisamment forte pour les plus basses fréquences puisque le filtre ne possède pas de coupure franche. Cependant, le retard de groupe est d'autant plus long que la fréquence de coupure est petite. Le fait d'avoir un retard de groupe long impose de l'inertie qui a une effet délétère sur les performances en termes de temps de convergence, dépassement et stabilité de l'asservissement. C'est pourquoi il est désirable d'avoir la fréquence de coupure la plus grande possible.

Le choix de la fréquence de coupure  $f_c$  résulte donc d'un compromis. C'est pourquoi il est choisi de prendre cette valeur égale à un peu plus de la moitié de la fréquence minimal du domaine d'utilisation, à savoir 50 Hz. Ainsi l'atténuation à la plus basse fréquence est d'environ 17 fois le signal en entrée ce qui est acceptable, et permet d'avoir un retard de groupe constant jusqu'à 30 Hz. Le schéma bloc du transducteur ainsi défini est représenté sur la figure Fig. 7.6.

La première approche de régulation s'applique à utiliser la réponse des fluctuations de pressions à



la fréquence de forçage, laquelle à la propriété d'être quasi-linéaire. Il est par conséquent nécessaire d'estimer en temps réel ces fluctuations. Ceci est rendu possible en calculant en temps réel une fluctuation de pression en moyenne glissante suivant le principe de filtrage employé précédemment. Puisque  $p_{rms} = \sqrt{p^2 - \bar{p}^2}$  alors les fluctuations de pression en moyenne glissante  $p_{rms_{\delta t}}$  sont ici choisies égales à :

$$p_{rms_{\delta t}} = \sqrt{p_{\delta t}^2 - \bar{p}_{\delta t}^2} \quad (7.19)$$

Il en résulte un transducteur pouvant estimer  $p_{rms_{\delta t}}$  en temps réel où la moyenne est effectuée sur une fenêtre de longueur  $\delta t$  intrinsèquement liée à la fréquence de coupure  $f_c$  du filtre de Bessel. La figure Fig. 7.7 représente le schéma bloc de ce type de transducteur employé dans la suite des travaux.

Dans la suite du mémoire, la notation  $\delta t$  représentative de la durée de la fenêtre sera noté par les lettres *MA* pour *Moving Average*.

### 7.3 Première approche linéaire : régulation par PID des fluctuations de pression

La première approche de régulation vise à faire converger la fréquence de forçage vers la valeur optimale suivant un critère de minimisation de la surface moyenne du bulbe de décollement. Elle doit pouvoir suivre une méthode couramment employée dans le domaine de l'automatique aussi bien en recherche qu'en industrie. L'asservissement s'oriente alors naturellement vers les commandes linéaires. Pour cela, le système à commander doit pouvoir être contrôlé de façon linéaire et offrir une réponse linéaire ou quasi-linéaire. Les deux précédents chapitres ont montré que le système possède une réponse en fluctuation moyenne de pression assimilable à une réponse linéaire sur la gamme de fréquence de forçage  $\mathcal{F}^+ \in [0, 5; 1, 6]$ .

Le régulateur linéaire le plus employé est le régulateur à actions proportionnelle, intégrale et dérivée connu sous l'acronyme PID. C'est pourquoi il est sélectionné comme premier cas d'application.

Cette section est dédiée au développement et à l'utilisation d'une stratégie de régulation linéaire par PID sur les fluctuations de pression. Pour cela, le fonctionnement du PID est d'abord présenté puis l'objectif de contrôle et la consigne sont définis. Les coefficients du régulateur sont ensuite évalués en se basant sur une technique de réglage standard. Enfin, les résultats de l'application de l'asservissement ainsi conçue sur le modèle NARX calculé au précédent chapitre sont présentés. L'application sur la CFD n'est pas effectuée en raison du coût en terme de puissance de calcul nécessaire à la simulation.

#### 7.3.1 Introduction au régulateur PID

Un régulateur à action proportionnelle-intégrale-dérivée est un asservissement largement employé dans l'industrie. Le principe repose sur la minimisation d'une erreur égale à l'écart entre la consigne et la sortie mesurée du système. Pour cela, le régulateur calcule la nouvelle commande à appliquer au système en fonction de cette erreur par l'intermédiaire de trois opérations : amplification, intégration et dérivation.

Du point de vue temporel, l'action proportionnelle caractérise le comportement de l'erreur actuelle sur la nouvelle commande, l'action intégrale celui de l'accumulation des erreurs passées et l'action dérivée celui des erreurs futures. La somme pondérée de ces trois actions est alors utilisée pour ajuster la commande afin de faire converger la sortie du modèle éventuellement traitée par un transducteur vers la consigne.

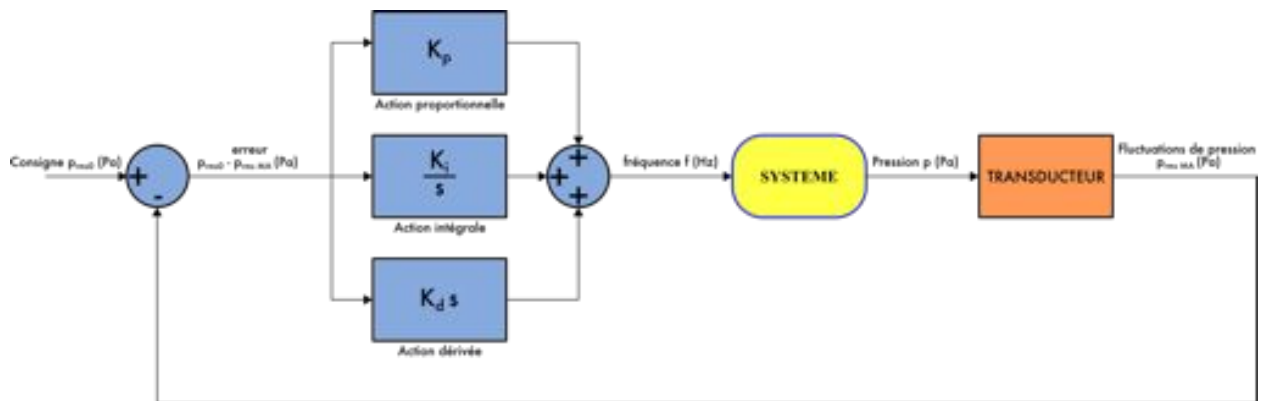


FIGURE 7.8 – Schéma bloc de la régulation linéaire PID des fluctuations de pression en moyenne glissante.

Puisque les coefficients de la pondération des actions peuvent être égaux à zéro, il est possible d’obtenir des variantes du PID, en particulier : P, PI, PD ou I. Il est à noter que l’action dérivée n’est jamais employée seule. De plus, les régulateurs PI sont les plus usités puisque l’action dérivée est sensible au bruit du signal mesuré.

Le schéma bloc de la régulation PID appliquée dans ces travaux de thèse est représenté sur la figure Fig. 7.8. Le régulateur PID est ici constitué d’une somme d’actions mises en parallèles, d’autres alternatives existent avec des actions mises en série par exemple. Le régulateur possède trois paramètres de réglage  $K_P$ ,  $K_I$  et  $K_D$  permettant de respectivement pondérer les actions proportionnelle, intégrale et dérivée. Les trois paragraphes suivants apportent quelques précisions sur l’importance et l’effet des différentes actions.

### 7.3.1.1 Action proportionnelle

Le transducteur donne les fluctuations en moyenne glissante de pression  $p_{rms_{MA}}(t)$  à sa sortie. La consigne est définie par une valeur des fluctuations moyennes de pressions  $p_{rms_0}$ . L’action proportionnelle est quantifiée par le gain  $K_P$ . Elle apporte une correction de la commande  $y_{PID_P}$  proportionnelle à l’erreur  $e(t) = p_{rms_0} - p_{rms_{MA}}(t)$  telle que :

$$y_{PID_P}(t) = K_P e(t) \tag{7.20}$$

L’action est d’autant plus faible que l’erreur est petite. Le choix d’un gain  $K_p$  élevé assure une bonne sensibilité du régulateur, ce qui se traduit par une amélioration de la vitesse de montée. En contre-partie, la régulation devient instable et peut diverger à cause de l’instabilité du système même ou encore d’une trop haute sensibilité aux perturbations. En d’autres termes, lorsque  $K_p$  augmente, le temps de montée est plus court mais il en résulte un dépassement plus prononcé. Le temps de convergence est généralement peu affecté par le choix du gain, et l’erreur statique est légèrement améliorée avec un gain élevé. L’instabilité du régulateur est caractérisée par un dépassement important et des oscillations autour de la valeur de convergence en sortie du système.

### 7.3.1.2 Action intégrale

L’action dérivée est à la fois proportionnelle à la valeur et à la durée de l’erreur. L’intégration temporelle des erreurs instantanées permet d’évaluer un écart accumulé. La commande est

proportionnelle à ce terme par la multiplication du gain  $K_I$  :

$$y_{PID_I}(t) = K_I \int e(t)dt \quad (7.21)$$

L'intérêt de l'action intégrale est de supprimer l'erreur statique permettant ainsi de converger vers la valeur réelle de la consigne. Plus le gain  $K_I$  est élevé, plus le temps de montée est court mais plus le dépassement est élevé. La stabilité de la régulation s'en voit alors d'autant dégradé, et le temps de convergence allongé.

### 7.3.1.3 Action dérivée

L'action proportionnelle multiplie le gain  $K_D$  par la dérivée temporelle de l'erreur :

$$y_{PID_D}(t) = K_D \frac{de(t)}{dt} \quad (7.22)$$

Lorsque le gain  $K_D$  augmente, le temps de montée est peu modifié. Le dépassement est néanmoins diminué, ce qui se traduit globalement par l'amélioration du temps de convergence. L'action dérivée a peu d'influence sur l'erreur statique. Si  $K_D$  est choisi trop grand alors la régulation stabilise dans un premier temps le système par un effet de ralentissement, et dans un deuxième temps, le régulateur a tendance à trop anticiper l'erreur, ce qui se traduit par de l'instabilité. En effet, la théorie de l'automatique linéaire stipule qu'un système régulé avec un temps mort élevé, c'est-à-dire long à réagir, devient rapidement instable en raison de l'avance de phase apportée par la dérivation.

## 7.3.2 Objectif de contrôle

L'objectif de contrôle d'un régulateur PID est sa consigne. En effet, il tente de minimiser l'écart entre cette dernière et la sortie du système transformée par le transducteur. Il en résulte que la consigne correspond à une valeur cible de fluctuation moyenne de pression, notée dans la suite  $p_{rms_0}$ . A cette valeur cible doit impérativement correspondre une commande de fréquence de forçage optimale, c'est-à-dire 675 Hz, soit  $\mathcal{F}^+ = 0,74$ . La courbe représentant les fluctuations moyennes de pression pariétale à la position  $x/h = 2,7$  issues de la simulation URANS a été présentée sur la figure Fig. 5.15.

La figure Fig. 7.9 représente l'évolution des fluctuations moyennes de pression pariétale  $p_{rms}$  du modèle NARX en fonction de la fréquence de forçage. Puisque la sortie du modèle NARX n'est pas fidèle à 100% aux simulations URANS, le niveau de fluctuations à la fréquence optimale est différent et est ici égal à 290 Pa. L'évolution des fluctuations moyennes de pression est également monotone sur l'intervalle  $\mathcal{F}^+ \in [0, 5; 1, 6]$ , ce qui justifie le fait que l'on peut approximer linéairement la relation entre commande et réponse. La consigne  $p_{rms_0}$  est alors fixée égale à 290 Pa lorsque le système à commander est le modèle NARX.

Le raisonnement étant mené à contre sens, il est déduit que si l'on arrive à imposer au système un niveau de fluctuations moyennes de pression égale à  $p_{rms_0}$  alors nécessairement la fréquence de forçage, la commande, correspond à la fréquence optimale.

## 7.3.3 Synthèse du PID

La synthèse du régulateur PID consiste à régler les coefficients  $K_P$ ,  $K_I$  et  $K_D$  afin d'assurer une vitesse de convergence optimale tout en assurant une erreur statique minimale et une stabilité contrôlée.

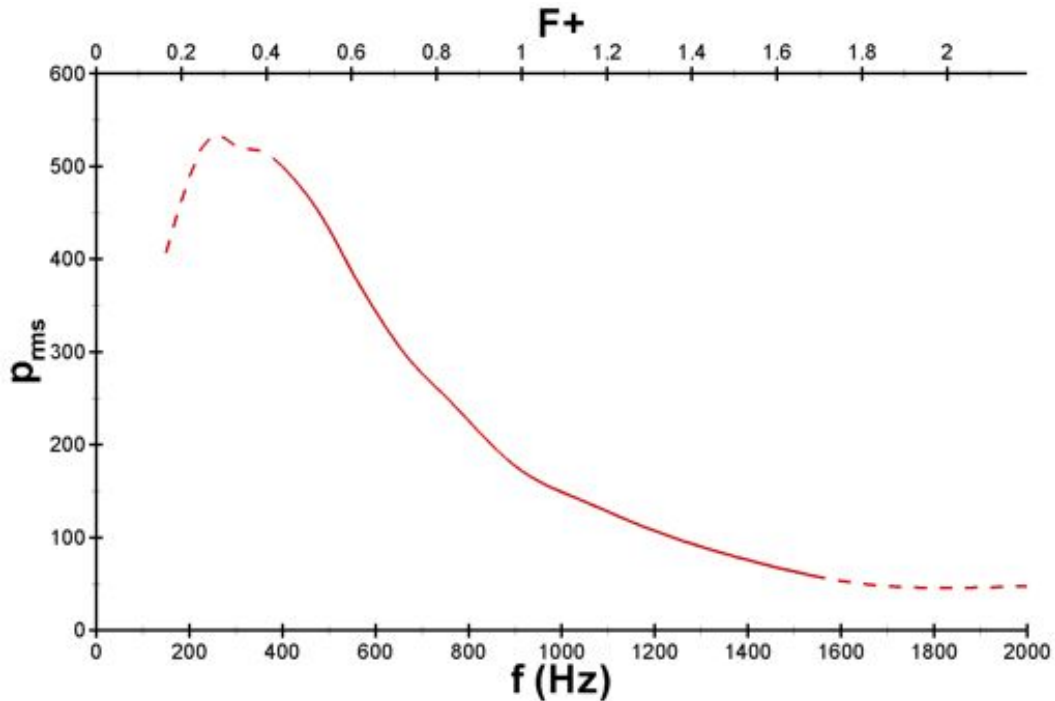


FIGURE 7.9 – Effet de la fréquence réduite de forçage  $\mathcal{F}^+$  sur les fluctuations moyennes de pression pariétale de la simulation URANS (cas II cf. chapitre §5) et du modèle NARX.

Méthode	Avantages	Inconvénients
Réglage manuel	Méthode ne requérant aucun calcul mathématique - méthode en ligne	Nécessite de l'expérience
Ziegler - Nichols	Méthode mathématiquement démontrée - méthode en ligne	Forte contrainte sur le système, réglage par itération erreur/correction
Réglage logiciel	Méthode en ligne et hors ligne - Peut supporter des états non statiques	Méthode coûteuse en puissance de calcul et temps de développement
Cohen - Coon	Bonne performances	Nécessité d'employer de la théorie mathématique - méthode hors ligne - performant uniquement pour les systèmes de premier ordre

TABLE 7.2 – Avantages et inconvénients des méthodes de synthèse des régulateurs PID.

Régulation	$K_P$	$K_I$	$K_D$
P	$0,50K_c$	-	-
PI	$0,45K_c$	$\frac{1,2}{T_c}$	-
PID classique	$0,60K_c$	$\frac{2,0}{T_c}$	$\frac{8}{T_c}$
PID : règle intégrale de Pessen	$0,70K_c$	$\frac{2,5}{T_c}$	$\frac{6,7}{T_c}$
PID + dépassement plus prononcé	$0,33K_c$	$\frac{2,0}{T_c}$	$\frac{3}{T_c}$
PID + sans dépassement	$0,20K_c$	$\frac{2,0}{T_c}$	$\frac{3}{T_c}$

TABLE 7.3 – Relations de ZIEGLER et NICHOLS [216] pour la synthèse des régulateurs PID.

Il existe différentes méthodes de synthèse du régulateur PID dont les plus utilisées sont exposées dans le tableau Tab. 7.2. Les plus performantes sont généralement celles qui impliquent l'emploi et le développement d'un modèle du processus, lequel permet ensuite de régler successivement les gains  $K_P$ ,  $K_I$  et  $K_D$  suivant la dynamique du système. Le réglage manuel peut s'avérer inefficace particulièrement lorsque le modèle ou le système a un temps de restitution ou de convergence long. Le choix de la méthode dépend si un modèle mathématique du système ou de sa réponse peut être exploité hors ligne. Les méthodes en ligne sont celles qui nécessitent des tests successifs de régulation sur le système réel ou son modèle.

Parmi ces différentes alternatives, il est choisi d'appliquer la méthode de Ziegler-Nichols puisqu'elle est non seulement la plus employée mais assure des performances mathématiquement démontrées. Bien que le réglage s'effectue par différents tests, le régulateur s'avère suffisamment rapide à développer.

ZIEGLER et NICHOLS [216] ont établi une méthode heuristique, c'est-à-dire un algorithme fournissant rapidement une solution non nécessairement optimale, visant à régler les régulateurs PID. La méthode consiste à régler dans un premier temps l'action proportionnelle en augmentant depuis la valeur nulle le gain  $K_P$  tout en fixant les gains  $K_I$  et  $K_D$  égaux à 0. L'objectif est de trouver le gain critique  $K_c$  à partir duquel la commande, donc la sortie du système linéaire, commence à osciller autour de la valeur de convergence avec une amplitude constante. La période des oscillations  $T_c$  doit alors être relevée. Les gains  $K_I$  et  $K_D$  sont ensuite réglés en respectant les relations données par ZIEGLER et NICHOLS [216]. Ces valeurs sont retranscrites dans le tableau Tab. 7.3 suivant le type de régulation.

L'application de la méthode sur le modèle NARX permet de trouver un gain  $K_c$  égal à 1,32. La période  $T_c$  de l'oscillation de commande correspondante est alors ici égale à 0,0239 s, soit 41,9 Hz.

#### 7.3.4 Résultats

La synthèse du régulateur PID suivant la méthode de Ziegler - Nichols permet de quantifier les paramètres  $K_P$ ,  $K_I$  et  $K_D$  de façon expérimentale. Il est alors possible d'appliquer les 6 différents asservissements listés dans le tableau Tab. 7.3. L'erreur statique doit être minimisée puisqu'il est souhaité de converger vers la fréquence optimale sans accepter de biais. Pour cela, l'action intégrale doit obligatoirement être présente. L'action dérivée peut être employée mais elle apporte peu d'améliorations et déstabilise le système en anticipant trop les variations de l'erreur du fait du retard de groupe apporté par le système et le transducteur.

Les asservissements par PI et par PID ont tous été testés avec succès. Il est choisi de présenter uniquement les résultats relatifs à la régulation PI. Il doit également être retenu que l'hypothèse d'une réponse linéaire à la commande en sortie de transducteur est forte, ce qui ne permet pas de garantir les performances de vitesse de convergence et de robustesse avancées par la méthode

de Ziegler - Nichols. Le régulateur PI ainsi conçu n'est pas optimisé, mais permet de garantir un niveau acceptable de performances.

La figure Fig. 7.10 représente les évolutions temporelles de la sortie du transducteur, de la commande et de la sortie du modèle NARX lors de l'application de la boucle fermée PI. L'origine de l'axe des temps est synchronisée avec la mise en fonction de la régulation. La fréquence initiale est égale à 300 Hz afin de se situer dans le domaine d'hypothèse de linéarité. La consigne  $p_{rms_0}$  est égale à 290 Pa afin de garantir la convergence de la commande vers la fréquence optimale égale à 675 Hz.

Le régulateur PI permet de faire converger la commande vers la fréquence optimale escomptée. Le temps de réponse est égal à 0,08 s et celui de la convergence est égale à 0,25 s. Comme la figure Fig. 7.10(a) le montre les fluctuations de pression en moyenne glissante sont effectivement égales à la consigne, ce qui est garantie par l'action intégrale de la régulation PI. La courbe de pression en moyenne glissante, tracée sur la figure Fig. 7.10(c), permet de montrer que la pression augmente comme il était attendu. La pression moyenne obtenue avec la commande convergée est égale à 20032 Pa.

### 7.3.5 Remarques

La régulation PID pour le contrôle en boucle fermée du décollement de rampe par jet synthétique a été appliquée avec succès sous la contrainte d'une consigne de fluctuations moyenne de pression préalablement calculée. Cette consigne est uniquement valable dans le cadre du modèle NARX. Elle serait par exemple égale à 222 Pa avec des simulations URANS. Ce constat implique que la robustesse d'un tel asservissement n'est pas garantie du fait qu'un changement de vitesse de l'écoulement modifie la valeur des fluctuations moyennes de pression pour une même fréquence de forçage. Néanmoins, la commande est suffisamment robuste pour pouvoir contrôler un système dont la sortie traitée par le transducteur est abusivement assimilée comme étant linéaire.

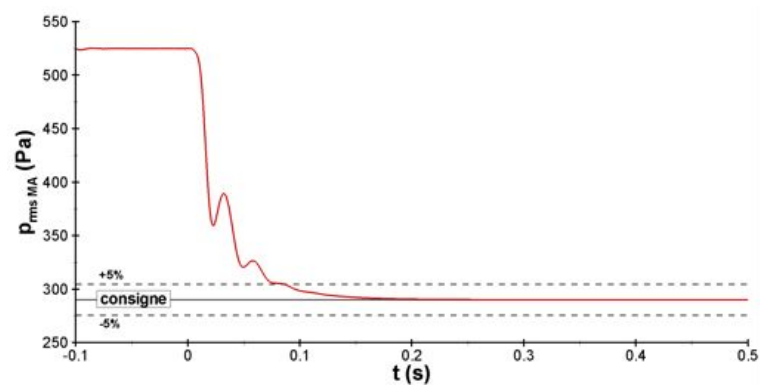
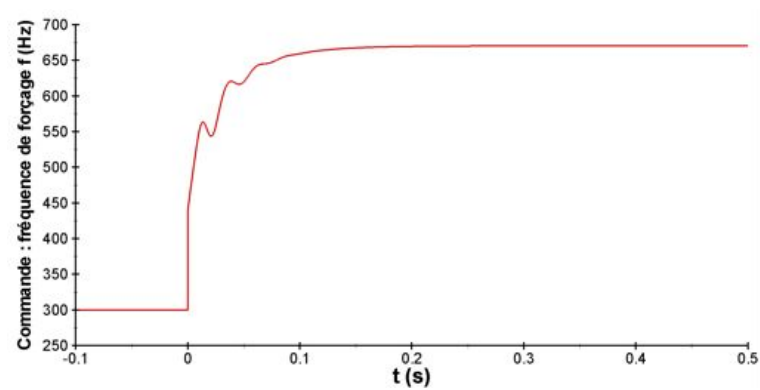
Puisque le temps de convergence définitive est égale à 0,25 s, il serait alors possible d'appliquer cette stratégie sur des simulations URANS. Cependant, la simulation doit prendre en compte 0,2 s de simulations avant la mise en fonction de la régulation. Il n'est pas possible d'outrepasser ce temps préparatoire puisqu'il est destiné à l'initialisation des filtres et en moindre mesure au modèle NARX. Cette initialisation est nécessaire puisque les filtres doivent atteindre leur régime stationnaire avant mise en fonction d'un quelconque asservissement. Dans le cas où l'initialisation est omise, les conséquences peuvent être dramatiques sur la régulation du procédé en particulier avec un important risque de divergence mathématique caractérisée par la divergence de la boucle. S'il n'y a pas de divergence, la régulation peut agir sur la commande de façon disproportionnée.

Bien que les résultats soient ici satisfaisants, cette stratégie de régulation n'est pas compatible avec l'optique de converger automatiquement vers la fréquence optimale sans en connaître sa valeur et ses grandeurs caractéristiques au préalable. Des stratégies adaptées à la nature non-linéaire du système doivent alors être employées.

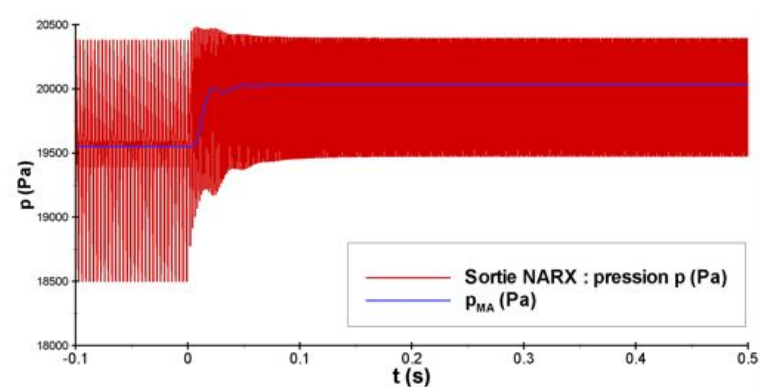
## 7.4 Vers une commande non-linéaire d'optimisation

### 7.4.1 Redéfinition des contraintes

Les chapitres 4 et 5 ont montré que l'évolution de la quasi-totalité des critères caractéristiques du contrôle en fonction de la fréquence de forçage sont des courbes ayant un extremum global. L'extremum d'une courbe est obtenue à une fréquence de forçage qui a été qualifiée d'optimale vis-à-vis du critère considéré.

(a) Fluctuations de pression en moyenne glissante  $p_{rms\_MA}$ .

(b) Commande.



(c) Pression en sortie du modèle NARX.

FIGURE 7.10 – Résultats du contrôle en boucle fermée PI des fluctuations en moyenne glissante de pression données par le modèle NARX.

L'objectif a été défini comme étant la minimisation du décollement caractérisé par le bulbe moyen de recirculation. Afin de parvenir à sa minimisation, il est choisi de maximiser la pression pariétale moyenne à une position de la rampe  $x/h$  égale à 2,7. L'évolution de la pression moyenne à cette position n'est pas linéaire avec la fréquence de forçage, ce qui implique l'emploi d'une stratégie d'asservissement non-linéaire.

L'évolution de la pression pariétale moyenne au niveau du capteur placé à l'abscisse  $x/h$  égale à 2,7 en fonction de la fréquence de forçage pour le modèle NARX et une simulation URANS a été tracée sur la figure Fig. 6.16 du précédent chapitre. La courbe présente un maximum global pour une fréquence avoisinant 675 Hz ( $\mathcal{F}^+ = 0,74$  ou  $St_{b_h} = 0,10$ ) pour une pression moyenne égale à 20030 Pa. Sachant que l'échantillonnage de la courbe par le modèle NARX est égal à 25 Hz, la fréquence optimale réelle peut être située dans un intervalle à  $\pm 12,5$  Hz de 675 Hz.

Sur la même courbe, un minimum global est également observé à une fréquence environ égale à 250 Hz pour une pression de 19490 Pa. Il en résulte l'existence d'un maximum local atteint par le cas non contrôlé.

Le but est de trouver la fréquence optimale sans avoir la connaissance préalable de sa valeur ainsi que la pression pariétale correspondante. La seule information disponible étant qu'à fréquence optimale un maximum de pression moyenne est atteint.

Les seules stratégies permettant d'atteindre un tel objectif sont celles qui emploient une optimisation réalisée en temps réel. Cette classe de régulateur n'est pas clairement définie à l'heure actuelle. Par conséquent, il sera abusivement employé le terme de régulateur à optimisation en temps réel associé au terme anglo-saxon d'*extremum-seeking*. En effet, l'optimisation en temps réel a pour vocation de maximiser ou minimiser une fonctionnelle de coût.

Le régulateur PI précédemment appliqué aux fluctuations de pression en moyenne glissante est par conséquent inadéquat. Il s'agit donc de sélectionner une ou plusieurs méthodes d'optimisation qui puissent être compatibles avec une application en temps réel sur le signal en sortie du système éventuellement traitée par un transducteur.

Les algorithmes doivent être robustes, c'est-à-dire de pouvoir être capable de poursuivre leur mission si la réponse du système venait à changer. Cela peut être traduit par un changement de vitesse de l'écoulement ou encore la prise en compte de perturbations telles que la turbulence ou encore les fluctuations de vitesse de vol d'un aéronef.

Les stratégies sont désirées fiables et applicables, c'est-à-dire de pouvoir régler les paramètres le plus simplement possible de façon transparente et d'être facilement transportées sur une autre application c'est-à-dire sur un autre système ayant un comportement en réponse semblable.

### 7.4.2 Choix du type d'optimisation en temps réel

L'optimisation est une branche des mathématiques dont l'objectif est de trouver la meilleure solution possible au regard des critères fixés. Elle consiste à trouver une ou plusieurs solutions satisfaisant un objectif quantitatif tout en respectant certaines contraintes, le tout exprimé par une fonctionnelle de coût.

La consigne de l'asservissement est ici choisie comme étant la maximisation de la pression moyenne pariétale en un point, ce qui constitue une fonctionnelle de coût destinée à un algorithme d'optimisation. L'intérêt de raisonner avec une fonctionnelle de coût est de pouvoir ajouter d'autres critères tel que le coût énergétique du contrôle. Bien que l'intérêt de la prise en compte un tel critère soit grand, il sort du cadre fixé par ces travaux de thèse mais il constituerait un axe de recherche pertinent.

Les techniques d'optimisation, caractérisées par l'algorithme usité, sont des outils qui deviennent à l'heure actuelle de plus en plus employés par les ingénieurs. En effet, l'optimisation nécessite



une conséquente puissance de calcul dès lors que le modèle du procédé devient complexe. Les algorithmes sont nombreux, et il est par conséquent nécessaire de pouvoir choisir le plus pertinent face au problème posé. Il est par exemple inutile d'employer une technique lourde telle que les algorithmes génétiques, là où une simple descente de gradient conduit au même résultat pour un coût en terme de puissance de calcul bien inférieur.

Cette partie n'a pas pour ambition de présenter l'ensemble des algorithmes d'optimisation, mais de sélectionner une technique qui puisse être appliquée en temps réel sur un signal tout en restant simple, fiable et efficace.

La majorité des techniques raisonne sur un état stationnaire du procédé à optimiser, c'est-à-dire une succession de calcul en boucle ouverte dans dans notre cas. Les appliquer en temps réel revient à réaliser des paliers de fréquence de forçage de façon séquentielle tout en les analysant simultanément. Une telle solution est techniquement réalisable mais n'est pas forcément viable en raison d'une évolution discontinue de la fréquence de forçage, laquelle peut avoir de tragiques conséquences si la dynamique de l'algorithme d'optimisation est suffisamment longue par rapport à celle de la mécanique du vol d'un aéronef. Il n'est donc pas envisagé d'appliquer de telles techniques dans la suite des travaux, comme par exemple l'algorithme génétique ou encore le kriging.

Il est préféré de s'orienter vers de simples algorithmes permettant une évolution continue de la commande tel que par exemple la descente de gradient.

La littérature relative au contrôle en boucle fermée appliquée au domaine de l'aérodynamique qui emploie une optimisation en temps réel est peu dense. Le chapitre 1 relatif à la bibliographie a classé ces asservissements dans la catégorie des commandes adaptatives sans modèle. Les seuls algorithmes de cette classe de commande utilisés en aérodynamique sont l'*extremum-seeking* et le *slope seeking* qui sont des commandes d'optimisation en temps réel par descente de gradient. Le gradient est obtenu par une modulation de la commande par une perturbation. L'emploi des termes *extremum-seeking* et *slope seeking* est un abus de langage auquel il faudrait ajouté la qualification d'une estimation de gradient par modulation de la commande par une perturbation. L'*extremum-seeking* est caractérisé par la recherche d'un gradient nul, tandis que le *slope seeking* vise à atteindre un gradient cible. L'algorithme est abordé dans la suite du chapitre.

Bien que l'algorithme mathématique soit ancien, son application au cas du contrôle des écoulements est relativement récente. En effet, KING et al. [112] ont employé cet algorithme pour le contrôle d'un décollement de diffuseur, de même que BANASZUK et al. [9], lesquels ont privilégié une perturbation multi-fréquentielle. Ces derniers montrent l'efficacité d'une telle commande mais le temps de convergence est long, de 10 à 50 s selon le cas. BEAUDOIN et al. [12] emploient cet algorithme pour la réduction de traînée et observent un temps de convergence de l'ordre de 50 s. L'*extremum-seeking* et le *slope seeking* ont été testés et comparés expérimentalement par BECKER et al. [14] pour diverses applications. PASTOOR et al. [156] ont appliqué le *slope seeking* sur un corps en forme de 'D' et BENARD et al. [16] sur le contrôle de la portance par plasma. Ces derniers observent un temps de convergence supérieur à 250 secondes.

La totalité de ces publications montre que l'algorithme est basé sur l'estimation du gradient de l'état quasi-stationnaire du système, c'est-à-dire une fréquence de forçage évoluant constamment mais suffisamment lentement face à la dynamique du système. Ce n'est donc pas une succession séquentielle de calculs à fréquence constante. L'algorithme est bien adapté aux systèmes dont la réponse quasi-statique est non-linéaire. Le danger d'une telle commande est de pouvoir converger vers un extremum local, ce qui peut être évité en sélectionnant convenablement la perturbation. Cette commande est, de par sa conception, robuste vis-à-vis des changements de conditions de vol d'où son succès de plus en plus grand. Cependant, si l'algorithme de base n'est pas modifié, les temps de convergence sont trop longs pour une application industrielle. La vitesse de convergence peut être améliorée mais l'ensemble des équipes de recherche tombent sur des problèmes de stabilité

de l'algorithme ou ont un soucis sur le niveau de fluctuation de la commande convergée.

En vu d'améliorer le temps de convergence et la précision du *slope seeking*, HENNING et al. [87] ont modifié l'algorithme sur le principe d'estimation du gradient. Lorsque celui-ci est estimé avec un algorithme utilisant une identification en ligne d'un modèle, le temps de convergence est réduit de 20%. Tandis qu'avec une estimation employant un filtre de Kalman étendu, la réduction est de 66%. Les temps de convergence demeurent néanmoins longs : de 10 à 80 s suivant l'algorithme et le cas d'étude.

Il est donc à retenir que des solutions basées sur la descente de gradient ont été appliquées avec succès. Mais les résultats montrent des temps de convergence relativement longs. Il est clairement visible dans les publications que quelques éléments du traitement du signal ont été hélas omis, tels que le temps d'établissement des filtres qui peuvent mener à la divergence de la régulation d'où des gains réglés au minimum, ce qui se traduit par de longs temps de convergence.

Il est choisi de se concentrer uniquement sur des algorithmes d'optimisation en temps réel par descente de gradient et de tenter de les améliorer. La section suivante se consacre au choix des techniques d'estimation de gradient.

## 7.5 Estimation du gradient local en temps réel

L'objectif est d'obtenir une quantification du gradient de la réponse statique du système, c'est-à-dire la pression moyenne en fonction de la fréquence de forçage. Puisque le transducteur permet de fournir une estimation en temps réel de la pression en moyenne glissante, on cherche à estimer le gradient de la pression moyenne glissante en fonction de la fréquence de forçage en entrée du système. On parle alors de réponse quasi-statique du système.

Cette section est destinée à décrire différentes méthodes d'estimation de ce type de gradient afin d'en choisir deux pour réaliser les régulations d'optimisation en temps réel.

Avant de détailler les techniques, il est important de noter qu'un soin particulier doit être apporté sur la synchronisation des signaux impliqués dans les calculs afin de ne pas biaiser, voir invalider, l'estimation de la valeur du gradient. En effet, ces techniques se basent sur une réponse statique d'un système, et il est ici envisagé de les adapter sur une réponse quasi-statique du système. Cette dernière réponse n'est pas obtenue immédiatement puisque des retards de groupe sont imposés par les différents filtres.

### 7.5.1 Première approche de l'estimation du gradient

La première approche consiste à calculer dans un premier temps les gradients temporels  $\partial f/\partial t$  de la commande et  $\partial p_{MA}/\partial t$  de la sortie traitée par le transducteur. Puis dans un second temps, le gradient  $\partial p_{MA}/\partial t$  est obtenu en effectuant l'approximation mathématique suivante :

$$\frac{\partial p_{MA}}{\partial f} = \left( \frac{\partial p_{MA}}{\partial t} \right) \times \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)^{-1} \quad (7.23)$$

Puisque les retards de groupe du système et du transducteur ne sont pas nuls, il est important d'imposer un délai à la commande lors du calcul du gradient afin de pouvoir synchroniser l'entrée à la sortie. Le schéma bloc de ce procédé est illustré sur la figure Fig. 7.11.

L'avantage de cette technique est sa simplicité. Cependant lorsque la commande converge, sa dérivée devient nulle. Le rapport diverge donc vers l'infini, et par conséquent l'estimation est incorrecte. La méthode est donc uniquement valable lorsque la commande évolue constamment. Cet inconvénient ne peut être accepté dans les présents travaux en raison du manque de robustesse.

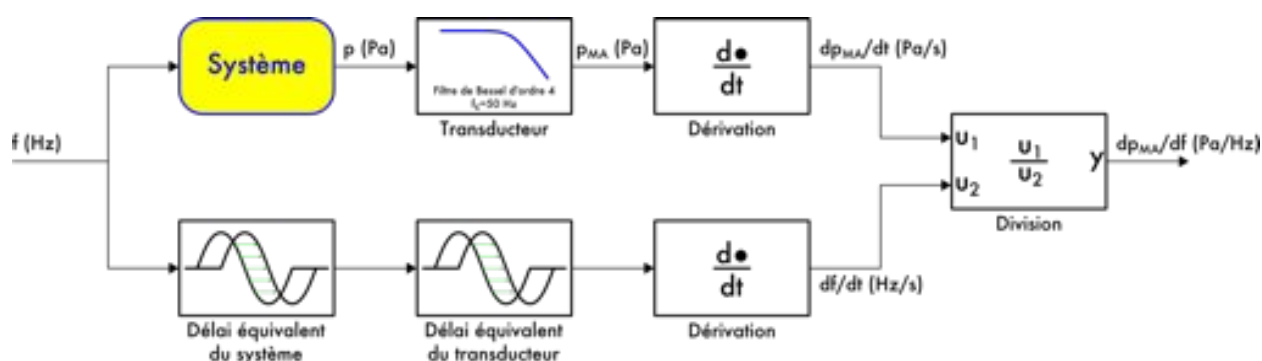


FIGURE 7.11 – Schéma bloc d'une estimation basique du gradient en temps réel.

### 7.5.2 Estimation du gradient par modulation

La littérature relative au contrôle des écoulements amalgame le terme extremum-seeking avec la technique employée pour l'estimation du gradient, particulièrement celle de son calcul par modulation/démodulation d'une perturbation sinusoïdale (KIM [106], KING et al. [112], BANASZUK et al. [9], BEAUDOIN et al. [12], BECKER et al. [14], PASTOOR et al. [156] ou encore BENARD et al. [16] par exemple).

Les motivations de ces travaux se fondent la plupart du temps sur l'ouvrage de ARIYUR et KRSTIĆ [4] et les travaux de KRSTIĆ et WANG [115], KRSTIĆ et al. [116] qui ont permis de remettre d'actualité l'intérêt de l'asservissement de type extremum-seeking sur une vaste étendue d'applications. Ces derniers travaux utilisent l'estimation du gradient par une technique de modulation/démodulation d'une perturbation sinusoïdale.

Le principe de cette technique repose sur l'adjonction d'une perturbation au niveau de la commande. L'algorithme repose sur cinq principales étapes représentées sur la figure Fig. 7.12. La première consiste à additionner une perturbation sinusoïdale de pulsation  $\omega_p$  et d'amplitude  $a_p$  à la commande  $u$ . L'objectif est de faire évoluer la commande  $u$  sur une amplitude  $a_p$ . Cette évolution doit être suffisamment lente, c'est-à-dire plus lente que la dynamique du système, afin d'obtenir une réponse statique du système. La sortie du système est ainsi elle-même perturbée avec une pulsation  $\omega_p$ , ce qui correspond à la seconde étape. L'intérêt de ce point est que si l'on se situe sur une partie de pente positive de la réponse statique, alors la sortie est en phase avec la perturbation. Tandis que sur partie de pente négative, la sortie est opposition de phase avec la perturbation. Ces 2 premières étapes consistent en la modulation de la commande et de la réponse associée.

Le troisième point consiste à supprimer la composante continue de la sortie par filtrage. Cette action est généralement effectuée par un filtre passe-haut. La troisième étape permet de caractériser la valeur du gradient en réalisant une multiplication entre la perturbation d'amplitude unitaire et la sortie dont la composante continue a été supprimée. En effet, la multiplication de deux signaux de périodicité identique et en phase résulte en un nouveau signal périodique positif ou nul. Réciproquement, le produit de signaux en opposition de phase donne un signal négatif ou nul. Lorsque la commande  $u$  se rapproche de l'optimum  $u^*$  l'amplitude du signal démodulé tend vers zéro. Ces deux dernières étapes constituent l'action de démodulation.

Le signal issu de la démodulation est lui-même périodique et ne constitue pas en soit, malgré sa valeur, une estimation du gradient de la réponse statique, mais une estimation perturbée du gradient. C'est pourquoi une cinquième étape est généralement ajoutée afin de supprimer la perturbation en traitant le signal par un filtre passe-bas.

Le choix de la valeur de l'amplitude  $a_p$  de perturbation n'a pas autant d'importance sur les

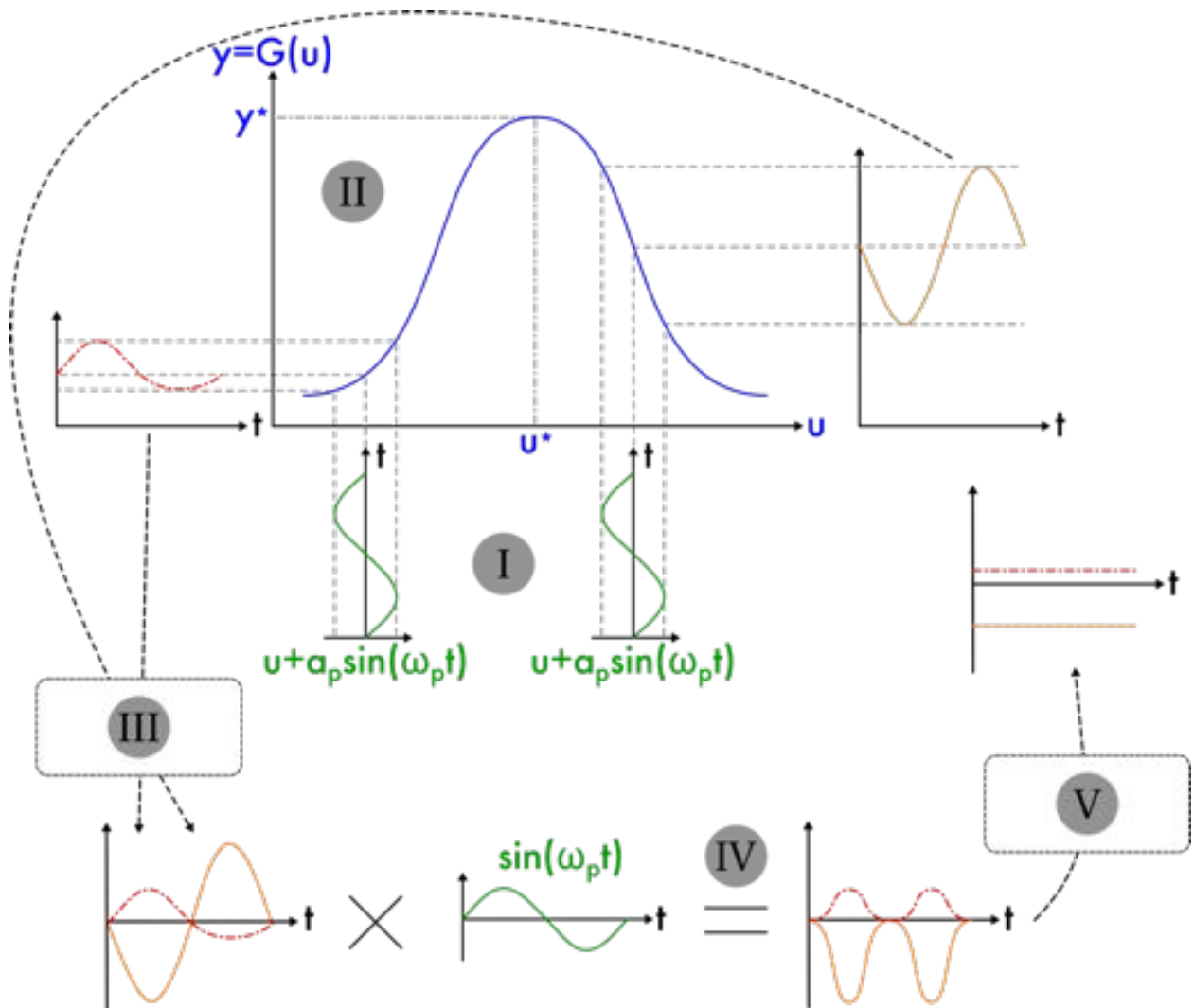


FIGURE 7.12 – Schéma explicatif de l'obtention du gradient par modulation en 5 étapes.

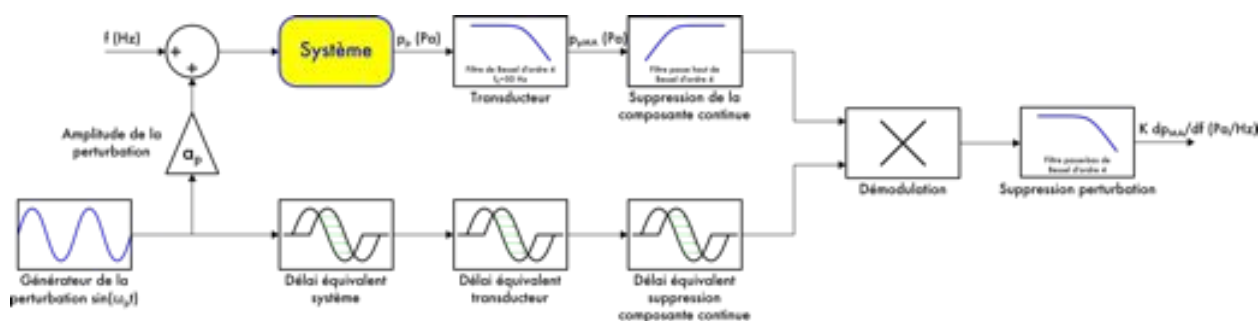


FIGURE 7.13 – Schéma bloc de l'estimation du gradient par modulation/démodulation d'une perturbation sinusoïdale additionnée à la commande en temps réel.

performance de l'algorithme que celui de la pulsations. Il peut être montré que l'estimation du gradient est une valeur intégrée de l'évolution du gradient sur un domaine  $[u - a_p : u + a_p]$ . Ainsi, une petite amplitude permet elle l'estimation précise du gradient local, tandis qu'une grande amplitude donne une tendance moyenne du gradient au point de commande  $u$  considéré.

Cette technique d'estimation de gradient n'est digne d'intérêt qu'avec l'emploi d'une perturbation sinusoïdale. Il serait en effet possible d'employer d'autres formes de signaux périodiques tels que les créneaux ou les dents de scie. Ces signaux peuvent être décomposés en série de Fourier, c'est-à-dire en une somme de signaux sinusoïdaux avec des pulsations croissantes. En sélectionnant une pulsation  $\omega_p$  suffisamment faible, la réponse statique du système ne serait alors plus garantie. Le signal en créneaux, par exemple, change de façon discontinue sa valeur, ce qui est intrinsèquement plus rapide que la dynamique du système.

Le schéma bloc de cet algorithme appliqué aux présents travaux est représenté sur la figure Fig. 7.14. L'estimation est réalisée en temps réel sur une réponse quasi-statique. Le système et le transducteur imposent un retard de groupe quelque soit la fréquence. La perturbation suit donc un retard de groupe. Par conséquent, il est impératif que la démodulation soit effectuée avec des signaux synchrones sous peine d'invalider l'algorithme. C'est pourquoi des délais sur la perturbation d'amplitude unitaire sont ajoutés.

Ce dernier point est essentiel, mais il n'est pourtant pas pris en compte par les différents auteurs cités précédemment. Il a été choisi de comprendre pourquoi. Lorsque ces délais sont très faibles face à la période de la perturbation, il est possible de ne pas les prendre en compte mais un biais est obligatoirement ajouté. Pour que l'algorithme puisse fonctionner, il faut alors choisir impérativement une pulsation  $\omega_p$  très petite. Or, l'objectif de la boucle fermée est de converger vers la fréquence optimale le plus rapidement possible, et cela est rendu possible uniquement si l'estimation du gradient est rapide, c'est-à-dire si la pulsation  $\omega_p$  est grande. Cela permet de justifier en partie les temps de convergence très longs observés dans la littérature relative au contrôle des écoulements.

La technique de calcul du gradient exposée ici est retenue pour la suite des travaux puisqu'elle a déjà été employée avec succès, se montrera robuste, et offre de bonnes performances en termes d'estimation du gradient si la synchronisation des signaux est assurée. Cependant, la faible valeur de la pulsation  $\omega_p$  à imposer ne garantit pas au régulateur de converger rapidement vers la fréquence optimale.

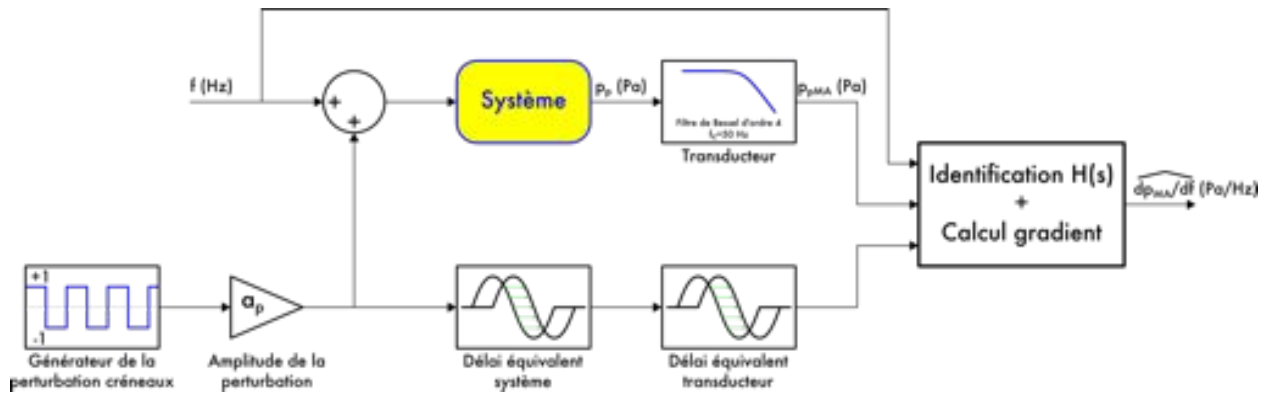


FIGURE 7.14 – Schéma bloc de l'estimation du gradient par identification d'un modèle linéaire en temps réel.

### 7.5.3 Estimation du gradient par identification en ligne d'un modèle

HENNING et al. [87] ont cherché à employer d'autres moyens d'estimation du gradient pour le contrôle des écoulements. Ils proposent d'identifier en temps réel un modèle linéaire mis sous forme d'une fonction de transfert du premier ou second ordre du système. Le but est de réaliser une sorte de contrôle prédictif. En effet, pour une commande  $u$  donnée, on lui ajoute un écart  $a$ . Le système recevant en entrée la commande  $u + a$  commence alors à progresser vers son nouvel état stationnaire. Durant cette dynamique transitoire, un premier modèle linéaire est identifié. N'attendant pas l'établissement du régime stationnaire, une seconde commande  $u - a$  est ensuite imposée afin d'identifier un second modèle caractéristique de la dynamique de descente.

Un modèle linéaire d'ordre  $n$  s'exprime sous la forme générique de fonction de transfert discrète suivante :

$$\mathcal{H}(z) = \frac{\beta_0 + \beta_1 z^{-1} + \beta_2 z^{-2} + \dots + \beta_n z^{-n}}{1 + \alpha_1 z^{-1} + \alpha_2 z^{-2} + \dots + \alpha_n z^{-n}} \quad (7.24)$$

$z$  est pour rappel un opérateur de décalage temporel discret. L'identification consiste donc à calculer les régresseurs  $\alpha_i$   $\beta_i$ . Lorsqu'ils sont calculés lors de la phase de montée, il est possible d'estimer la sortie  $\hat{y}(u + a)$  du modèle sous la commande  $u + a$ , puisque :

$$\hat{y}(u + a) = \frac{\sum_{i=0}^n \beta_i}{1 + \sum_{i=1}^n \alpha_i} (u + a) \quad (7.25)$$

La même opération est réalisée lors de la phase de descente avec la seconde identification, permettant d'estimer la sortie  $\hat{y}(u - a)$ . Le gradient est ensuite obtenu en calculant :

$$\frac{\hat{d}y}{du} \approx \frac{\hat{y}(u + a) - \hat{y}(u - a)}{2a} \quad (7.26)$$

La figure Fig. 7.14 représente quel serait le schéma bloc de l'estimation du gradient par identification d'un modèle en temps réel appliqué aux présents travaux.

Cette méthode est avantageuse lorsque la dynamique du système est lente et permet d'obtenir une estimation rapide et précise du gradient sans avoir besoin d'attendre la convergence du système vers un quelconque état de stationnarité. Le développement d'une telle méthode est lourd et nécessite une identification en ligne de deux modèles tout en contrôlant une perturbation sur la commande. L'identification est d'autant plus précise que le temps dédié à l'identification est long. Cette technique nécessite une forte puissance de calcul afin de pouvoir identifier un modèle plus rapidement que la dynamique du système.

Cet algorithme peut trouver une application dans les présents travaux mais il est choisi de ne pas le sélectionner en raison du temps imparti aux travaux. L'emploi d'un tel algorithme peut donc être envisagé pour de futurs travaux.

#### 7.5.4 Estimation du gradient par estimateur d'état : filtre de Kalman étendu

Limités par les identifications de modèles du précédant algorithme, HENNING et al. [87] proposent une alternative basée sur l'emploi d'un filtre de Kalman étendu. Ils reviennent sur le principe de l'estimation du gradient par modulation d'une perturbation sinusoïdale en changeant le procédé de démodulation.

Lorsque l'amplitude de la perturbation est suffisamment petite par rapport à la commande, il est possible de montrer l'approximation suivante de la réponse statique du système (voir ARIYUR et KRSTIĆ [4] et HENNING et al. [87]) :

$$y(t) = y_s + a_p \frac{dy}{du} \sin(\omega_p t) \quad (7.27)$$

$y_s$  étant la sortie statique du système en réponse à la commande  $u$ . Il est possible d'exprimer l'évolution de commande  $u(t)$  en fonction de la perturbation, de la commande initiale  $u_0$  et un écart  $\Delta u(t)$  par rapport à cette dernière commande :

$$u(t) = u_0 + a_p \sin(\omega_p t) + \Delta u(t) \quad (7.28)$$

La combinaison des deux précédentes équations mène à :

$$y(t) = y_s - \frac{dy}{du} u_0 - \frac{dy}{du} \Delta u(t) + \frac{dy}{du} u(t) = x_1 + u(t)x_2 \quad (7.29)$$

La technique proposée consiste à observer les deux paramètres  $x_1$  et  $x_2$ , en réalisant le simple modèle suivant en temps discret :

$$\begin{pmatrix} x_1[k+1] \\ x_2[k+1] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1[k] \\ x_2[k] \end{pmatrix} + \underline{w}_k \quad (7.30)$$

où  $\underline{w}_k$  est un bruit blanc Gaussien.

Si on utilise l'équation Eq. 7.29 comme équation de mesure dans le filtre de Kalman, l'analyse d'observabilité du problème montre que  $x_1$  et  $x_2$  ne sont pas observable. Ce qui signifie que le filtre de Kalman ne sera pas en mesure de pouvoir estimer le gradient. Le lecteur intéressé par plus de détails sur le filtre de Kalman est invité à se référer à l'ouvrage de CORRIOU [53].

Pour apporter l'observabilité nécessaire, il est possible de prendre des couples d'entrée/sortie décalés de  $n$  pas de temps :  $(u[k], y[k])$  et  $(u[k-n], y[k-n])$ . L'équation de mesure devient alors :

$$\begin{pmatrix} y[k] \\ y[k-n] \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & u[k] \\ 1 & u[k-n] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1[k] \\ x_2[k] \end{pmatrix} + \underline{w}_k \quad (7.31)$$

Le filtre Kalman est alors en mesure d'estimer en temps réel les variables  $\hat{x}_1$  et  $\hat{x}_2$ , sachant que  $\hat{x}_2$  est égal à  $\widehat{\frac{dy}{du}}$ .

Le schéma bloc de ce type d'estimation appliqué sur le cas des présents travaux est représenté sur la figure Fig. 7.15. L'algorithme est puissant et peut être appliqué ici. Le seul paramètre de réglage consiste à sélectionner une valeur  $\Delta t$  du décalage entre les couples de mesure. Plus il sera grand et plus l'observabilité sera meilleure et l'estimation du gradient sera rendue possible et juste.

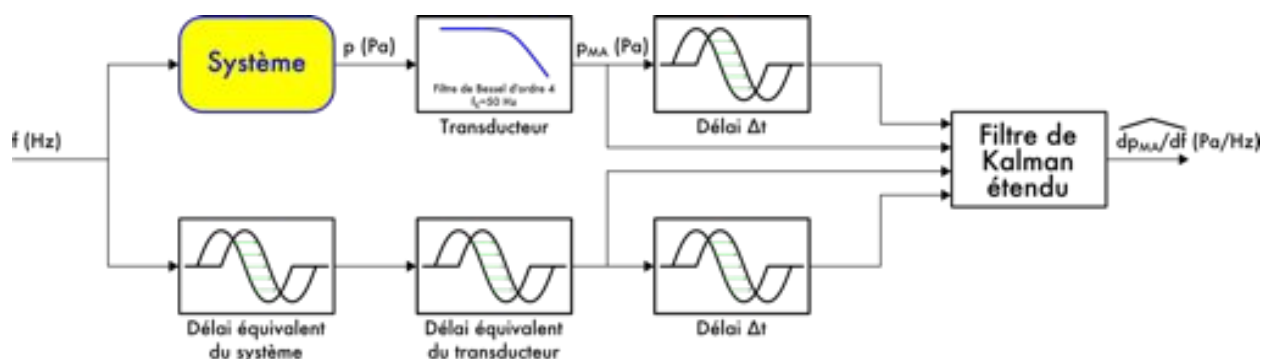


FIGURE 7.15 – Schéma bloc de l'estimation du gradient par filtrage de Kalman étendu en temps réel.

Cependant, le choix d'un grand  $\Delta t$  se traduit par un retard de groupe de l'estimation du gradient, ce qui entraîne une inertie vis-à-vis de la réactivité du régulateur caractérisée par un dépassement important.

Cette méthode est attractive puisque précise et modérément coûteuse en terme de puissance de calcul. Elle permet selon HENNING et al. [87] d'accroître les performances en terme de temps de convergence lors d'un emploi dans un asservissement. Quelques réserves sont posées en regard de cette observation en raison de la méthode utilisée dans cette étude pour la mise en place des régulateurs. L'application de cette technique est choisie d'être reportée pour de futurs travaux en raison du nombre important de résultats qui seront montrés et du temps imparti pour les travaux de thèse.

### 7.5.5 Estimation du gradient par logique floue

Une volonté forte de ces travaux de thèse est de pouvoir innover en appliquant une technique de pointe et ayant fait ses preuves dans le domaine de l'intelligence artificielle : la logique floue. Le principe de fonctionnement d'un régulateur à logique floue est parfaitement explicité par DE BARROS et al. [62].

L'emploi de la logique floue va permettre de retravailler la première approche d'estimation de gradient en permettant de trouver une solution au problème posé par la possible divergence du calcul. En effet la logique floue se calque sur le raisonnement suivi par un être humain devant analyser une situation afin de prendre une décision. C'est pourquoi il n'est pas nécessaire d'employer de lourdes équations mathématiques mais de simplement exprimer des règles sémantiques.

Le mode de fonctionnement d'un calculateur flou repose sur trois étapes. La première étape, dite de *fuzzification* consiste à traduire l'entrée reçue en attribuant un degré d'appartenance aux différentes variables *floues* d'entrée fixées par avance. La seconde étape dite d'*inférence* combine les variables floues en fonction des règles sémantiques qui ont été formulées. La sortie floue ainsi obtenue est traitée par la dernière étape de *défuzzification* afin de lui associer une variable réelle. Deux étapes supplémentaires de normalisation des entrées et de dénormalisation des sorties peuvent être adjointes.

Les règles sémantiques sont indifféremment appelées règles d'implication, d'inférence ou floues. Elles sont exprimées en suivant une des formulations suivantes :

- SI condition 1 ET condition 2 ET ... ALORS implication ;
- SI condition 1 OU condition 2 OU ... ALORS implication.

Il est également possible de combiner les conditions "ET", et "OU" au sein d'une même règle.



Le nombre de règles est lié au nombre d'entrées, de sorties et de fonctions d'appartenance du calculateur flou.

L'estimation du gradient en temps réel peut être effectuée en prenant comme entrées du calculateur flou les gradients temporels de la commande et de la sortie du transducteur :  $\partial f/\partial t$  et  $\partial p_{MA}/\partial t$ . A chacune de ces variables est associé deux variables floues répondant aux questions est-il négatif ou bien positif. Puisque l'objectif est de pouvoir généraliser, il est choisi de normaliser les entrées. Les fonctions d'appartenance des entrées sont représentées sur les figures Fig. 7.16(a) et 7.16(b). Elles sont volontairement choisies identiques. Il est possible de choisir d'autres courbes, mais celles-ci se montreront par la suite satisfaisantes. La variable de sortie, le gradient  $\partial p_{MA}/\partial f$  normalisée, possède une fonction d'appartenance identique.

Les règles d'inférence vont permettre de transcrire le raisonnement menant à l'estimation du gradient. Elles sont au nombre de quatre et sont formulées de la manière suivante :

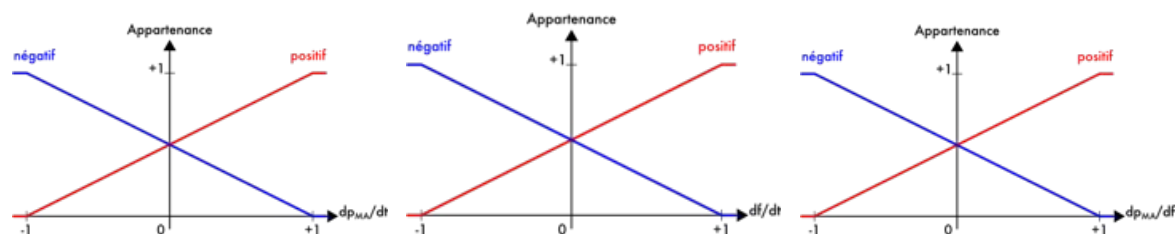
- SI  $\frac{\partial p_{MA}}{\partial t}$  est positif ET  $\frac{\partial f}{\partial t}$  est positif ALORS  $\frac{\partial p_{MA}}{\partial f}$  est positif ;
- SI  $\frac{\partial p_{MA}}{\partial t}$  est positif ET  $\frac{\partial f}{\partial t}$  est négatif ALORS  $\frac{\partial p_{MA}}{\partial f}$  est négatif ;
- SI  $\frac{\partial p_{MA}}{\partial t}$  est négatif ET  $\frac{\partial f}{\partial t}$  est positif ALORS  $\frac{\partial p_{MA}}{\partial f}$  est négatif ;
- SI  $\frac{\partial p_{MA}}{\partial t}$  est négatif ET  $\frac{\partial f}{\partial t}$  est négatif ALORS  $\frac{\partial p_{MA}}{\partial f}$  est positif.

La théorie relative à la logique floue réalise des opérations sur les surfaces délimitées par les courbes des fonctions d'appartenance contraintes par des seuils égaux aux valeurs des variables floues (voir DE BARROS et al. [62]). Les méthodes "ET" et "ALORS" sont choisies classiquement comme étant l'opérateur "minimum". Chacune des règles conduit ainsi à une nouvelle courbe délimitant une surface. L'agrégation de l'ensemble des règles d'inférence consiste pour chaque abscisse de la variable floue de sortie à prendre le maximum parmi les quatre surfaces, ce qui mène vers une nouvelle surface. La défuzzification est obtenue en prenant l'abscisse du centre de gravité de la surface. Un tel régulateur flou est nommé de type "Mamdani". L'ensemble de ces étapes est illustré sur la figure Fig. 7.17. Il est alors possible de voir qu'un gradient nul est obtenu uniquement si ceux des deux entrées le sont. Il n'y a donc plus le cas de divergence possible.

La variation des valeurs d'entrée dans leur domaine permet de construire une surface de réponse caractérisant le calculateur flou. Le régulateur flou peut alors se résumer à cette courbe que l'on peut calculer hors-ligne. Ainsi, il est capable de fournir une sortie instantanément pour un coût de calcul négligeable. La surface de réponse obtenue dans le cas présenté est tracée sur la figure Fig. 7.18.

Le schéma bloc de l'estimation du gradient par logique floue appliqué aux présents travaux est représenté sur la figure Fig. 7.19. Les gains  $K_1$  et  $K_2$  jouent le rôle de normalisation. Ils permettent également de pouvoir privilégier l'importance d'une des deux dérivées temporelles par rapport à l'autre, ce qui contrôle la sensibilité du calculateur flou. Des saturations permettent de rester rigoureux en limitant les valeurs des dérivées au domaine  $[-1 : +1]$ . Le gain  $K_3$  permet quand à lui de dénormaliser la sortie.

Le calculateur flou permet une estimation rapide et fiable du gradient. La puissance de calcul nécessaire à l'emploi d'un tel algorithme est faible si la surface de réponse est générée préalablement. Il constitue un excellent candidat dans l'optique de l'optimisation en temps réel. Il permet d'offrir une sortie fidèle aux attentes formulées par les règles d'inférence, ce qui offre une grande adaptabilité et une bonne souplesse pour les problèmes non linéaires. Ce sont les raisons pour lesquelles, il est choisi de l'employer dans la suite des travaux.



(a) Dérivée temporelle normalisée (b) Dérivée temporelle normalisée (c) Gradient  $\partial p_{MA}/\partial f$  normalisé de la pression en moyenne glissante de la commande  $\partial f/\partial t$

FIGURE 7.16 – Fonctions d'appartenance des entrées et de la sortie de l'estimation du gradient par logique floue.

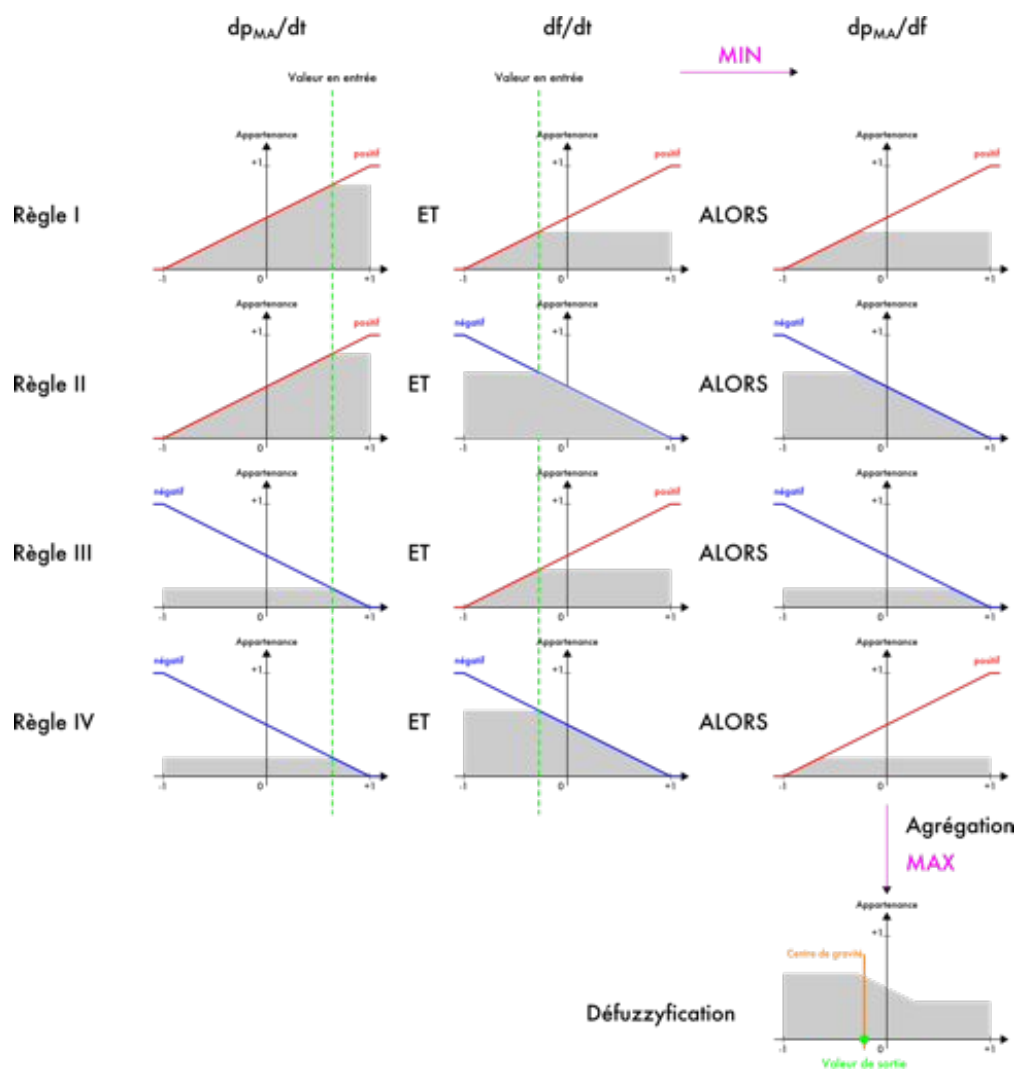


FIGURE 7.17 – Calcul flou réalisé pour l'estimation du gradient en fonction des quatre règles d'inférences.

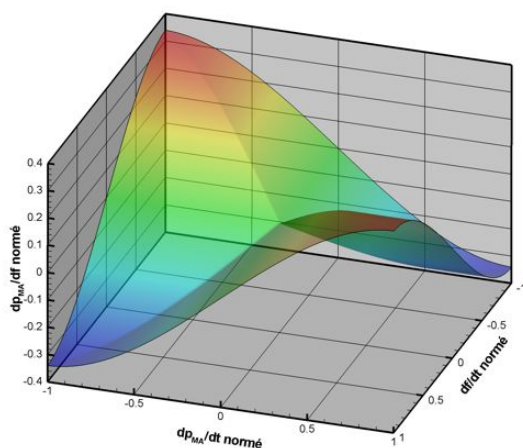


FIGURE 7.18 – Surface de réponse du calculateur flou destiné à l’estimation du gradient.

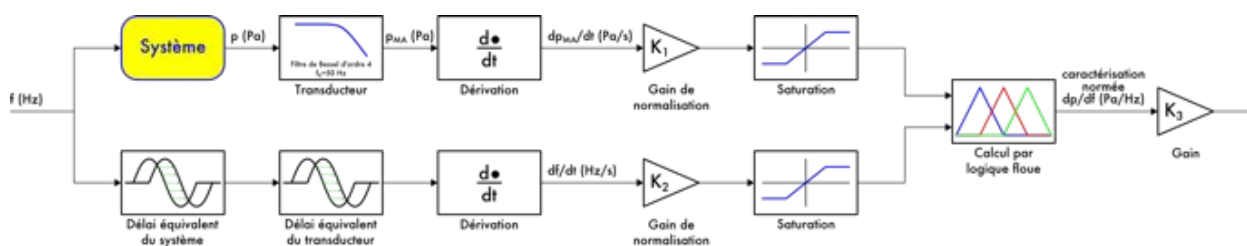


FIGURE 7.19 – Schéma bloc de l’estimation caractéristique du gradient par logique floue en temps réel.

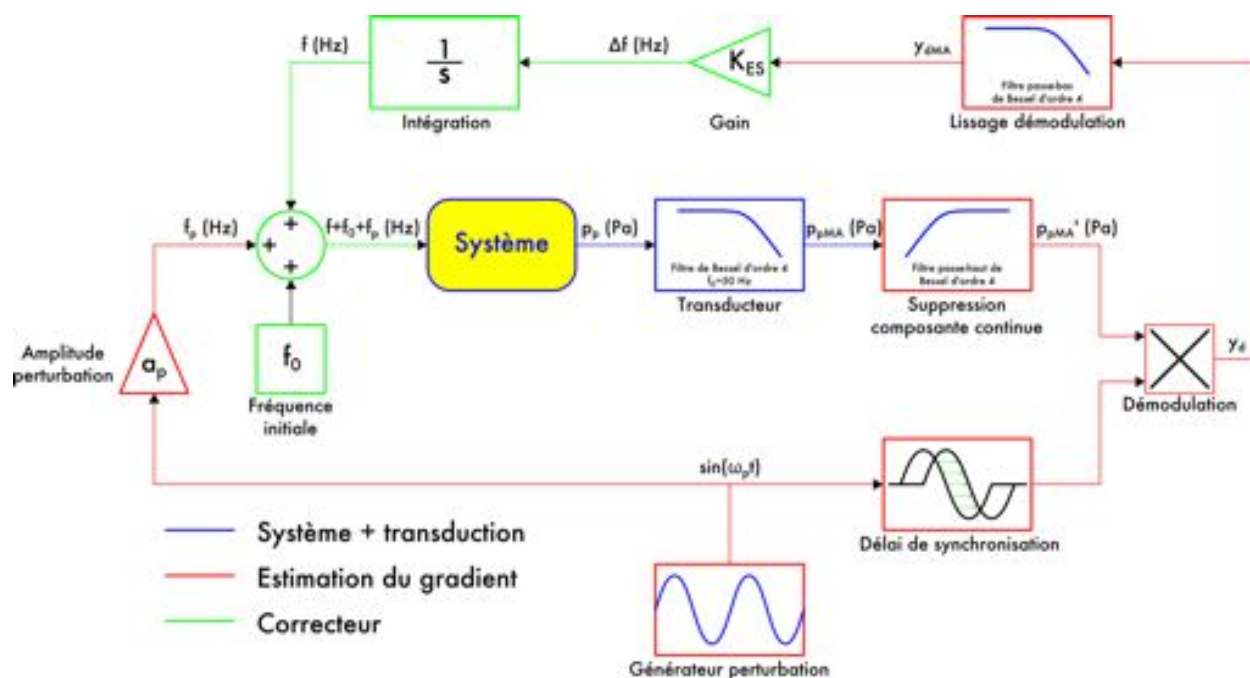


FIGURE 7.20 – Schéma bloc de l'extremum-seeking classique.

## 7.6 Extremum-seeking classique

La première boucle fermée est dédiée à l'optimisation en temps réel par descente de gradient calculé par la technique de modulation/démodulation d'une perturbation sinusoïdale. La littérature relative au contrôle des écoulements amalgame cette dénomination avec l'*extremum-seeking*, il est choisi de garder cette appellation. Cette partie est consacrée à l'application d'une régulation extremum-seeking classique sur le modèle NARX afin d'identifier le rôle des différents paramètres et les possibles améliorations, ainsi que d'estimer les performances en vue de son application sur simulations URANS.

### 7.6.1 Algorithme

L'extremum-seeking classique est en réalité ni plus ni moins qu'une régulation PI sur le gradient visant à le faire tendre vers une consigne nulle. Le correcteur PI a pour particularité d'être en série et non pas en parallèle comme le PID classique. Il est possible de le comparer à une simple action intégrale dont le signal est amplifié auparavant.

Le correcteur PI a pour vocation d'amener la pente à une valeur nulle. L'action d'intégration permet d'incrémenter la variation de commande prescrite par l'action proportionnelle. En effet lorsque la pente est positive, le gain  $K_{ES}$  indique qu'il faut incrémenter la commande actuelle puisque sa sortie est égale au produit entre la valeur de la pente fournie par le filtre passe-bas de lissage et  $K_{ES}$ , et inversement.

Le schéma bloc de l'extremum-seeking classique appliqué au contrôle du décollement sur le modèle NARX est représenté sur la figure Fig. 7.20. Il permet de montrer que la régulation est paramétrée par les sept grandeurs suivantes :

1. La fréquence de forçage initiale  $f_0$  ;
2. Le gain d'amplification pré-intégration  $K_{ES}$  ;

3. La pulsation de coupure  $\omega_{HP}$  du filtre passe-haut qui réalise la suppression de la composante continue dans l'algorithme de l'estimation du gradient ;
4. La pulsation de coupure  $\omega_{LP}$  du filtre passe-bas qui lisse le signal de démodulation ;
5. La pulsation  $\omega_p$  de la perturbation ;
6. L'amplitude  $a_p$  de la perturbation ;
7. Le délai de synchronisation  $\Delta t_s$ .

### 7.6.2 Synthèse de la boucle fermée

La synthèse du régulateur consiste à quantifier ces sept paramètres. Le point de départ est la connaissance du système à commander. Le modèle NARX est valable pour une gamme de fréquence de forçage  $\mathcal{F}^+ \in [0, 1; 3]$ , soit  $f \in [91; 2742]Hz$ . La fréquence initiale  $f_0$  doit par conséquent être incluse dans ce domaine. L'évolution de la pression moyenne en fonction de la fréquence de forçage a montré qu'un minimum global est placé aux alentours d'une fréquence de forçage égale à 250 Hz. Afin de garantir la convergence de la commande vers la fréquence optimale, il est nécessaire de contraindre  $f_0 \geq 250$  Hz.

La pulsation de la perturbation sinusoïdale doit être sélectionnée tel qu'un suivi quasi-statique du modèle NARX soit assuré. Un soin particulier doit être accordé à son choix puisqu'elle module en fréquence le signal de commande et peut avoir un effet secondaire de contrôle sur le système. Comme on ne désire pas avoir ce contrôle "passif", la pulsation  $\omega_p$  est choisie égale à  $2\pi \times 12,5$  rad.s<sup>-1</sup> sachant que l'effet du forçage commence à être significatif dès 25 Hz.

Connaissant la valeur  $\omega_p$ , il est désormais possible de sélectionner la pulsation de coupure  $\omega_{HP}$  du filtre passe-haut. L'objectif est de supprimer la composante continue tout en gardant l'oscillation provoquée par la perturbation égale à 12,5 Hz. Une brève étude sur le filtre de Bessel d'ordre quatre permet de s'accorder sur le choix d'une pulsation de coupure  $\omega_{HP}$  égale à  $\omega_p$ . Cette pulsation est maximisée dans l'objectif de réduire au maximum le retard de groupe. En effet, plus le retard de groupe est grand, plus l'estimation du gradient impose une inertie de réaction au régulateur. Ce dernier se caractérise par un dépassement pouvant conduire à une instabilité.

Le lissage de la démodulation ne peut être effectif seulement si  $\omega_{LP}$  est inférieure ou égale à  $\omega_{HP}$ . Pour la même raison de minimisation de retard de groupe, il est choisi de maximiser  $\omega_{LP}$  en l'égalisant à  $\omega_{HP}$ .

Afin de garantir la synchronisation, le délai  $\Delta t_s$  est quantifié en évaluant les retards de groupe des différents filtres pour une pulsation égale à celle de la perturbation. Les contributions sont les suivantes :

- $2,550 \times 10^{-3}$  s pour le modèle NARX à  $\omega_p$  ;
- $1,019 \times 10^{-2}$  s pour le transducteur à  $\omega_p$  ;
- $3,656 \times 10^{-2}$  s pour le filtre passe-haut à  $\omega_p$ .

Le retard de groupe du modèle NARX peut être négligé mais il est choisi de le prendre en compte pour optimiser la synchronisation. Le retard de groupe imposé par le filtre passe-haut est comparable à une période de la perturbation. Il est par conséquent non négligeable.

L'amplitude  $a_p$  de la perturbation et le gain d'amplification pré-intégration  $K_{ES}$  sont les seuls paramètres pouvant être choisis librement. Les résultats dépendront donc du choix de ces deux paramètres, c'est pourquoi leurs influences sont étudiées dans les deux prochains paragraphes.

### 7.6.3 Effet du gain $K_{ES}$

Le gain  $K_{ES}$  est responsable de l'incrément positive ou négative de la commande actuelle en regard de la valeur de la pente. Ainsi, plus le gain est important et plus l'incrément est important.

La courbe de la pression moyenne en fonction de la fréquence de forçage représentée sur la figure Fig. 5.12 du précédent chapitre montre que la pente à gauche de la fréquence optimale est plus grande en valeur absolue que celle de droite. Il en est déduit qu'à gain identique l'évolution vers la commande de fréquence optimale sera donc plus rapide sur la partie à forte pente que sur l'autre.

L'influence du gain est étudiée en sélectionnant arbitrairement une amplitude  $a_p$  de la perturbation égale à 20 Hz. Il est choisi de présenter les résultats de l'évolution de la commande et de la pression en moyenne glissante de la boucle fermée employant comme système le modèle NARX. La variation du gain est présentée sur le domaine [100 : 2000]. La fréquence initiale  $f_0$  est égale à 250 Hz.

L'asservissement est enclenché à l'instant  $t$  égal à 0. Avant cet instant le système reçoit la fréquence initiale  $f_0$  comme commande. Il est important que les filtres puissent atteindre leur régime stationnaire avant toute mise en fonction de la régulation. En effet, les dépassements des filtres peuvent avoir des conséquences démesurées lors de la régulation allant jusqu'à une divergence, d'autant plus que les grandeurs employées dans la régulation ne sont pas adimensionnées.

Les résultats sont représentés sur la figure Fig. 7.21. D'un point de vue général et quelque soit le gain, la commande converge ou oscille autour de la fréquence optimale (Fig. 7.21(a)) ce qui assure une maximisation de la pression (Fig. 7.21(b)). La figure Fig. 7.21(a) représente la commande en trait continu et la commande perturbée associée en pointillés. Il doit être précisé que le système ne reçoit en entrée que cette dernière.

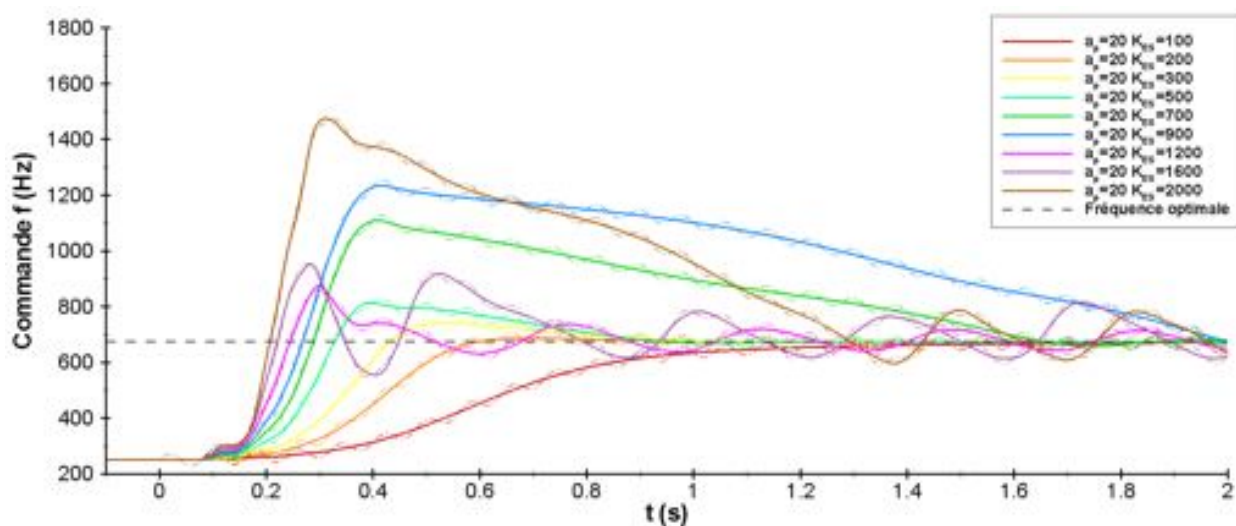
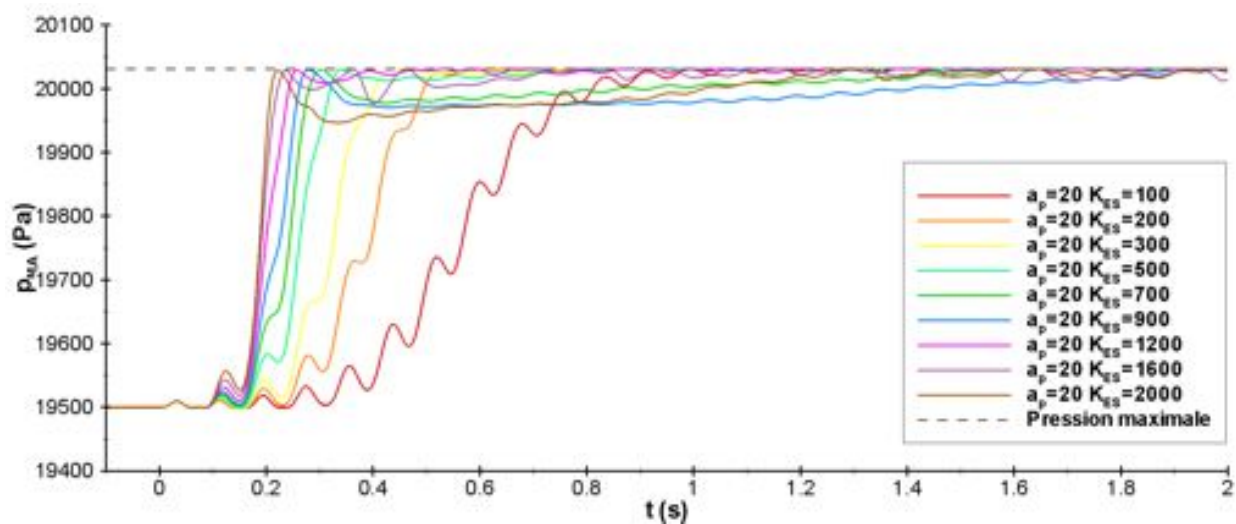
Lorsque  $K_{ES}$  est égal à 100, la boucle fermée joue son rôle et permet à la commande de converger lentement vers la fréquence optimale. Le temps de convergence est égal à 2 s. Lorsque le gain augmente à 200, le temps de montée est considérablement amélioré et il est possible d'observer un léger dépassement d'un dizaine de Hertz. Le temps de convergence est réduit à 1 s. Pour un gain égal à 300, la montée est encore plus rapide et le dépassement plus prononcé, environ 40 Hz. Cependant, le temps de convergence est égal à 1,1 s puisque la redescente est plus lente que la montée en raison de la valeur du gradient. Un gain plus important serait en mesure d'accélérer la descente.

A partir  $K_{ES}$  égal à 500, une question se pose sur la qualité de l'estimation du gradient. En effet, comme le gain est important, la montée l'est automatiquement. Ce qui se traduit par le fait qu'il n'y a plus de valeurs communes de la commande perturbée entre deux périodes successives de balayage de la perturbation sinusoïdale. Cela implique que certaines parties de la courbe de réponse statique ne sont plus "scannées". Ainsi le changement de signe du gradient peut être détecté a posteriori.

Quand  $K_{ES}$  est égal à 500, la vitesse de montée est toujours augmentée ainsi que le dépassement (environ 100 Hz). Puisque le gain est plus important que précédemment, il est effectivement observé que la descente vers la fréquence de convergence est accélérée, ce qui se traduit par un second léger dépassement. Pour  $K_{ES}$  égal à 700 et 900, les phénomènes sont amplifiés et le temps de convergence est dégradé.

A partir de  $K_{ES}$  égal à 1200, un nouveau phénomène apparaît : celui de l'oscillation autour de la fréquence optimale. Le gain est tellement important que la commande est trop corrigée, ce qui lui fait dépasser alternativement la fréquence optimale. Plus l'inertie de l'estimation du gradient, c'est-à-dire un temps de retard de groupe long pour l'obtention de la valeur du gradient, plus l'effet d'oscillation est marqué.

L'inertie est aussi responsable des dépassements observés. En effet, l'estimation du gradient pour une commande à un instant  $t$  est transmise au correcteur avec un retard  $\Delta t$ . Il est équivalent à la somme des retards de groupe du filtre passe-haut de suppression de la composante continue et du filtre passe-bas de lissage. Bien que le retard de groupe du système soit négligeable, le retard de groupe du transducteur joue également un rôle important. Ainsi le retard de l'estimation est

(a) Commande  $f$  en trait continu - commande perturbée en pointillés(b) Pression en moyenne glissante  $p_{MA}$ FIGURE 7.21 – Résultats extremum-seeking classique : effet du gain  $K_{ES}$  avec une amplitude de perturbation  $a_p$  égale à 20 Hz.

estimé à :

$$\begin{aligned}\Delta t &\approx \Delta t_{sys} + \Delta t_{trans} + \Delta t_{HP} + \Delta t_{LP} \\ &\approx 2,550 \times 10^{-3} + 1,019 \times 10^{-2} + 3,656 \times 10^{-2} + 3,590 \times 10^{-2} \\ &\approx 8,52 \times 10^{-2} \text{ s}\end{aligned}\quad (7.32)$$

Ce retard correspond à un peu plus d'une période de la perturbation de 12,5 Hz. Il est important et ne peut être réduit que si l'on change la nature des filtres. Le choix des filtres de Bessel est judicieux dans où ces filtres offrent un retard de groupe constant dans leurs bandes passantes qui, de plus, sont parmi les plus faibles possibles pour les filtres communs. C'est une limitation de l'algorithme.

Le retard  $\Delta t$  est donc responsable d'une mauvaise réactivité de l'algorithme, provoquant des dépassements d'autant plus grands que le gain l'est et pouvant également déstabiliser la boucle en provoquant des oscillations de commande autour de la fréquence optimale.

Pour conclure, plus le gain est important et plus la boucle fermée est théoriquement rapide à converger. La validité de l'estimation de la pente peut être remise en cause pour des gains importants. L'importante inertie de l'estimation du gradient ne permet pas d'obtenir une amélioration de la vitesse de convergence. Au contraire, son effet est délétère lorsque le gain devient important.

Malgré ces observations, l'algorithme est robuste puisqu'il permet d'assurer la maximisation de la pression. Quelque soit le gain choisi, la régulation n'a jamais divergé sauf lorsque le domaine de validité du modèle NARX a été dépassé. Cela a été rendu possible grâce au soin apporté à la synchronisation nécessaire à la démodulation et l'initialisation des filtres avant enclenchement de la régulation.

#### 7.6.4 Effet de l'amplitude $a_p$ de la perturbation

L'amplitude de la perturbation permet de moyenniser le gradient sur l'amplitude balayée. Aussi plus celle-ci est grande, plus le gain peut être accru afin de corriger rapidement la commande tout en permettant une estimation valable du gradient.

L'influence de l'amplitude est étudiée en fixant un gain  $K_{ES}$  modéré d'une valeur égale à 300. Il est choisi de présenter les résultats de l'évolution de la commande et de la pression en moyenne glissante de la boucle fermée employant comme système le modèle NARX. La variation de l'amplitude est présentée sur le domaine [5 : 100] Hz. La fréquence initiale  $f_0$  est égale à 250 Hz. Comme précédemment la régulation est enclenchée à partir du temps  $t$  égal à 0 s.

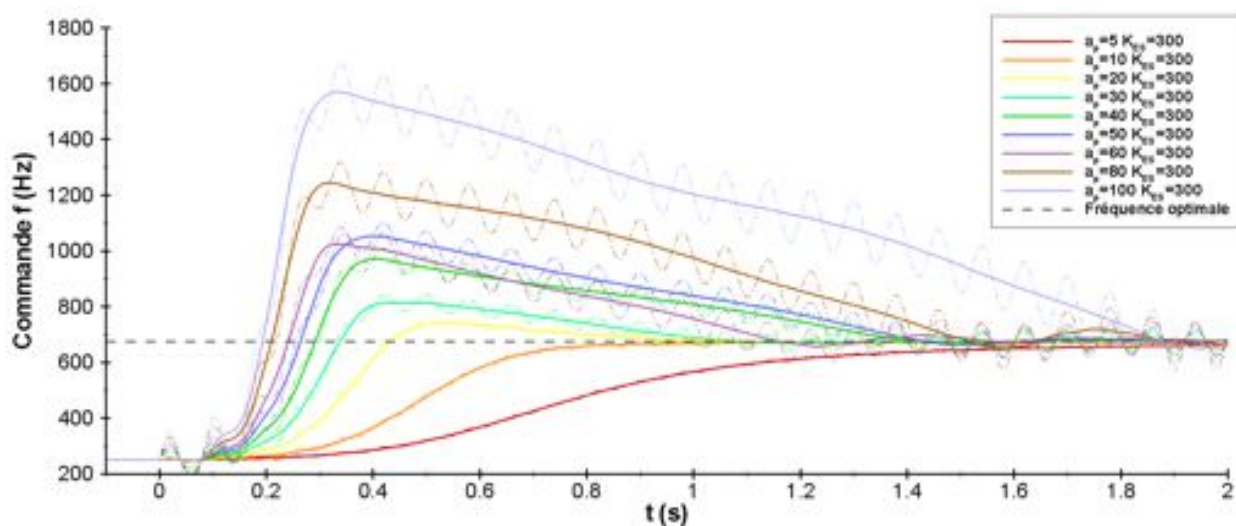
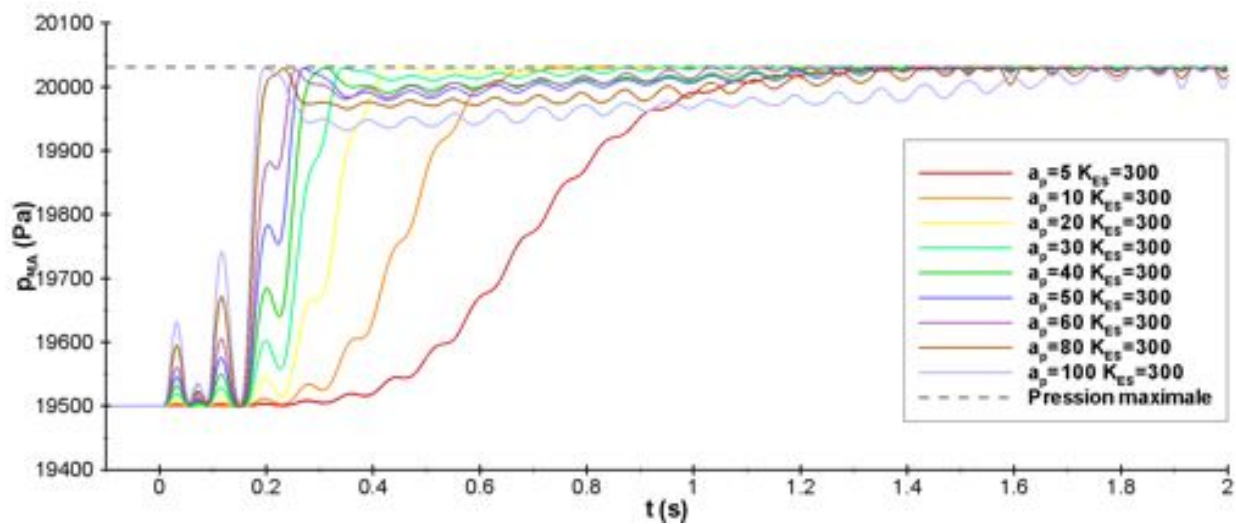
Les résultats sont représentés sur la figure Fig. 7.22. D'un point de vue général et quelque soit l'amplitude, la commande converge ou oscille à terme autour de la fréquence optimale (Fig. 7.22(a)) ce qui assure la maximisation de la pression (Fig. 7.22(b)). La figure Fig. 7.22(a) représente la commande en trait continu et la commande perturbée associée en pointillés.

Jusqu'à une amplitude  $a_p$  égale à 20 Hz, l'estimation du gradient peut être considérée comme valable. Au delà de cette amplitude, il n'y a plus de valeurs communes de la commande perturbée entre deux périodes successives de balayage de la perturbation sinusoïdale.

En augmentant  $a_p$  jusqu'à 10 Hz, la commande converge de plus en plus vite. Pour 10, 20 et 30 Hz le temps de convergence est inchangé. Bien que le dépassement soit de plus en plus important, la vitesse de descente est également accrue grâce à une amplitude grandissante. En effet, l'estimation du gradient est un gradient moyen de la courbe statique balayé par la perturbation. Ceci implique donc que plus l'amplitude est grande, plus la valeur absolue du gradient est grande à proximité du point optimal.

Pour des amplitudes supérieures à 40 Hz, le dépassement est de plus en plus prononcé et le temps de convergence dégradé. Les vitesses de descente sont identiques puisque le gain et la pente le sont. L'estimation du gradient fournit toujours la même valeur bien que l'amplitude soit croissante. En



(a) Commande  $f$  en trait continu - commande perturbée en pointillés(b) Pression en moyenne glissante  $p_{MA}$ FIGURE 7.22 – Résultats extremum-seeking classique : effet de l'amplitude de la perturbation  $a_p$  avec un gain  $K_{ES}$  égal à 300.

effet, la courbe de la pression moyenne en fonction de la fréquence de forçage représentée sur la figure Fig. 5.12 du précédent chapitre montre que la pente à droite de l'extremum est quasi constante sur une large gamme de fréquences.

Il est également visible que pour les amplitudes supérieures à 40 Hz, la commande oscille autour de la fréquence optimale. L'évolution de la courbe statique (Fig. 5.12) à droite et à gauche de l'extremum n'est pas symétrique, si bien qu'avec une amplitude de perturbation importante, l'estimation du gradient au point optimal ne sera pas nul mais légèrement biaisé. Il en résulte une correction de la commande qui à son tour étant éloigné de l'extremum tend à y retourner. Par conséquent, une oscillation autour de la commande optimale se produit.

Ce constat permet de conclure sur le fait que si l'amplitude de la perturbation n'est pas suffisamment petite, la commande obtenue à la convergence du régulateur est biaisée. Ce biais est négligeable, de l'ordre du Hertz, tant que l'amplitude ne dépasse pas 30 Hz.

L'extremum seeking classique se montre de nouveau robuste vis-à-vis du choix de l'amplitude, la pression est effectivement maximisée. Il est doit être également retenu que plus l'amplitude est importante plus le système est perturbé puisque le système reçoit comme entrée une commande perturbée. La convergence vers la commande optimale est donc polluée par la perturbation. Ainsi l'idéal serait que lors de la convergence, l'amplitude de la perturbation devienne nulle.

### 7.6.5 Robustesse de l'extremum-seeking classique

La robustesse de l'algorithme extremum-seeking est un point important pour envisager son application expérimentale et industrielle. Il est nécessaire de savoir si un changement des conditions extérieures ou initiales permet à la boucle fermée de parvenir à garder le contrôle sur son objectif.

Ce paragraphe est dédié à la présentation de quelques tests démontrant la qualité de robustesse offerte par l'algorithme. Pour cela, deux séries de simulations sont réalisées. La première consiste à changer de fréquence initiale et la seconde à perturber le cours de la simulation en y adjoignant des sauts de commande.

#### 7.6.5.1 Robustesse vis-à-vis du changement de fréquence initiale

L'influence de la fréquence initiale  $f_0$  est étudiée en choisissant arbitrairement un gain  $K_{ES}$  et une amplitude de perturbation respectivement égaux à 300 et 20 Hz. Le domaine d'étude de la fréquence initiale est [100 : 2500] Hz. Une saturation est ajoutée au niveau de l'entrée du système afin de rester dans le domaine de commande valide du modèle NARX, c'est-à-dire [91 : 2742] Hz.

Seules les courbes de commande sont présentées sur la figure Fig. 7.23. Quelque soit la fréquence initiale  $f_0$  supérieure ou égale à 250 Hz, l'algorithme converge vers la fréquence optimale. Lorsque  $f_0$  est en deçà de 200 Hz, l'algorithme ne converge pas vers la commande optimale souhaitée. Ce résultat était prévisible puisque dans cette gamme de fréquences, la pente ne permet pas de converger vers la fréquence optimale mais vers un extremum local à fréquence nulle.

La robustesse de l'algorithme par rapport au critère testé est donc prouvée ainsi que le défaut de s'orienter vers un extremum local.

#### 7.6.5.2 Robustesse vis-à-vis des perturbations

Les perturbations telles que les fluctuations de pression provoquées par un écoulement turbulent ou encore les bruits de mesure des capteurs n'ont pas de réelles incidences sur l'algorithme puisqu'elles sont généralement à hautes fréquences et que les filtres passe-bas permettent de les supprimer.

Les perturbations peuvent provenir d'un changement de vitesse de l'écoulement, c'est-à-dire de l'aéronef. Le modèle NARX ne permet pas de fournir une réponse en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini. Il est choisi de réaliser des sauts aléatoires de fréquence de commande visant à simuler ces changements de vitesse. Le saut est implémenté dans l'algorithme au niveau de l'opération constant à additionner la fréquence initiale et la perturbation.

La courbe de commande pour une boucle fermée avec une amplitude  $a_p$  égale à 20 Hz et un gain  $K_{ES}$  égal à 300 est représenté sur la figure Fig. 7.24 avec une perturbation aléatoire de commande toute les 1,5 s. Quelque soit le saut, l'algorithme continue sa mission en tentant de faire converger la commande vers la fréquence optimale. La robustesse relative à ce critère est par conséquent prouvée.

### 7.6.6 Bilan et perspectives d'améliorations

L'extremum-seeking classique se montre capable de chercher automatiquement la commande qui maximise la pression en moyenne glissante. La robustesse de cet algorithme fait de lui un excellent candidat pour une application expérimentale ou industrielle.

Les temps de convergence obtenus, de l'ordre de 1 à 2 secondes sont compatibles avec une application sur une simulation URANS, mais pas sur une LES. Ces termes sont beaucoup plus faibles que ceux trouvés dans la littérature. Ceci est dû au soin apporté à la synchronisation nécessaire à l'estimation du gradient et à l'initialisation des filtres avant enclenchement de l'asservissement.

L'algorithme souffre néanmoins de trois limitations. La première est l'inertie apporté par l'algorithme d'estimation du gradient, lequel fait agir avec un temps de retard le correcteur PI. Il en résulte un dépassement voire une instabilité de convergence se traduisant par des oscillations autour de la fréquence optimale. La deuxième est qu'il est possible de ne plus satisfaire une juste estimation du gradient puisqu'il peut ne plus avoir de fréquences communes de la commande perturbée entre deux périodes successives de balayage de la perturbation sinusoïdale. Enfin, la dernière est que lorsque la commande atteint sa convergence, le système subit toujours la perturbation de la commande. Dès que l'amplitude devient suffisamment grande, la commande converge vers une fréquence optimale biaisée. Ceci n'est pas acceptable en vue d'une application industrielle.

La première limitation ne peut être résolue uniquement si l'algorithme d'estimation de pente est modifié. Les efforts de conception fournis ont permis d'optimiser au mieux la gestion des retards. Ils ne peuvent être minimiser, sauf si le filtre passe-bas de lissage est supprimé. L'expérience a été réalisée et montre que l'algorithme fonctionne avec une meilleure réactivité. La justification n'est pas forcément intuitive et nécessite de longues explications. Il a été choisi de ne pas présenter les résultats sans l'utilisation de ce filtre afin de ne pas encombrer le mémoire.

La deuxième limitation peut être résolue en employant un gain adaptatif, et la dernière par une amplitude adaptative. La suite de ce chapitre se consacre donc à l'amélioration de l'extremum-seeking sur ces deux points. Ensuite une autre technique d'estimation du gradient sera étudiée.

## 7.7 Amélioration de l'extremum-seeking : gain adaptatif

Une limitation de l'algorithme de l'extremum-seeking classique a été identifiée au niveau du correcteur PI. Le gain  $K_{ES}$  doit pouvoir s'adapter afin de garantir un chevauchement de commande par la perturbation afin de pouvoir balayer correctement le gradient de la réponse statique du système.

L'objectif de ce paragraphe est de présenter la démarche conduisant à développer un gain adaptatif et les résultats associés.

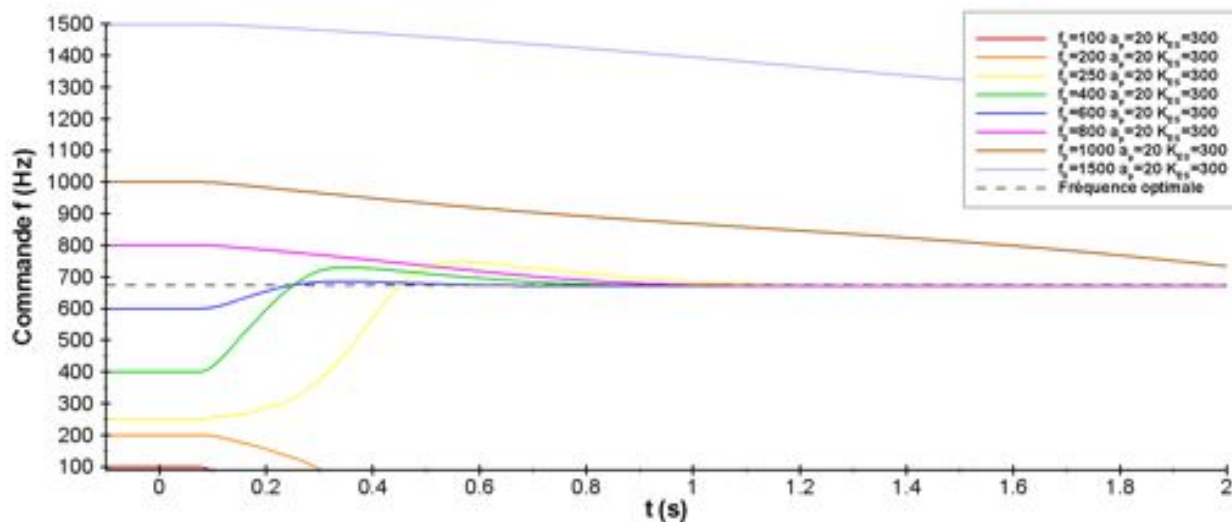


FIGURE 7.23 – Résultats extremum-seeking classique : effet du changement de la fréquence initiale  $f_0$  - amplitude  $a_p$  égale à 20 Hz et gain  $K_{ES}$  égal à 300.

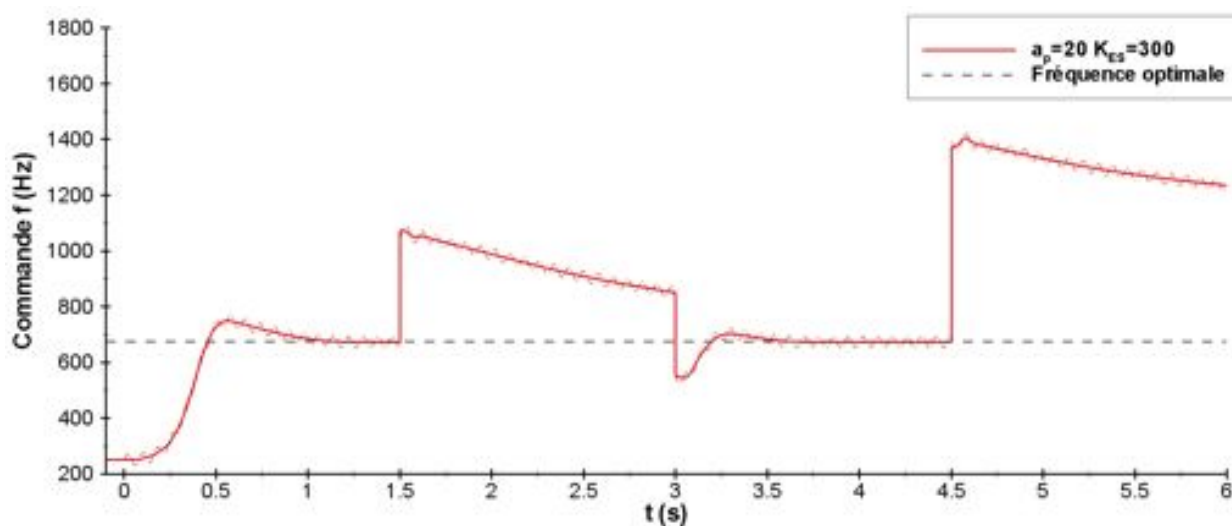


FIGURE 7.24 – Résultats extremum-seeking classique : effet d'une perturbation de la commande aléatoire - amplitude  $a_p$  égale à 20 Hz et gain  $K_{ES}$  égal à 300.

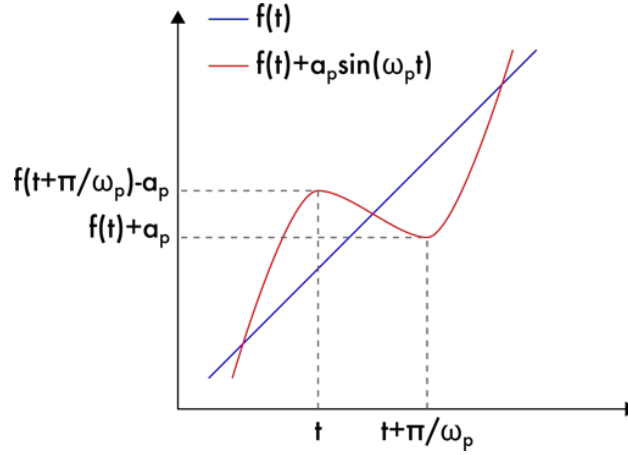


FIGURE 7.25 – Principe de chevauchement de la commande par la perturbation.

### 7.7.1 Conception du gain adaptatif

Le principe de recouvrement de la commande consiste à satisfaire une juste estimation du gradient, c'est-à-dire d'assurer un recouvrement d'une partie des fréquences balayées par la perturbation durant deux périodes consécutives.

La correction apportée par le régulateur PI doit être compatible avec cette condition. Il existe en effet une valeur de décalage maximal de la commande au dessus de laquelle le recouvrement n'est plus assuré. Le gain doit pouvoir s'adapter automatiquement, en se limitant, afin de ne pas proposer une évolution de la commande trop rapide.

Le principe du chevauchement est illustré sur la figure Fig. 7.25 et permet d'exprimer la condition de recouvrement suivante :

$$\forall t, |f(t) - f\left(t + \frac{\pi}{\omega_p}\right)| \leq 2a_p \quad (7.33)$$

Puisque le correcteur PI réalise une intégration sur le gradient en moyenne glissante  $y_{d_{MA}}(t)$  en sortie du passe-bas de lissage, il est possible de calculer  $f(t)$  par :

$$f(t) = \int_0^t K_{ES} y_{d_{MA}}(t') dt' \quad (7.34)$$

Ainsi il est possible d'exprimer la condition de recouvrement par :

$$\forall t, |f(t) - f\left(t + \frac{\pi}{\omega_p}\right)| = \left| - \int_t^{t + \frac{\pi}{\omega_p}} K_{ES} y_{d_{MA}}(t') dt' \right| \leq 2a_p \quad (7.35)$$

En faisant l'approximation que  $y_{d_{MA}}(t)$  reste constant sur une durée  $\frac{\pi}{\omega_p}$  s, c'est-à-dire un gradient constant, il est possible de réécrire la condition par :

$$\forall t, K_{ES} |y_{d_{MA}}(t)| \int_t^{t + \frac{\pi}{\omega_p}} dt' \leq 2a_p \quad (7.36)$$

Ainsi la condition de recouvrement peut finalement s'exprimer par :

$$\forall t, K_{ES} \leq \frac{2a_p \omega_p}{\pi |y_{d_{MA}}(t)|} \quad (7.37)$$



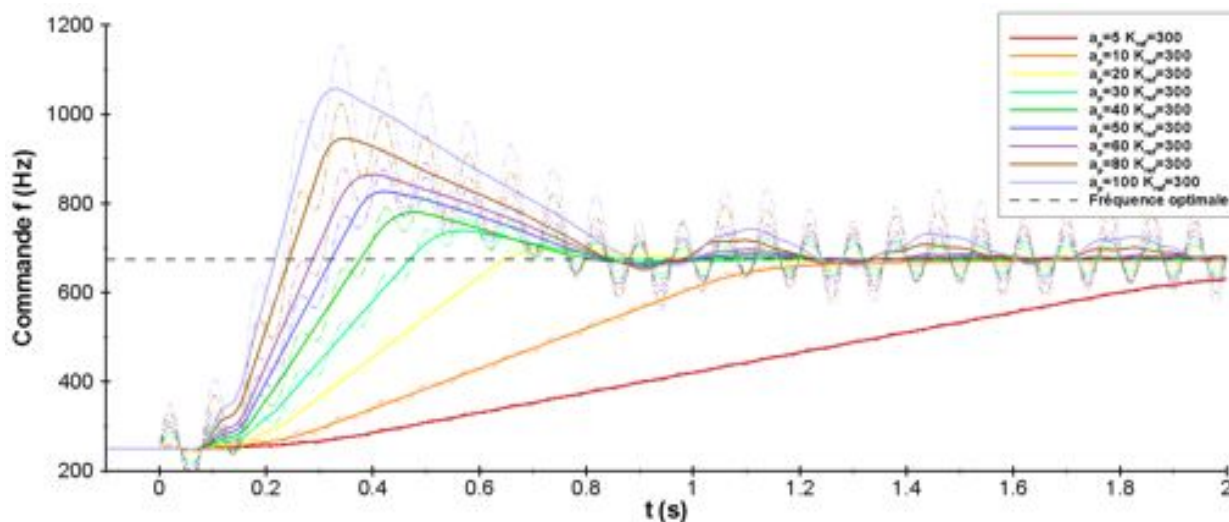


FIGURE 7.27 – Résultats extremum-seeking avec gain adaptatif : effet de l'amplitude de perturbation  $a_p$  avec un gain de référence  $K_{ref}$  égal à 300 sur la commande.

l'emploi du gain adaptatif. Les conditions sont gardées identiques et la marge de recouvrement  $\sigma$  est fixée à 0,9.

La figure Fig. 7.27 présente les résultats de l'effet de l'amplitude de la perturbation  $a_p$  sur la commande (trait continu) et la commande perturbée (pointillés) en fixant un gain de référence  $K_{ref}$  égal à 300. Cette figure est à mettre en parallèle avec la figure Fig. 7.22. L'extremum-seeking modifié avec un gain adaptatif permet de limiter la vitesse de montée de la commande quelque soit l'amplitude de la perturbation. Il en résulte une forte réduction du dépassement qui se traduit par un important gain sur le temps de convergence. Une oscillation autour de la commande de convergence est observée pour des amplitudes supérieures à 50 Hz. Le gain adaptatif régule donc de façon optimale la montée vis-à-vis de la valeur de l'amplitude.

L'effet du gain de référence  $K_{ref}$  avec une amplitude de la perturbation  $a_p$  égale à 20 Hz sur la commande est représentée sur la figure Fig. 7.28. Cette figure est à mettre en parallèle avec la figure Fig. 7.21. L'emploi du gain adaptatif permet de limiter la pente de montée ou de descente. Tant que le gain de référence est suffisamment faible, ici  $K_{ref} \leq 150$ , le seuil limite du gain adaptatif n'est pas atteint. Pour des gains supérieurs à cette valeur la pente atteint cette butée, ce qui se traduit par des droites parallèles sur la commande. Plus le gain est important et plus la réponse à un faible gradient est importante. Cela explique le fait que la commande atteint sa butée de montée d'autant plus rapidement que le gain est grand se traduisant ainsi par une réduction du délai de montée. Le gain adaptatif permet donc de limiter le dépassement. Le temps de convergence est par conséquent amélioré. Si le gain de référence  $K_{ref}$  est trop important alors la commande oscille en régime permanent autour de la fréquence optimale. Lorsque  $K_{ref}$  est égal à 900, la commande commence à osciller autour de la fréquence avec une amplitude décroissante jusqu'à son annulation. Ce gain est la valeur seuil au dessus de laquelle la commande oscille de façon permanente.

Il peut être noté que le dépassement atteint un maximum pour une même amplitude. Ce dépassement est lié à l'inertie de l'estimation du gradient. Il est possible de quantifier mathématiquement ce maximum grâce à la valeur du temps d'inertie  $\Delta t$  déterminé précédemment. En effet, la commande continue sa montée tant que le régulateur ne reçoit pas l'information d'un changement de

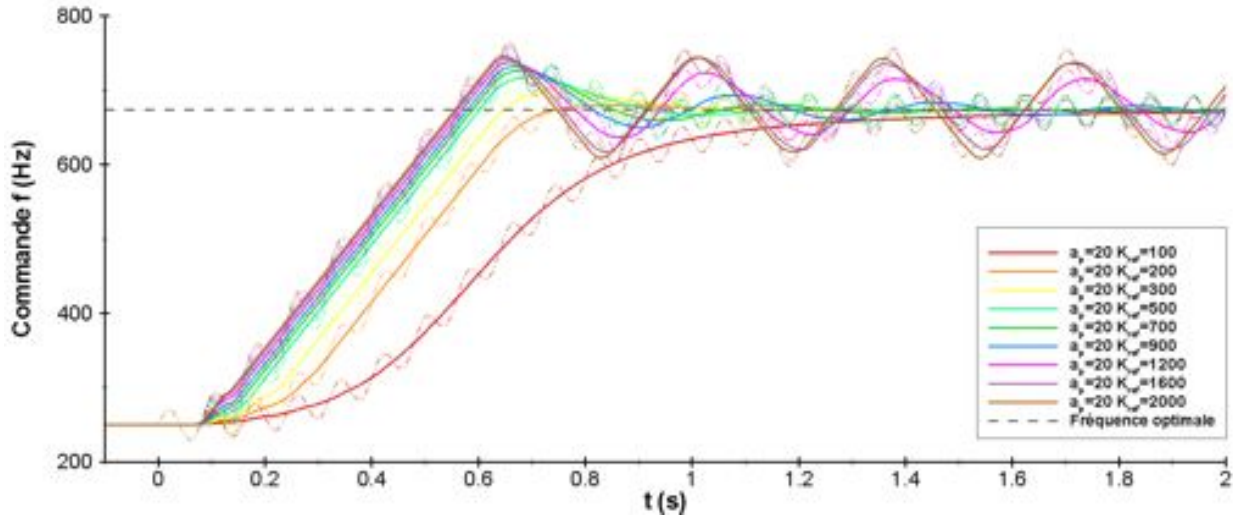


FIGURE 7.28 – Résultats extremum-seeking avec gain adaptatif : effet du gain de référence  $K_{ref}$  avec une amplitude de la perturbation  $a_p$  égale à 20 Hz sur la commande.

signe du gradient. Le dépassement maximum  $O_{max}$  peut être approximé par :

$$O_{max} = \frac{2\sigma a_p \omega_p}{\pi} \frac{\Delta t \omega_p}{2\pi} \quad (7.40)$$

L'application numérique avec une amplitude de perturbation  $a_p$  égale à 20 Hz, une pulsation  $\omega_p$  égale à  $2\pi 12,5 \text{ rad.s}^{-1}$ , un coefficient de recouvrement  $\sigma$  égal à 0,9 et une inertie  $\Delta t$  égale à  $8,52 \times 10^{-2} \text{ s}$  conduit à  $O_{max} \approx 77 \text{ Hz}$ . Cette valeur est comparable avec les résultats présentés sur la figure Fig. 7.28, lesquels sont légèrement supérieurs (81 Hz pour  $K_{ref}$  est égal à 2000) en raison de la dynamique du correcteur.

Le gain adaptatif présente un vif intérêt dans la boucle fermée de type extremum-seeking en permettant de limiter les corrections et le dépassement. La vitesse de convergence est par conséquent améliorée et l'estimation du gradient est valable. Si le gain de référence  $K_{ref}$  est trop important, l'oscillation autour de la commande aura néanmoins toujours lieu. Le gain adaptatif n'est plus capable de compenser cette oscillation, c'est pourquoi il est nécessaire de pouvoir adapter l'amplitude de l'oscillation.

## 7.8 Amélioration de l'extremum-seeking : amplitude adaptative

Le gain adaptatif apporte à l'algorithme de l'extremum-seeking classique une robustesse de l'estimation du gradient. Le résultat est un gain en matière de temps de convergence notamment grâce à la limitation du dépassement. La limitation de la pente se traduit par un bridage de la vitesse de montée. Celle-ci est d'autant plus grande que l'amplitude l'est. Afin d'accroître la vitesse de montée, il est possible de modifier l'amplitude de la perturbation, c'est-à-dire de l'agrandir lorsque le gradient est significatif puis de revenir vers la valeur initiale.

Il a pu être vu que lorsque le gain de référence prend une valeur trop élevée, la commande oscille autour de la commande optimale. Une autre limitation de l'algorithme de l'extremum-seeking est que le système est constamment soumis à une commande perturbée, particulièrement lorsque la boucle a eu le temps de converger. Une amplitude adaptative qui puisse décroître, voir s'annuler, lorsque la commande converge est une solution à ces deux problèmes.



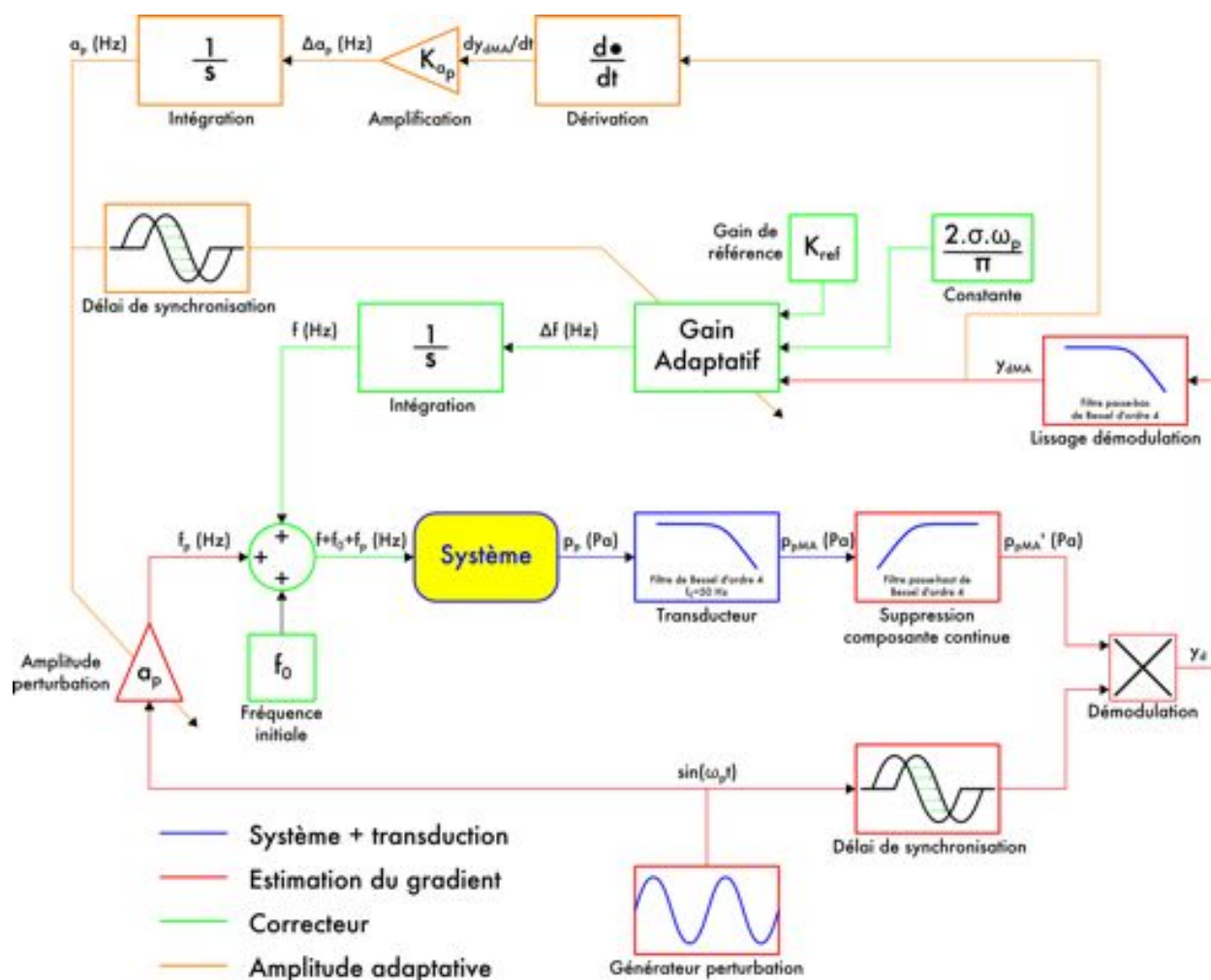


FIGURE 7.29 – Schéma bloc de l'extremum-seeking à gain adaptatif et amplitude adaptative asservie par correcteur PI.

Cette section est dédiée à la conception et à l'application de deux méthodes offrant une amplitude adaptative à l'algorithme de l'extremum-seeking pour lequel on conserve le gain adaptatif. La première méthode est celle proposée par HENNING et al. [87]. Elle se montre satisfaisante mais souffre de certaines limitations qui sont dépassées par la seconde méthode. Cette dernière est basée sur une régulation employant la logique floue.

### 7.8.1 Amplitude adaptative par régulation PI

HENNING et al. [87] proposent une solution permettant d'accroître l'amplitude de la perturbation lorsque le gradient estimé est suffisamment grand puis de revenir à sa valeur initiale. La solution consiste à réguler l'amplitude  $a_p$  de la perturbation avec un correcteur PI sur la dérivée temporelle du gradient. En d'autres termes, tant que le gradient grandit, l'amplitude est accrue, et inversement.

Le schéma bloc de l'extremum-seeking à gain adaptatif et amplitude adaptative asservie par correcteur PI est représenté sur la figure Fig. 7.29. Le correcteur PI est en série avec un gain d'intégration unitaire. L'action proportionnelle caractérisée par le gain  $K_{ap}$  est donc le seul paramètre de

réglage qui régit la sensibilité de la variation de l'amplitude  $a_p(t)$ . Cette amplitude est renvoyée au gain adaptatif avec le délai de synchronisation  $\Delta t_s$  afin de permettre au gain adaptatif de remplir son devoir.

Cette technique présente a priori deux limitations. La première limitation est qu'elle ne peut fonctionner que si la fréquence initiale est en dessous de la fréquence optimale. Si la fréquence initiale  $f_0$  est au dessus de la fréquence optimale alors le gain  $K_{ap}$  doit obligatoirement être négatif. Une solution pourrait être l'ajout d'un bloc qui puisse calculer la valeur absolue de la dérivée, mais dans ce cas l'amplitude ne pourra pas décroître.

La seconde limitation est le fait que l'amplitude décroisse à la fin du dépassement, c'est-à-dire lorsque le gradient change de signe, si bien que le retour vers la fréquence optimale n'est pas optimisé en termes d'amplitude de perturbation. La décroissance de l'amplitude est proportionnelle avec le temps de descente et la valeur de la dérivée du gradient. Ainsi, rien ne garantit que l'amplitude revienne vers sa valeur initiale et encore moins son annulation.

Il est choisi de présenter quatre essais avec un gain  $K_{ap}$  égal à 1 puis 3 et une amplitude initiale  $a_p(0)$  égale à 2 puis 20 Hz. La commande (trait continu) et la commande perturbée (pointillés) sont tracées sur la figure Fig. 7.30(a). L'évolution de l'amplitude est tracée sur la figure Fig. 7.30(b). Les mêmes conditions pour le gain adaptatif sont gardées :  $K_{ref}$  égal à 300 et  $\sigma$  égal à 0,9.

Plus le gain est important plus l'amplitude croît rapidement lors de la phase de montée, et décroît d'autant plus rapidement lors de la phase de descente après le dépassement. Cette phase est donc plus longue que prévue puisque le dépassement est d'autant plus marqué et que l'amplitude est faible. Le résultat est que le temps de convergence est augmenté. Seul le cas  $a_p(0)$  égal à 2 et  $K_{ap}$  égal à 1 est intéressant dans le sens où le gain permet de gérer au mieux l'évolution de l'amplitude.

Lors de la convergence ou de son approche, l'amplitude ne retrouve ni sa valeur initiale ni une valeur nulle, et ne peut être prévue par avance.

L'emploi de ce régulateur permet effectivement d'accroître la vitesse de montée. La gestion inadaptée de l'évolution de l'amplitude, notamment lors de la redescende après dépassement, se traduit par de lourdes conséquences en termes de vitesse de convergence. Le gain et l'amplitude initiale de perturbation doivent être judicieusement choisis afin de montrer un intérêt à cette technique. Cette dernière n'est donc pas viable pour une application expérimentale ou industrielle.

## 7.8.2 Amplitude adaptative par régulation à logique floue

La modification de l'amplitude par la méthode proposée par HENNING et al. [87] n'est pas satisfaisante. Il est nécessaire de pouvoir asservir de façon "intelligente" l'amplitude de la perturbation. Cela peut être rendu possible par la régulation floue. Cette section est dédiée à la présentation de la conception d'un régulateur flou et les résultats de son application.

### 7.8.2.1 Conception du régulateur flou de l'amplitude de perturbation

L'amplitude de la perturbation doit pouvoir croître tant que le gradient est significatif afin d'accélérer montée et descente de la commande vers la fréquence optimale. Elle doit être capable de diminuer lorsque ce gradient est faible afin d'estomper au fur et à mesure la perturbation dans le but de converger vers la fréquence optimale tout en n'imposant plus au système une commande perturbée ou du moins faiblement.

Le premier constat est qu'un gradient "élevé" pour une amplitude donnée n'est pas forcément "élevé" pour une autre. Il est par conséquent nécessaire de trouver un critère qui puisse quantifier le gradient en regard de l'amplitude courante.

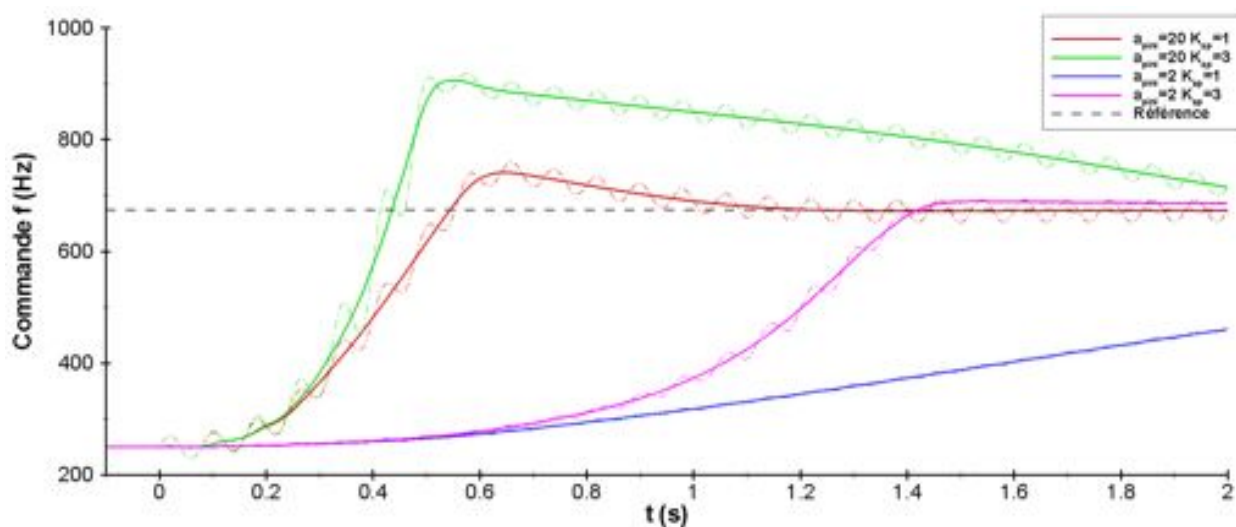
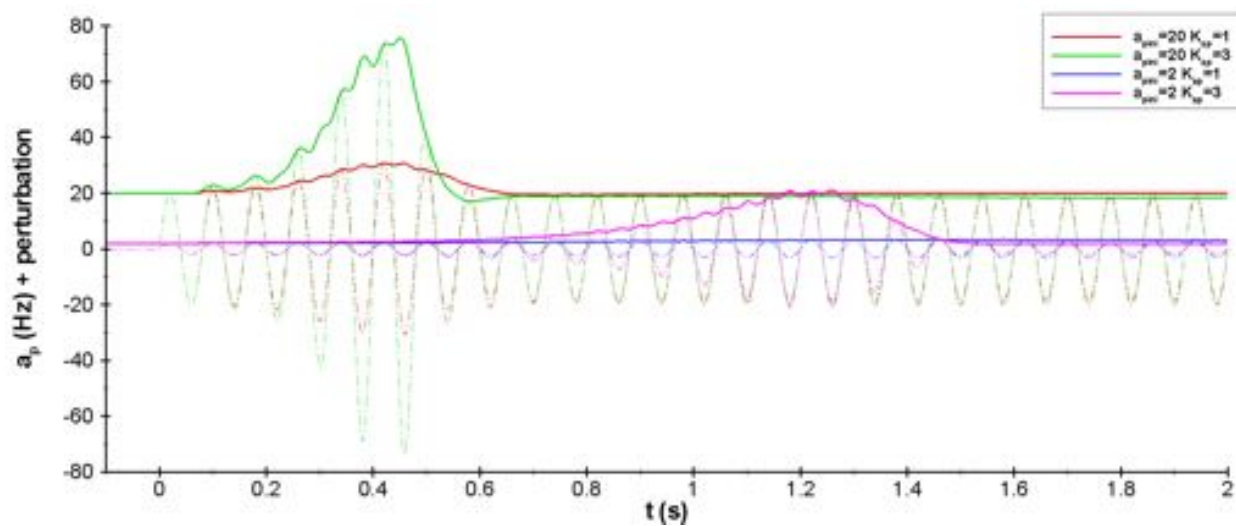
(a) Commande  $f$  en trait continu - commande perturbée en pointillés(b) Évolution de l'amplitude  $a_p$  en trait continu - perturbation associée en pointillés

FIGURE 7.30 – Résultats extremum-seeking à gain adaptatif et amplitude adaptative asservie par correcteur PI.

Le gain adaptatif permet de proposer une modification de la commande  $\Delta f$  en fonction de l'amplitude et de la marge de recouvrement qui est saturée par une valeur maximale :

$$\Delta f_{max}(t) = \pm \frac{2\sigma\omega_p}{\pi} a_p(t) \quad (7.41)$$

Il est ainsi possible d'exprimer le critère de quantification  $\mathcal{C}$  en fonction de la sortie du gain adaptatif  $\Delta f$  et de sa valeur maximale  $|\Delta f_{max}|$  par :

$$\mathcal{C}(t) = \frac{\Delta f(t)}{|\Delta f_{max}(t)|} \quad (7.42)$$

Lorsque  $\mathcal{C}$  est égal à  $\pm 1$  le gradient est considéré comme d'"élevé" et, aux environs de zéro, de "faible".

Afin de faire évoluer l'amplitude de la perturbation selon le cahier des charges, le critère  $\mathcal{C}$  en fonction du temps sert d'entrée au contrôleur flou. Il possède la propriété d'être déjà normé. La sortie  $\Delta_{a_n}$  est alors une augmentation ou une diminution normée de l'amplitude.

Les fonctions d'appartenance choisies sont représentées sur la figure Fig. 7.31. Il en résulte le choix de trois règles d'inférence. Elles sont exprimées par :

1. SI  $\mathcal{C}$  est négatif ALORS  $\Delta_{a_n}$  est positif ;
2. SI  $\mathcal{C}$  est nul ALORS  $\Delta_{a_n}$  est négatif ;
3. SI  $\mathcal{C}$  est positif ALORS  $\Delta_{a_n}$  est positif ;

Le moteur d'inférence est choisi de type Mamdani, c'est-à-dire que les implications "ET" et "ALORS" sont l'opérateur "minimum", et l'agrégation est réalisée par l'opérateur "maximum". La défuzzification est obtenue avec le centre de gravité de la solution.

La dénormalisation de la sortie  $\Delta_{a_n}$  est assurée grâce à une amplification assurée par un gain  $K_{a_p}$ . Enfin, l'implémentation de  $\Delta_{a_p} = K_{a_p} \Delta_{a_n}$  est réalisée par une action intégrale. Elle possède la particularité supplémentaire d'être saturée, ce qui lui permet de limiter l'amplitude de la perturbation au domaine  $[a_{pmin} : a_{pmax}]$ , lequel est défini par l'utilisateur. De plus, l'initialisation de l'intégration permet d'imposer une amplitude initiale  $a_{pi}$  au choix. La figure Fig. 7.32 représente le schéma bloc de la boucle fermée employée. La régulation de l'amplitude peut à juste titre être qualifiée de PI flou. La dynamique de changement d'amplitude est donc paramétrée par le seul gain  $K_{a_p}$ .

### 7.8.2.2 Application de la régulation floue de l'amplitude de perturbation

Il est choisi de présenter quatre essais avec un gain  $K_{ap}$  égal à 50 puis 100 et une amplitude initiale  $a_p(0)$  égale à 2 puis 20 Hz. La commande (trait continu) et la commande perturbée (pointillés) sont tracées sur la figure Fig. 7.33(a). L'évolution de l'amplitude (trait continu) et la perturbation (pointillés) sont tracées sur la figure Fig. 7.33(b). Les mêmes conditions pour le gain adaptatif sont gardées :  $K_{ref}$  égal à 300 et  $\sigma$  égal à 0,9.

Les résultats sont fidèles aux attentes en améliorant considérablement la vitesse de montée, en gardant une amplitude significative pour redescendre après le dépassement et une diminution de l'amplitude lors de la convergence. Ce dernier point permet de converger de plus en plus précisément vers la fréquence optimale. Une réduction de l'amplitude est remarquée juste après l'enclenchement de la boucle fermée puisque le régulateur flou reçoit un critère  $\mathcal{C}$  de valeur nulle en raison de l'inertie provoquée par les retards de groupe. Il est d'autant plus marqué que le gain  $K_{ap}$  est élevé.

Le temps de convergence et la précision de convergence sont améliorés par rapport à l'extremum-seeking avec gain adaptatif. Bien que cela ne soit pas montré ici, les oscillations provoquées par un

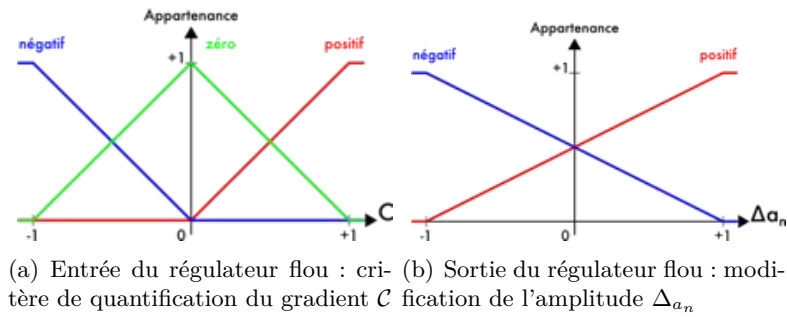


FIGURE 7.31 – Fonctions d'appartenance de l'entrée et de la sortie du régulateur flou de l'amplitude de perturbation adaptative.

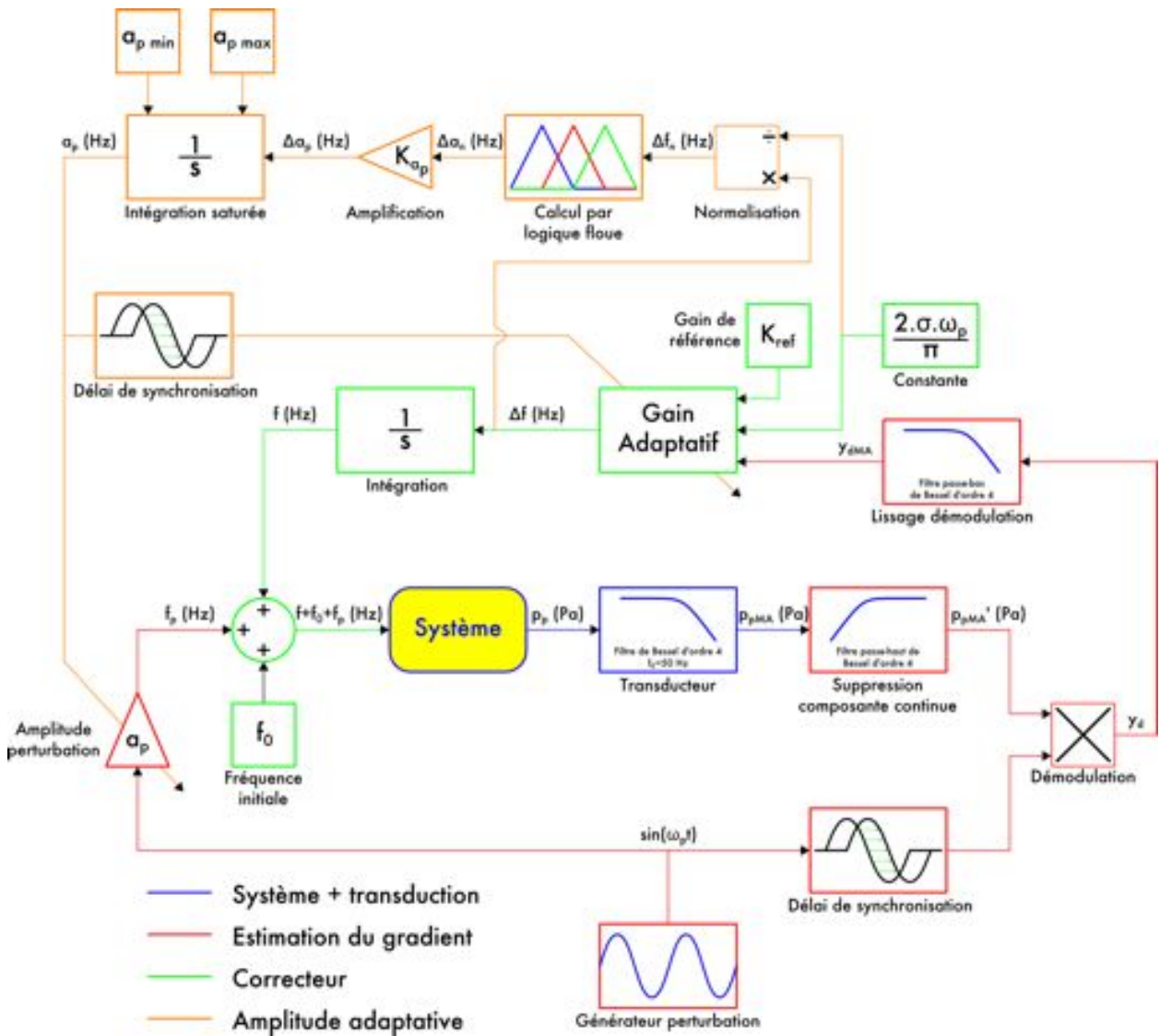


FIGURE 7.32 – Schéma bloc de l'extremum-seeking à gain adaptatif et amplitude adaptative asservie par logique floue.

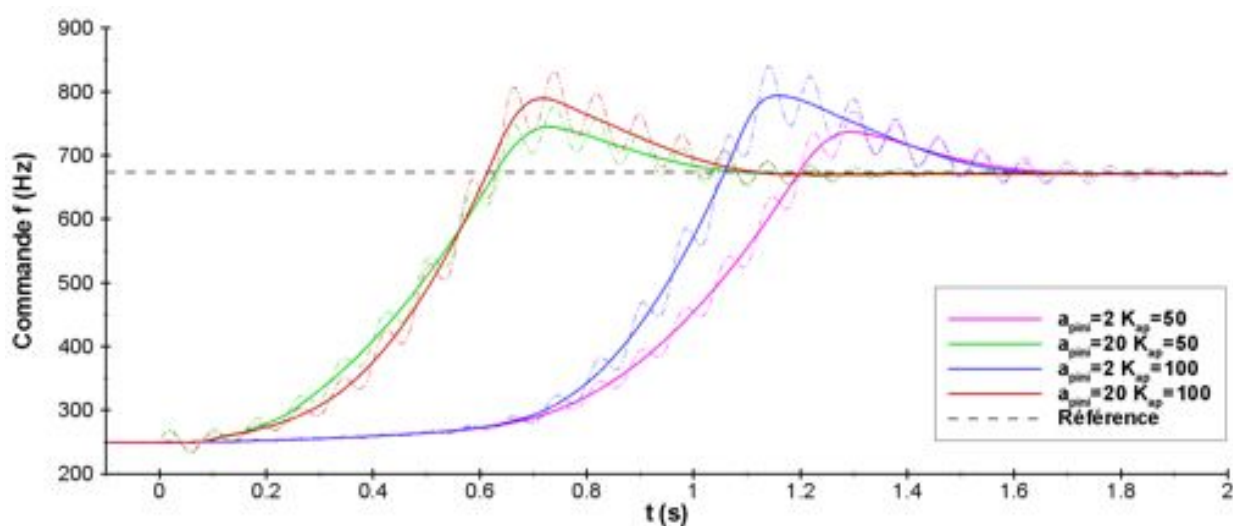
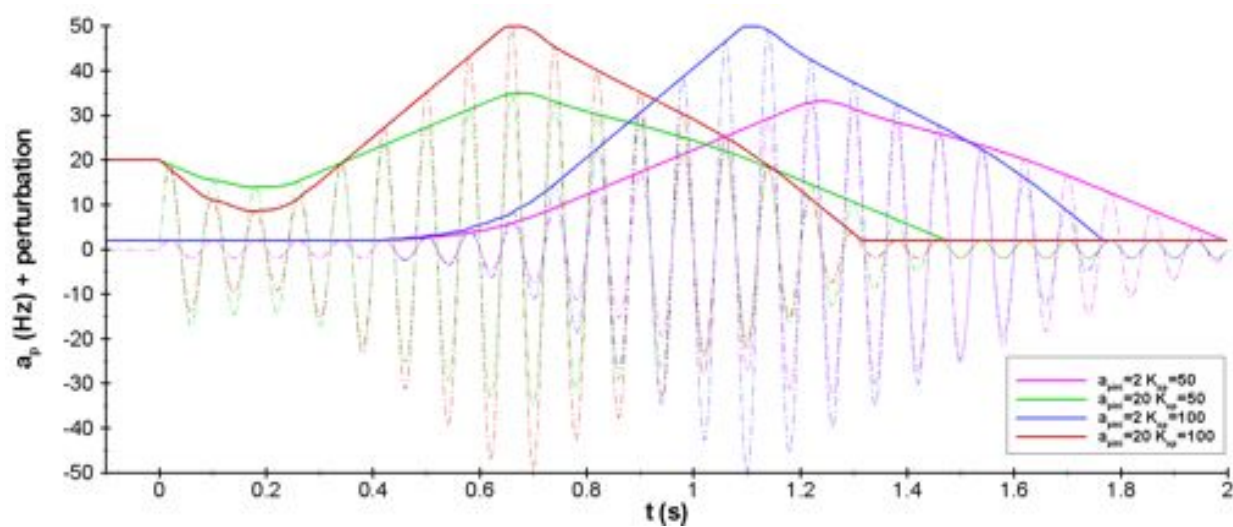
(a) Commande  $f$  en trait continu - commande perturbée en pointillés(b) Évolution de l'amplitude  $a_p$  en trait continu - perturbation associée en pointillés

FIGURE 7.33 – Résultats extremum-seeking à gain adaptatif et amplitude adaptative asservie par une régulation à logique floue.

gain trop élevé peuvent être compensées par la diminution de l'amplitude à condition que le gain  $K_{ap}$  ne soit pas lui non plus trop élevé.

Le gain asservi par un régulateur flou permet de répondre au cahier des charges fixé. Il est possible d'améliorer le comportement du régulateur en ajoutant et modifiant des fonctions d'appartenance et les règles d'inférence afin d'optimiser le temps de convergence. Cela sort du cadre de l'étude qui vise à identifier les stratégies de boucle fermée visant à contrôler un décollement de rampe par jets synthétiques.

## 7.9 Bilan sur l'extremum-seeking

L'extremum-seeking est un asservissement d'optimisation en temps réel basé sur une descente de gradient estimée à l'aide d'une perturbation. La robustesse montrée par ce type d'algorithme prouve qu'il est expérimentalement et industriellement applicable.

L'estimation du gradient a pu être optimisée à l'aide d'un gain adaptatif, lequel permet de réduire le dépassement et par conséquent de réduire le temps de convergence. L'amplitude adaptative permet d'optimiser la montée vers la commande finale puis d'atténuer l'amplitude de la perturbation pour ne plus faire subir au système une entrée parasitée.

Les temps de convergence demeurent cependant assez longs face à l'échelle du problème, et ce malgré les améliorations de gain et d'amplitude adaptatifs. Ce qui nuit principalement à la vitesse de convergence est la longue inertie imposée par l'estimation du gradient. L'ensemble des algorithmes d'extremum-seeking ont été testés avec succès en supprimant le filtre passe-bas de lissage. Il en résulte une nette amélioration de la réactivité de la boucle se caractérisant principalement par une limitation du dépassement. La rapidité de l'algorithme pourrait être accrue si la pulsation de la perturbation était augmentée, mais cela n'est pas possible en raison des limitations imposées par la nature du système à contrôler.

Un des points fondamentaux de la réussite dans l'application de l'extremum-seeking est le soin apporté dans la synchronisation opérant dans la démodulation. Notons que l'initialisation des filtres ne doit pas être négligée afin de garantir les performances attendues des différentes régulations.

## 7.10 Régulateur PI sur une estimation du gradient par logique floue

L'extremum-seeking montre des limites en matière de réactivité et de temps de convergence à cause de la technique de l'estimation du gradient. La logique floue a pu montrer, lors de son emploi pour l'adaptation de l'amplitude de perturbation, une grande flexibilité et une forte adaptabilité. Lors de l'étude sur les différents moyens d'estimation du gradient de la réponse statique du modèle, la logique floue s'est avérée être une solution innovante. C'est pourquoi cette section est dédiée à l'implémentation et à l'application d'une régulation PI sur une estimation du gradient réalisée par logique floue.

### 7.10.1 Implémentation de l'algorithme

L'estimation du gradient par logique floue a été entièrement décrite lors de la présentation des différentes techniques. Les variables floues, les fonctions d'appartenance et les règles d'inférence sont gardées identiques.

Il est choisi d'ajouter un filtre passe-bas à la sortie du calcul des dérivées de la commande et de la pression moyenne afin de lisser le signal. Le filtrage est réalisé à l'aide d'un filtre de Bessel du

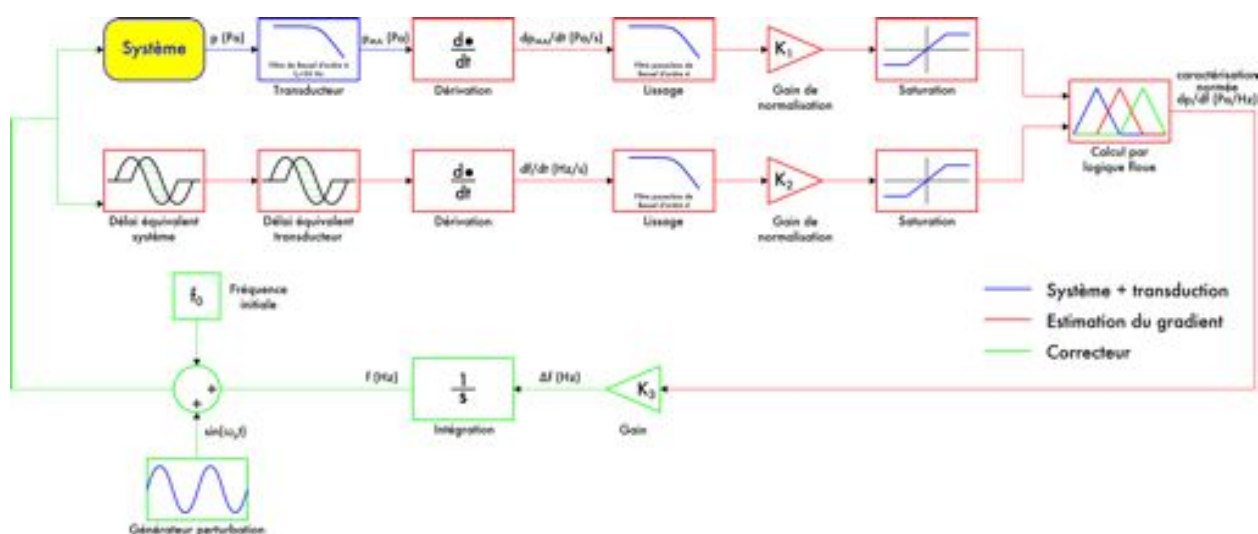


FIGURE 7.34 – Schéma bloc de la régulation PI avec estimation du gradient par logique floue.

quatrième ordre dont la fréquence de coupure  $f_{CLP}$  est égale à 100 Hz afin de proposer un retard de groupe constant égal  $5,095 \times 10^{-3}$  s dans la bande passante. Ce filtrage est la source de l'inertie de la régulation.

La correction est assurée par un régulateur PI en série. Le gain de l'action intégrale est égal à 1 afin de limiter le nombre de paramètres. Dans une même optique, un gain est associé à la dénormalisation en sortie du calculateur flou.

L'algorithme ne peut fonctionner si et seulement s'il existe une pente initiale, c'est-à-dire des dérivées temporelles non nulles en entrées. Il est par conséquent nécessaire d'adjoindre une perturbation à la mise en fonction de la régulation, telle qu'une impulsion de faible valeur (inférieure à 10 Hz) au niveau de la commande. Les dérivées de la commande et de la pression en moyenne glissante deviennent faibles lors de la convergence. Il est alors possible que le régulateur flou ne puisse répondre de façon significative afin faire converger précisément la commande vers la fréquence optimale. Un biais de l'ordre de quelques Hertz est alors présent sur la commande : c'est le phénomène d'erreur statique. Afin d'éviter cette erreur statique et d'offrir des dérivées non nulles à l'état initial, une perturbation sinusoïdale d'amplitude 1 Hz et de fréquence de 5 Hz est ajoutée au niveau de la commande. Elle permet ainsi de toujours imposer un gradient sur la commande. Les faibles amplitude et fréquence font que la perturbation est sans aucune incidence sur le système.

Le schéma bloc de la boucle fermée avec régulation PI de l'estimation du gradient par logique floue est représentée sur la figure Fig. 7.34. La régulation nécessite le réglage de trois gains : deux pour la normalisation et le dernier pour la régulation. Il n'existe aucune méthode théorique de quantification de ces trois paramètres. Il faut procéder par essais successifs.

### 7.10.2 Application

Les gains de normalisation des dérivées temporelles de la sortie du transducteur ( $K_1$ ) et de la commande ( $K_2$ ) sont respectivement choisis égaux à 0,01 et à 0,02. Ils sont choisis suite à plusieurs essais et ne sont pas optimaux. D'autres valeurs pourraient être sélectionnées. L'idéal serait d'établir des critères de normalisation.

La fréquence initiale est choisie égale à 250 Hz pour permettre des comparaisons avec les précédentes stratégies.



Cas	$K_{ref}$	$a_p$ (Hz)	$f_0$ (Hz)
I	1000	20	100
II	1000	9,1	200
III	900	27,3	182,2
IV	500	18,2	1000
V	1500	91,1	2733

TABLE 7.4 – Paramètres des différentes simulations URANS menées avec l’extremum-seeking à gain adaptatif.

L’effet de la valeur du gain de l’action proportionnelle est étudié sur le domaine [1000 : 6000] par pas de 1000. La figure Fig. 7.35 représente le suivi temporel des commandes avec les différents gains.

La sensibilité est caractérisée par la vitesse de la correction. Elle est d’autant plus grande que le gain est grand. Un dépassement est visible lorsque le gain est supérieur à 3000. Au dessus de 6000, la commande commence à osciller autour de la fréquence optimale. En effet, la correction est rendue trop sensible face à l’inertie provoquée par le transducteur et les filtres passe-bas de lissage. Le gain offrant le meilleur compromis entre temps de convergence et dépassement est égal à 4000.

Cette régulation surpasse l’extremum-seeking en terme de temps de convergence et de précision. Afin de montrer la fiabilité de l’algorithme, un test de robustesse est réalisé. Il est à mettre en parallèle avec celui de l’extremum-seeking dont la réponse en commande est tracée sur la figure Fig. 7.24. Le résultat du test sur la commande est tracé sur la figure 7.36. La robustesse espérée est ainsi démontrée. De plus, il est manifestement possible de constater la grande réactivité de l’algorithme, qui, une fois de plus prouve sa supériorité sur l’ensemble des algorithmes extremum-seeking développés dans ces travaux de thèse.

L’action PI sur l’estimation du gradient par logique flou se montre puissante. La volonté d’innovation permet ici de proposer une stratégie a priori compatible avec les attentes des industriels. Une étude expérimentale permettrait de valider cette algorithme afin qu’il puisse trouver sa place dans le contrôle des écoulements.

## 7.11 Contrôle en boucle fermée en temps réel par simulations URANS

L’ensemble des algorithmes d’asservissements proposés depuis le début du chapitre ont été appliqués sur le modèle boîte-noire NARX. Ayant fait leurs preuves, il est désormais possible de les tester sur une simulation URANS.

Une simulation sur un temps physique égal à 2 secondes a un fort coût en terme de puissance de calcul. Le temps de restitution d’une simulation est estimé à plus de 1 mois. C’est pourquoi, il a été choisi de tester uniquement l’extremum-seeking avec gain adaptatif.

Lors de la discrétisation des filtres une erreur a été commise sur la fréquence de coupure des filtres de Bessel. Elles ont toutes été augmentées, si bien que la condition de synchronisation a été légèrement impactée. Malgré cette erreur l’algorithme montre sa robustesse puisqu’il a fonctionné. Cinq cas ont été traités dont les paramètres sont listés dans le tableau 7.11. Les méthodes numériques des simulations URANS sont gardées identiques avec le cas du modèle de Spalart-Allmaras avec correction de rotation de DACLÈS-MARIANI et al. [56] du code FLU3M.

La figure Fig. 7.37 représente l’évolution de la commande (trait continu) et de la commande perturbée (pointillés) de l’application de la boucle fermée sur les simulations URANS. Bien que l’erreur

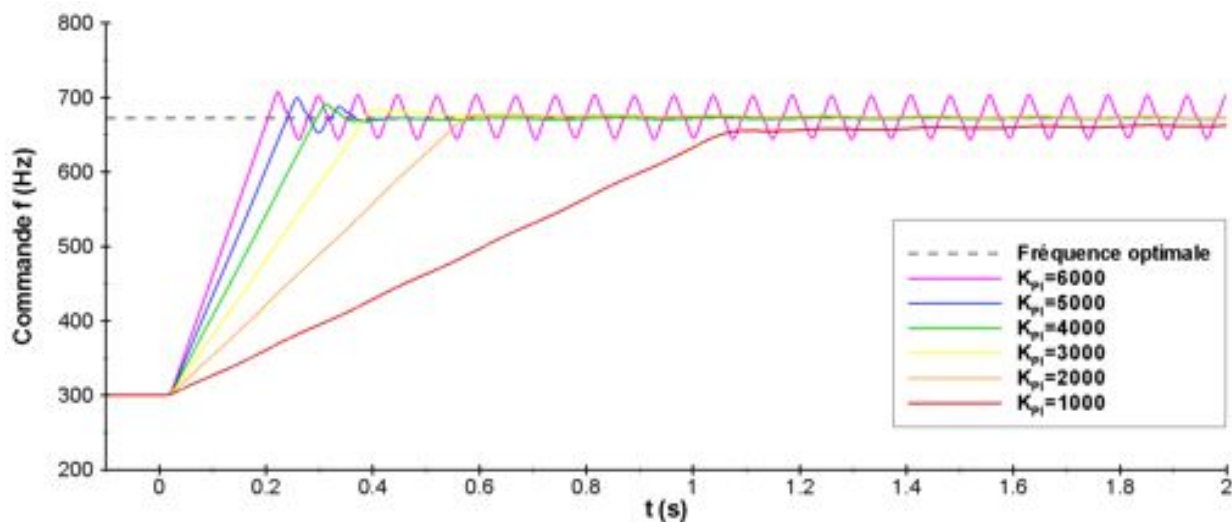


FIGURE 7.35 – Résultats du régulateur PI sur une estimation du gradient par logique floue avec un gain variant de 1000 à 6000 par pas de 1000.

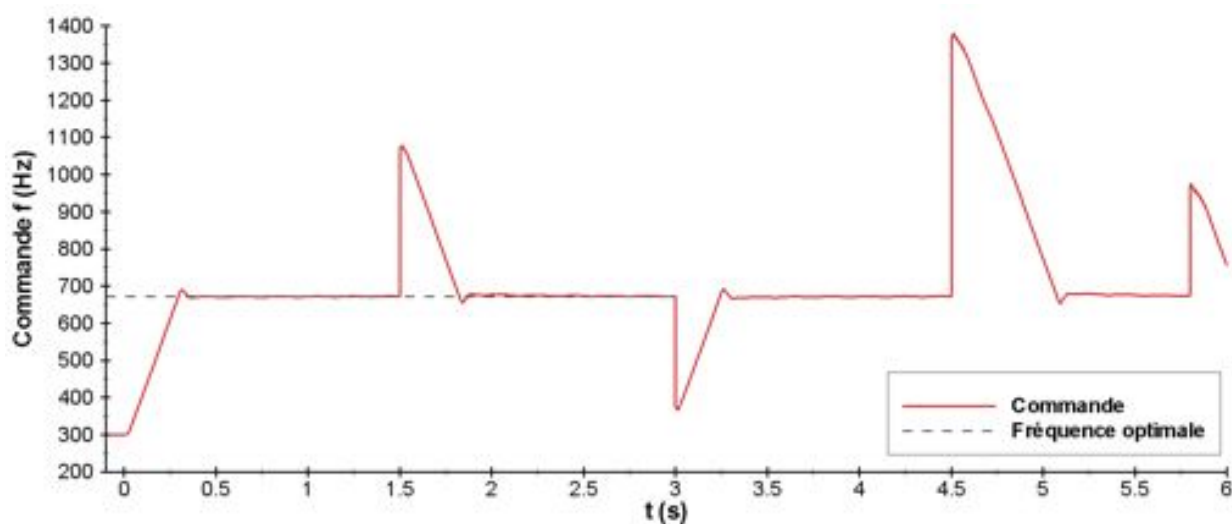


FIGURE 7.36 – Test de robustesse par perturbation de la commande du régulateur PI sur une estimation du gradient par logique floue avec un gain égal à 3500.

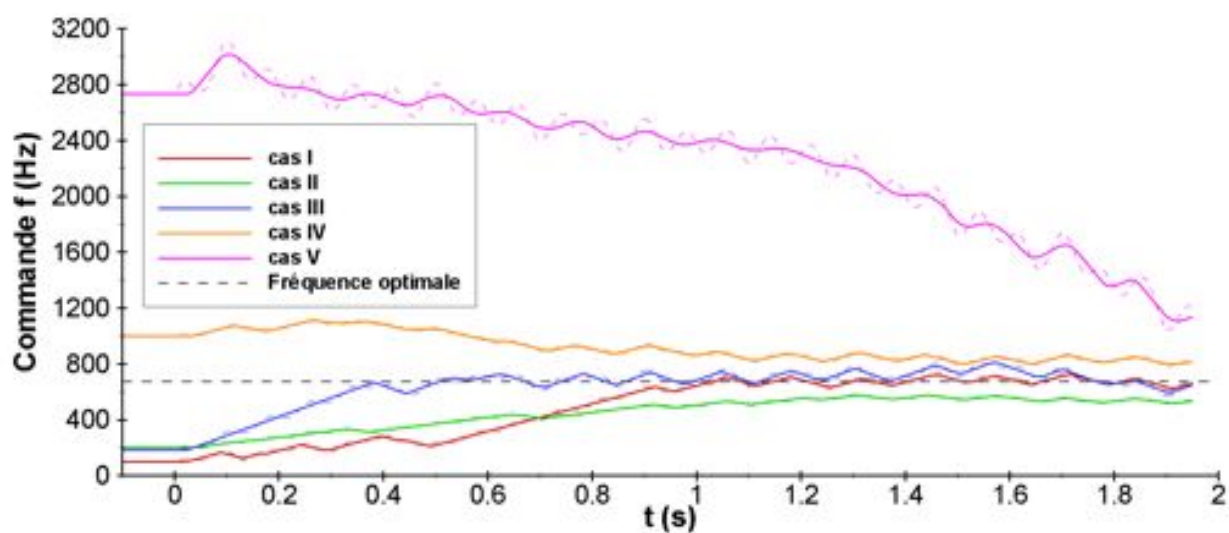


FIGURE 7.37 – Résultats de la commande des simulations URANS en boucle fermée.

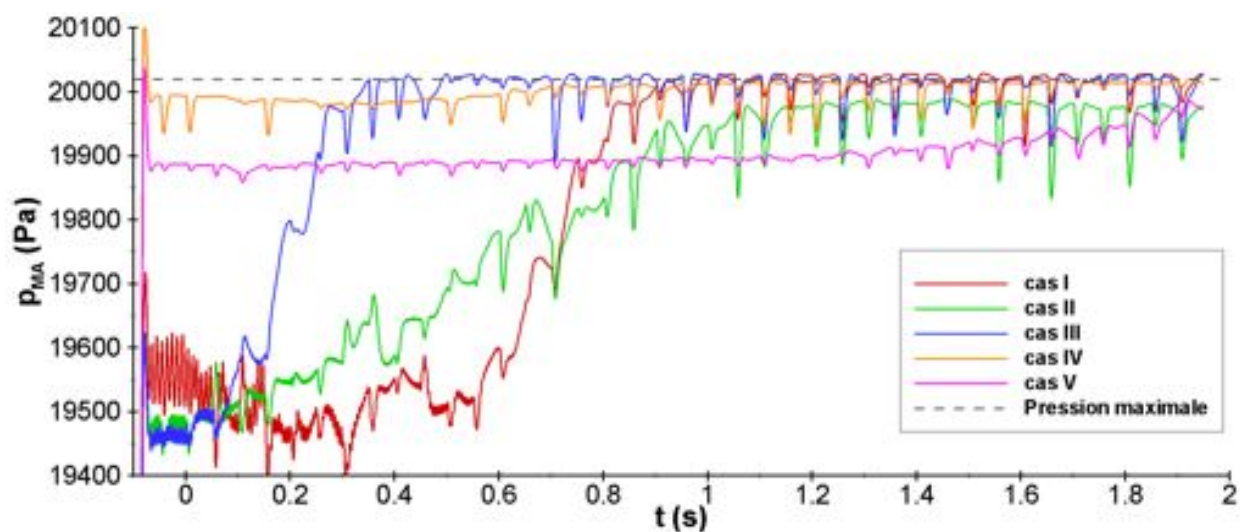


FIGURE 7.38 – Résultats de la pression en moyenne glissante des simulations URANS en boucle fermée.

de discrétisation ait été faite, les commandes convergent vers la fréquence optimale : l'extremum-seeking remplit son objectif. Les gains de référence sont choisis trop élevés puisqu'il est possible d'observer des oscillations provoquées par une trop haute sensibilité. La pression est bien maximisée, ce que prouve la figure Fig. 7.38. L'effet de l'erreur de discrétisation se traduit ici par une mauvaise estimation de la pression moyenne provoquée par une fréquence de coupure trop importante.

L'application de l'extremum-seeking aux simulations URANS est un succès malgré le biais de fréquence de coupure. L'extremum-seeking montre alors une autre face de sa robustesse. Le fait que cette application ait fonctionné, plus particulièrement le couplage en temps réel entre la simulation URANS et la boucle de régulation permettent de valider la démarche menée dans les travaux de thèse.

Ce résultat est important puisqu'il permet de prouver que l'application des autres régulations sur les simulations URANS peut être réalisé sans aucune difficultés et fournir des résultats quasi-identiques avec l'emploi du modèle NARX.

## 7.12 Synthèse

La démarche suivie dans ce chapitre a été de concevoir et d'appliquer des stratégies de boucles de régulation visant à contrôler un décollement de rampe en sélectionnant automatiquement la fréquence optimale de forçage. Le système employé dans les asservissements a été le modèle NARX puisqu'il est capable de restituer un signal de pression pariétal fidèle à celui obtenu par une simulation URANS quelque soit la séquence de commande de forçage.

La sortie du modèle NARX ou le capteur de pression d'une simulation URANS donne un signal de pression instationnaire, qui n'est pas directement utilisable par une des présentes régulations. Il a donc fallu concevoir des transducteurs capables de le transformer en un signal de pression en moyenne glissante ou en fluctuations en moyenne glissante de pression.

La première stratégie identifiée, a été de commander la fréquence de forçage par un régulateur de type PID de façon à faire tendre les fluctuations en moyenne glissante de pression vers une consigne. En effet, la réponse statique des fluctuations de pression en fonction de la fréquence de forçage peut être approximée de manière linéaire dans un domaine précis. Les résultats sont probants mais la technique nécessite la connaissance a priori de la fréquence optimale et de la fluctuation moyenne de pression associée. Cette stratégie n'est donc pas robuste en cas de changement de vitesse de l'écoulement par exemple.

La seconde stratégie a été de se servir de la propriété d'une pression maximale à fréquence de forçage optimale. Les commandes d'optimisation en temps réel sont alors particulièrement adaptées. Elles se résument à une optimisation de descente par gradient. Pour cela, différentes techniques d'estimation du gradient de la réponse statique de la pression moyenne en fonction de la fréquence de forçage ont été étudiées. L'estimation par modulation et par logique floue ont été retenues, bien que celles par identification en ligne d'un modèle dynamique et par filtrage de Kalman soient également de bonnes candidates.

L'application d'une correction PI sur l'estimation du gradient par modulation avec une perturbation forme l'extremum-seeking rencontré dans la littérature. Cet algorithme se montre robuste et adapté pour une potentielle application expérimentale. L'algorithme souffre de trois limitations : une forte inertie, une estimation du gradient non optimisée et le bruitage permanent de la commande par une perturbation.

L'estimation du gradient a pu être optimisée à l'aide d'un gain adaptatif et l'amplitude adaptative a permis d'optimiser la montée vers la commande finale puis d'atténuer l'amplitude de la

perturbation pour ne plus faire subir au système une entrée parasitée. Ces deux améliorations sont inédites dans l'algorithme de l'extremum-seeking.

Les temps de convergence demeurent cependant assez longs face à l'échelle du problème, et ce malgré les améliorations de gain et d'amplitude adaptatifs. Ce qui nuit principalement à la vitesse de convergence est la longue inertie imposée par l'estimation du gradient. L'inertie a été optimisée, il n'est pas possible de la réduire sauf si un filtre passe-bas de lissage est supprimé. L'ensemble des algorithmes d'extremum-seeking ont été testés avec succès en supprimant ce filtre, mais les résultats n'ont pas été présentés. Il en résulte une nette amélioration de la réactivité de la boucle se caractérisant principalement par une limitation du dépassement.

La rapidité de l'algorithme pourrait être accrue si la pulsation de la perturbation était augmentée, mais cela n'est pas possible en raison des limitations imposées par la nature du système à contrôler.

La réussite de l'application de l'extremum-seeking provient du soin apporté à la synchronisation opérant dans la démodulation et à l'initialisation des filtres avant enclenchement de la régulation.

La dernière stratégie a été d'appliquer un correcteur PI sur une estimation par logique floue du gradient. Cette régulation surpasse l'extremum-seeking en termes de temps de convergence et de précision. Elle se montre également robuste. La volonté d'innovation permet ici de proposer une stratégie compatible avec les attentes des industriels.

L'extremum-seeking avec gain adaptatif a pu être appliqué avec succès en temps réel avec une simulation URANS, et ce, malgré une erreur de discrétisation des filtres. L'algorithme prouve donc une autre forme de robustesse. Cette application justifie le fait que toutes les autres stratégies peuvent être appliquées en temps réel sur une simulation URANS en offrant des résultats comparables avec l'application sur le modèle NARX.

La démarche menée dans les travaux de thèse est par conséquent validée et les objectifs de thèse atteints.

La stratégie employant la logique floue se révèle à la fois flexible et extrêmement robuste. D'autres fonctions d'appartenances, règles d'inférence et variables floues permettraient de prendre en compte un nombre considérable de contraintes qui pourraient permettre d'appliquer une telle stratégie sur un aéronef en vol tout en pouvant satisfaire aux exigences de sécurité.

D'autres techniques d'estimation du gradient pourraient aussi être appliquées et déboucher sur des résultats tout à fait intéressants. Il serait également possible d'adapter d'autres techniques d'optimisation telles que les algorithmes génétiques ou encore le kriging.

Un autre axe de recherche serait de se pencher sur l'inversion du modèle NARX pour créer un filtre visant à linéariser la réponse du système. Cela ouvrirait donc la porte au très large domaine des asservissements linéaires.

Une suite des travaux devrait être destinée au contrôle multi-variable où la fréquence et l'amplitude du jet synthétique sont simultanément optimisées.

# Conclusions et perspectives

Les travaux exposés dans ce mémoire sont dédiés au contrôle en boucle fermée du décollement d'une rampe arrondie générique par jets synthétiques. L'introduction a permis de montrer à quel point la thématique du contrôle des écoulements, et particulièrement celui des décollements, était importante pour les applications aéronautiques à moyen et long termes.

L'étude bibliographique du chapitre §1 a montré que le contrôle des écoulements était un sujet complexe et largement étudié par les chercheurs. L'emploi d'un asservissement capable de régler de façon autonome les paramètres du forçage s'est également avéré indispensable puisqu'il garantit des résultats optimaux. Au niveau des boucles de contrôle, de nombreuses idées ont été publiées dans la littérature et appliquées à des configurations académiques sans qu'aucune stratégie ne s'impose.

L'étude bibliographique a débouché sur la mise en place d'une démarche qui a permis de satisfaire aux objectifs. En effet, les travaux présentés au cours de ce mémoire se sont articulés autour de deux axes principaux. L'objectif du premier axe a été d'étudier la réponse d'un décollement à une perturbation périodique, et celui du second axe a porté sur le contrôle en boucle fermée de la réponse quasi-statique du système.

## Conclusions

### Conclusions sur le premier axe de travail : réponse d'un décollement à une perturbation périodique

Le cadre des travaux s'étant inscrit dans la poursuite de ceux de DANDOIS [57], sa configuration de rampe descendante arrondie a été conservée. Celle-ci propose un décollement pleinement turbulent avec un écoulement à un nombre de Mach de 0,3.

Avant tout contrôle, il s'est avéré indispensable de connaître au mieux l'écoulement non-contrôlé en restituant une physique la plus proche possible de la réalité par le biais de simulations numériques. C'est pourquoi un maillage tridimensionnel adapté à la LES de l'écoulement au dessus de la rampe arrondie descendante a été réalisé. La simulation des grandes échelles s'est alors montrée capable de reproduire une physique validée par la littérature.

Cela a été rendu possible par l'application de la méthode de génération synthétique de structures pour produire une couche limite turbulente en entrée du domaine de calcul. Cette technique a été efficace, malgré la complexité de son application, et a rempli son objectif de ne pas imposer de fréquences parasites pouvant contrôler le décollement de façon passive.

Les analyses statistique et instationnaire de l'écoulement décollé ont permis d'approfondir la connaissance de l'écoulement permettant ainsi d'identifier les principales grandeurs servant de référence. Il a été montré que la couche de mélange est dominée par des phénomènes liés aux instabilités de Kelvin-Helmholtz. Les différentes fréquences caractéristiques de l'écoulement ont été quantifiées grâce à une étude spectrale. Le *vortex shedding* se produit à  $St = 0,10$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,6$ ), le *flapping* à environ  $St_{hb} = 0,006$  ( $\mathcal{F}^+ = 0,036$ ) et un phénomène d'oscillation du recollement à  $St_{hb} = 0,12$

( $\mathcal{F}^+ = 0, 72$ ).

Le bilan énergétique a prouvé la prépondérance du terme de dissipation le long de la couche de mélange face aux autres termes, ce qui marque l'importance du rôle des structures cohérentes.

Ce constat a justifié la pertinence de l'emploi d'un actionneur à jets synthétiques comme dispositif de forçage. La littérature a mis en évidence un manque dans les études paramétriques des effets de fréquence et vitesse de jets sur le contrôle des écoulements. C'est pourquoi cette opportunité a été saisie. Pour cela, il a d'abord fallu dimensionner l'actionneur de façon à obtenir une vitesse de jet constante en sortie de la fente pour toute fréquence réduite  $\mathcal{F}^+$  de l'intervalle  $\mathcal{F}^+ \in [0, 1 : 10]$ .

Le dimensionnement s'est reposé sur le respect de différents critères proposés dans la littérature, lesquels sont relatifs à un forçage dans un milieu au repos, ainsi qu'à la prise en compte de l'amplification de la vitesse en sortie de jet provoquée par la résonance du système.

L'actionneur conçu a été validé par l'étude dédiée à son dimensionnement et autorise son utilisation pour le contrôle du décollement de rampe.

Avant de réaliser l'étude paramétrique à proprement dite, la méthode de conception de l'actionneur a été validée en présence de l'écoulement transverse. Le processus conventionnel de formation du jet synthétique subit une modification due à la présence de l'écoulement transverse. L'actionneur génère un tourbillon dont l'axe de rotation est aligné avec l'axe transversal  $\vec{e}_z$ . La dynamique propre au décollement parasite la formation de cette structure de contrôle uniquement pour le cas  $\mathcal{F}^+ = 0, 1$ .

La performance du contrôle a été essentiellement estimée sur la base de critères reposant sur une moyenne de Reynolds de l'écoulement. Le paramètre fréquentiel s'est montré le plus important, tandis que l'amplitude se comporte comme une amplification des effets de la fréquence. Il a été prouvé qu'il n'existe pas de fréquence optimale permettant l'optimisation simultanée de tous les critères. Cependant, deux fréquences se sont dégagées relativement à deux catégories de critères. Les critères relatifs à un écoulement de fluide parfait, caractérisés par la modification du bulbe de recirculation, présentent une fréquence optimale de l'ordre de  $St_{b_h} = 0, 23 - 0, 25$ . Les grandeurs intégrales et les grandeurs caractérisant l'écoulement après recollement ont pour fréquence optimale  $St_{b_h} = 0, 33 - 0, 50$ . Ces fréquences correspondent respectivement au double et au quadruple des fréquences liées à l'oscillation du recollement ( $St_{b_h} = 0, 12$ ) et au *vortex shedding* ( $St_{b_h} = 0, 10$ ). Les résultats en termes de fréquences optimales ont été validés par la littérature.

Une étude consistant à étudier la dynamique du forçage a montré que deux structures cohérentes successives imposées par le contrôle permettent un transfert vertical d'énergie. Les moyennes de phase permettant de filtrer la turbulence ont montré que la dynamique du décollement naturel est importante dans le choix de la fréquence de forçage. En effet, lorsque la dynamique du forçage est plus lente que celle du décollement naturel, le décollement se forme plus rapidement que la structure cohérente de contrôle. Cela justifie qu'à la fréquence  $\mathcal{F}^+ = 0, 1$ , la structure transverse ne se forme pas. A contrario, une fréquence élevée ne permet pas au décollement naturel de se former.

Le forçage optimal est issu d'un compromis entre la taille de la structure cohérente de contrôle (effet d'amplitude) et leur espacement (effet de fréquence). Le décollement naturel et la structure cohérente de contrôle s'apparient pour former une nouvelle structure cohérente. Ainsi, la fréquence optimale est liée à la nature même de l'écoulement en réponse au forçage. Le passage de la structure de contrôle créée à sa suite un recollement qui est d'autant plus résistant que la vorticité de la structure est grande. Après un temps de relaxation, le décollement naturel apparaît puis se développe. Une synchronisation entre le temps d'apparition du décollement naturel, celui de son développement et la génération d'une structure cohérente de contrôle par l'actionneur assure un compromis offrant les meilleurs performances de contrôle. Cependant, il aurait fallu arrêter le contrôle et mesurer le temps de relaxation pour quantifier le temps du décollement naturel.

## Conclusions sur le second axe de travail : Contrôle en boucle fermée de la réponse quasi-statique du système

Comme attendu, les coûts en termes de puissance de calcul nécessaire aux LES sont tels qu'il n'a pas été possible de les employer pour le second axe de travail. Les simulations URANS bidimensionnelles ont alors été choisies comme alternative.

La première étape a consisté à choisir le modèle de turbulence. Bien que l'étude ait porté sur l'étude d'une dizaine de modèles de turbulence RANS, aucun ne suit fidèlement les résultats de la LES. Il en est cependant ressorti que les modèles  $k - \omega$  sont les plus adaptés de tous puisqu'ils offrent une description de la physique du contrôle la moins éloignée de celle calculée par la LES.

La seconde étape a été dédiée au choix d'une grandeur caractéristique de l'effet du forçage pouvant être mesurée en temps réel par un capteur de pression pariétal ou de frottement. L'étude sur le placement d'un de ces capteur a débouché sur le choix de la pression pariétale.

La réponse non-linéaire de ces capteurs, un pour chaque code de calcul, a rendu inévitable l'emploi de commandes non-linéaires dont le but est de maximiser la pression moyenne. La réponse du capteur en termes de fluctuations de pression a pu être considérée comme linéaire sur une gamme de fréquence comprenant l'optimum.

Malgré un moindre coût en termes de puissance de calcul, les simulations URANS se sont montrées inadaptées pour la conception des boucles de régulation. Un modèle non-linéaire boîte-noire de type NARX polynômial capable de se substituer à ces simulations a été identifié. Il a rendu possible la simulation du signal de pression pariétale à l'abscisse  $x/h$  égale à 2,7 pour une séquence quelconque de commande de fréquence de forçage et ceci avec une grande précision.

La sortie du modèle NARX ou le capteur de pression d'une simulation URANS donnent un signal de pression instationnaire, qui ne s'est pas montré directement utilisable par les stratégies de régulations sélectionnées. Il a donc fallu concevoir des transducteurs capables de le transformer en un signal de pression en moyenne glissante ou de fluctuations de pression en moyenne glissante.

La première stratégie identifiée a été de commander la fréquence de forçage par un régulateur de type PID de façon à faire tendre les fluctuations de pression en moyenne glissante vers une consigne. Les résultats se sont montrés probants mais la technique nécessite la connaissance préalable de la fréquence optimale et de la fluctuation moyenne de pression associée. Cette stratégie n'est donc pas robuste en cas de changement de vitesse de l'écoulement par exemple.

La seconde stratégie s'est basée sur l'existence d'une pression maximale à fréquence de forçage optimale. Les commandes d'optimisation en temps réel sont particulièrement adaptées pour traiter ce type de problème. Elles se résument à une optimisation par gradient. Pour cela, différentes techniques d'estimation du gradient de la réponse statique de la pression moyenne en fonction de la fréquence de forçage ont été étudiées. L'estimation par modulation et par logique floue ont été retenues bien que celles par identification en ligne d'un modèle dynamique et par filtrage de Kalman soient également de bonnes candidates.

L'application d'une correction PI sur l'estimation du gradient par modulation avec une perturbation est la base des algorithmes de type *extremum-seeking*. Ce type d'algorithme a prouvé sa robustesse et sa capacité d'adaptation pour une application expérimentale éventuelle. L'algorithme souffre de trois limitations : une forte inertie, une estimation du gradient non optimisée et le bruitage permanent de la commande par la perturbation.

L'estimation du gradient a pu être optimisée à l'aide d'un gain adaptatif et l'amplitude adaptative a permis d'optimiser la montée vers la commande finale puis d'atténuer l'amplitude de la perturbation pour ne plus faire subir au système une entrée parasitée. Ces deux améliorations sont inédites dans l'algorithme de l'extremum-seeking.

Les temps de convergence demeurent cependant assez longs par rapport aux échelles de temps du



problème, et ce malgré les améliorations de gain et d'amplitude adaptatifs. La première limitation de la vitesse de convergence est la longue inertie imposée par l'estimation du gradient. L'inertie ayant été optimisée par le réglage des filtres, il n'a pas été possible de la réduire sauf si un filtre passe-bas de lissage est supprimé. L'ensemble des algorithmes d'extremum-seeking ont été testés avec succès en supprimant ce filtre, mais les résultats n'ont pas été présentés. Il en résulte une nette amélioration de la réactivité de la boucle se caractérisant principalement par une limitation du dépassement. La rapidité de l'algorithme pourrait être accrue si la pulsation de la perturbation était augmentée, mais cela n'est pas possible en raison des limitations imposées par la nature du système à contrôler. La réussite de l'application de l'extremum-seeking provient du soin apporté à la synchronisation opérant dans la démodulation et à l'initialisation des filtres avant enclenchement de la régulation.

La dernière stratégie a été d'appliquer un correcteur PI sur une estimation par logique floue du gradient. Cette régulation surpasse l'extremum-seeking en termes de temps de convergence et de précision. Elle se montre également robuste. Cette stratégie est prometteuse pour d'éventuelles applications industrielles.

L'extremum-seeking avec gain adaptatif a pu être appliqué avec succès en temps réel avec une simulation URANS. Il est donc probable que les autres stratégies testées uniquement avec le modèle NARX se seraient révélées également efficaces dans une simulation URANS.

La démarche menée dans les travaux de thèse est par conséquent validée et les objectifs de thèse atteints.

## Perspectives

Les travaux menés au cours de cette thèse débouchent sur de nombreuses perspectives.

Il n'est pas aisé d'estimer l'effet du forçage puisque les caractéristiques du tourbillon généré par l'actionneur dépendent de la fréquence et de l'amplitude. La compréhension de la physique nécessiterait d'exciter l'écoulement avec des structures cohérentes de contrôle de taille identique, ce qui reviendrait à changer le coefficient de quantité de mouvement. Une telle étude paramétrique avec une taille constante de la structure cohérente de contrôle constituerait une bonne perspective pour de futurs travaux. La gamme de fréquence devra être restreinte puisque la plus haute fréquence impose la taille du tourbillon.

Les simulations LES montrent leurs aptitudes à restituer une physique fidèle à la réalité mais leurs coûts CPU demeurent importants. L'étude de l'effet du contrôle par simulations hybrides RANS/LES serait alors une alternative pour obtenir des données sur un temps physique plus long et par conséquent pour accéder à des grandeurs qui n'ont pu être exploitées (spectres précis, phénomènes très basses fréquences, etc.).

Les régulations employées au cours de ces travaux ont prouvé leur efficacité ainsi que le besoin de disposer de signaux sur un temps physique long par rapport à ce que les simulations numériques peuvent actuellement offrir pour des coûts raisonnables. Une démarche expérimentale permettrait de s'affranchir de cette contrainte et de valider les résultats obtenus au cours des travaux de thèse.

D'autres techniques d'estimation du gradient employées dans les régulations peuvent aussi être appliquées. Il serait par exemple possible d'adapter les autres techniques d'optimisation tels que les algorithmes génétiques ou encore le kriging. Un autre axe de perspective serait de se pencher sur l'inversion du modèle NARX pour créer un filtre visant à linéariser la réponse du système. Cela élargirait les recherches au vaste domaine des asservissements linéaires.

Les asservissements se sont concentrés sur la commande en fréquence de l'actionneur. L'étape suivante serait alors de passer en contrôle multivariable en ajoutant la commande de l'amplitude. Pour cela, un nouveau modèle multivariable NARX, pouvant voir sa structure modifiée, devra être

identifié. Il en découlera des signaux d'identification indéniablement plus longs. La voie expérimentale devra alors être privilégiée.

La régulation à logique floue s'est montrée efficace et robuste. Il est possible de lui ajouter de nombreuses contraintes telles que le coût du contrôle, les limites des actionneurs ou encore de prendre en compte des pannes, ce qui rendra la solution fiable et sécurisante afin de l'appliquer industriellement.



# Récapitulatif des publications relatives au contrôle des écoulements en boucle fermée

Chaque tableau présenté dans cet annexe propose une description d'une étude ou d'un ensemble de travaux relatif au contrôle des écoulements en boucle-fermée. Le type des travaux est identifié par une lettre : "E" pour expérimental, "N" pour numérique et "T" pour théorique.

Etude	ALLAN et al. [3]
Année	2000
Laboratoire(s)	ICASE, NASA Langley, Tel Aviv University
Type	E
Configuration	Demi profil d'aile type Glauert Glas II à 0° d'incidence
Conditions	$M = 0,25$ $Re = 16 \times 10^6$
Objectifs	Contrôle du décollement Application d'une boucle fermée sur l'expérience de SEIFERT et PACK [174]
Senseurs	60 capteurs de pression Estimation par modèle linéaire des fluctuations de pression $p'/\rho_\infty$ dans la cavité et de la réponse dynamique du système par le gradient de pression $dC_p/dx$
Consigne	Valeur cible du gradient de pression $dC_p/dx$
Asservissement	PID sur modèle linéaire PID sur expérimentation (non linéaire) Commande classique linéaire Quasi-stationnaire
	FIGURE A.1 – Schéma bloc du système expérimental - tiré de ALLAN et al. [3](Fig. 2.3)
Actionneur	Jet synthétique réglable en amplitude avec fréquence fixée à 385Hz (cf. SEIFERT et PACK [174]) Réponse fréquentielle de l'actionneur à une nouvelle commande : 0,05 Hz
Modèle	Modèle d'état linéaire du 2 <sup>nd</sup> ordre à partir de deux équations du 2 <sup>nd</sup> ordre : fluctuations de pression $p'/\rho_\infty$ dans la cavité et gradient de pression $dC_p/dx$
Performances	Temps de convergence : $\approx 40$ s
Commentaires	Le gradient de pression $dC_p/dx$ caractérise le niveau de décollement

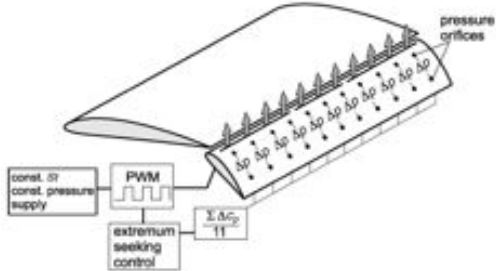
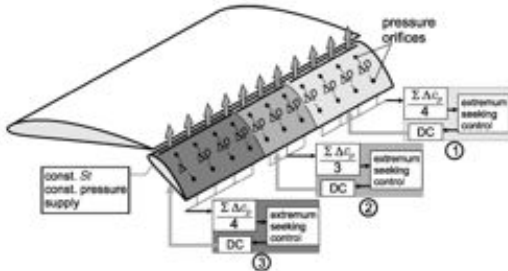
Etude	AUSSEUR et PINIER [7], AUSSEUR et al. [8]
Année	2006
Laboratoire(s)	Syracuse University, Clear Science Corporation
Type	E
Configuration	Profil NACA-4412 Corde : 20,3 cm Envergure : 60 cm
Conditions	$u_\infty = 10 \text{ m.s}^{-1}$ $Re_c = 135000$
Objectifs	Montrer qu'il est possible d'utiliser un modèle POD-ROM dont les coefficients temporels sont mis à jour grâce à une mLSE et mQSE à partir des capteurs de pression et de l'employer pour réaliser une boucle fermée visant à contrôler le décollement.
Senseurs	Capteurs pariétaux de pression couplés à une PIV. Calcul en temps réel des coefficients temporels du modèle réduit POD à partir d'une estimation linéaire stochastique (mLSE) des mesures de pression.
Consigne	
Asservissement	PID envisageable
Actionneur	14 jets synthétiques placés à proximité du bord d'attaque
Modèle	POD-ROM construit à partir de la PIV
Performances	
Commentaires	mLSE/mQSE plus rapides que LSE/QSE

Etude	BANASZUK et al. [9]
Année	2003
Laboratoire(s)	United Technologies Research
Type	E
Configuration	Diffuseur (rampe carénée) Hauteur de l'entrée du diffuseur : $h = 5,08 \text{ cm}$ Profondeur du diffuseur : $w = 20,32 \text{ cm}$ Rampe inclinée à $20^\circ$
Conditions	$30 \leq u \leq 40 \text{ m.s}^{-1}$ $0,06 \leq M \leq 0,12$ $40000 \leq Re_h \leq 140000$
Objectifs	Contrôle du décollement par fréquence et phase optimale
Senseurs	Différence de pression $\Delta p$ entre deux capteurs de pression dans le champ, le premier avant l'actionneur et le second à la sortie du diffuseur
Consigne	Maximiser la fonctionnelle $C_p = \frac{\Delta p}{1/2\rho u^2}$
Asservissement	Extremum-seeking Commande : somme de deux sinusoïdes Quasi-stationnaire
	<p style="text-align: center;">FIGURE A.2 – Système de contrôle - tiré de BANASZUK et al. [9] (Fig. 1)</p>
Actionneur	Jet synthétique avec un signal composé d'une modulation par somme de sinusoïdes
Modèle	
Performances	Temps de convergence entre 10 et 50 s suivant les cas
Commentaires	

Etude	BARLAS et al. [10]
Année	2008
Laboratoire(s)	Delft University Wind Energy Research Institute
Type	E
Configuration	Ailette de profil DU-96-W-180 Hauteur : 90 cm Corde : 12 cm
Conditions	$30 \leq u \leq 45 \text{ m.s}^{-1}$ $2,5 \times 10^5 \leq Re_h \leq 3,6 \times 10^5$
Objectifs	Réduction des contraintes à la base de l'ailette grâce à l'adaptation du profil
Senseurs	Jauges de contraintes (contraintes et perturbations en tangages)
Consigne	Contraintes à zéro
Asservissement	PD
Actionneur	Adaptation du profil par torsion par 4 piezoélectriques
Modèle	Identification d'un modèle d'état réduit pour régler le PD
Performances	
Commentaires	

Etude	BEAUDOIN et al. [12]
Année	2006
Laboratoire(s)	PSA, ENSTA, ESPCI
Type	E
Configuration	Bluff-body composé d'un quart de cercle avant une marche descendante. $h = 20 \text{ mm}$ profondeur = 1000 mm
Conditions	$1 \leq u \leq 12 \text{ m.s}^{-1}$ $3500 \leq Re_h \leq 20000$
Objectifs	Contrôle du décollement de marche descendante
Senseurs	Balance aérodynamique : composante de traînée
Consigne	Minimisation de la fonctionnelle $J = \mathcal{P}_a(\Omega, U_0) + \mathcal{P}_e(\Omega)$ (puissance de la traînée + puissance électrique consommée par l'actionneur).
Asservissement	Extremum-seeking classique Commande adaptative - robuste Commande d'optimisation
Actionneur	Cylindre en rotation ( $r = 5 \text{ mm}$ ) à vitesse réglable (jusqu'à 250 Hz soit $U_{inj} \approx 7,5 \text{ m.s}^{-1}$ )
Modèle	
Performances	$TC \approx 80 \text{ s}$
Commentaires	

Etude	BECKER et al. [13]
Année	2005
Laboratoire(s)	Technical University of Berlin
Type	E N
Configuration	Marche descendante
Conditions	E : $Re_h = 4000$ N : $Re_h = 2500$
Objectifs	Réduction de la longueur de décollement statistique
Senseurs	Capteurs de pression pariétale 90% longueur de décollement estimée au maximum de $p_{rms}$
Consigne	N : Maximum de la fonction de sensibilité fixé à 3
Asservissement	N : 1 - IMC (Smith-predictor) 2 - $\mathcal{H}_\infty$ + Matlab $\mu$ Analysis and Synthesis Toolbox ( $PD_2T_2$ ) 3 - $\mathcal{H}_\infty$ + Matlab $\mu$ Analysis and Synthesis Toolbox ( $PD_2T_2$ ) modifié E : 1 - IMC (Smith-predictor) 2 - PI
Actionneur	JS réglable en amplitude
Modèle	Fonction de transfert linéaire $G_p(s) = \frac{K_p}{1+sT_1} e^{-T_0 s}$
Performances	N : 1 - $TC \approx 3 \text{ s}$ , $U_{act} = 0,0025U_\infty$ 2 - $TC < 3 \text{ s}$ , $U_{act} = 0,0047U_\infty$ 3 - $U_{act} = 0,0038U_\infty$
Commentaires	Manque d'informations Dynamique de la position du point de recollement quasi-linéaire

Etude	BECKER et al. [14]
Année	2006 2007
Laboratoire(s)	TU Berlin
Type	E
Configuration	NACA-4412 (incidence $\alpha$ ) + volet (braquage $\delta$ ) Corde : 500 mm Envergure : 1400 mm
Conditions	$0 \leq u \leq 30 \text{ m.s}^{-1}$ $Re_{h \text{ max}} = 1 \times 10^6$ $Re_h \leq 5 \times 10^5$ avec $U_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$
Objectifs	Contrôle du décollement de volet
Senseurs	22 capteurs de pression (2 par actionneur) Détermination du $\Delta C_p$ par 2 capteurs en aval de chaque actionneur Vérification de la portance par balance à 6 composantes
Consigne	Minimisation de $\Delta C_p$ (maximisation de la portance)
Asservissement	1- Extremum-Seeking classique 2 - Slope-seeking classique 3 - Slope-Seeking classique MIMO
	
	<p>FIGURE A.3 – Schéma bloc du système expérimental pour les boucles fermées 1 et 2 - tiré de BECKER et al. [15](Fig. 7)</p> 
Actionneur	11 JP en ligne sur le volet Fréquence fixe : $St = 0,9$ (70 Hz) Pression constante dans le circuit de l'actionneur 1 et 2 - Modification de l'amplitude par modulation de la pression dans l'actionneur 3 - Modification du rapport cyclique à pression maximale
Modèle	
Performances	
Commentaires	ES $\rightarrow$ SS : ES incapable de décroître automatiquement le niveau de forçage lorsque les conditions extérieures changent, perte de robustesse (causée par un plateau dans la réponse du système commandé). SS SISO $\rightarrow$ SS MIMO : Contrôle distribué sur l'envergure divisée en 3 sections, ce qui permet d'être en condition de vol 3D réel. MIMO offre plus de flexibilité



Etude	BENARD et al. [16]
Année	2009
Laboratoire(s)	LEA
Type	E
Configuration	Profil NACA 0015 Corde : 20 cm, Envergure : 30 cm, $\alpha = 15^\circ$
Conditions	$10 \leq U_\infty \leq 30 \text{ m.s}^{-1}$ $1,3 \times 10^5 \leq Re_c \leq 4 \times 10^5$
Objectifs	Optimiser la portance
Senseurs	Balance aérodynamique
Consigne	Maximiser la portance
Asservissement	Slope-seeking
Actionneur	DBD plasma placé au bord d'attaque, tension réglable
Modèle	
Performances	$TC > 250 \text{ s}$
Commentaires	

Etude	BEWLEY et LIU [19]
Année	1998
Laboratoire(s)	Stanford University UCSB, Santa Barbara
Type	T
Configuration	Canal plan laminaire
Conditions	Ecoulement stable à $Re = 5000$ Ecoulement instable à $Re = 10000$
Objectifs	Stabilisations des perturbations dans des écoulements stables et instables de canal plan
Senseurs	Full-state
Consigne	Valeur 0
Asservissement	Contrôle optimale ( $\mathcal{H}_2$ ) et robuste ( $\mathcal{H}_\infty$ )
Actionneur	Transpiration pariétale à débit masse nul
Modèle	
Performances	
Commentaires	

Etude	BEWLEY et al. [20]
Année	2001
Laboratoire(s)	University of California Stanford University LAN Université Paris-Sud
Type	NT
Configuration	DNS Canal plan $170 \times 129 \times 170$ modes de Fourier pour simulation à $Re_\tau = 180$ $42 \times 65 \times 42$ modes de Fourier pour simulation à $Re_\tau = 100$
Conditions	Ecoulement à $Re_\tau = 180$ Ecoulement à $Re_\tau = 100$
Objectifs	Contrôle de l'énergie cinétique turbulente
Senseurs	Full-state
Consigne	Valeur 0
Asservissement	Contrôle prédictif couplé au contrôle optimal avec adjoint Utilisation de l'adjoint des calculs DNS pour la remontée d'horizon du contrôle prédictif
Actionneur	Transpiration pariétale à débit masse nul
Modèle	
Performances	
Commentaires	Coût très important de l'algorithme ( $10^7$ et $10^9$ variables d'état)

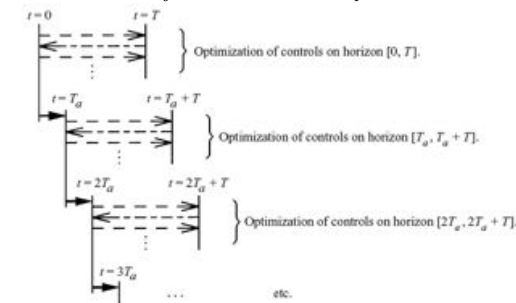


FIGURE A.5 — Séquence des événements dans le contrôle prédictif à horizon variable. Les flèches pleines indiquent l'avancement de l'écoulement. L'évolution de la réponse de l'écoulement « actuel » aux quelques « tests » de distribution de contrôle est explorée durant l'itération de prédiction de l'écoulement (flèches en tirets) et le calcul de l'adjoint (flèches en point tiret). Le contrôle est optimisé par un algorithme de descente par gradient. Une fois que l'itération converge, l'écoulement est « avancé » d'un pas de temps  $T_a$  d'une période  $T$  sur laquelle le contrôle fut optimisé. Le processus d'optimisation recommence alors à nouveau. - tiré de BEWLEY et al. [20](Fig. 1)

Etude	BREHM et al. [23]
Année	2006
Laboratoire(s)	University of Arizona
Type	N
Configuration	Ailette de turbine basse pression LIM Corde : 0,22 m
Conditions	$Re = 20000$ $M = 0,1$ Eq. NS compressibles, volumes finis, schéma de Roe, $2^{nd}$ ordre en temps (Adams-Moulton), $\Delta t = 0,001$ s Maillage 2D, 87100 mailles
Objectifs	Contrôle du décollement
Senseurs	Pression pariétale prise à 81% de corde + filtrage passe-bas
Consigne	Fonction objectif à 0
Asservissement	PD auto-adaptif (gains réglables en fonction d'une fonctionnelle de coût) Commande adaptative sur état quasi stationnaire
Actionneur	JP normal à la paroi, amplitude réglable avec rapport de soufflage $B \in [0,01 \ 1]$ et fréquence réglable avec fréquence réduite $\mathcal{F}^+ \in [1 \ 10]$ $BO : V = B * \frac{1 + \cos(2\pi \mathcal{F}^+ t)}{2}$ $BF : V = K_P \bar{p}(t - \Delta t_P) + K_D \frac{\partial \bar{p}}{\partial t}(t - \Delta t_D)$
Modèle	Réseau de neurones de 3 couches de 55 neurones chacune
Performances	D'après les courbes : $TC \approx 20$ s
Commentaires	Etude paramétrique en boucle ouverte préliminaire sur l'effet de fréquence et d'amplitude Performances optimales obtenues pour $B \approx 0,1$ et $\mathcal{F}^+ \approx 7$ pour la minimisation de la traînée et maximisation de la portance. PD auto adaptatif bonne méthode mais les gains ne convergent pas vers des valeurs fixes. L'utilisation d'un algorithme d'optimisation pour le choix des gains serait plus performant. Le modèle réseau de neurones permet de modéliser la dynamique du système. Il n'est pas employé ici dans la boucle fermée mais l'auteur conclut sur son utilité dans le contrôle prédictif ou contrôle par réseau de neurones.

Etude	BRIGHT et al. [24]
Année	2005
Laboratoire(s)	NASA
Type	E
Configuration	4 étages complets de compresseur
Conditions	
Objectifs	Contrôle du décollement
Senseurs	Capteurs de pression, 2 méthodes de détection de décollement
Consigne	
Asservissement	DSPACE PC based
Actionneur	JC, vitesse réglable par ouverture/fermeture d'une vanne Injection sur 42 des 52 aubes du premier étage
Modèle	
Performances	
Commentaires	

Etude	CABELL et al. [28]
Année	2006
Laboratoire(s)	NASA
Type	E
Configuration	Cavité rectangulaire Longueur : 152,4 mm, profondeur : 30,48 mm, largeur : 50,8 mm
Conditions	$M = 0,275$ 0,35 0,45
Objectifs	Réduction des modes acoustiques
Senseurs	2 capteurs de pressions pariétaux
Consigne	Valeur à 0
Asservissement	Contrôle optimal
FIGURE A.6 – Schéma bloc du système contrôlé - tiré de CABELL et al. [28](Fig. 2)	
Actionneur	JS, fente rectangulaire de longueur 44,5 mm et de largeur 0,5 mm Réglage de la fréquence $f \in [600\ 1500]Hz$ Temps de réponse de l'actionneur : 3 KHz
Modèle	Estimation du modèle d'état de la cavité par filtre de Kalman
Performances	$M = 0,275$ , les modes de Rossiter 2, 3 et 4 sont réduits d'un facteur 7,1, 7,4 et 3,2 dB $M = 0,35$ , les modes de Rossiter 2 et 3 sont réduits d'un facteur 7,7 et 6,5 dB $M = 0,45$ , les modes de Rossiter 2 et 3 sont réduits d'un facteur 4,8 et 5,8 dB
Commentaires	À nombre de Mach fixé, la dynamique est supposée de type LTI. Cette approximation a pour limite de ne pas prendre en compte les modes hautes fréquences. Par conséquent, il serait nécessaire de prendre des mesures supplémentaires pour mieux représenter la dynamique du système.

Etude	CAMPHOUSE et MYATT [29]
Année	2004
Laboratoire(s)	Wright-Patterson Air Force Base
Type	T
Configuration	Equation de Burger 2D modélisant une onde de choc en mouvement à travers un obstacle
Conditions	
Objectifs	Optimisation d'une fonctionnelle de coût
Senseurs	Full-state
Consigne	
Asservissement	Contrôle optimal LQG, 2 méthodes de calcul du gain : équation de Riccati et équations de Chandrasekhar
Actionneur	Entrée/sortie de fluide en condition limite
Modèle	
Performances	
Commentaires	Comparaison de la vitesse de calcul des algorithmes suivant la méthode de calcul de gain utilisé. Méthode par équations de Chandrasekhar la plus rapide.

Etude	CARABALLO et al. [30]
Année	2006, 2007 et 2008
Laboratoire(s)	Ohio State University
Type	E
Configuration	Cavité peu profonde Profondeur : $D = 12,7\ mm$ , longueur $L = 50,8\ mm$
Conditions	$M = 0,3$ $Re_D = 1 \times 10^5$
Objectifs	Minimisation des coefficients temporels d'un modèle POD ROM (projection de Galerkin) mis à jour en temps réel par estimation stochastique linéaire.
Senseurs	6 capteurs de pression dans la cavité, pression dans l'actionneur, tension d'entrée de l'actionneur
Consigne	
Asservissement	Contrôle optimal LQR
Actionneur	JS, fente inclinée à $30^\circ$ placée à $1\ mm$ de l'arête dans la cavité
Modèle	La PIV permet de fournir des clichés pour construire une base POD. La projection de Galerkin permet d'obtenir un modèle réduit. Différents modèles sont construits sur différents cas de forçage. Les équations sont modifiées pour introduire l'effet du forçage dans le modèle réduit. La LSE ou QSE permet de remettre à jour les coefficients temporels.
Performances	
Commentaires	Le modèle permet de capturer la dynamique introduite par le forçage. Augmentation de la robustesse de l'algorithme par filtrage du signal de commande à l'actionneur.

Etude	CARABALLO et al. [30]
Année	2006
Laboratoire(s)	Ohio State University
Type	E
Configuration	Cavité peu profonde Profondeur : $D = 12,7 \text{ mm}$ , longueur $L = 50,8 \text{ mm}$
Conditions	$M = 0,3$ $Re_D = 1 \times 10^5$
Objectifs	Minimisation des coefficients temporels d'un modèle POD ROM (projection de galerkin) mis à jour en temps réel par estimation stochastique linéaire et quadratique.
Senseurs	capteurs de pression dans la cavité
Consigne	Coefficients temporels POD-ROM à zéro
Asservissement	Contrôle optimal LQR
Actionneur	JS, fente inclinée à $30^\circ$ placée à $1 \text{ mm}$ de l'arête dans la cavité
Modèle	La PIV permet de fournir des clichés pour construire une base POD. La projection de Galerkin permet d'obtenir un modèle réduit. Différents modèles sont construits sur différents cas de forçage. Les équations sont modifiées pour introduire l'effet du forçage dans le modèle réduit. La LSE ou QSE permet de remettre à jour les coefficients temporels
Performances	
Commentaires	QSE préférable à LSE : besoin d'optimiser le nombre et le placement de capteurs Bien prendre en compte les caractéristiques de l'actionneur (dynamique, temps de réponse, ...) car grande influence sur la boucle fermée.

Etude	CARLSON et al. [33]
Année	2006
Laboratoire(s)	Clear Science Corp., University of California
Type	N
Configuration	Profil NACA-4412 Maillage 2D de 64152 mailles
Conditions	$M = 0,1$ , $Re_c = 1000$
Objectifs	Force de portance constante
Senseurs	8 capteurs de pression pariétaux
Consigne	Réduction ou élimination des oscillations de force
Asservissement	SMART Flow (PI ou LQG + estimation en temps réel des coefficients temporels d'un modèle POD ROM)
Actionneur	Jet continu à l'arrière du profil qui joue sur la portance en modifiant la condition de Kutta, réglage en amplitude
Modèle	POD-ROM (projection de Galerkin)
Performances	Différents tests en différentes conditions
Commentaires	Démonstration de la non linéarité entre l'entrée et la sortie du système

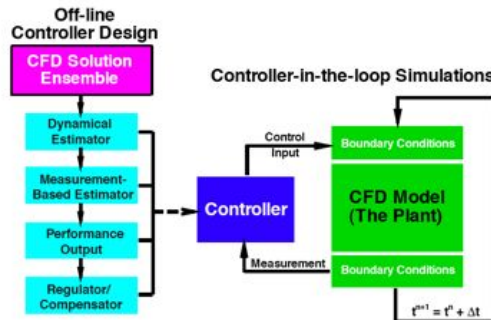


FIGURE A.7 – Diagramme du SMART Flow- tiré de CARLSON et al. [33] (Fig. 1)

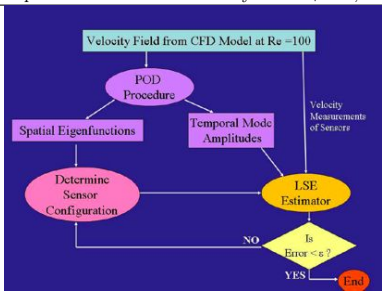
Etude	CASSEL et SARDESAI [34]
Année	2007
Laboratoire(s)	Illinois Institute of Technology, Vienna University of Technology et University of Manchester
Type	N
Configuration	Canal avec fente aspirante dont le débit règle le gradient de pression adverse ( $\alpha = Q_{aspiration}/Q_{in}$ ) Simulation fluide incompressible 2D
Conditions	$Re = 5000$ pour $\alpha = 0,08$ $Re = 10000$ pour $\alpha = 0,3$
Objectifs	Supprimer/retarder le décollement provoqué par le gradient de pression adverse Ecoulement instationnaire
Senseurs	
Consigne	Minimiser une fonctionnelle de coût (retard du décollement + coût énergétique du forçage)
Asservissement	Contrôle sub-optimal Calcul de l'adjoint + résolution des équations en quasi-stationnaire
Actionneur	Modification des conditions aux limites : force pariétale sur la plaque où se situe le décollement
Modèle	
Performances	
Commentaires	Nécessite plus d'énergie que le contrôle optimal

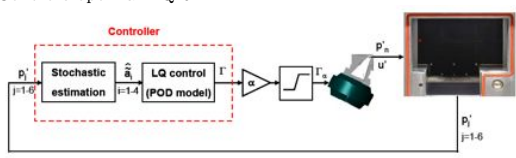
Etude	CHEVALIER et al. [42]
Année	2007
Laboratoire(s)	Swedish Defense Research Agency
Type	T + N
Configuration	Couche limite sur plaque plane DNS, taille de la boîte : $100 \times 10 \times 125,7$ avec $192 \times 65 \times 125,7$ modes de Fourier, Chebyshev, Fourier
Conditions	
Objectifs	Réduction de l'énergie cinétique des perturbations
Senseurs	2 composantes du frottement pariétal et la pression pariétales Estimation stochastique de l'état du système
Consigne	
Asservissement	Contrôle optimal (LQG) avec estimateur d'état
Actionneur	Bande sur la paroi : aspiration/soufflage à débit masse nul
Modèle	
Performances	
Commentaires	L'amélioration de l'estimateur réside dans le design approprié du modèle stochastique des sources de perturbations externes

Etude	CHO et al. [43]
Année	1997
Laboratoire(s)	Wichita State University
Type	T
Configuration	Ecoulements modélisés par les équations de Burger et l'équation d'onde
Conditions	
Objectifs	L'article présente la faisabilité de l'emploi d'un réseau de neurones à quelques problèmes liés aux équations de Burger et d'onde.
Senseurs	
Consigne	
Asservissement	
Actionneur	
Modèle	Réseaux de neurones Simple apprentissage : nécessité de données au préalable Apprentissage adaptatif : réglage en temps réel (nécessite plus de temps et de puissance de calcul)
Performances	Limite de l'étude : le système doit pouvoir être décrit sous forme d'équations pour adapter un méthode de linéarisation en vue de la boucle fermée
Commentaires	

Etude	CHO et al. [44]
Année	2009
Laboratoire(s)	University of Michigan
Type	N
Configuration	Profil SD7003 URANS, $k - \omega$ Wilcox
Conditions	$Re_c = 6 \times 10^4$
Objectifs	Contrôle du décollement
Senseurs	Portance
Consigne	Portance cible
Asservissement	Contrôle adaptatif avec identification RLS du modèle $\mu$ -Markov
Actionneur	Plasma, amplitude de décharge réglable
Modèle	Armarkov/Toeplitz
Performances	
Commentaires	

Etude	COHEN et al. [49]
Année	2004
Laboratoire(s)	Tel Aviv university, US Air Force Academy, TU Delft
Type	N
Configuration	Corps en forme de D La géométrie du cylindre comprend une semi-ellipse dont la hauteur de base est égale à 7 mm et la longueur de 61,25 mm Angle d'attaque : $1^\circ$ DNS 2D, 120000 points, $\Delta t = 0,5$ ms
Conditions	$Re = 300$ , $U_\infty = 34$ m.s <sup>-1</sup> , Shedding frequency $St = 0,165$
Objectifs	Placement des capteurs de pression pour une estimation correcte du modèle POD-ROM par LSE
Senseurs	Capteurs de pression pariétale
Consigne	
Asservissement	
Actionneur	
Modèle	POD-ROM du champ de pression et de vitesse. Estimation des coefficients temporels de la POD-ROM
Performances	
Commentaires	Etude essentiellement dédiée au placement de capteurs de pression

Etude	COHEN et al. [47, 48, 50, 52]
Année	2003 → 2008
Laboratoire(s)	US Air Force Academy
Type	N
Configuration	Cylindre 2D Diamètre : 1 m DNS 2D, maillage non structuré de 31752 éléments, $\Delta t = 0,00147$
Conditions	$U_\infty = 30 \text{ m.s}^{-1}$ $Re = 100$
Objectifs	Contrôle des instabilités absolues de l'allée de Von Karman
Senseurs	COHEN et al. [47] : 5 capteurs de pression COHEN et al. [50] : 12 capteurs de pression + 4 capteurs de vitesse COHEN et al. [52] : Capteurs de vitesse dans le sillage + pression pariétale + frottement
Consigne	Minimisation des modes POD : valeur à 0
Asservissement	P(D) (+ avance de phase - COHEN et al. [52])
Actionneur	Mouvement perpendiculaire du cylindre à l'écoulement infini
Modèle	COHEN et al. [47] : POD-ROM + LSE pour estimation des coefficients temporels COHEN et al. [50] : POD-ROM + LSE puis POD-ROM + réseau de neurones COHEN et al. [52] : Construction DPOD + estimation des modes avec un ARX par réseau de neurones (input : déplacement normalisé du cylindre + $Re$ , output : 15 premiers modes POD)
	 <p style="text-align: center;">FIGURE A.8 – - Stratégie de modélisation tiré de COHEN et al. [47, 48, 50, 52]</p>
Performances	
Commentaires	COHEN et al. [50] : pour l'estimation des 4 premiers modes POD, 4 capteurs de pressions + réseaux de neurones bien plus performants que 4 capteurs de pressions + LSE, pour obtenir le même niveau d'erreur il faut 12 capteurs pour la LSE. DPOD améliore les performances par rapport à SIEGEL et al. [179]

Etude	DEBIASI et al. [63]
Année	2006
Laboratoire(s)	Ohio State University
Type	E
Configuration	Cavité peu profonde Profondeur : $D = 12,7 \text{ mm}$ , longueur $L = 50,8 \text{ mm}$
Conditions	$M = 0,3$ $Re_D = 1 \times 10^5$
Objectifs	Minimisation des coefficients temporels d'un modèle POD ROM (projection de Galerkin) mis à jour en temps réel par estimation stochastique linéaire et quadratique
Senseurs	capteurs de pression dans la cavité
Consigne	Coefficients temporels POD-ROM à zéro
Asservissement	Contrôle optimal LQR
	 <p style="text-align: center;">FIGURE A.9 – Structure de la boucle fermée - tirée de DEBIASI et al. [63] (Fig. 1)</p>
Actionneur	JS, fente inclinée à $30^\circ$ placée à $1 \text{ mm}$ de l'arête dans la cavité
Modèle	La PIV permet de fournir des clichés pour construire une base POD. La projection de Galerkin permet d'obtenir un modèle réduit. Différents modèles sont construits sur plusieurs cas de forçage. Les équations sont modifiées pour introduire l'effet du forçage dans le modèle réduit. La LSE ou QSE permet de remettre à jour les coefficients temporels
Performances	
Commentaires	Travaux en relation avec CARABALLO et al. [30] QSE préférable à LSE : besoin d'optimiser le nombre et le placement de capteurs Bien prendre en compte les caractéristiques de l'actionneur (dynamique, temps de réponse, ...) car grande influence sur la boucle fermée

Etude	GALLAIRE et al. [73]
Année	2004
Laboratoire(s)	LadHyX
Type	N + T
Configuration	Champ de base : corps solide en rotation + écoulement axial
Conditions	
Objectifs	Préserver l'état de l'écoulement en vortex le long d'un canal de longueur finie
Senseurs	Full-state
Consigne	
Asservissement	Contrôle optimal $\mathcal{H}_2$
Actionneur	Perturbation en entrée de domaine
Modèle	
Performances	
Commentaires	

Etude	GLAUSER et al. [77]
Année	2004
Laboratoire(s)	Syracuse University
Type	E
Configuration	Profil NACA-4412 Corde : 20,3 cm Envergure : 60 cm
Conditions	$3 < u_\infty < 70 \text{ m.s}^{-1}$ $Re_c = 170000$ $\alpha \in 13^\circ, 14^\circ, 15^\circ, 16^\circ$
Objectifs	Retarder le décollement
Senseurs	Capteurs pariétaux de pression. Calcul en temps réel du coefficient temporel du premier mode POD à partir d'une estimation linéaire/quadratique stochastique modifiée (mLSE/mQSE) des mesures de pression.
Consigne	Minimiser l'amplitude des coefficients temporels d'un modèle POD-ROM
Asservissement	P
Actionneur	3 JS à 2000 Hz, modulation de l'amplitude pour modification de la fréquence
Modèle	POD-ROM construit à partir de la PIV
Performances	
Commentaires	Première utilisation de la POD-ROM + mLSE pour la boucle fermée Le coefficient temporel du premier mode POD-ROM devient après quelques opérations la modulation d'amplitude du jet

Etude	GROSS et FASEL [81]
Année	2007
Laboratoire(s)	University of Arizona
Type	N
Configuration	1 - LPT blade 2 - NACA 643-618 DNS, Volumes finis compressible, 2D
Conditions	1 - $Re_c = 20000$ , $M = 0, 1$ , 88140 mailles 2 - $Re_c = 75000$ , $M = 0, 1$ , 160000 mailles
Objectifs	Maximisation de la finesse et minimisation de l'effort de contrôle
Senseurs	$C_x$ et $C_y$
Consigne	Minimisation fonctionnelle de coût $\mathcal{J} = \frac{1}{2} C_x + \frac{1}{2} V_{jet}^2$
Asservissement	Auto adaptatif PD (gain + avance de phase)
Actionneur	Fente avec soufflage et aspiration normale
Modèle	
Performances	$RC \approx 10 \text{ s}$ (cf. courbes)
Commentaires	

Etude	Gu et al. [82]
Année	2008
Laboratoire(s)	University of Leicester
Type	T + Résultats E
Configuration	Jet + jet secondaire
Conditions	$22 \leq u_{jet} \leq 72 \text{ m.s}^{-1}$
Objectifs	Vectorisation d'un jet primaire par un jet secondaire
Senseurs	Déflexion du jet et réglages des jets
Consigne	Angle de déflexion
Asservissement	LPV robuste (linear parameter varying) sur système en représentation LFT (linear fractional transformation)
Actionneur	Jet secondaire
Modèle	Identification d'un modèle d'état de la vectorisation de jet par jet secondaire établie à partir de données expérimentales
Performances	$TC \approx 10 \text{ s}$
Commentaires	Il est montré qu'une synthèse robuste peut être utile pour le design d'un contrôleur LPV avec une représentation du système sous forme LFT

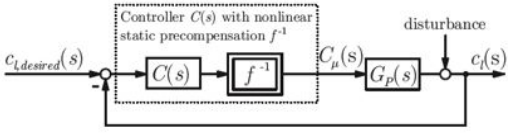
Etude	GÜNTHER et al. [83]
Année	2007
Laboratoire(s)	Berlin University of Technology
Type	N
Configuration	Profil 2D hypersustenté (profil + bec + volet) SCCH Angle d'attaque : $6^\circ$ Angle braquage volet : $37^\circ$ Angle braquage bec : $26,5^\circ$ URANS + modèle LLR $k - \omega$ de Rung, 90000 mailles
Conditions	$Re_c = 10^6$
Objectifs	Contrôle robuste (au sens stabilité) de la portance
Senseurs	Portance
Consigne	Valeur de la portance
Asservissement	I et PI Précompensation par une exponentielle pour linéariser 
Actionneur	JS placé à 4,1% de corde derrière le bord d'attaque du volet Réglage de l'amplitude $C_{\mu} \in [10 \times 10^{-5} \ 100 \times 10^{-5}]$ Fréquence excitation : $\mathcal{F}^+ = 0,6$
Modèle	Modèle boîte noire linéaire (fonction de transfert ordre 1 et 2) pour régler les correcteurs
Performances	Robustesse des boucles vis-à-vis de la stabilité PI : $TC \approx 5 \text{ s}$ I : $TC \approx 10 \text{ s}$
Commentaires	Utilisation du modèle linéaire boîte noire car réponse du système à un step quasi-linéaire.

FIGURE A.10 – Schéma bloc du système de contrôle - tiré de GÜNTHER et al. [83] (Fig. 5)

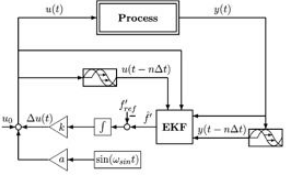
Etude	HENNING et al. [87]
Année	2008
Laboratoire(s)	Technical University of Berlin
Type	E
Configuration	1 - Corps en forme de D 2 - Corps de Ahmed 3D
Conditions	1 - $Re_h = 46000$ 2 - $Re_h \in [96000 \ 106000]$
Objectifs	Améliorer l'algorithme du slope-seeking
Senseurs	Capteurs de pression pariétale
Consigne	Minimiser la traînée
Asservissement	A - SS (slope-seeking) B - SS + estimation du gradient par modèle linéaire du second ordre C - SS + estimation du gradient par filtre de kalman étendu 
Actionneur	JS réglables en amplitude
Modèle	
Performances	1 + A : $TC = 10 \text{ s}$ 1 + B : $0,8TC_{1+A}$ 1 + C : $0,33TC_{1+A}$ 2 + A : $TC = 30 \text{ s}$ 2 + D : $TC = 80 \text{ s}$
Commentaires	

FIGURE A.11 – Schéma bloc du slope-seeking avec estimation du gradient par filtre de Kalman étendu - tiré de HENNING et al. [87] (Fig. 5)

D - SS + amplitude adaptative

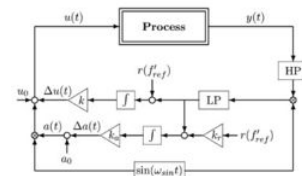


FIGURE A.12 – Schéma bloc du slope-seeking avec amplitude adaptative - tiré de HENNING et al. [87] (Fig. 3)



Etude	HUANG et KIM [92]
Année	2008
Laboratoire(s)	University of California
Type	N
Configuration	Décollement sur plaque plane provoqué par un gradient de pression adverse Simulation 2D équations NS, 769 × 193 points
Conditions	
Objectifs	Contrôle du décollement sur modèles
Senseurs	Pression pariétale
Consigne	Minimisation fonctionnelle de coût basée sur les fluctuations de pression aux points de mesures
Asservissement	Contrôle optimal LQG
Actionneur	Vitesse normale à la paroi
Modèle	1 - ARX 2 - Subspace (filtre de Kalman)
Performances	$TC \approx 15 s$
Commentaires	Le modèle subspace est plus robuste aux bruits que l'ARX Un modèle linéaire + bruit peut donner un modèle non linéaire LQG sur approximation linéaire du système Méthode non limitée à la plaque plane, peut être appliquée sur résultats expérimentaux

Etude	ISRAEL et al. [96]
Année	2002
Laboratoire(s)	University of Arizona
Type	N
Configuration	Bosse générique (demi-profil Glauert Glass II)
Conditions	
Objectifs	Contrôle du décollement
Senseurs	Capteurs de pression et full-state
Consigne	
Asservissement	1 - Placement aux pôles + full-state + Observateur de Luenberger 2 - Contrôle optimal LQG [+ modification pour réglage interne automatique du gain]
Actionneur	JS réglable en amplitude
Modèle	1 - Modèle linéaire d'ordre 6
Performances	
Commentaires	

Etude	JEON et CHOI [98]
Année	2007
Laboratoire(s)	School of Mechanical and Aerospace Engineering, Seoul National University
Type	N
Configuration	Sphère 3D Immersed boundary method, $Re = 300 : 289(x) \times 161(r) \times 65(\theta)$ points et $Re = 425 : 449(x) \times 161(r) \times 65(\theta)$ points
Conditions	$Re = 300$ et $Re = 425$
Objectifs	Réduction des fluctuations des coefficients de traînée et de portance
Senseurs	Mesure de la vitesse radiale le long de la ligne de symétrie du sillage
Consigne	Valeur à zéro
Asservissement	P
Actionneur	JS : soufflage et aspiration sur une bande de la sphère
Modèle	
Performances	$TC \approx 50 s$
Commentaires	Soufflage en phase et opposition de phase avec la vitesse mesurée sur la ligne de symétrie du sillage Correcteur très sensible

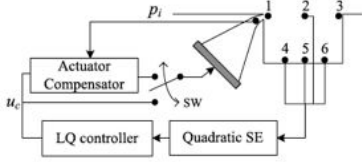
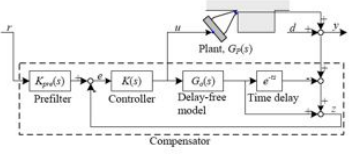
Etude	JOE et al. [99]
Année	2008-2010
Laboratoire(s)	California Institute of Technologie, Morthestern University
Type	N
Configuration	Plaque plane en grande incidence $\alpha \in 30^\circ 40^\circ$ 2D, compressible, immersed boundary projection method, maillage $250 \times 250$ , $\Delta t = 0,004 s$
Conditions	$Re = 300$
Objectifs	Contrôler le vortex shedding
Senseurs	Portance
Consigne	Obtention d'un cycle forcé limite avec une portance moyenne maximale en fixant la phase de l'écoulement au cycle de shedding désiré
Asservissement	P modifié avec des sinusoides
Actionneur	2 JP périodique : bord d'attaque et bord de fuite
Modèle	
Performances	
Commentaires	Le contrôleur démodule le signal de portance et le moyenne grâce à un filtre passe-bas + ajoute d'un retard de phase. Une remodulation donne le signal de forçage avec une phase spécifique

Etude	KANG et CHOI [103]
Année	2002
Laboratoire(s)	School of Mechanical and Aerospace Engineering, Seoul National University
Type	N
Configuration	Marche descendante LES, $151 \times 56 \times 64$ points
Conditions	$Re_h = 5100$
Objectifs	Augmenter le mélange
Senseurs	Fluctuations de pression pariétale prises sur une bande à $x = Cte$
Consigne	Minimisation fonctionnelle
Asservissement	Contrôle suboptimal
Actionneur	Jet à fente inclinée $45^\circ$ en haut de la marche, vitesse modifiée le long de la fente, débit masse nul
Modèle	
Performances	
Commentaires	

Etude	KEGERISE et al. [104]
Année	2002
Laboratoire(s)	NASA Langley, University of Florida
Type	E
Configuration	Cavité $l = 152,4 \text{ mm}$ et $d = 30,48 \text{ mm}$
Conditions	$M = 0,275, 0,40$ et $0,60$
Objectifs	Contrôle de l'acoustique
Senseurs	2 capteurs de pression
Consigne	Minimiser le niveau sonore
Asservissement	GPC, Adaptatif auto réglable
Actionneur	Lame piézoélectrique vibrante à $\approx 1200 \text{ Hz}$
Modèle	Fonction de transfert, MA et ARMA
Performances	
Commentaires	Les résultats ne permettent pas de conclure sur l'ordre du modèle (étudié jusqu'à 100). Le modèle MA n'est pas employable pour modéliser la cavité. Le modèle ARMA permet de représenter la dynamique du système.

Etude	KEGERISE et al. [105]
Année	2004
Laboratoire(s)	NASA Langley, University of Florida
Type	E
Configuration	Cavité $l = 152,4 \text{ mm}$ et $d = 30,48 \text{ mm}$
Conditions	$M = 0,275$
Objectifs	Contrôle de l'acoustique
Senseurs	2 capteurs de pression
Consigne	Minimiser le niveau sonore
Asservissement	GPC avec modèle ARX, adaptatif auto réglable
Actionneur	Lame piézoélectrique vibrante à $\approx 1200 \text{ Hz}$
Modèle	ARX
Performances	
Commentaires	Suppression multiple des modes de Rossiter

Etude	KIM et al. [108]
Année	2006
Laboratoire(s)	Ohio State University, Texas A&M University
Type	N
Configuration	Rampe arrondie 2D, incompressible, laminaire, NS spectral
Conditions	$U = 20 \text{ m.s}^{-1}$
Objectifs	Contrôle du décollement
Senseurs	1 capteur de pression pariétal
Consigne	Pression cible
Asservissement	PI sur NARMAX
Actionneur	JS réglable en fréquence
Modèle	NARMAX (signal temporel de la pression en fonction de la fréquence) + filtre passe-bas
Performances	Dépend du réglage de $K_p$ et $K_I$
Commentaires	

Etude	KIM et al. [109]
Année	2007 et 2008
Laboratoire(s)	Ohio State University
Type	E
Configuration	Cavité peu profonde Profondeur : $D = 12,7 \text{ mm}$ , longueur $L = 50,8 \text{ mm}$
Conditions	$M = 0,3$
Objectifs	Contrôle des modes acoustiques de la cavité
Senseurs	Capteurs de pressions + QSE pour estimation des coefficients des modes POD-ROM
Consigne	Minimisation des coefficients temporels POD-ROM
Asservissement	Synthèse $\mathcal{H}_\infty$ avec prédicteur de Smith pour le compensateur de l'actionneur Contrôle optimal LQ
	 <p>FIGURE A.13 – Descriptif schématique de la boucle de contrôle - tiré de KIM et al. [110] (Fig. 11)</p>
Actionneur	JS, fente inclinée à $30^\circ$ placée à $1 \text{ mm}$ de l'arête dans la cavité
Modèle	Modèle de la dynamique de l'actionneur par une fonction de transfert (N4SID MatLab)
	 <p>FIGURE A.14 – Compensateur de l'actionneur - tiré de KIM et al. [110] (Fig. 8)</p>
Performances	
Commentaires	Modélisation de la dynamique de l'actionneur pour obtenir de meilleurs performances en boucle fermée

Etude	KIM et al. [111]
Année	2009
Laboratoire(s)	Ohio State University
Type	E
Configuration	Cavité peu profonde Profondeur : $D = 12,7 \text{ mm}$ , longueur $L = 50,8 \text{ mm}$
Conditions	Variation de $M = 0,3$ à $M = 0,38$ $Re_D = 1 \times 10^5$
Objectifs	Contrôle de la résonance acoustique
Senseurs	Capteurs de pression dans la cavité
Consigne	
Asservissement	Synchronisation de phase + paramètres adaptés automatiquement par un extremum-seeking
Actionneur	JS, fente inclinée à $30^\circ$ placée à $1 \text{ mm}$ de l'arête dans la cavité
Modèle	
Performances	
Commentaires	Algorithme robuste au changement de vitesse de l'écoulement infini

Etude	Thèse KIM [106]
Année	2005
Laboratoire(s)	Texas A&M University
Type	E+N
Configuration	Rampe arrondie
Conditions	$18 \leq U_\infty \leq 22 \text{ m.s}^{-1}$
Objectifs	Contrôle du décollement
Senseurs	1 capteur de pression pariétale
Consigne	Maximisation de la pression
Asservissement	PI
Actionneur	JS réglable en fréquence
Modèle	NARMAX
Performances	$TC \approx 1000 - 2000$ pas de temps
Commentaires	

Etude	KING et al. [112]
Année	2004
Laboratoire(s)	Technical University of Berlin
Type	E
Configuration	1 - Marche descendante $h = 20 \text{ mm}$ 2 - Rampe avec profil NACA 4412 3 - Diffuseur
Conditions	
Objectifs	Contrôle de la longueur de décollement
Senseurs	1 - Quatre rangées de capteurs de pression pariétale : calcul des fluctuations de pression puis filtrage avec filtre de Kalman pour obtenir la position du point de recollement 2 et 3 - Capteurs de pression pariétale
Consigne	Minimiser la longueur de décollement au travers de la mesure des fluctuations de pression
Asservissement	Marche : a- Contrôle $\mathcal{H}_\infty$ + modèle boîte noire linéaire b - Contrôle $\mathcal{H}_\infty$ MIMO c - Extremum-seeking MISO Rampe avec profil : Contrôle $\mathcal{H}_\infty$ Diffuseur : extremum-seeking
Actionneur	1 - 4 JS fréquence et amplitude réglables
Modèle	Modèle linéaire d'ordre 2
Performances	$TC \approx 10 - 15 \text{ s}$
Commentaires	$C_p = 0$ donne la position du décollement

Etude	KRSTIĆ et al. [116]
Année	2002
Laboratoire(s)	University of California, San Diego
Type	N
Configuration	Canal, $L=3p$ , $R=1$ Maillage structuré, $2^{nd}$ ordre en espace et en temps, équation de Poisson pour la pression
Conditions	$Re = 2100$
Objectifs	Augmentation du mélange dans un canal circulaire 3D
Senseurs	Perte de charge
Consigne	
Asservissement	LQ, contrôle basé sur les équations de Lyapunov
Actionneur	Vitesse normale à la paroi telle que $v(\theta + \pi) = -v(\theta)$ (condition de débit masse nul)
Modèle	
Performances	
Commentaires	

Etude	KUMAR et RAJESH [117]
Année	2004
Laboratoire(s)	Vikram Sarabhai Space Center, Indian Institute of Technology
Type	N
Configuration	Plaque plane en écoulement supersonique NS compressible 2D, pas de force extérieure
Conditions	$T_\infty = 288,16 \text{ K}$ , $p_\infty = 101325 \text{ Pa}$ , $Re = 1000$ , $M = 4$
Objectifs	Contrôle de la pression dans la cavité de l'actionneur
Senseurs	Rapport de pression $p/p_\infty$
Consigne	Rapport $p/p_\infty$ cible
Asservissement	P
Actionneur	Jet commandé par une différence de pression
Modèle	
Performances	$TC \approx 1 \text{ s}$
Commentaires	Etude du gain optimal pour différentes consignes avec des écoulements transverses à différents nombres de Mach. Une simple boucle permet d'imposer une pression statique en un point désiré.

Etude	KUTAY et al. [118]
Année	2007
Laboratoire(s)	Georgia Institute of Technology
Type	E
Configuration	Prifl 2D NACA 4415 Corde : 457 mm
Conditions	$Re = 8,55 \times 10^5$
Objectifs	Contrôle de l'angle d'attaque
Senseurs	Angle d'attaque + dérivée seconde de l'angle d'attaque
Consigne	Angle d'attaque cible
Asservissement	Adaptatif Boucle interne : asservissement couple moteur avec un PD + compensateur de dynamique linéaire (root locus) Boucle externe : actionneur avec PID avec correcteur à réseau de neurones (amélioration robustesse vis-à-vis des changements de conditions de vol)
	FIGURE A.15 – Boucle de contrôle - tirée de KUTAY et al. [118] (Fig.3)
Actionneur	JS, $St \in [26\ 36]$ , $f \in [1770\ 2350]Hz$ , amplitude modulée, $C_{\mu\ max} = 0,001$
Modèle	Réseau de neurones Représentation d'état par filtre de Kalman
Performances	
Commentaires	

Etude	LEE et al. [126]
Année	2009
Laboratoire(s)	Korea Advanced Institute of Science and Technology
Type	N
Configuration	Cylindre 2D
Conditions	$Re = 120$
Objectifs	Contrôle du vortex shedding
Senseurs	Coefficient de portance $C_l$
Consigne	Déphasage cible avec le laché tourbillonnaire
Asservissement	Correcteur par fonction de transfert du $2^{nd}$ ordre
Actionneur	Rotation oscillatoire du cylindre
Modèle	Equation de Van der Pol (utilisée pour modéliser des oscillateurs entretenus)
Performances	$TC \approx 50\ s$
Commentaires	

Etude	LOU et al. [131]
Année	2002
Laboratoire(s)	Florida A&M University, Florida State University, MIT
Type	E
Configuration	Jet supersonique contre une plaque plane
Conditions	Diamètre col tuyère (d) : 2,54 cm, diamètre sortie tuyère : 2,75 cm, distance tuyère-paroi réglable $\in [2d\ 5d]$
Objectifs	Contrôle d'un jet supersonique contre une paroi
Senseurs	Pression (Kulite) + niveau sonore (microphone) + estimation du mode POD dominant
Consigne	Minimisation du mode POD dominant
Asservissement	« Mode matched strategy »
Actionneur	16 microjets en cercle autour de la tuyère ( $\varnothing = 400\ mm$ , $\alpha = 20^\circ$ )
Modèle	
Performances	
Commentaires	

Etude	MIN et CHOI [141]
Année	1999
Laboratoire(s)	School of Mechanical and Aerospace Engineering, Seoul National University
Type	N
Configuration	Cylindre 2D NS compressible, $321 \times 121$ points
Conditions	$Re = 100$ , $Re = 160$
Objectifs	Contrôle du vortex shedding
Senseurs	Pression sur une zone réduite
Consigne	3 fonctionnelles de coût différentes
Asservissement	Contrôle suboptimal
Actionneur	Soufflage et aspiration à la surface du cylindre
Modèle	
Performances	
Commentaires	

Etude	NGUYEN et al. [147]
Année	2006 + 2007
Laboratoire(s)	NASA
Type	N off-line E on-line
Configuration	Stator cascade (aubes)
Conditions	
Objectifs	Contrôle des décollements sur aubes d'un étage
Senseurs	Perte de charge turbomachine
Consigne	Minimisation perte de charge
Asservissement	Contrôle adaptatif
	FIGURE A.16 – Architecture du contrôle- tirée de NGUYEN et al. [148] (Fig. 5)
Actionneur	Injection d'air sur les ailettes
Modèle	Modèle physique sur équation Euler 1D
Performances	
Commentaires	Le contrôle est basé sur un modèle physique utilisant l'équation instationnaire d'Euler 1D + paramètre de perte de charge qui représente la dissipation visqueuse associée au décollement. La perte de charge totale est estimée en utilisant une estimation RLS basée sur une relation quadratique avec l'injection d'air. Méthode quasi-statique efficace en utilisant uniquement la pression totale en sortie du système sans avoir besoin d'un observateur (requis dans l'approche LQR standard).

Etude	OGAWARA et al. [150]
Année	2008
Laboratoire(s)	Yamaguchi University, Yokohama National University
Type	E + N
Configuration	Profil NACA 0012, corde : 60 mm
Conditions	$U_\infty = 3 \text{ m.s}^{-1}$ , $Re_c \approx 12000$
Objectifs	Réduction de la traînée par le contrôle du décollement
Senseurs	Vitesse dans le sillage mesurée par fil chaud
Consigne	
Asservissement	« Delayed feedback control » $G = K(u(t - \tau) - u(t))$ JS en marche si $G > 0$ , éteint sinon
Actionneur	Plasma JS au niveau du bord d'attaque
Modèle	
Performances	
Commentaires	Possibilité d'améliorations avec de nouvelles lois de contrôle et d'autres positions de l'actionneur et de la mesure.

Etude	PASTOOR et al. [156]
Année	2008
Laboratoire(s)	Berlin University of Technology, Northeastern University
Type	E
Configuration	D-shaped body, L=262 mm, H=555 mm et W=550 mm
Conditions	$U_{\infty max} = 20 m.s^{-1}$ , $Re \in [23000 \ 70000]$
Objectifs	Contrôle de la traînée
Senseurs	$3 \times 3$ capteurs de pression au culot + traînée
Consigne	Minimisation de la traînée
Asservissement	1 - Slope-seeking : modification de l'amplitude, fréquence fixe ( $St = 0,15$ ) 2 - Synchronisation : contrôle de phase avec estimation de la phase par filtre de Kalman étendu, fréquence en commande
FIGURE A.17 – Contrôle de phase - tiré de PASTOOR et al. [156] (Fig. 14)	
Actionneur	JS, fente de 1 mm, largeur de 250 mm
Modèle	Modèle de vorticité : description de l'interaction entre la couche de mélange et la dynamique du sillage. L'objectif est de les découpler. Intégration de ce modèle dans le filtre de Kalman �tendu.
Performances	15% de réduction de traînée avec augmentation de pression au culot de 40% Rapport entre énergie du contrôle et énergie gagnée < 1
Commentaires	L'efficacité du contrôleur et le faible coût énergétique reposent sur une bonne compréhension de la physique et de l'élaboration d'un modèle fiable.

Etude	PINIER et al. [158]
Année	2007
Laboratoire(s)	Syracuse University
Type	E
Configuration	Profil NACA-4412 Corde : 20,3 cm Envergure : 60 cm
Conditions	$u_{\infty} = 10 m.s^{-1}$ $Re_c = 135000$
Objectifs	Retarder le décollement
Senseurs	11 capteurs de pression + estimation par mL/mQSE du premier mode POD
Consigne	Minimisation du premier mode POD (consigne à 0)
Asservissement	P
Actionneur	14 jets synthétiques placés à proximité du bord d'attaque, largeur fente : 0,5 mm, largeur cavité : 3,2 cm, fréquence fixe à 800 Hz, réglable en amplitude
Modèle	POD-ROM construit à partir de la PIV
Performances	
Commentaires	Le premier mode POD devient après quelques opérations la modulation du signal du jet. Cette étude valide l'utilisation de l'estimation temps réel des paramètres d'un modèle réduit. Elle ouvre des perspectives pour des commandes plus sophistiquées et utilise une boucle fermée en temps réel.

Etude	RAPOPORT et al. [160]
Année	2002 - 2003
Laboratoire(s)	Faculty of Engineering, Tel-Aviv
Type	E
Configuration	Jet turbulent
Conditions	
Objectifs	Déviation d'un jet par un jet synthétique
Senseurs	1 fil chaud + pression dans la cavité
Consigne	Angle de déflexion
Asservissement	1 - PID 2 - IMC
FIGURE A.18 – Boucle de contrôle - tiré de RAPOPORT et al. [161] (Fig. 9)	
Actionneur	Jet synthétique sur 1/4 de la circonférence de la sortie du jet turbulent, amplitude réglable
Modèle	Fonction de transfert de $2^{nd}$ ordre
Performances	$TC < 1 s$
Commentaires	

Etude	SAMIMY et al. [166] et YUAN et al. [212]
Année	2004 - 2007
Laboratoire(s)	Ohio State University, Air Force Research Laboratory
Type	E
Configuration	Cavité peu profonde Profondeur : $D = 12,7 \text{ mm}$ , longueur $L = 50,8 \text{ mm}$
Conditions	$M = 0,3$ $Re_D = 1 \times 10^5$
Objectifs	Contrôle des modes acoustiques
Senseurs	capteurs de pression dans la cavité + QSE
Consigne	Minimisation des coefficients temporels d'un modèle POD ROM (projection de Galerkin) mis à jour en temps réel par estimation stochastique quadratique.
Asservissement	Contrôle optimal LQ
Actionneur	JS, fente inclinée à $30^\circ$ placée à $1 \text{ mm}$ de l'arête dans la cavité
Modèle	La PIV permet de fournir des clichés pour construire une base POD. La projection de Galerkin permet d'obtenir un modèle réduit. Différents modèles sont construits sur différents cas de forçage. Les équations sont modifiées pour introduire l'effet du forçage dans le modèle réduit. La QSE permet de remettre à jour les coefficients temporels.
Performances	
Commentaires	Champ de base : statistique de l'écoulement non contrôlé

Etude	SEIDEL et al. [172]
Année	2005
Laboratoire(s)	U.S. Air Force Academy
Type	N
Configuration	DNS cylindre 2D
Conditions	$Re = 100$ , $M = 0,1$ , $U = 34 \text{ m.s}^{-1}$
Objectifs	Contrôle des instabilités absolues de l'allée de Von Karman du sillage
Senseurs	5 rangées de 7 capteurs de vitesses dans le sillage + LSE pour estimation des coefficients POD-ROM
Consigne	Minimisation énergie des modes POD
Asservissement	PD (gain + avance de phase)
Actionneur	Déplacement perpendiculaire à l'écoulement infini du cylindre
Modèle	POD-ROM (POD + projection de Galerkin + LSE)
Performances	
Commentaires	$K = 0,001$ , convergence vers une oscillation sinusoïdale du cylindre

Etude	SIEGEL et al. [177]
Année	2004
Laboratoire(s)	U.S. Air Force Academy
Type	E
Configuration	Cylindre dans canal hydrodynamique, $\varnothing = 6,35 \text{ mm}$
Conditions	$Re = 100$
Objectifs	Suppression du vortex shedding
Senseurs	Capteurs de vitesses dans le sillage
Consigne	Minimiser l'amplitude du premier mode POD
Asservissement	PD (gain + avance de phase)
Actionneur	Déplacement perpendiculaire à l'écoulement infini du cylindre
Modèle	POD-ROM (POD + projection de Galerkin + LSE)
Performances	PD (gain + avance de phase) plus performant que P seul
Commentaires	Un sillage parfaitement 2D d'un cylindre peut devenir 3D en raison d'un contrôle en boucle fermée



Etude	SIEGEL et al. [179]
Année	2006
Laboratoire(s)	U.S. Air Force Academy
Type	N
Configuration	DNS cylindre 2D Maillage non structuré, 63700 noeuds
Conditions	$Re = 100$
Objectifs	Contrôle des instabilités absolues de l'allée de Von Karman du sillage
Senseurs	35 (+ 65) capteurs de vitesses dans le sillage + LSE amplitudes modes POD-ROM
Consigne	Minimisation amplitude premier mode POD
Asservissement	PD (gain + avance de phase) sur premier mode DPOD
	FIGURE A.19 – Structure de la boucle de régulation - tiré de SIEGEL et al. [179] (Fig. 1)
Actionneur	Déplacement perpendiculaire à l'écoulement infini du cylindre
Modèle	POD-ROM (POD + projection de Galerkin + LSE)
Performances	
Commentaires	

Etude	SIEGEL et al. [180]
Année	2007
Laboratoire(s)	U.S. Air Force Academy
Type	N
Configuration	DNS cylindre 2D Maillage non structuré, 63700 noeuds
Conditions	$Re = 100$
Objectifs	Contrôle des instabilités absolues de l'allée de Von Karman du sillage
Senseurs	35 capteurs de vitesses dans le sillage + estimation par réseau de neurones des coefficients DPOD-ROM
Consigne	Minimisation amplitude premier mode DPOD
Asservissement	1 - SISO PD sur premier mode DPOD 2 - MISO PD sur premier mode DPOD + « shift mode »
Actionneur	Déplacement perpendiculaire à l'écoulement infini du cylindre
Modèle	DPOD-ROM (DPOD + projection de Galerkin + LSE) DPOD = POD + mode de déplacement (« shift mode »). Regroupement de plusieurs POD avec le contrôle. Les coefficients des modes sont identifiés avec un réseau de neurones
Performances	
Commentaires	Nécessité de faire du MISO en raison d'une lente divergence du mode « shift mode » en SISO

Etude	SINHA et al. [185]
Année	2010
Laboratoire(s)	Ohio State University
Type	E
Configuration	Jet, $\varnothing = 25,4 \text{ mm}$
Conditions	$M = 0,9$ , $Re_{\varnothing} = 6,4 \times 10^5$
Objectifs	Minimiser les fluctuations de pression du mode axisymétrique. Maximiser les fluctuations de la somme des composantes axisymétriques et du premier mode hélicoïdal de la pression.
Senseurs	Prise de pression, 8 Kulites en cercle
Consigne	Fonctionnelle de coût à minimiser/maximiser
Asservissement	Optimisation sans gradient 1 - Algorithme de Nelder-Mead 2 - Algorithme de Kiefer-Wolfowitz
Actionneur	Plasma en sortie de jet
Modèle	
Performances	$TC \approx 2 \text{ s}$
Commentaires	

Etude	SONG et al. [189]
Année	2007
Laboratoire(s)	University of Florida
Type	E
Configuration	Profil NACA 0025 Corde : 15,24 cm
Conditions	$Re_c = 120000$ , $U_{\infty} = 12 \text{ m.s}^{-1}$ , $\alpha \in [12^{\circ} \text{ } 20^{\circ}]$
Objectifs	Contrôle du décollement
Senseurs	Pression pariétale
Consigne	Suppression de l'énergie des fluctuations de pression/vitesses sur l'extrados
Asservissement	1 - MIMO GPC 2 - SISO GPC 3 - SISO Adaptatif avec algorithme Armarkov de rejet de perturbations

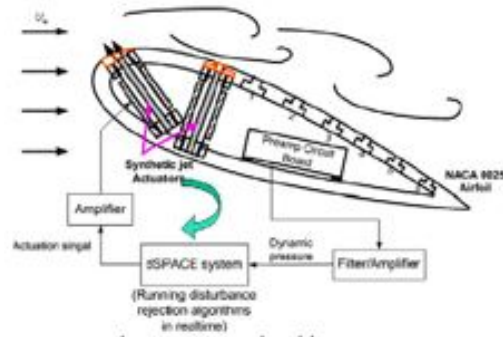


FIGURE A.20 – Architecture du contrôle - tirée de SONG et al. [189] (Fig. 2)

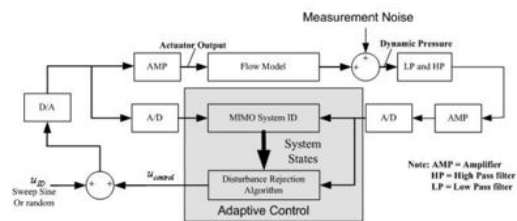


FIGURE A.21 – Schéma bloc de l'algorithme de rejet de perturbations - tiré de SONG et al. [189] (Fig. 3)

Actionneur	JS, $\varnothing = 0,5 \text{ mm}$
Modèle	Modèle Armarkov
Performances	Finesse améliorée d'un facteur 7 pour $\alpha = 12^{\circ}$ , écoulement partiellement attaché à $\alpha = 20^{\circ}$
Commentaires	

Etude	SUZUKI et al. [192]
Année	2004
Laboratoire(s)	California Institute of Technologie
Type	N
Configuration	Rampe de diffuseur DNS, 2D, 90751 points
Conditions	$M = 0,4$ , $Re = 4000$
Objectifs	Contrôle du vortex shedding d'un décollement de rampe
Senseurs	12 capteurs de pression régulièrement espacés sur la paroi dans la zone de décollement
Consigne	Pulse lorsque la circulation estimée dépasse un seuil
Asservissement	Calcul de la circulation + seuil
Actionneur	JS représenté par des termes sources dans NS, 1 pour soufflage et 1 pour aspiration. Signal en pulse.
Modèle	Construction d'un modèle de vorticité basé sur la circulation et la perte de charge
Performances	
Commentaires	

Etude	TIAN et al. [193]
Année	2006
Laboratoire(s)	University of Florida
Type	E
Configuration	Profil NACA 0025 Corde : 15,24 cm
Conditions	$Re_c = 120000$ . $U_\infty = 12 \text{ m.s}^{-1}$ , $\alpha \in [12^\circ \text{ } 20^\circ]$
Objectifs	Contrôle du décollement
Senseurs	Pression pariétale
Consigne	Suppression de l'énergie des fluctuations de pression/vitesses sur l'extrados
Asservissement	SISO Adaptatif avec algorithme Armarkov de rejet de perturbations
Actionneur	JS, $\varnothing = 0,5 \text{ mm}$
Modèle	Modèle Armarkov
Performances	
Commentaires	

Etude	WILLIAMS et al. [203]
Année	2007
Laboratoire(s)	Illinois Institue of Technologie, Princeton University
Type	E
Configuration	Cavité, écoulement supersonique
Conditions	$M = 1,86$
Objectifs	Suppression modes de Rossiter
Senseurs	3 prises de pression pariétale (1 plaque amont + 2 cavité)
Consigne	Minimisation du niveau sonore
Asservissement	Phase et gain réglés manuellement
Actionneur	JS � 800 Hz avec amplitude variable
Modèle	
Performances	
Commentaires	Synchronisation en boucle fermée des perturbations avec la résonance de cavité

Etude	WILLIAMS et al. [204]
Année	2010
Laboratoire(s)	Illinois Institute of Technology
Type	E
Configuration	Aile semi-circulaire
Conditions	$\alpha = 20^\circ$ , $U = 3 - 9 \text{ m.s}^{-1}$
Objectifs	Contrôle du décollement
Senseurs	Coefficient de portance mesuré par balance aérodynamique
Consigne	Réduction de la traînée
Asservissement	PI avec ajout d'une influence de la consigne (type feedforward)
Actionneur	$\mu$ -JP au bord d'attaque
Modèle	Modèle boîte-noire linéaire d'ordre 1 et 4 de la réponse dynamique de la portance
Performances	
Commentaires	Modèle d'ordre 4 n'est pas adapté aux objectifs

Etude	YAN et al. [206]
Année	2004 - 2006
Laboratoire(s)	Ohio State University
Type	E
Configuration	Cavité peu profonde Profondeur : $D = 12,7 \text{ mm}$ , longueur $L = 50,8 \text{ mm}$
Conditions	$M = 0,3$ $Re_D = 1 \times 10^5$
Objectifs	Contrôle du mode principal de Rossiter
Senseurs	Capteurs de pression dans la cavité
Consigne	Minimisation du mode principal de Rossiter
Asservissement	1 - $\mathcal{H}_\infty$ de MatLab 2 - Smith predictor 3 - PID : PP parallèle avec retard 4 - $\mathcal{H}_\infty$ + PID : PP parallèle avec retard
Actionneur	JS, fente inclinée à $30^\circ$ placée à $1 \text{ mm}$ de l'arête dans la cavité
Modèle	Modèle physique : fonction de transfert du $n^{nd}$ ordre + retard
Performances	$TC \approx 0,01 \text{ s}$
Commentaires	

**Autospectres du cas non contrôlé  
basés sur les signaux de pression  
pariétale  $p_w(x, z)$**

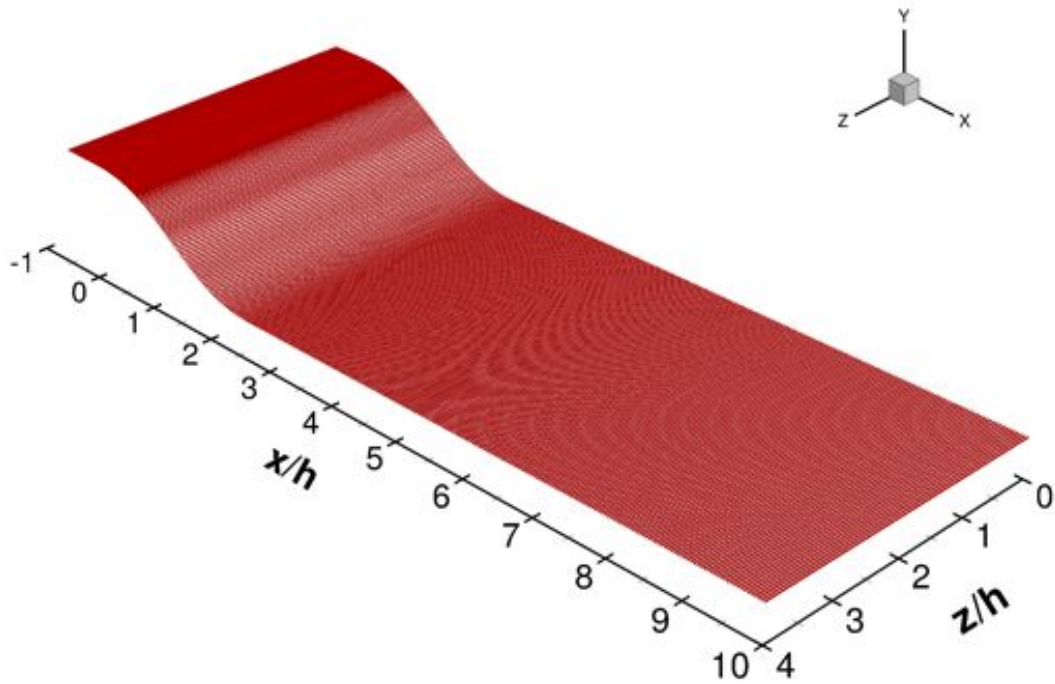


FIGURE B.1 – Position des 269 lignes de 319 capteurs (sphères rouges) de pression pariétale.

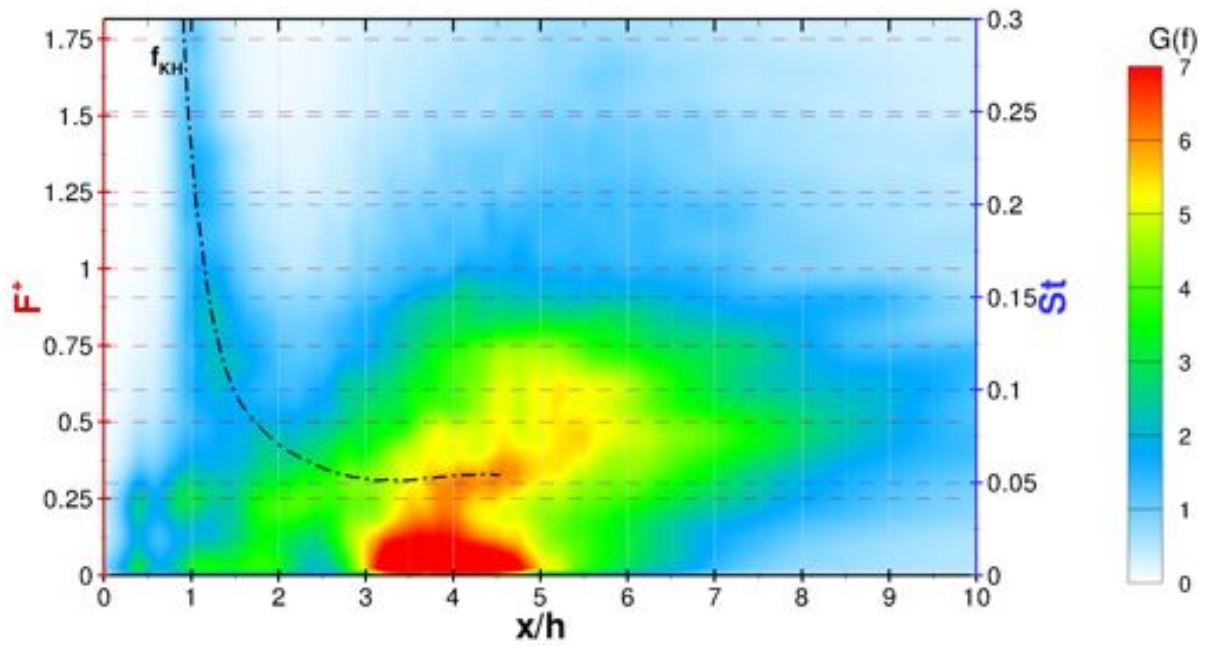


FIGURE B.2 – Densité spectrale moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$ .

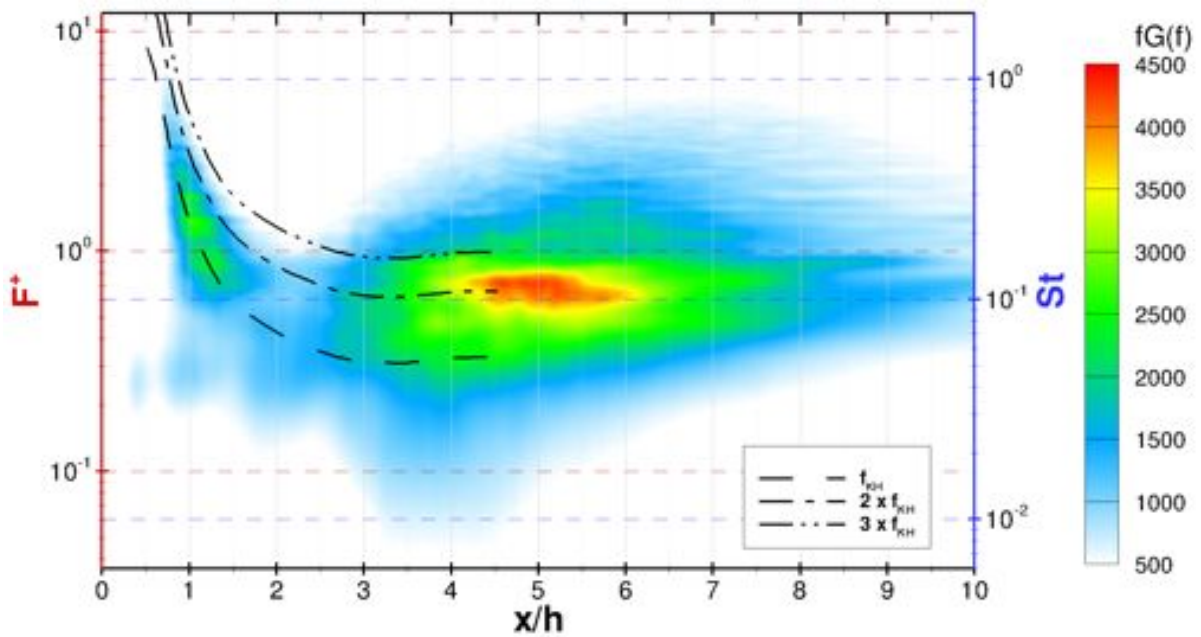


FIGURE B.3 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$ .

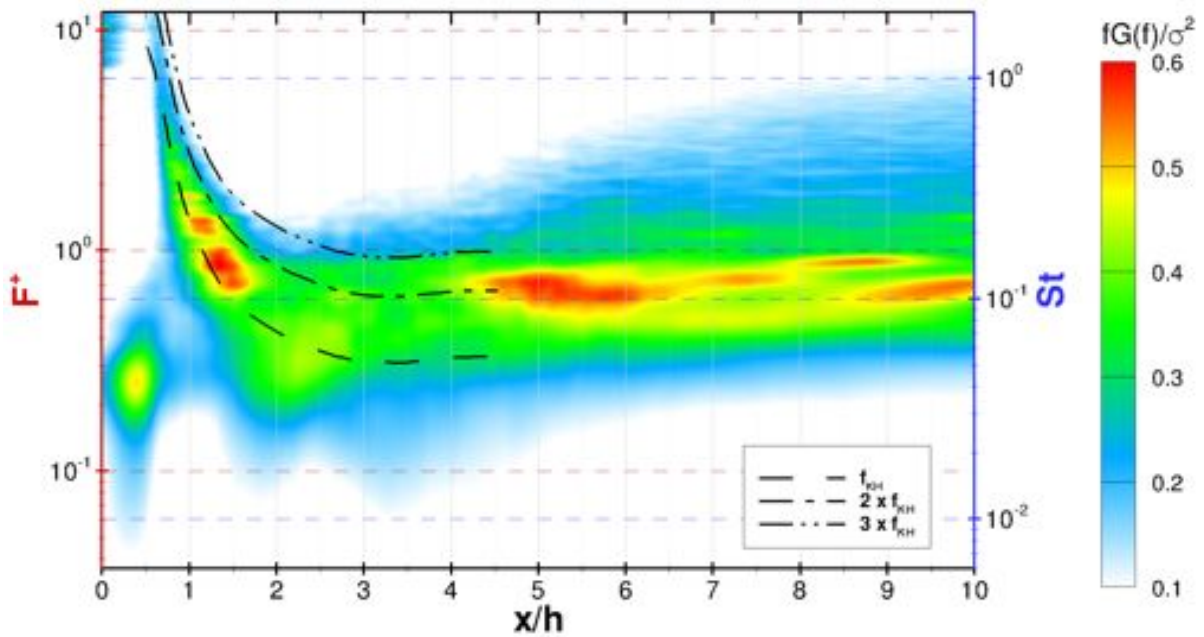


FIGURE B.4 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$ .



**Autospectres du cas non contrôlé  
basés sur les signaux de frotte-  
ment pariétaux  $\tau_w(x, z)$**



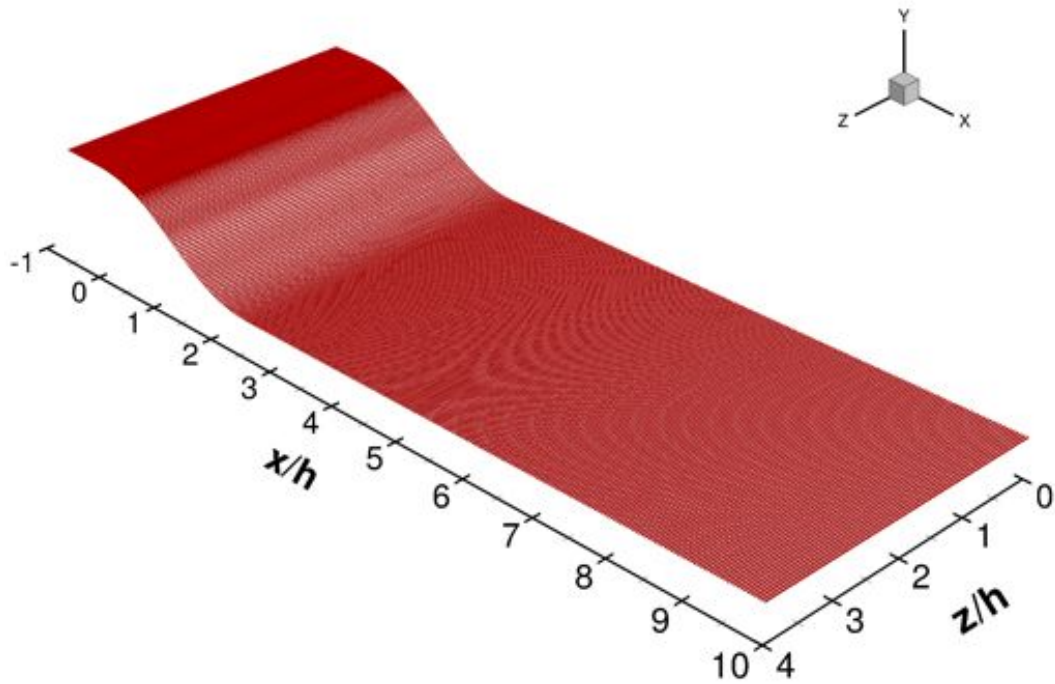


FIGURE C.1 – Position des 269 lignes de 319 capteurs (sphères rouges) de frottement pariétal.

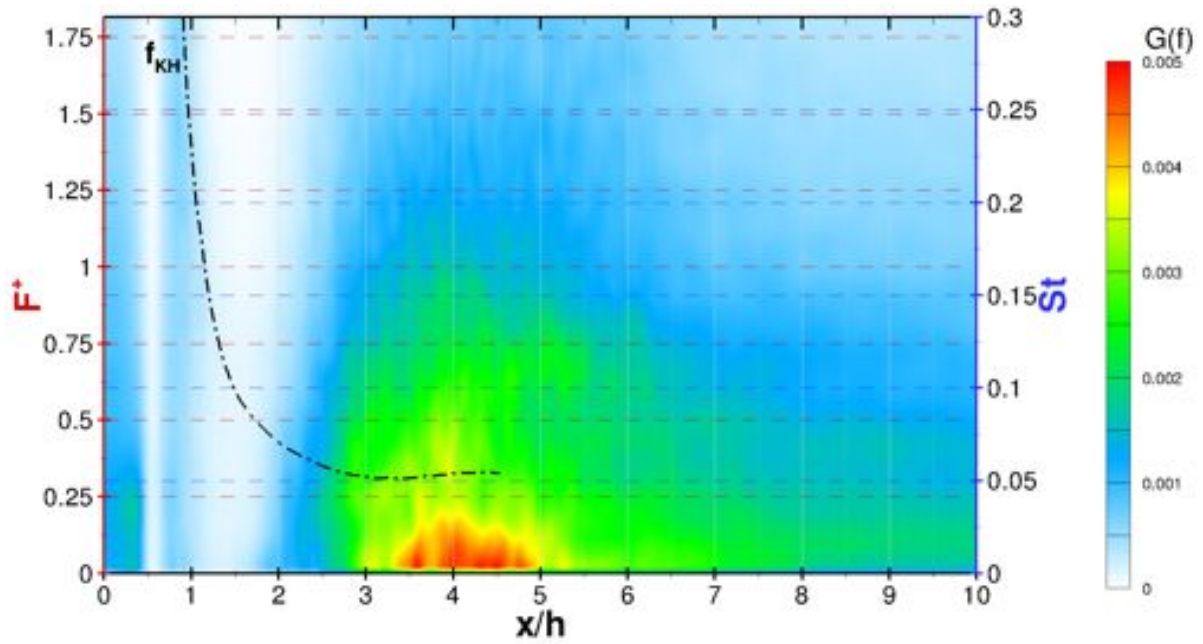


FIGURE C.2 – Densité spectrale moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$ .

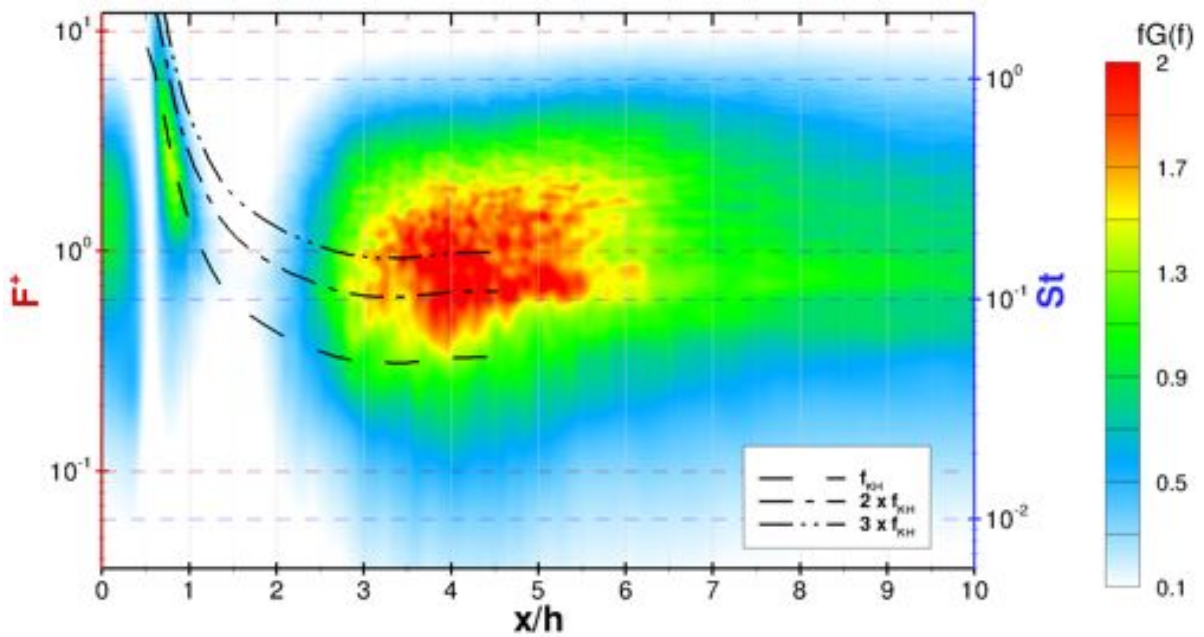


FIGURE C.3 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$ .

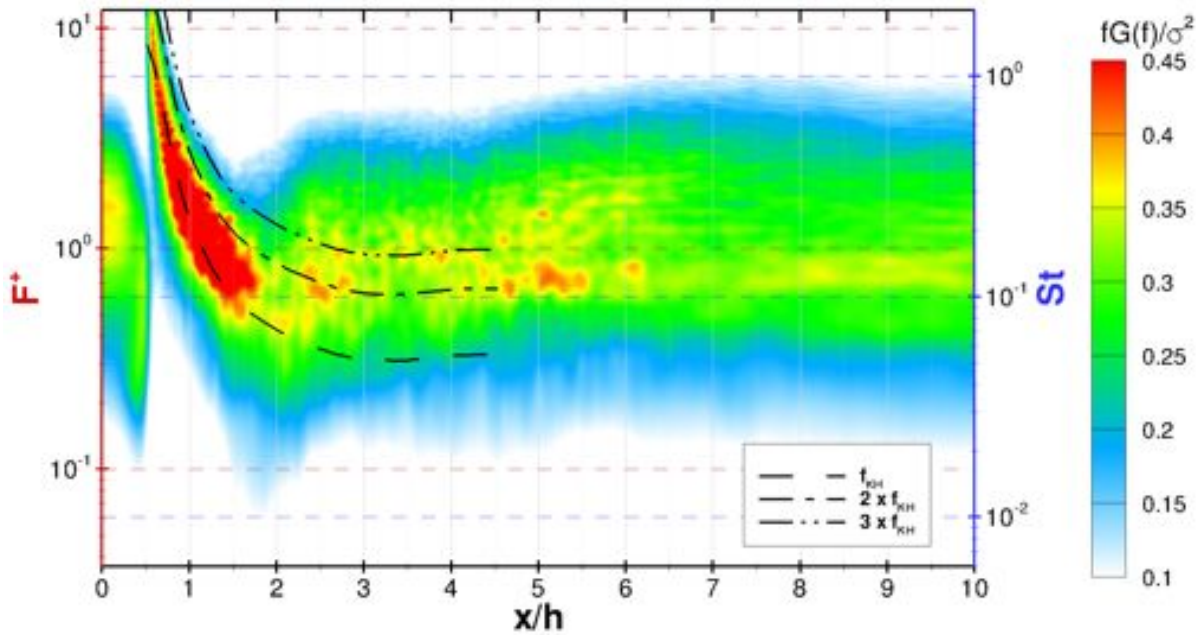


FIGURE C.4 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$ .



---

Autospectres du cas non contrôlé établis avec les signaux des capteurs de pression disposés le long de la ligne  $\mathcal{L}_{Prms}$  du maximum statistique de fluctuations de pression

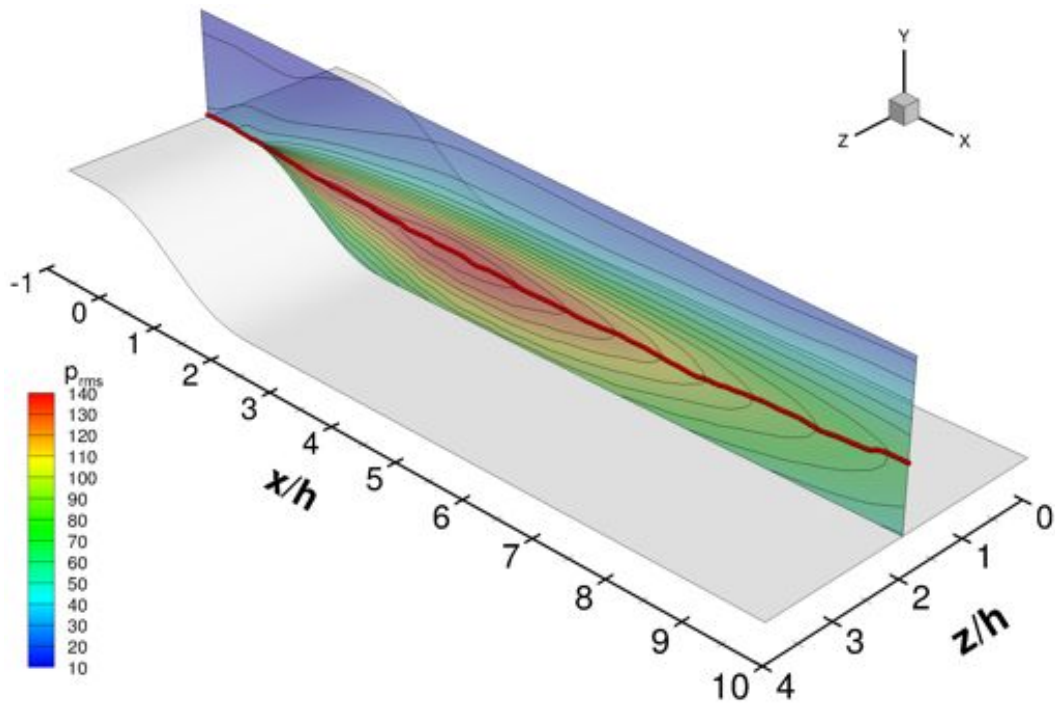


FIGURE D.1 – Position des 319 capteurs de pression (sphères rouges) disposés le long de la ligne  $\mathcal{L}_{Prms}$  de maximum statistique de fluctuations de pression.

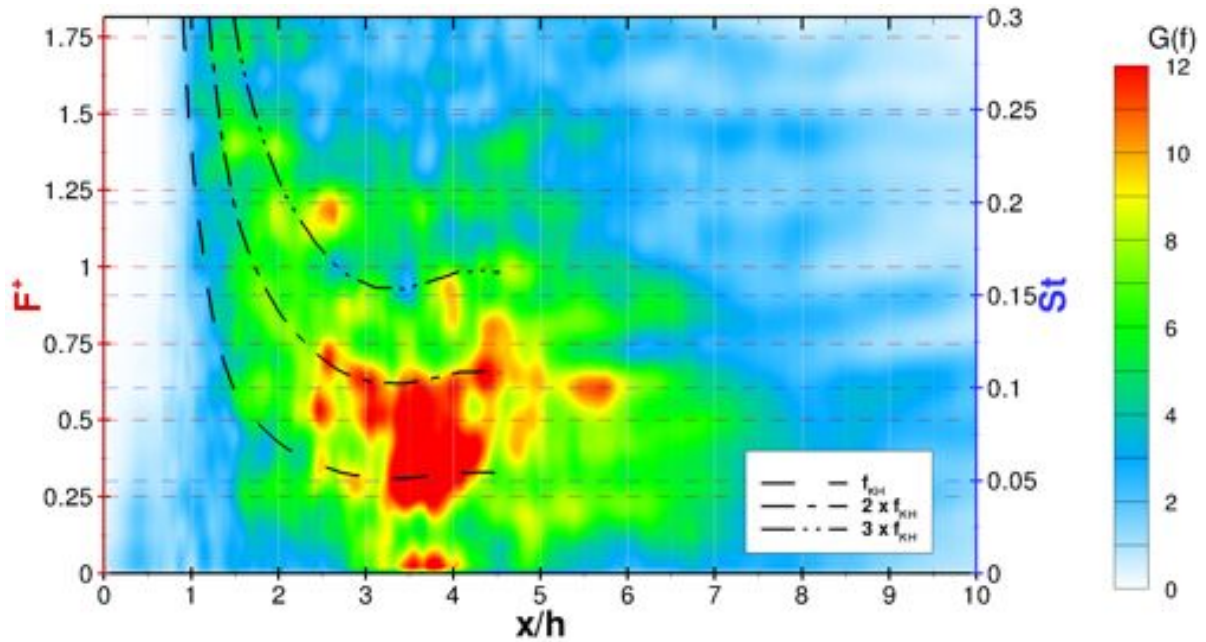


FIGURE D.2 – Densité spectrale des fluctuations de pression sur  $\mathcal{L}_{Prms}$  en fonction des abscisses  $x/h$ .

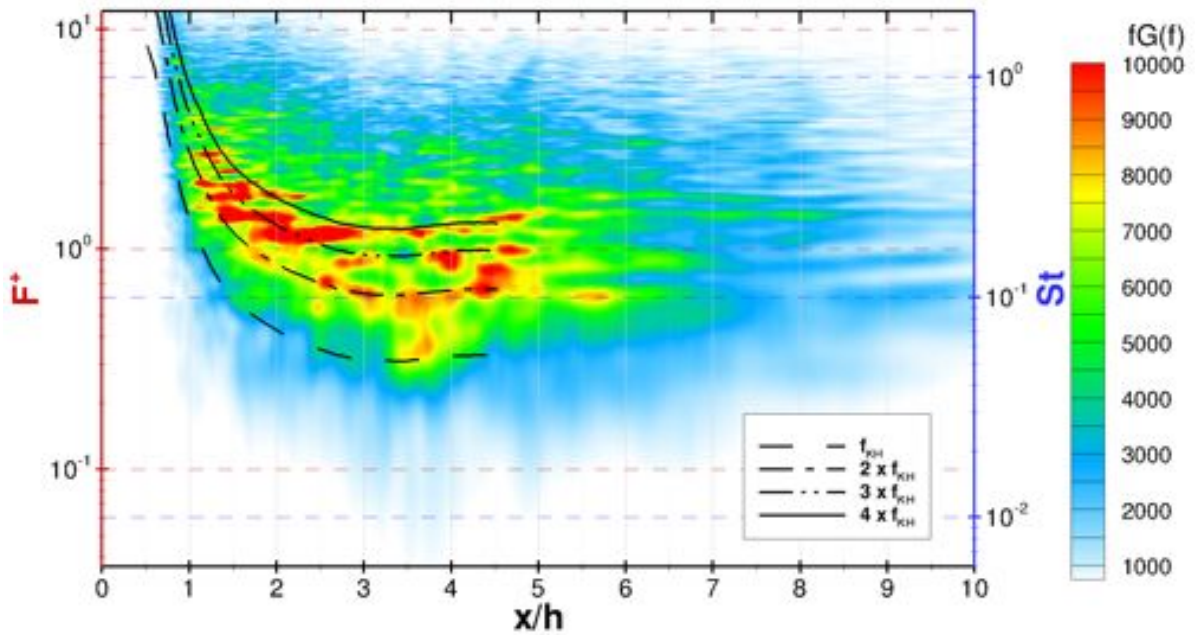


FIGURE D.3 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  des fluctuations de pression sur  $\mathcal{L}_{P_{rms}}$  en fonction des abscisses  $x/h$ .

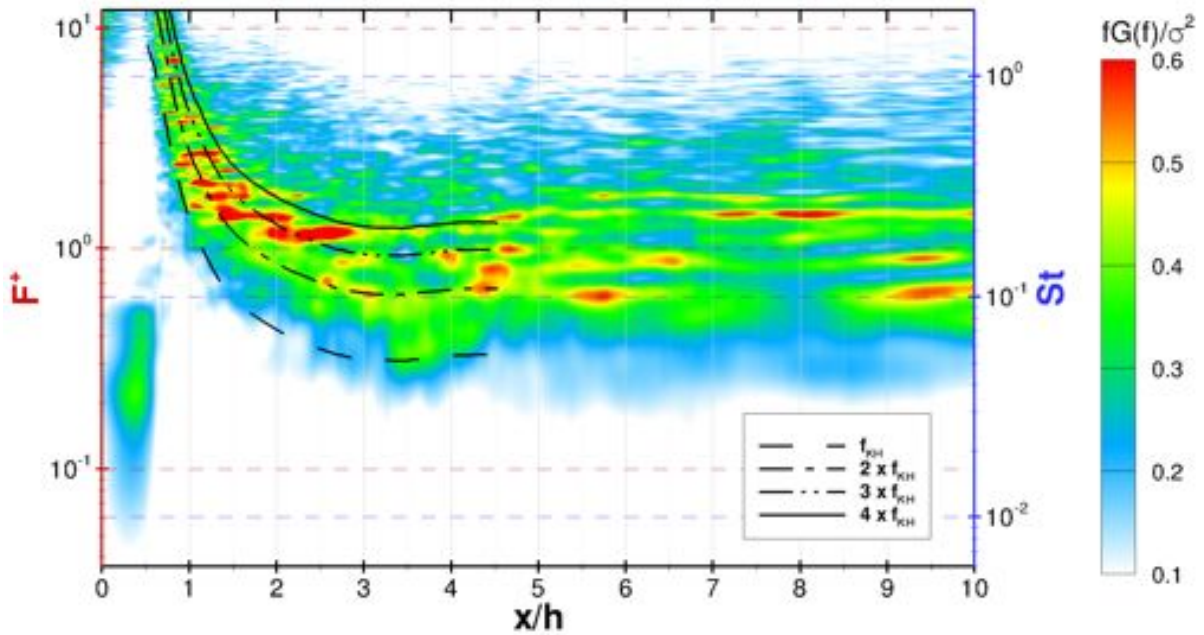


FIGURE D.4 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  des fluctuations de pression sur  $\mathcal{L}_{P_{rms}}$  en fonction des abscisses  $x/h$ .



# Comparaisons des spectres du cas non contrôlé pour différentes abscisses



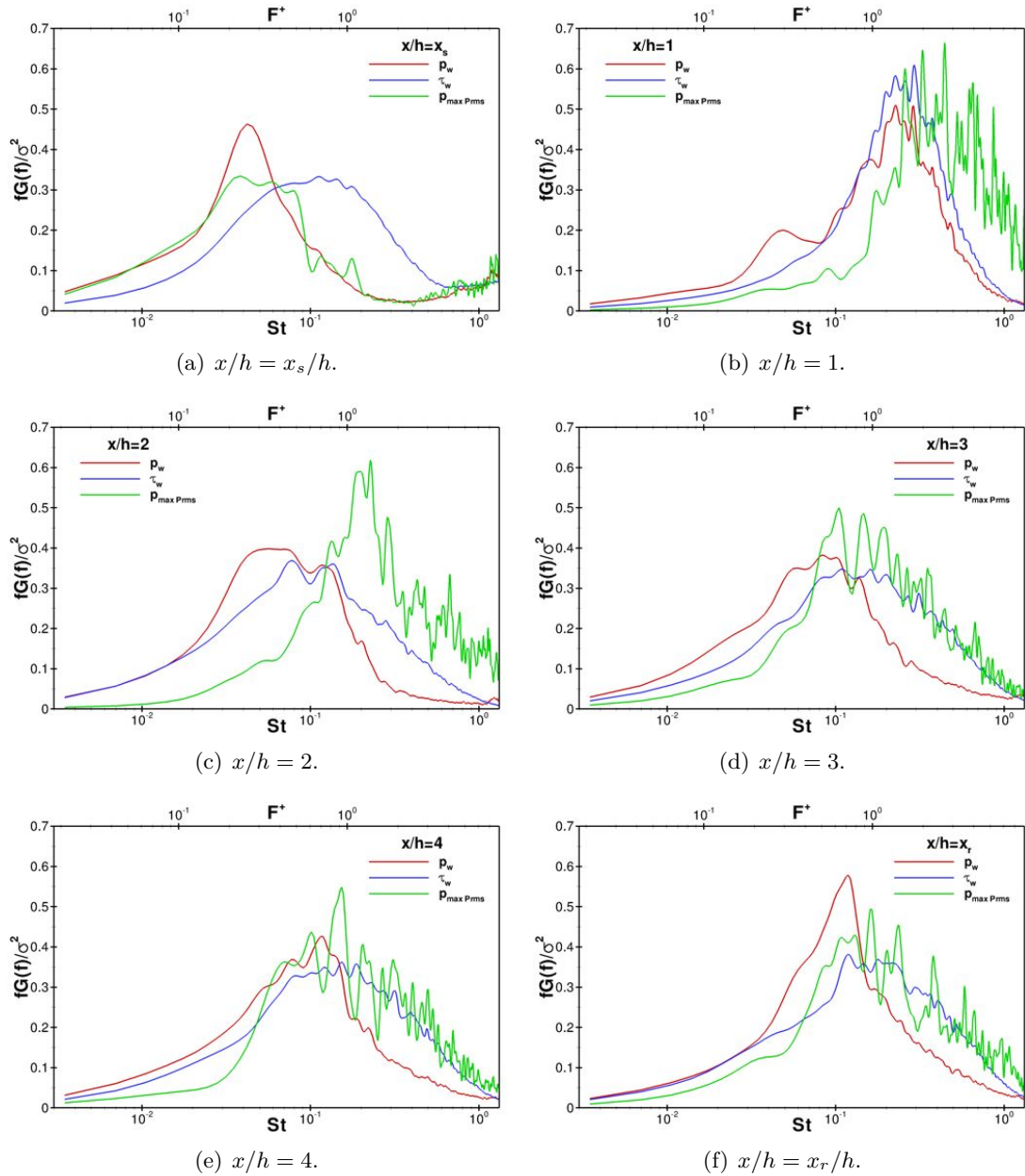


FIGURE E.1 – Comparaison entre les produits adimensionnés de la fréquence par la densité spectrale pour différentes abscisses.

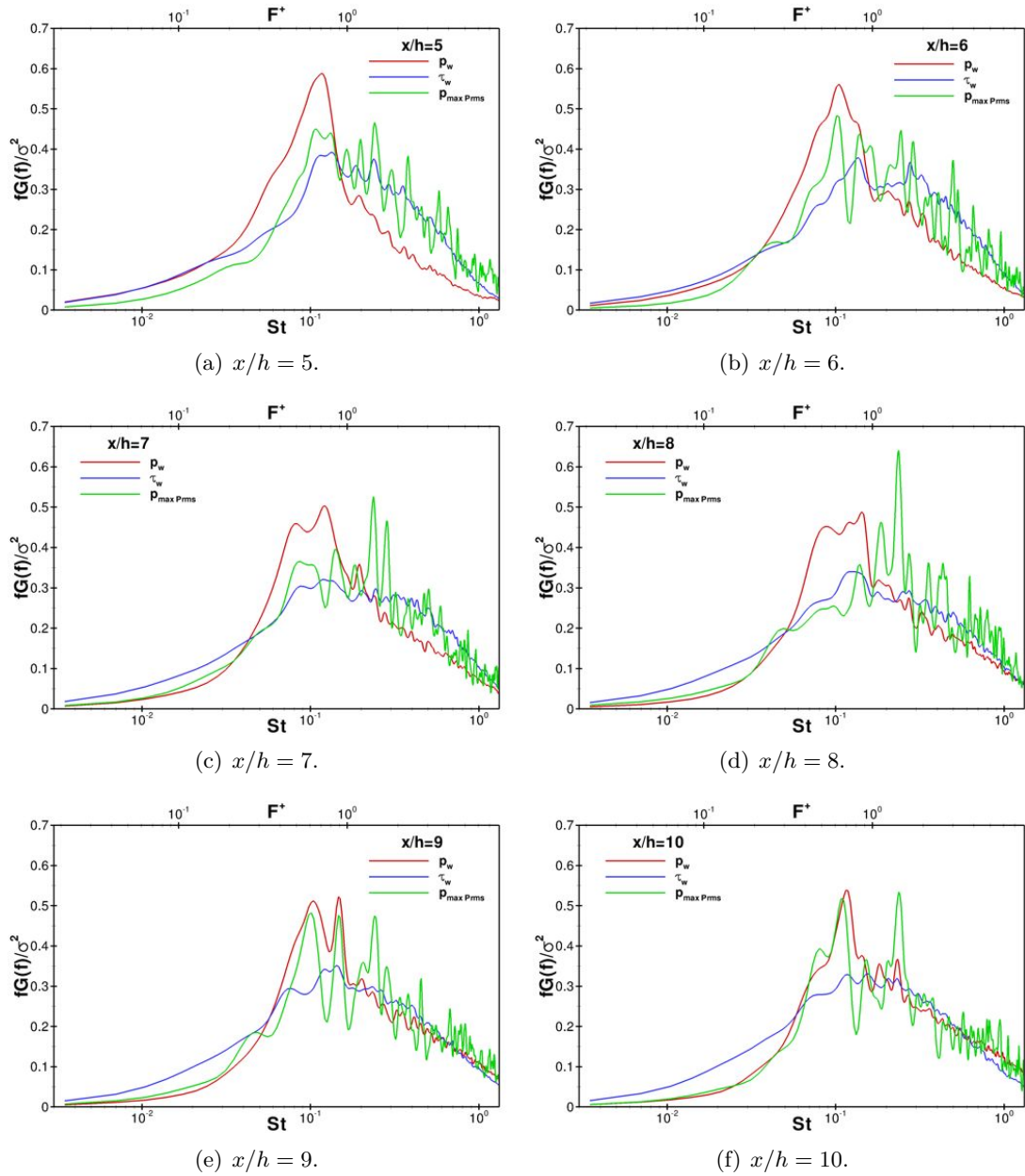


FIGURE E.2 – Comparaison entre les produits adimensionnés de la fréquence par la densité spectrale pour différentes abscisses (suite).

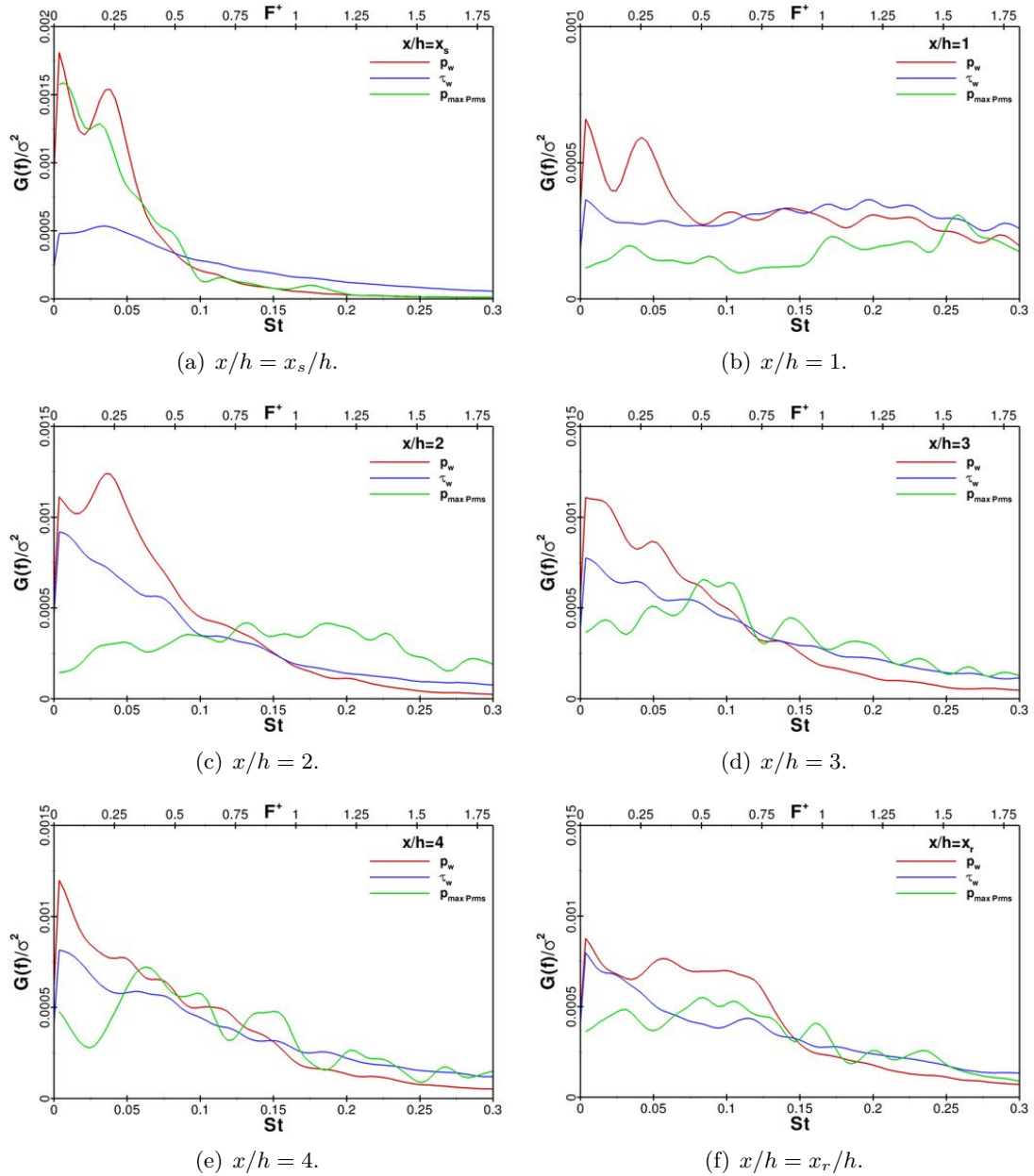


FIGURE E.3 – Comparaison entre les densités spectrales adimensionnées par  $\sigma^2$  pour différentes abscisses.

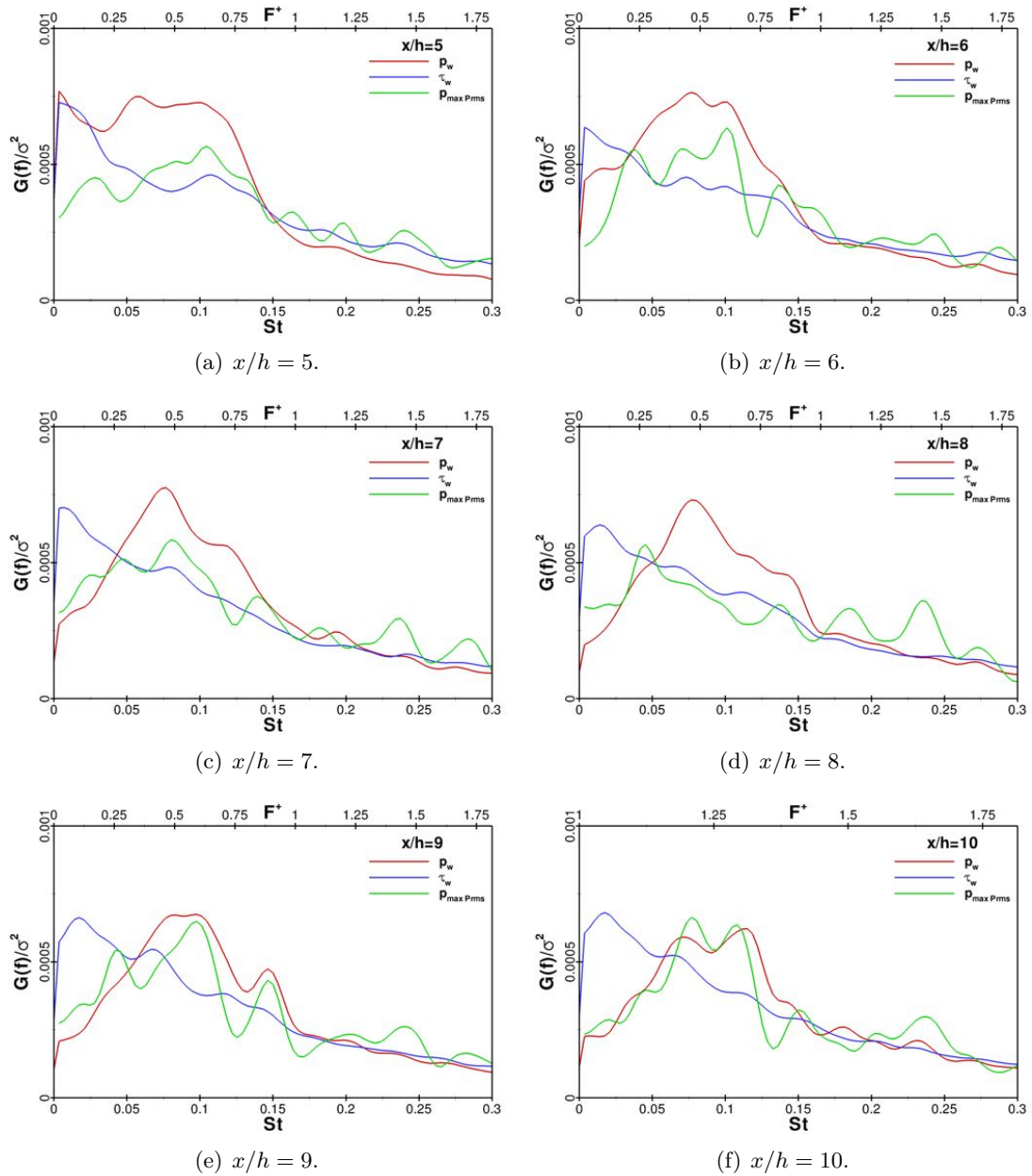


FIGURE E.4 – Comparaison entre les densités spectrales adimensionnées par  $\sigma^2$  pour différentes abscisses (suite).



# Moyennes de phase de l'écoulement contrôlé

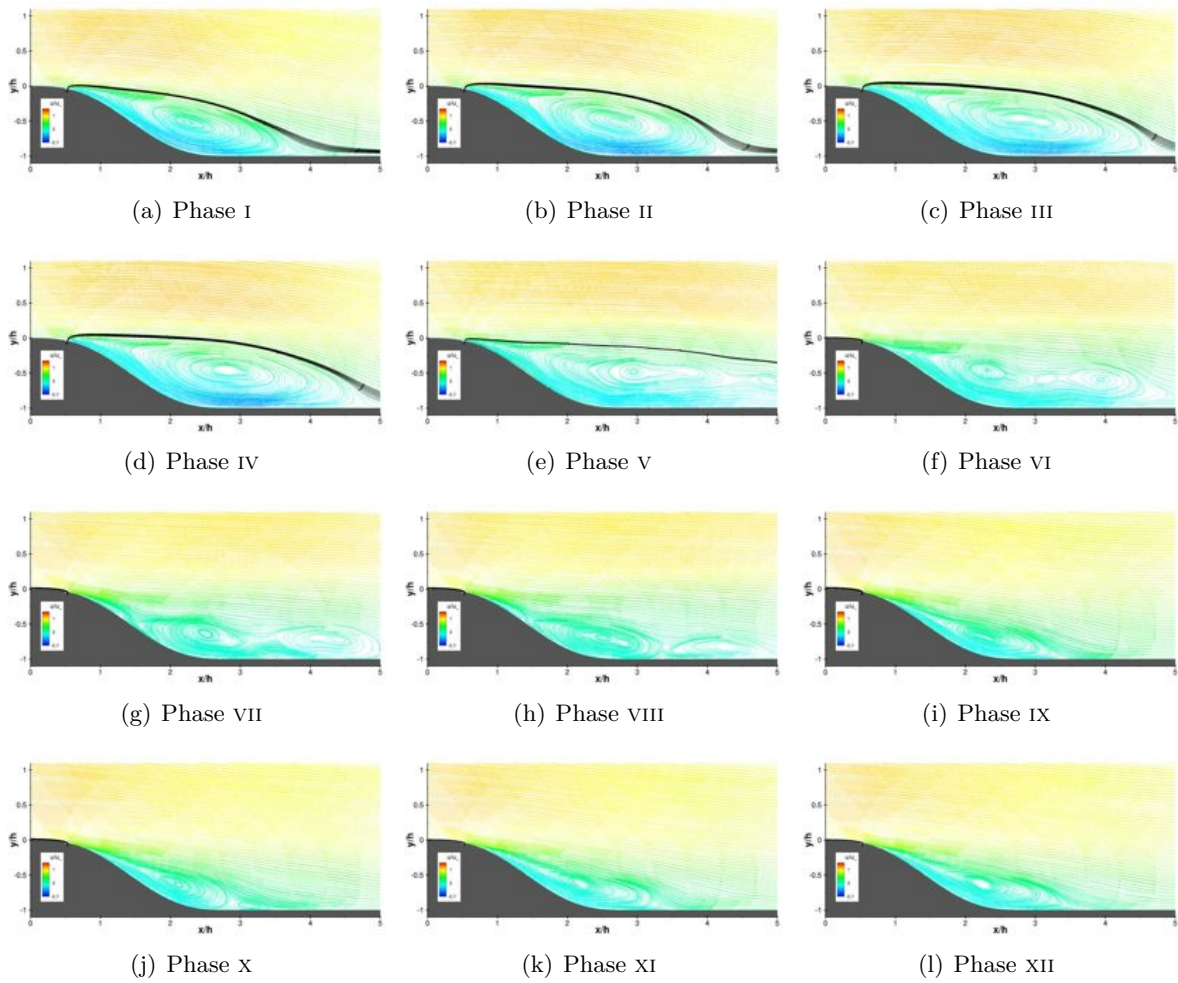


FIGURE F.1 –  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

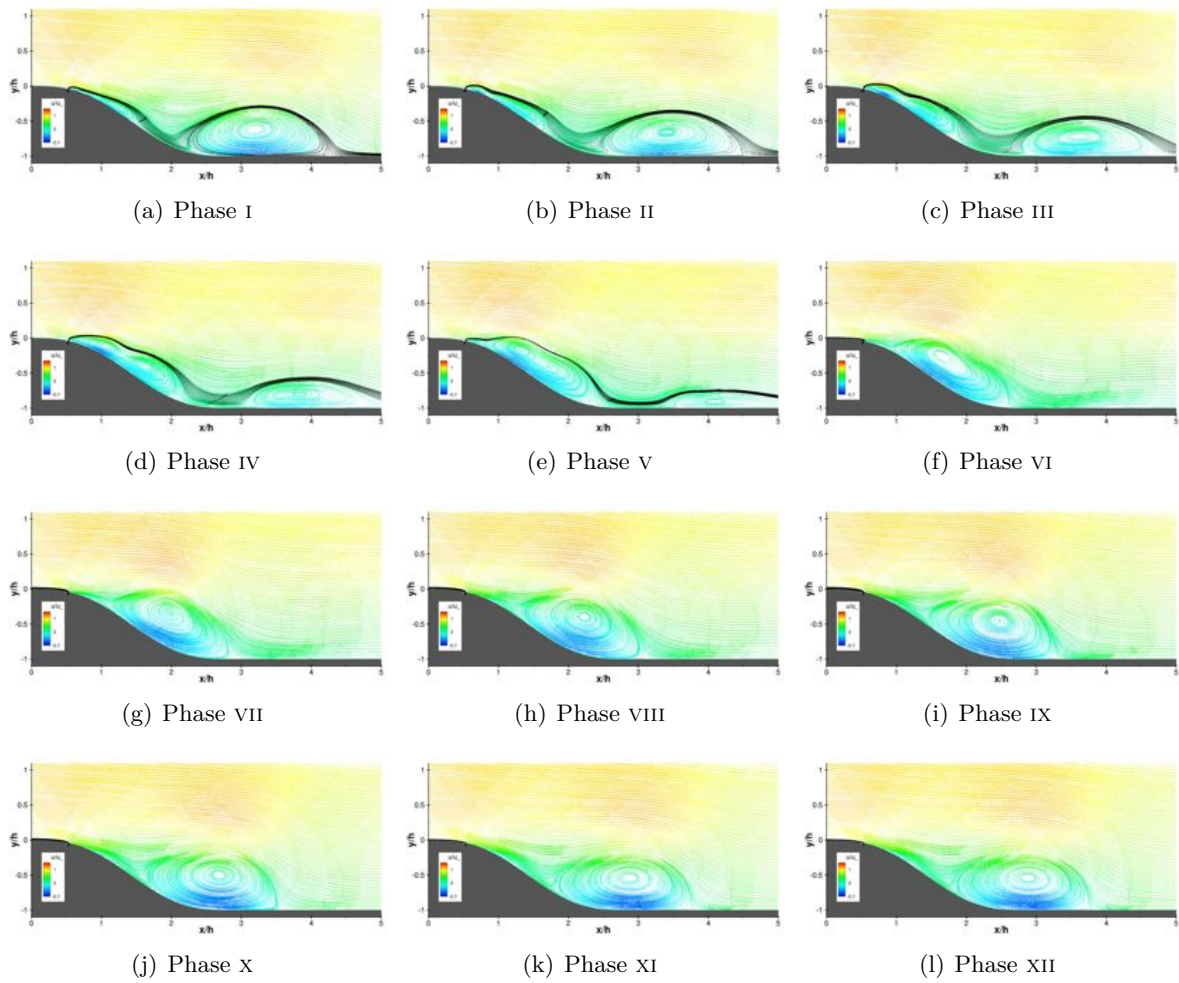


FIGURE F.2 –  $\{\mathcal{F}^+ = 0,5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.



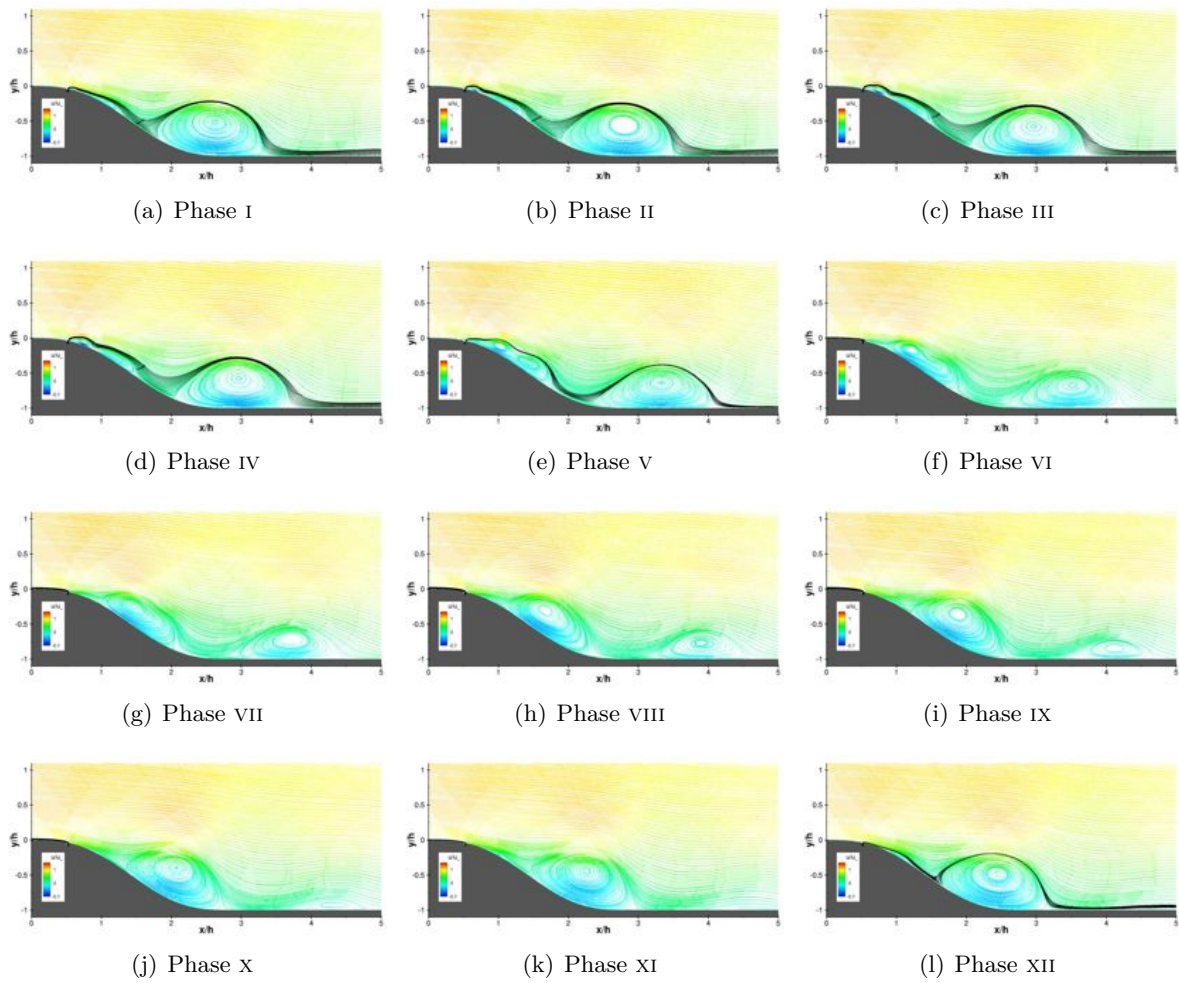


FIGURE F.3 –  $\{\mathcal{F}^+ = 0,7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

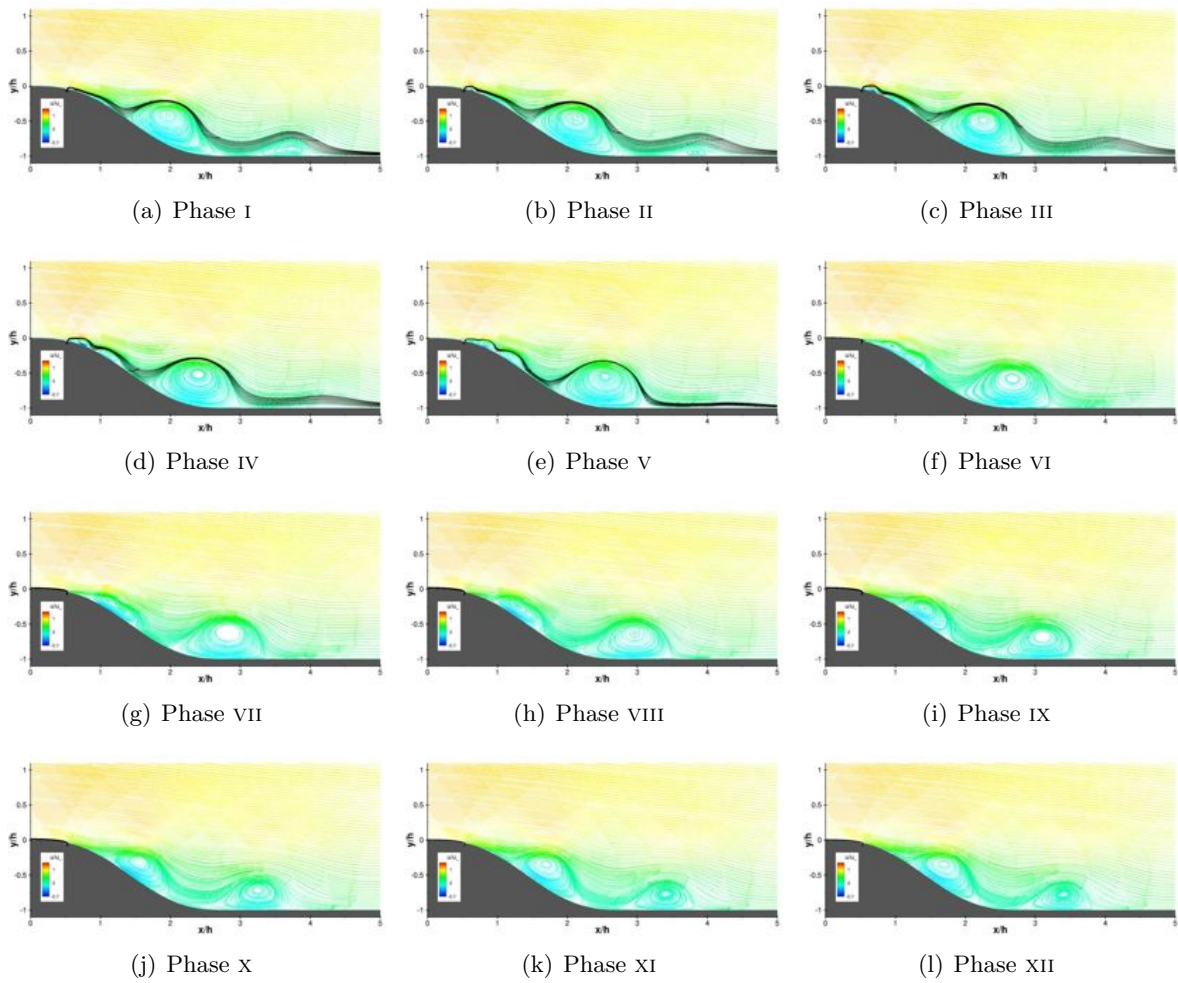


FIGURE F.4 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

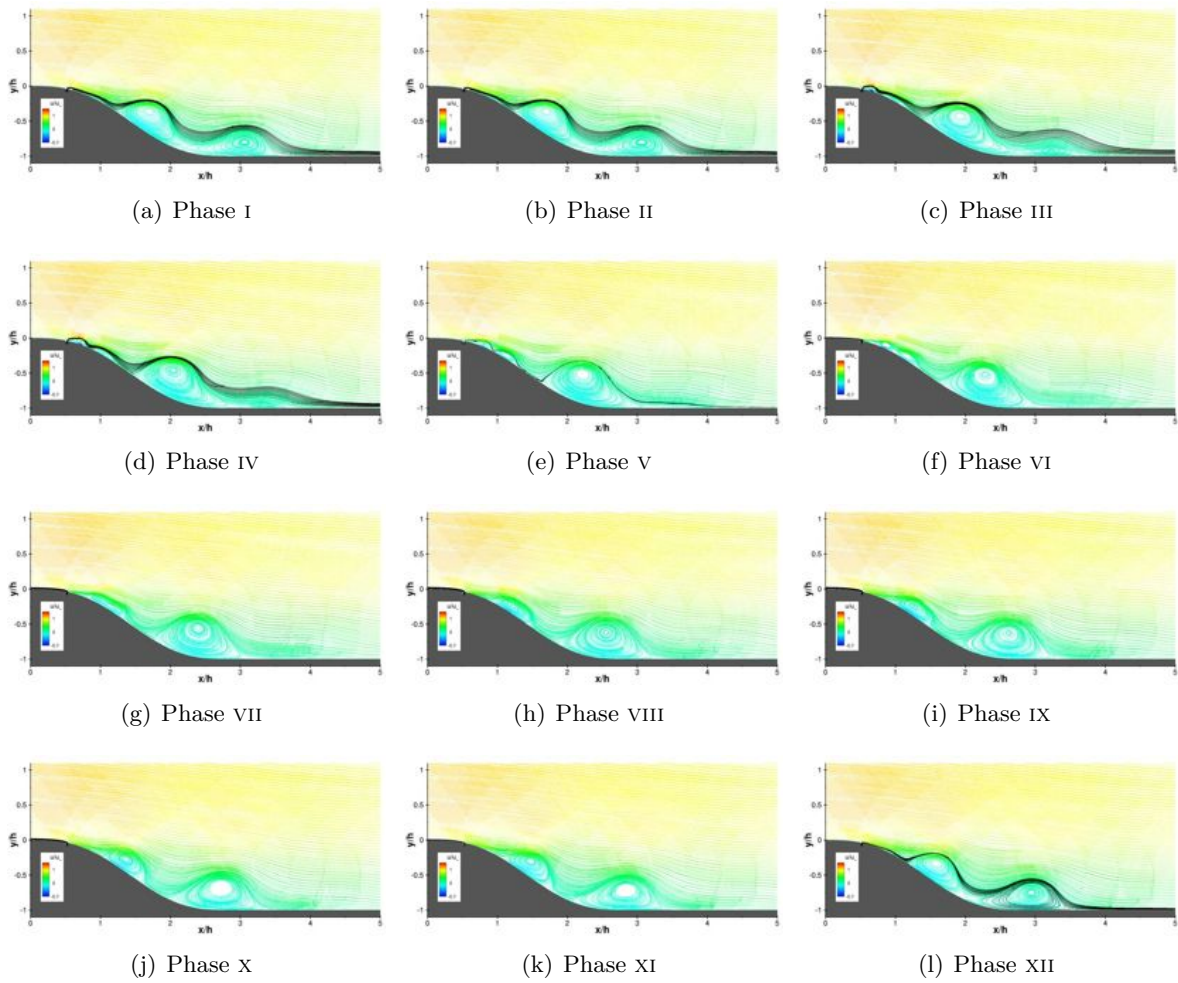


FIGURE F.5 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

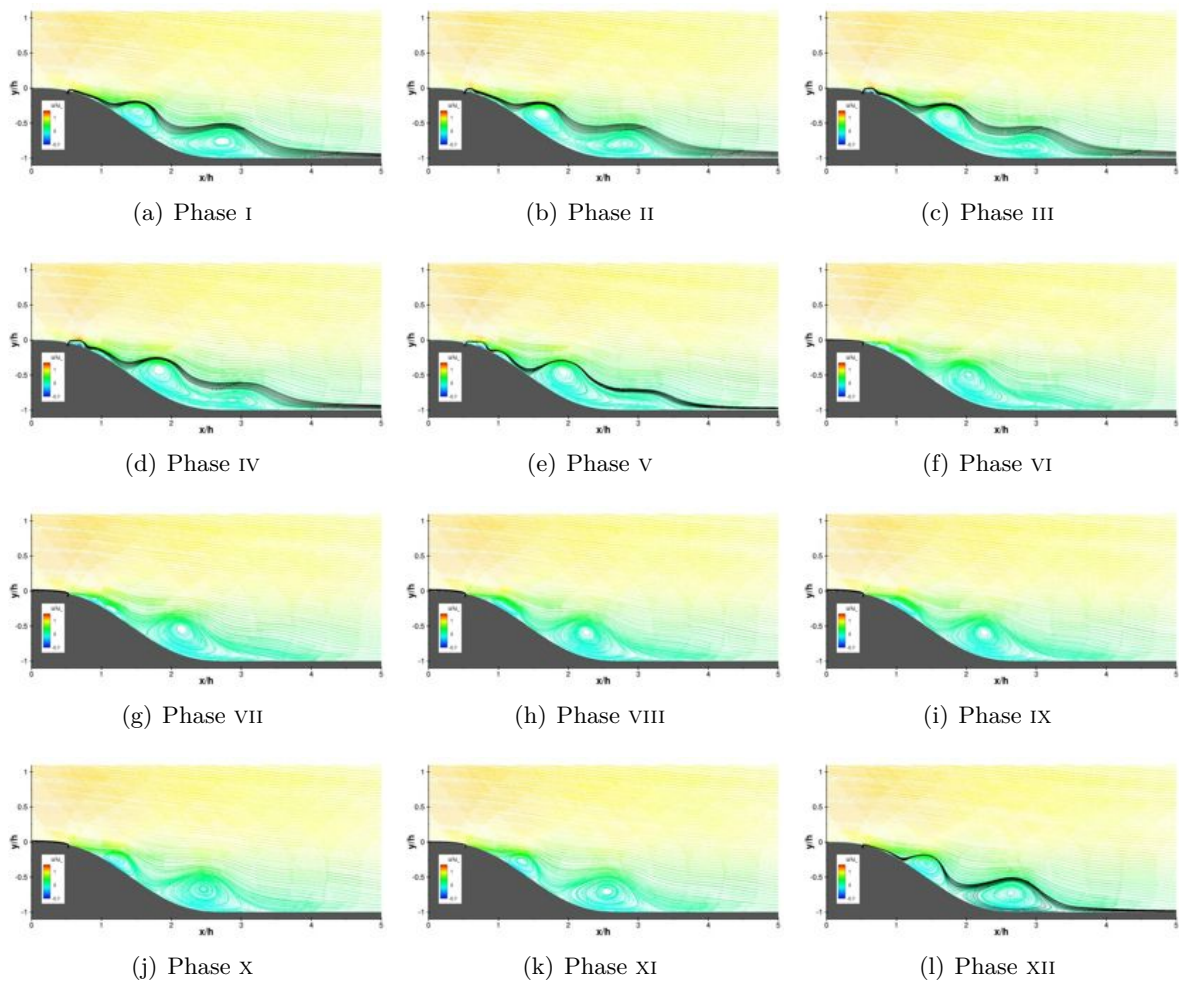


FIGURE F.6 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

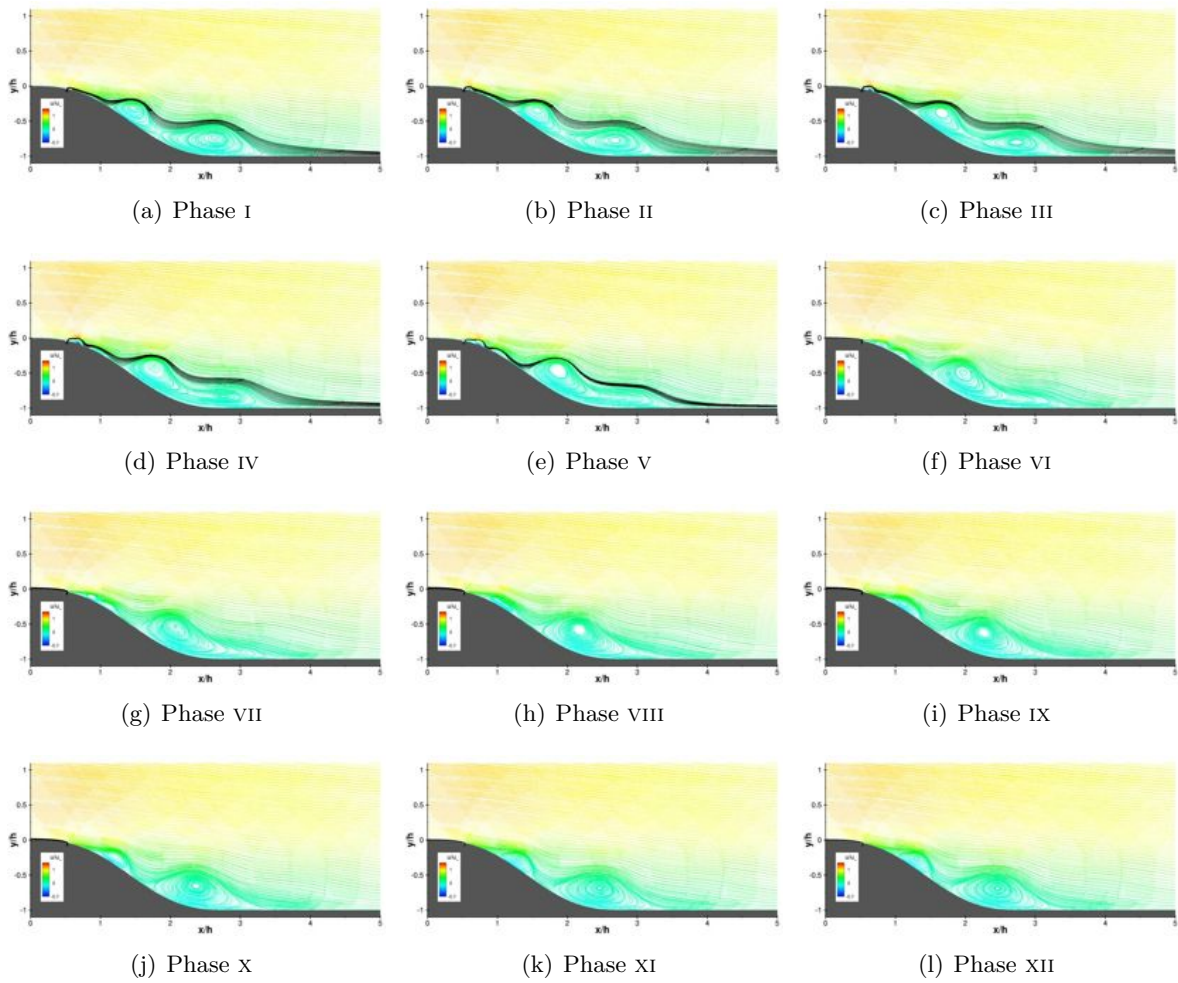


FIGURE F.7 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

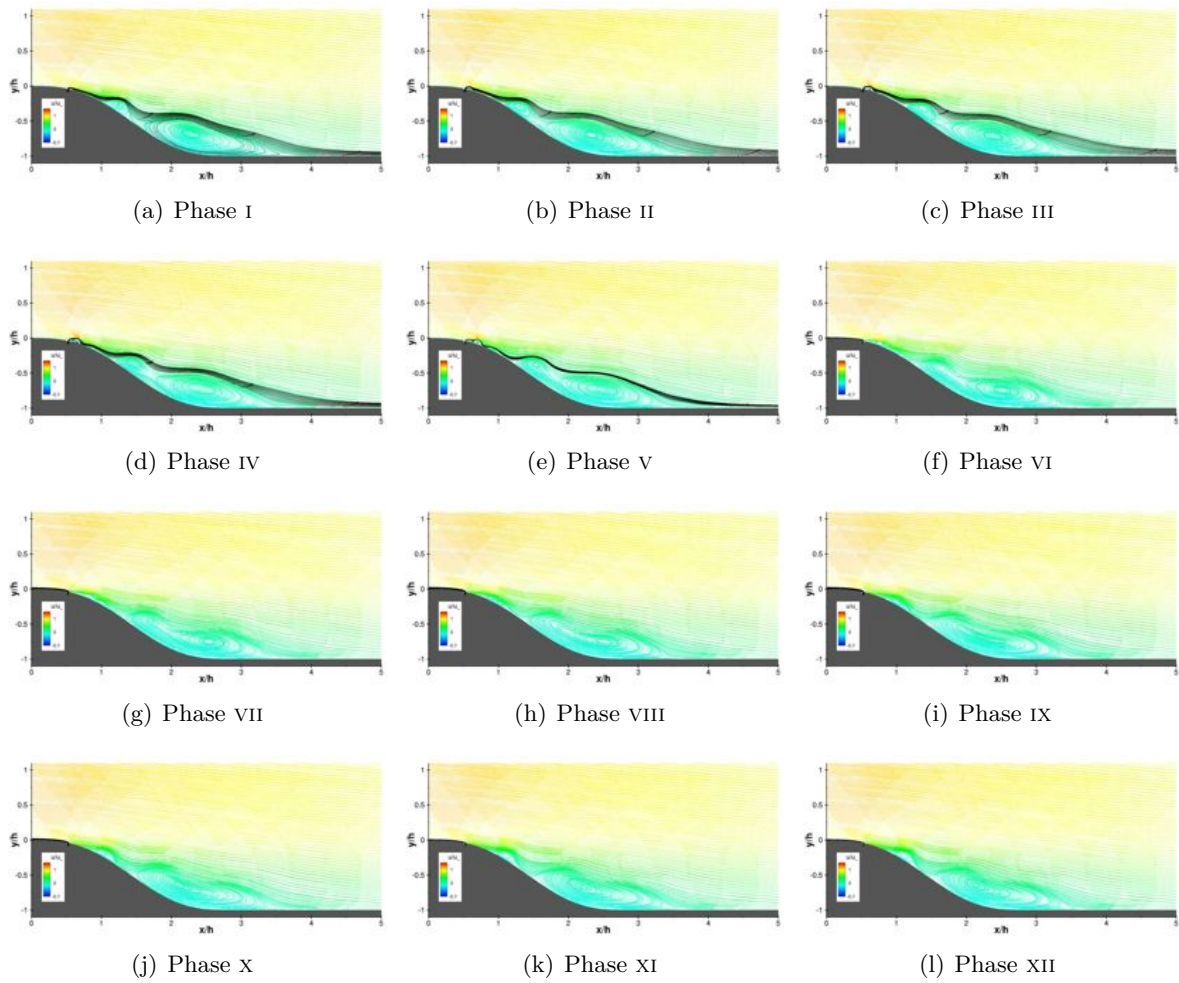


FIGURE F.8 –  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

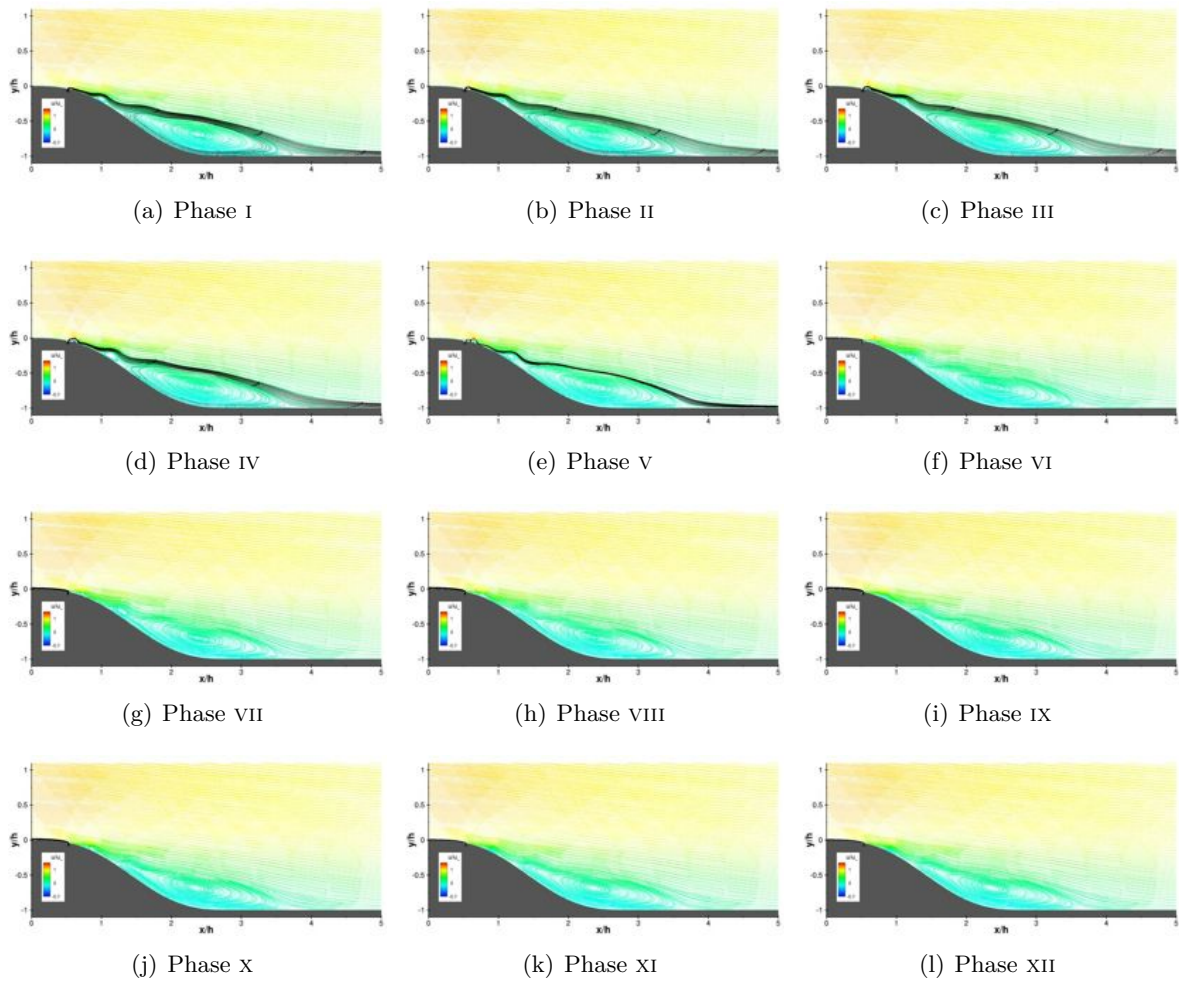


FIGURE F.9 –  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

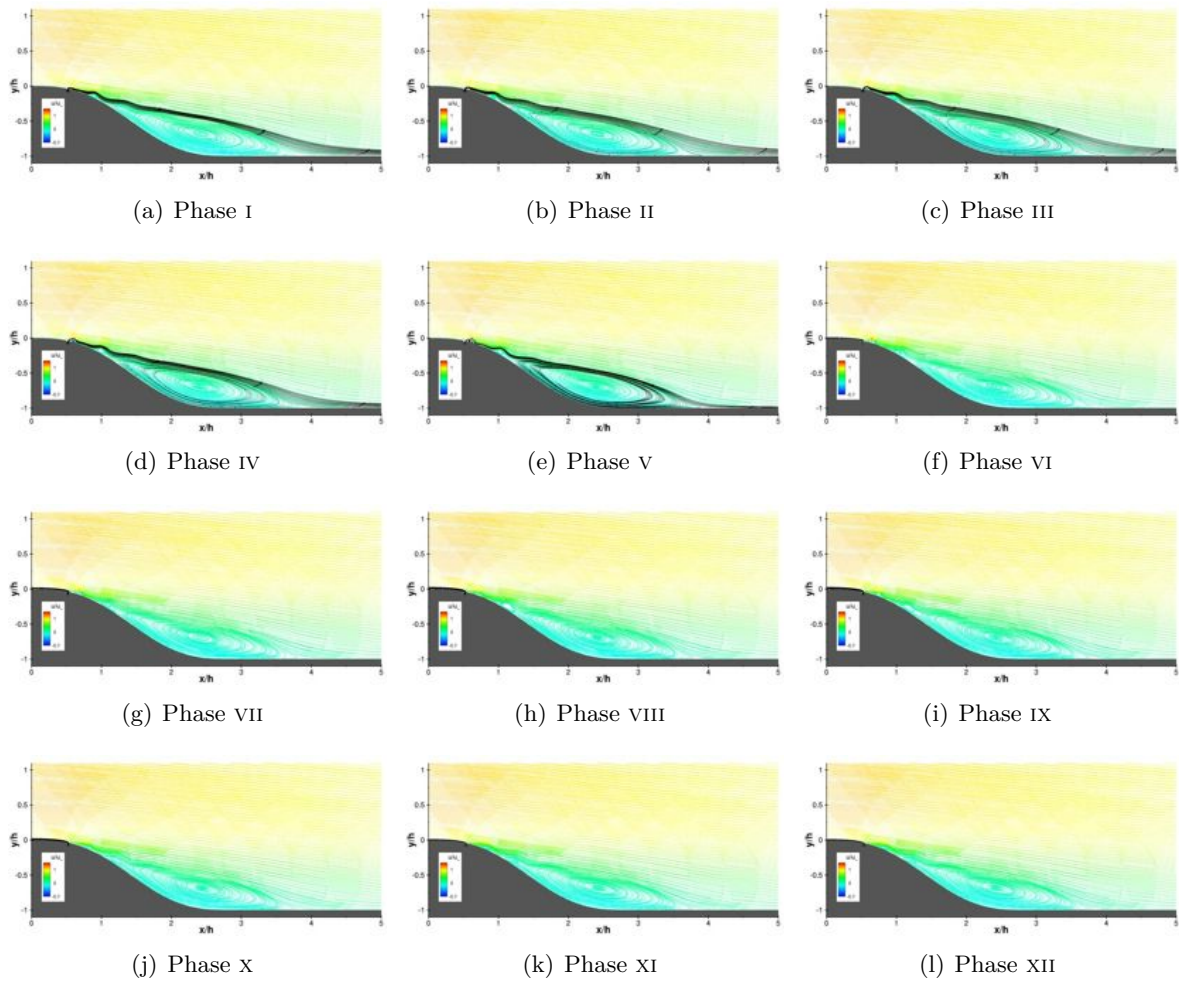


FIGURE F.10 –  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.



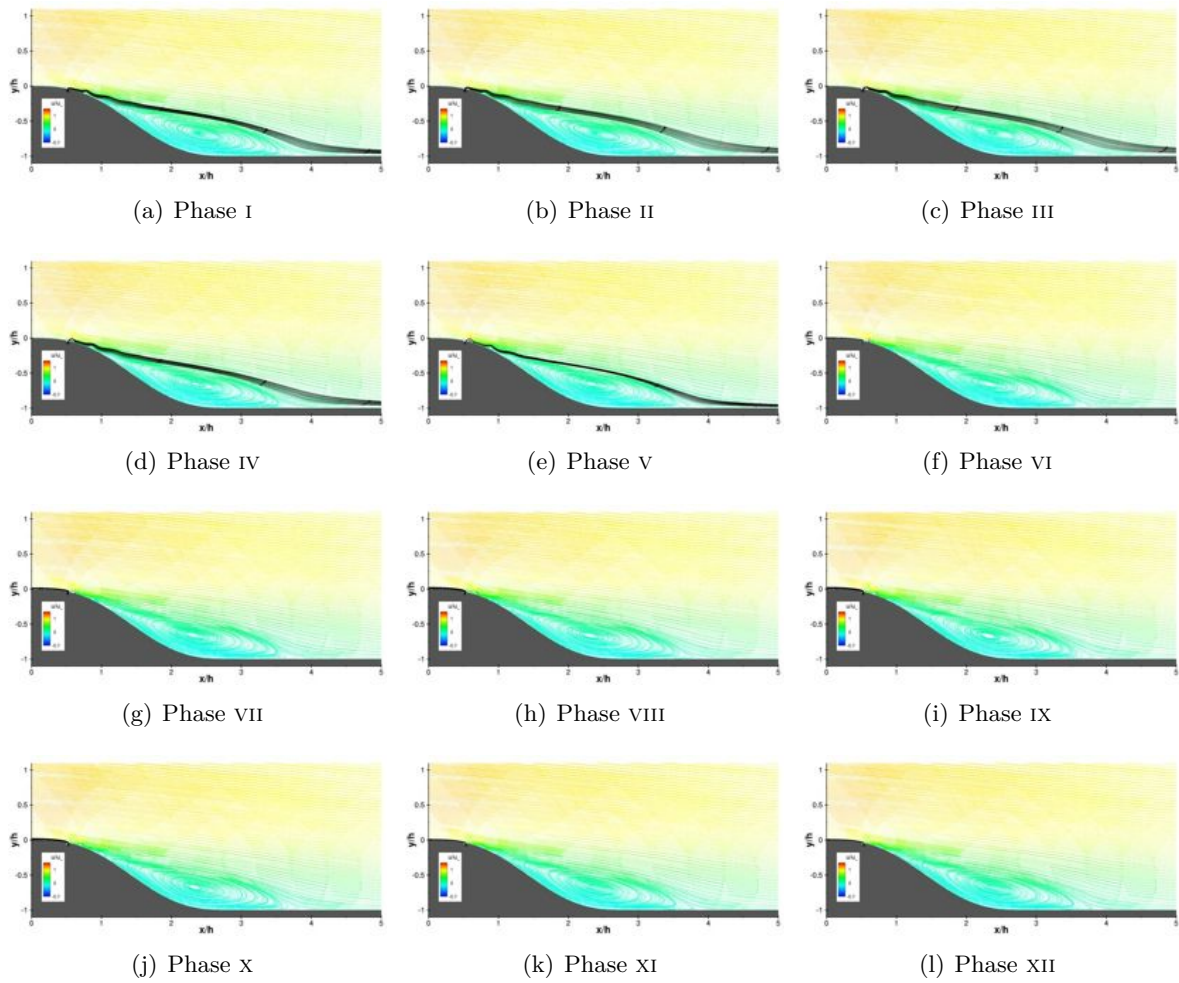


FIGURE F.11 –  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

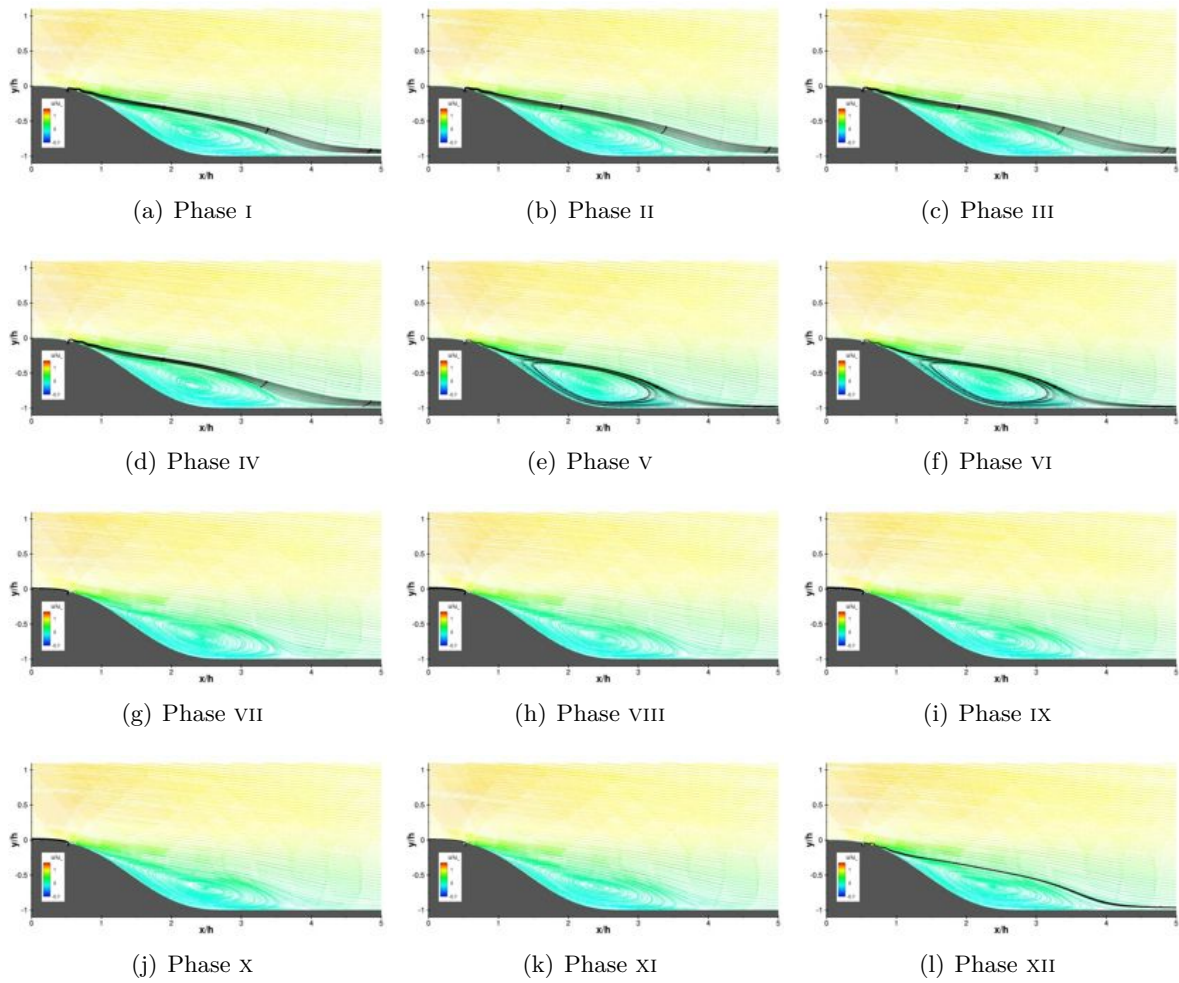


FIGURE F.12 –  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

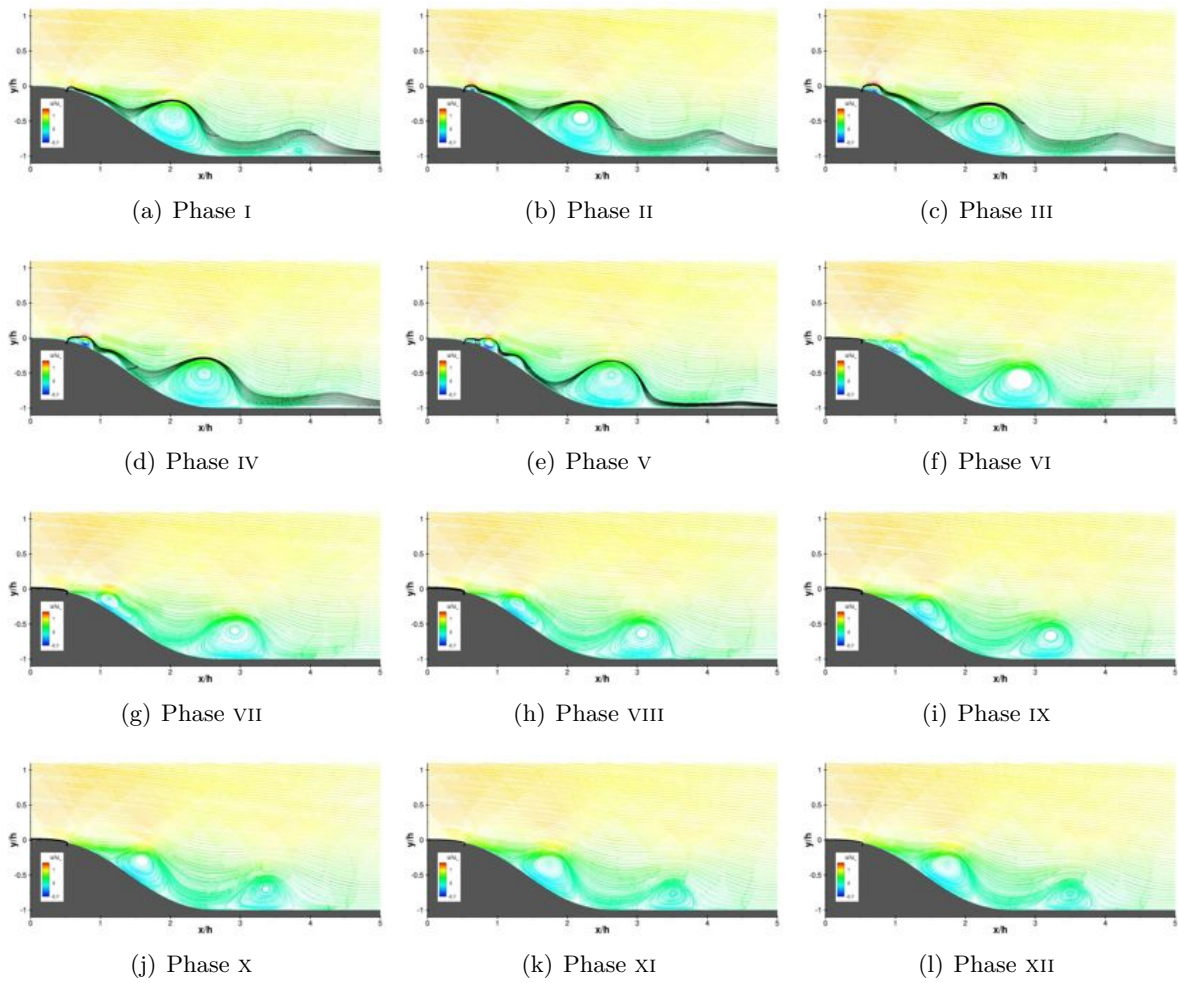


FIGURE F.13 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

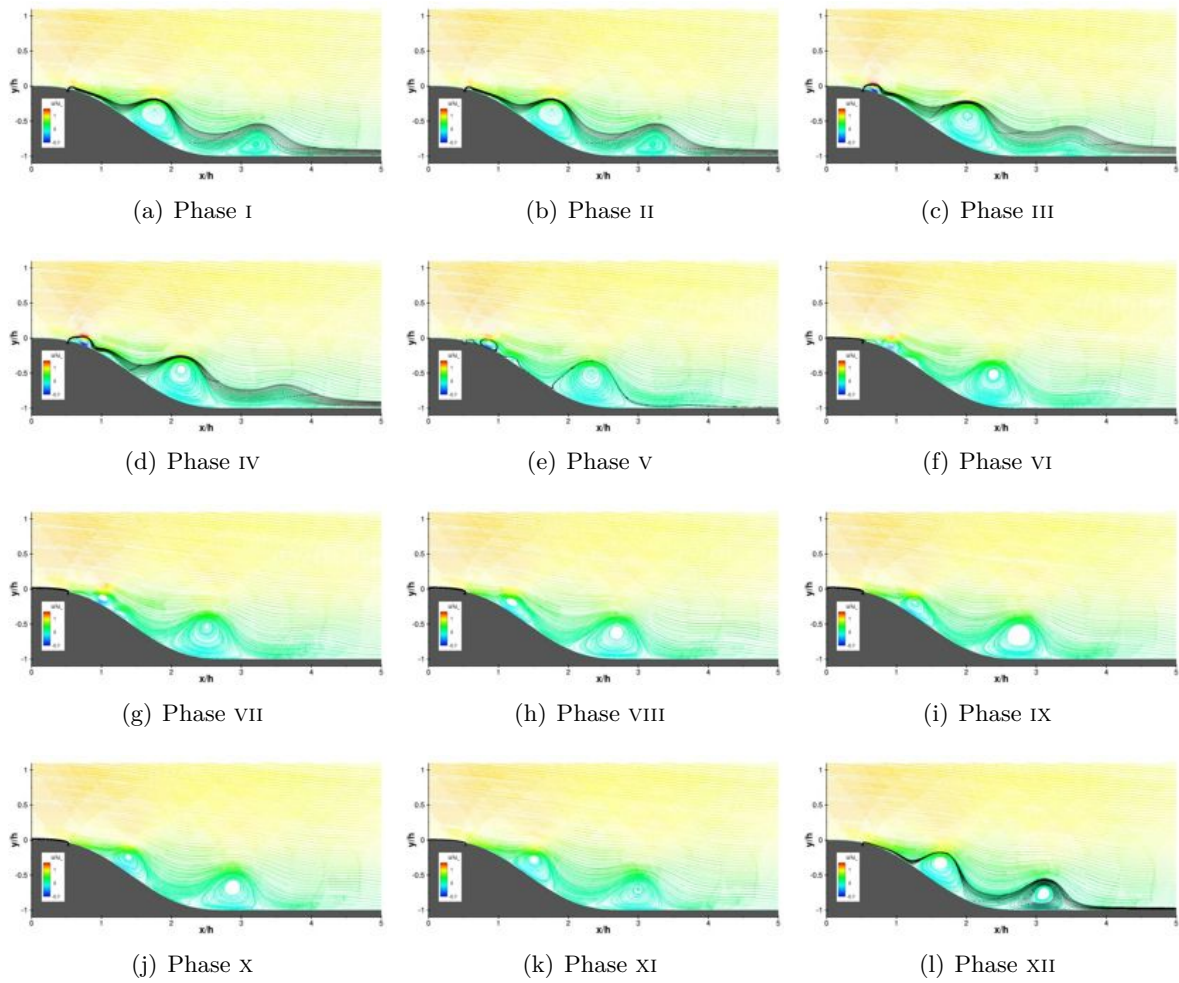


FIGURE F.14 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

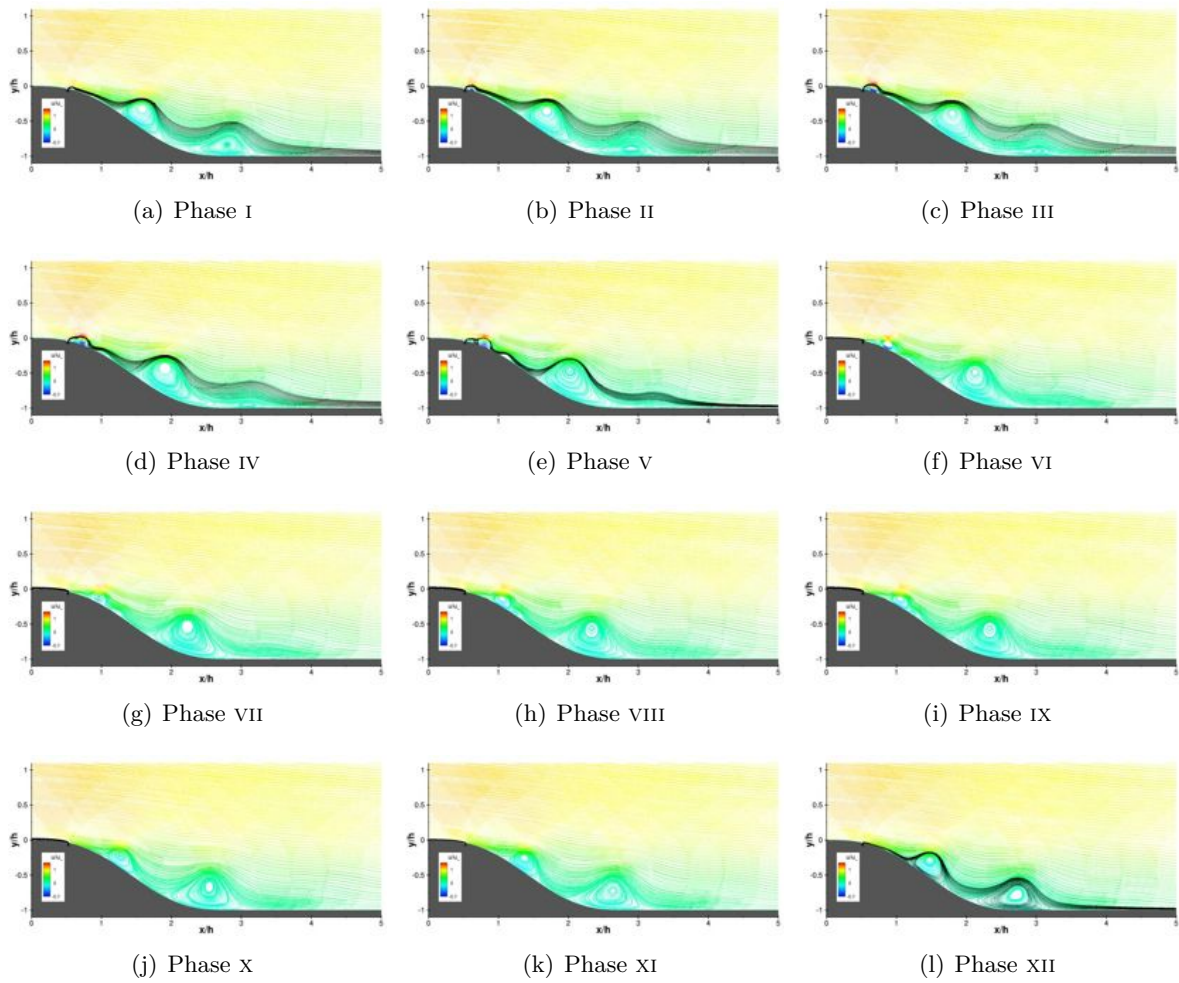


FIGURE F.15 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

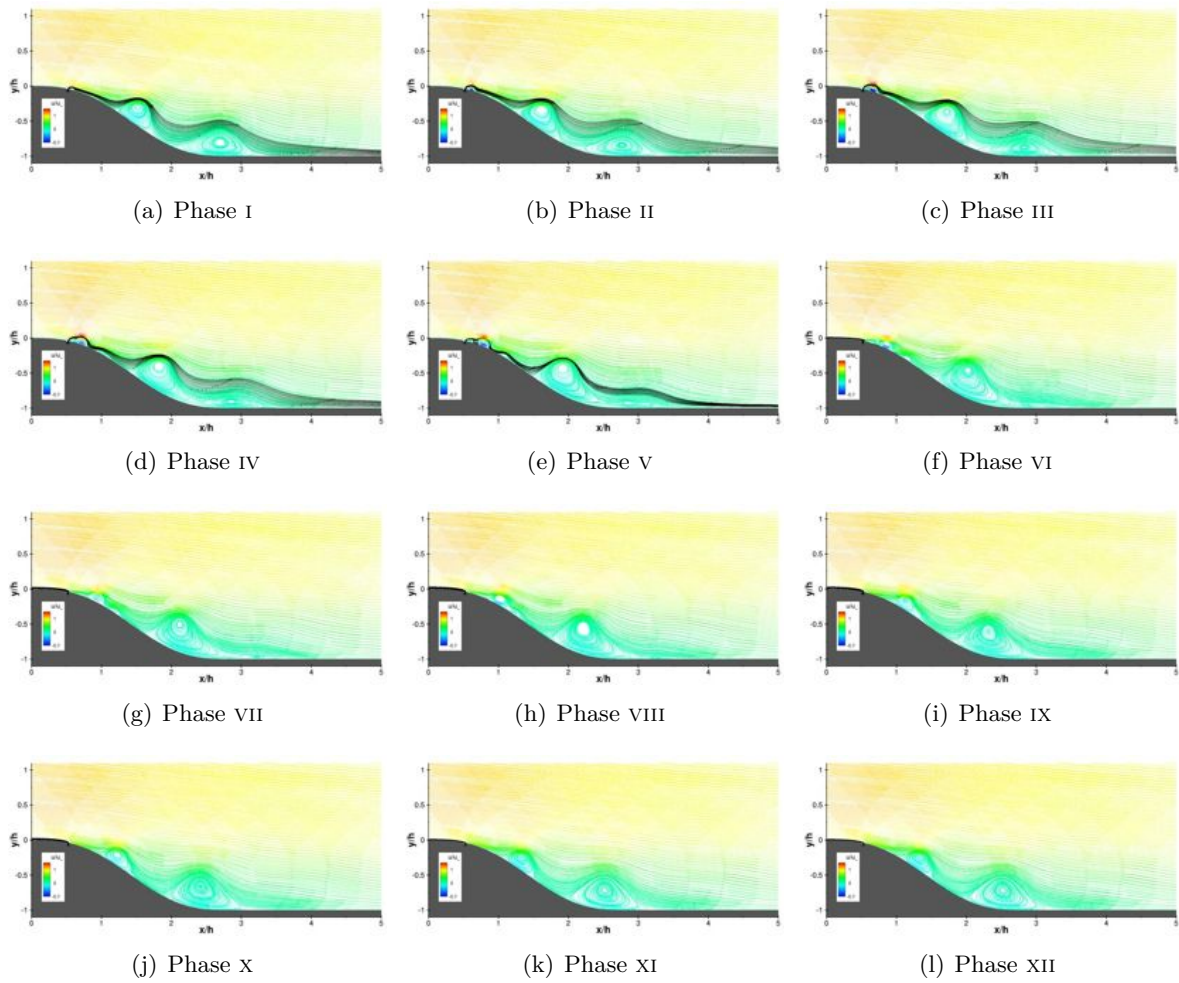


FIGURE F.16 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1,5; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

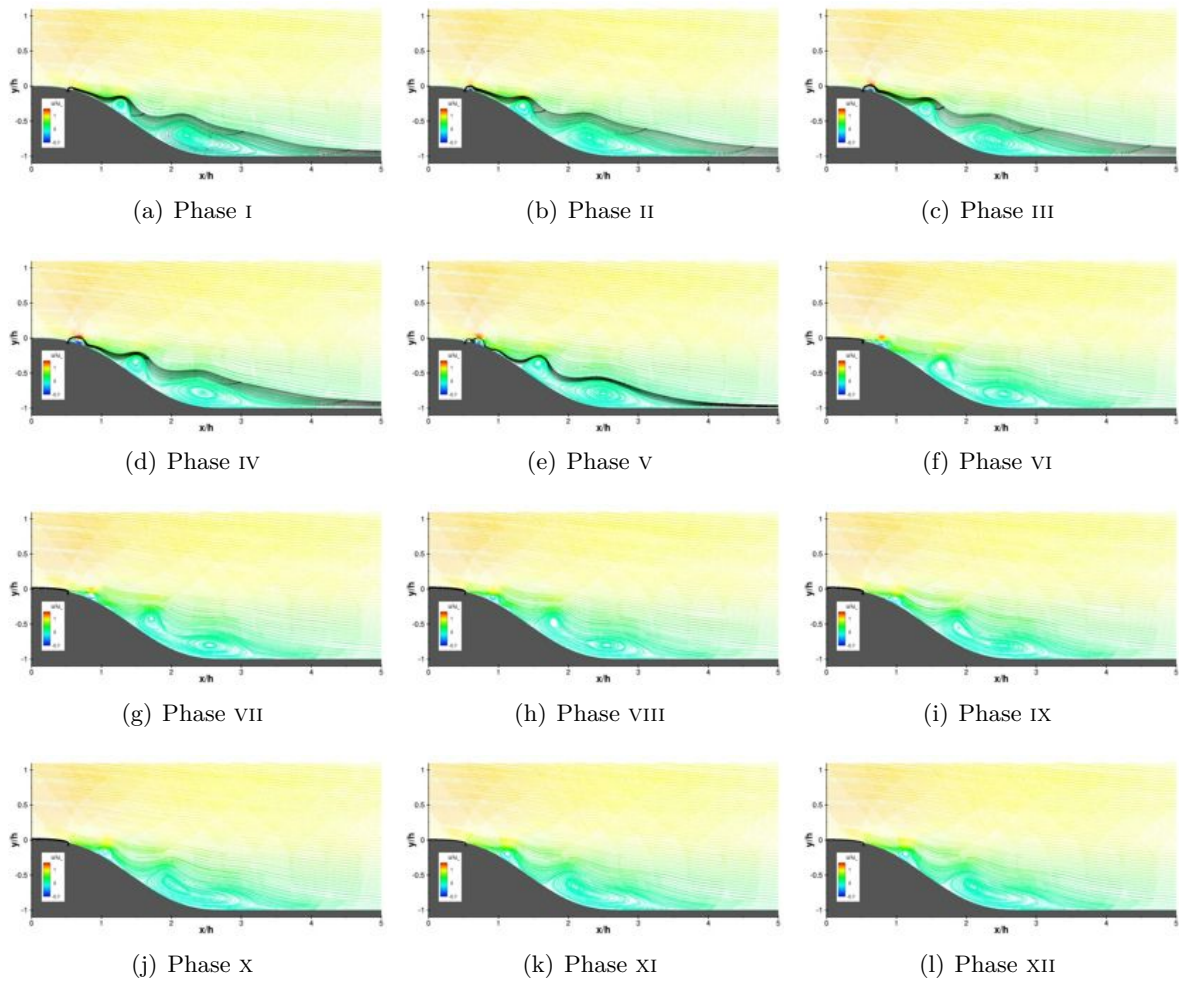


FIGURE F.17 –  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

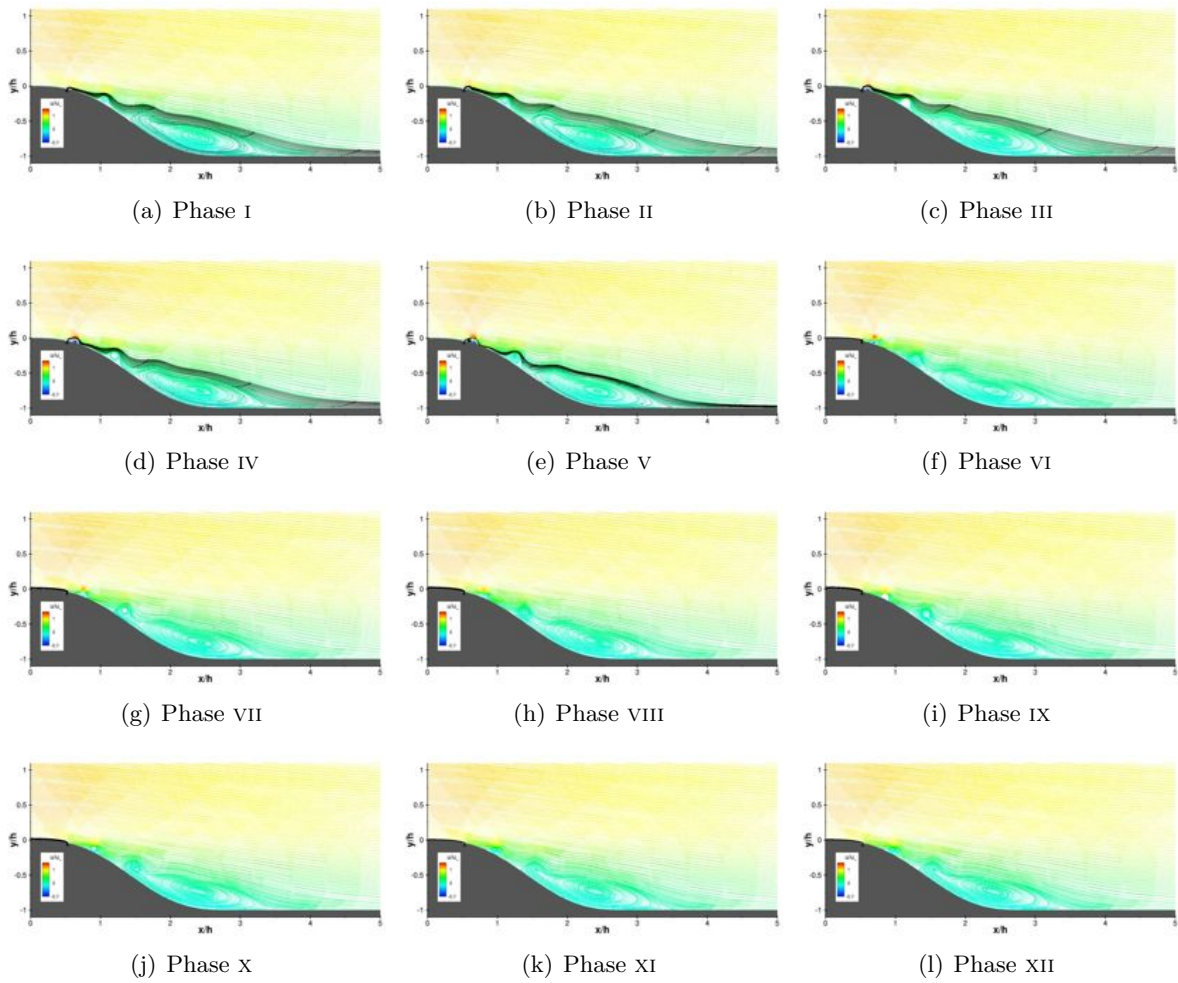


FIGURE F.18 –  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.



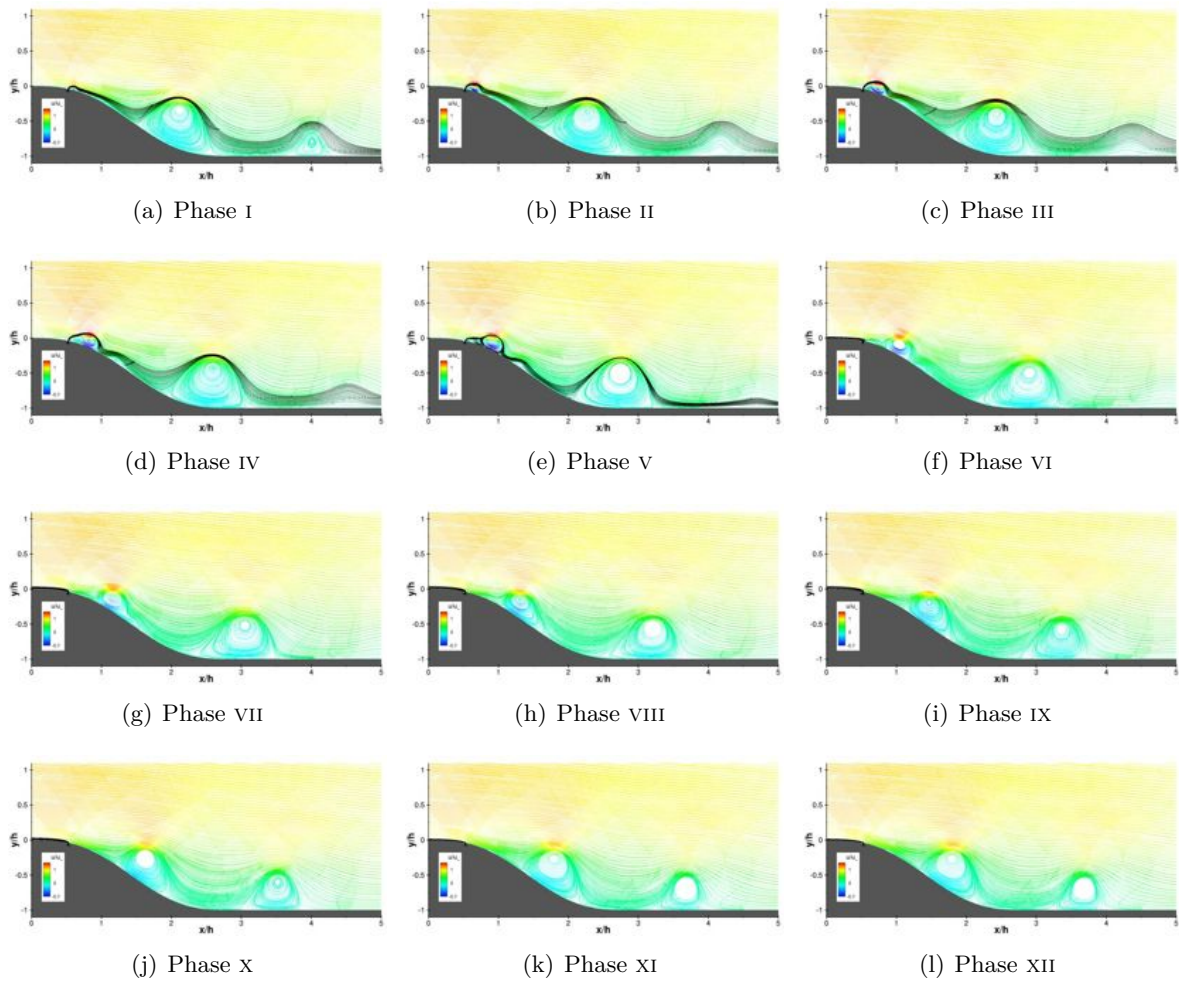


FIGURE F.19 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1,0; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

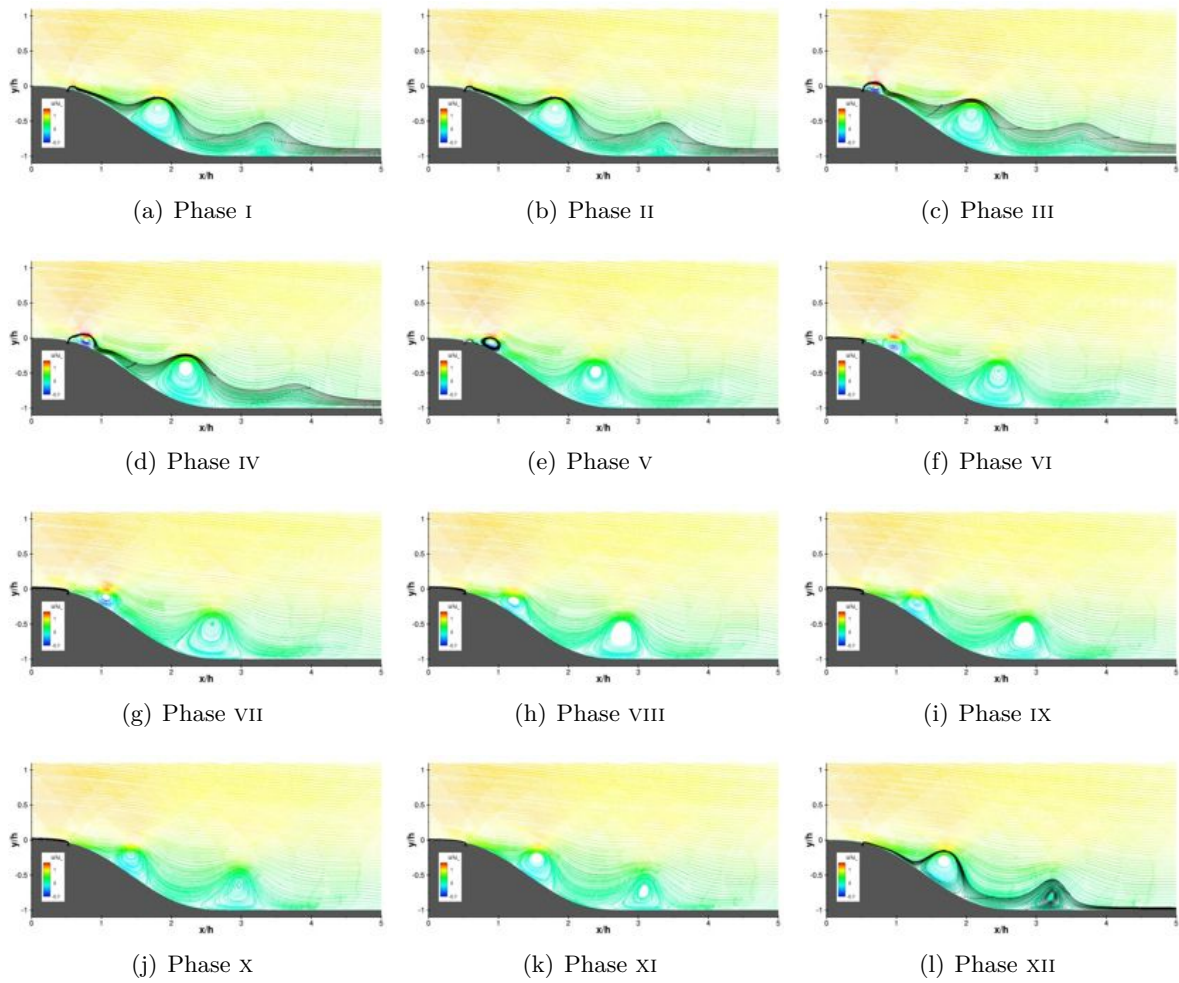


FIGURE F.20 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

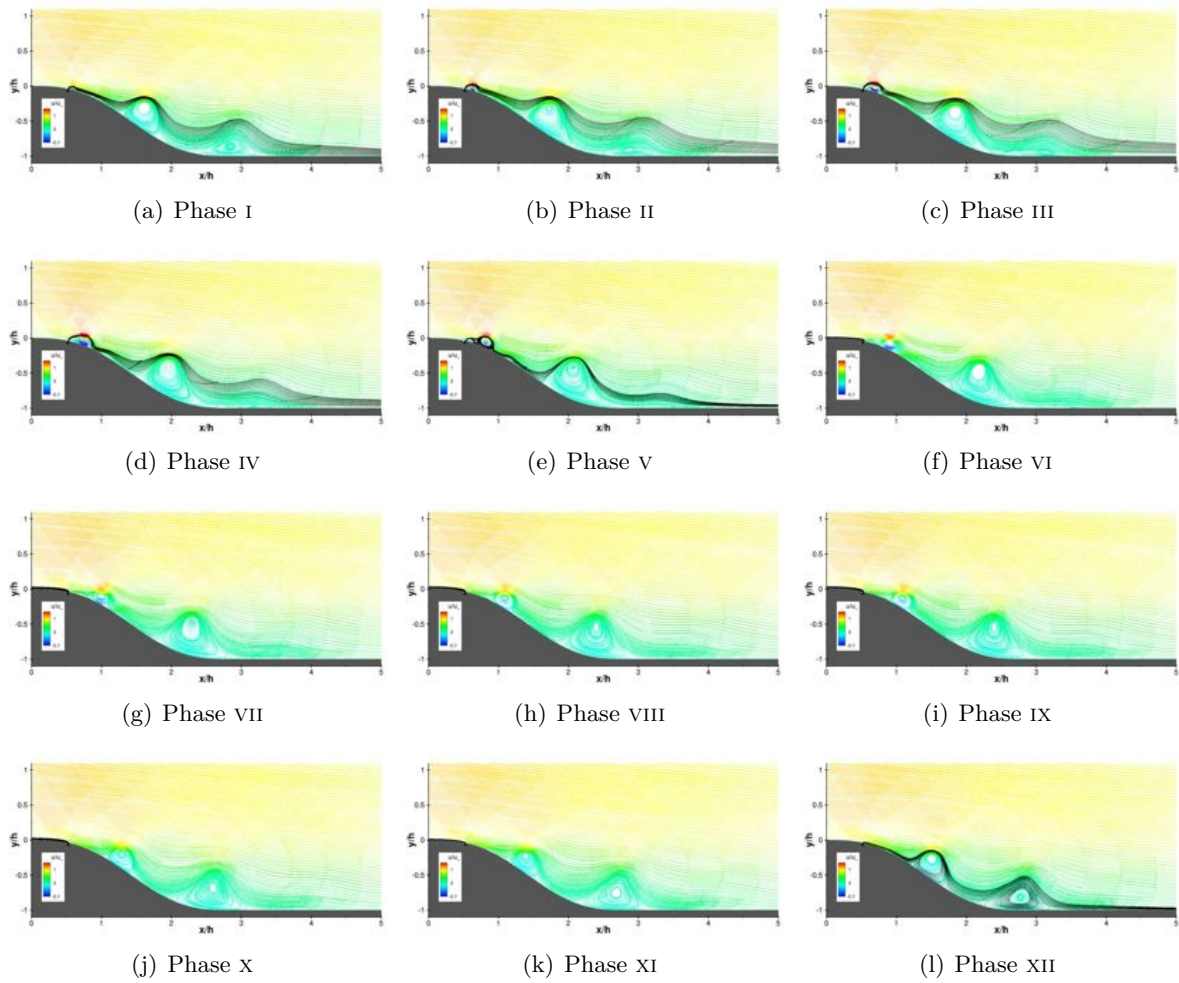


FIGURE F.21 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1,4; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

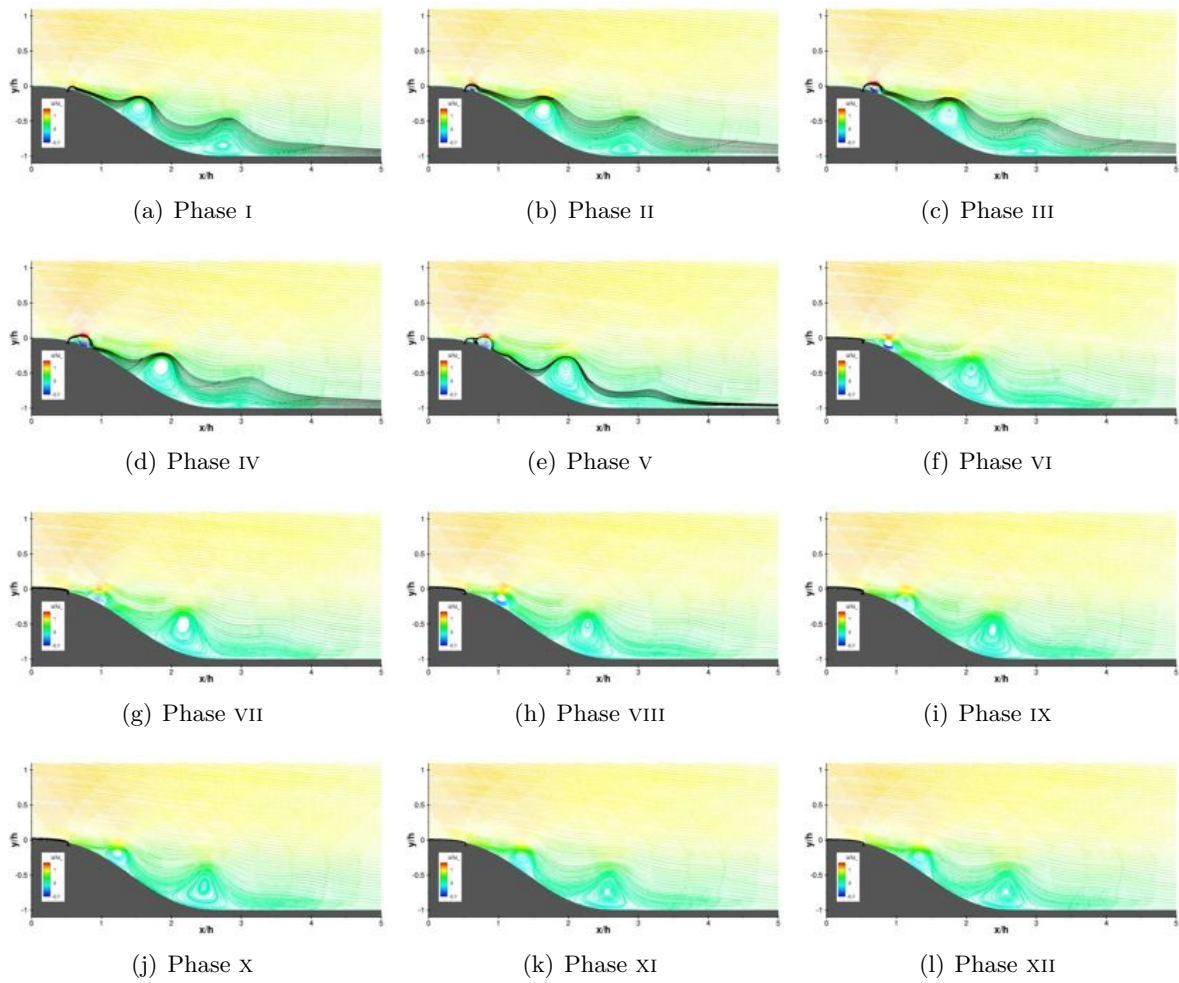


FIGURE F.22 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1,5; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

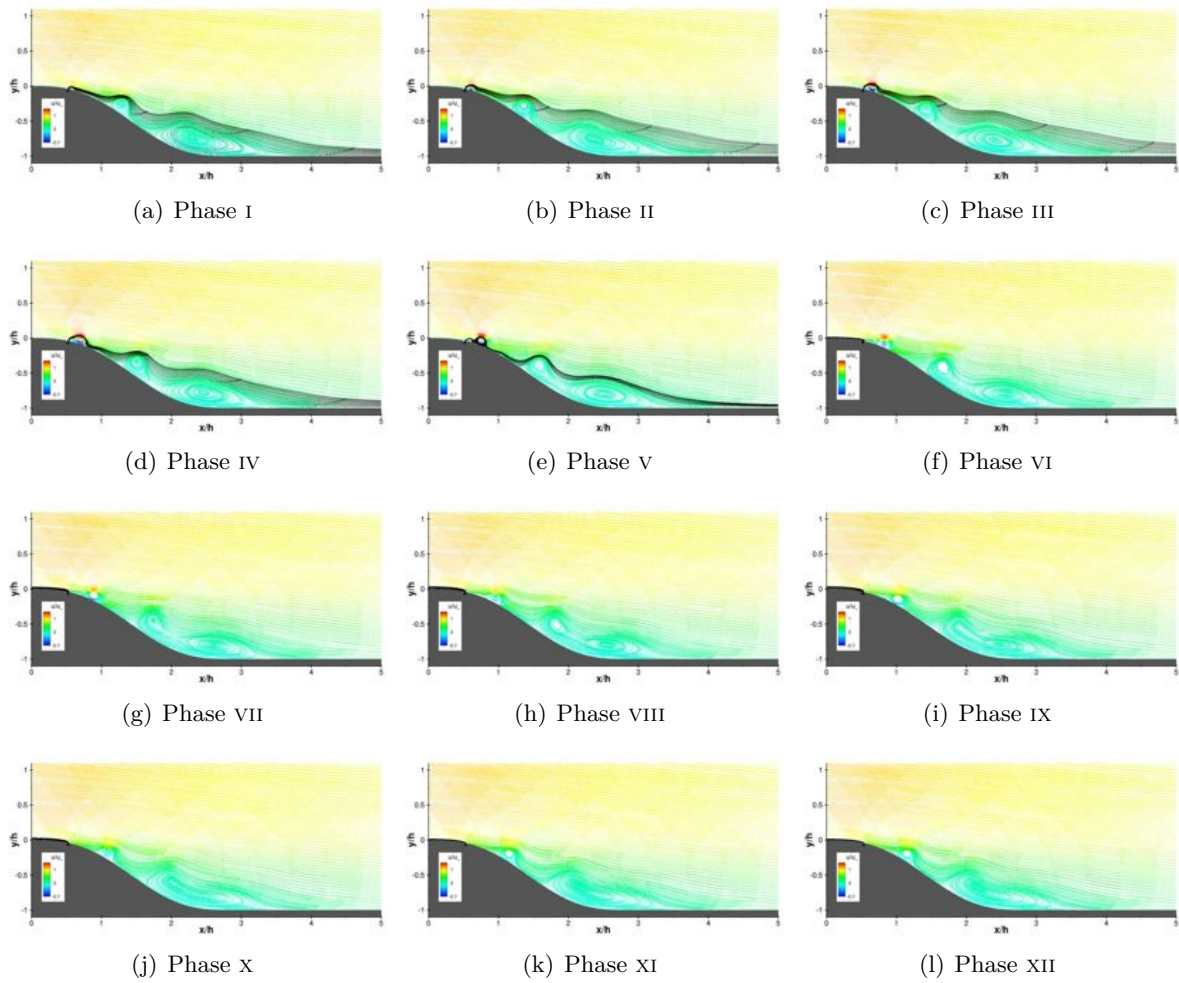


FIGURE F.23 –  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

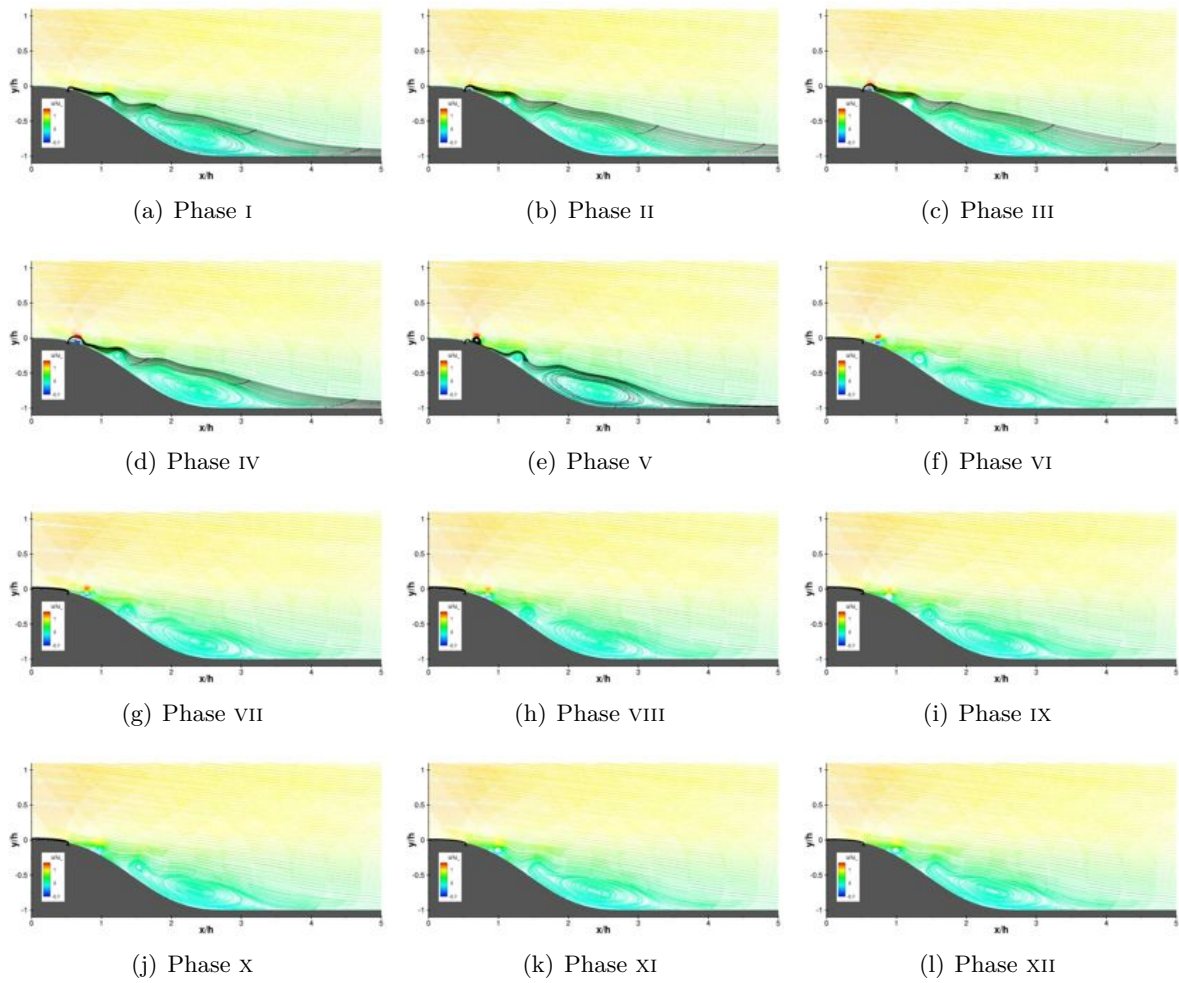


FIGURE F.24 –  $\{\mathcal{F}^+ = 3,0; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.



# Moyennes de phase de l'écoulement en sortie de l'actionneur



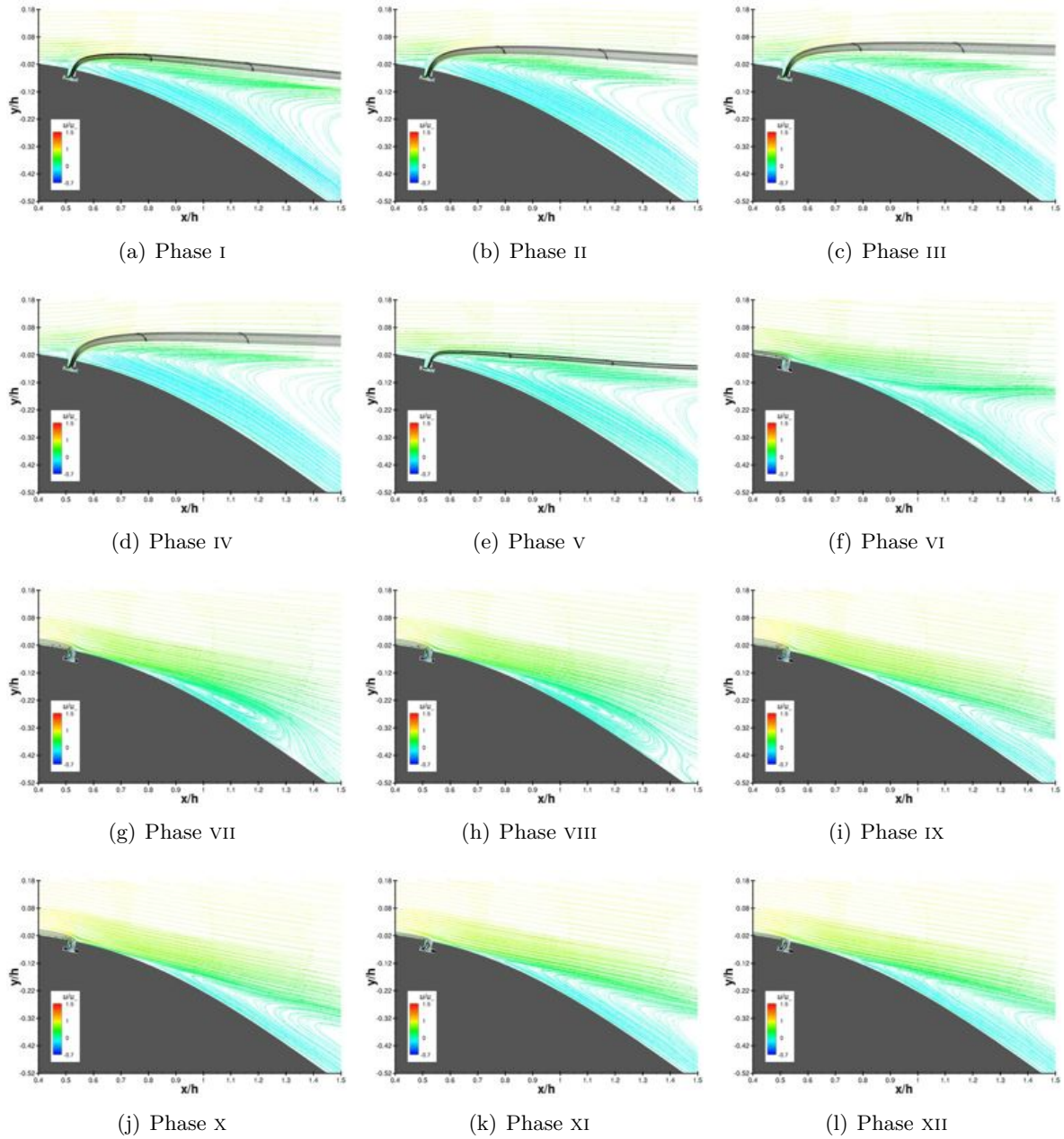


FIGURE G.1 –  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

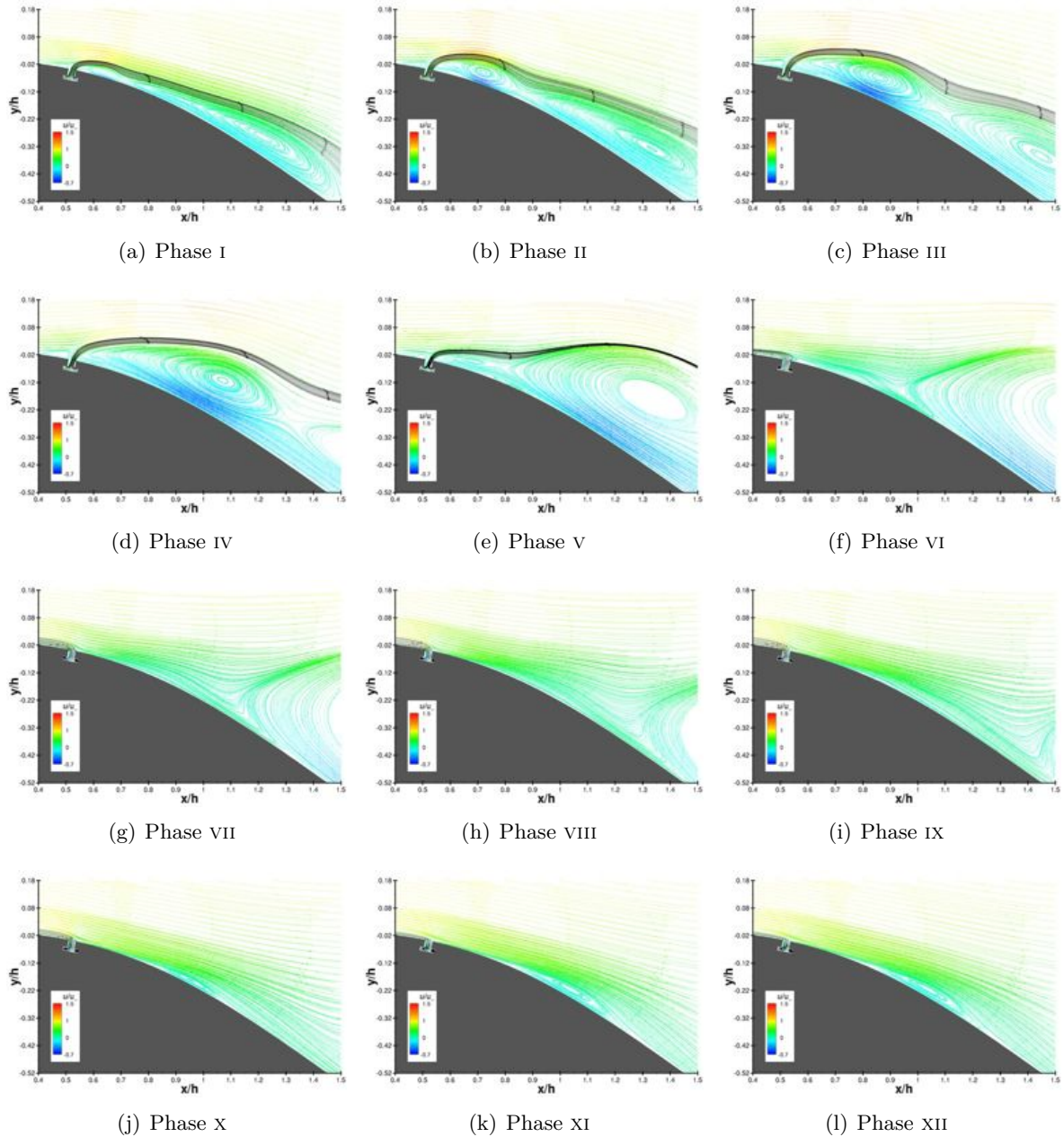


FIGURE G.2 –  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

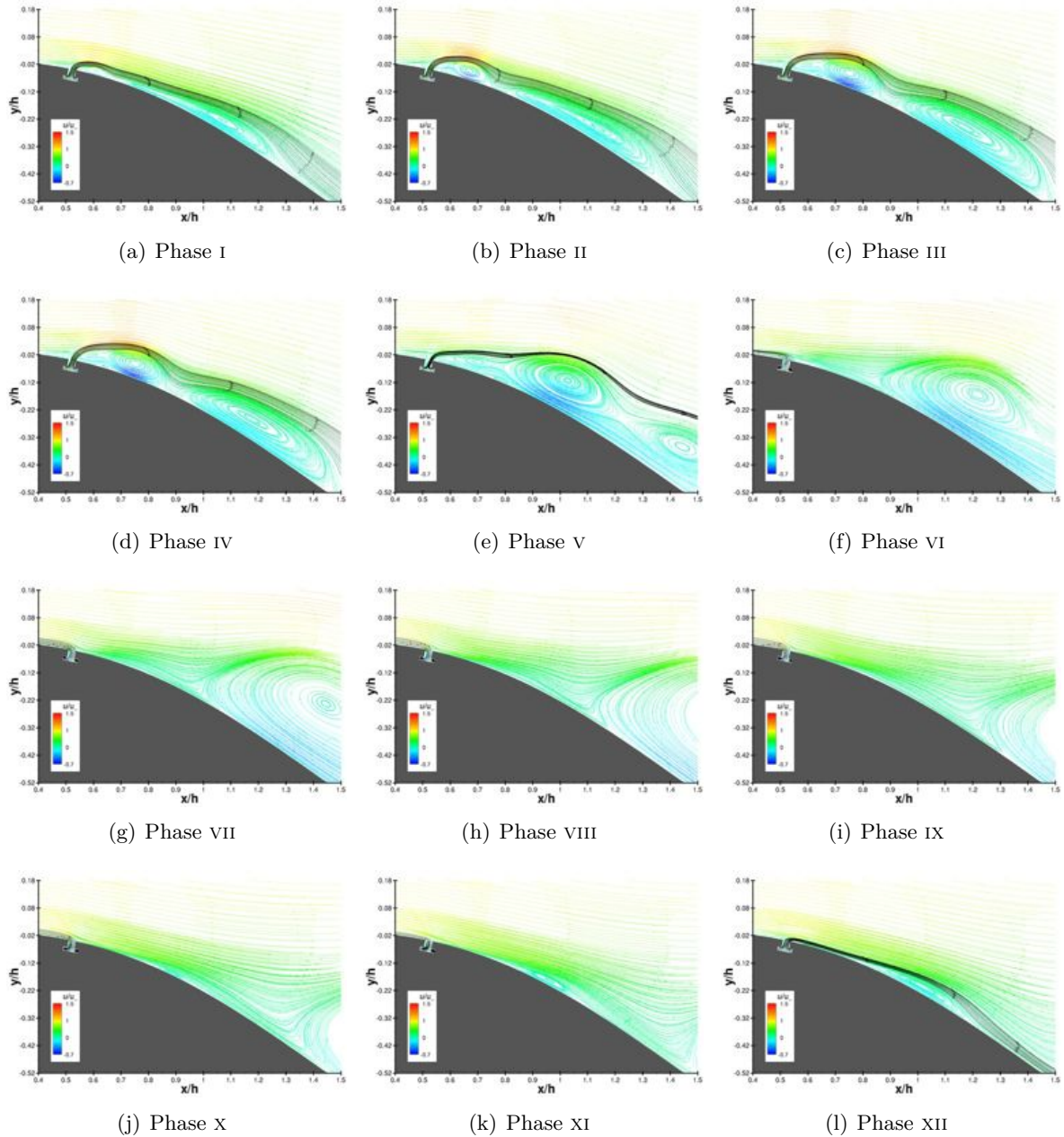


FIGURE G.3 –  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

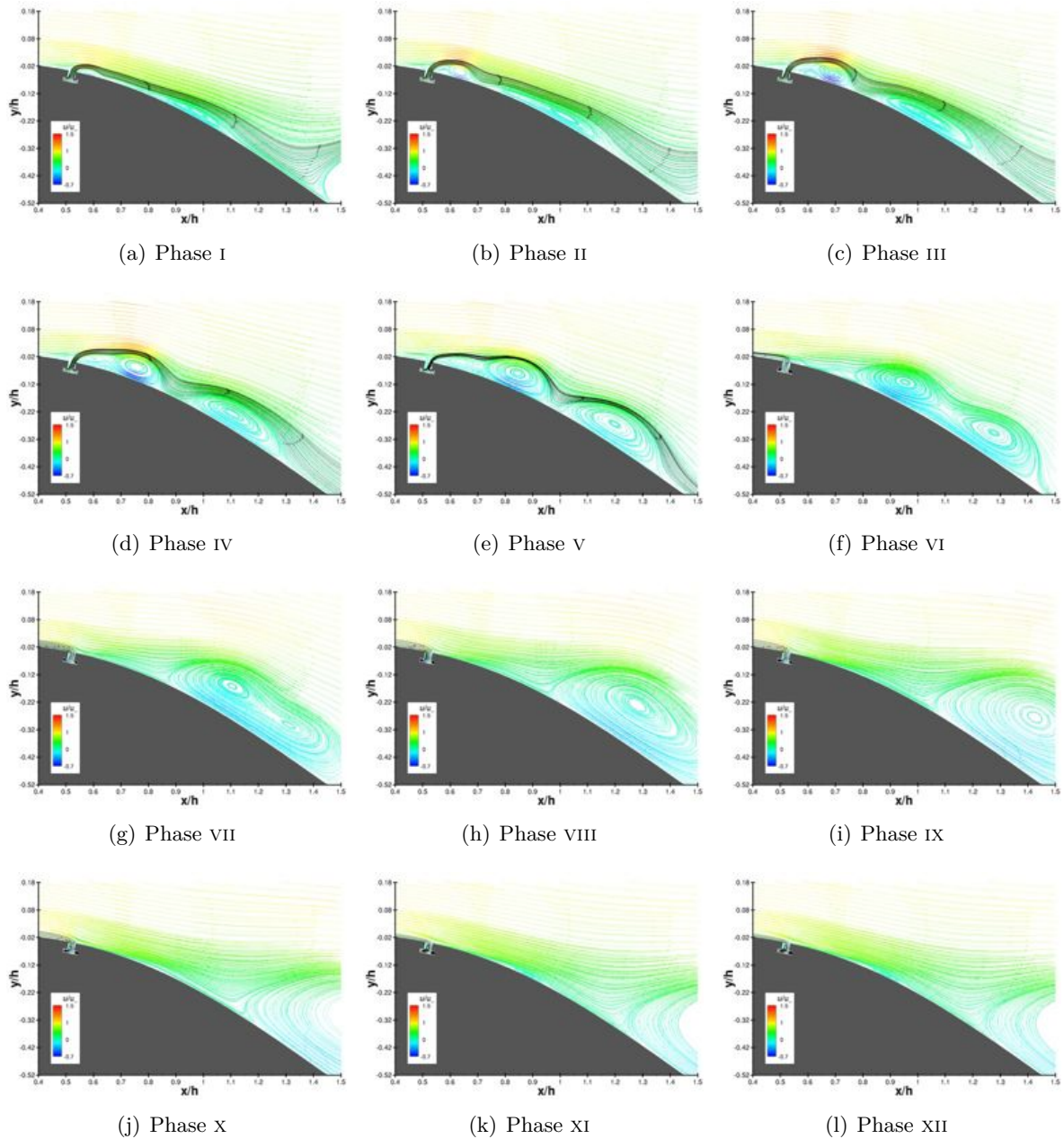


FIGURE G.4 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

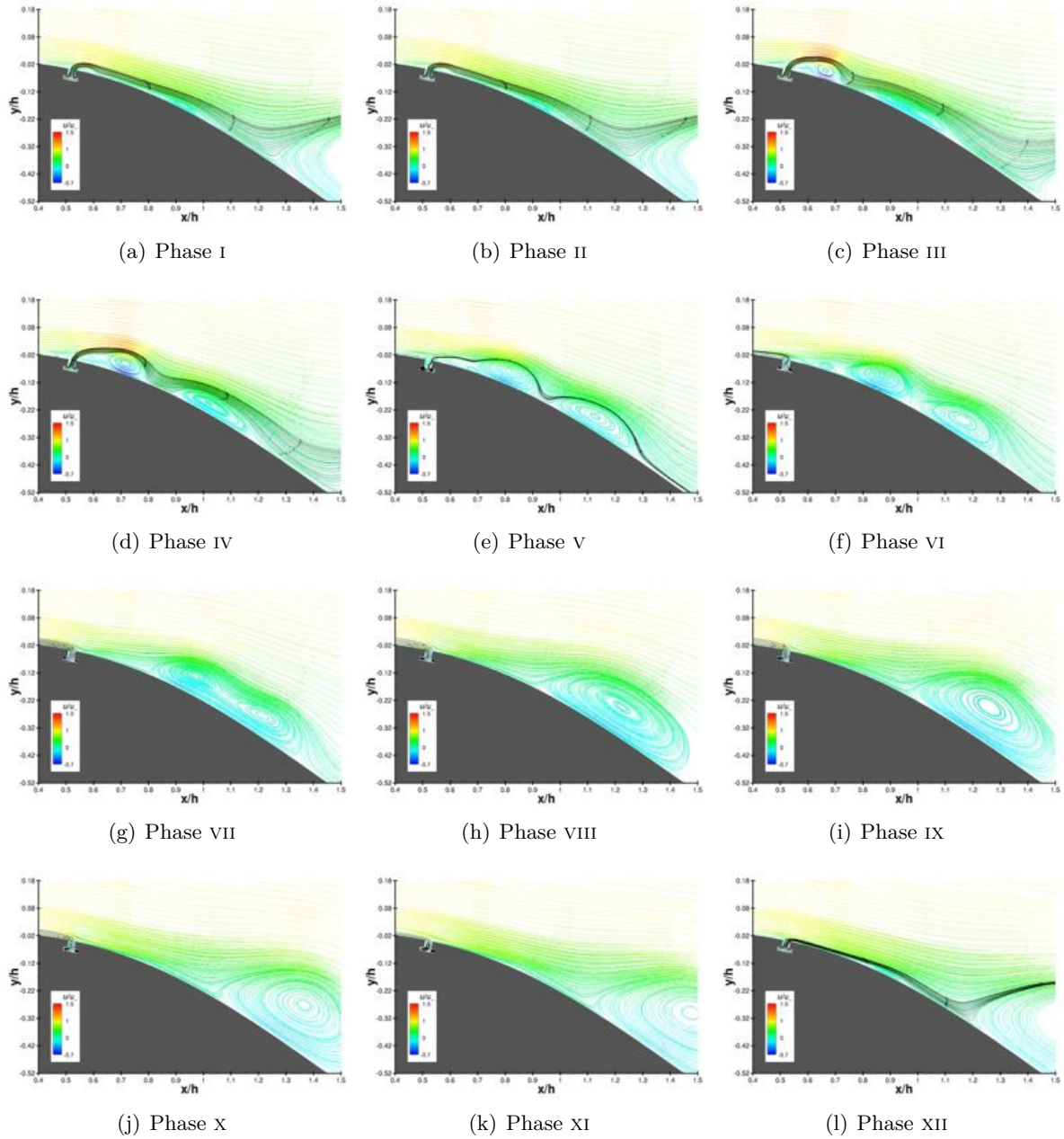


FIGURE G.5 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

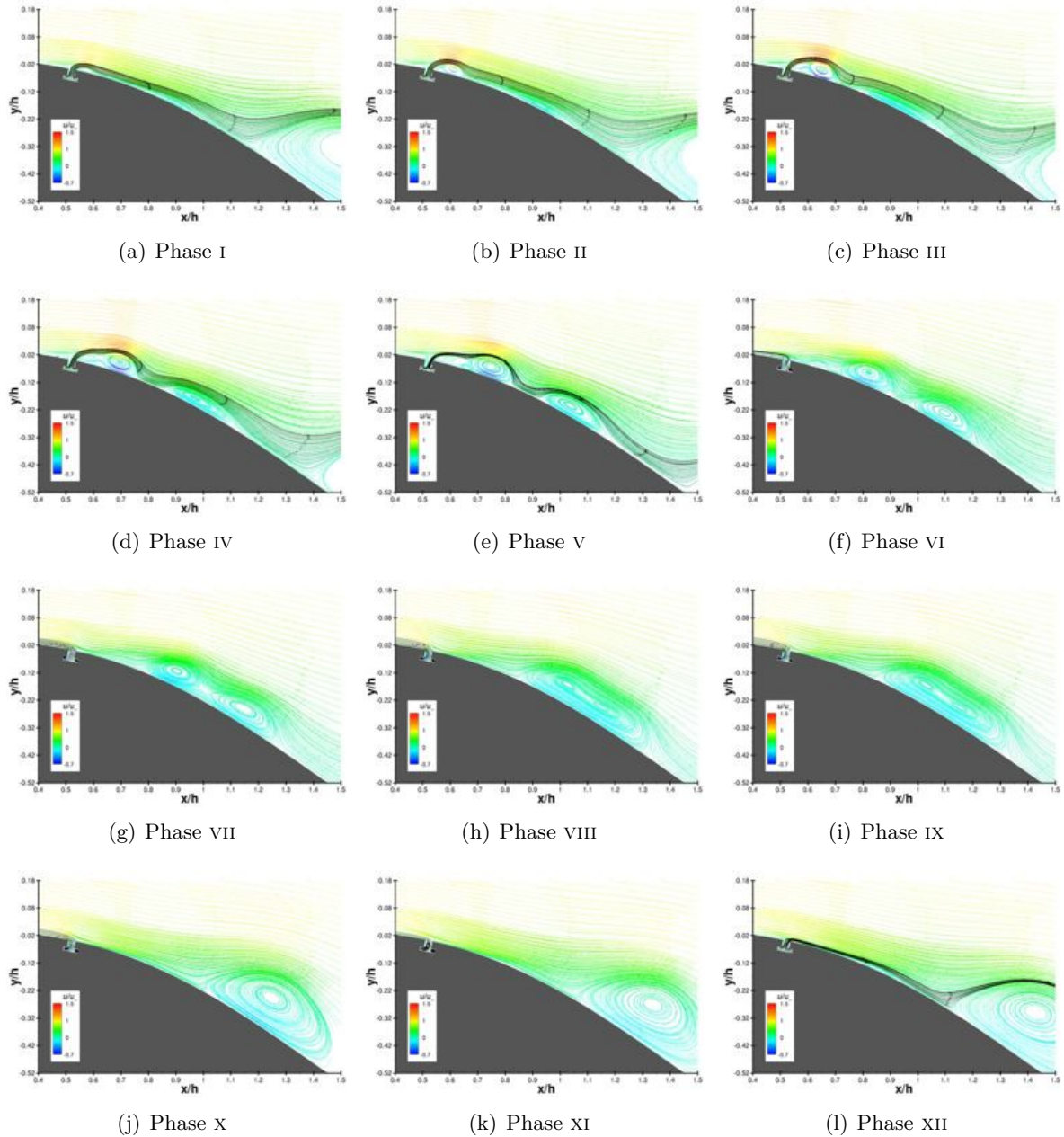


FIGURE G.6 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

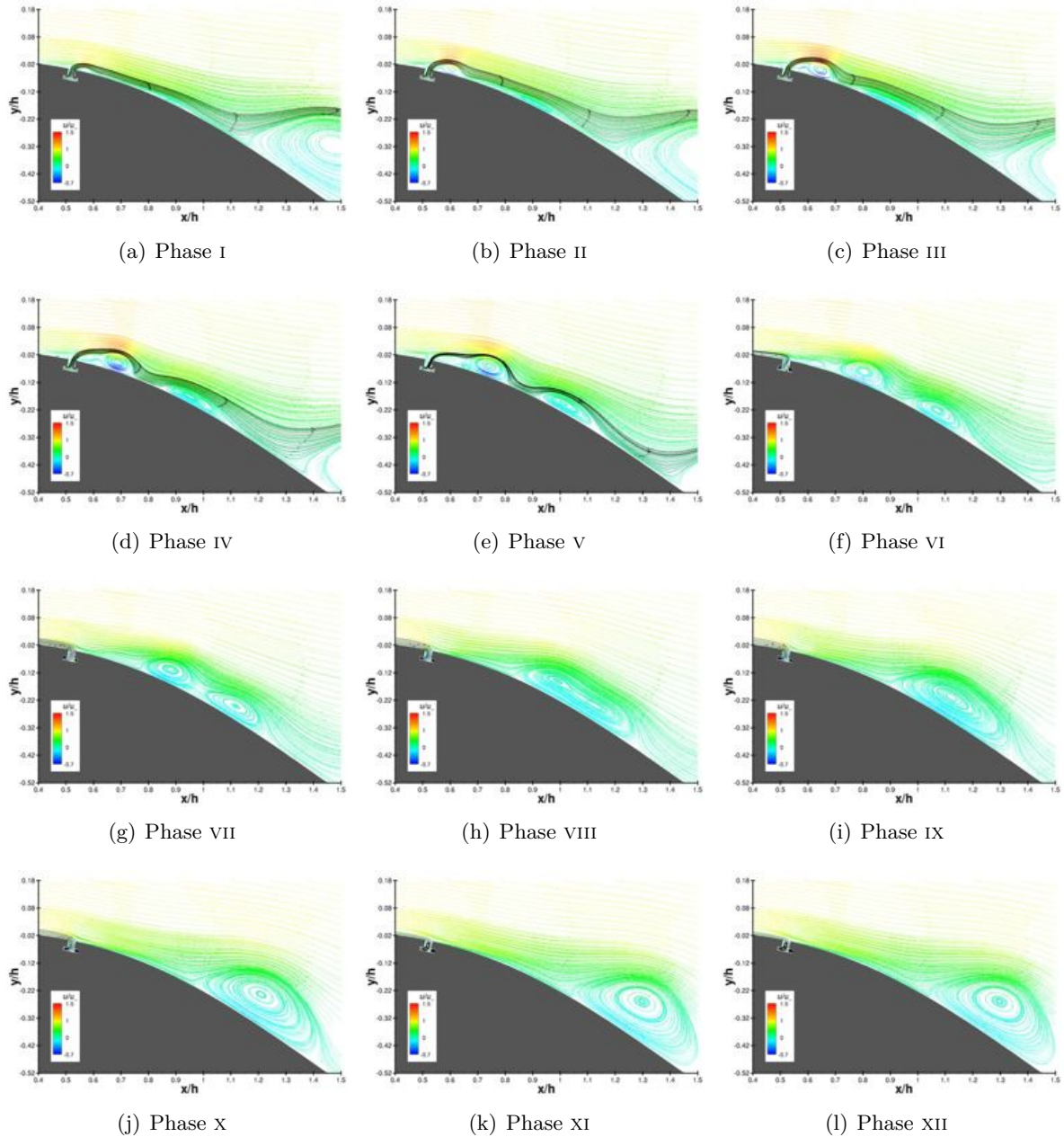


FIGURE G.7 -  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

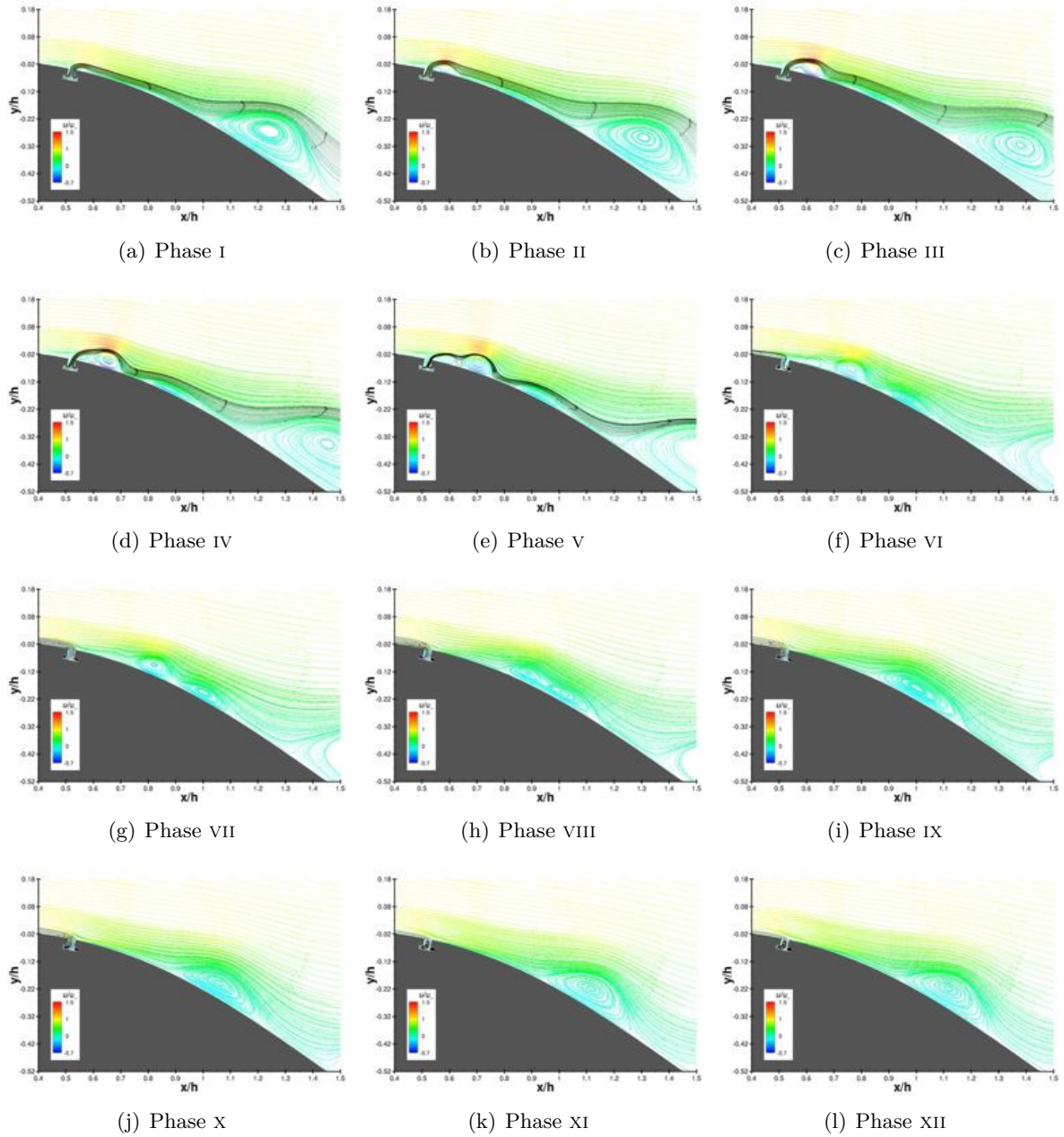


FIGURE G.8 –  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.



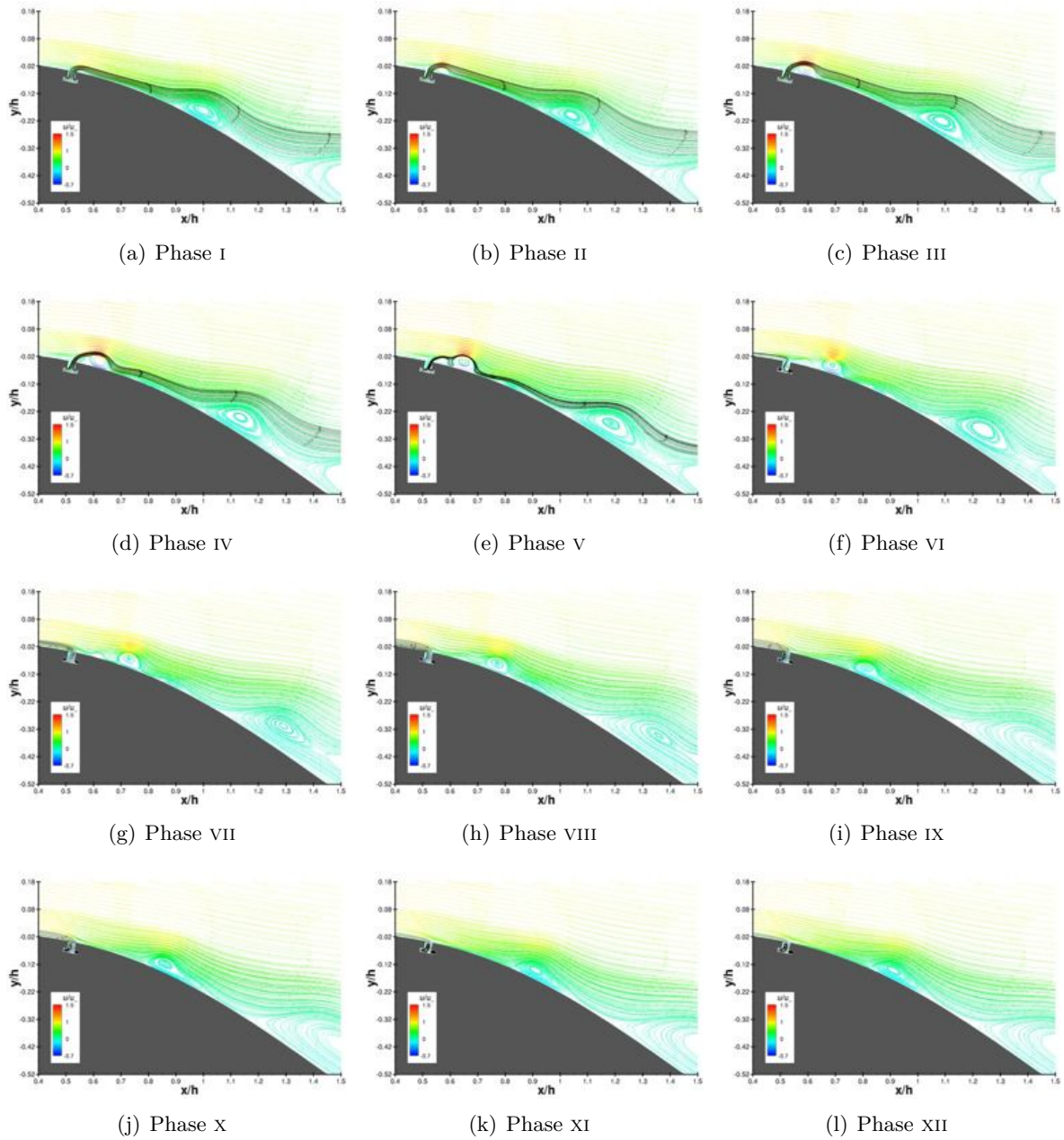


FIGURE G.9 –  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

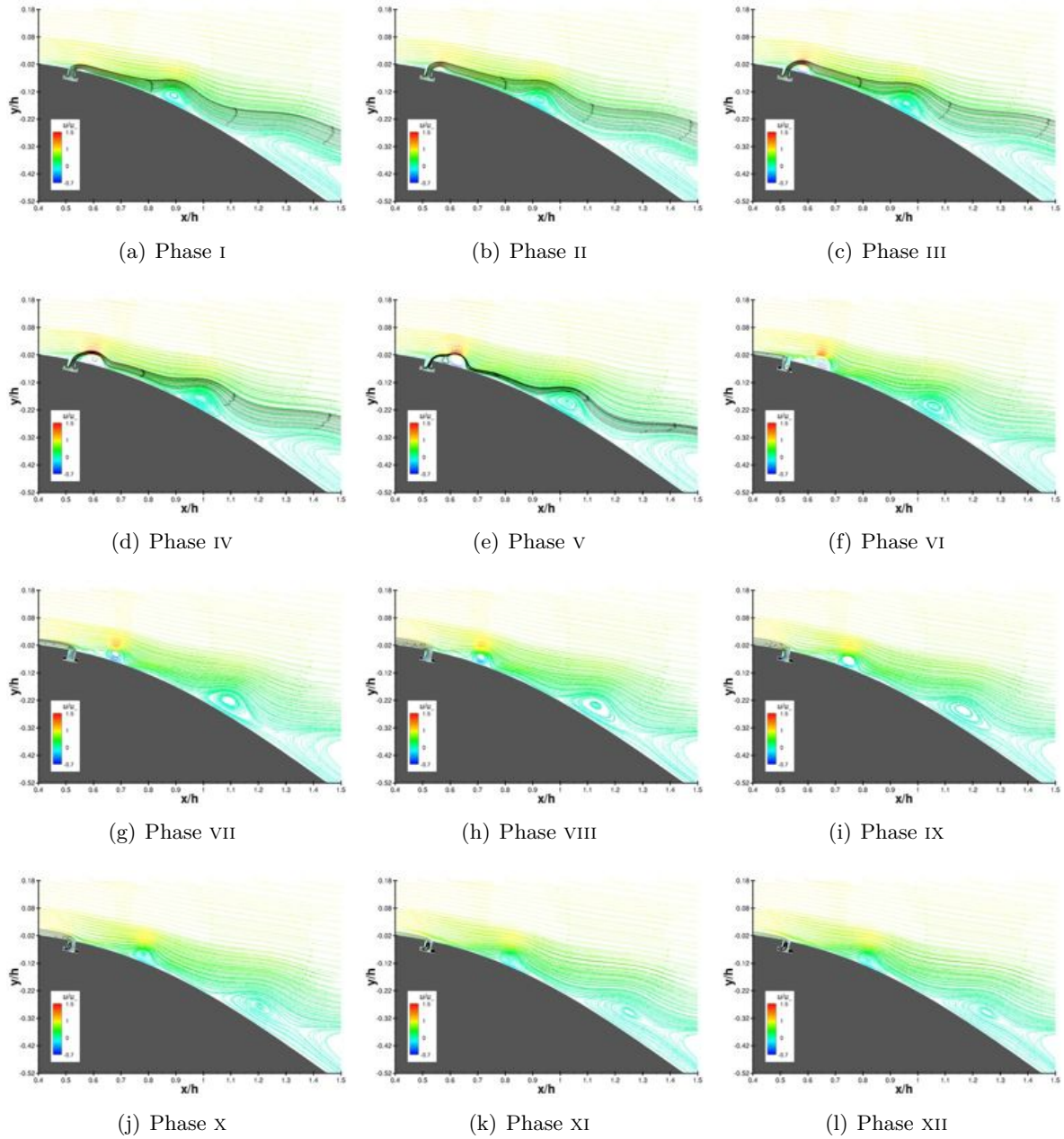


FIGURE G.10 –  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

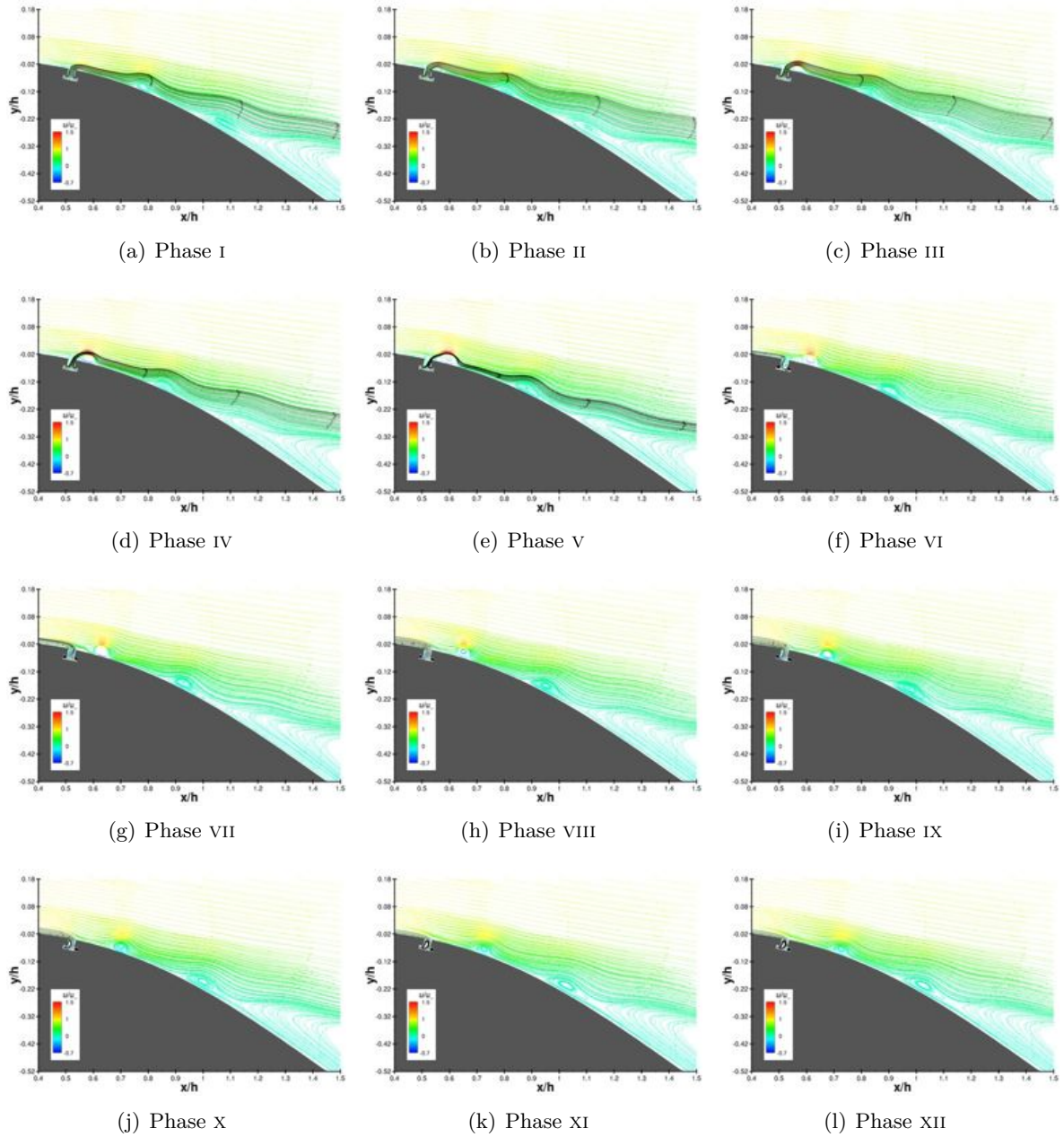


FIGURE G.11 –  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

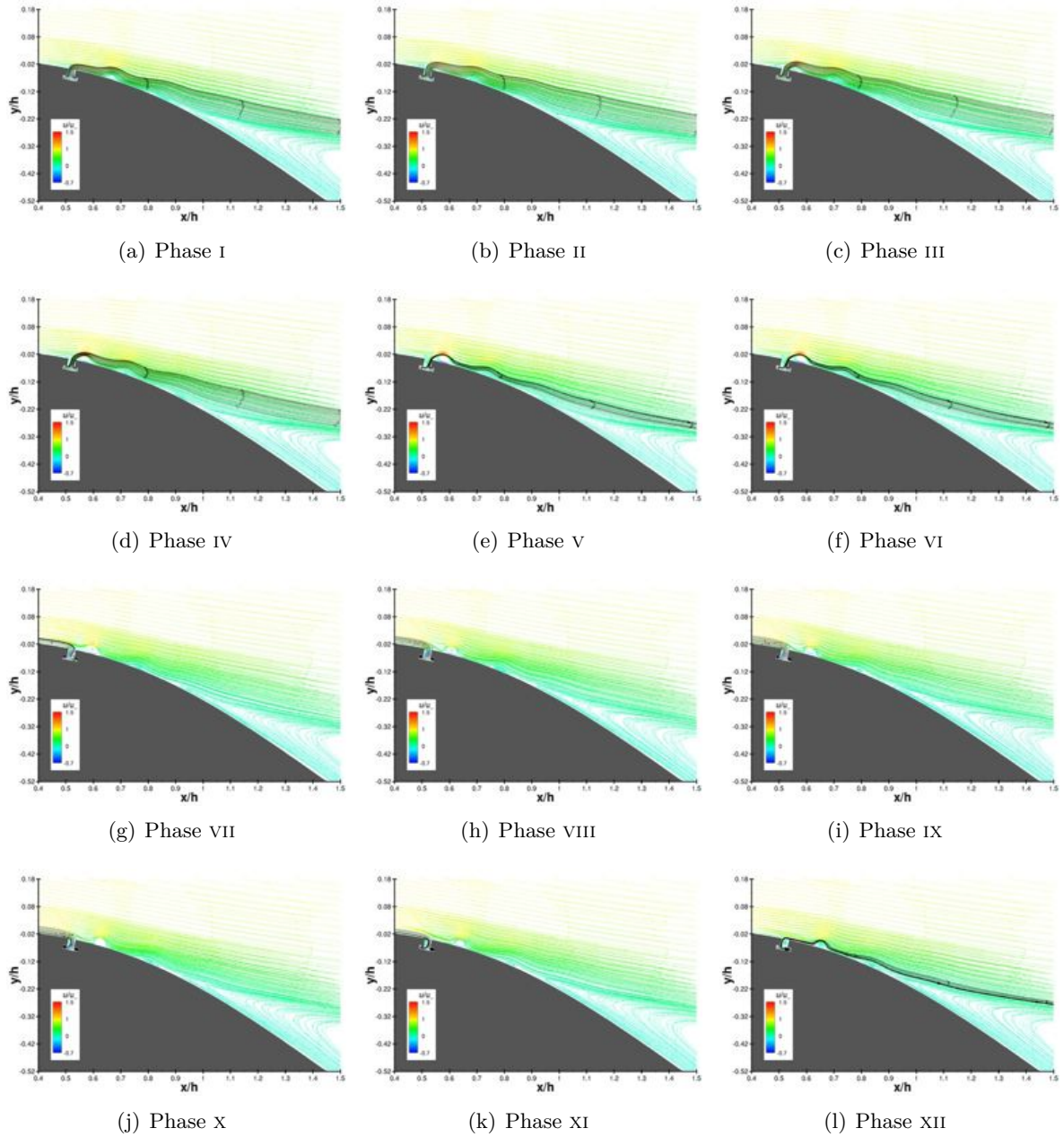


FIGURE G.12 –  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

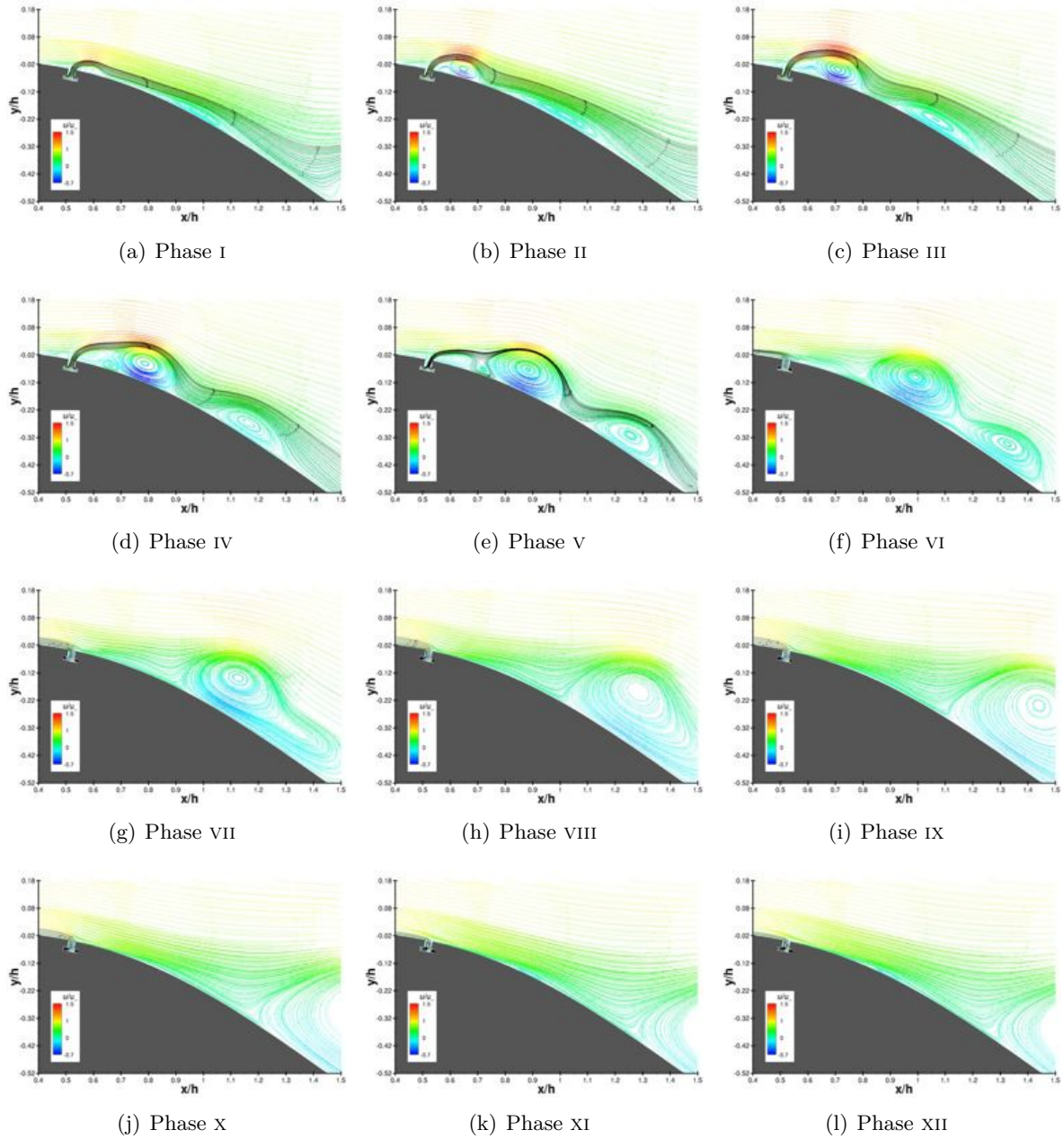


FIGURE G.13 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

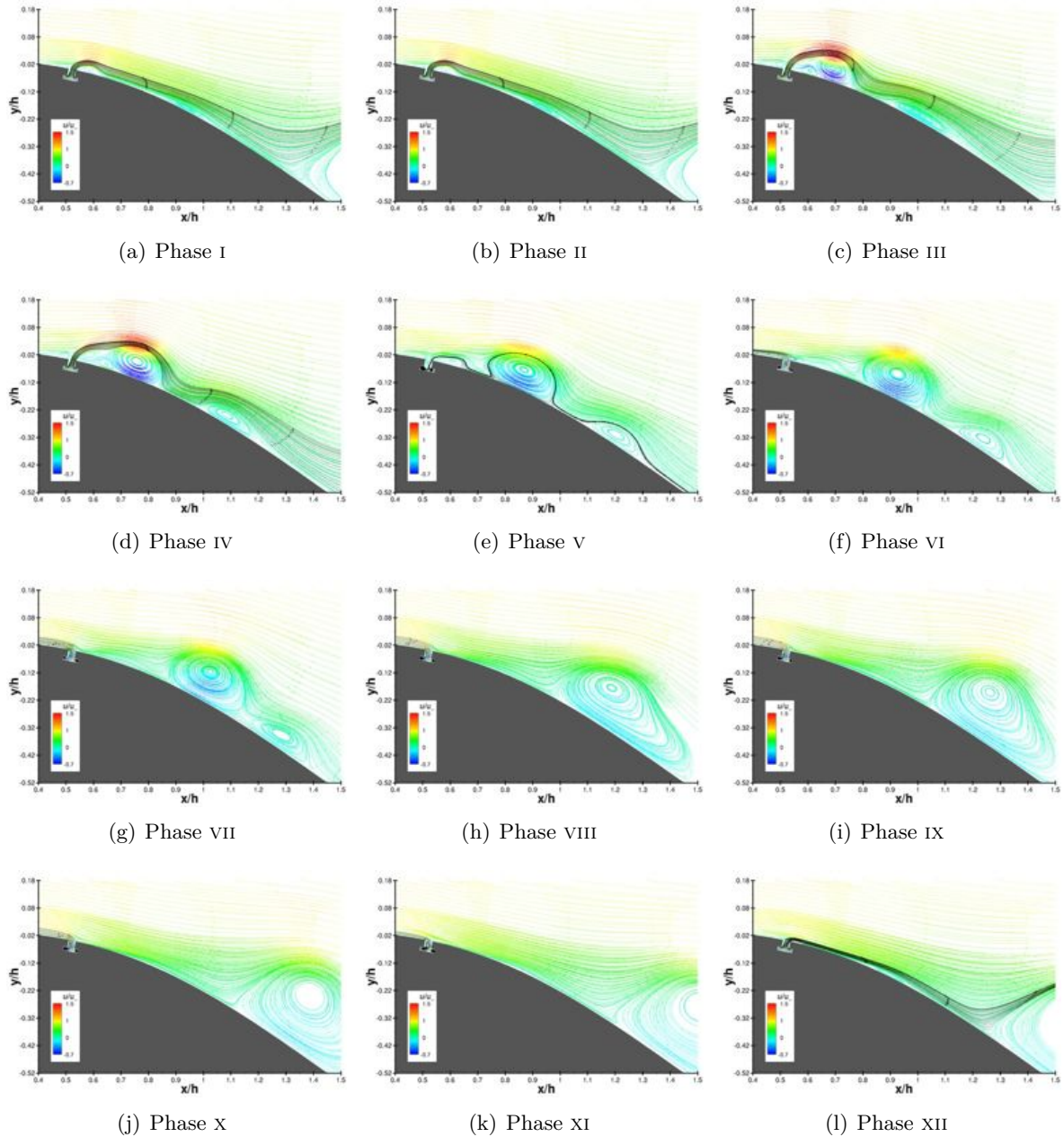


FIGURE G.14 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

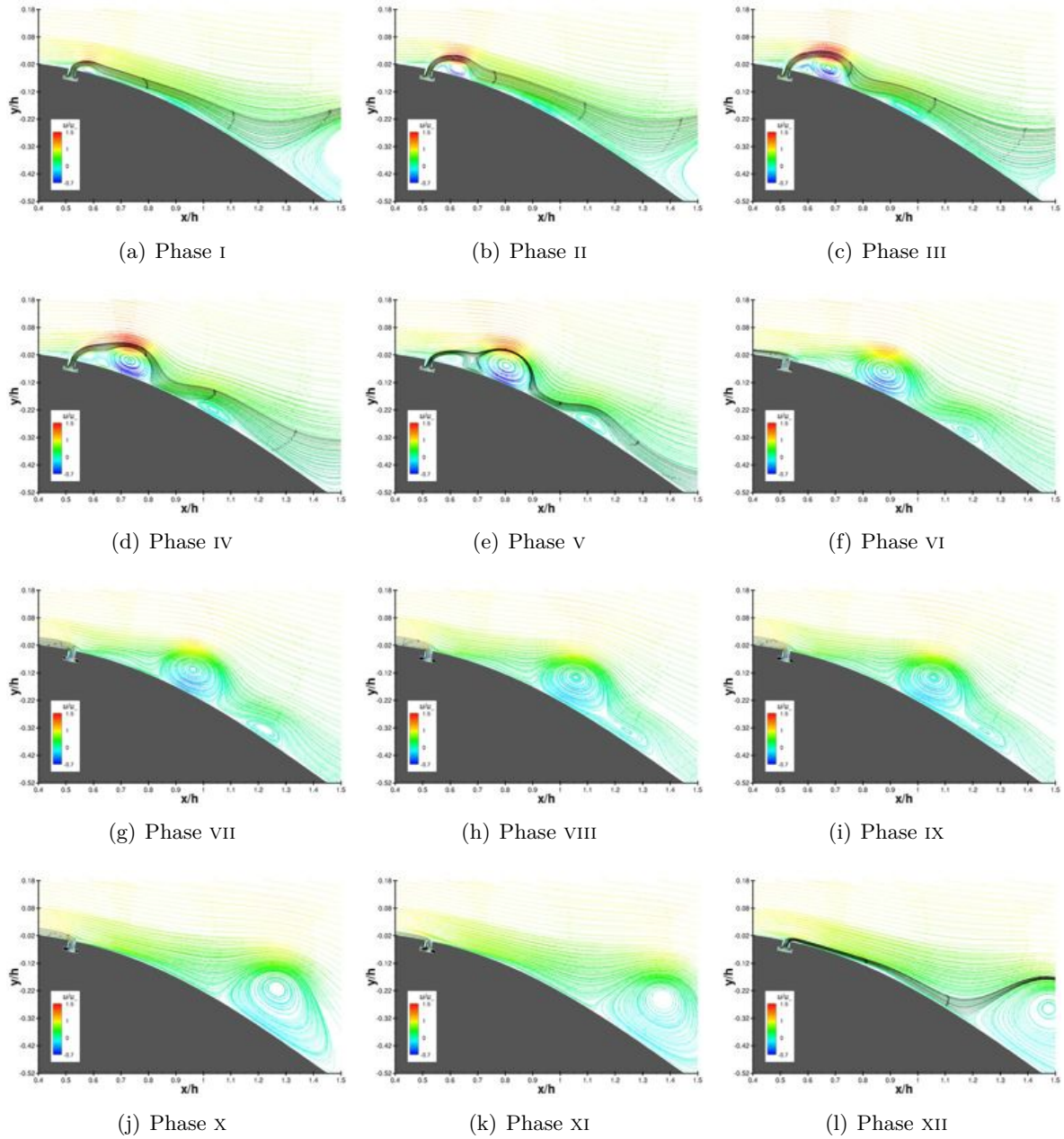


FIGURE G.15 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

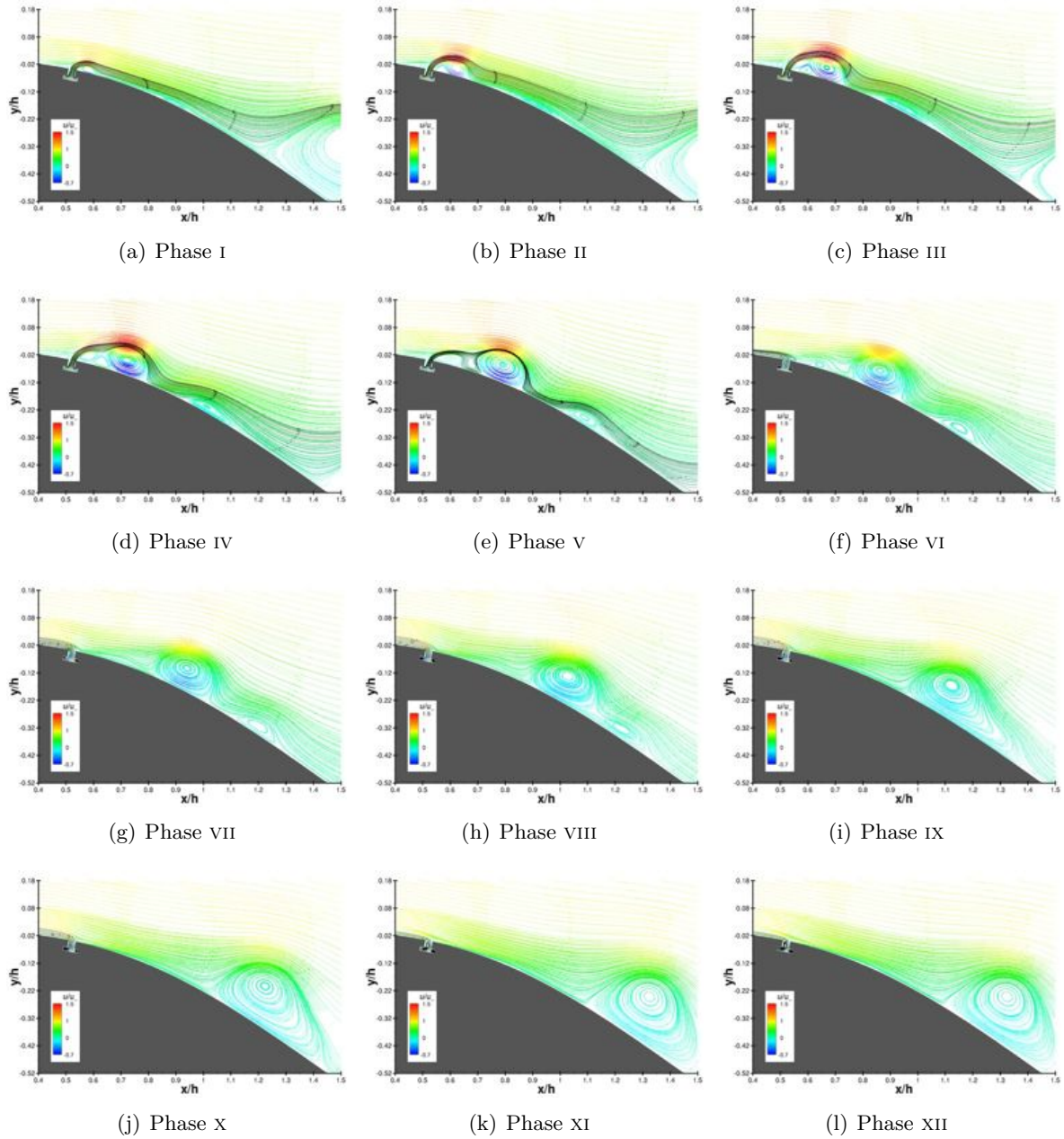


FIGURE G.16 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.



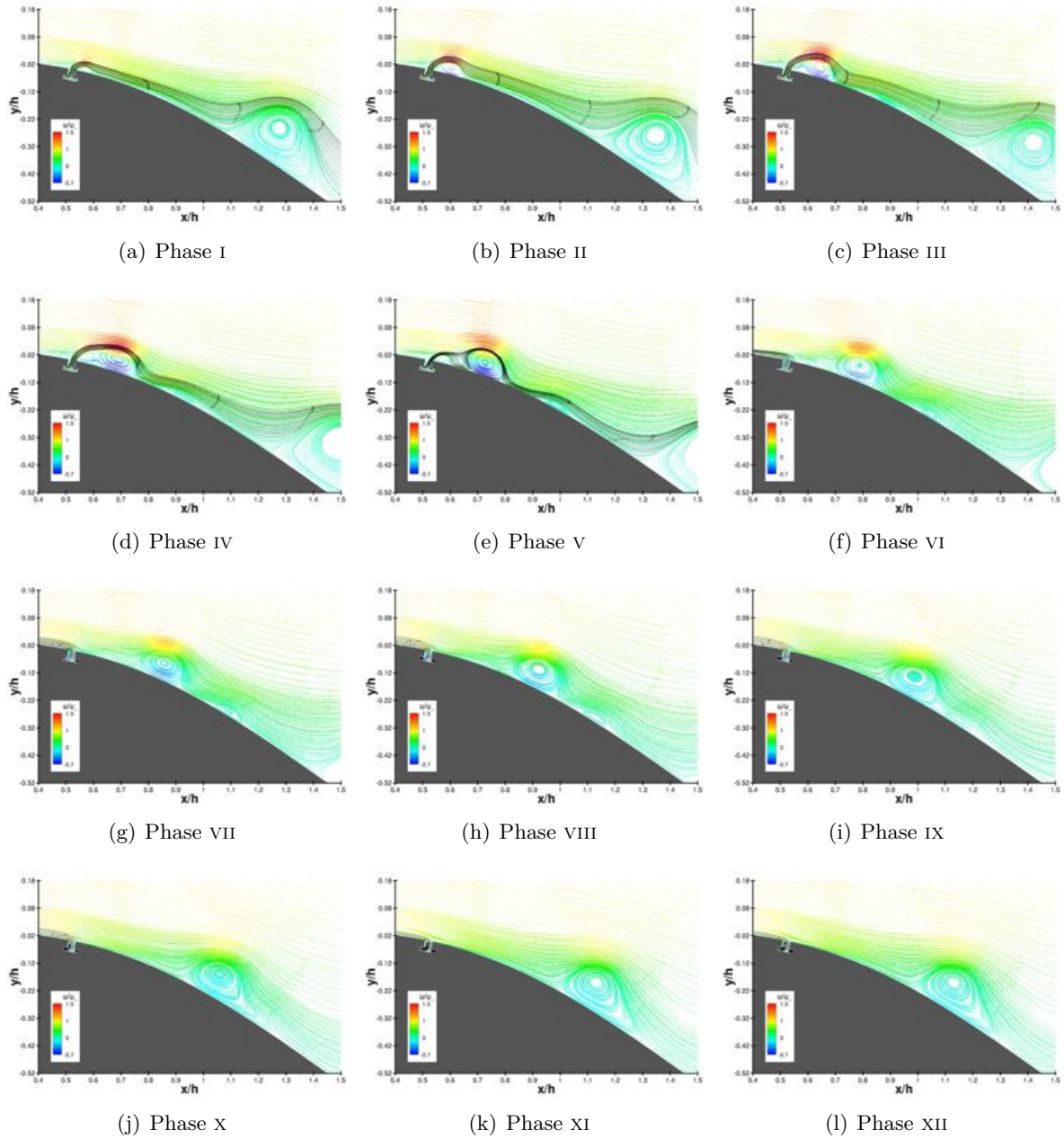


FIGURE G.17 –  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

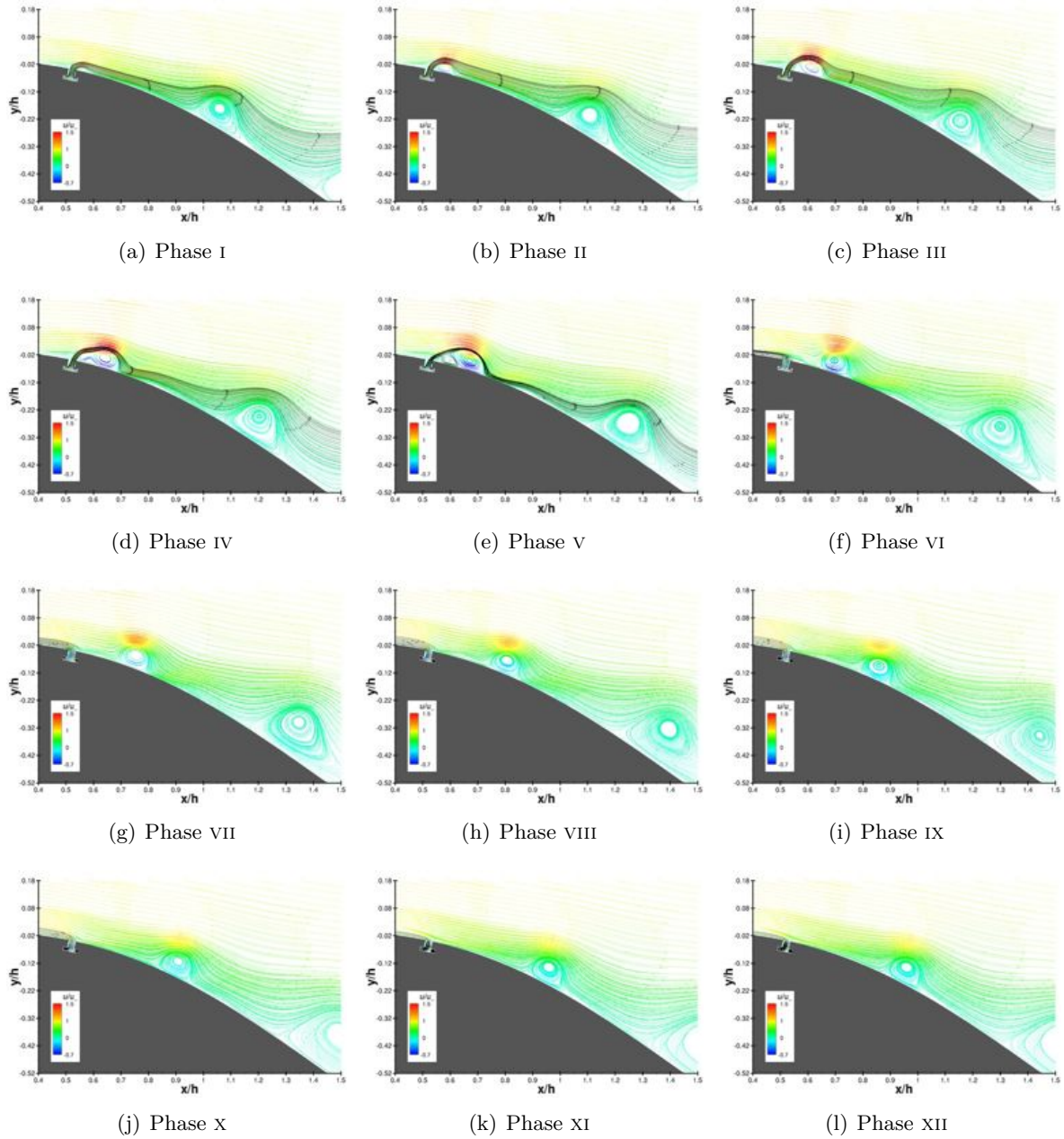


FIGURE G.18 –  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

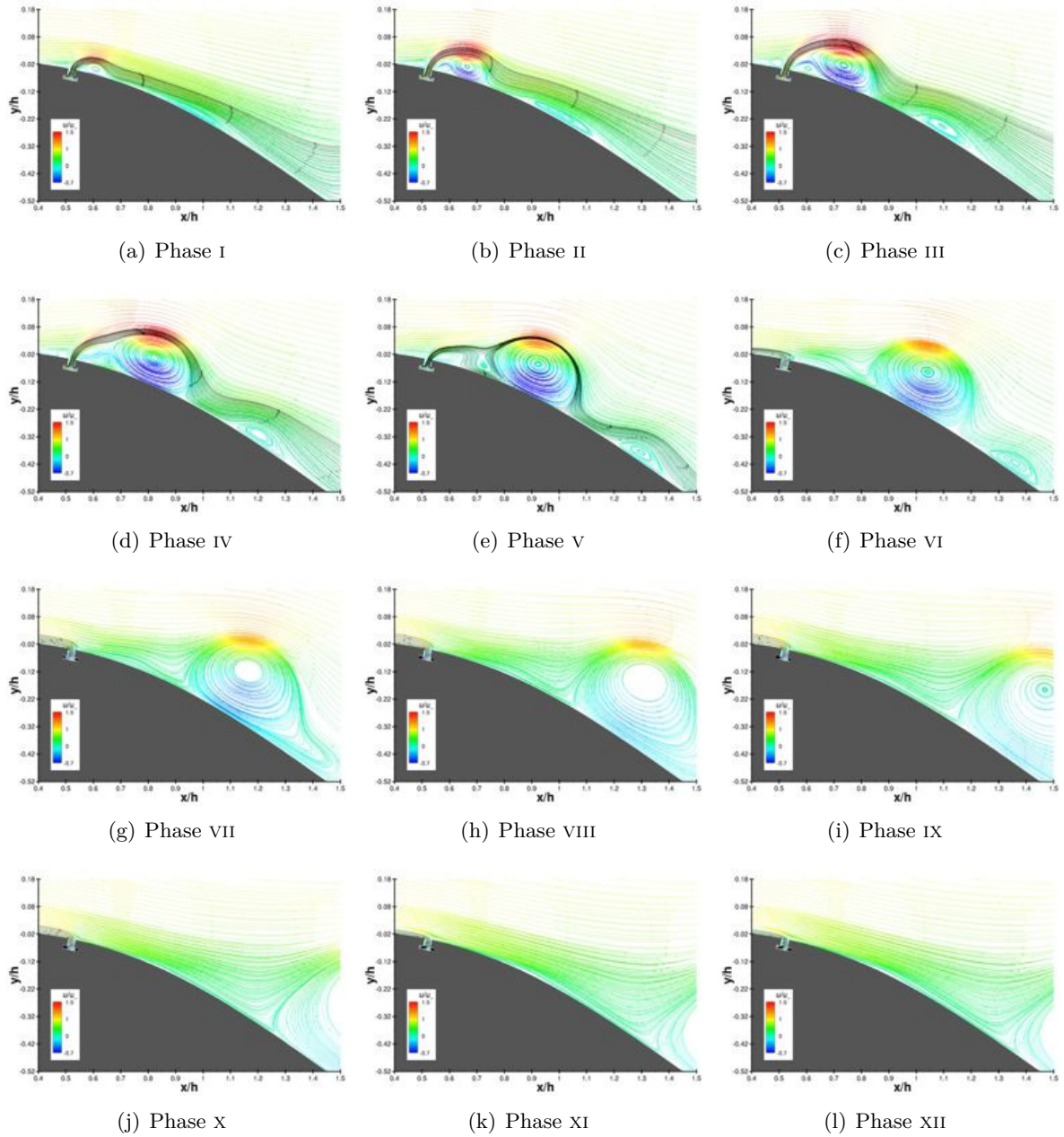


FIGURE G.19 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

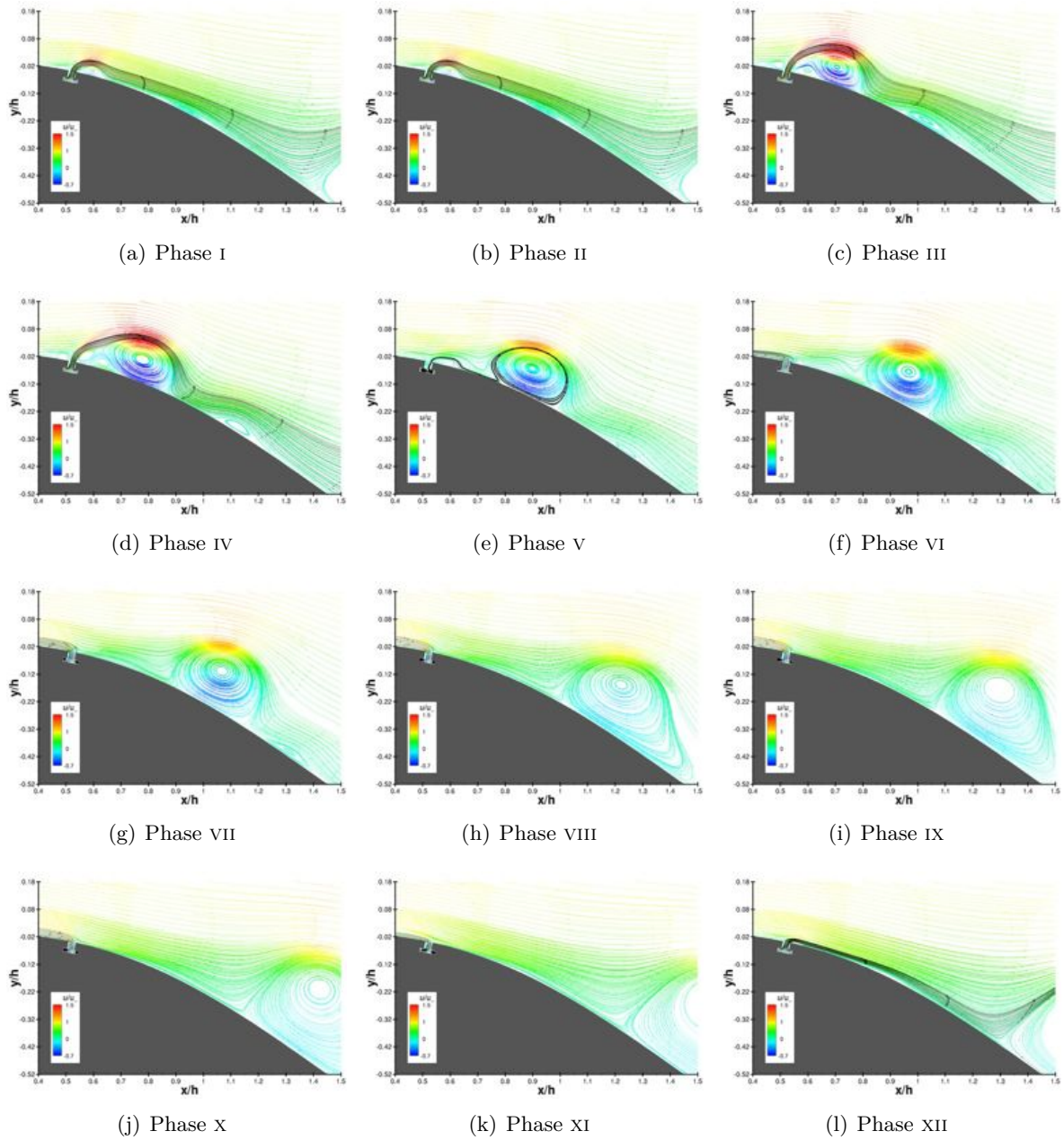


FIGURE G.20 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

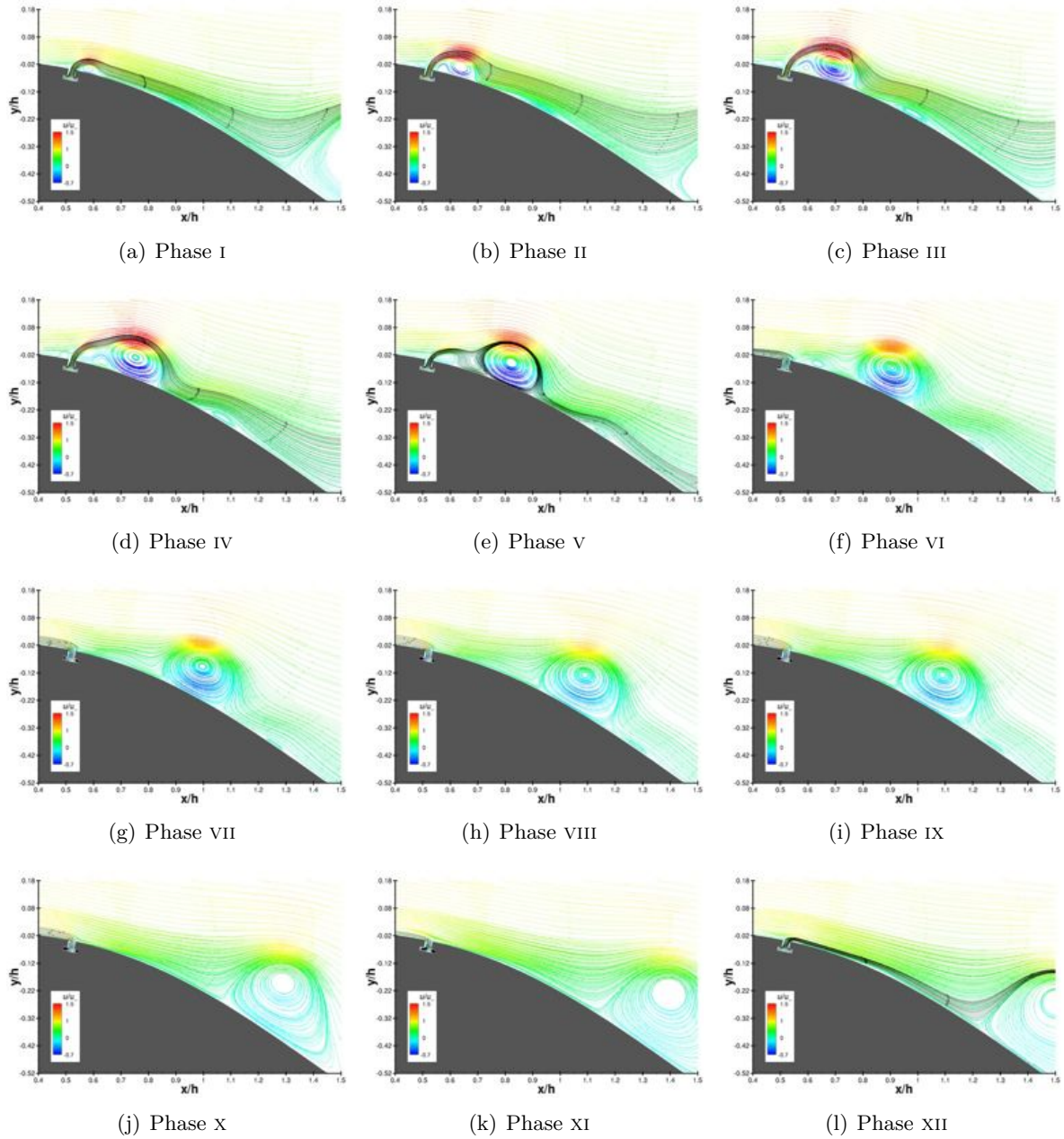


FIGURE G.21 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

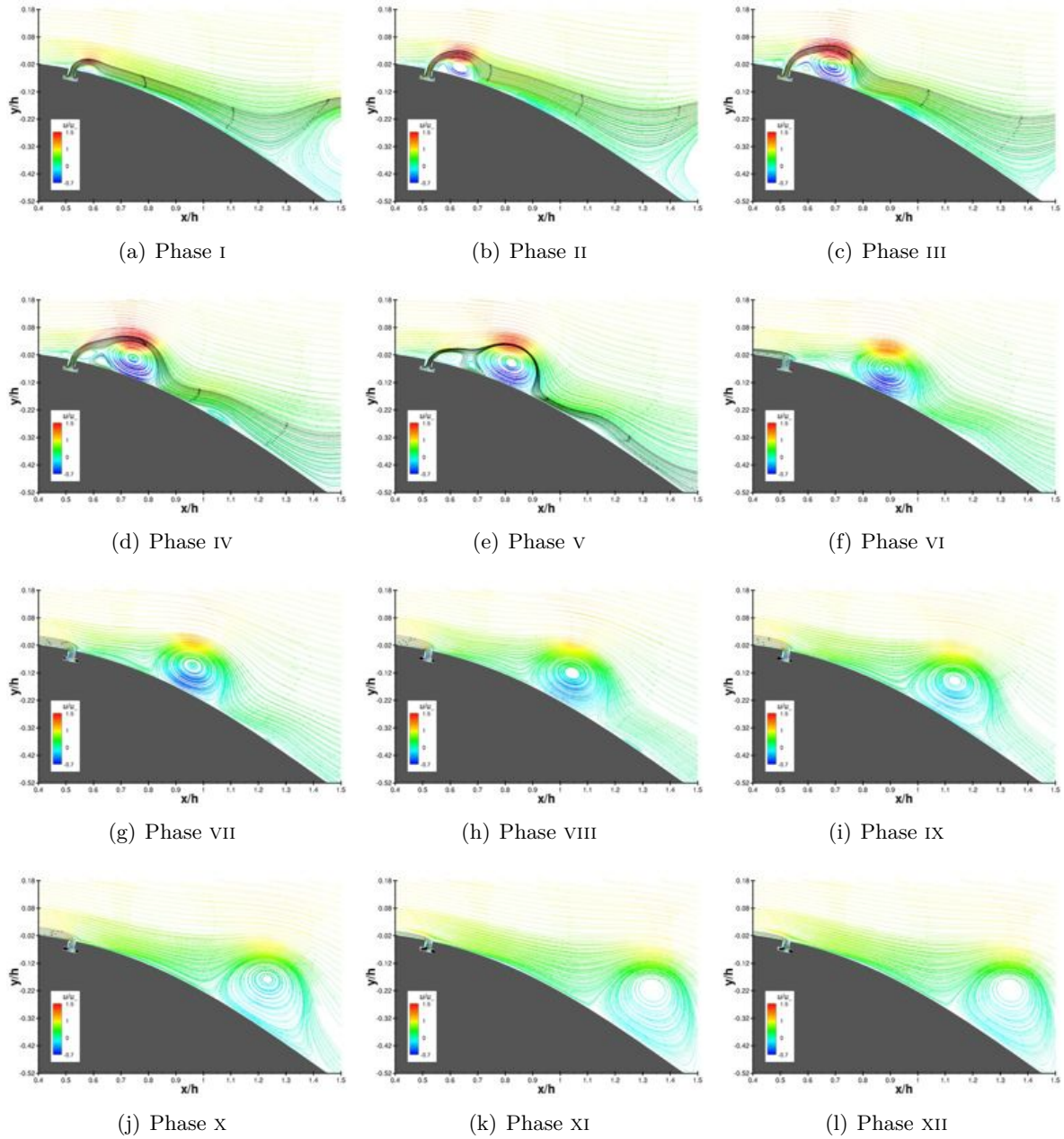


FIGURE G.22 –  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

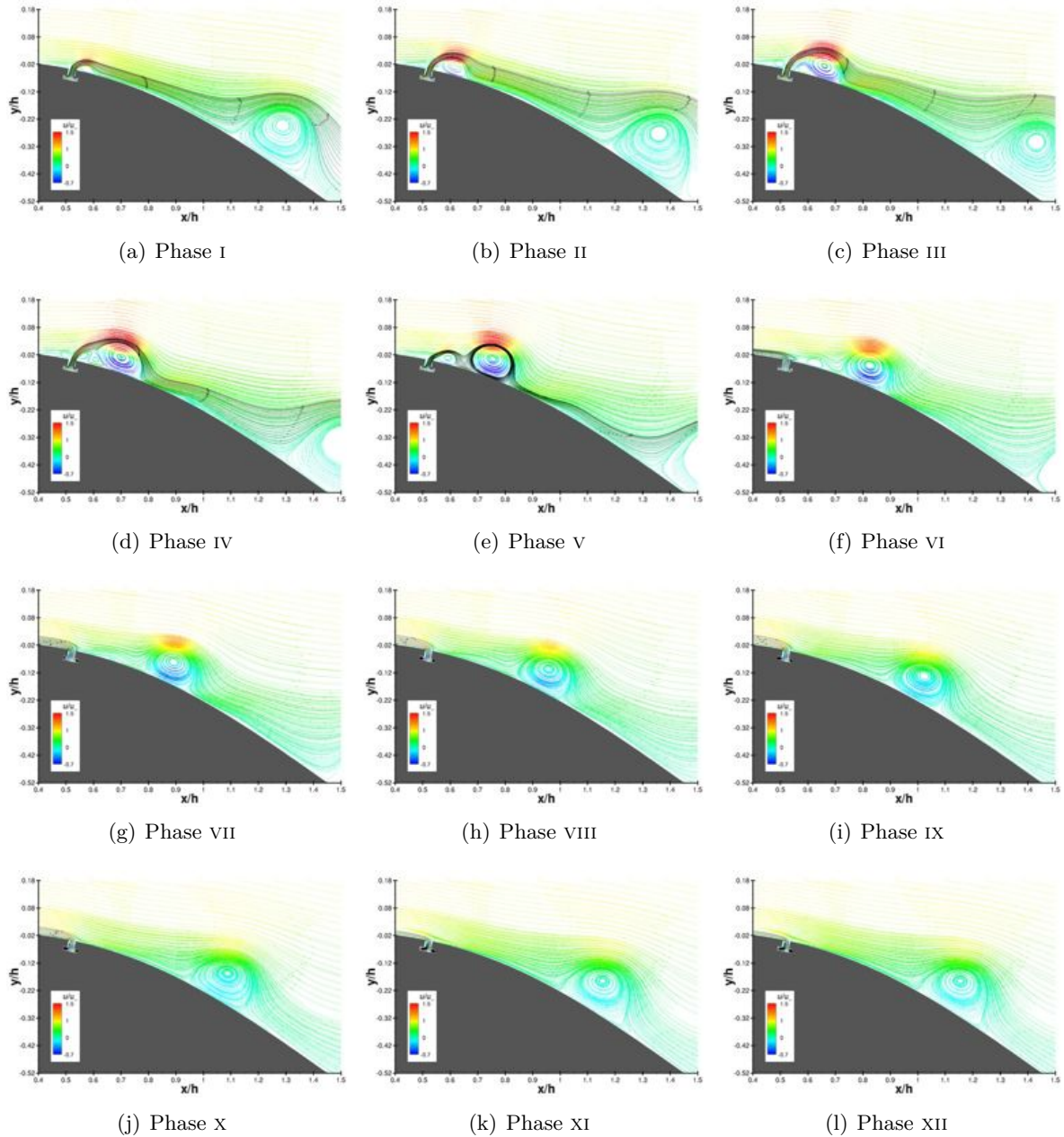


FIGURE G.23 –  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

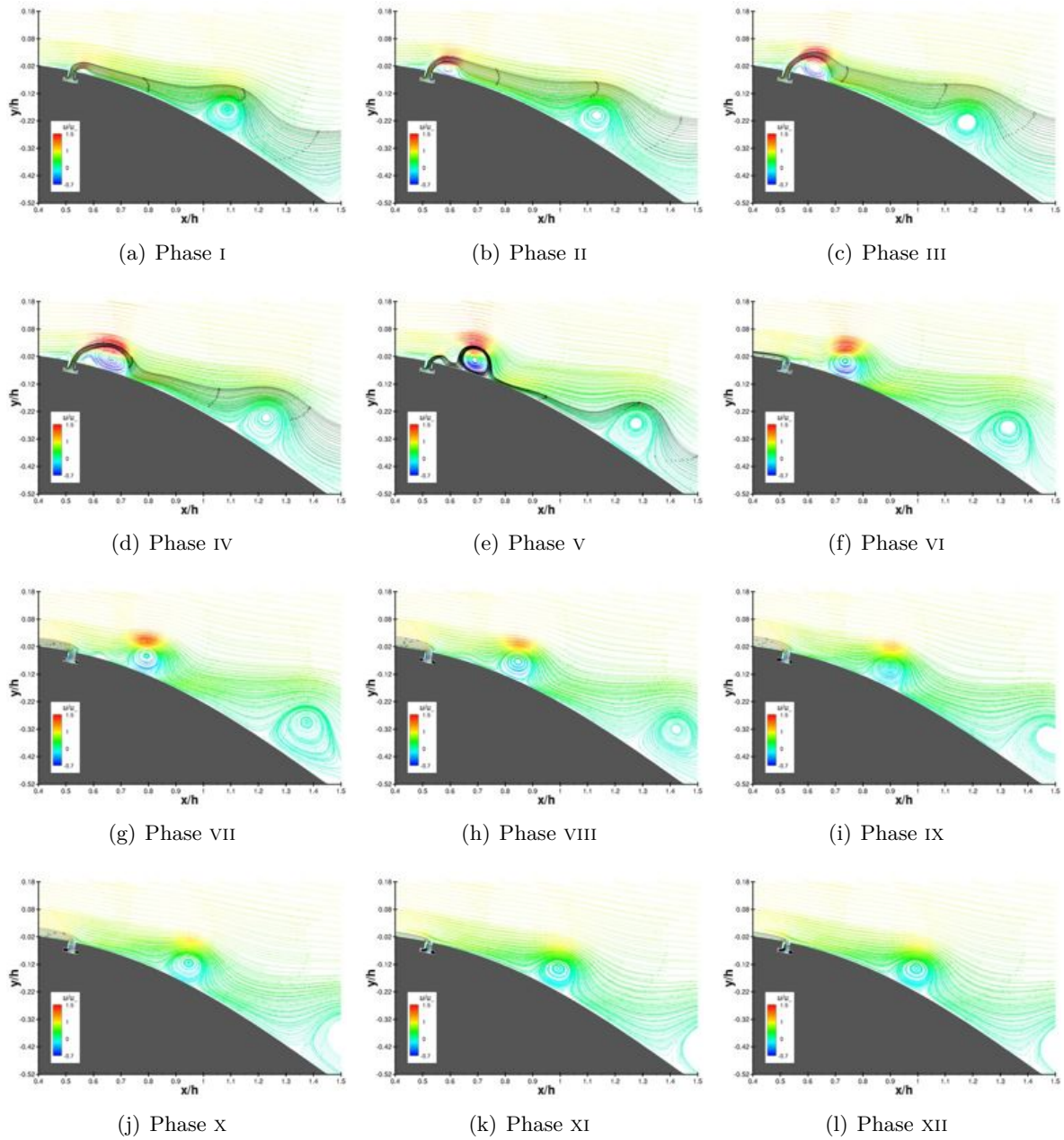
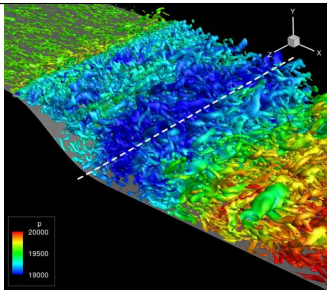
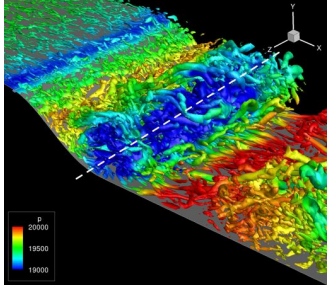
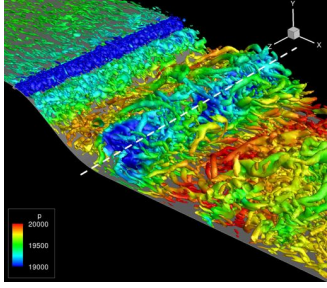


FIGURE G.24 –  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$  - lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale adimensionnée.

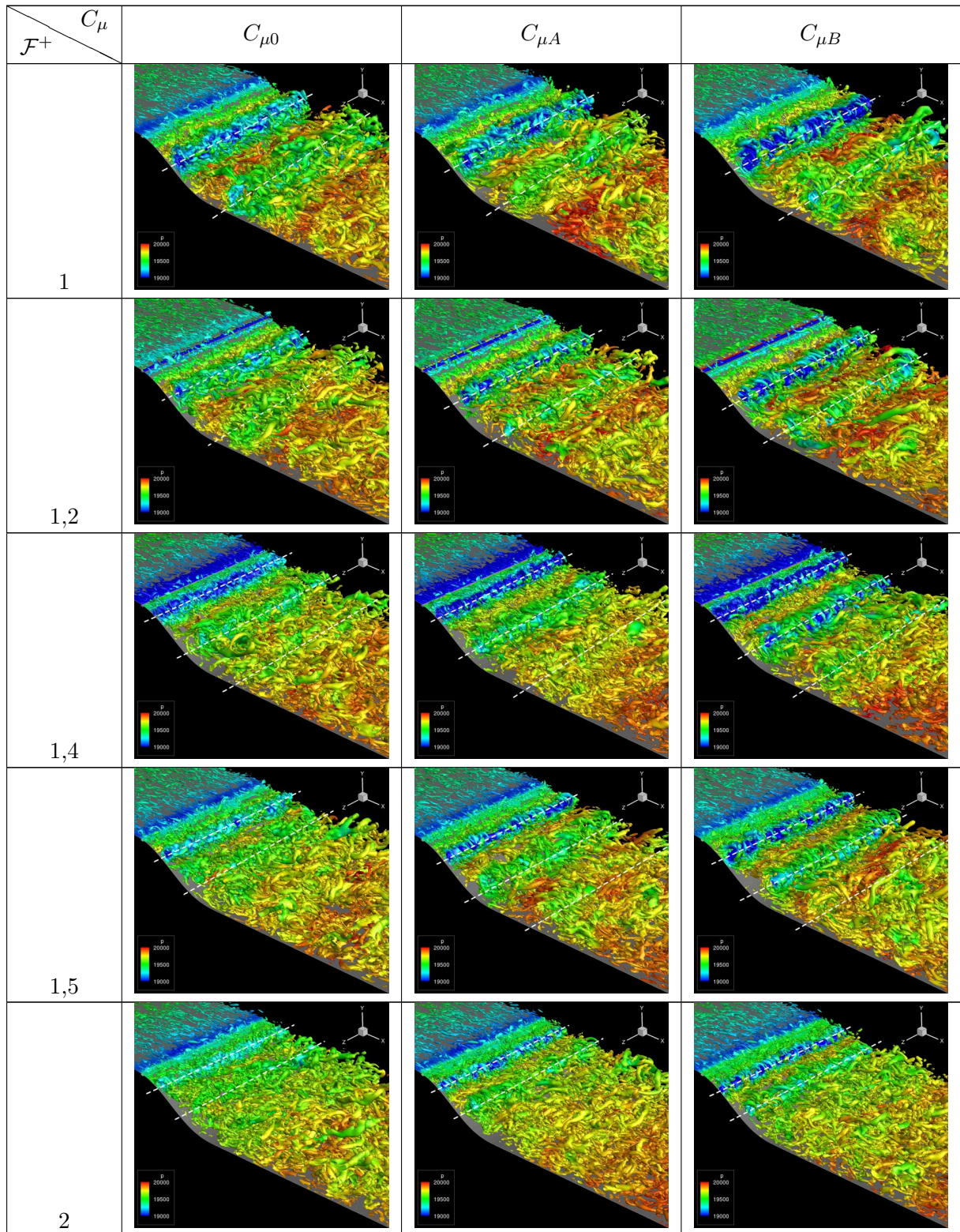




# Influence de la fréquence réduite et de l'amplitude sur la formation du jet synthétique avec écoulement turbulent transverse.

$\mathcal{F}^+$ \ $C_\mu$	$C_{\mu 0}$	$C_{\mu A}$	$C_{\mu B}$
0,1			
0,5			
0,7			

suite du tableau page suivante ...



suite du tableau page suivante ...

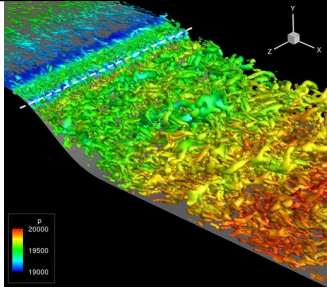
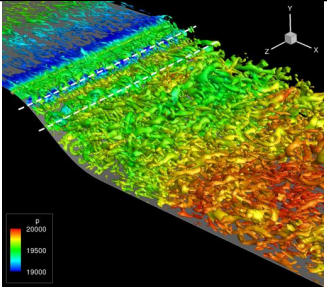
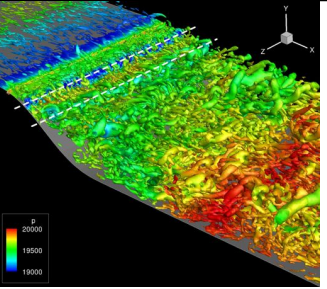
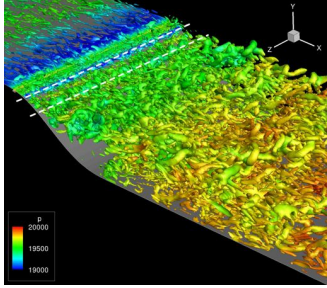
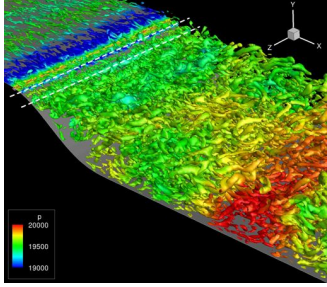
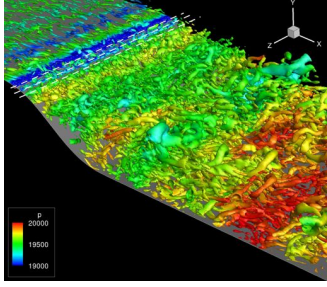
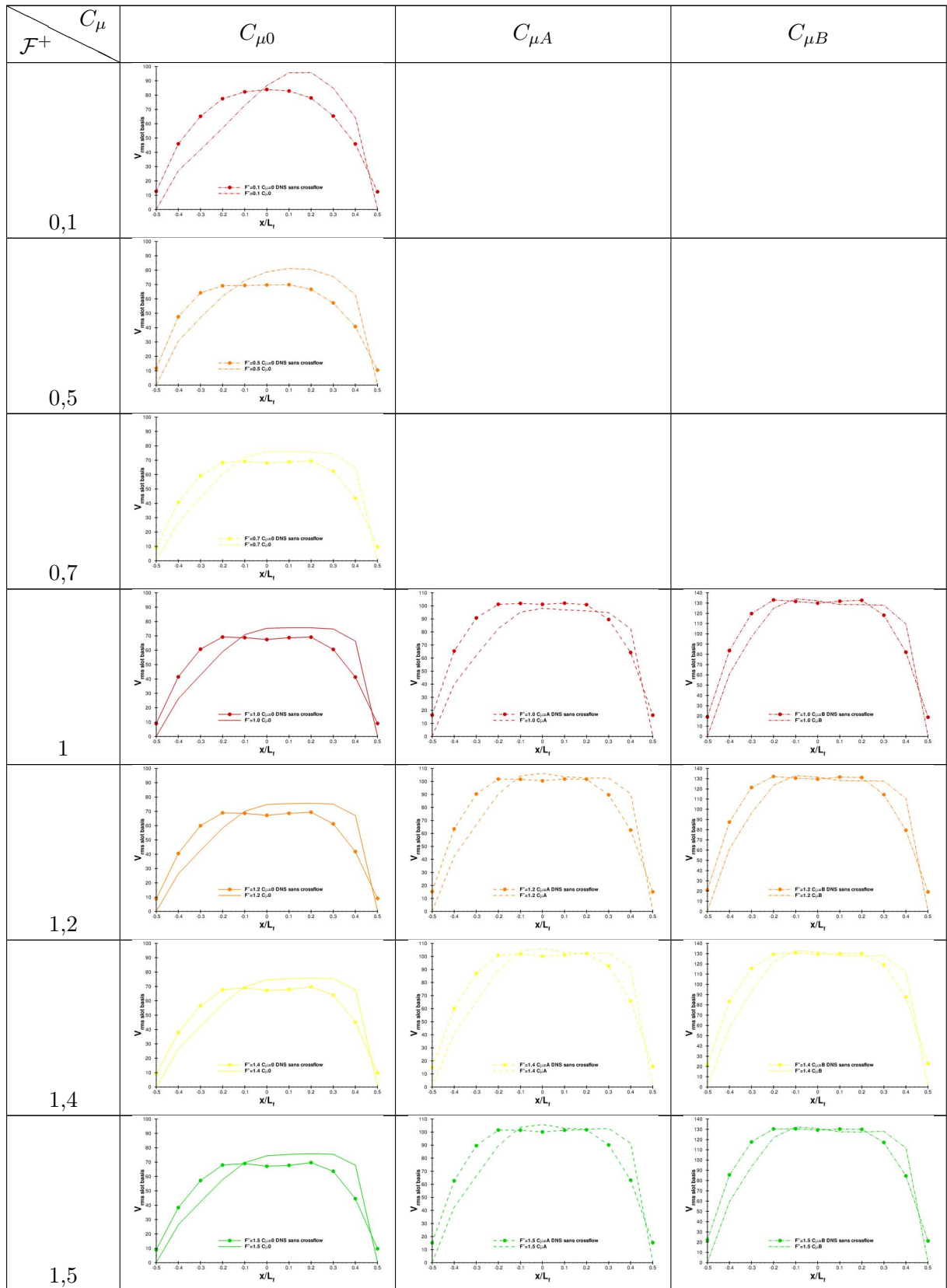
$\mathcal{F}^+$ \backslash $C_\mu$	$C_{\mu 0}$	$C_{\mu A}$	$C_{\mu B}$
3			
4			
6			
10			

TABLE H.1: Influence de la fréquence réduite et de l'amplitude sur la formation du jet synthétique avec écoulement turbulent transverse - Isosurface du critère  $Q$  colorées par la pression telles que  $Q = 5\bar{u}_\infty^2/h^2$ .



Effet de fréquence, d'amplitude et de présence d'un écoulement transverse sur les profils de fluctuations de vitesse verticale en sortie de fente.



suite du tableau page suivante ...

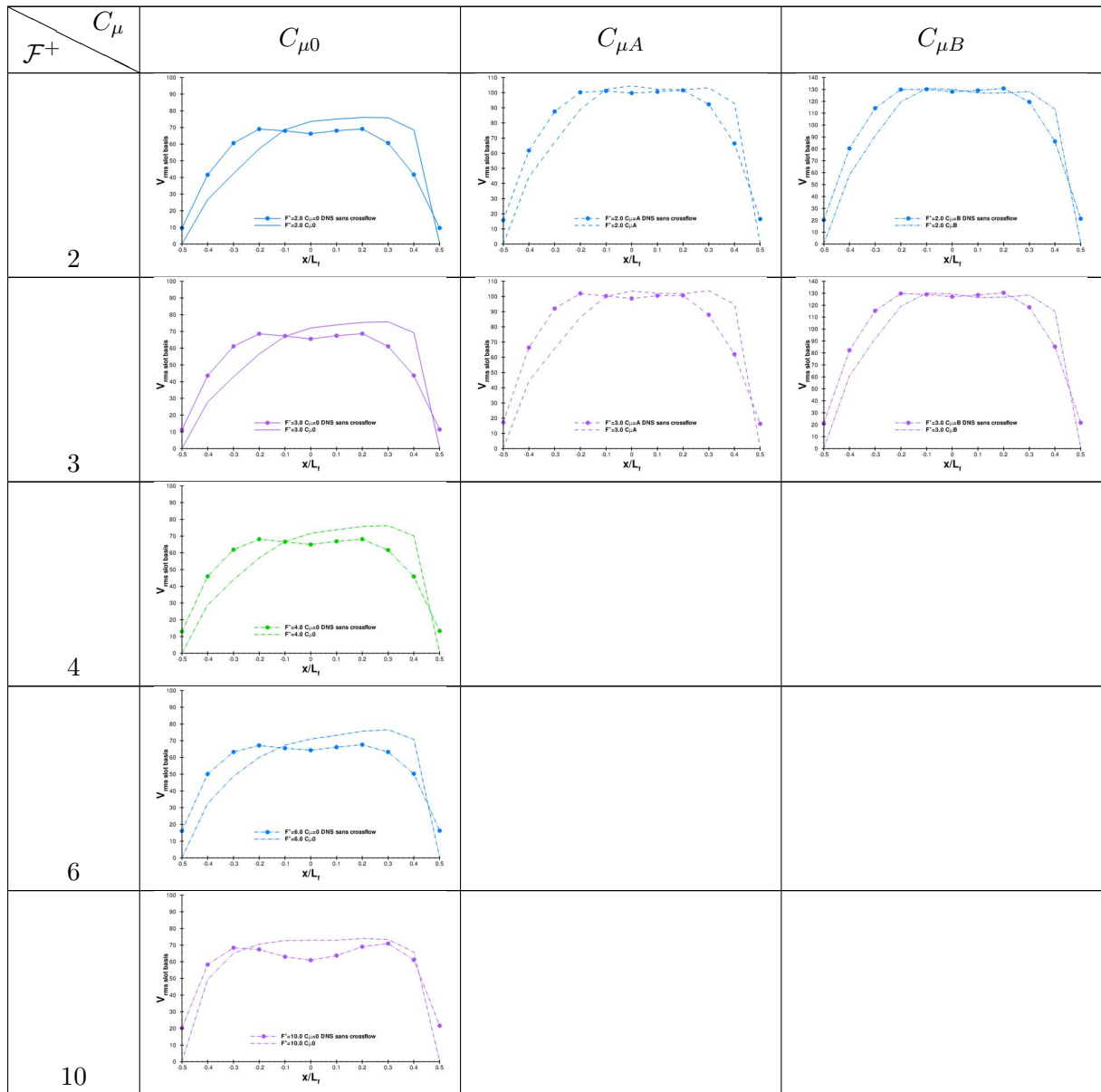


TABLE I.1: Influence de la fréquence réduite, de l'amplitude et de la présence de l'écoulement transverse sur le profil des fluctuations de vitesse verticales en sortie de fente.



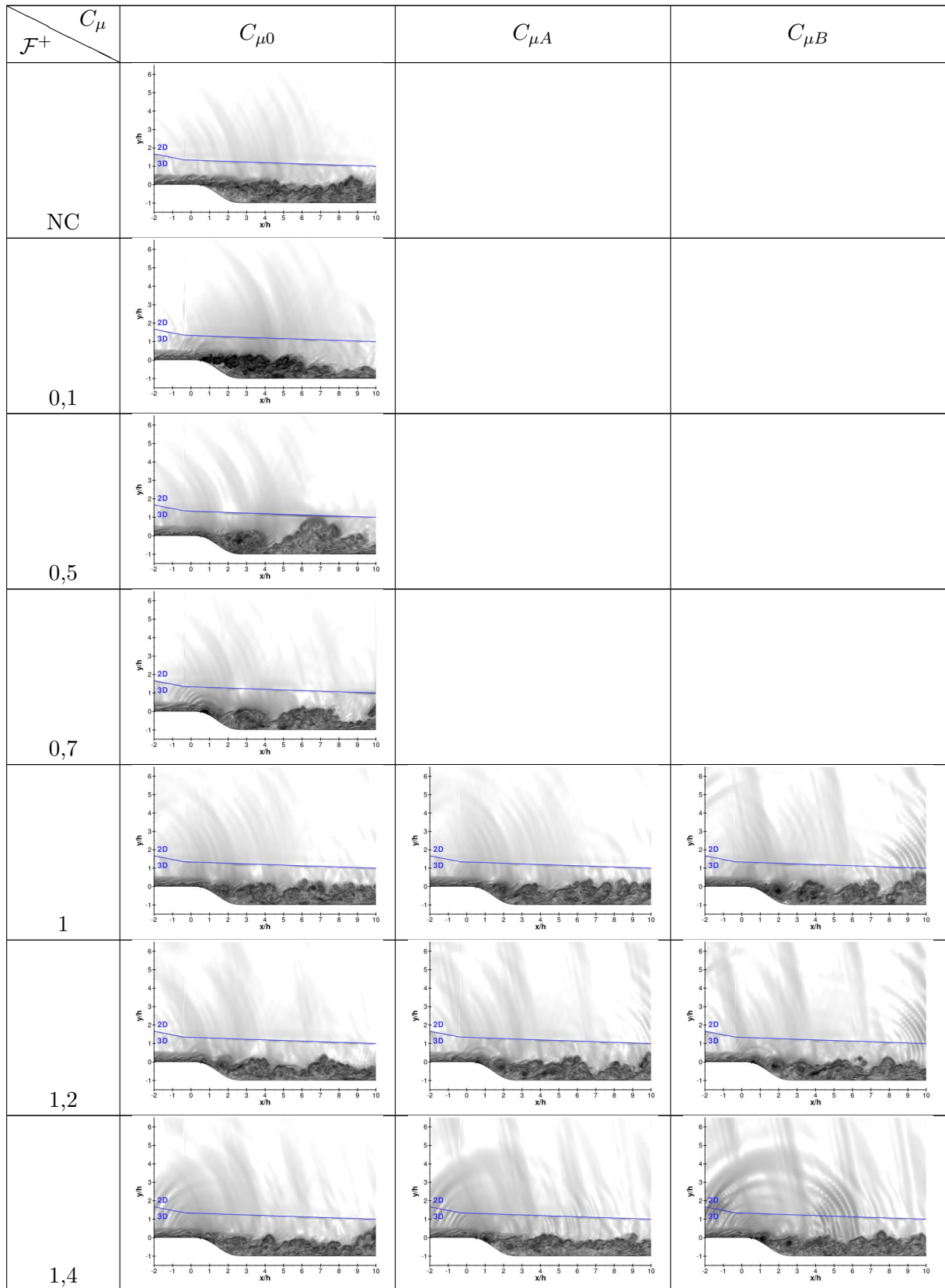


ANNEXE

**J**

---

# Strioscopie numérique



suite du tableau page suivante ...

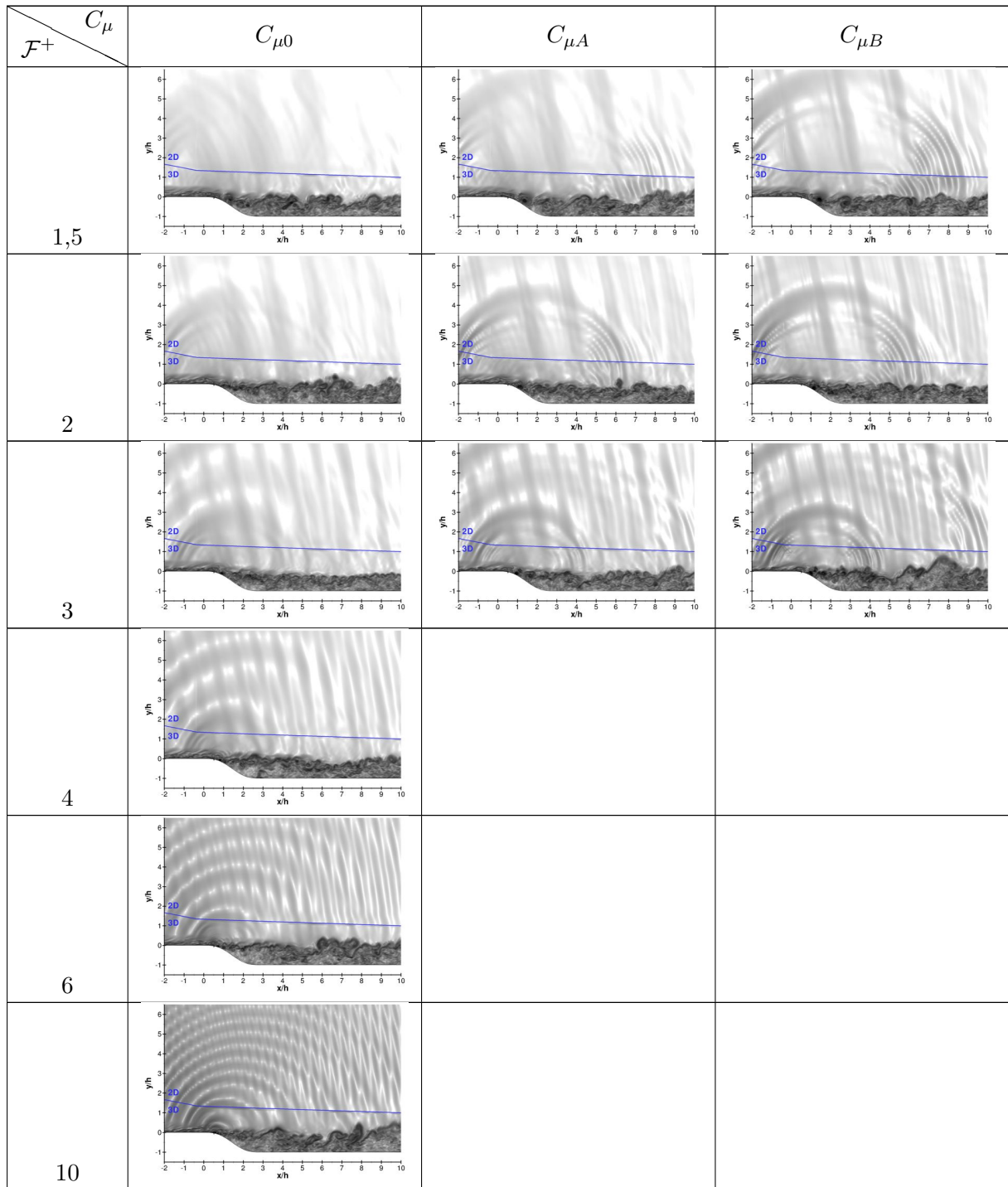


TABLE J.1: Représentation pseudo-Schlieren des cas contrôlés.



ANNEXE

**K**

---

## Résultats instationnaires

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

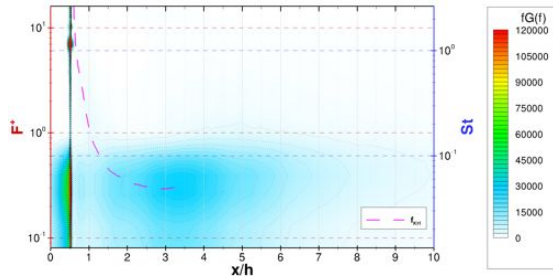


FIGURE K.1 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en enveloppe des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

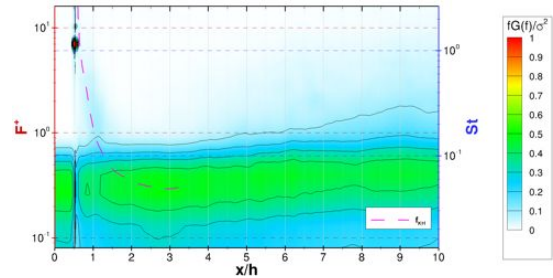


FIGURE K.2 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en enveloppe des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

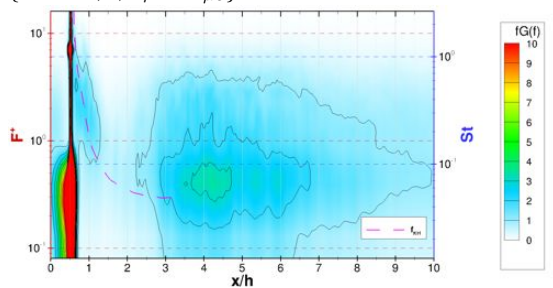


FIGURE K.3 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en enveloppe des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

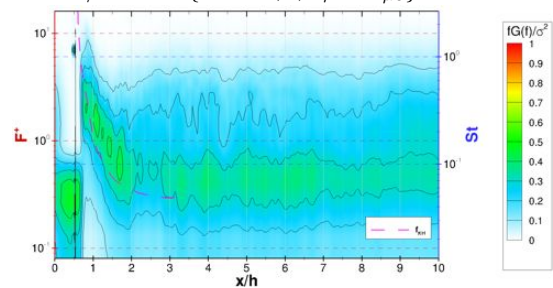


FIGURE K.4 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en enveloppe des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

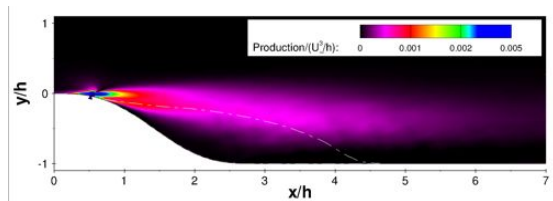


FIGURE K.5 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

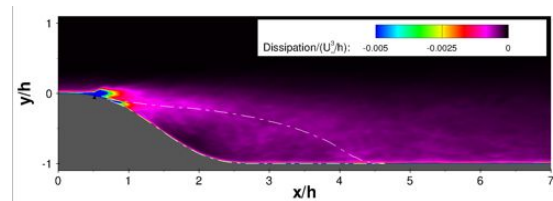


FIGURE K.6 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

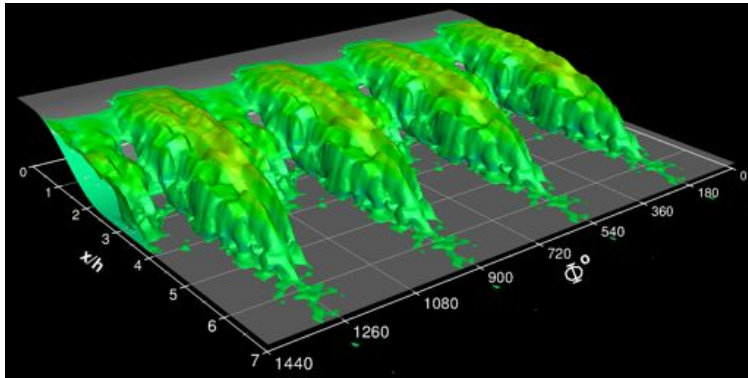


FIGURE K.7 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

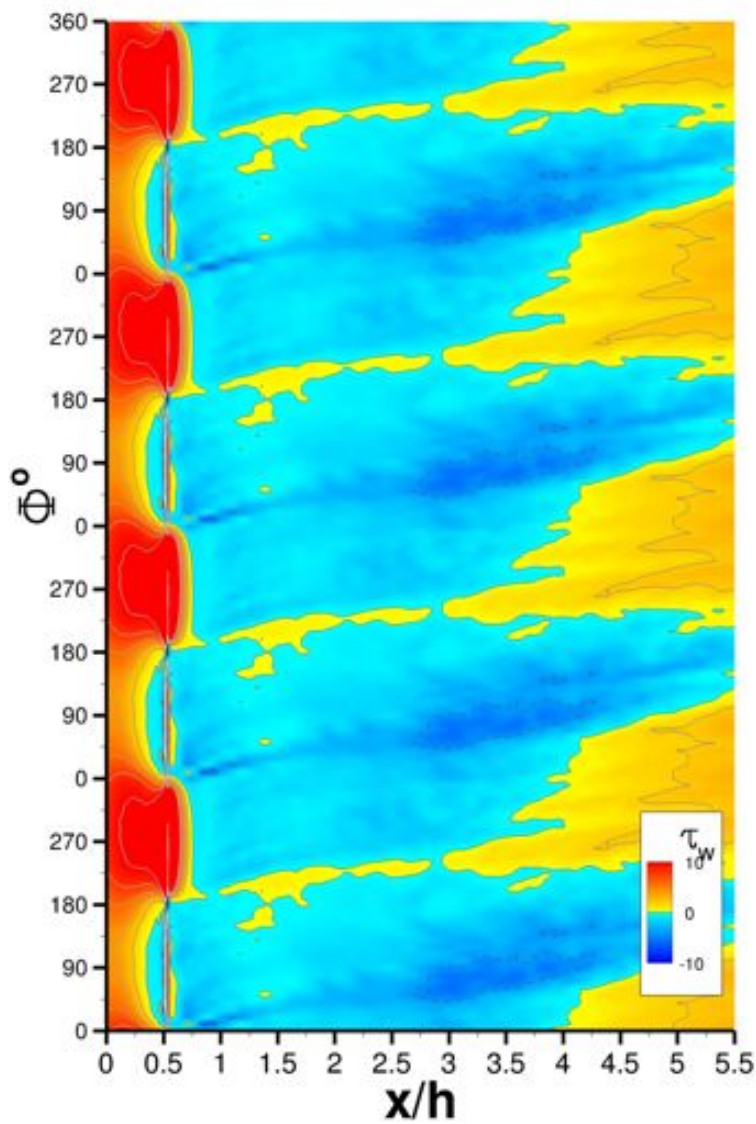


FIGURE K.8 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

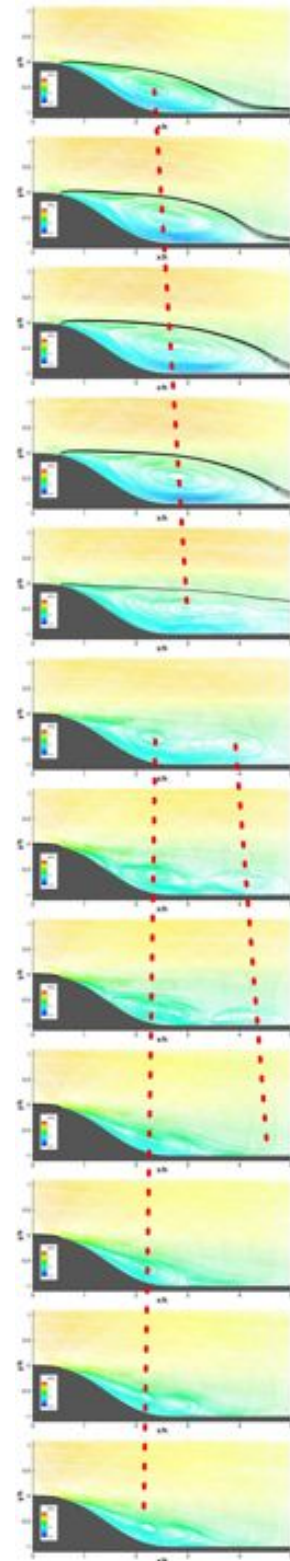


FIGURE K.9 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 1; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .



Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

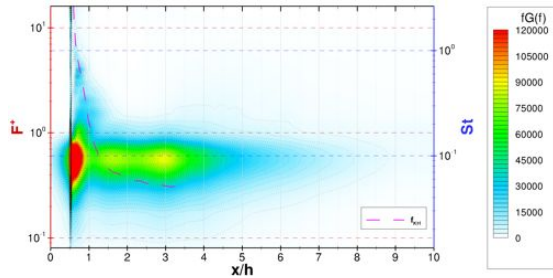


FIGURE K.10 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

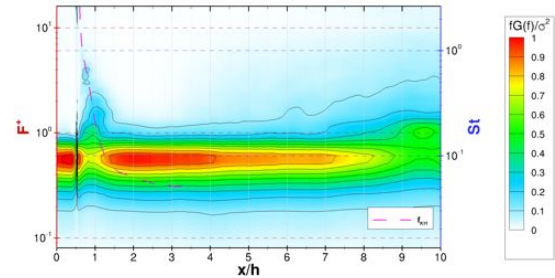


FIGURE K.11 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

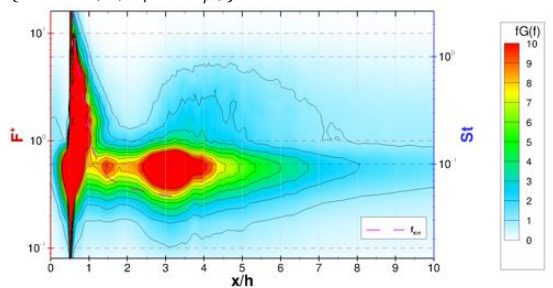


FIGURE K.12 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

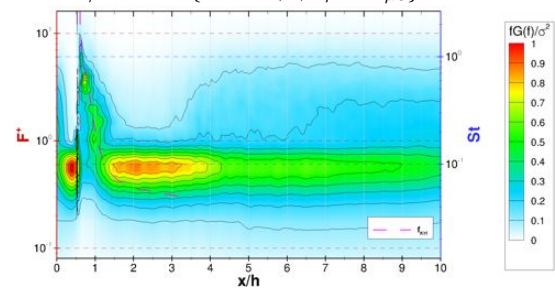


FIGURE K.13 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

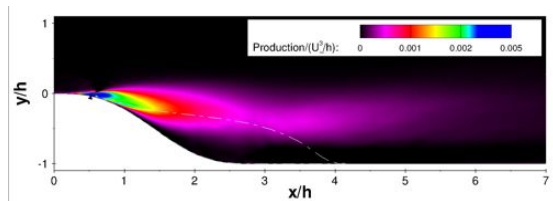


FIGURE K.14 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

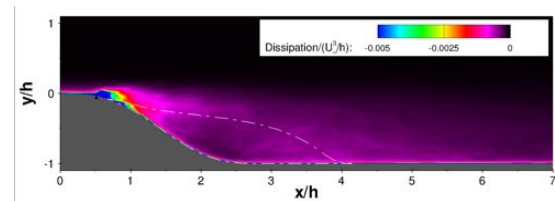


FIGURE K.15 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

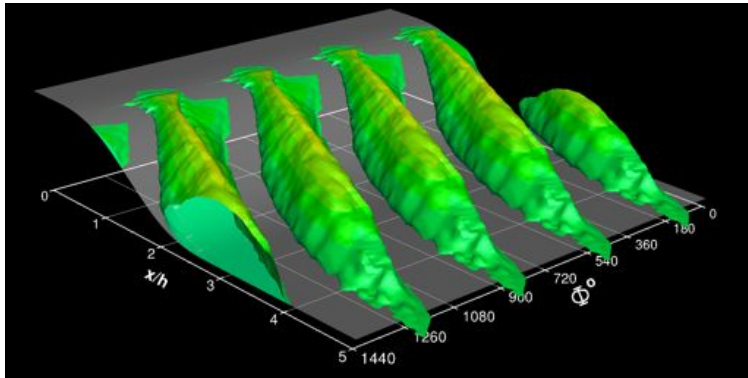


FIGURE K.16 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0,5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

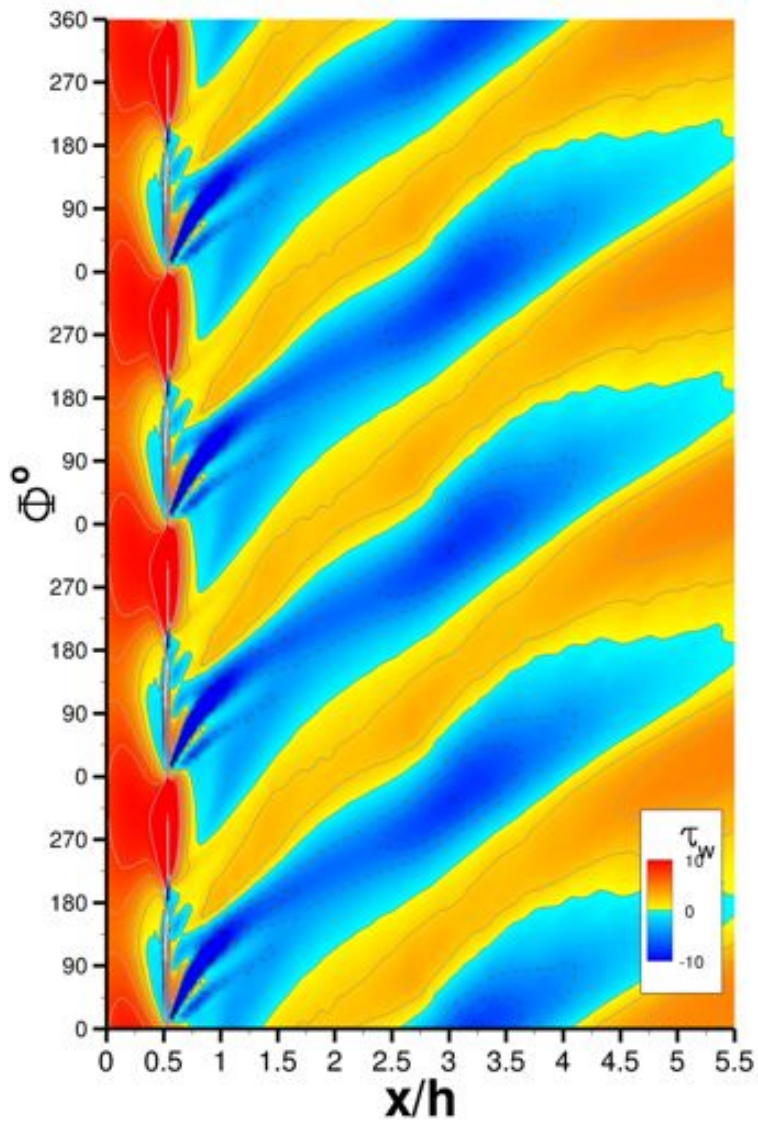


FIGURE K.17 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0,5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

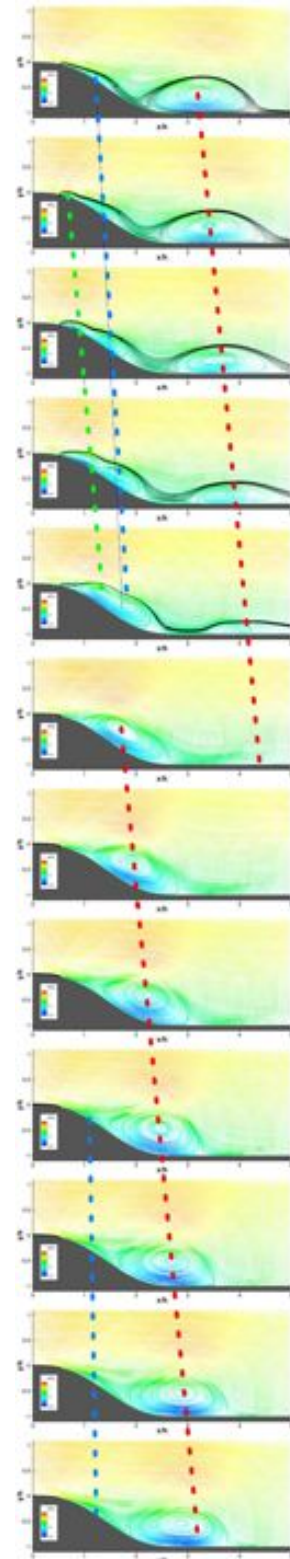


FIGURE K.18 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0,5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

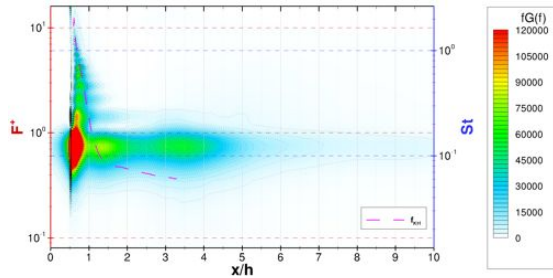


FIGURE K.19 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

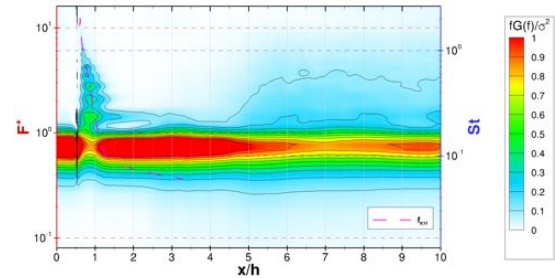


FIGURE K.20 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

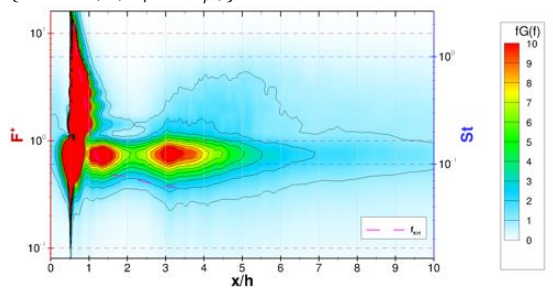


FIGURE K.21 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

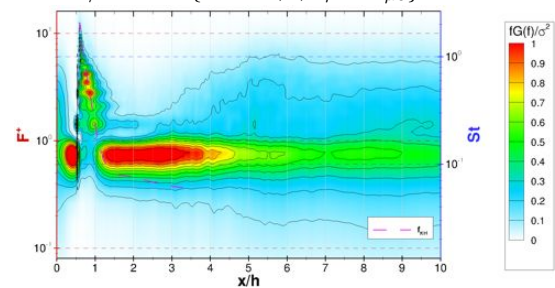


FIGURE K.22 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

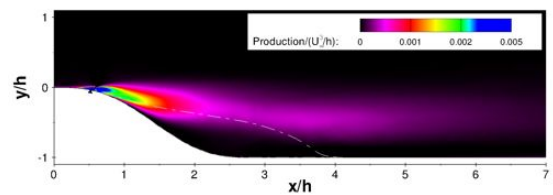


FIGURE K.23 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

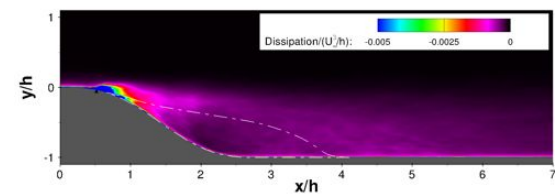


FIGURE K.24 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0, 7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

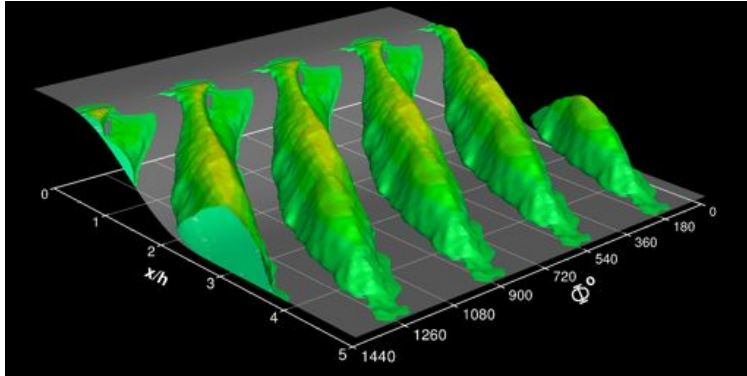


FIGURE K.25 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0,7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

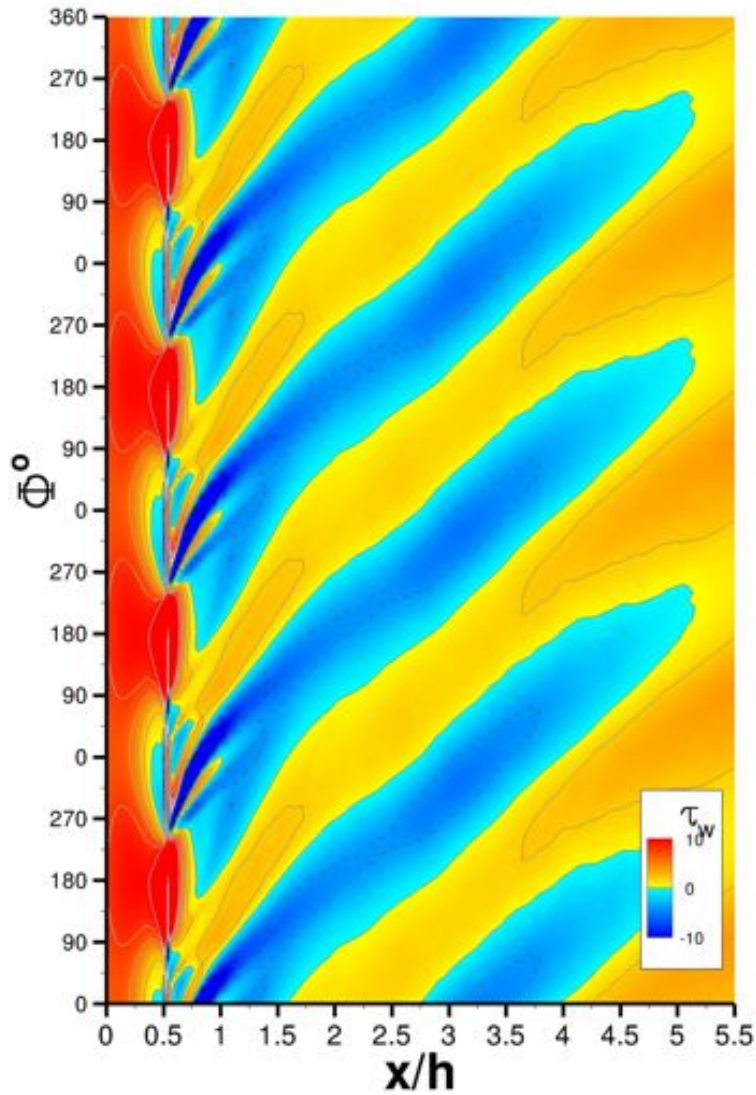


FIGURE K.26 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0,7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

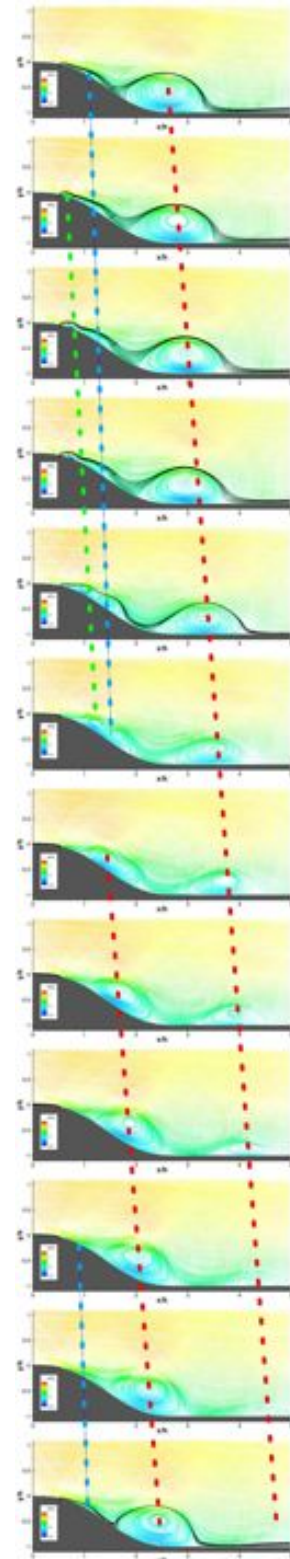


FIGURE K.27 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 0,7; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

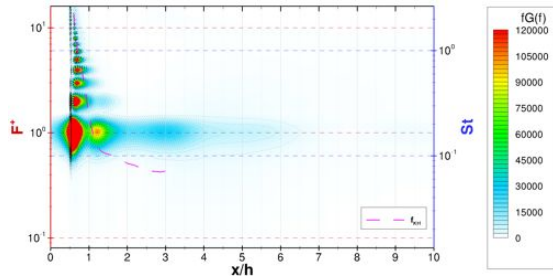


FIGURE K.28 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en enveloppe des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

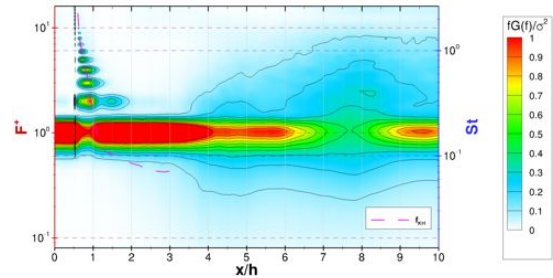


FIGURE K.29 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en enveloppe des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

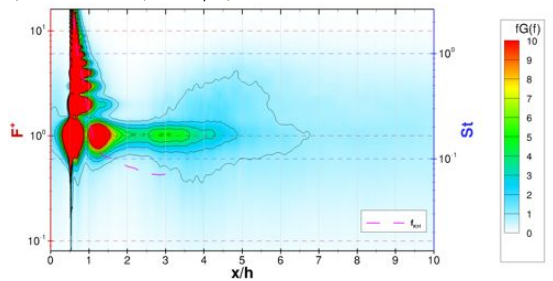


FIGURE K.30 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en enveloppe des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

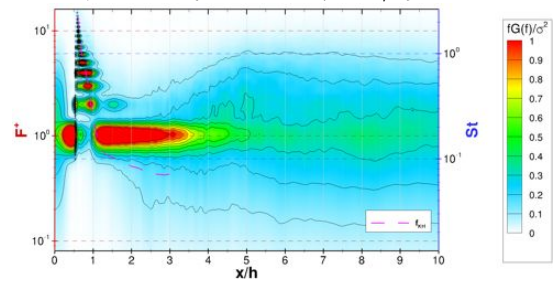


FIGURE K.31 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en enveloppe des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

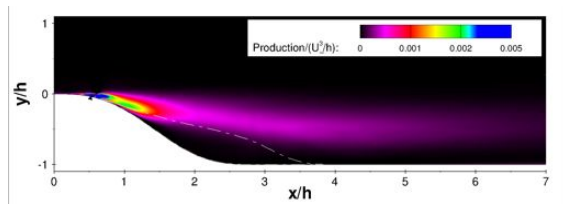


FIGURE K.32 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

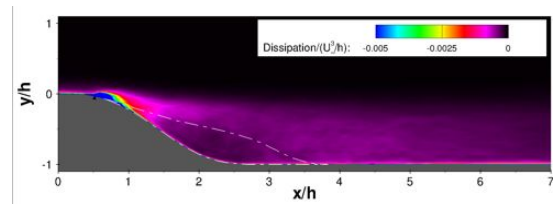


FIGURE K.33 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

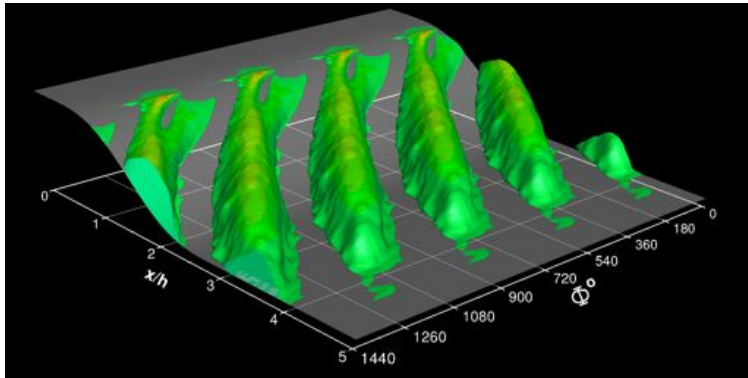


FIGURE K.34 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

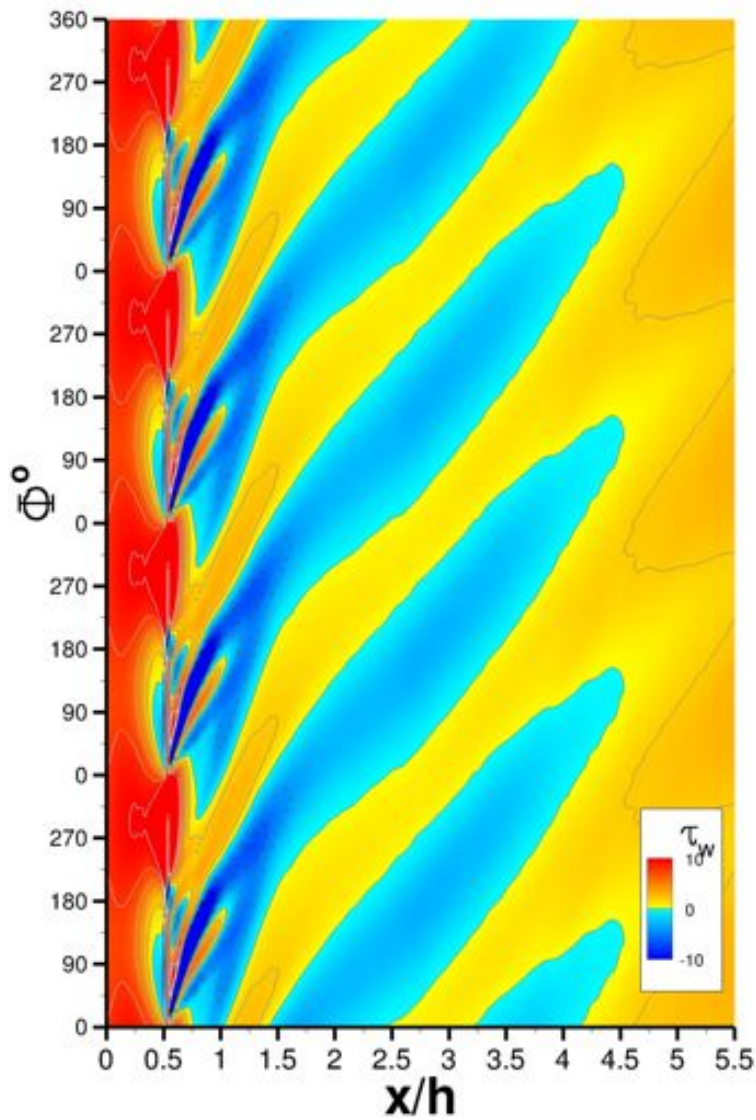


FIGURE K.35 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

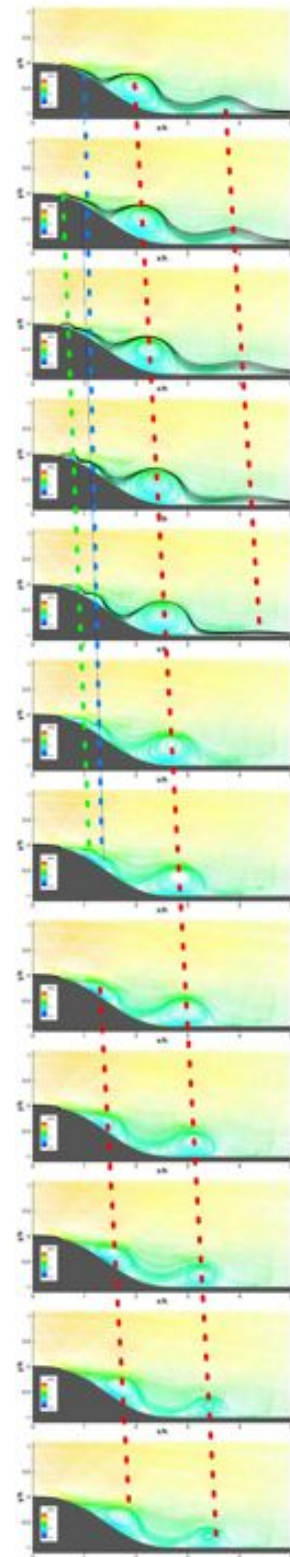


FIGURE K.36 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$

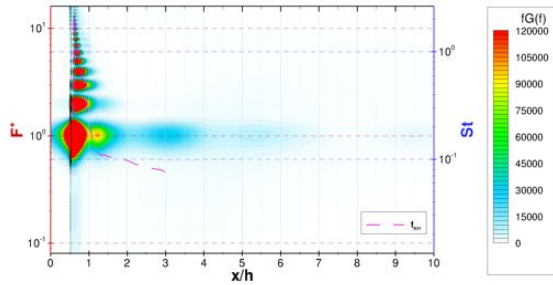


FIGURE K.37 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

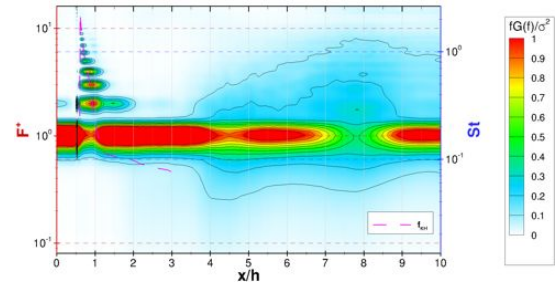


FIGURE K.38 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

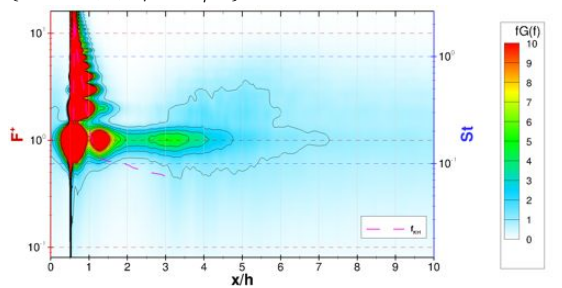


FIGURE K.39 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

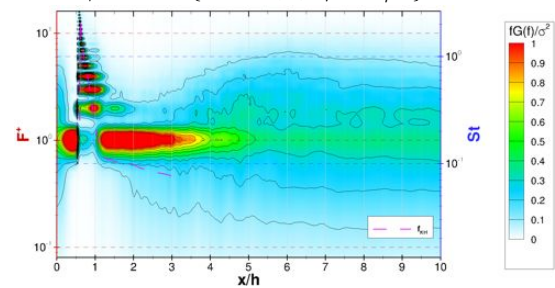


FIGURE K.40 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

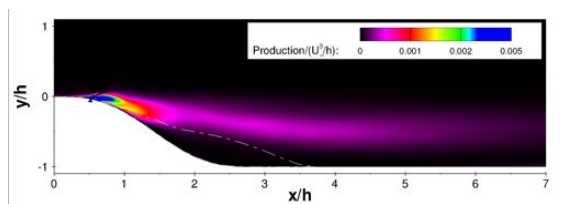


FIGURE K.41 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

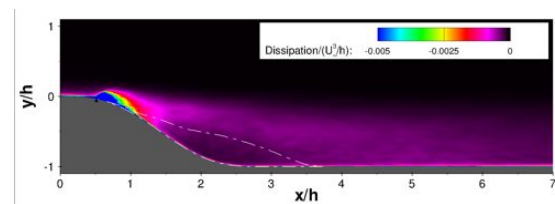


FIGURE K.42 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

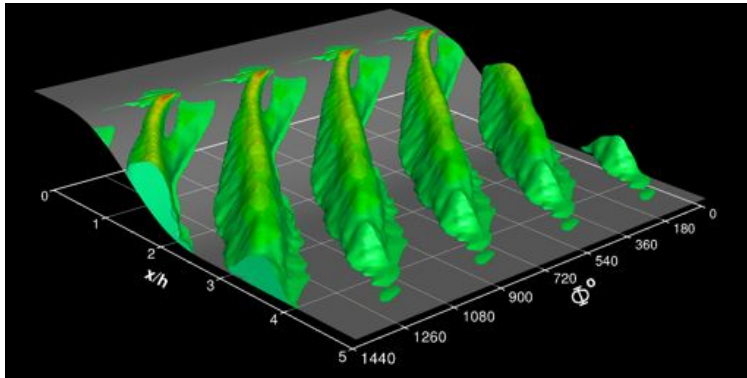


FIGURE K.43 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

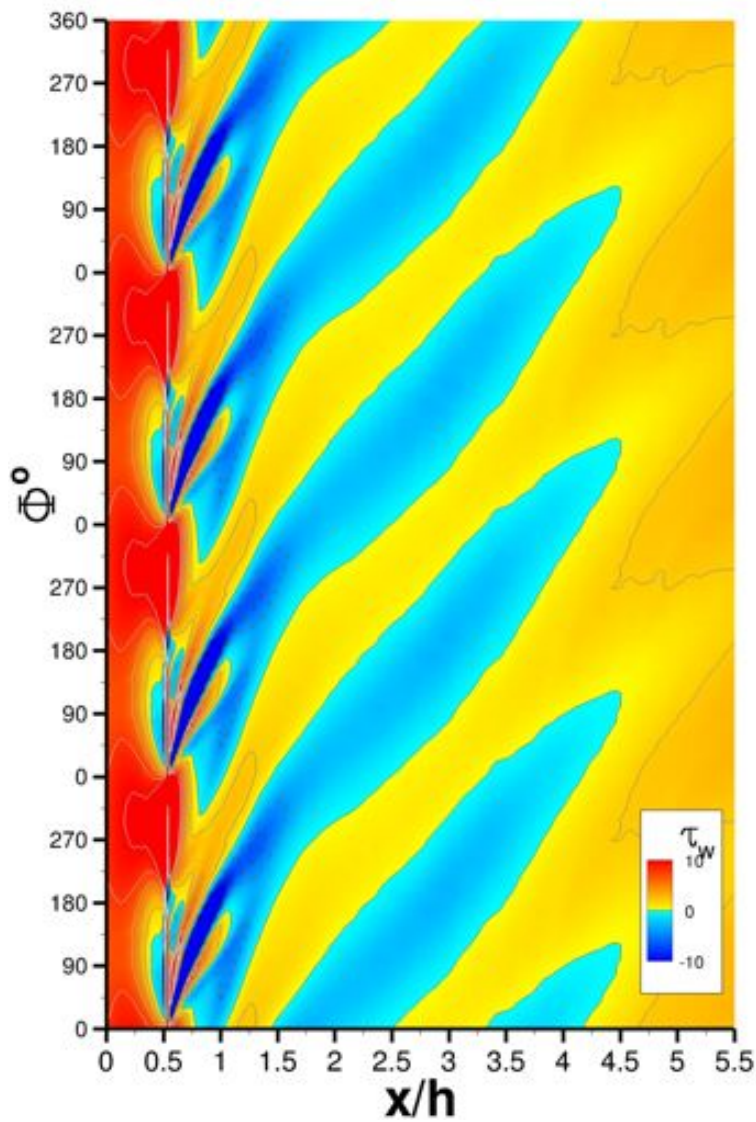


FIGURE K.44 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

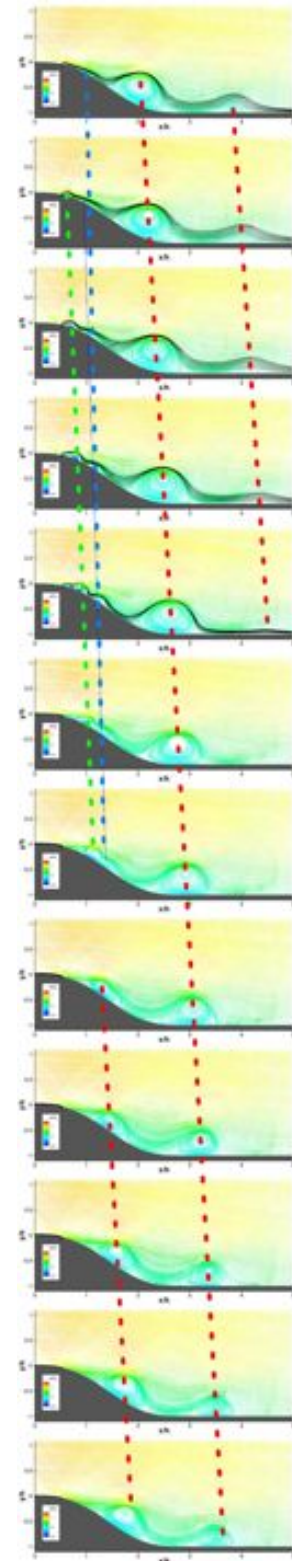


FIGURE K.45 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .



Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$

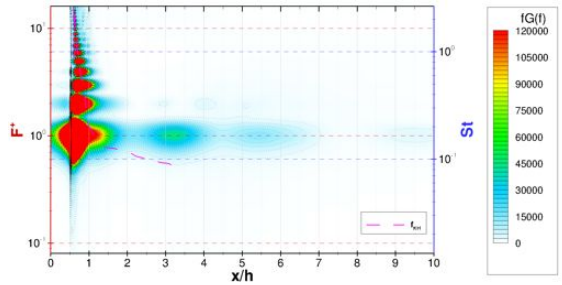


FIGURE K.46 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

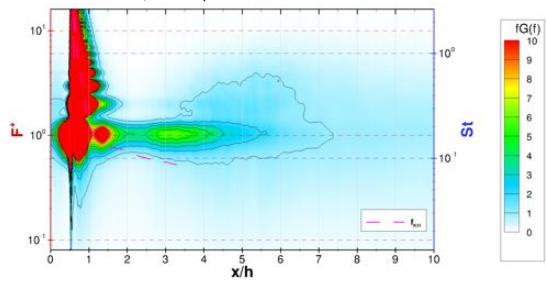


FIGURE K.48 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

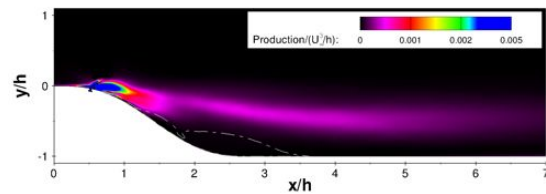


FIGURE K.50 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

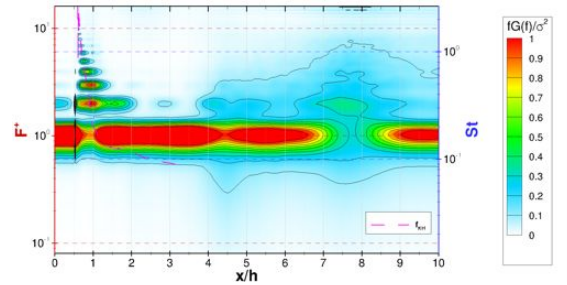


FIGURE K.47 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

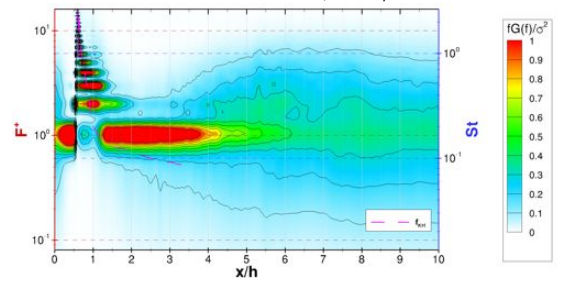


FIGURE K.49 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

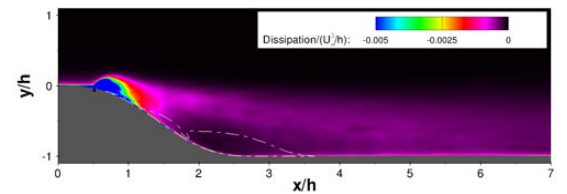


FIGURE K.51 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

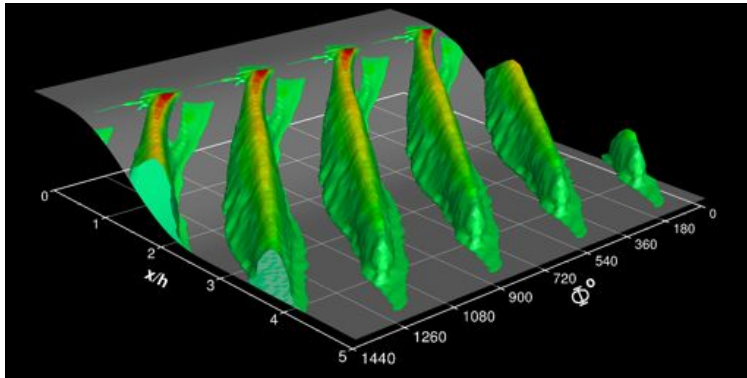


FIGURE K.52 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

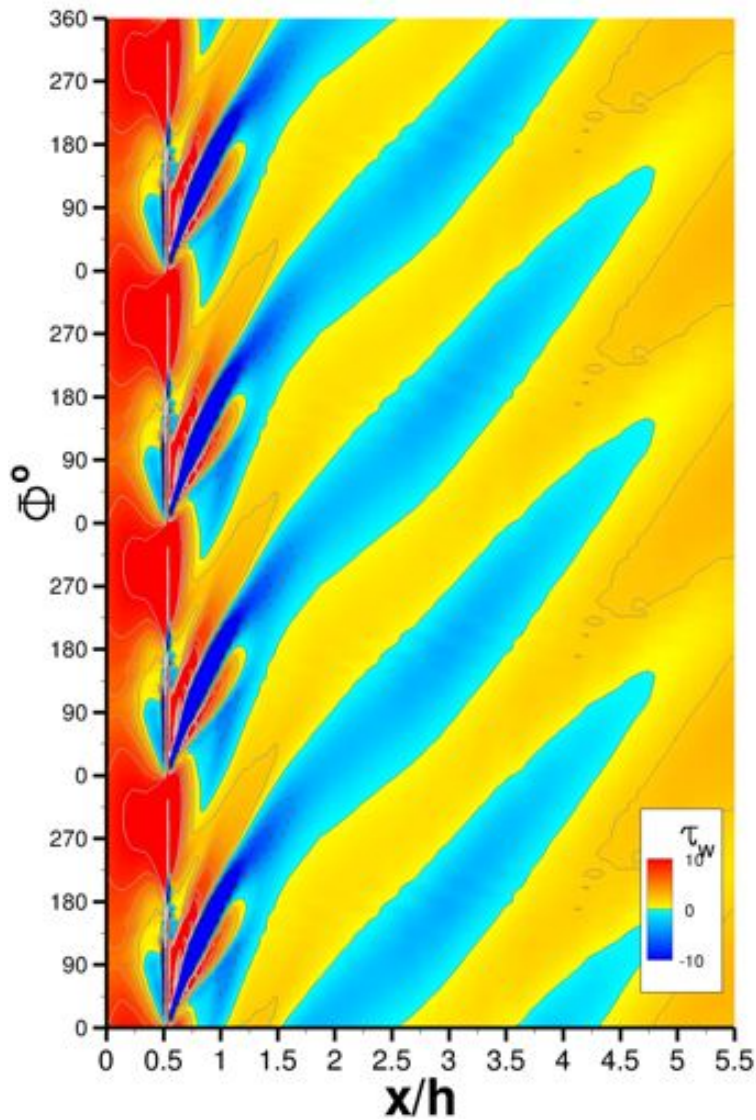


FIGURE K.53 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

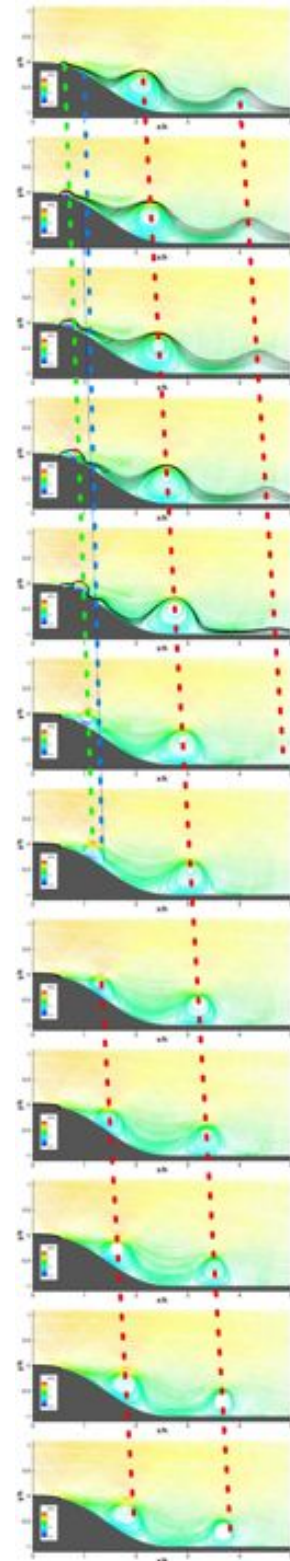


FIGURE K.54 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

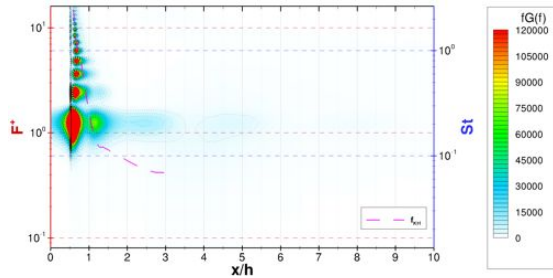


FIGURE K.55 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

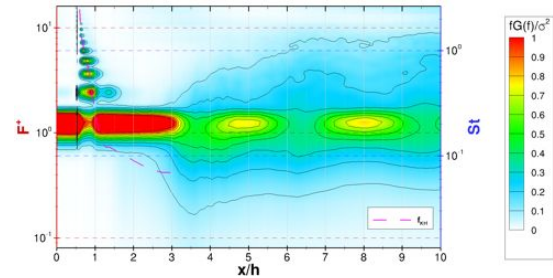


FIGURE K.56 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

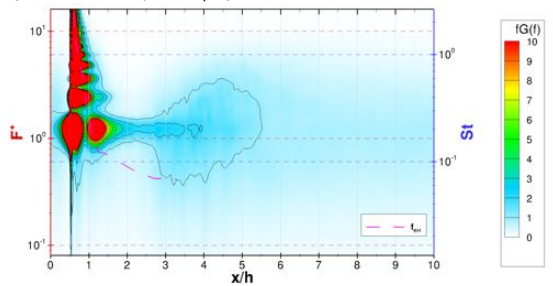


FIGURE K.57 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

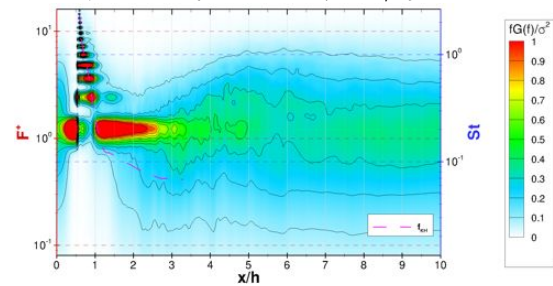


FIGURE K.58 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

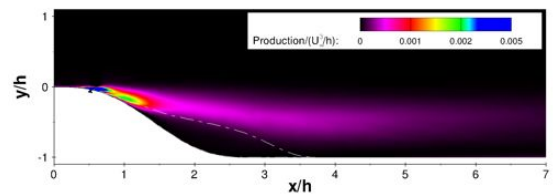


FIGURE K.59 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

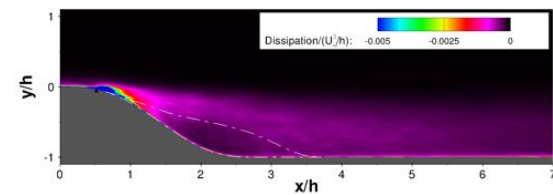


FIGURE K.60 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

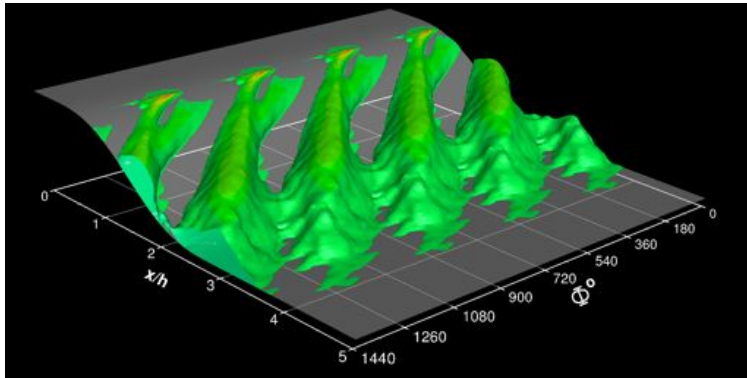


FIGURE K.61 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

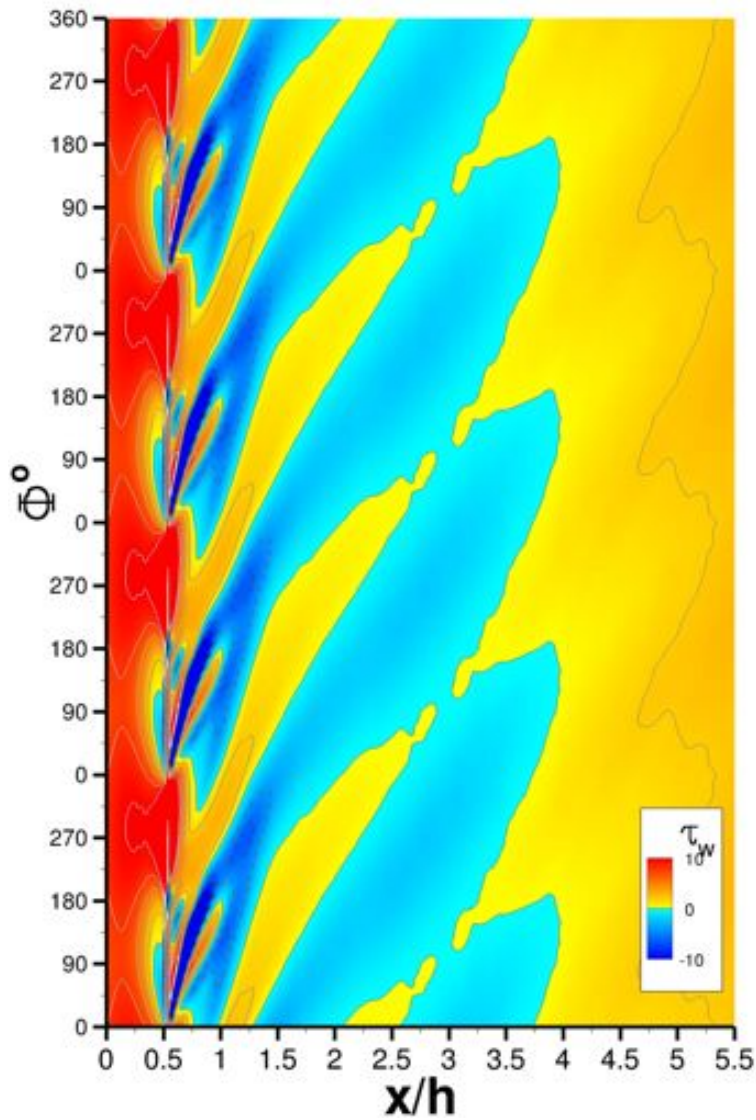


FIGURE K.62 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

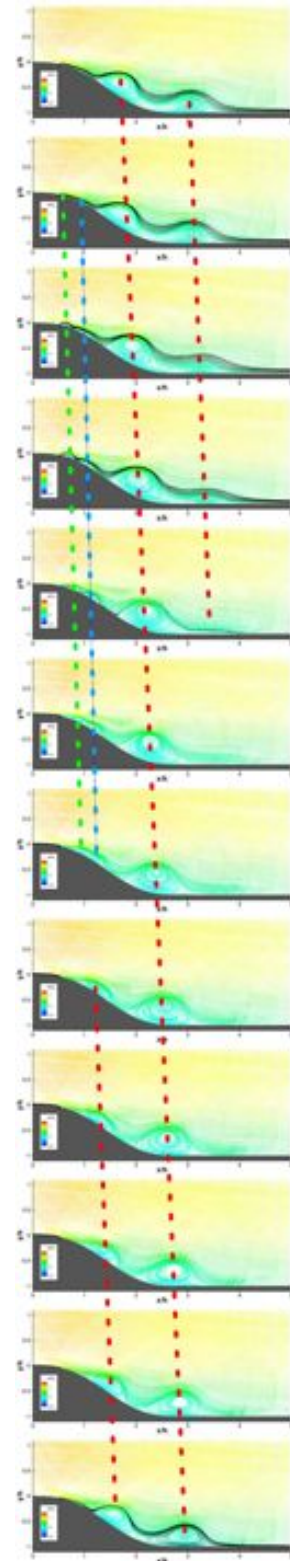


FIGURE K.63 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$

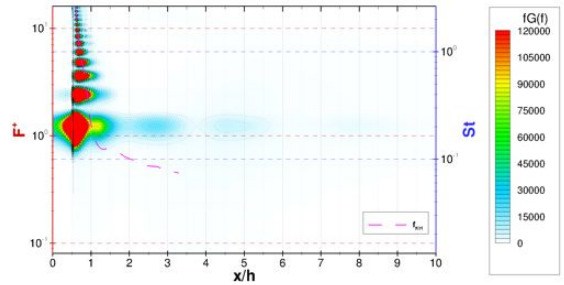


FIGURE K.64 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

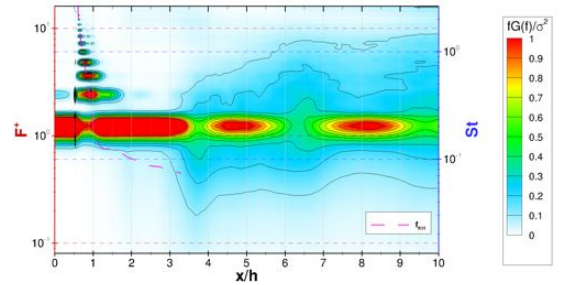


FIGURE K.65 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

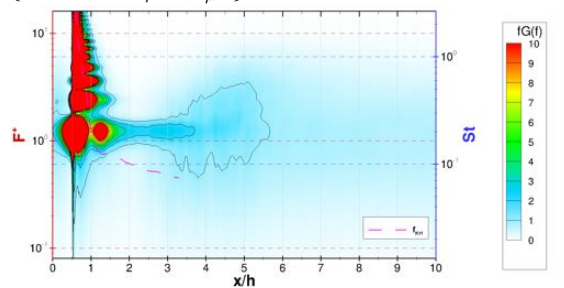


FIGURE K.66 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

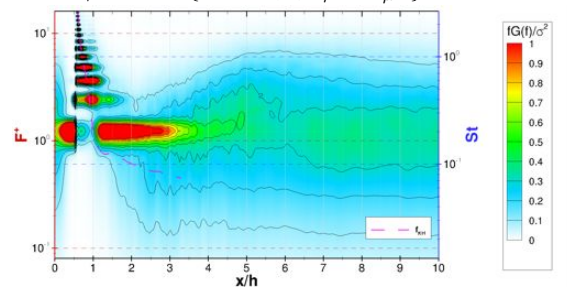


FIGURE K.67 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

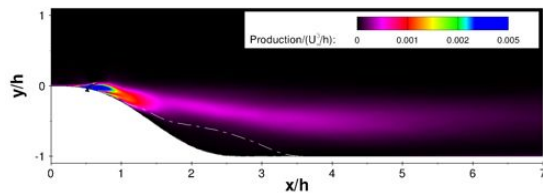


FIGURE K.68 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

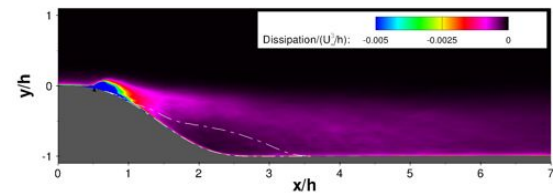


FIGURE K.69 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

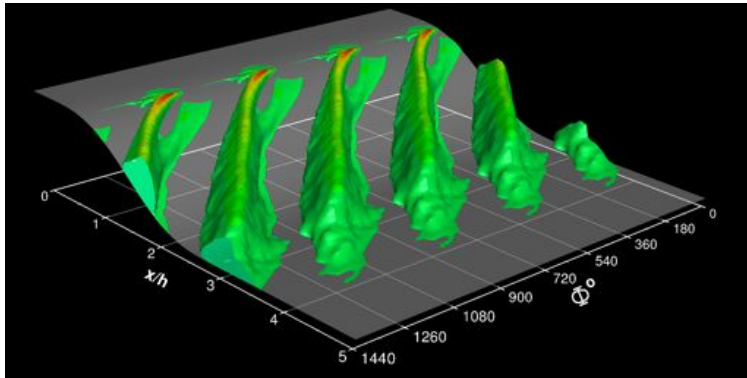


FIGURE K.70 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

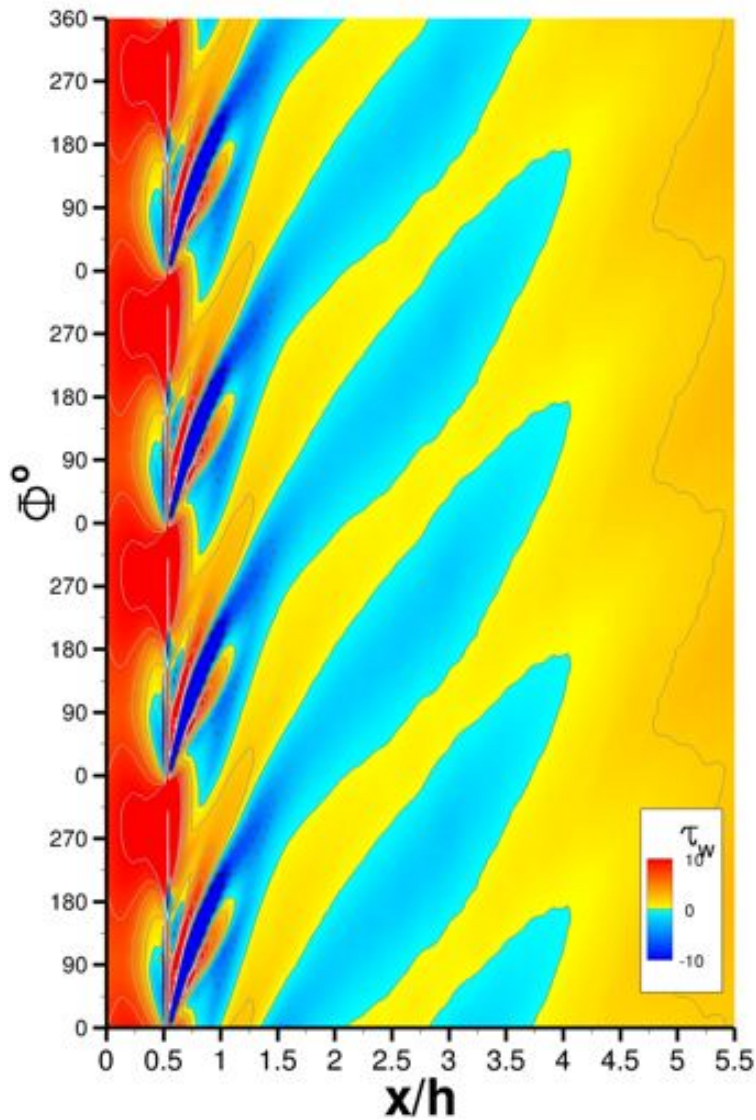


FIGURE K.71 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

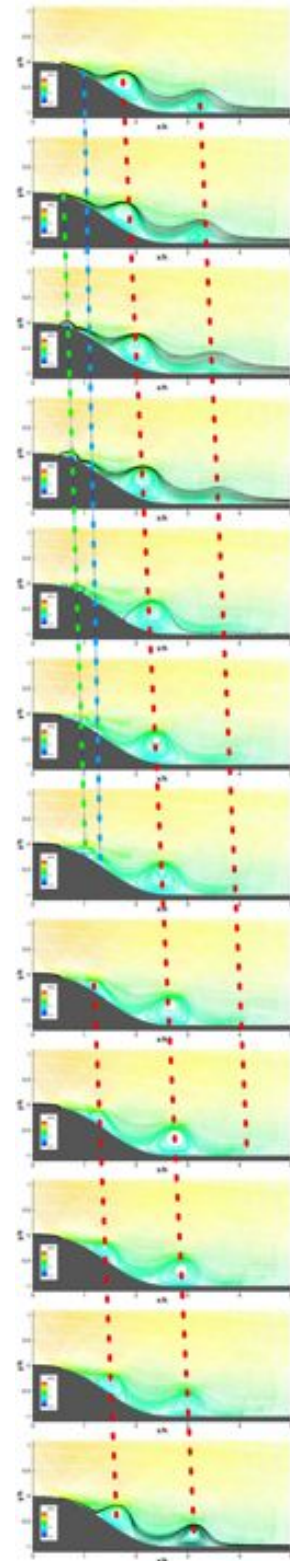


FIGURE K.72 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$

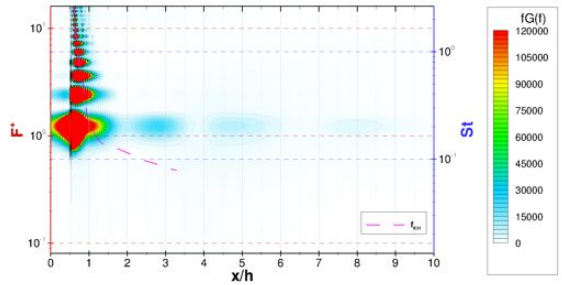


FIGURE K.73 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

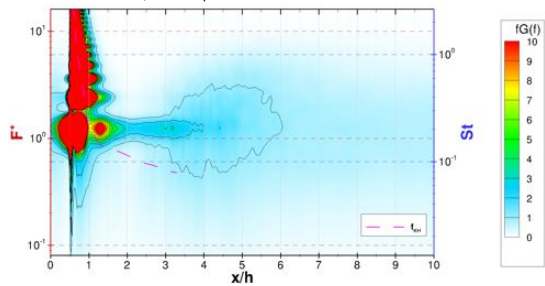


FIGURE K.75 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

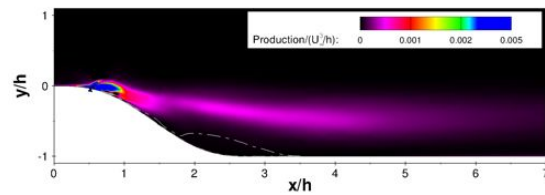


FIGURE K.77 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

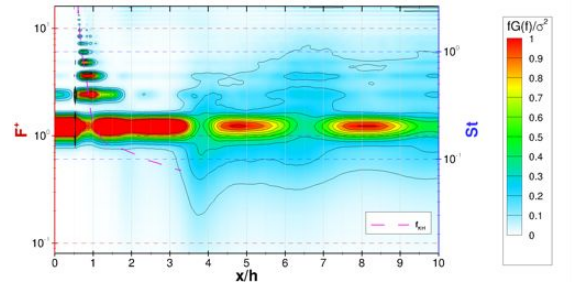


FIGURE K.74 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

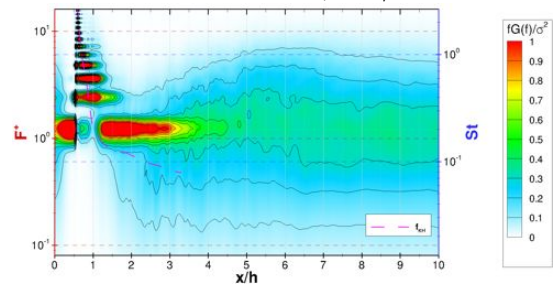


FIGURE K.76 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

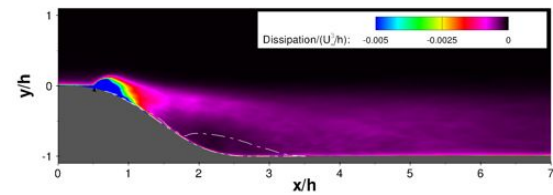


FIGURE K.78 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

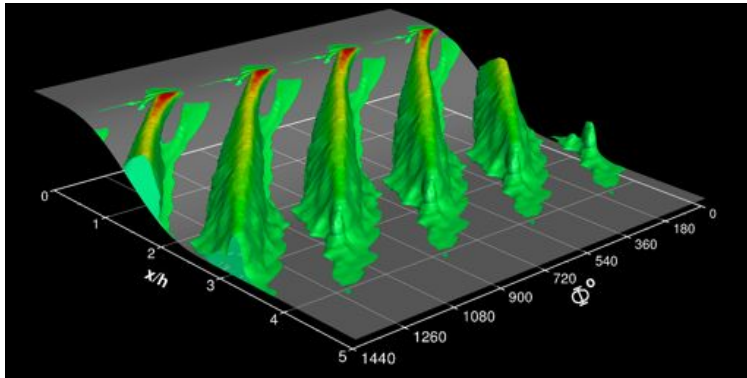


FIGURE K.79 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

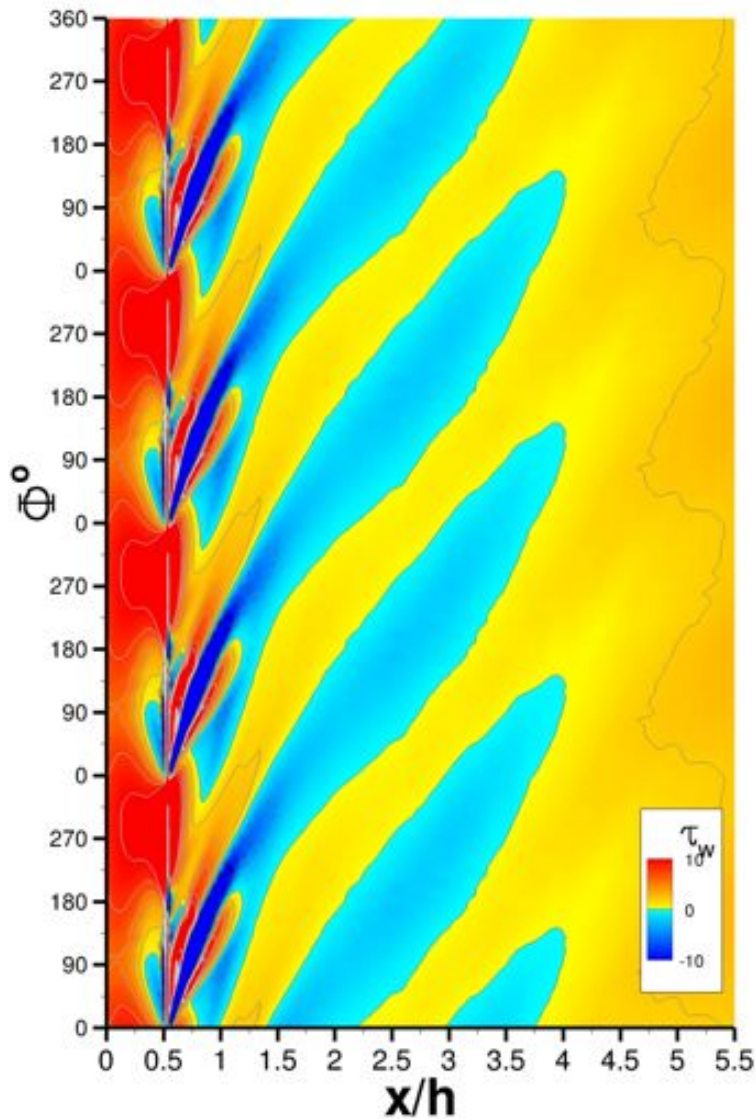


FIGURE K.80 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

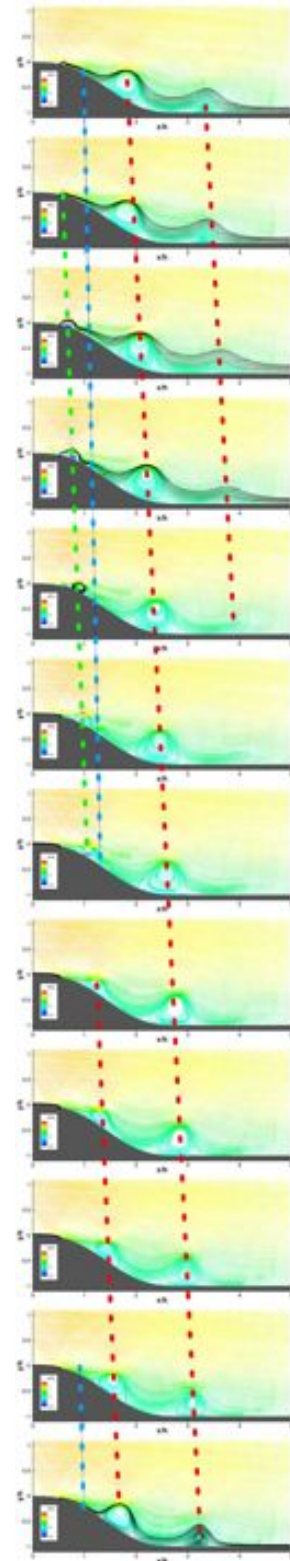


FIGURE K.81 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 2; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .



Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

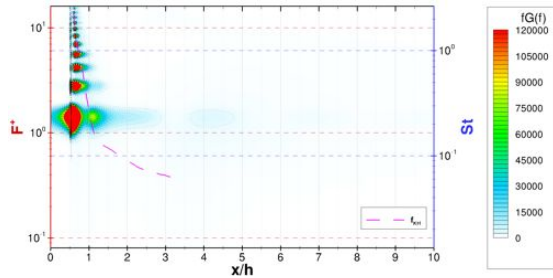


FIGURE K.82 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

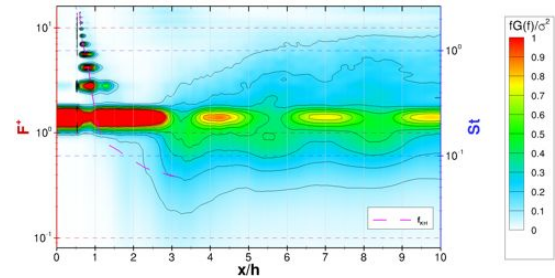


FIGURE K.83 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

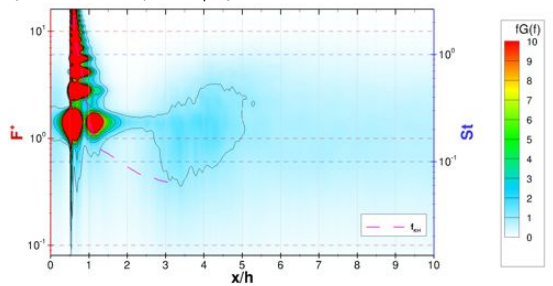


FIGURE K.84 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

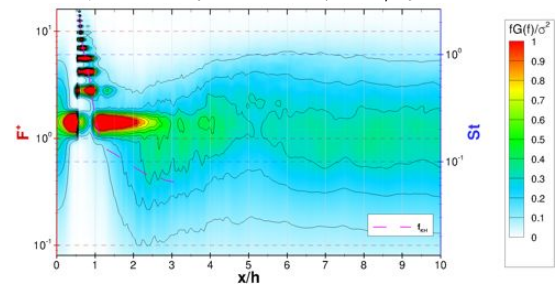


FIGURE K.85 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

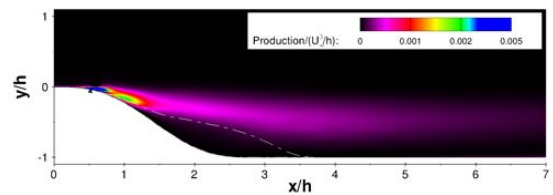


FIGURE K.86 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

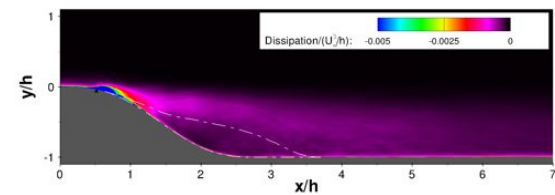


FIGURE K.87 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

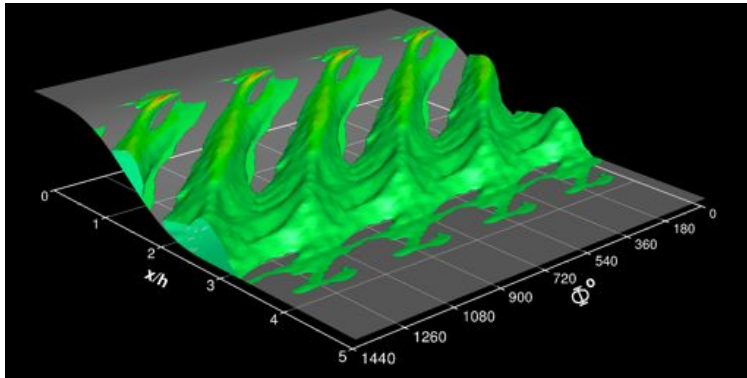


FIGURE K.88 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

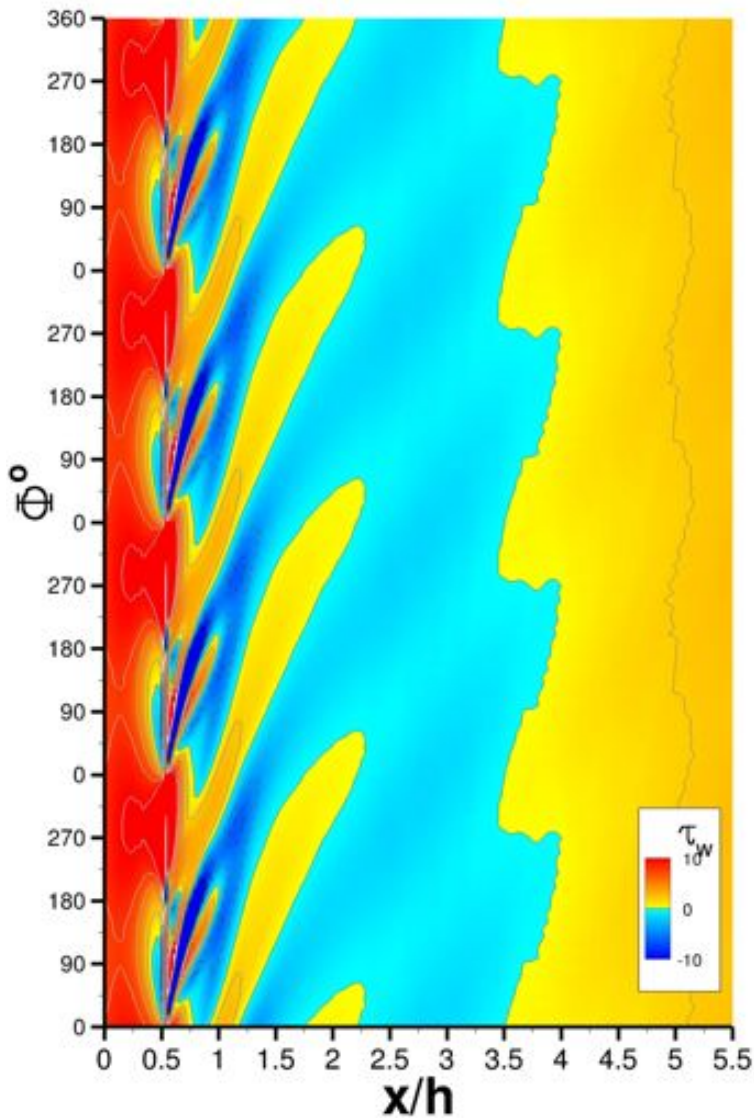


FIGURE K.89 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

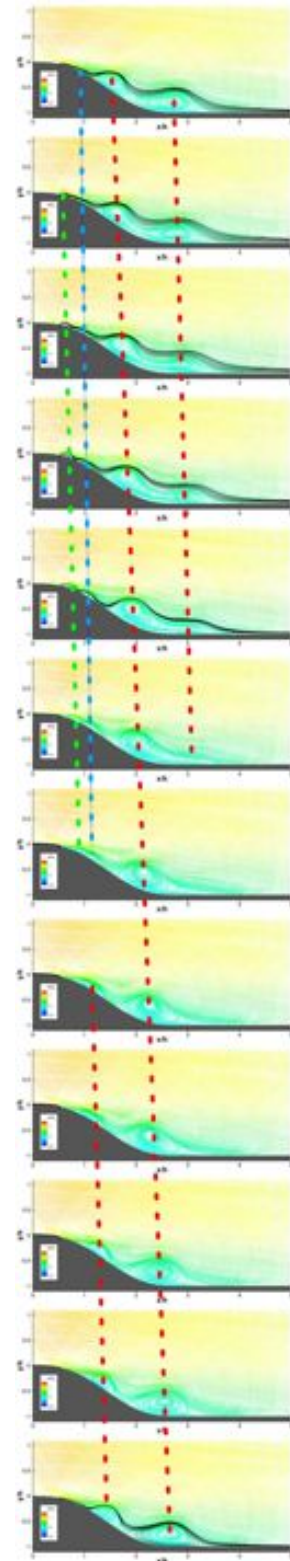


FIGURE K.90 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$

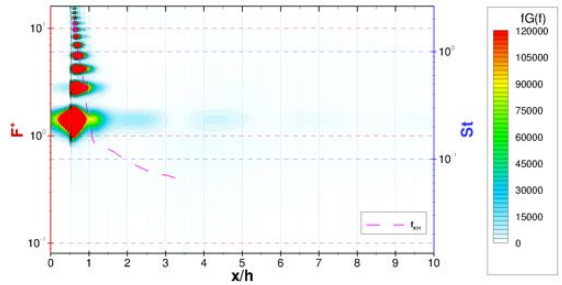


FIGURE K.91 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

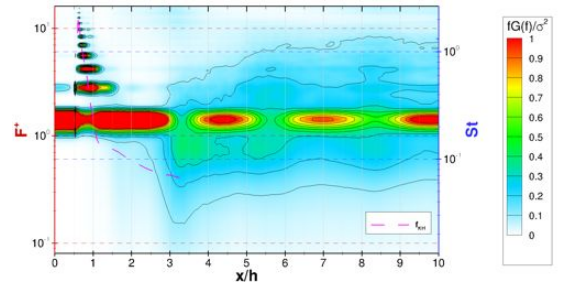


FIGURE K.92 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

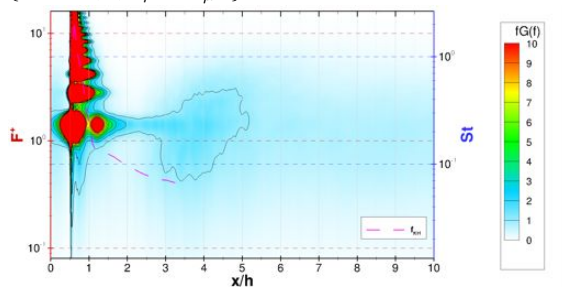


FIGURE K.93 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

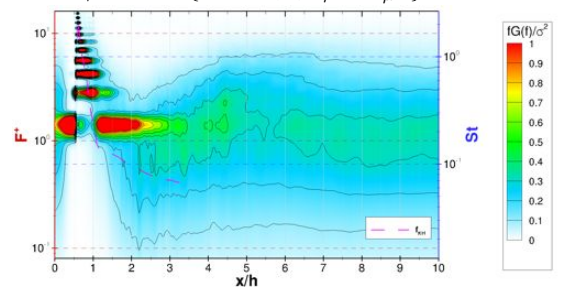


FIGURE K.94 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

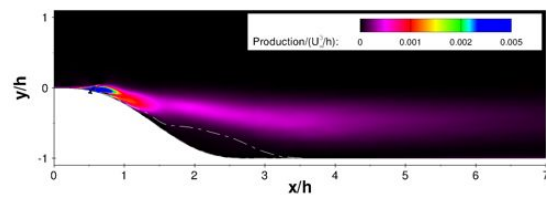


FIGURE K.95 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

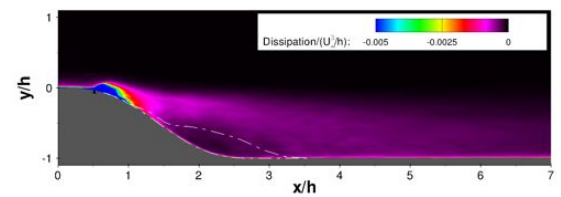


FIGURE K.96 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

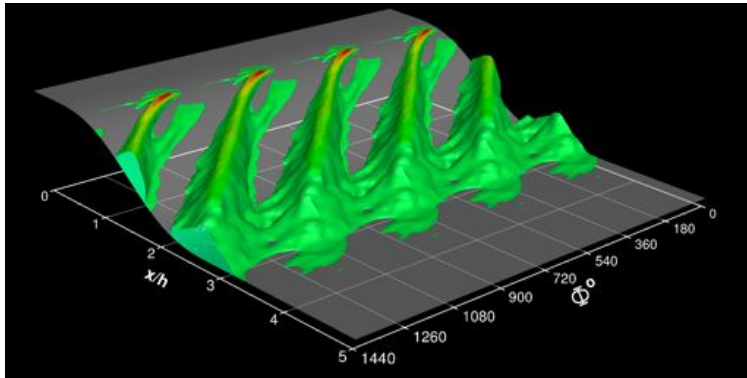


FIGURE K.97 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

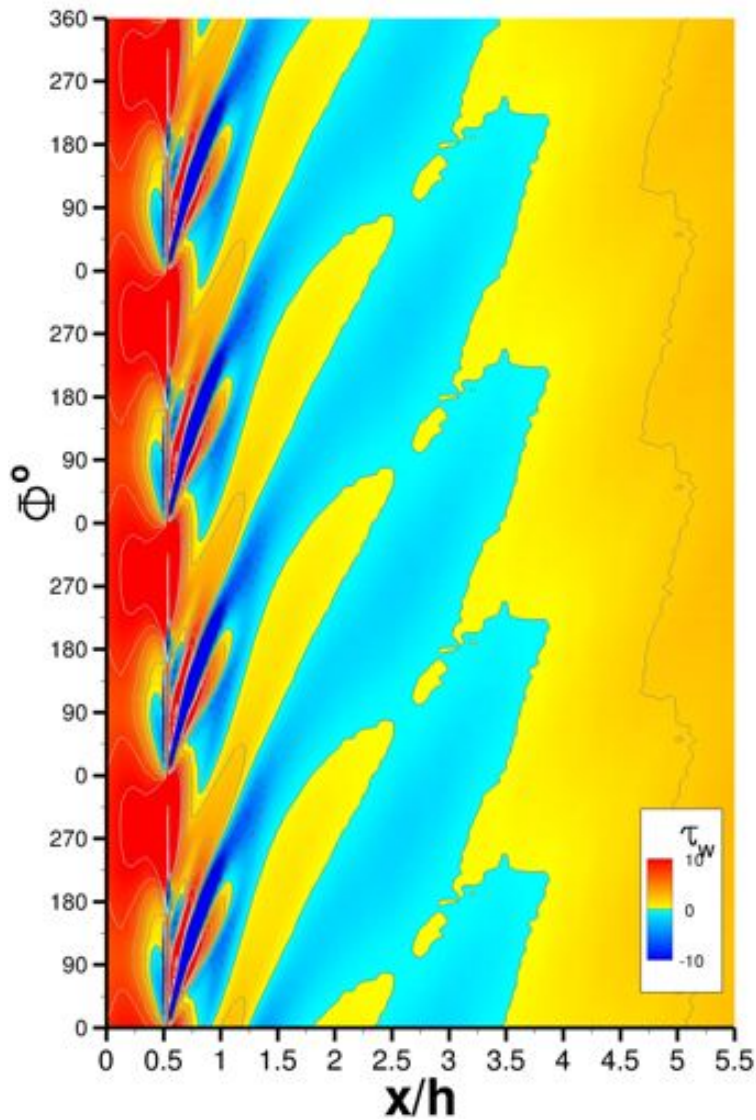


FIGURE K.98 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

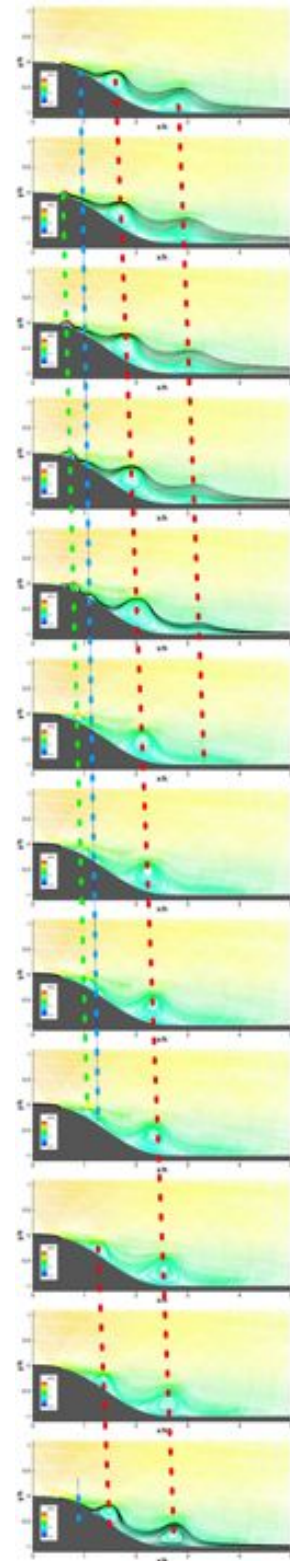


FIGURE K.99 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$

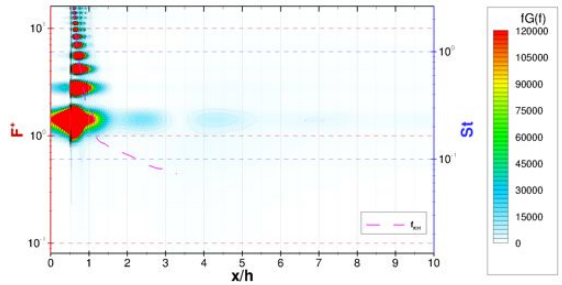


FIGURE K.100 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

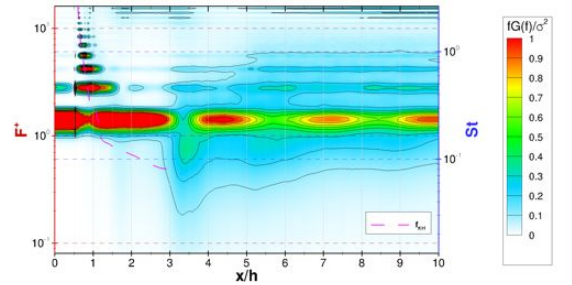


FIGURE K.101 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

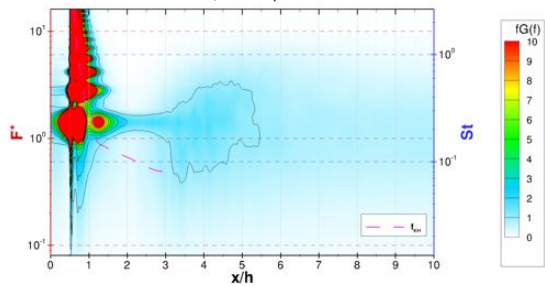


FIGURE K.102 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

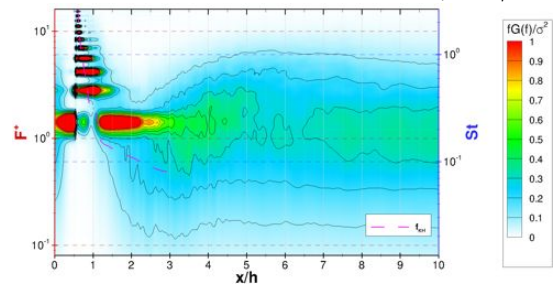


FIGURE K.103 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

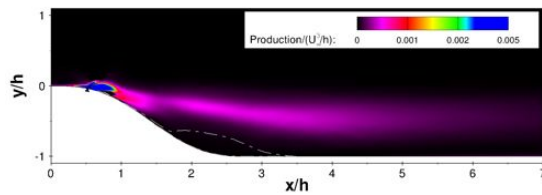


FIGURE K.104 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

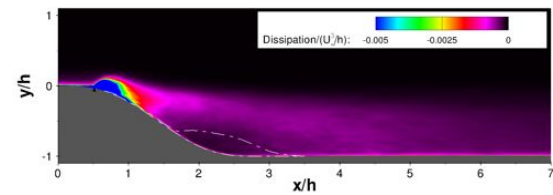


FIGURE K.105 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

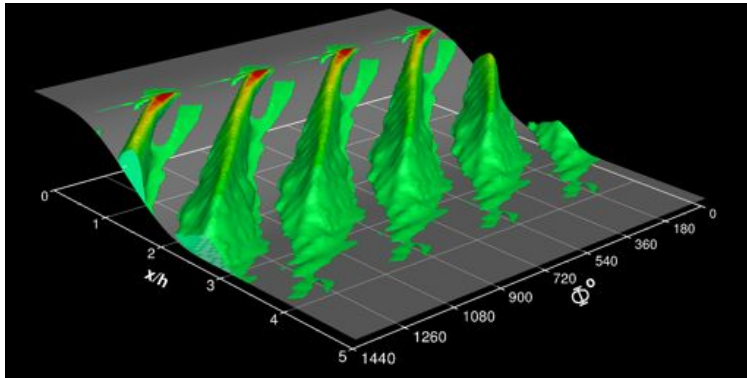


FIGURE K.106 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

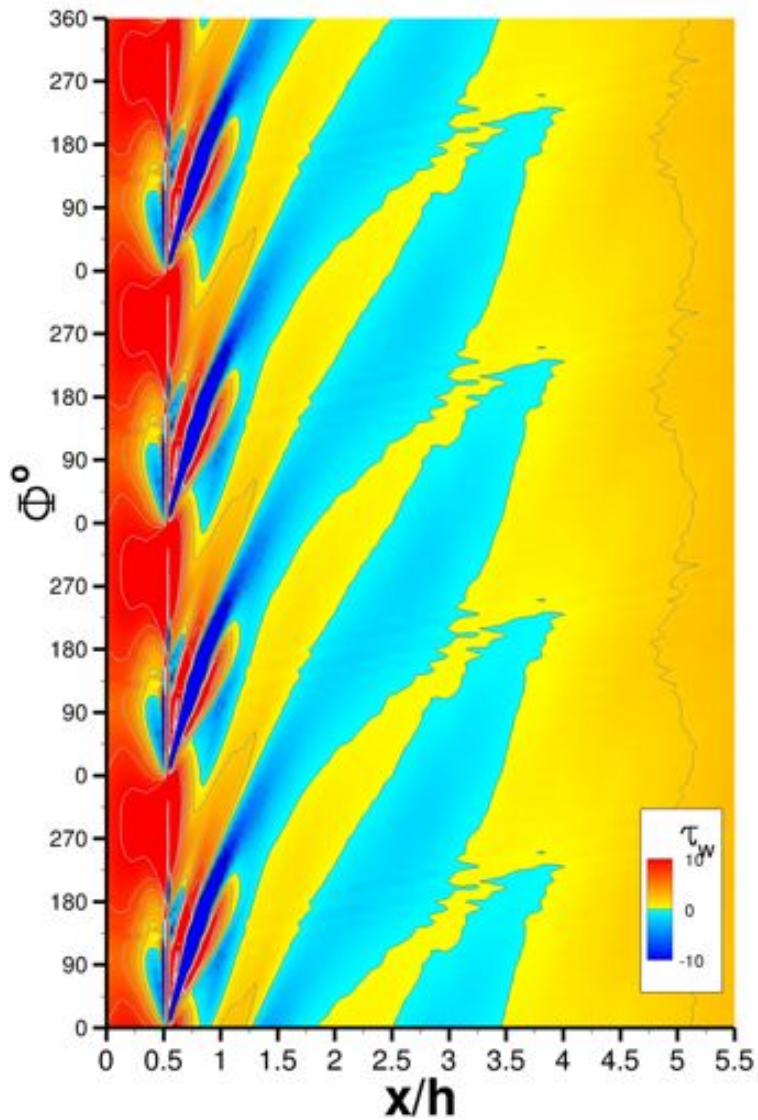


FIGURE K.107 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

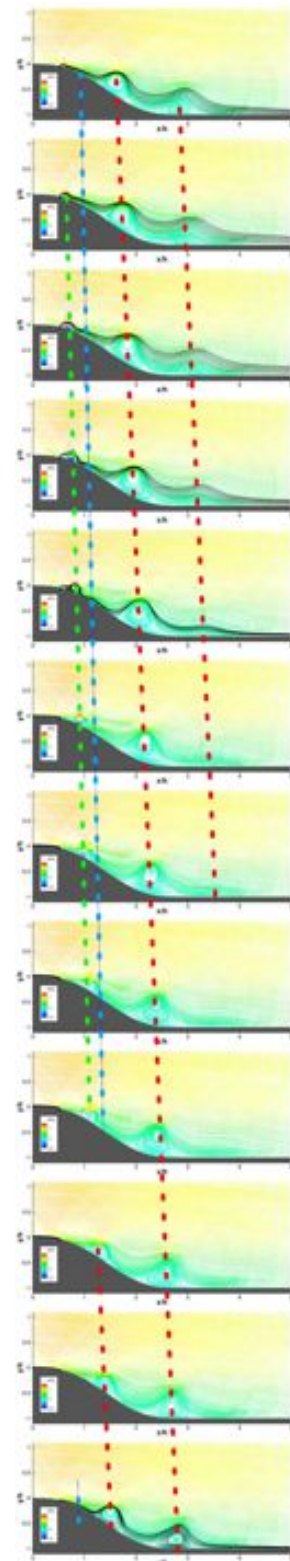


FIGURE K.108 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 4; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

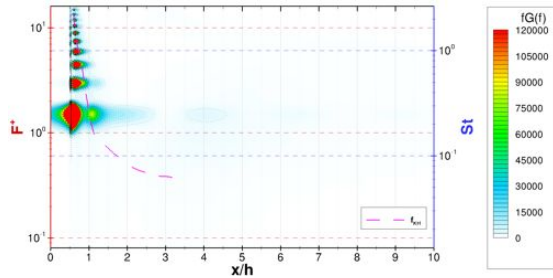


FIGURE K.109 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envelopure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

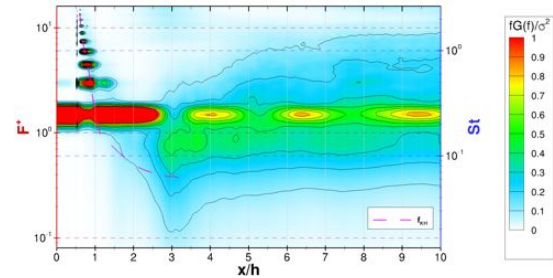


FIGURE K.110 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envelopure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

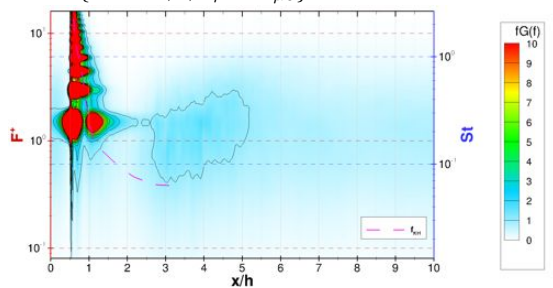


FIGURE K.111 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envelopure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

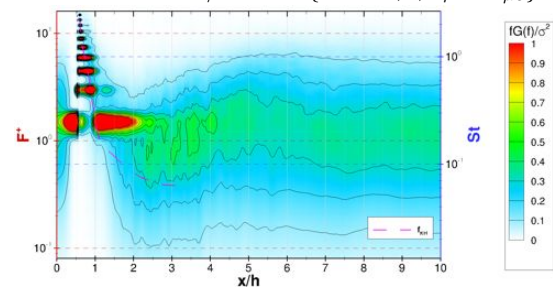


FIGURE K.112 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envelopure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

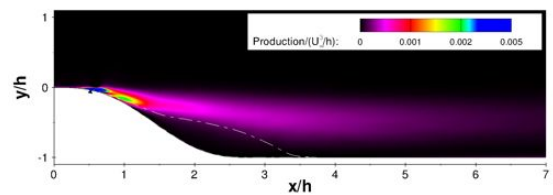


FIGURE K.113 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

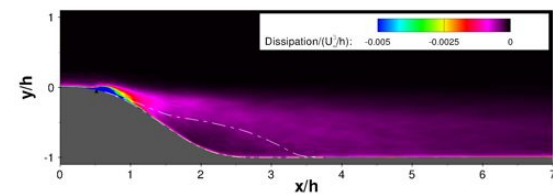


FIGURE K.114 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

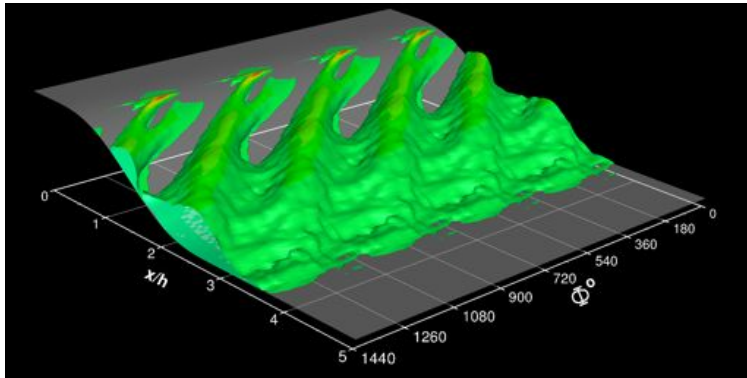


FIGURE K.115 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

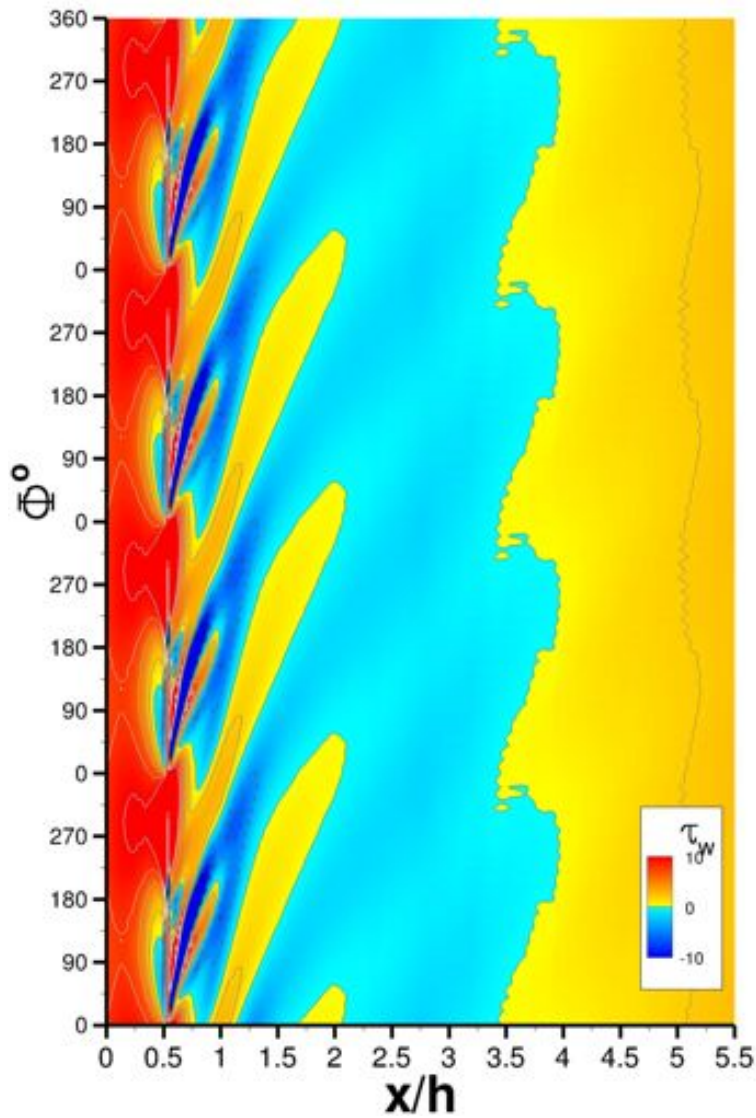


FIGURE K.116 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

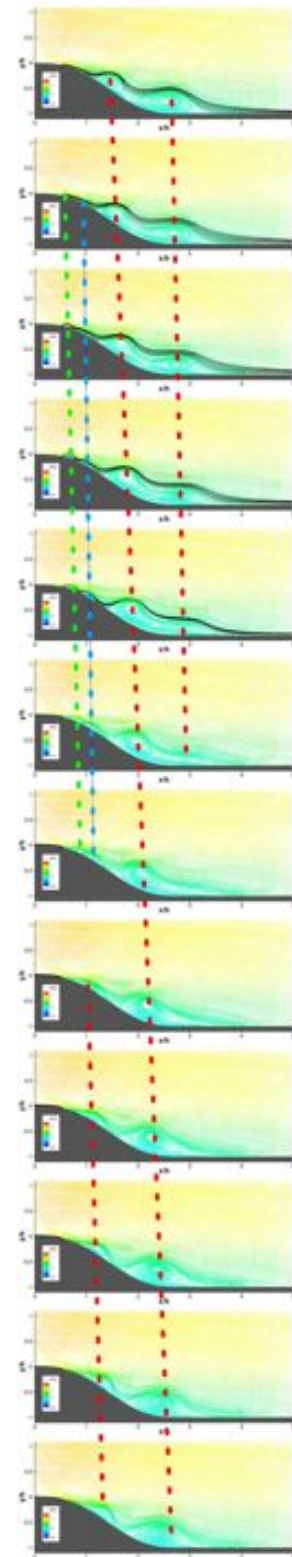


FIGURE K.117 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .



Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$

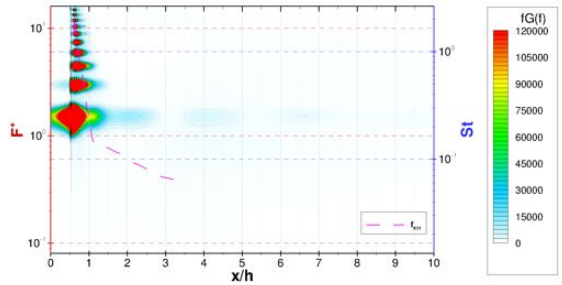


FIGURE K.118 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

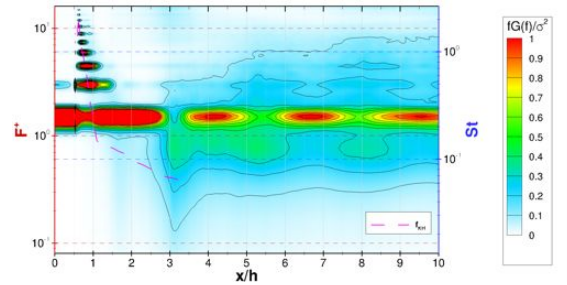


FIGURE K.119 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

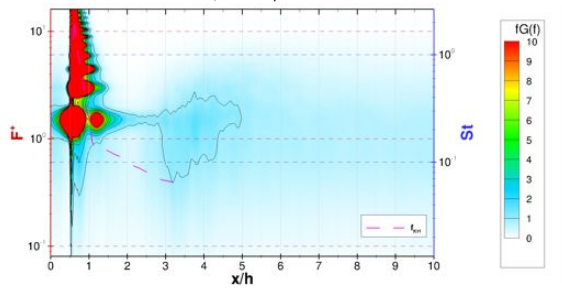


FIGURE K.120 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

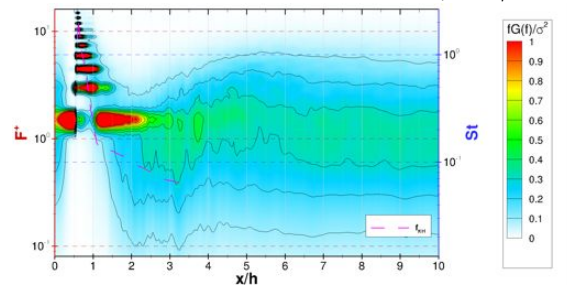


FIGURE K.121 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

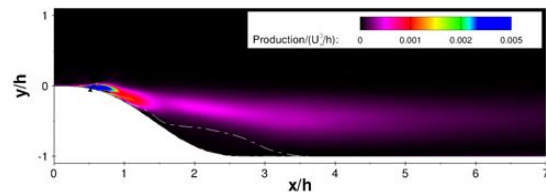


FIGURE K.122 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

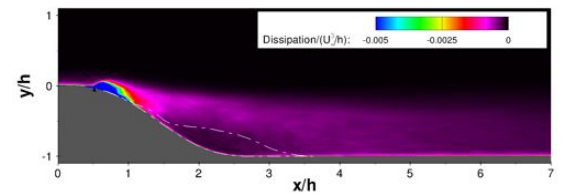


FIGURE K.123 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

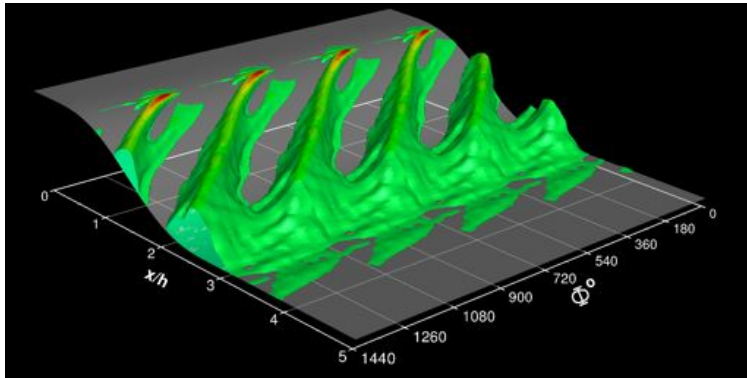


FIGURE K.124 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

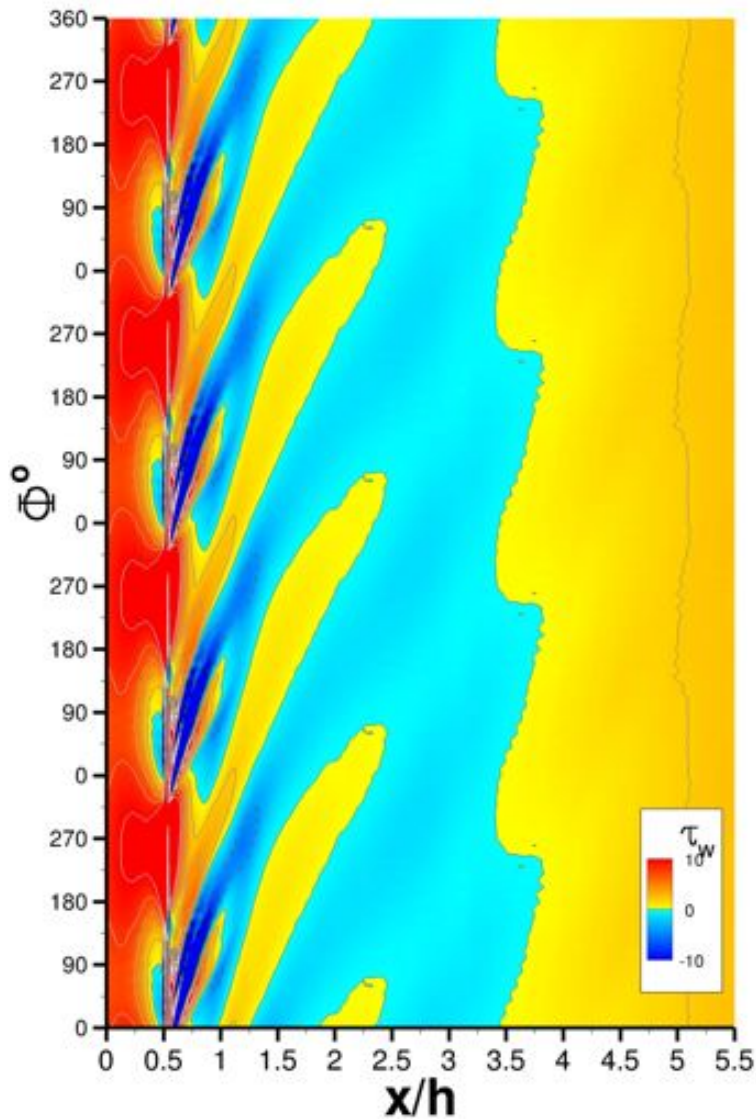


FIGURE K.125 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

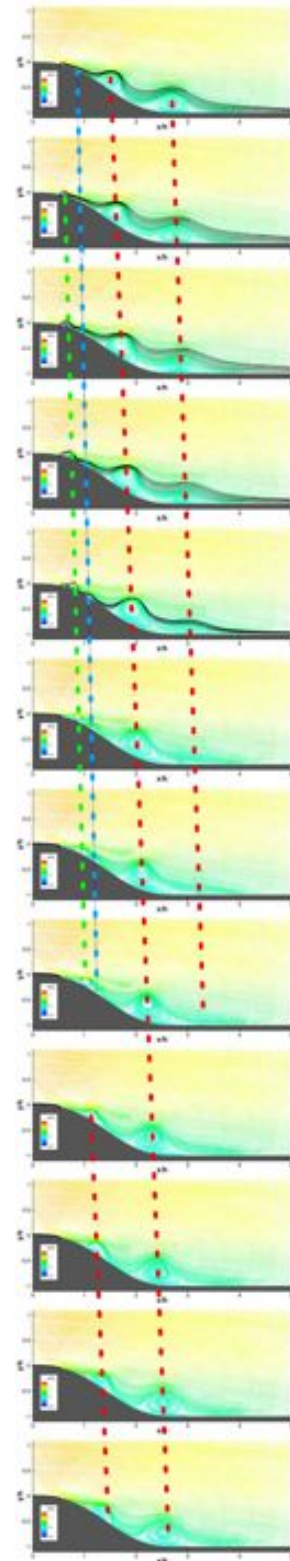


FIGURE K.126 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$

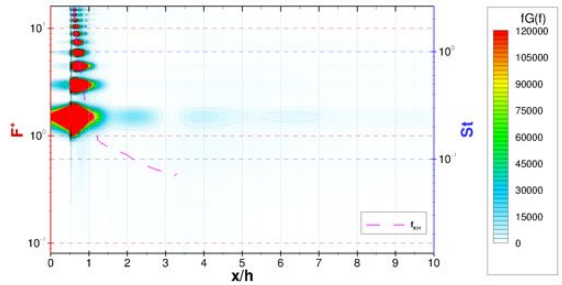


FIGURE K.127 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

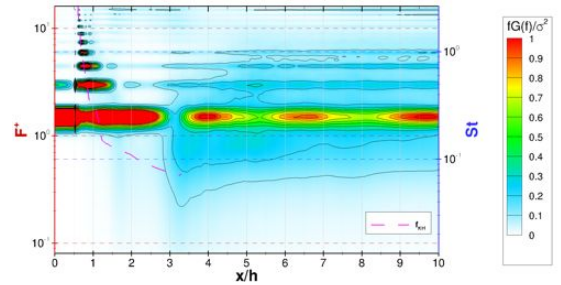


FIGURE K.128 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

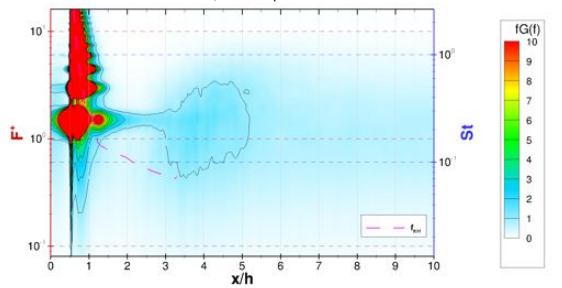


FIGURE K.129 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

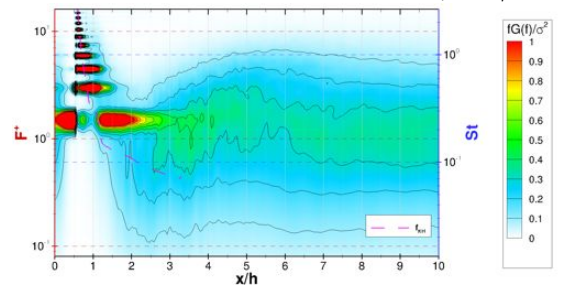


FIGURE K.130 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

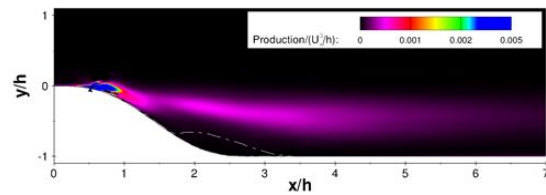


FIGURE K.131 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

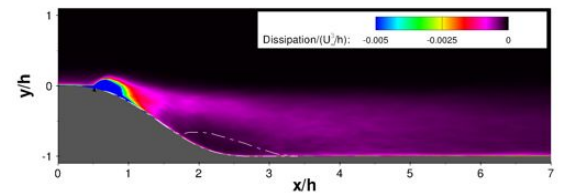


FIGURE K.132 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

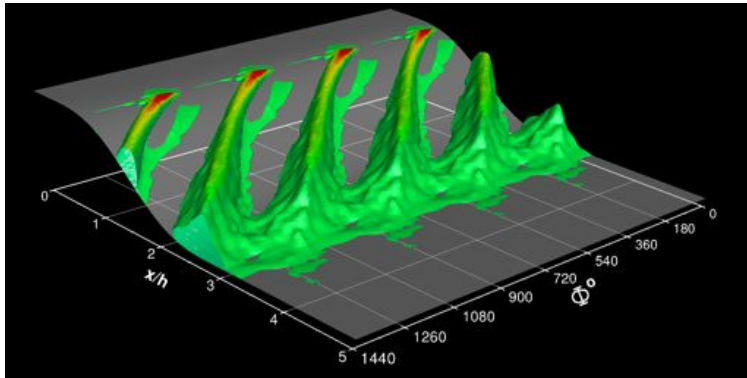


FIGURE K.133 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

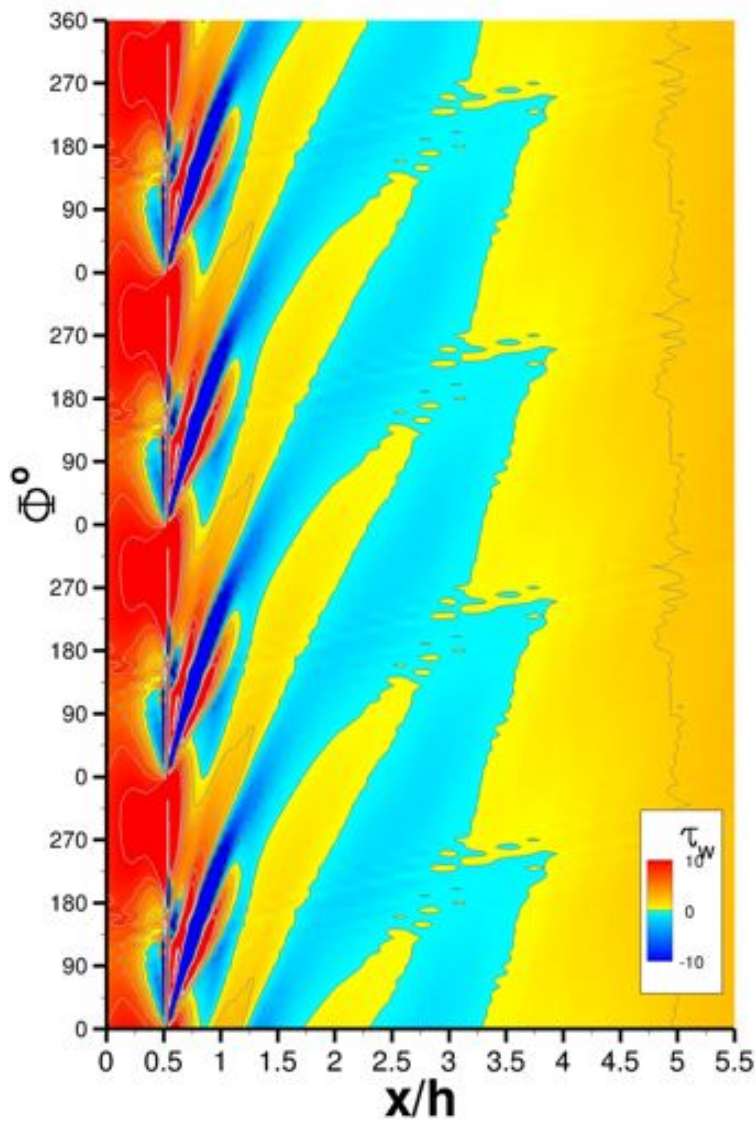


FIGURE K.134 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

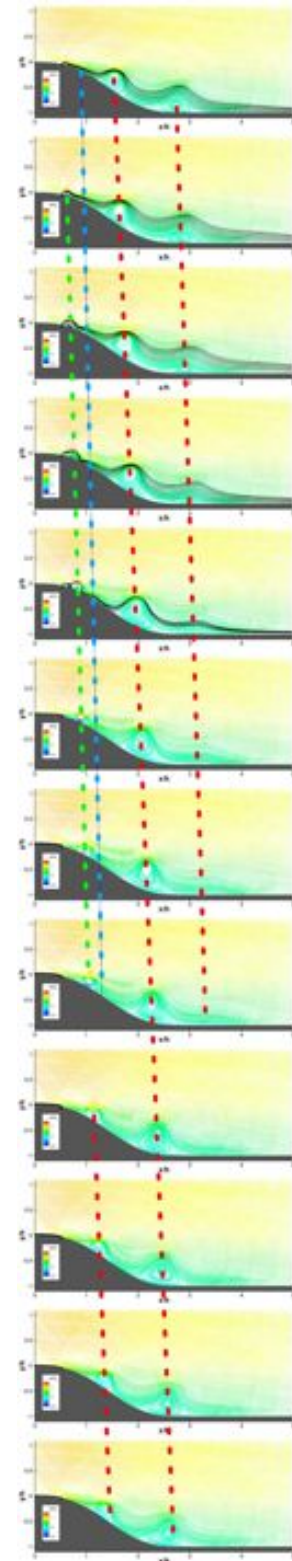


FIGURE K.135 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 1, 5; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

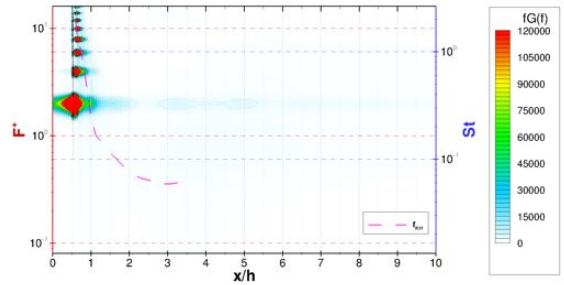


FIGURE K.136 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

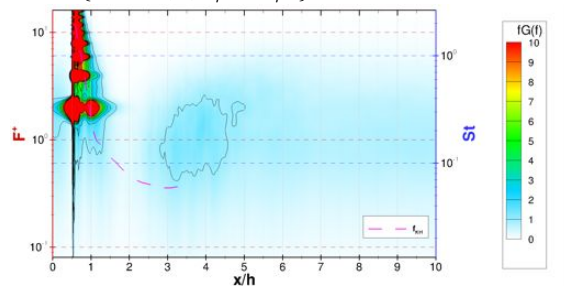


FIGURE K.138 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

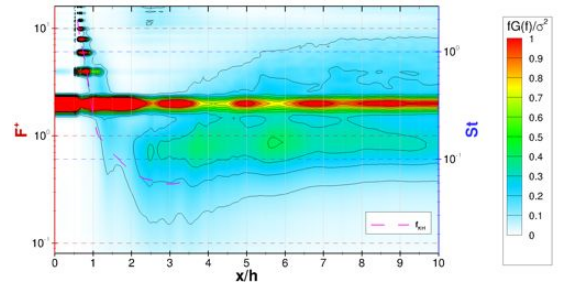


FIGURE K.137 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

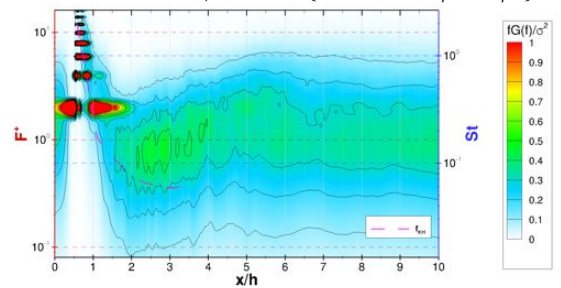


FIGURE K.139 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

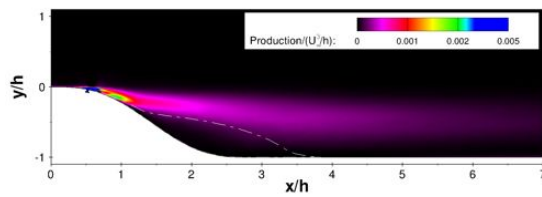


FIGURE K.140 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

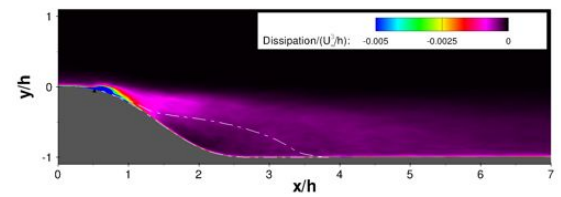


FIGURE K.141 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

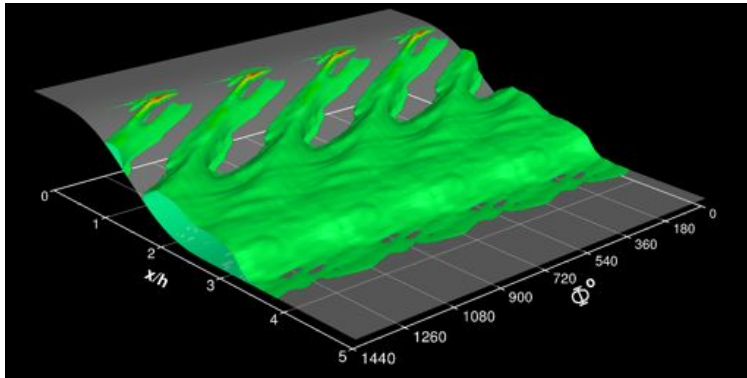


FIGURE K.142 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

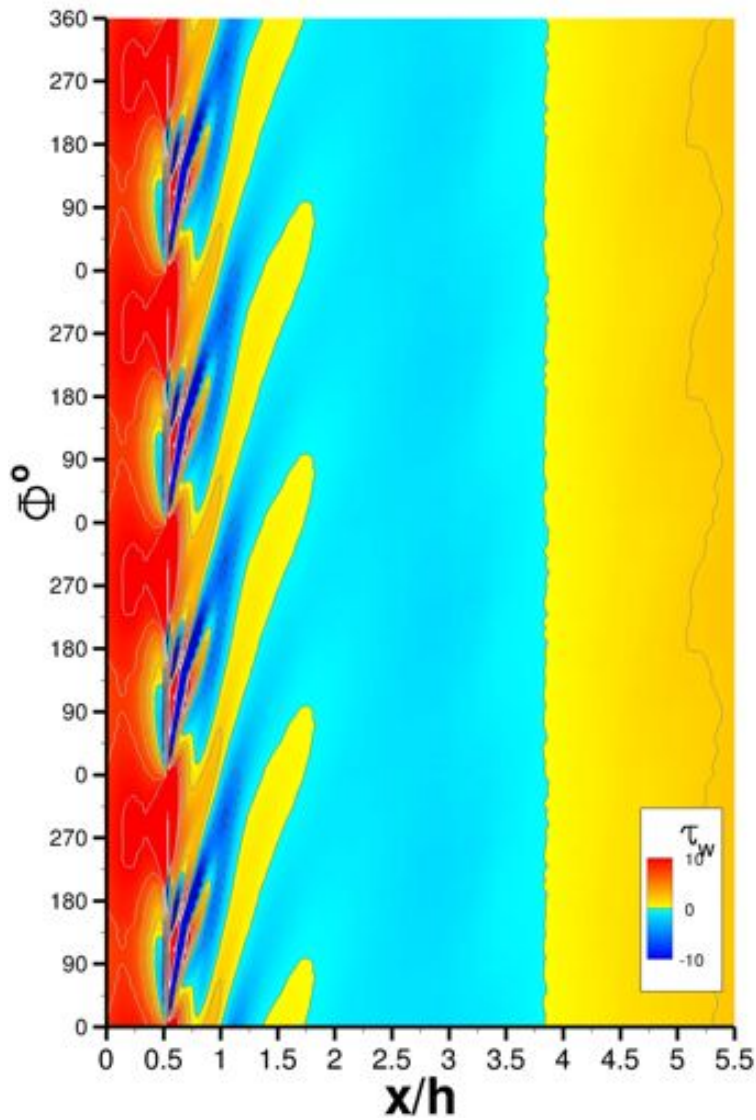


FIGURE K.143 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

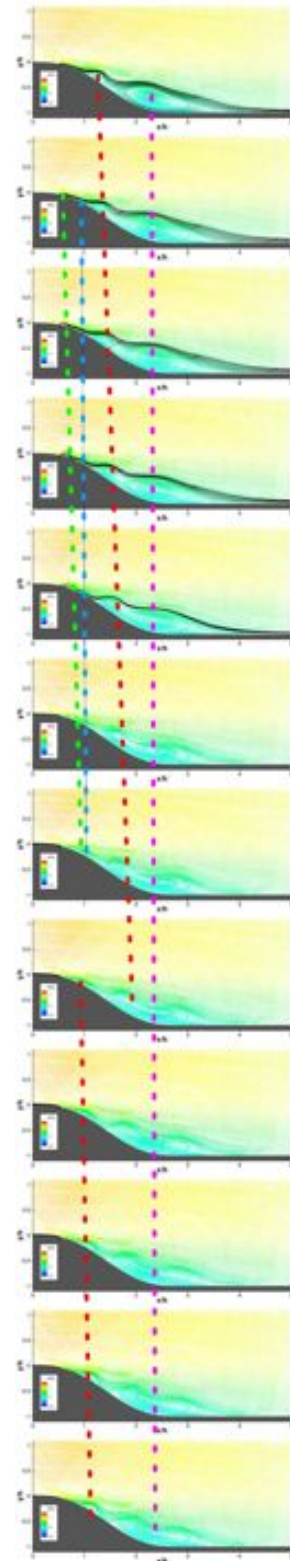


FIGURE K.144 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$

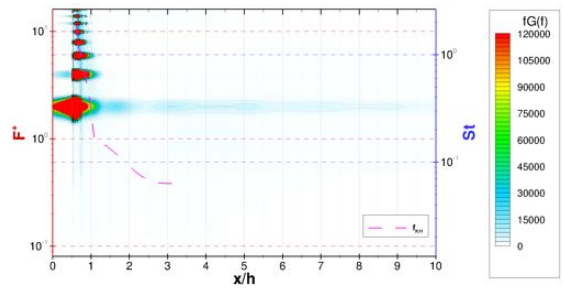


FIGURE K.145 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

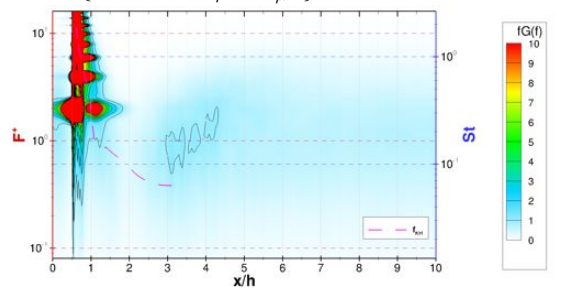


FIGURE K.147 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

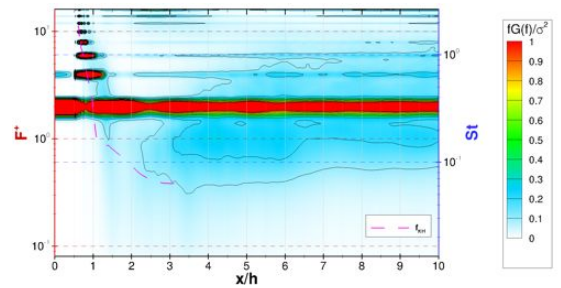


FIGURE K.146 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

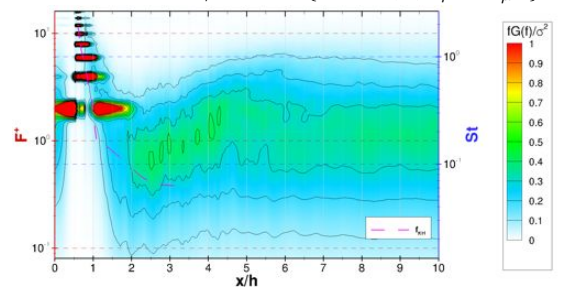


FIGURE K.148 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

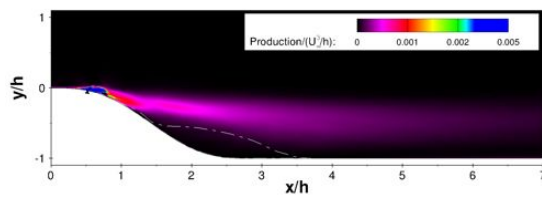


FIGURE K.149 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

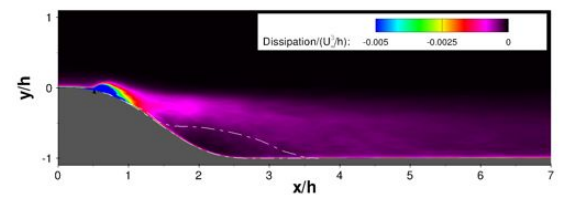


FIGURE K.150 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

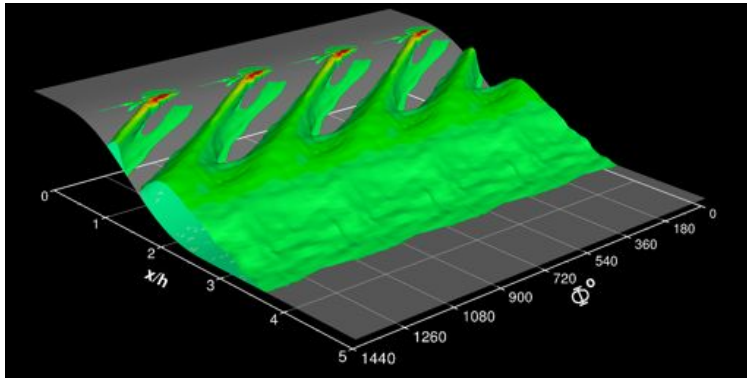


FIGURE K.151 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

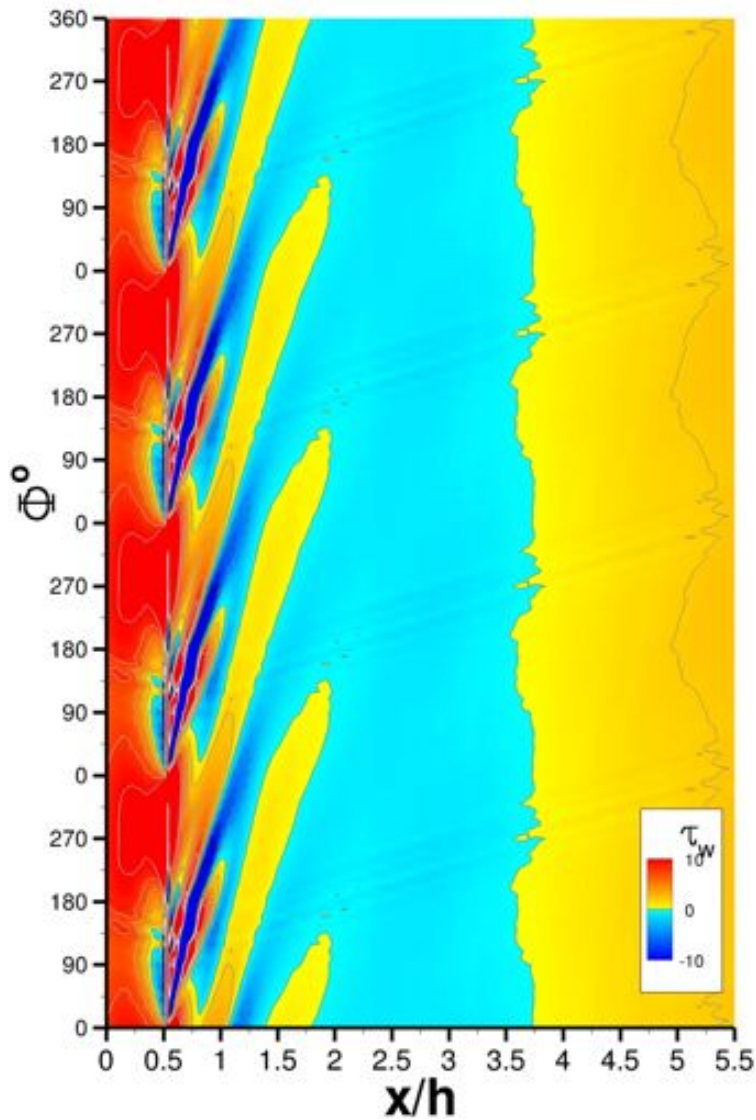


FIGURE K.152 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

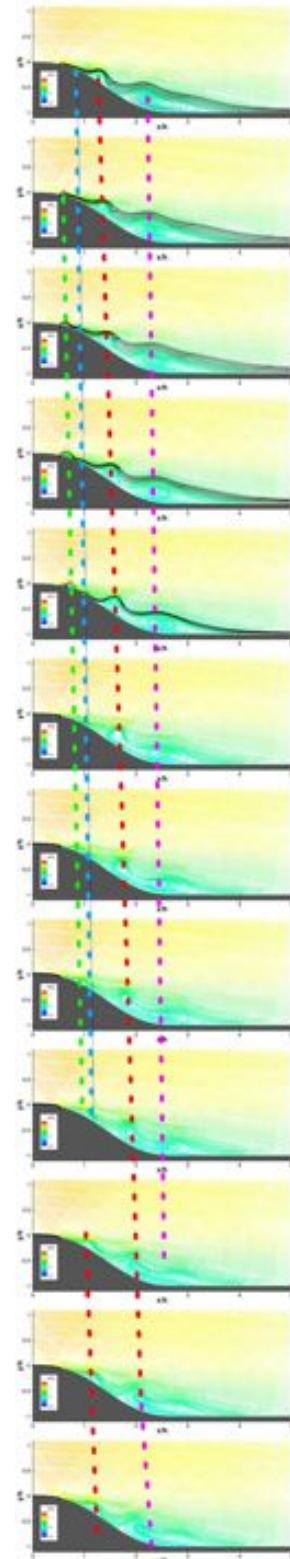


FIGURE K.153 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .



Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$

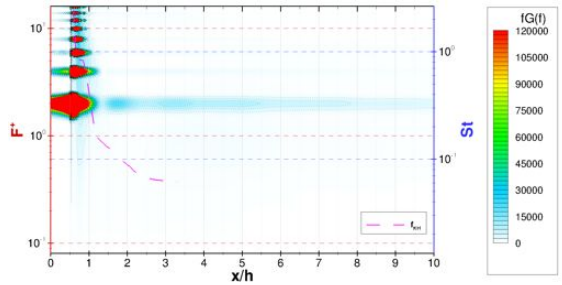


FIGURE K.154 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

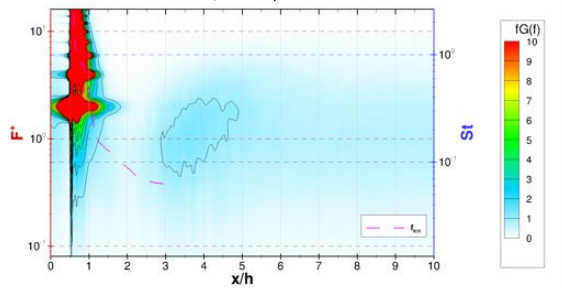


FIGURE K.156 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

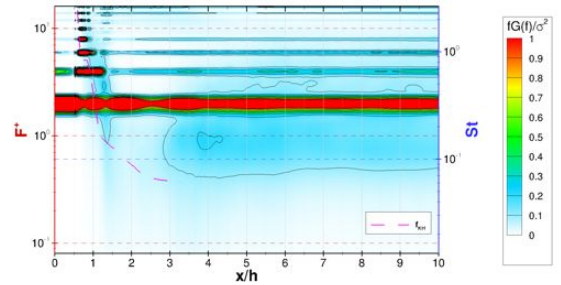


FIGURE K.155 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

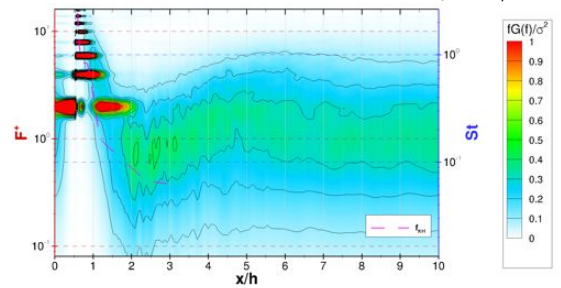


FIGURE K.157 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

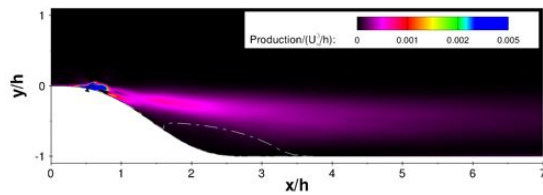


FIGURE K.158 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

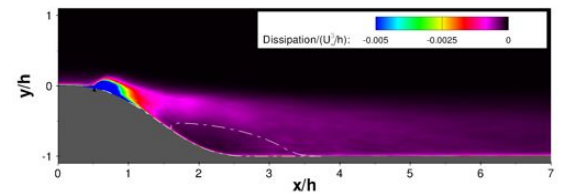


FIGURE K.159 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

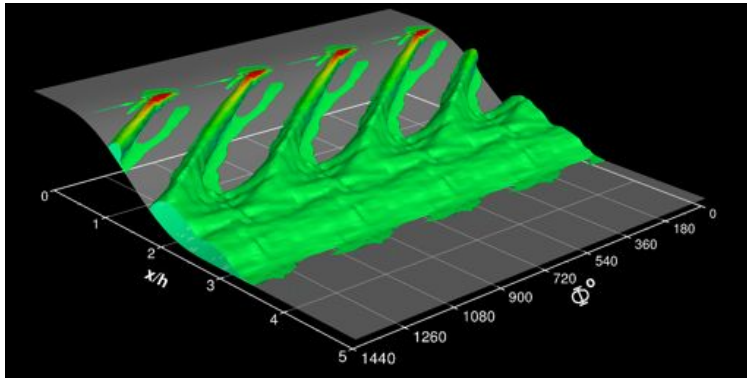


FIGURE K.160 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

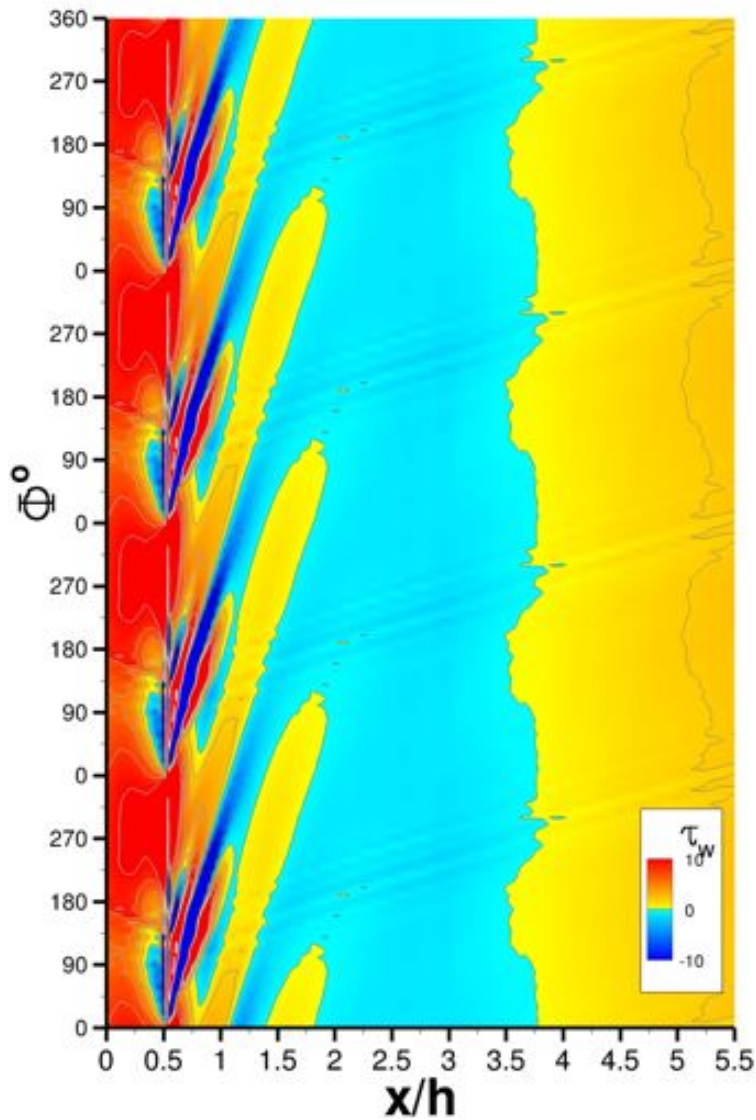


FIGURE K.161 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

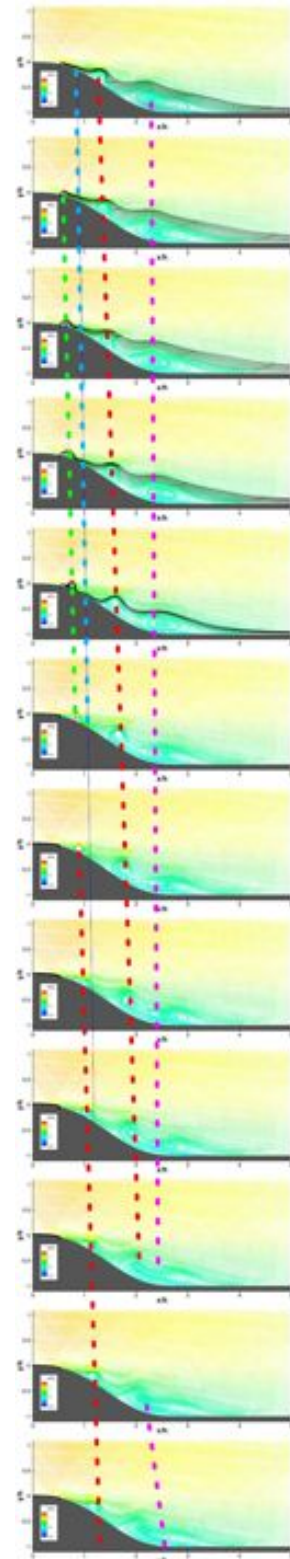


FIGURE K.162 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 2, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

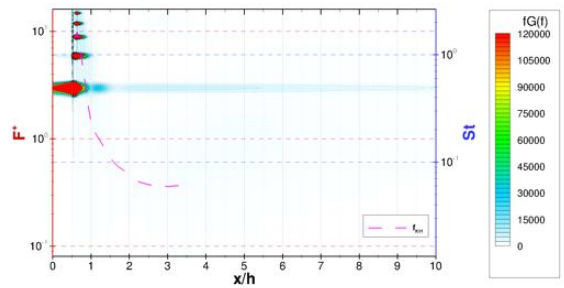


FIGURE K.163 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

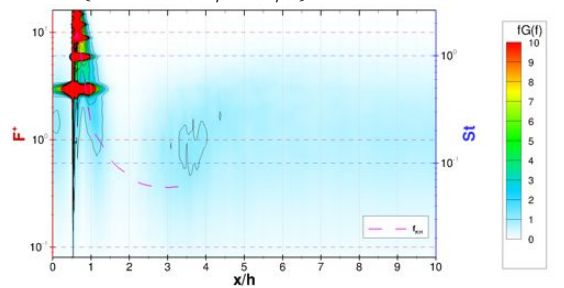


FIGURE K.165 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

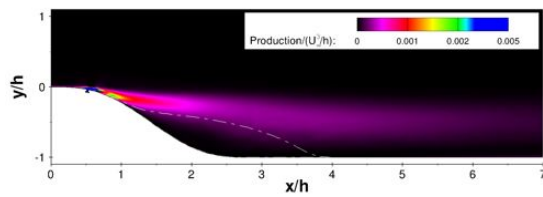


FIGURE K.167 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

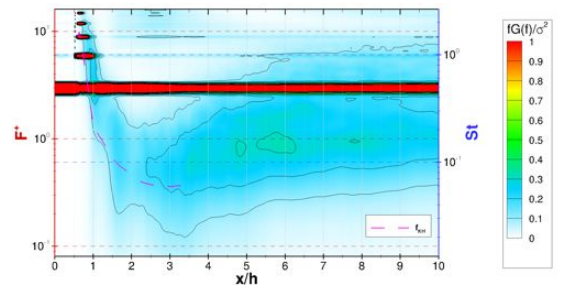


FIGURE K.164 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

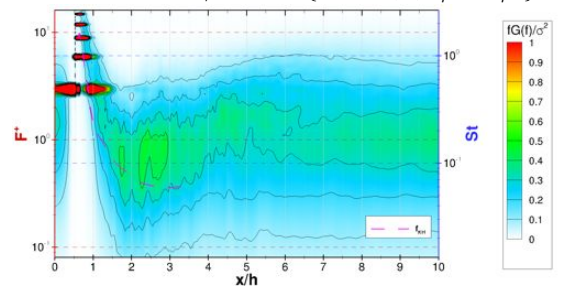


FIGURE K.166 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

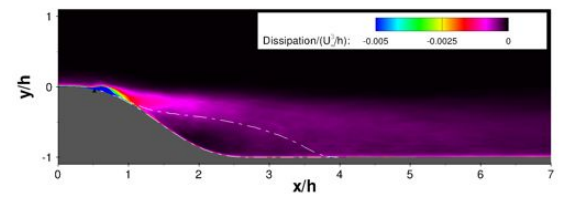


FIGURE K.168 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

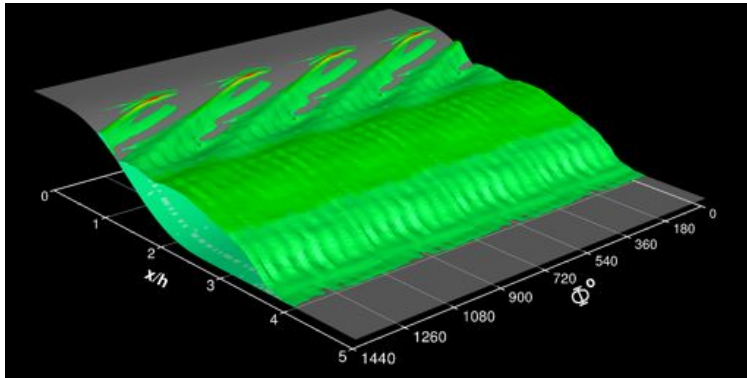


FIGURE K.169 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

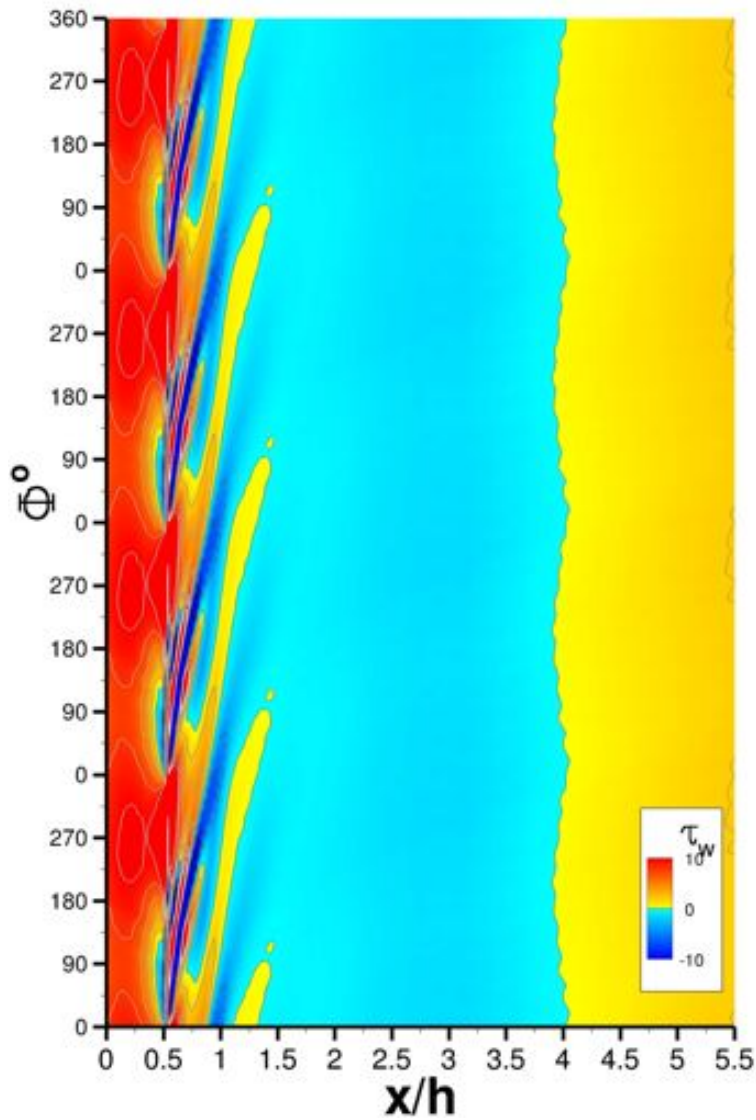


FIGURE K.170 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

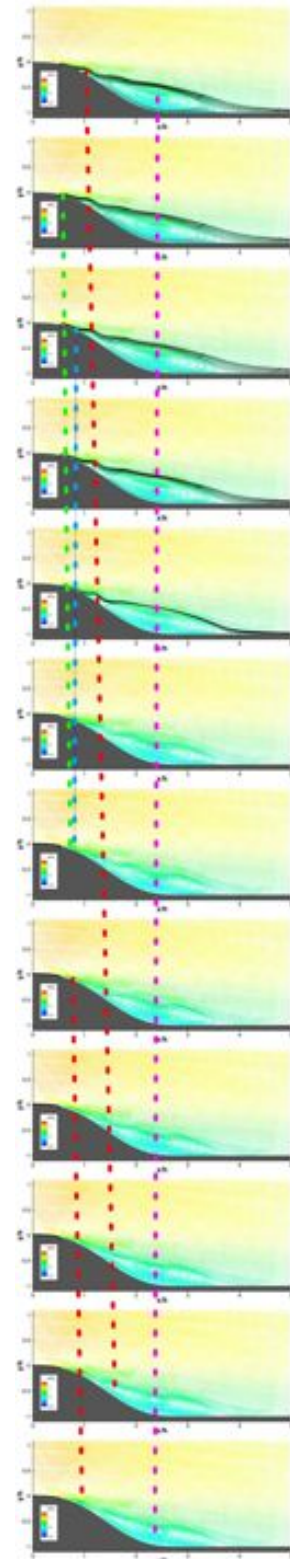


FIGURE K.171 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$

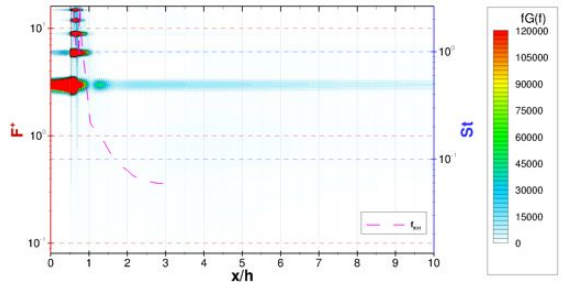


FIGURE K.172 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

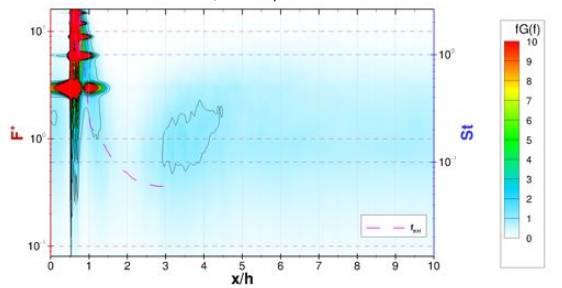


FIGURE K.174 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

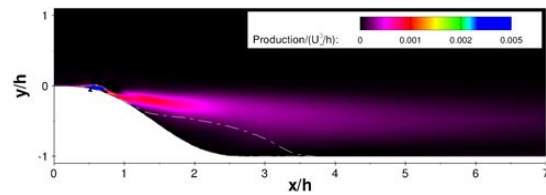


FIGURE K.176 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

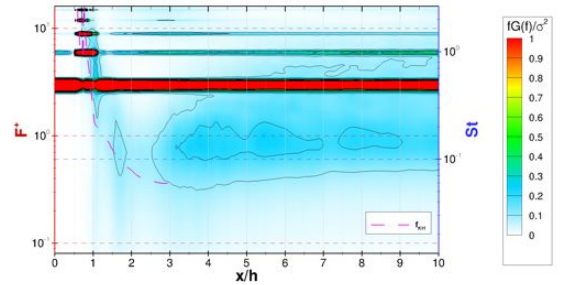


FIGURE K.173 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

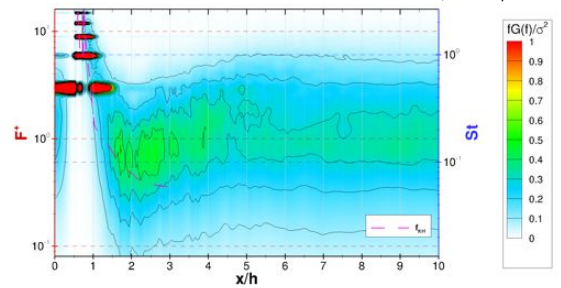


FIGURE K.175 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

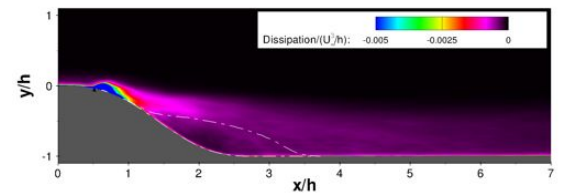


FIGURE K.177 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

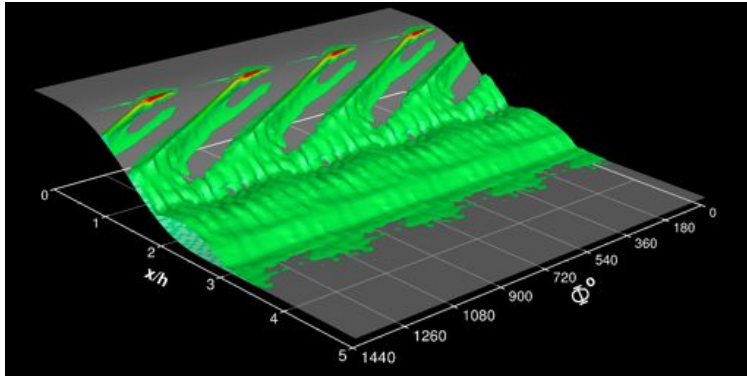


FIGURE K.178 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

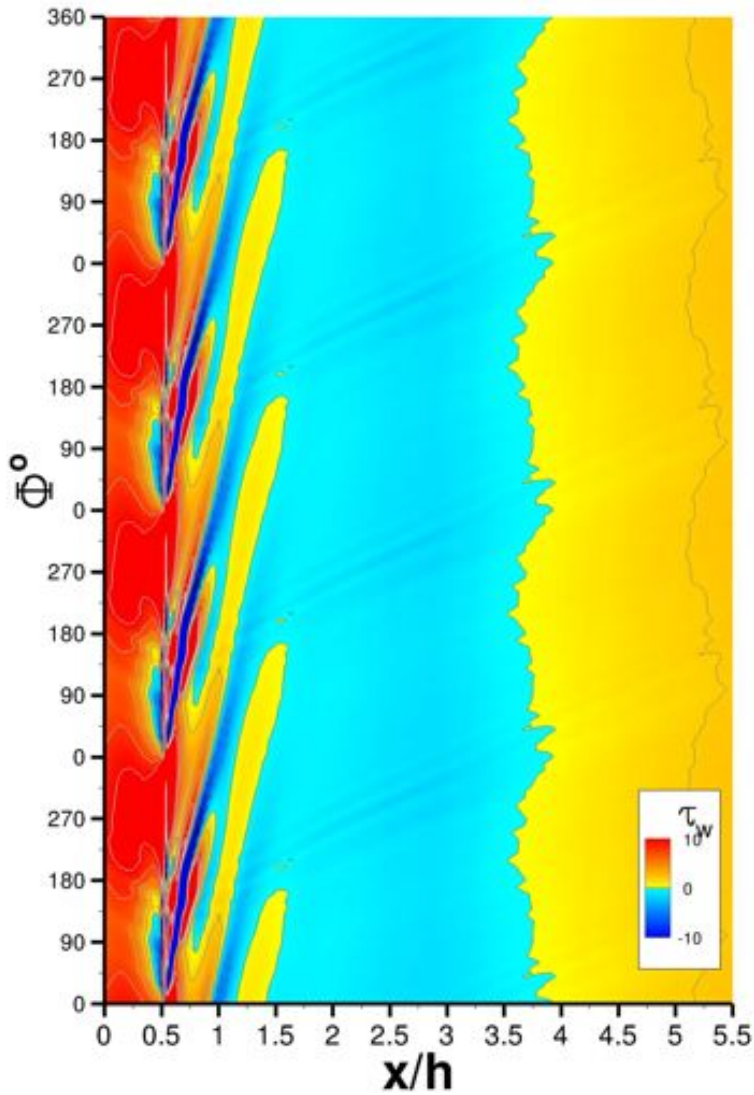


FIGURE K.179 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

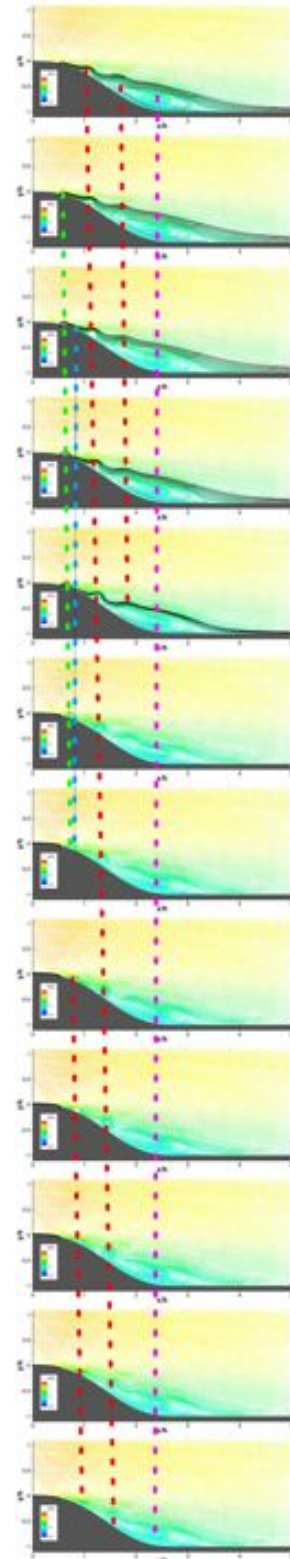


FIGURE K.180 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu A}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$

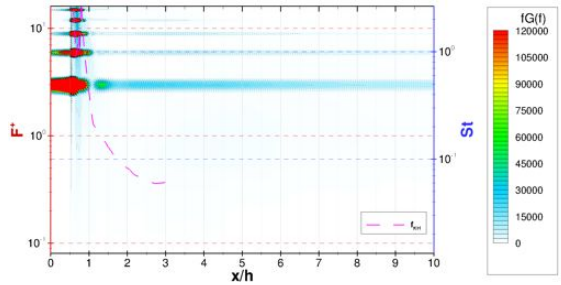


FIGURE K.181 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

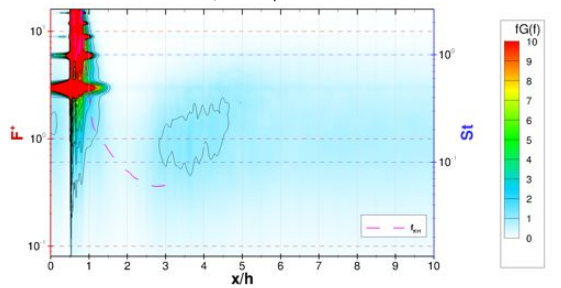


FIGURE K.183 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

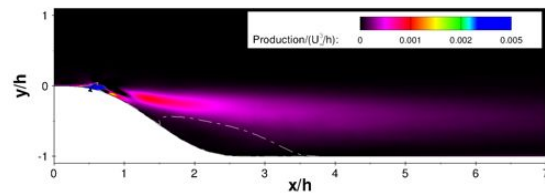


FIGURE K.185 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

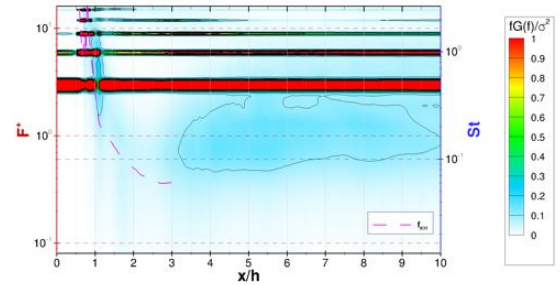


FIGURE K.182 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

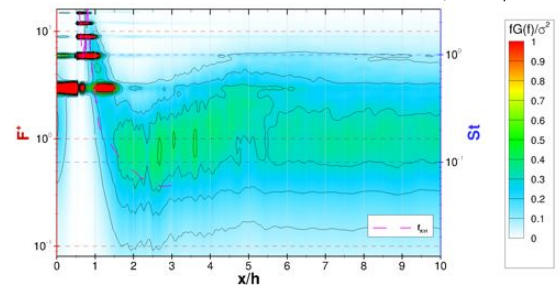


FIGURE K.184 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

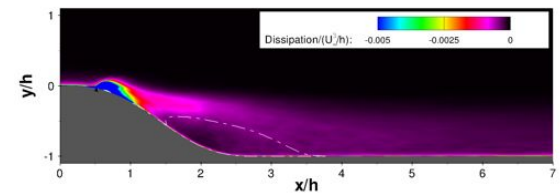


FIGURE K.186 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

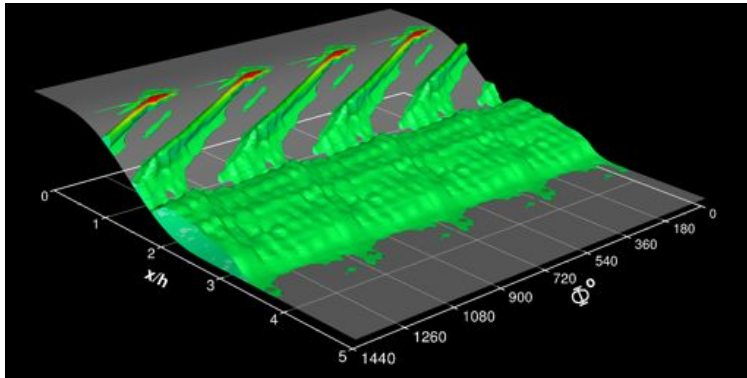


FIGURE K.187 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

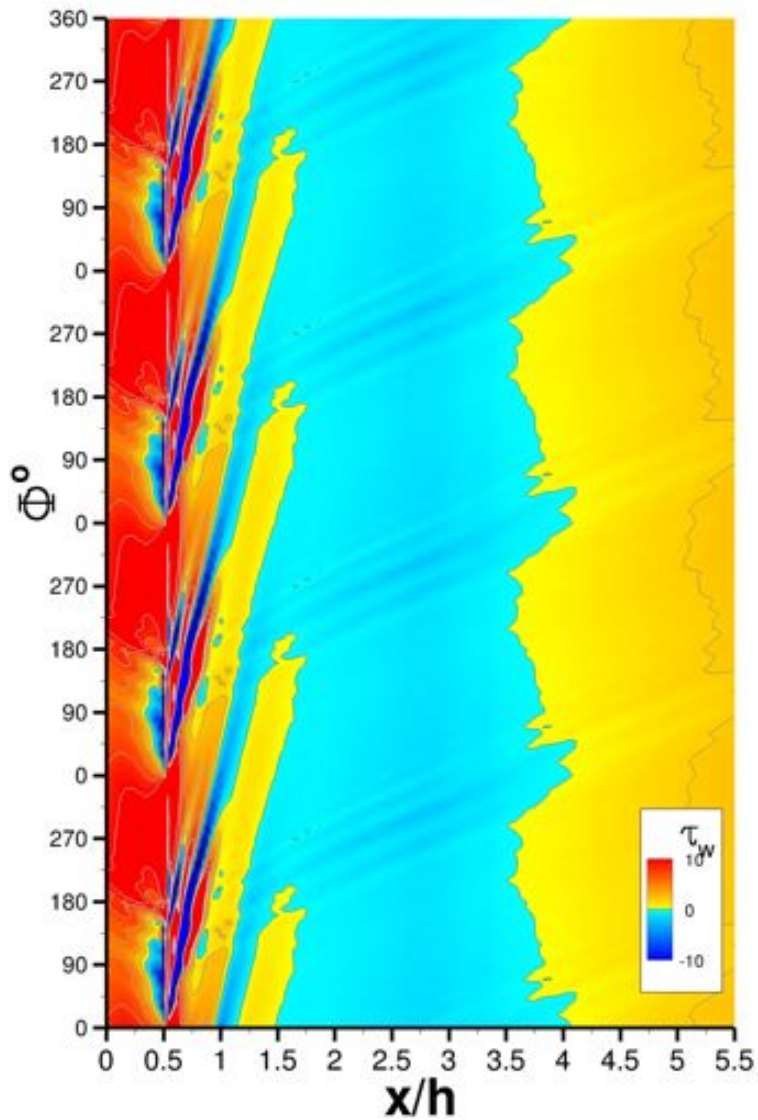


FIGURE K.188 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .

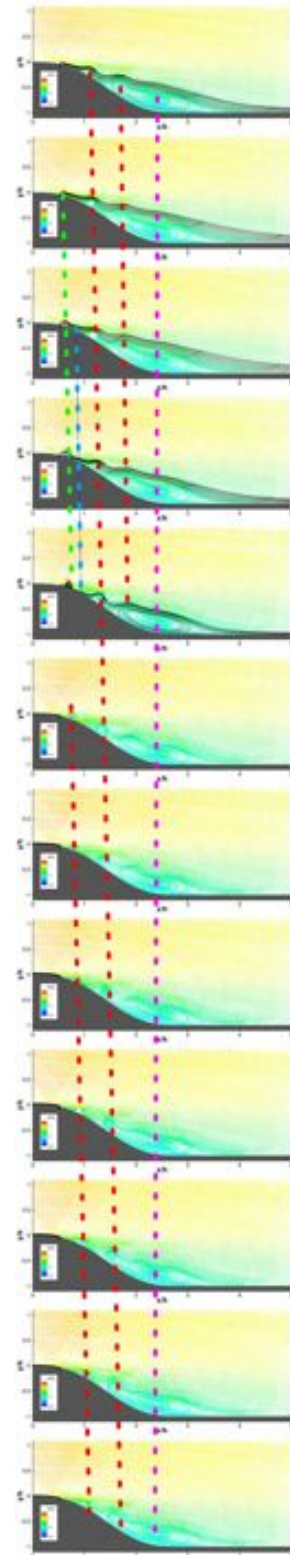


FIGURE K.189 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 3, 0; C_\mu = C_{\mu B}\}$ .



Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

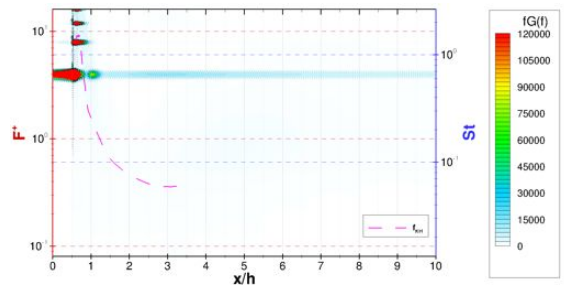


FIGURE K.190 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

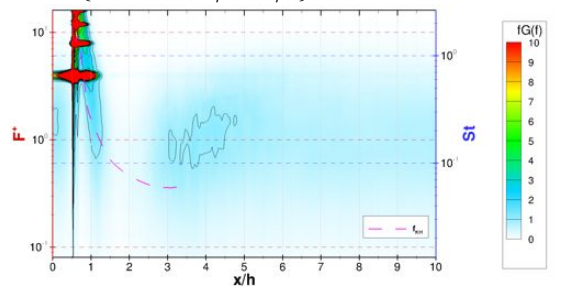


FIGURE K.192 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

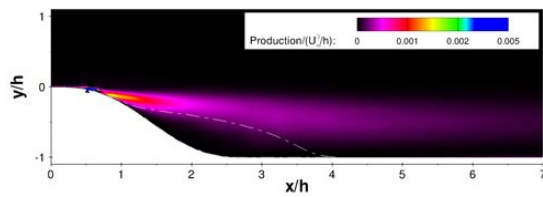


FIGURE K.194 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

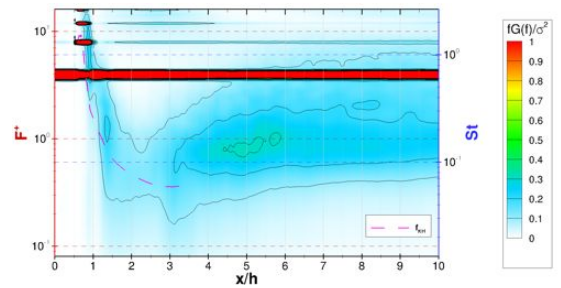


FIGURE K.191 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

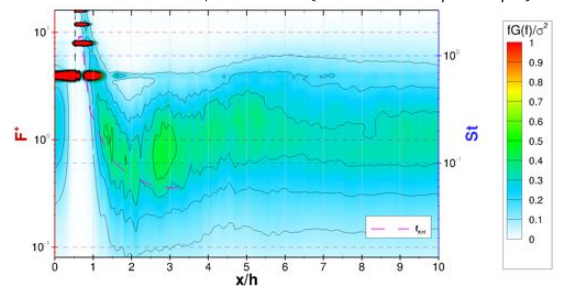


FIGURE K.193 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

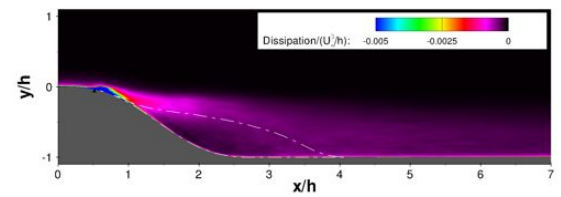


FIGURE K.195 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

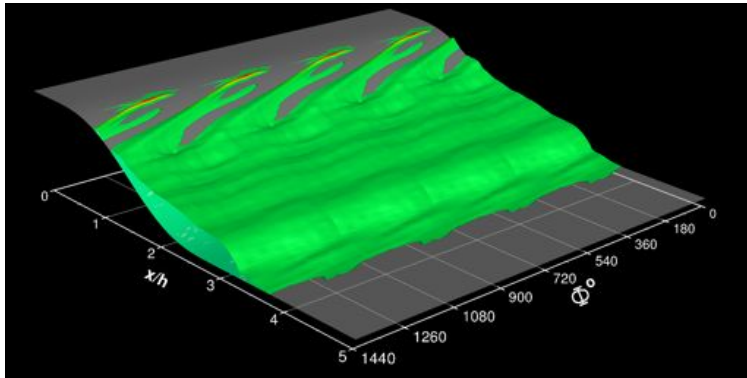


FIGURE K.196 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

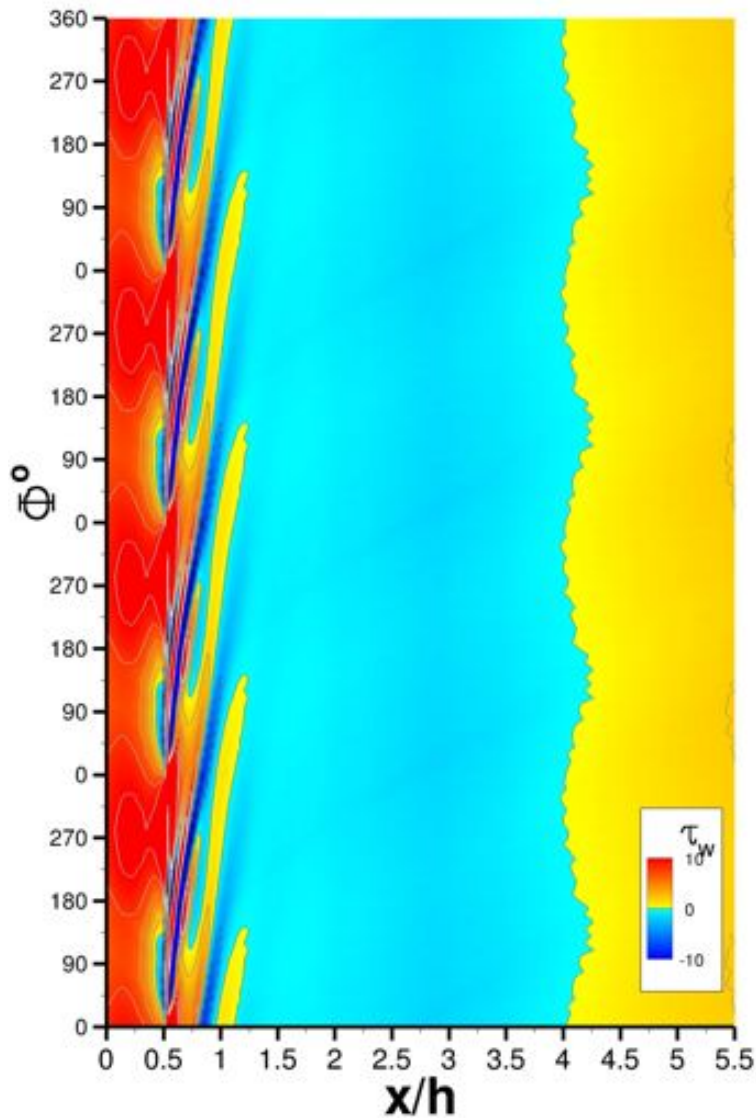


FIGURE K.197 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

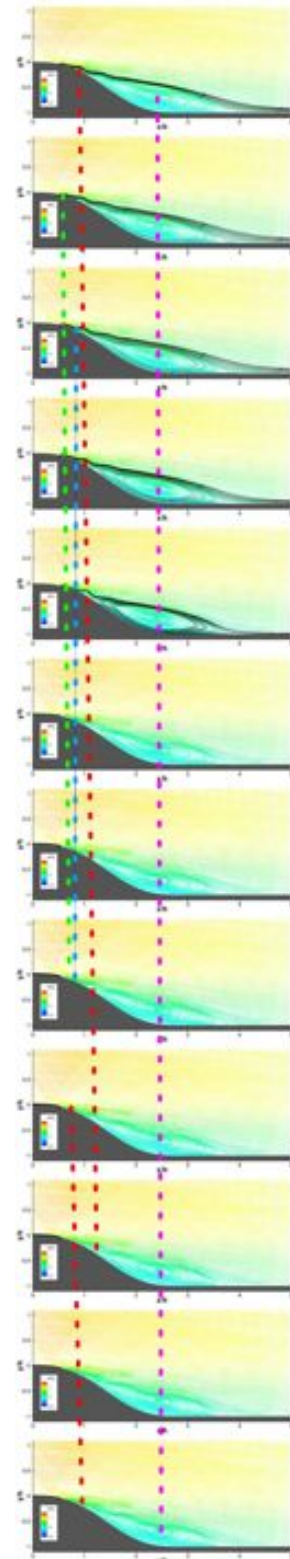


FIGURE K.198 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 4, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

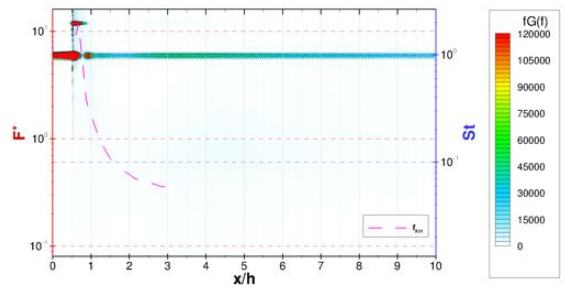


FIGURE K.199 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

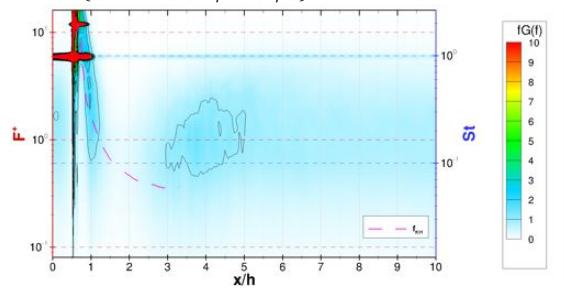


FIGURE K.201 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

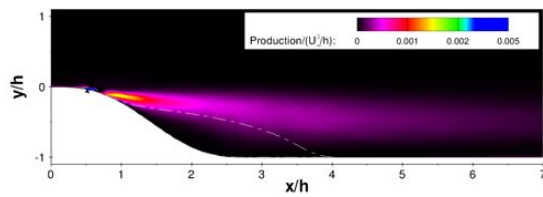


FIGURE K.203 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

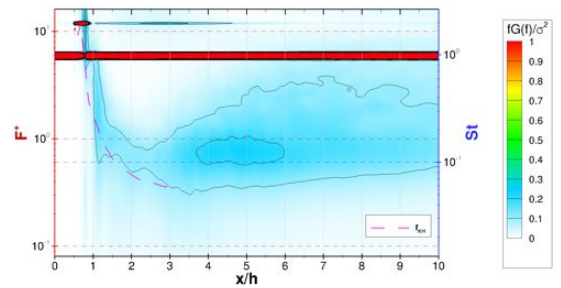


FIGURE K.200 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

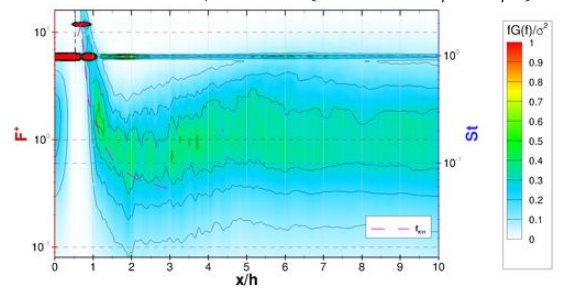


FIGURE K.202 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

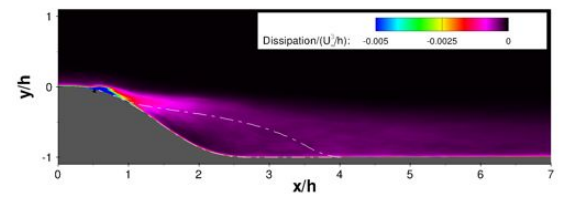


FIGURE K.204 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

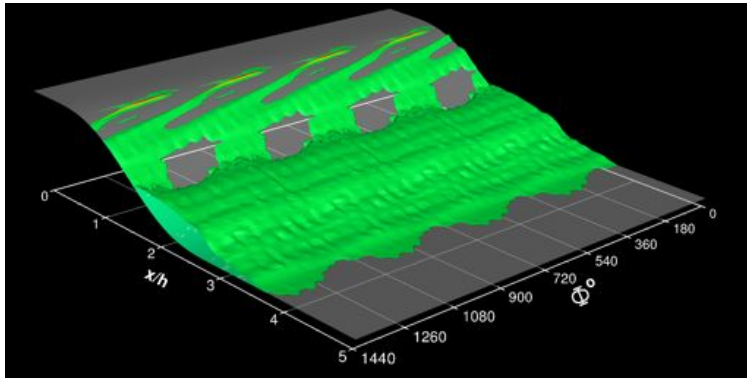


FIGURE K.205 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

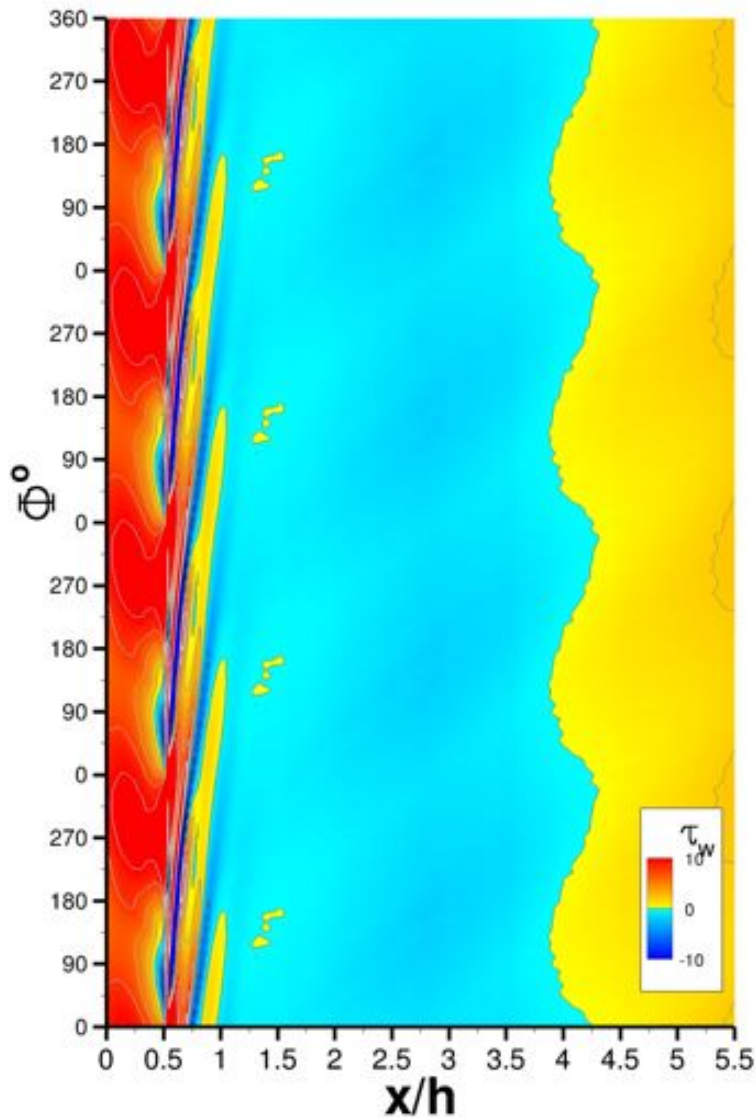


FIGURE K.206 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

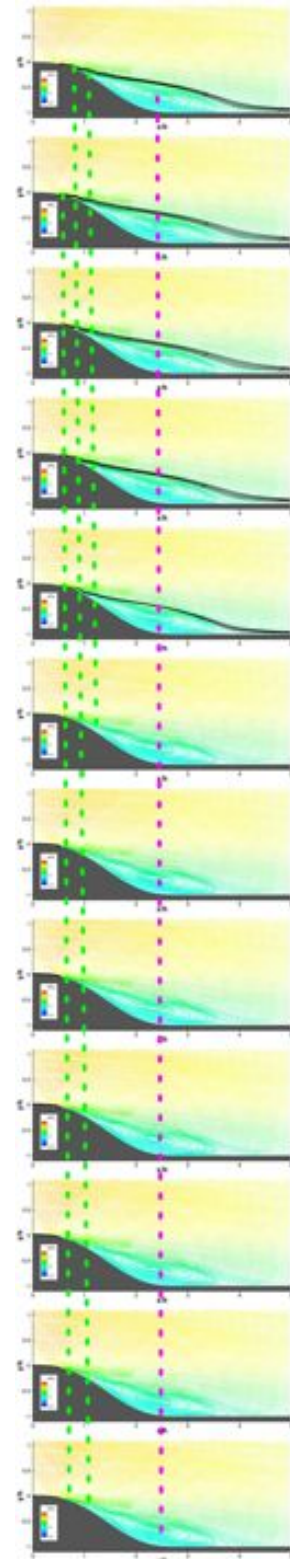


FIGURE K.207 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 6, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

Cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$

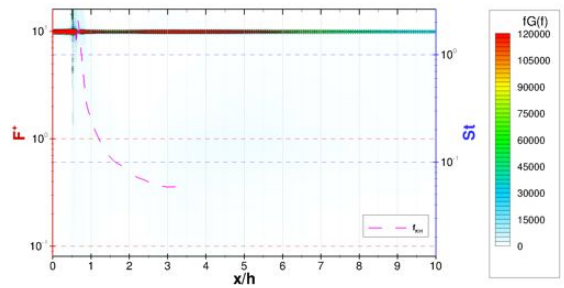


FIGURE K.208 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

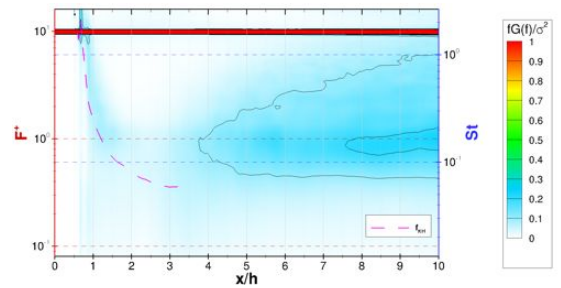


FIGURE K.209 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de pression pariétale en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

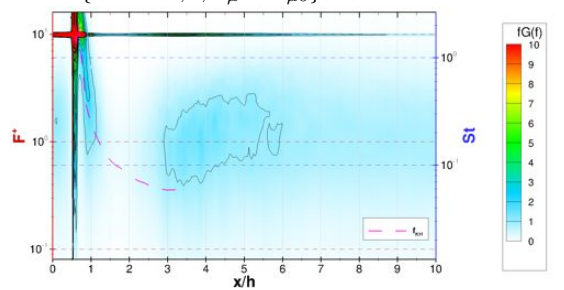


FIGURE K.210 – Produit de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

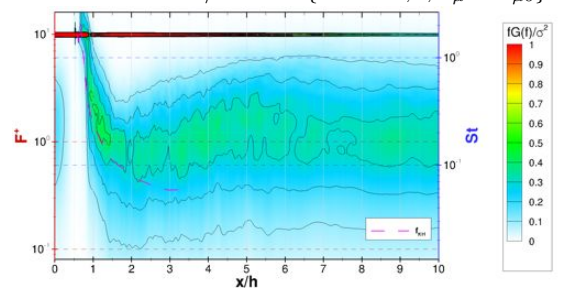


FIGURE K.211 – Produit adimensionné de la fréquence par la densité spectrale  $fG(f)/\sigma^2$  moyennée en envergure des fluctuations de frottement pariétal en fonction des abscisses  $x/h$  du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

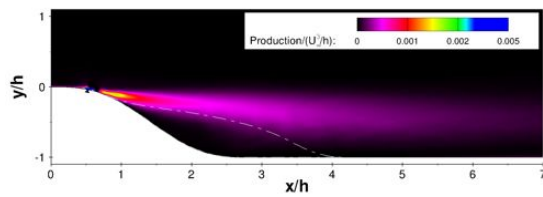


FIGURE K.212 – Terme de production calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

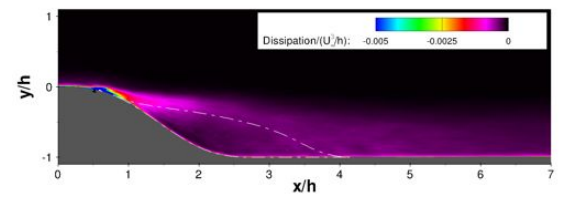


FIGURE K.213 – Terme de dissipation calculé sur un plan vertical du cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

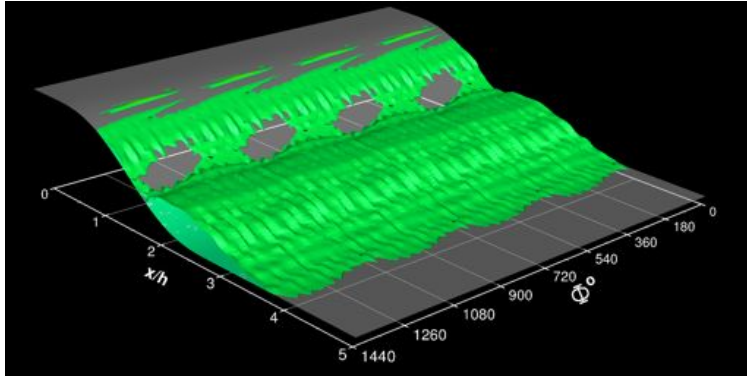


FIGURE K.214 – Contours des bulbes de décollement en moyenne de phase sur l'axe transversal colorés par la vitesse longitudinale - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

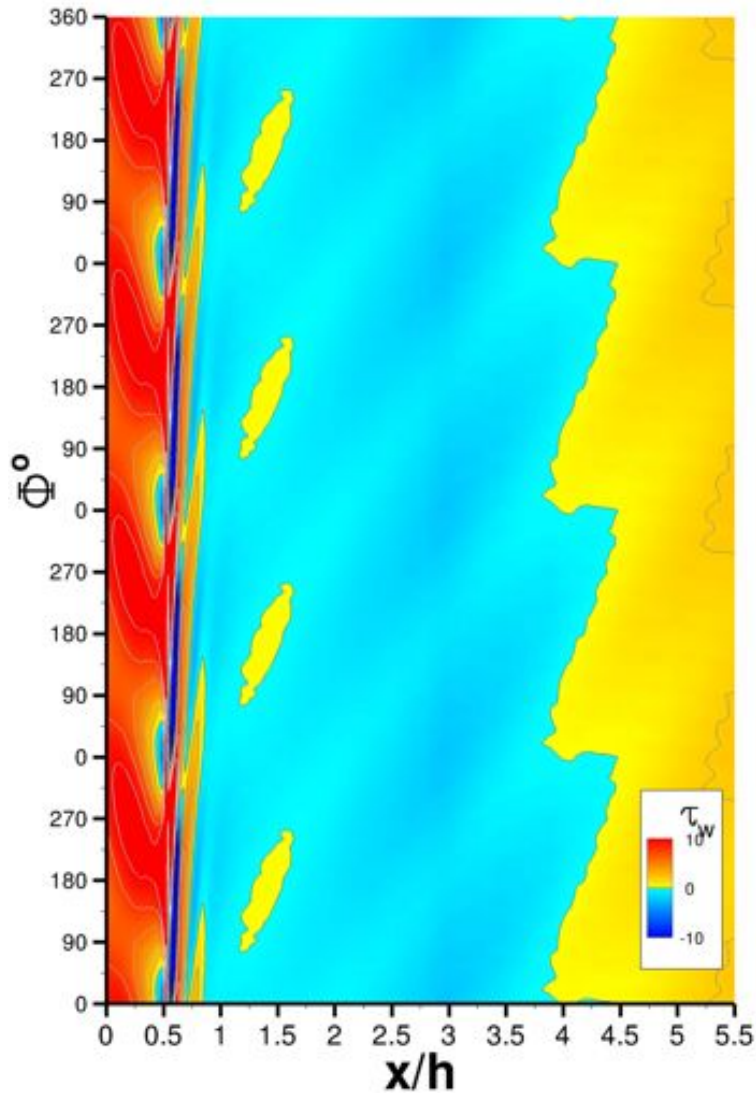


FIGURE K.215 – Frottement pariétal représenté en moyenne de phase - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .

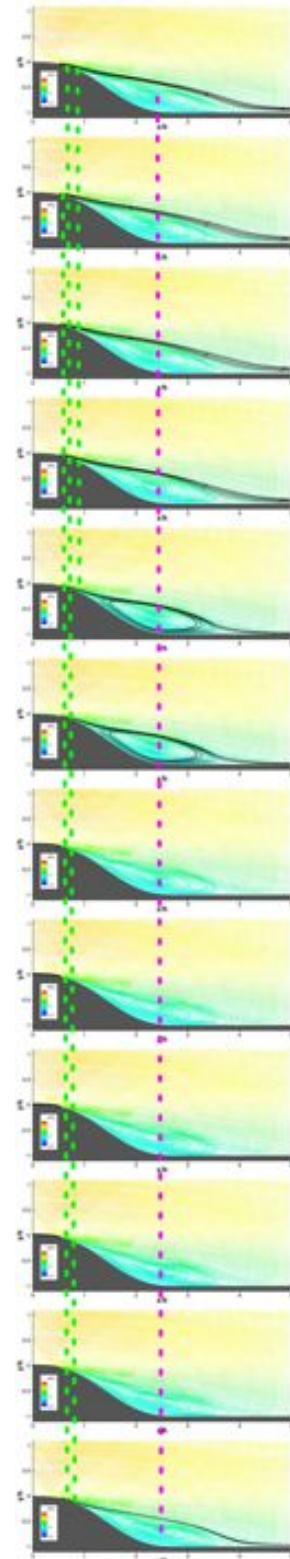


FIGURE K.216 – Lignes de courant colorées par la vitesse longitudinale - lignes de courant noires issues du fond de la cavité - cas  $\{\mathcal{F}^+ = 10, 0; C_\mu = C_{\mu 0}\}$ .





---

# Bibliographie

- [1] E. W. ADAMS et J. P. JOHNSTON. « Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure Part 1 : Pressure and turbulence quantities ». Dans : *Experiments in Fluids* 6.6 (1988), p. 400–408. ISSN : 0723-4864. DOI : [10.1007/BF00196485](https://doi.org/10.1007/BF00196485).
- [2] E. W. ADAMS et J. P. JOHNSTON. « Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure part 2 : Reattachment length and wall shear stress ». Dans : *Experiments in Fluids* 6.7 (1988), p. 493–499. ISSN : 0723-4864. DOI : [10.1007/BF00196511](https://doi.org/10.1007/BF00196511).
- [3] B. G ALLAN, V. J.N JUANG, D. L RANEY, A. SEIFERT, L. G PACK et D. E BROWN. *Closed-loop Separation Control Using Oscillatory Flow Excitation*. Rap. tech. NASA/CR-2000-210324. NASA-ICASE, 2000.
- [4] K. B. ARIYUR et M. KRSTIĆ. *Real-time optimization by extremum-seeking control*. Wiley-IEEE, 2003. ISBN : 9780471468592.
- [5] J. S ATTINELLO. « Design and engineering features of flap blowing installations. » Dans : *Boundary Layer and Flow Control. Its Principles and Application*. Sous la dir. de G.V. LACHMAN. Pergamon Press, New York, 1961, p. 463–515.
- [6] N. AUBRY, P. HOLMES, J. L. LUMLEY et E. STONE. « The dynamics of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 192.-1 (1988), p. 115. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112088001818](https://doi.org/10.1017/S0022112088001818).
- [7] J. M. AUSSEUR et J. T. PINIER. « Towards closed-loop feedback control of the flow over NACA-4412 airfoil ». Dans : *AIAA Paper - 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2005-0343. Reno, Nevada, 2005.
- [8] J. M. AUSSEUR, J. T. PINIER, M. N. GLAUSER, H. HIGUCHI et H. CARLSON. « Experimental Development of a Reduced Order Model for Flow Separation Control ». Dans : *AIAA Paper - 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2006-1251. Reno, Nevada, 2006.
- [9] A. BANASZUK, S. NARAYANAN et Y. ZHANG. « Adaptive control of flow separation in a planar diffuser ». Dans : *AIAA Paper - 41st AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*. T. AIAA-2003-0617. Reno, Nevada, 2003.
- [10] T. BARLAS, J. W. van WINGERDEN, A. HULSKAMP et G. van KUIK. « Closed-loop control wind tunnel tests on an adaptive wind turbine blade for load reduction ». Dans : *AIAA Paper - 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2008-1318. Reno, Nevada, 2008.
- [11] G. BATCHELOR. *An introduction to fluid dynamics*. 1. Cambridge Math. Library ed., 11th print. Cambridge [u.a.] : Cambridge Univ. Press, 2000. ISBN : 9780521663960.



- 
- [12] J.F. BEAUDOIN, O. CADOT, J.L. AIDER et J.E. WESFREID. « Bluff-body drag reduction by extremum-seeking control ». Dans : *Journal of Fluids and Structures* 22.6-7 (2006), p. 973–978. ISSN : 0889-9746. DOI : [10.1016/j.jfluidstructs.2006.04.010](https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2006.04.010).
- [13] R. BECKER, M. GARWON, C. GUTKNECHT, G. BÄRWOLFF et R. KING. « Robust control of separated shear flows in simulation and experiment ». Dans : *Journal of Process Control* 15.6 (sept. 2005), p. 691–700. ISSN : 0959-1524. DOI : [10.1016/j.jprocont.2004.12.001](https://doi.org/10.1016/j.jprocont.2004.12.001).
- [14] R. BECKER, R. KING, R. PETZ et W. NITSCHKE. « Adaptive Closed-Loop Separation Control on a High-Lift Configuration Using Extremum Seeking ». Dans : *AIAA Paper - 3rd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2006-3493. San Francisco, California, 2006.
- [15] R. BECKER, R. KING, R. PETZ et W. NITSCHKE. « Adaptive Closed-Loop Separation Control on a High-Lift Configuration Using Extremum Seeking ». Dans : *AIAA Journal* 45.6 (2007), p. 1382–1392. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.24941](https://doi.org/10.2514/1.24941).
- [16] N. BENARD, E. MOREAU, J. GRIFFIN et N. L. CATTAFESTA. « Plasma flow control - autonomous lift improvement by slope-seeking ». Dans : *AIAA Paper - 39th AIAA Fluid Dynamics Conference*. T. AIAA-2009-4182. San Antonio, Texas, 2009.
- [17] M. BERGMANN. « Optimisation aérodynamique par réduction de modèle POD et contrôle optimal. Application au sillage laminaire d'un cylindre circulaire ». Thèse de doct. Institut national polytechnique de Lorraine, 2004.
- [18] T. R. BEWLEY. « Flow control : new challenges for a new Renaissance ». Dans : *Progress in Aerospace Sciences* 37.1 (jan. 2001), p. 21–58. ISSN : 0376-0421. DOI : [10.1016/S0376-0421\(00\)00016-6](https://doi.org/10.1016/S0376-0421(00)00016-6).
- [19] T. R. BEWLEY et S. LIU. « Optimal and Robust Control and Estimation of Linear Paths to Transition ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 365 (1998), p. 305–349.
- [20] T. R. BEWLEY, P. MOIN et R. TEMAM. « DNS-Based Predictive Control of Turbulence : An Optimal Benchmark for Feedback Algorithms ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 447 (2001), p. 179–225. DOI : [10.1017/S0022112001005821](https://doi.org/10.1017/S0022112001005821).
- [21] S. BHATTACHERJEE, B. SCHEELKE et T. R. TROUTT. « Modification of vortex interactions in a reattaching separated flow ». Dans : *AIAA Journal* 24.4 (1986), p. 623–629. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/3.9317](https://doi.org/10.2514/3.9317).
- [22] S. BOURGOIS. « Etude expérimentale du décollement sur profils d'aile : analyse et contrôle ». Thèse de doct. Université de Poitiers, 2006.
- [23] C. BREHM, A. GROSS et H. F. FASEL. « Closed-Loop Control of Low-Pressure Turbine Laminar Separation ». Dans : *AIAA Paper - 3rd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2006-3021. San Francisco, California, 2006.
- [24] M. BRIGHT, D. CULLEY, E. BRAUNSCHEIDEL et G. WELCH. « Closed Loop Active Flow Separation Detection and Control in a Multistage Compressor ». Dans : *AIAA Paper - 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2005-0849. Reno, Nevada, 2005.
- [25] F. K. BROWAND et T. R. TROUTT. « The turbulent mixing layer : geometry of large vortices ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 158.-1 (1985), p. 489–509. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112085002737](https://doi.org/10.1017/S0022112085002737).
- [26] G. L. BROWN et A. ROSHKO. « On density effects and large structure in turbulent mixing layers ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 64.04 (1974), p. 775–816. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S002211207400190X](https://doi.org/10.1017/S002211207400190X).

- 
- [27] A. BRUNN et W. NITSCHKE. « Separation control by periodic excitation in a turbulent axisymmetric diffuser flow ». Dans : *Journal of Turbulence* 4 (2003), p. 9. ISSN : 1468-5248. DOI : [10.1088/1468-5248/4/1/009](https://doi.org/10.1088/1468-5248/4/1/009).
- [28] R. H. CABELL, M. A. KEGERISE, D. E. COX et G. P. GIBBS. « Experimental Feedback Control of Flow-Induced Cavity Tones ». Dans : *AIAA Journal* 44.8 (2006), p. 1807–1815. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.19608](https://doi.org/10.2514/1.19608).
- [29] R. C. CAMPHOUSE et J. H. MYATT. « Feedback control for a two-dimensional Burgers equation system model ». Dans : *AIAA Paper - 2nd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2004-2411. Portland, Oregon, 2004.
- [30] E. CARABALLO, X. YUAN, J. LITTLE, M. DEBIASI, A. SERRANI, J. MYAT et M. SAMIMY. « Further Development of Feedback Control of Cavity Flow Using Experimental Based Reduced Order Model ». Dans : *AIAA Paper - 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2006-1405. Reno, Nevada, 2006.
- [31] E. CARABALLO, J. LITTLE, M. DEBIASI, A. SERRANI et M. SAMIMY. « Reduced Order Model for Feedback Control of Cavity Flow - the Effects of Control Input Separation ». Dans : *AIAA Paper - 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2007-1125. Reno, Nevada, 2007.
- [32] E. CARABALLO, C. KASNAKOGLU, A. SERRANI et M. SAMIMY. « Control Input Separation Methods for Reduced-Order Model-Based Feedback Flow Control ». Dans : *AIAA Journal* 46.9 (2008), p. 2306–2322. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.35428](https://doi.org/10.2514/1.35428).
- [33] H. CARLSON, V. THIRUNAVUKKARASU, J. L. SPEYER et A. C. OR. « Closed-Loop Control of Airfoil Lift ». Dans : *AIAA Paper - 3rd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2006-3018. San Francisco, California, 2006.
- [34] K. CASSEL et C. SARDESAI. « Sub-Optimal Control of Unsteady Separation in a Channel ». Dans : *Bulletin of the American Physical Society - IUTAM Symposium Unsteady Separated Flows and Their Control*. 2007.
- [35] I. P. CASTRO et A. HAQUE. « The structure of a turbulent shear layer bounding a separation region ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 179.-1 (1987), p. 439–468. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112087001605](https://doi.org/10.1017/S0022112087001605).
- [36] J. E. CATER et J. SORIA. « The evolution of round zero-net-mass-flux jets ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 472 (2002), p. 167–200. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112002002264](https://doi.org/10.1017/S0022112002002264).
- [37] L. CATTAFESTA et M. SHELPLAK. « Control Strategies - Actuators and Sensors ». Dans : *von Karman institute for Fluid Dynamics, Lecture Series 2009-02, Flow Control : Fundamentals, Advances and Applications*. von Karman Institute for FLuids Dynamics, Belgique, 2009.
- [38] L. CATTAFESTA, D. WILLIAMS, C. ROWLEY et F. ALVI. « Review of Active Control of Flow-Induced Cavity Oscillations (Invited) ». Dans : *AIAA Paper - 33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. T. AIAA-2003-3567. Orlando, Florida, 2003.
- [39] C. CHANDRSUDA et P. BRADSHAW. « Turbulence structure of a reattaching mixing layer ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 110.-1 (1981), p. 171–194. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112081000670](https://doi.org/10.1017/S0022112081000670).
- [40] P. CHASSAING. *Turbulence en mécanique des fluides : Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. polytech. Cépaduès, 2000. ISBN : 9782854284836.

- 
- [41] N. J. CHERRY, R. HILLIER et M. E. M. P. LATOUR. « Unsteady measurements in a separated and reattaching flow ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 144.-1 (1984), p. 13–46. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S002211208400149X](https://doi.org/10.1017/S002211208400149X).
- [42] M. CHEVALIER, J. HOEPFFNER, E. AKERVIK et D. S. HENNINGSON. « Linear feedback control and estimation applied to instabilities in spatially developing boundary layers ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 588 (2007), p. 163–187. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112007007392](https://doi.org/10.1017/S0022112007007392).
- [43] Y. CHO, R. K. AGARWAL et K. NHO. « Neural network approaches to some model flow control problems ». Dans : *AIAA Paper - 4th Shear Flow Control Conference*. T. AIAA-1997-1871. Snowmass Village, CO, 1997.
- [44] Y. CHO, M. FLEDDERJOHN, M. HOLZEL, B. JAYARAMAN, M. SANTILLO, D. S. BERNSTEIN et W. SHYY. « Adaptive flow control of low Reynolds number aerodynamics using a dielectric barrier discharge actuator ». Dans : *AIAA Paper - 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. T. AIAA-2009-0378. Orlando, Florida, 2009.
- [45] K. B. CHUN et H. J. SUNG. « Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing ». Dans : *Experiments in Fluids* 21.6 (1996), p. 417–426. ISSN : 0723-4864. DOI : [10.1007/BF00189044](https://doi.org/10.1007/BF00189044).
- [46] K. B. CHUN et H. J. SUNG. « Visualization of a locally-forced separated flow over a backward-facing step ». Dans : *Experiments in Fluids* 25.2 (1998), p. 133–142. ISSN : 0723-4864. DOI : [10.1007/s003480050217](https://doi.org/10.1007/s003480050217).
- [47] K. COHEN, E. GILLIES, T. MCLAUGHLIN et S. SIEGEL. « Feedback Control of a Cylinder Wake Low-Dimensional Model ». Dans : *AIAA Journal* 41.7 (2003), p. 1389–1391. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/2.2087](https://doi.org/10.2514/2.2087).
- [48] K. COHEN, S. SIEGEL et T. MCLAUGHLIN. « Control issues in reduced-order feedback flow control ». Dans : *AIAA Paper - 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2004-0575. Reno, Nevada, 2004.
- [49] K. COHEN, S. SIEGEL, M. LUCHTENBURG, T. MCLAUGHLIN et A. SEIFERT. « Sensor placement for closed-loop flow control of a ‘D’ shaped cylinder wake ». Dans : *AIAA Paper - 2nd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2004-2523. Portland, Oregon, 2004.
- [50] K. COHEN, S. SIEGEL, J. SEIDEL et T. MCLAUGHLIN. « Neural Network Estimator for Low-Dimensional Modeling of a Cylinder Wake ». Dans : *AIAA Paper - 3rd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2006-3491. San Francisco, California, 2006.
- [51] K. COHEN, S. SIEGEL et T. MCLAUGHLIN. « Neural Network Estimator for Low-Dimensional Modeling of a Cylinder Wake ». Dans : *AIAA Paper - 3rd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2006-3491. San Francisco, California, 2006.
- [52] K. COHEN, S. SIEGEL, J. SEIDEL, S. ARADAG et T. MCLAUGHLIN. « Reduced Order Model Based Controller Design for Feedback-Controlled Cylinder Wake ». Dans : *AIAA Paper - 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2008-0556. Reno, Nevada, 2008.
- [53] J.-P. CORRIOU. *Commande des procédés*. 2e éd. rev. et augmentée. Paris ; Londres ; New York : Tec & Doc Lavoisier, 2003. ISBN : 9782743006426.
- [54] J. COUSTEIX. *Turbulence et couche limite*. Toulouse : Cepadues-éditions, 1989. ISBN : 9782854282108.

- 
- [55] A. CROOK. « The Control of Turbulent Flows Using Synthetic Jets ». Thèse de doct. University of Manchester, UK, 2002.
- [56] J. DACLÈS-MARIANI, P. BRADSHAW, J. S. CHOW et G. G. ZILLIAC. « Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field ». Dans : *AIAA Journal* 33.9 (1995), p. 1561–1568. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/3.12826](https://doi.org/10.2514/3.12826).
- [57] J. DANDOIS. « Contrôle de décollements par jet synthétique ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie, 2007.
- [58] J. DANDOIS, E. GARNIER et P. SAGAUT. « Unsteady Simulation of Synthetic Jet in a Cross-flow ». Dans : *AIAA Journal* 44.2 (2006), p. 225–238. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.13462](https://doi.org/10.2514/1.13462).
- [59] J. DANDOIS, E. GARNIER et P. SAGAUT. « Numerical simulation of active separation control by a synthetic jet ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 574 (2007), p. 25–58. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112006003995](https://doi.org/10.1017/S0022112006003995).
- [60] A. DARABI et I. WYGNANSKI. « Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 1. The forced reattachment process ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 510 (2004), p. 105–129. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112004009231](https://doi.org/10.1017/S0022112004009231).
- [61] A. DARABI et I. WYGNANSKI. « Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 2. The separation process ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 510 (2004), p. 131–144. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112004009243](https://doi.org/10.1017/S0022112004009243).
- [62] J. C DE BARROS, D. HISSEL, P. MAUSSION, M. THOLOMIER et A. TITLI. « Systèmes et régulateurs flous : Définition et cognition ». Dans : *Techniques de l'ingénieur. Informatique industrielle* 2.S7440 (2005). ISSN : 1632-3831.
- [63] M. DEBIASI, J. LITTLE, E. CARABALLO, X. YUAN, A. SERRANI, J. H. MYATT et M. SAMIMY. « Influence of stochastic estimation on the control of subsonic cavity flow—a preliminary study ». Dans : *AIAA Paper - 3rd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2006-3492. San Francisco, California, 2006.
- [64] A DEJOAN et M. A. LESCHZINER. « Large eddy simulation of periodically perturbed separated flow over a backward-facing step ». Dans : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25.4 (2004), p. 581–592. ISSN : 0142727X. DOI : [10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.03.004](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.03.004).
- [65] William J. DEVENPORT et E. Peter SUTTON. « Near-wall behavior of separated and reattaching flows ». Dans : *AIAA Journal* 29.1 (1991), p. 25–31. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/3.10541](https://doi.org/10.2514/3.10541).
- [66] N. DIDDEN. « On the formation of vortex rings : Rolling-up and production of circulation ». Dans : *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 30.1 (1979), p. 101–116. ISSN : 0044-2275. DOI : [10.1007/BF01597484](https://doi.org/10.1007/BF01597484).
- [67] G. DREYFUS, J.-M. MARTINEZ, M. SAMUELIDES, M. GORDON, F. BADRAN et S. THIRIA. *Apprentissage statistique : réseaux de neurones, cartes topologiques, machines à vecteurs support*. 3ème édition. Paris : Eyrolles, 2008. ISBN : 9782212122299.
- [68] J. R. EDWARDS et M.-S. LIOU. « Low-Diffusion Flux-Splitting Methods for Flows at All Speeds ». Dans : *AIAA Journal* 36.9 (1998), p. 1610–1617. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/2.587](https://doi.org/10.2514/2.587).

- 
- [69] R. FRIEDRICH et M. ARNAL. « Analysing turbulent backward-facing step flow with the lowpass-filtered navier-stokes equations ». Dans : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 35 (1990), p. 101–128. ISSN : 01676105. DOI : [10.1016/0167-6105\(90\)90212-U](https://doi.org/10.1016/0167-6105(90)90212-U).
- [70] S. R. FUGAL, B. L. SMITH et R. E. SPALL. « Displacement amplitude scaling of a two-dimensional synthetic jet ». Dans : *Physics of Fluids* 17.4 (2005), p. 045103. ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.1872092](https://doi.org/10.1063/1.1872092).
- [71] M. GAD-EL-HAK. « Flow Control : The Future ». Dans : *Journal of Aircraft* 38.3 (2001), p. 402–418. ISSN : 0021-8669. DOI : [10.2514/2.2796](https://doi.org/10.2514/2.2796).
- [72] M. GAD-EL-HAK et D. M. BUSHNELL. « Separation control-Review ». Dans : *ASME Transactions Journal of Fluids Engineering* 113 (1991), 5–30. ISSN : 0098-2202.
- [73] F. GALLAIRE, J.-M. CHOMAZ et P. HUERRE. « Closed-loop control of vortex breakdown : a model study ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 511 (2004), p. 67–93. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112004009498](https://doi.org/10.1017/S0022112004009498).
- [74] Q. GALLAS, B. CARROLL, L. CATTAFESTA, R. HOLMAN, T. NISHIDA et M. SHEPLAK. « Lumped Element Modeling of Piezoelectric-Driven Synthetic Jet Actuators ». Dans : *AIAA Journal* 41.2 (2003), p. 240–247. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/2.1936](https://doi.org/10.2514/2.1936).
- [75] Q. GALLAS, G. WANG, M. PAPILA, M. SHEPLAK et L. CATTAFESTA. « Optimization of synthetic jet actuators ». Dans : *AIAA Paper - 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2003-0635. Reno, Nevada, 2003.
- [76] M. GHARIB, E. RAMBOD et K. SHARIFF. « A universal time scale for vortex ring formation ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 360 (1998), p. 121–140. ISSN : 00221120. DOI : [10.1017/S0022112097008410](https://doi.org/10.1017/S0022112097008410).
- [77] M. N. GLAUSER, H. HIGUCHI, J. AUSSEUR, J. PINIER et H. CARLSON. « Feedback Control of Separated Flows (Invited) ». Dans : *AIAA Paper - 2nd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2004-2521. Portland, Oregon, 2004.
- [78] A. GLEZER. « The formation of vortex rings ». Dans : *Physics of Fluids* 31.12 (1988), p. 3532–3542. ISSN : 00319171. DOI : [10.1063/1.866920](https://doi.org/10.1063/1.866920).
- [79] L. D. GOMES, W. J. CROWTHER et N. J. WOOD. « Towards a practical piezoceramic diaphragm based synthetic jet actuator for high subsonic applications-effect of chamber and orifice depth on actuator peak velocity ». Dans : *AIAA Paper - 3rd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2006-2859. San Francisco, California, 2006.
- [80] D GREENBLATT et I. WYGNANSKI. « The control of flow separation by periodic excitation ». Dans : *Progress in Aerospace Sciences* 36.7 (2000), p. 487–545. ISSN : 03760421. DOI : [10.1016/S0376-0421\(00\)00008-7](https://doi.org/10.1016/S0376-0421(00)00008-7).
- [81] A. GROSS et H. F. FASEL. « Self-Adaptive Closed-Loop Control of Low-Reynolds Number Laminar Separation ». Dans : *AIAA Paper - 25th AIAA Applied Aerodynamics Conference*. T. AIAA-2007-3913. Miami, Florida, 2007.
- [82] D. W. GU, K. NATESAN et I. POSTLETHWAITE. « Modelling and robust control of fluidic thrust vectoring and circulation control for unmanned air vehicles ». Dans : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part I : Journal of Systems and Control Engineering* 222.5 (2008), 333–345. ISSN : 0959-6518.

- 
- [83] B. GÜNTHER, A. CARNARIUS, F. THIELE, R. BECKER et R. KING. « Simulation Study of the Robust Closed-Loop Control of a 2D High-Lift Configuration ». Dans : *IUTAM Symposium Unsteady Separated Flows and Their Control*. 2007.
- [84] P. C. HANSEN. « The L-curve and Its Use in the Numerical Treatment of Inverse Problems ». Dans : *Computational Inverse Problems in Electrocardiology*, ed. P. Johnston, *Advances in Computational Bioengineering*. T. 4. 2000, p. 119–142.
- [85] M. A. Z. HASAN. « The flow over a backward-facing step under controlled perturbation : laminar separation ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 238.-1 (1992), p. 73–96. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112092001642](https://doi.org/10.1017/S0022112092001642).
- [86] A. F. HEENAN et J. F. MORRISON. « Passive Control of Pressure Fluctuations Generated by Separated Flow ». Dans : *AIAA Journal* 36.6 (1998), p. 1014–1022. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/2.474](https://doi.org/10.2514/2.474).
- [87] L. HENNING, R. BECKER, G. FEUERBACH, R. MUMINOVIC, R. KING, A. BRUNN et W. NITSCHKE. « Extensions of adaptive slope-seeking for active flow control ». Dans : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part I : Journal of Systems and Control Engineering* 222.5 (2008), 309–322. ISSN : 0959-6518.
- [88] C.-M. HO et L.-S. HUANG. « Subharmonics and vortex merging in mixing layers ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 119.-1 (1982), p. 443–473. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112082001438](https://doi.org/10.1017/S0022112082001438).
- [89] C. M. HO et P. HUERRE. « Perturbed Free Shear Layers ». Dans : *Annual Review of Fluid Mechanics* 16.1 (1984), p. 365–422. ISSN : 0066-4189. DOI : [10.1146/annurev.fl.16.010184.002053](https://doi.org/10.1146/annurev.fl.16.010184.002053).
- [90] R. HOLMAN, L. CATTAFESTA, R. MITTAL, B. SMITH et Y. UTTURKAR. « Formation Criterion for Synthetic Jets ». Dans : *AIAA Journal* 43.10 (2005), p. 2110–2116. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.12033](https://doi.org/10.2514/1.12033).
- [91] H. T. HUANG et H. E. FIEDLER. « A DPIV study of a starting flow downstream of a backward-facing step ». Dans : *Experiments in Fluids* 23.5 (1997), p. 395–404. ISSN : 0723-4864. DOI : [10.1007/s003480050127](https://doi.org/10.1007/s003480050127).
- [92] S.-C. HUANG et J. KIM. « Control and system identification of a separated flow ». Dans : *Physics of Fluids* 20.10 (2008), p. 101509. ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.3005860](https://doi.org/10.1063/1.3005860).
- [93] L. M. HUDY, A. M. NAGUIB et W. M. HUMPHREYS. « Wall-pressure-array measurements beneath a separating/reattaching flow region ». Dans : *Physics of Fluids* 15.3 (2003), p. 706. ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.1540633](https://doi.org/10.1063/1.1540633).
- [94] P. HUERRE et P. A. MONKEWITZ. « Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows ». Dans : *Annual Review of Fluid Mechanics* 22.1 (1990), p. 473–537. ISSN : 0066-4189. DOI : [10.1146/annurev.fl.22.010190.002353](https://doi.org/10.1146/annurev.fl.22.010190.002353).
- [95] U. INGARD et S. LABATE. « Acoustic Circulation Effects and the Nonlinear Impedance of Orifices ». Dans : *The Journal of the Acoustical Society of America* 22.2 (1950), p. 211. ISSN : 00014966. DOI : [10.1121/1.1906591](https://doi.org/10.1121/1.1906591).
- [96] D. M. ISRAEL, E. D. FASSE et H. F. FASEL. « Numerical simulation of closed loop active flow control of separation ». Dans : *AIAA Paper - 1st AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2002-3282. St. Louis, Missouri, 2002.

- 
- [97] N. JARRIN, S. BENHAMADOUCHE, D. LAURENCE et R. PROSSER. « A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations ». Dans : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27.4 (2006), p. 585–593. ISSN : 0142-727X. DOI : [10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.02.006](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.02.006).
- [98] S. JEON et H. CHOI. « Linear proportional control of flow over a sphere ». Dans : *Bulletin of the American Physical Society - IUTAM Symposium Unsteady Separated Flows and Their Control*. T. 52. 2007.
- [99] W. T. JOE, K. TAIRA, T. COLONIUS, D. G. MACMYNOWSKI et G. TADMOR. « Closed-loop control of vortex shedding on a two-dimensional flat-plate airfoil at a low Reynolds number ». Dans : *AIAA Paper - 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2008-0634. Reno, Nevada, 2008.
- [100] W. T. JOE, T. COLONIUS et D. G. MACMYNOWSKI. « Feedback control of vortex shedding from an inclined flat plate ». Dans : *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 1 (2010), p. 1–12. ISSN : 0935-4964. DOI : [10.1007/s00162-010-0204-8](https://doi.org/10.1007/s00162-010-0204-8).
- [101] S. JOVIC. *An experimental study of a separated/reattached flow behind a backward-facing step.  $Re_h = 37,000$* . Sous la dir. d'Ames Research CENTER. NASA technical memorandum. Shipping list no. : 98-0790-M. Distributed to depository libraries on microfiche. Moffett Field, Calif. : [Springfield, Va. : National Aeronautics et Space Administration, Ames Research Center ; National Technical Information Service, distributor, 1996.
- [102] R. E. KALMAN. « A new approach to linear filtering and prediction problems ». Dans : *Transactions of the ASME—Journal of Basic Engineering* 82.Series D (1960), 35–45.
- [103] S. KANG et H. CHOI. « Suboptimal feedback control of turbulent flow over a backward-facing step ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 463 (2002), p. 201–227. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112002008728](https://doi.org/10.1017/S0022112002008728).
- [104] M. KEGERISE, L. CATTAFESTA et C. HA. « Adaptive Identification and Control of Flow-Induced Cavity Oscillations ». Dans : *AIAA Paper - 1st Flow Control Conference*. T. AIAA-2002-3158. St. Louis, Missouri, 2002.
- [105] M. KEGERISE, R. H. CABELL et L. N. CATTAFESTA. « Real-Time Adaptive Control of Flow-Induced Cavity Tones (Invited) ». Dans : *AIAA Paper - 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2004-572. Reno, Nevada, 2004.
- [106] K. KIM. « Feedback control of flow separation using synthetic jet ». Thèse de doct. Office of the Graduate Studies of Texas A&M University, 2005.
- [107] K. KIM, A. BESKOK et S. JAYASURIYA. « Nonlinear system identification for the interaction of synthetic jets with a boundary layer ». Dans : *American Control Conference, 2005. Proceedings of the 2005*. 2005, 1313–1318. ISBN : 0780390989.
- [108] K. KIM, M. KERR, A. BESKOK et S. JAYASURIYA. « Frequency-domain based feedback control of flow separation using synthetic jets ». Dans : *Proceedings of the 2006 American Control Conference*. 2006, p. 6. ISBN : 1424402093.
- [109] K. KIM, M. DEBIASI, R. SCHULTZ, A. SERRANI et M. SAMIMY. « Dynamic Compensator for a Synthetic-Jet-Like Compression Driver Actuator in Closed-Loop Cavity Flow Control ». Dans : *AIAA Paper - 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. AIAA-2007-0880. Reno, Nevada, 2007.

- 
- [110] K. KIM, M. DEBIASI, R. SCHULTZ, A0 SERRANI et M. SAMIMY. « Dynamic Compensation of a Synthetic Jetlike Actuator for Closed-Loop Cavity Flow Control ». Dans : *AIAA Journal* 46.1 (2008), p. 232–240. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.30095](https://doi.org/10.2514/1.30095).
- [111] K. KIM, C. KASNAKOGLU, A. SERRANI et M. SAMIMY. « Extremum-Seeking Control of Subsonic Cavity Flow ». Dans : *AIAA Journal* 47.1 (2009), p. 195–205. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.38180](https://doi.org/10.2514/1.38180).
- [112] R. KING, R. BECKER, L. HENNING et M. GARWON. « Robust and adaptive closed-loop control of separated shear flows ». Dans : *AIAA Paper - 2nd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2004-2519. Portland, Oregon, 2004.
- [113] M. KIYA et K. SASAKI. « Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 154.-1 (1985), p. 463–491. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112085001628](https://doi.org/10.1017/S0022112085001628).
- [114] M. KIYA, M. SHIMIZU et O. MOCHIZUKI. « Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 342 (1997), p. 119–139.
- [115] M. KRSTIĆ et H.-H ; WANG. « Stability of extremum seeking feedback for general nonlinear dynamic systems ». Dans : *Automatica* 36.4 (avr. 2000), p. 595–601. ISSN : 0005-1098. DOI : [10.1016/S0005-1098\(99\)00183-1](https://doi.org/10.1016/S0005-1098(99)00183-1).
- [116] M. KRSTIĆ, A. BALOGH et O.M. AAMO. « Closed-Form Solutions to Optimal Control Problems in Fluid Mixing ». Dans : *AIAA Paper - 3rd Theoretical Fluid Mechanics Meeting*. T. AIAA-2002-2990. St. Louis, Missouri, 2002.
- [117] G. V. R. KUMAR et A. RAJESH. « Active Closed-Loop Control of Supersonic Flow with Transverse Injection ». Dans : *AIAA Paper - 2nd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2004-2699. Portland, Oregon, 2004.
- [118] A. KUTAY, J. CULP, J. MUSE, D. BRZOZOWSKI, A. GLEZER et A. CALISE. « A Closed-Loop Flight Control Experiment Using Active Flow Control Actuators ». Dans : *AIAA Paper - 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2007-0114. Reno, Nevada, 2007.
- [119] I. D. LANDAU. *Identification des systèmes*. Sous la dir. d’HERMÈS. Paris : Hermès science publications, 1998. ISBN : 9782746202207.
- [120] L. LARCHEVÊQUE, P. SAGAUT, I. MARY, O. LABBÉ et P. COMTE. « Large-eddy simulation of a compressible flow past a deep cavity ». Dans : *Physics of Fluids* 15.1 (2003), p. 193–210. ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.1522379](https://doi.org/10.1063/1.1522379).
- [121] L. LARCHEVÊQUE, P. SAGAUT, T.-H. LÊ et Pierre COMTE. « Large-eddy simulation of a compressible flow in a three-dimensional open cavity at high Reynolds number ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 516 (2004), p. 265–301. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112004000709](https://doi.org/10.1017/S0022112004000709).
- [122] E. LAUGA et R. R. BEWLEY. « Modern control of linear global instability in a cylinder wake model ». Dans : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 23.5 (2002), p. 671–677. ISSN : 0142-727X. DOI : [10.1016/S0142-727X\(02\)00163-7](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(02)00163-7).
- [123] E. LAUGA et T. R. BEWLEY. « Performance of a linear robust control strategy on a nonlinear model of spatially developing flows ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 512 (2004), p. 343–374. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112004009711](https://doi.org/10.1017/S0022112004009711).



- 
- [124] H. LE, P. MOIN et J. KIM. « Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 330 (1997), p. 349–374. ISSN : 00221120. DOI : [10.1017/S0022112096003941](https://doi.org/10.1017/S0022112096003941).
- [125] I. LEE et H. J. SUNG. « Characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step : » dans : *Experiments in Fluids* 30.3 (2001), p. 262–272. ISSN : 0723-4864. DOI : [10.1007/s003480000172](https://doi.org/10.1007/s003480000172).
- [126] S. B. LEE, S.-J. BAEK et H. J. SUNG. « Feedback control of a circular cylinder wake with rotational oscillation ». Dans : *Fluid Dynamics Research* 41.1 (2009), p. 011403. ISSN : 0169-5983. DOI : [10.1088/0169-5983/41/1/011403](https://doi.org/10.1088/0169-5983/41/1/011403).
- [127] M. J. LIDTHILL. « Introduction. Boundary Layer Theory ». Dans : *Laminar Boundary Layers*. Rosenhead, L. Oxford University Press, 1963, p. 46–113.
- [128] Y. LIU, F. KE et H. SUNG. « Unsteady separated and reattaching turbulent flow over a two-dimensional square rib ». Dans : *Journal of Fluids and Structures* 24.3 (2008), p. 366–381. ISSN : 08899746. DOI : [10.1016/j.jfluidstructs.2007.08.009](https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2007.08.009).
- [129] Y. Z. LIU, W. KANG et H. J. SUNG. « Assessment of the organization of a turbulent separated and reattaching flow by measuring wall pressure fluctuations ». Dans : *Experiments in Fluids* 38.4 (2005), p. 485–493. ISSN : 0723-4864. DOI : [10.1007/s00348-005-0929-0](https://doi.org/10.1007/s00348-005-0929-0).
- [130] W. K. LORD, D. G. MACMARTIN et T. G. TILLMAN. « Flow control opportunities in gas turbine engines ». Dans : *AIAA Paper - Fluids 2000 Conference and Exhibit*. T. AIAA-2000-2234. Denver, CO, 2000.
- [131] H. LOU, F. S. ALVI, C. SHIH, J. CHOI et A. ANNASWAMY. « Flowfield Properties of Supersonic Impinging Jets with Active Control ». Dans : *AIAA Paper - 1st Flow Control Conference*. T. AIAA-2002-2728. Louis, Missouri, 2002.
- [132] D. LUENBERGER. « Observers for multivariable systems ». Dans : *IEEE Transactions on Automatic Control* 11.2 (1966), p. 190–197. ISSN : 0018-9286. DOI : [10.1109/TAC.1966.1098323](https://doi.org/10.1109/TAC.1966.1098323).
- [133] D. LUENBERGER. « An introduction to observers ». Dans : *IEEE Transactions on Automatic Control* 16.6 (1971), p. 596–602. ISSN : 0018-9286. DOI : [10.1109/TAC.1971.1099826](https://doi.org/10.1109/TAC.1971.1099826).
- [134] D. G. MABEY. « Analysis and Correlation of Data on Pressure Fluctuations in Separated Flow ». Dans : *Journal of Aircraft* 9.9 (1972), p. 642–645. ISSN : 0021-8669. DOI : [10.2514/3.59053](https://doi.org/10.2514/3.59053).
- [135] D. G. MACMYNOWSKI et D. WILLIAMS. « Flow Control Terminology (chapter 3) ». Dans : *Fundamentals and Applications of Modern Flow Control*. American Institute of Aeronautics et Astronautics, 2009, p. 59–72.
- [136] P.-O. MALATERRE. « Le contrôle automatique des canaux d'irrigation : état de l'art et perspectives ». Dans : *AutoAgro2003 Colloque Automatique et Agronomie*. Montpellier, France, 2003.
- [137] I. MARY et P. SAGAUT. « Large Eddy Simulation of Flow Around an Airfoil Near Stall ». Dans : *AIAA Journal* 40.6 (2002), p. 1139–1145. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/2.1763](https://doi.org/10.2514/2.1763).
- [138] N. MCFADDEN, G. RATHERT et R. BRAY. « The effectiveness of wing vortex generators in improving the maneuvering characteristics of a swept wing airplane at transonic speeds ». Dans : *NACA Technical Note* 3523 (1955), p. 48.
- [139] J. MCMICHAEL. « Modern Flow Control ». Dans : *AIAA Modern Flow Control Short Course I*. 2006.

- 
- [140] I. MILANOVIC et K. I. ZAMAN. « Synthetic Jets in Cross-Flow ». Dans : *AIAA Journal* 43.5 (2005), p. 929–940. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.4714](https://doi.org/10.2514/1.4714).
- [141] C. MIN et H. CHOI. « Suboptimal feedback control of vortex shedding at low Reynolds numbers ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 401 (1999), p. 123–156. ISSN : 00221120. DOI : [10.1017/S002211209900659X](https://doi.org/10.1017/S002211209900659X).
- [142] P. MOIN et T. BEWLEY. « Feedback control of turbulence ». Dans : *Applied Mechanics Reviews* 47.6 (1994), S3–S13.
- [143] S. C. MORRIS et J. F. FOSS. « Turbulent boundary layer to single-stream shear layer : the transition region ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 494 (2003), p. 187–221. ISSN : 00221120. DOI : [10.1017/S0022112003006049](https://doi.org/10.1017/S0022112003006049).
- [144] A. NAGUIB et L. HUDY. « Stationary and Propagating Low-Frequency Wall-Pressure Disturbances in a Separating/Reattaching Flow ». Dans : *AIAA Paper - 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2003-1126. Reno, Nevada, 2003.
- [145] A. S. NETO, D. GRAND, O. MÉTAIS et M. LESIEUR. « A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 256.-1 (1993), p. 1–25. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112093002691](https://doi.org/10.1017/S0022112093002691).
- [146] J. NEUMANN et H. WENGLÉ. « LES of controlled turbulent flow over a rounded step ». Dans : sous la dir. de R. Friedrich *et al* (eds). T. 5. R. Friedrich *et al* (eds), *Direct et Large Simulation*, 2004. Chap. LES of controlled turbulent flow over a rounded step, p. 557–564. DOI : [10.1088/1468-5248/5/1/022](https://doi.org/10.1088/1468-5248/5/1/022).
- [147] N. NGUYEN, M. BRIGHT et D. CULLEY. « Interior Pointwise Feedback Control and Optimization of Euler Equations for Flow Separation in Stator Cascades by Air Injection ». Dans : *AIAA Paper - 3rd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2006-3020. San Francisco, California, 2006.
- [148] N. NGUYEN, M. BRIGHT et D. CULLEY. « Adaptive Feedback Optimal Control of Flow Separation on Stators by Air Injection ». Dans : *AIAA Journal* 45.6 (2007), p. 1393–1405. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.18226](https://doi.org/10.2514/1.18226).
- [149] B. NISHRI et I. WYGNANSKI. « Effects of Periodic Excitation on Turbulent Flow Separation from a Flap ». Dans : *AIAA Journal* 36.4 (1998), p. 547–556. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/2.428](https://doi.org/10.2514/2.428).
- [150] K. OGAWARA, T. HIGUCHI, H. IWANAGA, K. MIYAMOTO et M. OHISHI. « CFD Analysis of Delayed Feedback Flow Control Around Wings Using PSJA ». Dans : *AIAA Paper - 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2008-0542. Reno, Nevada, 2008.
- [151] T. OGUNFUNMI. *Adaptive nonlinear system identification the Volterra and Wiener model approaches*. New York ; London : Springer, 2007. ISBN : 9780387686301.
- [152] A. C. OR et R. E. KELLY. « Feedback control of weakly nonlinear Rayleigh–Bénard–Marangoni convection ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 440 (2001), p. 27–47. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112001004670](https://doi.org/10.1017/S0022112001004670).
- [153] A. C. OR, L. CORTELEZZI et J. L. SPEYER. « Robust feedback control of Rayleigh–Bénard convection ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 437 (2001), p. 175–202. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112001004256](https://doi.org/10.1017/S0022112001004256).
- [154] D. OSTER et I. WYGNANSKI. « The forced mixing layer between parallel streams ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 123.-1 (1982), p. 91–130. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112082002973](https://doi.org/10.1017/S0022112082002973).

- 
- [155] M. PAMIÈS, P.-E. WEISS, E. GARNIER, S. DECK et P. SAGAUT. « Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows ». Dans : *Physics of Fluids* 21.4 (2009), p. 045103. ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.3103881](https://doi.org/10.1063/1.3103881).
- [156] M. PASTOOR, L. HENNING, B. R. NOACK, R. KING et G. TADMOR. « Feedback shear layer control for bluff body drag reduction ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 608 (2008), p. 161–196. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112008002073](https://doi.org/10.1017/S0022112008002073).
- [157] D. PETIT et D. MAILLET. « Techniques inverses et estimation de paramètres. Partie 2 ». Dans : *Techniques de l'Ingénieur* AF4516 (2008), p. 1–24.
- [158] J. PINIER, J. AUSSEUR, M. GLAUSER et H. HIGUCHI. « Proportional Closed-Loop Feedback Control of Flow Separation ». Dans : *AIAA Journal* 45.1 (2007), p. 181–190. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.23465](https://doi.org/10.2514/1.23465).
- [159] L. PRANDTL et O. TIETJENS. *Hydro-und Aeromechanik*. Julius Springer, 1931.
- [160] D. RAPOPORT, I. FONON, K. COHEN et A. SEIFERT. « Closed-loop Vectoring Control of a Turbulent Jet Using Periodic Excitation ». Dans : *AIAA Paper - 1st Flow Control Conference*. T. AIAA-2002-3073. St. Louis, Missouri, 2002.
- [161] D. RAPOPORT, K. COHEN, I. FONON et A. SEIFERT. « Closed-Loop Vectoring Control of a Turbulent Jet Using Periodic Excitation ». Dans : *Journal of Propulsion and Power* 19.4 (2003), p. 646–654. ISSN : 0748-4658. DOI : [10.2514/2.6153](https://doi.org/10.2514/2.6153).
- [162] P. H. REISENTHIEL, H. M. NAGIB et D. J. KOGA. « Control of separated flows using forced unsteadiness ». Dans : *AIAA Paper - 1985 AIAA Shear Flow Control Conference*. T. AIAA-1985-0556. 1985.
- [163] F. RICHEZ. « Simulation et modélisation de la transition par bulbe de décollement laminaire. Application au décrochage dynamique. » Thèse de doct. Université Paris XIII, 2008.
- [164] F. W. ROOS et J. T. KEGELMAN. « Control of coherent structures in reattaching laminar and turbulent shear layers ». Dans : *AIAA Journal* 24.12 (1986), p. 1956–1963. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/3.9553](https://doi.org/10.2514/3.9553).
- [165] R. RUDERICH et H. H. FERNHOLZ. « An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 163.-1 (1986), p. 283–322. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112086002306](https://doi.org/10.1017/S0022112086002306).
- [166] M. SAMIMY, M. DEBIASI, E. CARABALLO, J. MALONE, J. LITTLE, H. OZBAY, M. O. EFE, P. YAN, X. YUAN, J. DEBONIS, J. H. MYATT et R. C CAMPHOUSE. « Exploring Strategies for Closed-Loop Cavity Flow Control ». Dans : *AIAA Paper - 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2004-576. Reno, Nevada, 2004.
- [167] M. SAMIMY, M. DEBIASI, E. CARABALLO, A. SERRANI, X. YUAN, J. LITTLE et J. H. MYATT. « Feedback control of subsonic cavity flows using reduced-order models ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 579 (2007), p. 315–346. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112007005204](https://doi.org/10.1017/S0022112007005204).
- [168] H. SCHLICHTING. *Boundary-layer theory*. 7th ed. New York : McGraw-Hill, 1979. ISBN : 9780070553347.
- [169] G. B. SCHUBAUER et H. K. SKRAMSTAD. « Laminar boundary layer oscillations and stability of laminar flow ». Dans : *National Institute of Standards and Technology* 1772 ().
- [170] J. SCHUSTER et D. SMITH. « A Study of the Formation and Scaling of a Synthetic Jet ». Dans : *AIAA Paper - 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2004-0090. Reno, Nevada, 2004.

- 
- [171] S. SCOTT COLLIS, R. JOSLIN, A. SEIFERT et V. THEOFILIS. « Issues in active flow control : theory, control, simulation, and experiment ». Dans : *Progress in Aerospace Sciences* 40.4-5 (2004), p. 237–289. ISSN : 03760421. DOI : [10.1016/j.paerosci.2004.06.001](https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2004.06.001).
- [172] J. SEIDEL, S. SIEGEL, K. COHEN et T. MCLAUGHLIN. « Three Dimensional Simulations of a Feedback Controlled Circular Cylinder Wake ». Dans : *AIAA Paper - 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2005-0295. Reno, Nevada, 2005.
- [173] J. SEIDEL, S. SIEGEL, T. MCLAUGHLIN et C. FAGLEY. « Reduced Order Modeling for Feedback Flow Control of a Shear Layer ». Dans : *AIAA Paper - 5th Flow Control Conference*. T. AIAA-2010-4968. Chicago, Illinois, 2010.
- [174] A. SEIFERT et L. G. PACK. « Active control of separated flows on generic configurations at high Reynolds numbers ». Dans : *AIAA Paper -30th AIAA Fluid Dynamics Conference*. T. AIAA-1999-3403. Norfolk, VA, 1999.
- [175] A. SEIFERT et L. G. PACK. « Active Flow Separation Control on Wall-Mounted Hump at High Reynolds Numbers ». Dans : *AIAA Journal* 40.7 (2002), p. 1363–1372. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/2.1796](https://doi.org/10.2514/2.1796).
- [176] K. SHARIFF et A. LEONARD. « Vortex Rings ». Dans : *Annual Review of Fluid Mechanics* 24.1 (1992), p. 235–279. ISSN : 0066-4189. DOI : [10.1146/annurev.fl.24.010192.001315](https://doi.org/10.1146/annurev.fl.24.010192.001315).
- [177] S. SIEGEL, K. COHEN et T. MCLAUGHLIN. « Experimental Variable Gain Feedback Control of a Circular Cylinder Wake ». Dans : *AIAA Paper - 24th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. T. AIAA-2004-2611. Portland, Oregon, 2004.
- [178] S. SIEGEL, K. COHEN et T. MCLAUGHLIN. « Feedback Control of a Circular Cylinder Wake in a Water Tunnel Experiment ». Dans : *AIAA Paper - 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2004-0580. Reno, Nevada, 2004.
- [179] S. SIEGEL, K. COHEN et T. MCLAUGHLIN. « Numerical Simulations of a Feedback-Controlled Circular Cylinder Wake ». Dans : *AIAA Journal* 44.6 (2006), p. 1266–1276. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.4443](https://doi.org/10.2514/1.4443).
- [180] S. SIEGEL, K. COHEN, J. SEIDEL, S. ARADAG et T. MCLAUGHLIN. « Simulation of a Feedback-Controlled Cylinder Wake Using Double Proper Orthogonal Decomposition ». Dans : *AIAA Paper - 37th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. T. AIAA-2007-4502. Miami, Florida, 2007.
- [181] L. W. SIGURDSON. « The structure and control of a turbulent reattaching flow ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 298.-1 (1995), p. 139–165. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112095003259](https://doi.org/10.1017/S0022112095003259).
- [182] F. SIMON. « Simulations numériques hybrides RANS/LES de l'aérodynamique des projectiles et application au contr des écoulements ». Thèse de doct. Université des sciences et technologies de Lille 1, 2007.
- [183] R. L. SIMPSON. « Review—A Review of Some Phenomena in Turbulent Flow Separation ». Dans : *Journal of Fluids Engineering* 103.4 (1981), p. 520–533. ISSN : 00982202. DOI : [10.1115/1.3241761](https://doi.org/10.1115/1.3241761).
- [184] R. L. SIMPSON. « Turbulent Boundary-Layer Separation ». Dans : *Annual Review of Fluid Mechanics* 21.1 (1989), p. 205–232. ISSN : 0066-4189. DOI : [10.1146/annurev.fl.21.010189.001225](https://doi.org/10.1146/annurev.fl.21.010189.001225).

- 
- [185] A. SINHA, K. KIM, J.-H. KIM, A. SERRANI et M. SAMIMY. « Extremizing Feedback Control of a High-Speed and High Reynolds Number Jet ». Dans : *AIAA Journal* 48.2 (2010), p. 387–399. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.44012](https://doi.org/10.2514/1.44012).
- [186] B. L. SMITH et A. GLEZER. « The formation and evolution of synthetic jets ». Dans : *Physics of Fluids* 10.9 (1998), p. 2281–2297. ISSN : 10706631. DOI : [10.1063/1.869828](https://doi.org/10.1063/1.869828).
- [187] B. L. SMITH et G. W. SWIFT. « Synthetic jets at large Reynolds number and comparison to continuous jets ». Dans : *AIAA Paper - 31st AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. T. AIAA-2001-3030. Anaheim, CA, 2001.
- [188] B. L. SMITH, M. A. TRAUTMAN et A. GLEZER. « Controlled interactions of adjacent synthetic jets ». Dans : *AIAA Paper - 37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-1999-0669. Reno, Nevada, 1999.
- [189] Q. SONG, Y. TIAN et L. CATTAFESTA. « MIMO Feedback Control of Flow Separation ». Dans : *AIAA Paper - 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2007-0109. Reno, Nevada, 2007.
- [190] P. R. SPALART. « Direct simulation of a turbulent boundary layer up to  $Re_\theta = 1410$  ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 187.-1 (1988), p. 61–98. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112088000345](https://doi.org/10.1017/S0022112088000345).
- [191] P. G. SPAZZINI, G. IUSO, M. ONORATO, N. ZURLO et G. M. Di CICCA. « Unsteady behavior of back-facing step flow ». Dans : *Experiments in Fluids* 30.5 (2001), p. 551–561. ISSN : 0723-4864. DOI : [10.1007/s003480000234](https://doi.org/10.1007/s003480000234).
- [192] T. SUZUKI, T. COLONIUS et D. MACMARTIN. « Closed-loop Control of Vortex Shedding in a Separated Diffuser Using an Inverse Method ». Dans : *AIAA Paper - 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2004-0577. Reno, Nevada, 2004.
- [193] Y. TIAN, Q. SONG et L. CATTAFESTA. « Adaptive Feedback Control of Flow Separation ». Dans : *AIAA Paper - 3rd AIAA Flow Control Conference*. T. AIAA-2006-3016. San Francisco, California, 2006.
- [194] J. TIHON, J. LEGRAND et P. LEGENTILHOMME. « Near-wall investigation of backward-facing step flows ». Dans : *Experiments in Fluids* 31.5 (2001), p. 484–493. ISSN : 0723-4864. DOI : [10.1007/s003480100300](https://doi.org/10.1007/s003480100300).
- [195] A. TIKHONOV et V. ARSEININ. *Solutions of ill-posed problems*. John Winston & Sons. Washington; New York : Winston; Distributed solely by Halsted Press, 1977. ISBN : 9780470991244.
- [196] D. J. TRITTON. *Physical fluid dynamics*. Oxford University Press. Clarendon Press, 1988. ISBN : 9780198544937.
- [197] T. R. TROUTT, B. SCHEELKE et T. R. NORMAN. « Organized structures in a reattaching separated flow field ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 143.-1 (1984), p. 413–427. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112084001415](https://doi.org/10.1017/S0022112084001415).
- [198] Y. UTTURKAR, R. HOLMAN, R. MITTAL, B. CARROLL, M. SHELPLAK et L. CATTAFESTA. « A Jet Formation Criterion for Synthetic Jet Actuators ». Dans : *AIAA Paper - 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2003-0636. Reno, Nevada, 2003.
- [199] M. VAN DYKE. *Album of Fluid Motion*. 10th. Parabolic Press, Inc., mai 1982. ISBN : 0915760037.

- 
- [200] P. D. WELCH. « The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms ». Dans : *IEEE Trans. Audio Electroacoust.* AE-1 (1967), p. 70–73.
- [201] H. WENGLER, A. HUPPERTZ, G. BÄRWOLFF et G. JANKE. « The manipulated transitional backward-facing step flow : an experimental and direct numerical simulation investigation ». Dans : *European Journal of Mechanics - B/Fluids* 20.1 (2001), p. 25–46. ISSN : 09977546. DOI : [10.1016/S0997-7546\(00\)01105-5](https://doi.org/10.1016/S0997-7546(00)01105-5).
- [202] D. WILLIAMS et C. ROWLEY. « Recent Progress in Closed-Loop Control of Cavity Tones ». Dans : *AIAA Paper - 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2006-0712. Reno, Nevada, 2006.
- [203] D. WILLIAMS, D. CORNELLIUS et C. ROWLEY. « Closed-Loop Control of Linear Supersonic Cavity Tones ». Dans : *AIAA Paper - 37th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. T. AIAA-2007-4226. Miami, Florida, 2007.
- [204] D. WILLIAMS, W. KERSTENS, S. BUNTAIN, V. QUACH, J. PFEIFFER, R. KING, G. TADMOR et T. COLONIUS. « Closed-Loop Control of a Wing in an Unsteady Flow ». Dans : *AIAA Paper - 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. T. AIAA-2010-0358. Orlando, Florida, 2010.
- [205] C. WILLIAMSON et A. ROSHKO. « Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder ». Dans : *Journal of Fluids and Structures* 2.4 (1988), p. 355–381. ISSN : 08899746. DOI : [10.1016/S0889-9746\(88\)90058-8](https://doi.org/10.1016/S0889-9746(88)90058-8).
- [206] P. YAN, M. DEBIASI, X. YUAN, E. CARABALLO, M. O. EFE, H. OZBAY, M. SAMIMY, J. DEBONIS, R. C. CAMPHOUSE, J. H. MYATT, A. SERRANI et J. MALONE. « Controller Design for Active Closed-Loop Control of Cavity Flows ». Dans : *AIAA Paper - 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2004-0573. Reno, Nevada, 2004.
- [207] P. YAN, M. DEBIASI, J. LITTLE, H. OZBAY, M. SAMIMY et X. YUAN. « Experimental Study of Linear Closed-Loop Control of Subsonic Cavity Flow ». Dans : *AIAA Journal* 44.5 (2006), p. 929–938. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.14873](https://doi.org/10.2514/1.14873).
- [208] Z. YANG et P. R. VOKE. « Large-eddy simulation of boundary-layer separation and transition at a change of surface curvature ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 439 (2001), p. 305–333. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112001004633](https://doi.org/10.1017/S0022112001004633).
- [209] T. YEHOSHUA et A. SEIFERT. « Boundary Condition Effects on Oscillatory Momentum Generator ». Dans : *AIAA Paper - 33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. T. AIAA-2003-3710. Orlando, Florida, 2003.
- [210] S. YOSHIOKA, S. OBI et S. MASUDA. « Organized vortex motion in periodically perturbed turbulent separated flow over a backward-facing step ». Dans : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 22.3 (2001), p. 301–307. ISSN : 0142727X. DOI : [10.1016/S0142-727X\(01\)00092-3](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(01)00092-3).
- [211] S. YOSHIOKA, S. OBI et S. MASUDA. « Turbulence statistics of periodically perturbed separated flow over backward-facing step ». Dans : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 22.4 (2001), p. 393–401. ISSN : 0142727X. DOI : [10.1016/S0142-727X\(01\)00079-0](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(01)00079-0).
- [212] X. YUAN, E. CARABALLO, P. YAN, H. OZBAY, A. SERRANI, J. DEBONIS, J. H. MYATT et M. SAMIMY. « Reduced-order Model-based Feedback Controller Design for Subsonic Cavity Flows ». Dans : *AIAA Paper - 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. T. AIAA-2005-0293. Reno, Nevada, 2005.

- 
- [213] K. B. M. Q. ZAMAN et A. K. M. F. HUSSAIN. « Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response ». Dans : *Journal of Fluid Mechanics* 101.03 (1980), p. 449–491. ISSN : 0022-1120. DOI : [10.1017/S0022112080001760](https://doi.org/10.1017/S0022112080001760).
- [214] K. B. M. Q. ZAMAN et I. M. MOLANIVIC. « Synthetic Jets in Cross-Flow. Part I : Round Jet ». Dans : *AIAA Paper - 33rd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. T. AIAA-2003-3714. Orlando, Florida, 2003.
- [215] J. ZHOU, H. TANG et S. ZHONG. « Vortex Roll-Up Criterion for Synthetic Jets ». Dans : *AIAA Journal* 47.5 (2009), p. 1252–1262. ISSN : 0001-1452. DOI : [10.2514/1.40602](https://doi.org/10.2514/1.40602).
- [216] J. G. ZIEGLER et N. B. NICHOLS. « Optimum settings for automatic controllers ». Dans : *ASME Transactions* 64.8 (1942), p. 759–768.







# Contrôle des décollements en boucle fermée

La politique européenne recommande aux industriels de l'aéronautique de concevoir des aéronefs capables de proposer une réduction de 50% du bruit perçu, de 50% de la consommation et de 80% des émissions de gaz  $\text{NO}_x$  d'ici 2020. Les ingénieurs sont donc amenés à envisager des solutions innovantes basées sur le contrôle des écoulements, en particulier celui des décollements puisqu'ils ont généralement des effets délétères sur les performances aérodynamiques. Les travaux présentés dans ce mémoire sont dédiés au contrôle en boucle fermée du décollement d'une rampe arrondie par un jet synthétique réglable en fréquence et en amplitude. Le mémoire s'articule autour de deux axes principaux. Le premier axe a permis d'étudier la réponse du décollement à une perturbation périodique par simulations numériques de type LES afin de poursuivre la compréhension de la physique impliquée dans le contrôle et de définir des objectifs de contrôle. Les fréquences et amplitudes optimales au regard de différents critères ont ainsi été identifiées et analysées. Le second axe a été consacré au contrôle en boucle fermée de la réponse quasi-statique du système par l'application de stratégies de régulations PID, extremums-seeking optimisés et logique floue. Leur conception a nécessité l'identification d'un modèle boîte-noire non-linéaire NARX. Les algorithmes non-linéaires, en particulier celui par logique floue, se sont montrés particulièrement performants. La démarche a été validée grâce à une application en temps réel d'une régulation extremum-seeking sur simulation RANS instationnaire.

**Mots-clefs** : LES, U-RANS, contrôle des décollements, boucle fermée, jet synthétique, modélisation, identification, modèle boîte-noire non-linéaire NARX, PID, extremum-seeking, logique floue.

## Closed loop control of flow separation

European policy advises manufacturers to design aircrafts allowing to reduce by 50% the perceived noise, by 50% the consumption and by 80% the  $\text{NO}_x$  emissions before 2020. Engineers are led to consider innovative solutions based on flow control, particularly for flow separation which generally has deleterious effects on aerodynamic performance. The work presented in this thesis is dedicated to closed loop flow separation control from a rounded ramp by a synthetic jet with adjustable frequency and amplitude. The thesis focuses on two main axes. The first axis has allowed to study the flow response from a periodic disturbance by numerical simulations of LES type with the aim of pursuing the physics knowledge involved in the control and define the control objectives. The optimal frequencies and amplitudes under different criteria were identified and analyzed. The second axis was dedicated to the closed loop control of the system quasi-static response by the application of PID, optimized extremum-seeking and fuzzy logic regulators. Their design required the identification of a non-linear black-box model NARX. Non-linear algorithms, in particular fuzzy logic, were particularly effective. The approach was validated through a real-time extremum-seeking control application on a unsteady RANS simulation.

**Keywords** : LES, U-RANS, flow separation control, closed loop, synthetic jet, modelling, identification, non-linear black-box model NARX, PID, extremum-seeking, fuzzy logic.