HAL
open science

Etude du flux de soubassement sur la dynamique du sillage d'un corps non profilé à culot droit : Application du contrôle actif pour la réduction de traînée de véhicule industriel

Mathieu Szmigiel

To cite this version:

Mathieu Szmigiel. Etude du flux de soubassement sur la dynamique du sillage d'un corps non profilé à culot droit : Application du contrôle actif pour la réduction de traînée de véhicule industriel. Autre. Université de Lyon, 2017. Français. NNT : 2017LYSEC016 . tel-02611982

HAL Id: tel-02611982

https://theses.hal.science/tel-02611982

Submitted on 18 May 2020

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.

N^o d'ordre NNT : 2017$LYSEC$16

THÈSE DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée au sein de

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

en vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR
Spécialité Mécanique des Fluides

École Doctorale 162
Mécanique, Énergétique, Génie civil, Acoustique

Mathieu SZMIGIEL

Effet du flux de soubassement sur la dynamique du sillage d'un corps non profilé à culot droit. Application du contrôle actif pour la réduction de traînée de véhicule industriel

Soutenue publiquement le 05/05/2017 à l'École Centrale de Lyon

JURY

BORÉE Jacques	Professeur, Institut PPRIME, Poitiers	Président
PODVIN Bérengère	Chargée de recherche CNRS, LIMSI, Orsay	Rapporteur
CADOT Olivier	Professeur, ENSTA-Paris Tech, Palaiseau	Rapporteur
JUVÉ Daniel	Professeur, LMFA, Lyon	Directeur de thèse
CASTELAIN Thomas	Maître de conférences, Lyon 1, Lyon	Examinateur
MICHARD Marc	Ingénieur de Recherche, Centrale Innovation, Lyon	Examinateur
CHACATON Damien	Ingénieur, Renault Trucks, Saint-Priest	Examinateur

Résumé

Cette thèse CIFRE est le fruit d'une collaboration entre Renault Trucks et le LMFA dans la perspective d'une évaluation de la pertinence du contrôle actif pour la réduction de traînée de véhicule industriel. Les deux principaux objectifs de ces travaux expérimentaux consistent à l'analyse de l'influence de l'écoulement de soubassement sur la dynamique du sillage et l'étude d'une stratégie de contrôle d'écoulement combinant des volets déflecteurs (positionnés sur les bords supérieur et latéraux du culot) à des actionneurs de type jets pulsés dans l'optique d'une réduction de la traînée aérodynamique d'un corps non profilé à culot droit.

Le développement du sillage pour différentes vitesses de soubassement évoluant de 10% à plus de 80% de la vitesse de l'écoulement infini amont est étudié sur une maquette simplifiée de véhicule poids lourd à l'échelle 1/43e. Des mesures de pression au culot permettent d'identifier quatre classes d'écoulement associées à des structures de sillage différentes mises en évidence par des mesures PIV 2D-3C. Le sillage de la première classe d'écoulement obtenu pour les très faibles vitesses de soubassement ressemble au sillage derrière une marche 3D. Pour des vitesses de soubassement plus élevées, l'écoulement de soubassement décolle au niveau du sol et impacte soit le culot ou soit la couche de cisaillement supérieure favorisant le développement des instabilités de type Kelvin-Helmoltz dans ce dernier cas. Enfin, la dernière classe est caractérisée par un sillage comparable à celui d'un corps d'Ahmed. L'ajout de volets déflecteurs à l'arrière du culot engendre une augmentation de la pression au culot pour l'ensemble des classes d'écoulement. Cette augmentation réside principalement dans l'effet de vectorisation de l'écoulement. Un système de contrôle actif est intégré sur une maquette 1/8e géométriquement identique à celle à l'échelle 1/43e et équipée de volets déflecteurs. Deux angles de volet supérieur sont testés afin d'obtenir en moyenne (i) un écoulement naturel attaché à la paroi du volet et (ii) un écoulement naturel détaché du volet. Par rapport au cas sans contrôle actif, des gains sur la traînée sont obtenus pour une certaine gamme de fréquence d'actionnement uniquement dans le cas (ii). Ces gains sont obtenus suite au recollement de l'écoulement sur le volet. Enfin, la robustesse des gains sur la pression au culot est testée avec succès en mettant la maquette en dérapage pour simuler un vent de travers.

Mots clés : aérodynamique, contrôle d'écoulement, flux de soubassement, sillage, jets pulsés, poids lourd, traînée, Stéréo-PIV

Abstract

This PhD thesis was realized in the scope of a collaboration with Renault Trucks and the LMFA in view of an evaluation of the relevance of active flow control for the drag reduction industrial vehicle. The two main objectives of this experimental work are to analyze the impact of the underbody flow on the wake dynamics and to study a flow control strategy combining inclined flaps (located on the upper and lateral edges of the rear base) with pulsed jet actuators for reducing the aerodynamic drag of a square-back bluff body.

The wake development for several underbody velocities ranging from 10% to more than 80% of the free-stream velocity is studied on a simplified truck model at scale 1 :43. Rear base pressure measurements lead to the identification of four flow classes associated with different wake structures highlighted by 2D-3C PIV measurements. The wake of the first flow class obtained for very low underbody velocities looks like that of the wake of a 3D backward facing step. For higher underbody velocities, the underbody flow is separated from the ground impaging either the rear base or the upper shear layer triggering Kelvin-Helmoltz instabilities for this last case. Finally, the fourth class is characterized by a wake comparable to that of the Ahmed body. The implementation of inclined flaps at the rear base increases the base pressure for all classes. This increase is mainly due to the vectoring effect of the flow. An active control system is integrated to a 1 :8 scale model geometrically identical to that of the 1 :43 scale model with flaps. Two upper flap angles are tested to have (i) a natural flow attached to the flap and (ii) a natural flow detached from the flap. In comparison to the case without active flow control, drag reductions are obtained only for a specific range of actuation frequencies only in case (ii). These gains are associated with the reattachment of the flow on the flap. Finally, the robustness of the pressure gains is successfully tested in crosswind conditions.

Keywords : aerodynamics, flow control, underbody velocity, wake, pulsed jets, heavy truck, drag, Stereo-PIV

Remerciements

Ainsi se termine l'écriture de cette thèse par cette dernière page dédiée aux personnes, qui pendant trois ans, m'ont permis de mener à bien ce projet et d'apprendre aussi bien sur le plan professionnel que personnel.

Mes premiers remerciements vont à Marc Michard et Thomas Castelain qui ont encadré cette thèse au LMFA. Leur disponibilité et leur implication ont été une aide précieuse pour avancer dans la bonne direction durant ces trois années. Malgré des moments difficiles, ils ont su me remotiver et me donner la force d'aller au terme de cette expérience scientifique et humaine. Un grand merci à eux deux. Je tiens à remercier chaleureusement mes directeurs de thèse Damien Chacaton ingénieur CFD chez Renault Trucks et Daniel Juvé professeur à l'Ecole Centrale de Lyon pour m'avoir donné des conseils avisés me permettant de prendre du recul sur mes travaux de thèse.

Je remercie Bérengère Podvin et Olivier Cadot d'avoir accepté d'être rapporteurs et d'avoir suggéré des améliorations afin d'améliorer ce manuscrit de thèse. Je remercie également Jacques Borée d'avoir présidé le jury.

Cette thèse expérimentale n'aurait pas pu se dérouler sans l'aide des personnes qui étaient présentes pour l'élaboration, la réalisation et l'analyse des expériences. Un énorme merci à Jean-Michel Perrin pour sa disponibilité, sa bonne humeur permanente et son travail irréprochable pour m'aider à monter les expériences malgré parfois des demandes d'usinage de dernière minute. Un grand merci également à Nathalie Grosjean, qui a su me guider, me conseiller pour obtenir des champs PIV de bonne qualité et qui était toujours présente lorsque le matériel d'acquisition posait problème. J'aimerais de même remercier Emmanuel Jondeau pour son aide sur Labview, sa disponibilité pour l'installation du matériel expérimental et pour m'avoir fait découvrir en vélo les alentours de Lyon. Merci également à Pascal Souchotte, responsable de la soufflerie du KCA et à Pierre Roland toujours souriant lorsque les problèmes informatiques étaient au rendez-vous. Merci à Alexandre Azouzi pour son aide sur CATIA et aux personnes de l'atelier pour leurs conseils en terme d'usinage. Un grand merci à Marie-Gabrielle Perreaux pour sa disponibilité et son aide pour les questions administratives.

Mes remerciements vont également aux thésards du LMFA avec qui j'ai partagé de bons moments à la cafétéria, au baby-foot, autour du gâteau du vendredi ou encore en soirée. Un grand merci à tous mes amis qui m'ont permis de m'échapper du travail pour ensuite mieux y revenir ! Merci tout particulièrement à la Mannschaft pour les sessions de VTT, de ski de rando... Merci à Alex et Nathy toujours disponibles pour partager un verre quand je remontais sur Paris. Merci à Solenne et Claire, mes plus précieuses amies depuis le lycée.

J'aimerais adresser mes derniers remerciements à ma famille. Un énorme merci à mes parents qui ont toujours cru en moi et qui ont été mes premiers soutiens dans les moments les plus compliqués. Un grand merci à ma petite sœur Mathilde qui m'a permis de relativiser les difficultés rencontrées. Un grand merci à ma grande sœur Julie et à Issam, futur docteur, pour leur soutien. Merci à Pascale, Philippe, Ségo et Rémi pour les bons moments passés ensemble lors des divers apéros !

Table des matières

Résumé **3**

Abstract **5**

Remerciements **7**

Nomenclature **11**

1 Introduction **13**
1.1 Contexte économique, environnemental et technique . . . 13
1.2 Organisation du manuscrit . . . 15

2 Sillage de corps non profilés **17**
2.1 L'aérodynamique des poids lourds . . . 17
2.1.1 La traînée aérodynamique des poids lourds . . . 17
2.1.2 L'écoulement autour des poids lourds . . . 18
2.1.3 Le sillage des poids lourds . . . 20
2.2 La caractérisation du sillage à échelle réduite . . . 22
2.2.1 Maquettes réalistes . . . 22
2.2.2 Le corps d'Ahmed . . . 23
2.2.3 Les modèles GTS/GETS . . . 26
2.3 Effet de sol . . . 28
2.3.1 Sol fixe/mobile . . . 31
2.3.2 Modification du soubassement . . . 33
2.3.3 Influence de la garde au sol . . . 34
2.4 Le contrôle du sillage d'un poids lourd . . . 37
2.4.1 Les techniques passives . . . 37
2.4.1.1 Générateurs de vortex et cavité . . . 38
2.4.1.2 Volets déflecteurs . . . 38
2.4.1.3 Les toits galbés . . . 42
2.4.2 Les techniques actives . . . 42
2.4.2.1 Description des jets pulsés . . . 43
2.4.2.2 Application sur corps non profilés à culot droit . . . 46
2.5 Combinaison du contrôle passif et actif . . . 47
2.5.1 Application sur corps simplifiés . . . 48
2.5.2 Les applications poids lourds . . . 49
2.6 Objectifs de la thèse . . . 52

3 Installations expérimentales **55**
3.1 Géométrie simplifiée à échelle 1/43e de véhicule industriel . . . 55
3.1.1 La maquette . . . 55
3.1.2 Le dispositif de pertes de charge . . . 57
3.1.3 Soufflerie . . . 57
3.1.4 Métrologie . . . 57

3.1.4.1 Mesures de pressions pariétales . . . 57
3.1.4.2 Mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud . . . 58
3.1.4.3 Mesures de vitesse par PIV . . . 59
3.2 Géométrie simplifiée à échelle 1/8e de véhicule industriel . . . 59
3.2.1 La maquette . . . 59
3.2.2 Le dispositif de pertes de charge . . . 61
3.2.3 Le système pneumatique . . . 61
3.2.4 Le dispositif de contrôle actif . . . 62
3.2.4.1 Description du système électro-pneumatique . . . 62
3.2.4.2 Cartographie pression-vitesse . . . 64
3.2.5 Soufflerie . . . 67
3.2.6 Métrologie . . . 70
3.2.6.1 Mesures de pressions pariétales . . . 70
3.2.6.2 Mesures de traînée . . . 70
3.2.6.3 Mesures de vitesse par PIV . . . 71

4 Les écoulements de référence 73
4.1 L'écoulement de soubassement . . . 73
4.2 L'écoulement en amont du culot . . . 76
4.2.1 L'écoulement au nez de la maquette . . . 76
4.2.2 L'évolution de la pression statique sur le toit . . . 76
4.2.3 Couche limite incidente . . . 77
4.3 Caractéristiques du sillage . . . 80
4.3.1 Pression au culot . . . 80
4.3.2 Mesures de traînée . . . 81
4.3.3 La pression au culot, fonction du débit de soubassement . . . 86
4.3.4 Champ moyen de vitesse . . . 87
4.3.4.1 Plan médian . . . 87
4.3.4.2 Plans verticaux transverses . . . 90
4.3.4.3 Plan horizontal . . . 94
4.3.4.4 Dimensions transversales du sillage . . . 94
4.3.5 Fluctuations de vitesse dans le sillage . . . 95
4.3.5.1 Plan médian . . . 95
4.3.5.2 Plans verticaux transverses . . . 96
4.3.6 Méthodologie de classification du sillage en fonction de λ . . . 101
4.3.6.1 Bilan de quantité de mouvement . . . 101
4.3.6.2 Calcul du gradient de pression radial de l'écoulement de retour . . . 105
4.4 Instationnarités du sillage . . . 106
4.4.1 Analyses spectrales à la fermeture du sillage . . . 107
4.4.2 Analyse spectrale et cohérence du champ de pression au culot . . . 109
4.4.3 Synthèse . . . 111
4.5 Instationnarités dans la couche de cisaillement supérieure . . . 116
4.5.1 Caractéristiques de la couche de cisaillement supérieure . . . 116
4.5.2 Dynamique de la couche de cisaillement supérieure . . . 117
4.6 Synthèse du chapitre . . . 121

5 Influence de volets déflecteurs sur le sillage de corps 3D 123
5.1 L'écoulement de soubassement . . . 124
5.2 L'écoulement en amont du culot . . . 124
5.3 Pression au culot . . . 128
5.4 Champ de vitesse . . . 129
5.4.1 L'écoulement dans le plan médian . . . 129
5.4.2 Classification de l'écoulement . . . 133

5.4.2.1 Maquette 1/43e . . . 133
5.4.2.2 Classification du sillage de corps non profilés . . . 136
5.4.3 L'écoulement dans les plans transversaux . . . 137
5.4.4 Hauteur du sillage . . . 139
5.5 Fluctuations de vitesse . . . 141
5.5.1 Le sillage . . . 141
5.5.2 Instationnarités dans la couche de cisaillement supérieure . . . 144
5.6 Instationnarités du sillage . . . 147
5.7 Pression dans le sillage . . . 152
5.8 Synthèse du chapitre . . . 157

6 Combinaison de volets passifs et de jets instationnaires sur corps 3D 161
6.1 Choix des vitesses de soubassement . . . 161
6.2 Contrôle actif pour un écoulement de classe (II) . . . 162
6.2.1 Nature de l'écoulement au-dessus du volet supérieur . . . 162
6.2.2 Pression au culot . . . 163
6.2.3 Modification de l'écoulement de sillage . . . 167
6.2.3.1 Champ moyen de vitesse . . . 167
6.2.3.2 Turbulence . . . 168
6.2.4 Effet du rapport cyclique d'ouverture . . . 169
6.2.4.1 Pression au culot . . . 169
6.2.4.2 Modification de l'écoulement de sillage . . . 171
6.2.4.3 Analyse par moyenne de phase . . . 171
6.2.4.4 Bilan énergétique . . . 175
6.3 Écoulement de classe (IV) . . . 175
6.3.1 Nature de l'écoulement au-dessus du volet supérieur . . . 176
6.3.2 Pression au culot . . . 176
6.3.3 Modification de l'écoulement de sillage . . . 177
6.3.3.1 Champ moyen de vitesse . . . 177
6.3.3.2 Turbulence . . . 179
6.4 Synthèse du chapitre . . . 180

7 Le contrôle d'écoulement en présence d'un vent latéral 181

8 Conclusions et perspectives 183

A Etude de la bi-stabilité 187
A.1 Bi-stabilité et vitesse de soubassement . . . 187
A.2 Identification des deux états par analyse conditionnelle . . . 190
A.2.1 Analyse du gradient de pression vertical . . . 190
A.2.2 Utilisation de la POD . . . 190
A.2.2.1 Pression au culot . . . 190
A.2.2.2 Champ de vitesse dans le sillage . . . 194
A.3 Discussion . . . 194
A.4 Conclusion . . . 195

B Turbulence dans le plan médian de la maquette 1/43e équipée de volets 197

Bibliographie 201

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte économique, environnemental et technique

Le réchauffement climatique est une problématique majeure du XXIe siècle que l'humanité va devoir affronter. La cause de ce réchauffement est la production de gaz à effet de serre (GES), en forte hausse depuis le début du siècle dernier. Cette augmentation est en partie liée à l'activité humaine. Environ 10% [36] des émissions de GES résultent de l'industrie du transport routier. En France, les émissions de GES par les poids lourds contribuent à hauteur de 21.5% derrière les véhicules particuliers qui y contribuent à hauteur de 53.1% (figure 1.1). Depuis octobre 2013, les entreprises de transport (marchandises ou voyageurs) doivent informer leurs clients de la quantité de CO_2 émise pour chaque prestation, calculée à partir de la norme NF EN 16 258. Cette obligation incite indirectement les entreprises à réduire leur empreinte carbone. Les poids lourds sont soumis à des normes limitant le rejet dans l'atmosphère de polluants tels que les oxydes d'azote (NOx) ou les particules de suie issues de la combustion de carburant. Depuis les années 90, de nombreux efforts ont été réalisés. Typiquement, en 20 ans (de 1988 à 2009), les émissions de NOx ont été divisées par huit et celles de particules par vingt. Pour ce type de polluants, la norme EURO VI est la dernière en vigueur pour les poids lourds mis en service à partir du 1er janvier 2014.

D'autres normes, éloignées de la problématique environnementale, s'appliquent aux poids lourds. Une norme vise notamment à réduire la pollution sonore [3]. Même si une réduction de 11 dB [1] en 35 ans a été réaliséee sur le bruit des poids lourds, des progrès restent encore à faire sur le bruit de roulement et sur le bruit d'origine aérodynamique. La longueur des véhicules ainsi que leurs poids sont également réglementés par la directive 96/53/CE [4]. La limitation porte notamment sur la longueur totale du tracteur et de sa remorque contrairement aux États-Unis où elle porte sur la longueur de la remorque seulement. Ainsi aux États-Unis, la longueur du tracteur est libre tandis qu'en Europe, pour préserver un volume de chargement maximal, le tracteur est le plus compact possible. C'est pour cela qu'il existe deux types très différents d'architecture de tracteur. On trouve les tracteurs à géométrie dite "conventionnelle", utilisés aux États-Unis et les tracteurs de type "Cab Over Engine" (COE), utilisés en Europe. Ces deux architectures diffèrent principalement par le positionnement du bloc moteur par rapport à la cabine comme l'illustre la figure 1.2.

La consommation croissante d'énergie fossile a conduit ces dernières années à l'exploitation de pétrole non conventionnel comme les sables bitumineux pour satisfaire la demande. Cela a entraîné une augmentation du prix des carburants dans l'industrie du transport. Or, la consommation de carburant d'un poids lourd est de l'ordre de 30L/100km [6] pour un total de 200 000 km parcourus annuellement en moyenne. Ainsi, l'augmentation du prix du carburant pour une compagnie de transport conduit à un surcoût financier important. C'est d'ailleurs le deuxième poste de dépense derrière celui de la masse salariale, d'après le Comité National Routier [2]. Ainsi, pour rester compétitives, les compagnies de transport privilégient des véhicules économiques. Les constructeurs de poids lourds sont donc amenés à proposer à leurs clients des véhicules respectueux de l'environnement et économes en carburant. Sur ce dernier aspect, l'amélioration du rendement du moteur fait bien évidemment

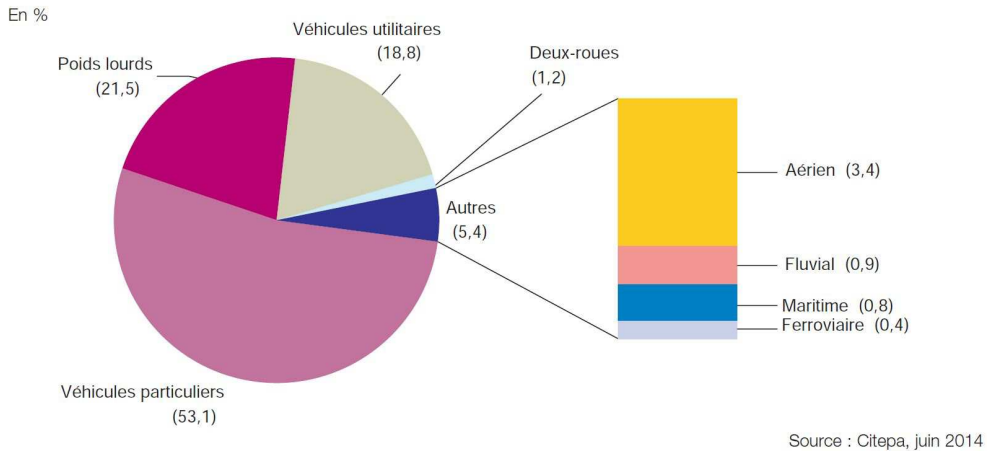


FIGURE 1.1: Répartition par mode de transport des émissions de GES (b) en France, d'après [36].

(a) (b)

FIGURE 1.2: Exemple de cabines COE, le Renault Trucks Range T (a) et conventionelle, le Volvo VNL (b).

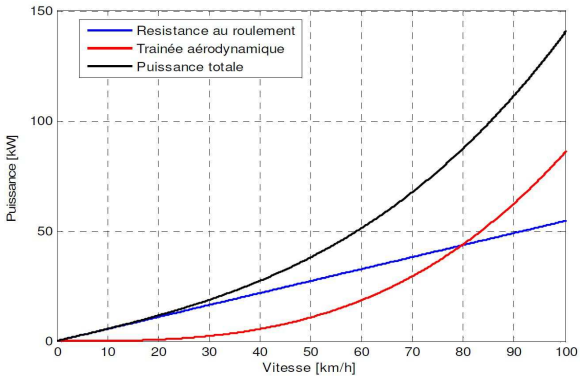


FIGURE 1.3: Contribution des puissances résistives s'opposant à l'avancement d'un véhicule (a), d'après [25].

partie des axes de recherche pour réduire la consommation mais ce n'est pas le seul : l'amélioration des performances aérodynamiques est un levier possible. En effet, pour un véhicule évoluant à vitesse constante sur une route plate, typiquement sur autoroute, l'effort de résistance à l'avancement du véhicule est composé de deux forces. Une force de résistance au roulement pneumatique et une force de résistance à l'air que l'on appelle traînée aérodynamique. Cette dernière devient prépondérante au-dessus de 80 km/h (figure 1.3). L'utilisation des poids lourds se fait justement le plus souvent à 90 km/h (trajet autoroutier). La réduction de traînée des véhicules est donc primordiale pour diminuer l'effort de résistance à l'avancement du véhicule et ainsi réduire la consommation de carburant.

1.2 Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est composé d'une introduction, de six chapitres et d'une conclusion. Le chapitre 2 est dédié à une synthèse bibliographique. L'aérodynamisme des poids lourds est précisé dans un premier temps afin de mettre en avant la spécificité des écoulements autour de ces véhicules ; ensuite les maquettes simplifiées utilisées dans l'industrie et dans le milieu académique sont présentées. Ce chapitre est l'occasion de rappeler l'effet du sol sur le développement du sillage et de présenter le contrôle d'écoulement sur ces corps non profilés. Enfin, la partie 2.6 est consacrée à la présentation des objectifs de ces travaux de thèse en lien avec ceux précédemment effectués par Chaligné [26].

Cette thèse s'articulant autour de campagnes d'essais sur des maquettes simplifiées à des échelles différentes (maquettes à échelle 1/43e et 1/8e), le chapitre 3 est entièrement consacré aux installations expérimentales. Cela comprend le descriptif des maquettes utilisées avec notamment la présentation du système de contrôle actif et le descriptif des moyens d'essais employés.

Le chapitre 4 est consacré à l'analyse des écoulements se développant autour des maquettes lorsqu'aucun dispositif de contrôle n'est utilisé. La première partie est commune aux deux maquettes et présente l'évolution de la vitesse de soubassement en fonction de la perte de charge. La suite du chapitre s'appuie principalement sur les données obtenues sur la maquette 1/43e. La partie 4.2 décrit les caractéristiques de l'écoulement en amont du culot pour une variation de la vitesse de soubassement puis la partie 4.3 permet d'établir une classification du sillage à partir de la pression au culot et de la vitesse dans le sillage par l'intermédiaire d'un bilan de quantité de mouvement et de l'étude de la courbure de l'écoulement de soubassement. La fin du chapitre est consacrée aux instationnarités dans la couche de cisaillement supérieure.

Dans le chapitre 5 l'effet d'un système de contrôle passif par volets déflecteurs est discuté. Ces volets sont disposés sur le bord supérieur et les bords latéraux du culot et présentent un angle d'inclinaison identique de 15° pour lequel l'écoulement reste attaché à la paroi des volets. L'influence de

ce contrôle passif sur la pression au culot, le champ de vitesse et la turbulence est analysée. L'étude des instationnarités dans le sillage est ensuite présentée. On propose enfin une explication de l'effet des volets sur la pression relevée au culot.

L'effet d'un contrôle actif par jets pulsés est étudié dans le chapitre 6. L'influence sur les modifications du sillage de la fréquence d'actionnement du contrôle et du rapport cyclique d'ouverture est analysée pour une vitesse de soubassement semblable à celle observée sur des véhicules poids lourds. Pour s'assurer de la robustesse du système de contrôle actif, la partie 6.3 est dédiée à des analyses comparables mais pour une vitesse de soubassement identique à la vitesse de l'écoulement infini amont.

A la suite des ces chapitres, la conclusion de ces travaux de thèse est présentée et des perspectives sont proposées. Une annexe de ce manuscrit porte sur une étude du phénomène de bi-stabilité haut-bas observé pour des vitesses de soubassement élevées (supérieures à $0.6U_\infty$), une autre regroupe des résultats présentés en partie dans le chapitre 5.

Chapitre 2

Sillage de corps non profilés

Ce chapitre est destiné à établir une synthèse bibliographique portant sur les spécificités des écoulements autour des poids lourds ainsi que les corps 3D non profilés tels que le corps d'Ahmed ou les modèles GTS/GETS. La notion de contrôle d'écoulement est également abordée dans ce chapitre. La dernière partie du chapitre présente les objectifs de la thèse.

2.1 L'aérodynamique des poids lourds

L'intérêt pour l'aérodynamique des poids lourds s'est développé plus tardivement que dans le secteur automobile. Cela s'explique par le faible nombre de souffleries pouvant accueillir de telles géométries et le coût élevé des simulations numériques. Les caractérisations des écoulements autour de géométries typiques de poids lourds sont donc moins nombreuses que celles obtenues sur des véhicules de tourisme. Nous proposons dans cette partie de décrire l'écoulement autour de véhicules type poids lourd.

2.1.1 La traînée aérodynamique des poids lourds

Le coefficient de traînée des poids lourds (tracteur et remorque) a fortement diminué depuis les années 80 grâce à l'amélioration de la géométrie de la cabine comme le montre la figure 2.1. Les principales améliorations aérodynamiques sont la mise en place d'un déflecteur de pavillon, le carénage des réservoirs et le carénage de l'emmarchement. Les prochaines améliorations envisagées sur la cabine sont la suppression des rétroviseurs remplacés par de petites caméras et l'allongement de la cabine en partie basse.

La simulation numérique est un outil adapté pour étudier l'ensemble de l'écoulement turbulent autour des poids lourds. Par cet outil, les industriels ont pu identifier précisément les zones de décollement sur un véhicule complet (écart entre le tracteur et la remorque, les rétroviseurs, le soubassement et le culot) illustrées par les iso-surfaces de vorticité sur la figure 2.2. Ces décollements contribuent

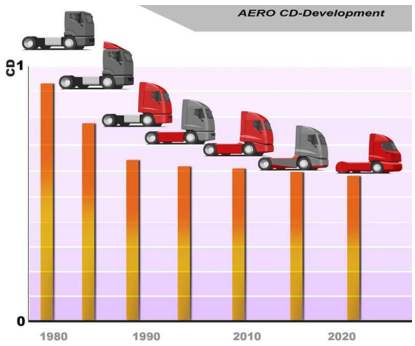


FIGURE 2.1: Évolution du coefficient de traînée des poids lourds, d'après Volvo Trucks.

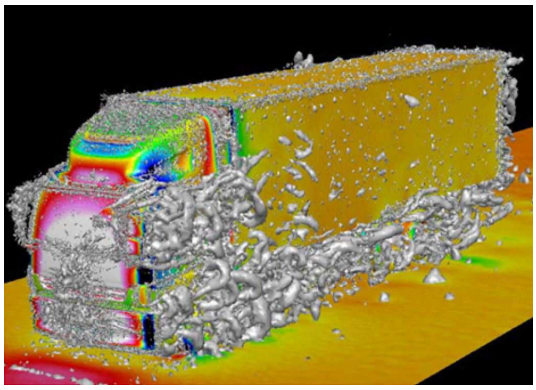


FIGURE 2.2: Iso-surfaces de vorticité, d'après Tsubokura et al. [107].

Profil	δ (mm)	δ_d (mm)	θ (mm)	h
Toit	507	43.3	35.9	1.20
Coté	857	187.9	128.6	1.46

TABLE 2.1: Caractéristiques des couches limites se développant sur les parois d'un véhicule industriel à 500 mm en amont du culot.

à la traînée globale du poids lourd où la traînée de forme représente plus de 90% de la traînée aérodynamique totale. Les effets visqueux sont donc faibles devant les effets de pression. Par conséquent, les modifications apportées aux véhicules visent principalement à limiter ces décollements.

2.1.2 L'écoulement autour des poids lourds

Aucune donnée de l'effet du carénage des réservoirs et de l'emmarchement sur l'écoulement autour de la cabine n'a été trouvée dans la littérature. Concernant le déflecteur de pavillon, la figure 2.3 propose une comparaison de la distribution de la pression statique sur un véhicule équipé ou non de ce dispositif. Avec déflecteur, la zone de surpression sur l'amont de la remorque est supprimée ce qui entraîne une diminution de la force de pression sur cette zone et par conséquent une réduction de la traînée. Toutefois, le bon réglage du déflecteur de pavillon est primordial. S'il est positionné trop bas par exemple, une zone de surpression sera présente sur la face avant de la remorque comme l'illustre la figure 2.4. Ainsi, un déflecteur positionné 5 cm trop bas, par rapport à la configuration optimale, va entraîner en augmentation du coefficient de traînée de près de 2%. Les différents réglages du déflecteur de pavillon entraînent alors des caractéristiques variées de l'écoulement se développant sur le toit de la remorque, mises en évidence par Martini et al. [80].

Les caractéristiques des couches limites ont été mesurées par Renault Trucks à l'aide d'un tube de Pitot dans le plan médian à 500 mm en amont du culot et sur le côté à 2700 mm du sol sur un véhicule réel équipé d'un déflecteur de pavillon correctement positionné et associé à une remorque de référence. Les profils obtenus révèlent des épaisseurs des couches limites de l'ordre d'un sixième de la hauteur de la remorque. Les caractéristiques (notions introduites dans le chapitre 4) de ces couches limites sont résumées dans le tableau 2.1. Celles-ci mettent en évidence via le facteur de forme h que les couches limites sont pleinement turbulentes à la fin de la remorque. Sur le côté, l'épaisseur de la couche limite δ est nettement plus importante que sur le toit en raison du sillage des rétroviseurs.

Le champ de vitesse moyen présenté sur la figure 2.5a illustre les structures tourbillonnaires qui se forment au niveau de l'écart entre la cabine et la remorque et qui contribuent à hauteur de 5% de la traînée globale du véhicule. D'autre part, les figures 2.5(b,c) mettent en évidence une caractéristique propre aux véhicules industriels. Il s'agit de la faible vitesse de l'écoulement dans la zone de soubassement, liée à la faible garde au sol du tracteur et aux différents éléments présents sous la

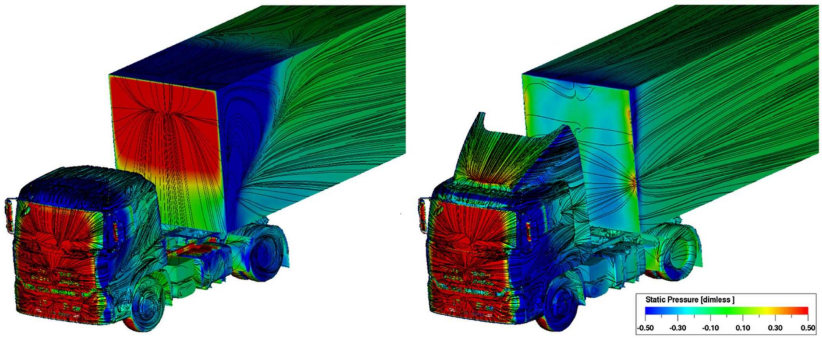


FIGURE 2.3: Impact du déflecteur de pavillon sur la distribution de pression ; les lignes de courant sont également identifiées, d'après Jiang et al. [59].

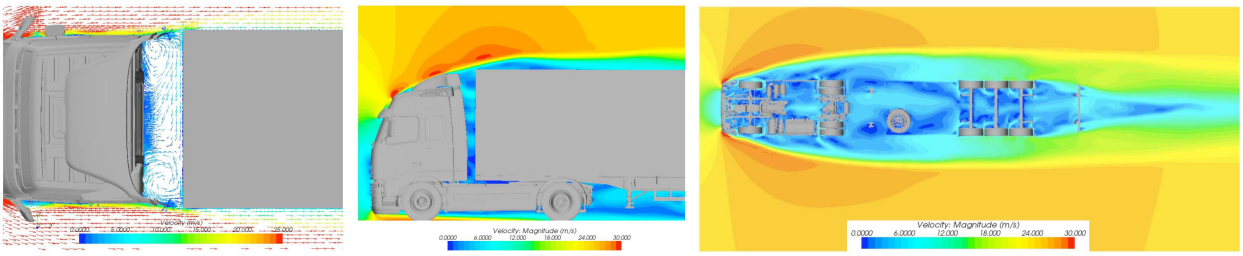
(a) (b)

FIGURE 2.4: Impact de la position du déflecteur de pavillon sur la répartition de pression sur la remorque. Position optimale du déflecteur de pavillon (a) et déflecteur de pavillon positionné 5 cm plus bas que la position optimale, d'après Volvo Trucks

remorque (essieux, roues de secours, palettes de transport) générant de nombreuses pertes de charge.

Aujourd'hui l'optimisation aérodynamique de la cabine semble atteindre une limite (figure 2.1). Les constructeurs de poids lourds s'intéressent donc à la remorque en particulier à son soubassement et son culot qui n'ont pas encore été optimisés d'un point de vue aérodynamique. En effet, les carrossiers fabriquant les remorques sont généralement de petites entreprises et la question de l'aérodynamisme n'est pas prioritaire. Certains carrossiers proposent cependant des modifications des remorques par la mise en place de jupes latérales. Ces appendices montés sur la remorque empêchent l'écoulement de pénétrer dans la zone de soubassement d'autant plus lors de la présence d'un vent latéral. Sans ce dispositif, l'écoulement extérieur s'engouffre sous la remorque augmentant la quantité de mouvement de l'écoulement de soubassement qui va ensuite impacter les essieux de la remorque engendrant une augmentation de la traînée.

La zone dépressionnaire derrière la remorque contribue pour plus de 60% à la traînée aérodyna-



(a) (b) (c)

FIGURE 2.5: Illustration pour un véhicule type poids lourd du champ de vitesse à 1900 mm du sol au niveau du gap entre la cabine et la remorque (a), dans le plan de symmétrie (b) et sous le convoi à 500 mm du sol (c), d'après Lenngren et al. [72].

FIGURE 2.6: Exemples de jupes latérales proposées par la société Lamberet montées sur une semi-remorque.

(a) (b)

FIGURE 2.7: Photographies du concept truck Optifuel Lab 2 de Renault Trucks (2014).

mique globale du véhicule. Le potentiel de réduction de traînée lié à une modification de l'arrière de la remorque a mené les politiques à modifier la législation sur les dimensions des véhicules poids lourds, définies par la directive 96/53/CE [4]. En avril 2015, le président du parlement Européen a signé une directive [5] visant notamment à autoriser l'ajout de "déflecteurs aérodynamiques à l'arrière des camions, remorques et semi-remorques". Les dimensions et l'emplacement de ces artifices n'ont pas encore été définis. Dans ce contexte, les constructeurs européens de véhicules poids lourds ont d'ores et déjà effectués des études en développant des "concept trucks". Le changement de géométrie de la remorque est la modification la plus visible avec l'utilisation d'artifices aérodynamiques positionnés dans la zone de soubassement (jupes) et sur l'arrière du véhicule (volets) comme pour le concept Optifuel Lab 2 de Renault Trucks présenté sur la figure 2.7. Toutefois, de nombreuses questions liées à l'ajout des volets demeurent. Quel est l'angle d'inclinaison optimal ? Quelle est la longueur optimale des volets ? Ce système est-il robuste face à des conditions de vent de travers ou à des rafales de vent ? Quelles est la forme la plus adaptée pour le volet ?

2.1.3 Le sillage des poids lourds

La partie précédente a souligné une caractéristique fondamentale de l'écoulement autour des poids lourds, à savoir la faible vitesse de soubassement. La vitesse de soubassement est définie dans cette thèse comme étant la vitesse de débit moyennée spatialement et temporellement à la sortie de la zone de soubassement de la remorque. La gamme de vitesse de soubassement sur les poids lourds est estimée entre 10% et 40% de la vitesse du véhicule selon le couple tracteur/remorque utilisé. Cette vitesse de soubassement est nettement plus faible que sur les véhicules de tourisme où elle est comparable à la vitesse d'avancement du véhicule.

Pour les poids lourds, le sillage est généré par un décollement massif au niveau des arêtes délimitant l'extrémité arrière de la remorque. Le développement du sillage dépend des caractéristiques des

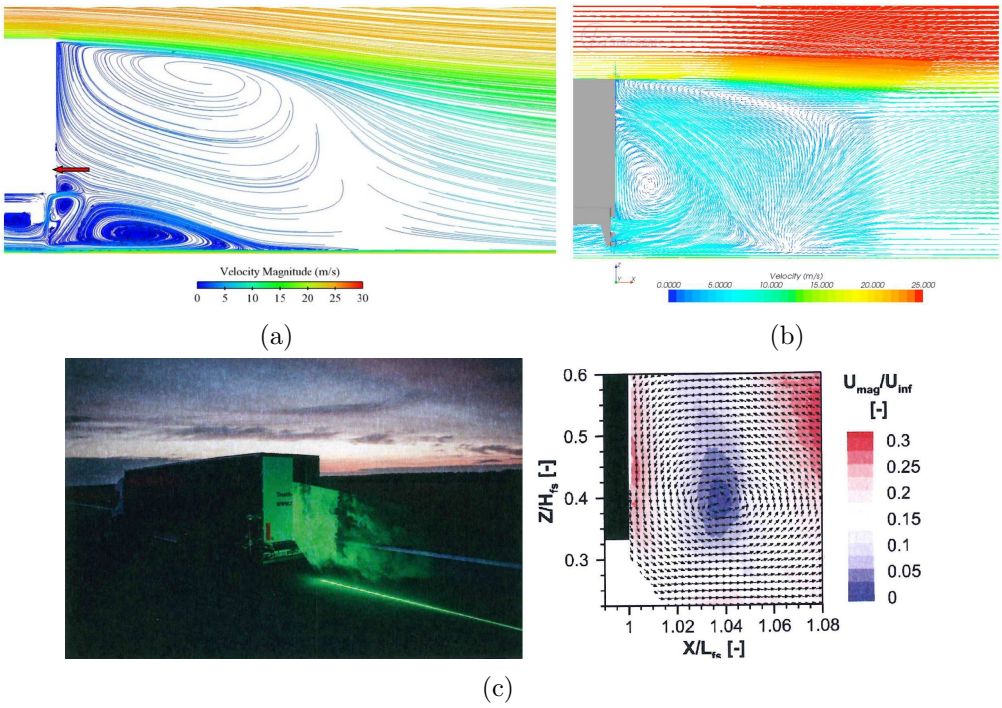
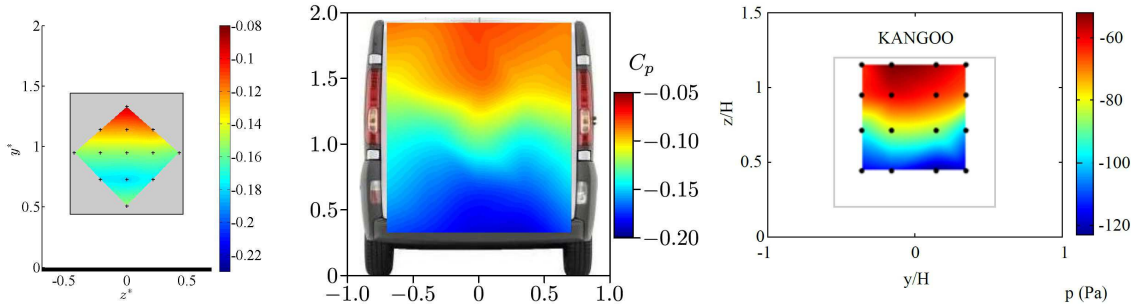


FIGURE 2.8: Vitesse moyenne de l'écoulement derrière la remorque dans le plan médian obtenue numériquement, d'après Chacaton [24] (a) et Lenngren et al. [72] (b) et obtenue expérimentalement par Haff et al. [54] (c).

couches limites aux points de décollement, qui peuvent varier selon les réglages du déflecteur de pavillon. Toutefois, le sillage est toujours caractérisé par une dissymétrie verticale à cause du déficit de vitesse en sortie de soubassement. De plus, la partie inférieure de l'arrière de la remorque, constituée d'une barre anti-encastrement et dans certains cas de bavettes semi-rigides, contribue également au déficit de vitesse en venant obstruer la sortie de l'écoulement de soubassement. Le sillage moyen est alors constitué soit d'une structure tourbillonnaire principale, tournant dans le sens horaire, dont la hauteur est du même ordre de grandeur que celle du véhicule (figure 2.8a), soit de structures tourbillonnaires, tournant dans le sens anti-horaire, de tailles plus ou moins grandes positionnées proche du culot comme le montre la figure 2.8(b,c). Ainsi, les différentes vitesses de soubassement sur la figure 2.8 sont associées à des structures de sillage différentes.

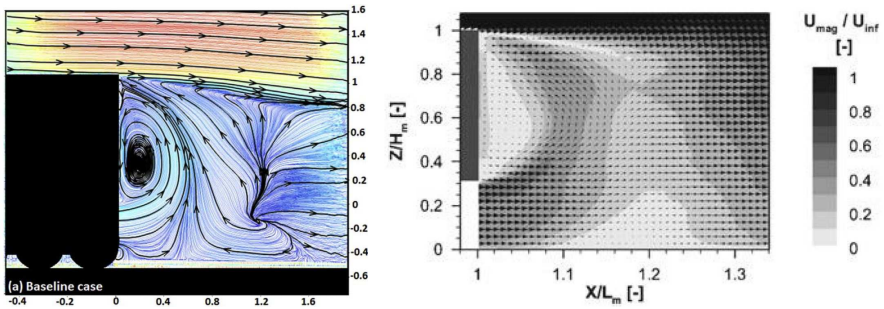
La distribution de pression au culot sur les poids lourds est stratifiée verticalement comme l'illustre les données de la figure 2.9a pour un poids lourd à échelle 1 : 2, obtenue en soufflerie avec un sol défilant. Aucune valeur de pression au culot n'a été trouvée sur un véhicule à échelle 1. Cette répartition de pression n'est pas propre au véhicule poids lourd puisqu'on la retrouve sur des véhicules à culot droit tels que des camionnettes de transport ou des voitures, figures 2.9(b,c). On notera par ailleurs que pour tous ces véhicules à culot droit (du poids lourd à la voiture), aux rapports d'aspect différents, la pression statique est toujours plus élevée sur la moitié supérieure du culot.

Ces informations générales sur l'écoulement autour des poids lourds mettent en évidence que chaque élément du convoi (déflecteur de pavillon, rétroviseurs, géométrie de la cabine, type de remorque) a un impact sur le développement de l'écoulement autour du véhicule et sur le développement du sillage. Ce peu d'informations sur l'écoulement autour des poids lourds comparativement aux données disponibles pour les véhicules de tourisme met en avant le décalage qui existe sur la recherche en aérodynamique entre ces deux industries. Afin de reproduire le sillage d'un poids lourd et d'en étudier son développement, le passage à échelle réduite est indispensable compte-tenu des dimensions de ces véhicules. Des maquettes réduites réalistes ou des géométries simplifiées sont alors utilisées et sont présentées dans les paragraphes suivants.

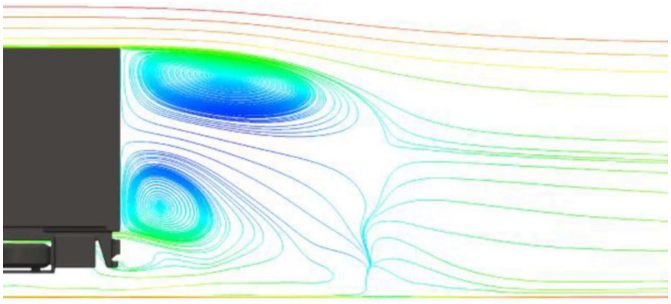


(a) (b) (c)

FIGURE 2.9: Répartition de pression au culot d'une semi-remorque à échelle 1/2 (a) d'après Volvo Trucks, sur une camionnette (b) d'après Grandemange et al. [51] et sur un véhicule de tourisme à culot droit (c) d'après Cadot et al. [21].



(a) (b)



(c)

FIGURE 2.10: Vitesse moyenne de l'écoulement mesurée derrière la remorque dans le plan médian, d'après Lo et al. [77] (a), Haff et al. [55] (b) et Devesa et al. [33] (c).

2.2 La caractérisation du sillage à échelle réduite

2.2.1 Maquettes réalistes

L'utilisation de maquettes réalistes est un moyen simple et peu onéreux pour étudier le sillage des poids lourds. La figure 2.10 présente des structures de sillage obtenues expérimentalement dans le plan médian de maquettes de poids lourds. Comme pour les poids lourds à échelle 1, la vitesse de soubassement est faible et l'écoulement de soubassement décolle au niveau du sol générant une structure tourbillonnaire attachée sur la face arrière de la remorque. Aucune donnée sur la répartition de pression au culot de poids lourds avec une cabine COE n'a été trouvée dans la littérature, ce qui met clairement en avant le manque d'informations sur la partie arrière de ces véhicules.

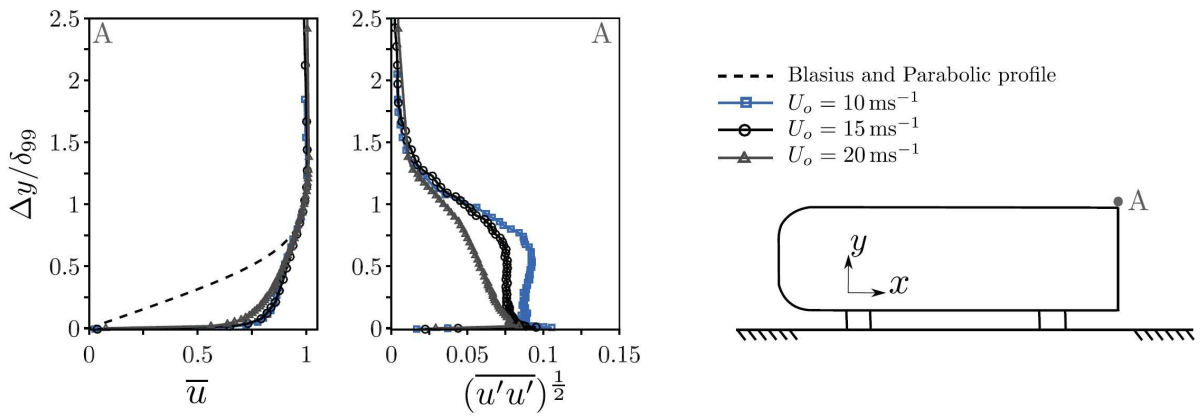


FIGURE 2.11: Profils des couches limites pour différentes vitesses d'écoulement juste en amont du bord de fuite dans le plan médian du corps d'Ahmed à culot droit, d'après Barros [13].

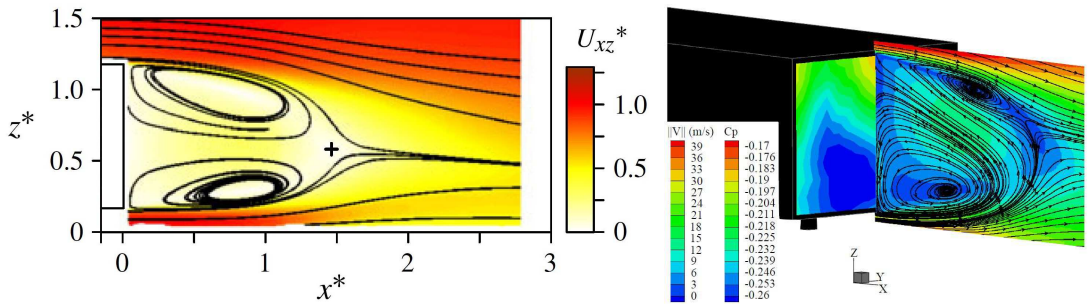
2.2.2 Le corps d'Ahmed

Le corps simplifié de référence principalement utilisé par les industriels de l'automobile et dans les laboratoires est le corps d'Ahmed [7]. Ce modèle se décline en deux géométries pour sa partie arrière : lunette inclinée ou culot droit. On s'intéresse ici plus particulièrement à la configuration du culot droit pour comparaison aux véhicules industriels. Sauf mention contraire, la mention "corps d'Ahmed" fera donc référence au cas à culot droit.

Ce corps simplifié se caractérise par un rapport $W/H = 1.35$ avec H la hauteur du corps et W sa largeur et par un rapport $G/H = 0.17$ avec G la hauteur de garde au sol. Le rapport G/H est suffisamment élevé pour que les forces d'inertie soient supérieures aux forces visqueuses dans la zone sous la maquette. La vitesse de soubassement est alors proche de celle de l'écoulement infini amont comme sur les véhicules de tourisme. Pour ce corps, l'étude de l'écoulement au contournement du nez par Franck et al. [42], Grandemange et al. [49] et Spohn et al. [104] révèle la présence d'un décollement ayant pour effet d'augmenter les fluctuations de vitesse juste en aval du nez. Une fois l'écoulement recollé, les caractéristiques des couches limites se développant sur les parois du modèle jusqu'au point de décollement situé à l'arrière de la maquette gardent une trace de ces fluctuations. Ces dernières sont cependant réduites lorsque le nombre de Reynolds augmente comme en attestent les profils de vitesse, présentés sur la figure 2.11, mesurés par Barros [13] juste avant le point de décollement à l'arrière d'un corps d'Ahmed. Le décollement modéré au niveau du nez permet d'étudier le développement du sillage avec des conditions d'entrées stables.

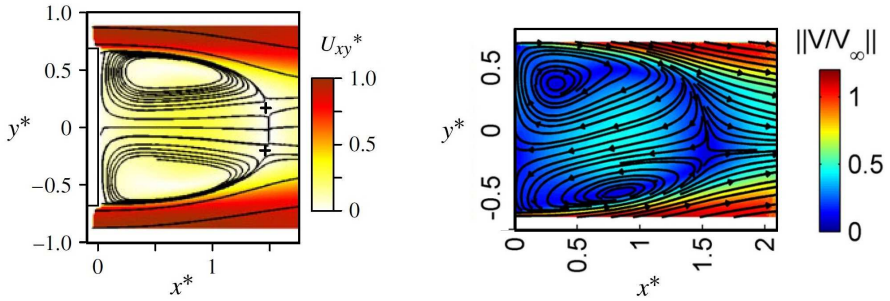
Comme pour les poids lourds, le sillage est généré par un décollement massif des couches limites se développant sur les parois de la maquette au niveau des arêtes délimitant l'arrière du corps. Les dimensions transversales du sillage sont donc, au premier ordre, bien définies par la surface frontale de la maquette. Dans le plan médian, le sillage est formé de deux structures contra-rotatives détachées du sol et qui sont le plus souvent dissymétriques comme le montre la figure 2.12b. Il peut arriver que ces deux structures soient symétriques comme l'illustre la figure 2.12a. Dans le plan horizontal à mi-hauteur de la maquette, le sillage est constitué de deux structures contra-rotatives, le plus souvent dissymétriques (figure 2.13). Cette dissymétrie est associée à un phénomène de bistabilité gauche-droite qui sera décrit dans la suite. On peut alors résumer la structure du proche sillage, en vision moyenne, par la présence d'une structure torique verticale lorsque les structures tourbillonnaires identifiées précédemment sont symétriques ou par une structure torique oblique. Il est toutefois important de souligner que la structure torique est une vision moyenne observée pour un temps d'acquisition long mais qui ne reflète pas la topologie réelle du sillage à cause du comportement bi-stable de l'écoulement comme le mentionnent Grandemange et al. [49].

Les fluctuations de vitesse sont principalement confinées dans les couches de cisaillement. Dans



(a) (b)

FIGURE 2.12: Les structures de sillage observées dans le plan médian d'un corps d'Ahmed à culot droit, d'après Grandemange et al. [49] (a) et d'après Lahaye et al. [68] (b).



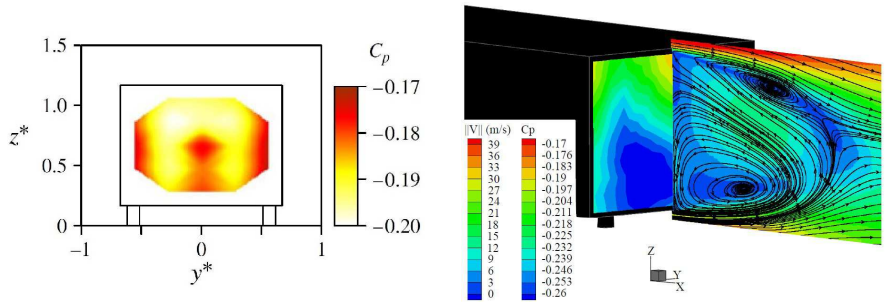
(a) (b)

FIGURE 2.13: Les structures de sillage observées dans le plan horizontal à mi-hauteur d'un corps d'Ahmed à culot droit, d'après Grandemange et al. [49] (a) et d'après Volpe et al. [110] (b).

le cas où le sillage présente des structures tourbillonnaires dissymétriques dans le plan médian ou le plan horizontal à mi-hauteur de la maquette, l'amplitude des fluctuations de vitesse dans ces plans est nettement plus importante dans la couche de cisaillement située au niveau de la plus petite structure tourbillonnaire. En effet, cette structure tourbillonnaire est la vision moyenne d'une multitude de petites structures tourbillonnaires convectées au sein de la couche de cisaillement. Ces petites structures tourbillonnaires sont à l'origine des fluctuations de vitesse. L'autre structure tourbillonnaire principale est la vision moyenne d'une zone de recirculation stationnaire ce qui explique le niveau plus faible de la turbulence dans la couche de cisaillement située à proximité de cette structure.

La structure de sillage se traduit par une répartition de pression au culot illustrée sur la figure 2.14. On peut alors remarquer que la localisation des basses pressions au culot coïncide avec la localisation de la structure tourbillonnaire la plus proche du corps, voir figure 2.14b. Pour la figure 2.14a, les basses pressions sont réparties sur un anneau. Cela s'explique par la présence d'une structure torique verticale dans le sillage mentionnée précédemment.

Les travaux de Grandemange et al. [47, 48] ont montré un changement d'orientation du sillage de façon aléatoire à très basse fréquence. Typiquement, le temps moyen entre deux changements d'orientation est de l'ordre de 100 à 1000 fois plus grand que le temps caractéristique de l'écoulement H/U_∞. Pour des nombres de Reynolds faibles ($Re_H \sim 400$ [47]) ou plus élevés ($Re_H = 4.5 \times 10^4$ [48]), le sillage oscille entre deux états statistiquement stationnaires qui sont symétriques par rapport au plan médian. Ce phénomène est plus communément appelé bi-stabilité. L'oscillation entre les deux états est en fait un cas marginal. Le plus souvent, on peut observer naturellement une des deux solutions sans constater d'oscillation entre deux états ; la reproduction de la même expérience peut conduire à l'observation de l'autre solution. La bi-stabilité droite-gauche dépend de la hauteur de soubassement comme le présente la figure 2.15. Un léger défaut dans la symétrie du corps peut de plus favoriser un des deux états comme ont pu le constater récemment Cadot et al. [22] et Volpe et



(a) (b)

FIGURE 2.14: Les distributions de pression au culot d'un corps d'Ahmed à culot droit, d'après Grandemange et al. [49] (a) et Lahaye et al. [68] (b). Les répartitions de pression sont présentées dans le même ordre que les topologies de sillage de la figure 2.12.

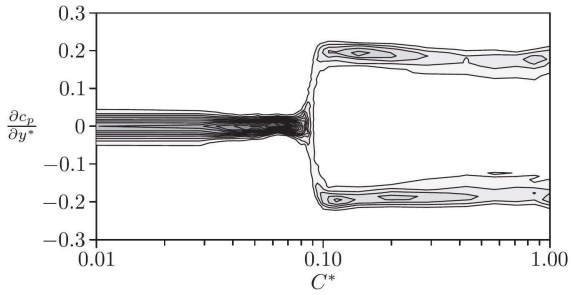


FIGURE 2.15: Densité de probabilité du gradient de pression horizontal en fonction de la hauteur de soubassement $C^* = G/W$ pour un corps d'Ahmed, d'après Grandemange et al. [48].

al. [110] en imposant un léger angle de dérapage à la maquette.

Plusieurs auteurs ont constaté que la symétrisation du sillage entraînait une diminution de la force de traînée. L'utilisation d'un cylindre de contrôle dans le sillage est explorée par Cadot et al. [22] et conduit à la suppression du comportement oscillatoire de l'écoulement. Il s'ensuit alors une diminution de la traînée du corps au-delà d'une hauteur de soubassement critique $G/H = 0.09$. Evrard et al. [41] ont utilisé des volets latéraux mobiles pour supprimer le phénomène d'oscillation et ainsi symmétriser l'écoulement. Ces mêmes auteurs [40] observent, par l'ajout d'une cavité (sans modifier la longueur totale du corps), une réduction du coefficient de traînée de 9%, attribuée à la suppression du phénomène d'oscillation du sillage. Ce dernier se symétrise, révélant la présence d'une structure torique et une diminution des fluctuations de vitesse dans les couches de cisaillement.

De plus, plusieurs auteurs [13, 49, 68, 110] ont mis en évidence la présence d'un détachement tourbillonnaire périodique identifié derrière la fermeture du sillage dans le plan médian et dans des plans décalés. Ces détachements tourbillonnaires sont associés respectivement à l'interaction entre les couches de cisaillement supérieure et inférieure et aux couches de cisaillement latérales. Les fréquences de ces détachements tourbillonnaires, données sous forme adimensionnée par la hauteur et la largeur de la maquette, correspondent à un nombre de Strouhal $St \sim 0.2$. Grandemange et al. [49] proposent un schéma explicatif de ce phénomène qui est rappelé sur la figure 2.16.

Une autre fréquence caractéristique de l'écoulement est observée pour $St \sim 0.08$. Elle est associée par Duell et al. [35], Khalighi et al. [62] et plus récemment par Volpe et al. [110] à un phénomène de pompage de la bulle de recirculation. Duell et al. [35] expliquent l'apparition de ce "pumping effect" par un lâcher tourbillonnaire périodique à la fermeture du sillage pour équilibrer l'apport de fluide, issu des couches de cisaillement, dans la zone de recirculation. Ce phénomène correspondrait donc à la contraction et l'expansion périodique de la zone de recirculation du sillage dont une représentation

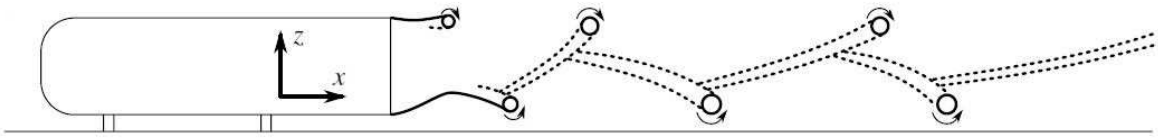


FIGURE 2.16: Schéma explicatif du détachement tourbillonnaire périodique dans la direction verticale.

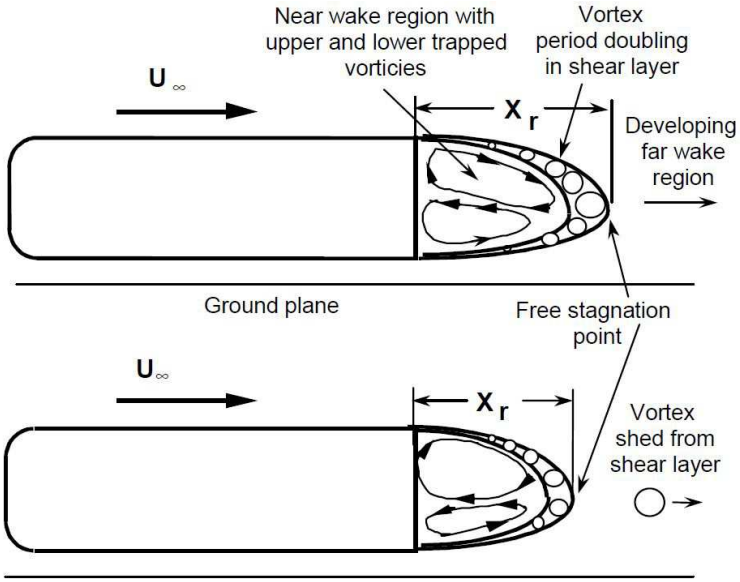


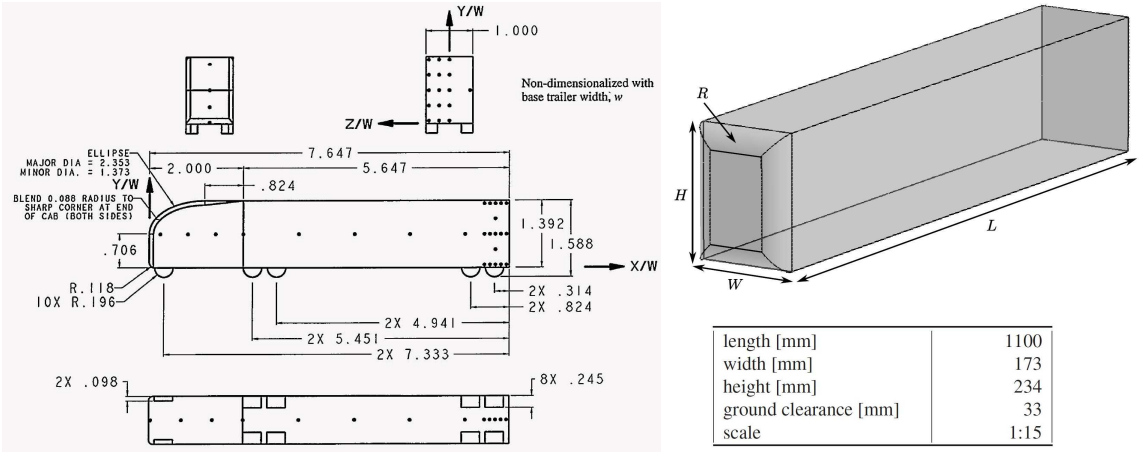
FIGURE 2.17: Schéma explicatif du phénomène de pompage proposé par Duell et al. [35].

est donnée sur la figure 2.17. Ce phénomène observé par quelques auteurs mais remis en cause par Grandemange et al. [49] reste encore à éclaircir.

2.2.3 Les modèles GTS/GETS

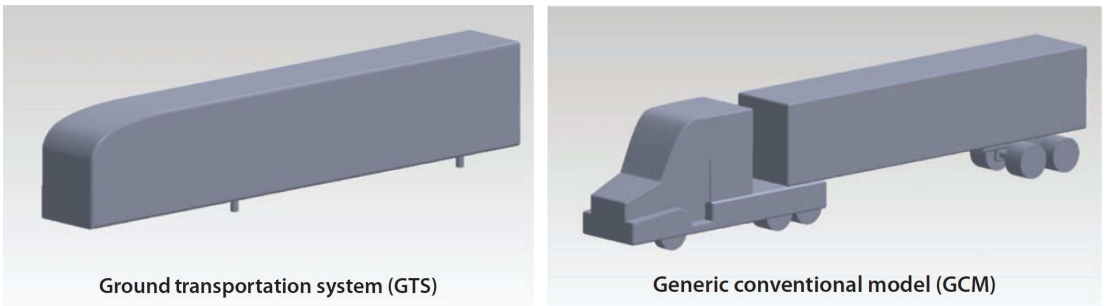
Pour les véhicules poids lourds, il n'existe pas une géométrie simplifiée de référence unique. Cela s'explique notamment par le fait que les véhicules industriels reposent sur deux architectures de tracteur complètement différentes, mentionnées précédemment. Deux principaux modèles simplifiés ont été développés pour simuler l'écoulement autour de ces cabines : les modèles GTS/GETS et le modèle GCM. Le modèle GTS (Ground Transportation System) permet de simuler l'écoulement autour d'un convoi avec une cabine conventionnelle (figure 2.18a). Cette géométrie a été utilisée par Croll et al. [32] et Gutierrez et al. [53] dès 1996. Elle est formée par un corps parallélépipédique avec un large rayon de courbure sur l'arête supérieure afin de limiter les décollements éventuels. Ce modèle semble avoir évolué depuis vers une géométrie où les roues sont remplacées par de petits supports cylindriques (figure 2.19a). Le rapport d'aspect de ce modèle vaut $H/W = 1.39$ et le rapport entre la hauteur de soubassement et la hauteur du corps est dans [105] $G/H = 0.17$. Ce rapport n'est pas normé puisque différentes valeurs sont utilisées selon les auteurs [32, 82, 105]. Une autre géométrie inspirée du modèle GTS est le modèle GETS (Ground European Transport System) introduit par Van Raemdonck et al. [108] avec pour objectif de représenter l'écoulement autour d'une cabine COE. Outre un rapport d'aspect légèrement différent ($H/W = 1.35$), ce corps se différencie du modèle GTS principalement par un rayon de courbure sur la partie supérieure du nez beaucoup plus petit (la figure 2.18b).

Les différents travaux portant sur ces deux modèles GTS/GETS, aussi bien expérimentaux [53, 82, 106, 108] que numériques [79, 89, 97, 99] permettent de caractériser le sillage. Comme l'illustre la figure 2.20, il est constitué dans le plan médian par deux structures tourbillonnaires contra-rotatives détachées du sol et la vitesse de soubassement est proche de la vitesse de l'écou-



(a) (b)

FIGURE 2.18: Dimensions du modèle GTS normalisées par la largeur du corps, d'apès Croll et al. [32] (a) et dimensions du modèle GETS, d'après Van Raemdonck [108].



(a) (b)

FIGURE 2.19: Représentation des modèles GTS (a) et GCM (b) d'après Choi et al. [29].

lement infini amont, ce qui provient d'une hauteur de soubassement élevée. On remarquera que le positionnement de ces deux structures diffère entre les expériences et les simulations. Cette différence vient du calcul RANS avec le modèle de fermeture ($\kappa - \epsilon$, $\kappa - \omega$ par exemple) utilisé qui n'est pas adapté pour décrire correctement la turbulence. Pour ce type d'écoulement, la turbulence conditionne l'écoulement moyen et un calcul par LES semble plus adapté [66, 109] pour obtenir des simulations numériques en accord avec les essais expérimentaux. Outre cet aspect, la topologie de sillage présente différentes orientations du sillage dans le plan médian, de manière similaire à celles observées dans le plan horizontal à mi-hauteur du corps d'Ahmed. Ceci s'explique certainement par la présence d'un phénomène de bi-stabilité haut/bas. En effet, Grandemange et al. [48] ont observé ce phénomène de bi-stabilité haut-bas sur un corps non profilé avec $H > W$ (figure 2.21). Sur cette figure, l'absence de gradient de pression positif pour $0.10 < G/W < 0.5$ signifie que l'écoulement a choisi de se fixer sur une des deux solutions stables. Aucun phénomène d'oscillation du sillage n'est alors observé. La distribution de pression au culot des modèles GTS/GETS est stratifiée verticalement comme le montre la figure 2.22(a,b) obtenue expérimentalement. La figure 2.22b est associée au sillage de la figure 2.20a. Comme pour le corps d'Ahmed, la structure tourbillonnaire principale coïncide avec les faibles pressions sur le culot. La distribution de pression au culot obtenue numériquement (figure 2.22c) est fortement différente du cas expérimental. Le spot de surpression visible sur la simulation numérique est lié au calcul RANS et au choix du modèle de turbulence. Ce phénomène est également observé sur d'autres simulations RANS sur des corps à culot droit [62, 95].

McArthur et al. [82] observent, à partir de mesures PIV, différentes instationnarités dans le sillage d'un modèle GTS. Un détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral est observé pour une fréquence normalisée égale à $St_W = 0.17$. Le phénomène de pompage de la bulle de recirculation est également constaté pour $St_W \sim 0.08$. Ces auteurs identifient des instabilités de type Kelvin-Helmoltz dans le couche de cisaillement supérieure sans pour autant donner la fréquence des ces instationnarités.

De ce qui précède, il ressort que les modèles GTS/GETS, disposés par définition trop loin du sol, ne permettent pas de reproduire les vitesses d'écoulement en sortie de soubassement des poids lourds. Pour ce faire, Chaligné [26] a conçu une maquette pour laquelle la vitesse de soubassement peut être modifiée à hauteur de garde au sol fixe. Cette maquette simplifiée de véhicule poids lourds est présentée sur la figure 2.23. Le rapport $H/W = 1.09$ et la hauteur de garde au sol est constante avec $G/H = 0.26$. La maquette repose sur deux jupes latérales permettant de canaliser l'écoulement de soubassement et de positionner un système de perte de charge. La perte de charge permet d'obtenir une vitesse moyenne de soubassement égale à 10% de la vitesse de l'écoulement infini amont U_∞. Le sillage dans le plan médian, présenté sur la figure 2.24, est alors similaire à celui d'un véhicule réel (figure 2.8a).

Pour les cabines conventionnelles, un deuxième modèle est utilisé, il s'agit du modèle GCM (Generic Conventional Model). Il est beaucoup plus réaliste puisqu'il intègre des détails tels que les roues et l'écart entre le tracteur et la remorque comme le montre la figure 2.19b. Une différence majeure avec les modèles GTS/GETS est la vitesse moyenne de débit de soubassement U_s. Dans le cas des modèles GTS/GETS, cette dernière est proche de U_∞ contrairement au modèle GCM où le rapport $\lambda = U_s/U_\infty$ est proche des vitesses rencontrées sur véhicules réels [34, 87]. Si toutefois aucun de ces modèles n'est utilisé, certains auteurs mènent des études sur des géométries réalistes à échelle réduite [70, 105].

2.3 Effet de sol

En conditions opérationnelles, le sol est mobile dans le référentiel du véhicule et sa présence fixe l'espace en sortie de soubassement et les pertes de charge dans la zone de soubassement. La grande variété de remorques ne garantit pas une hauteur de soubassement constante ainsi qu'une géométrie

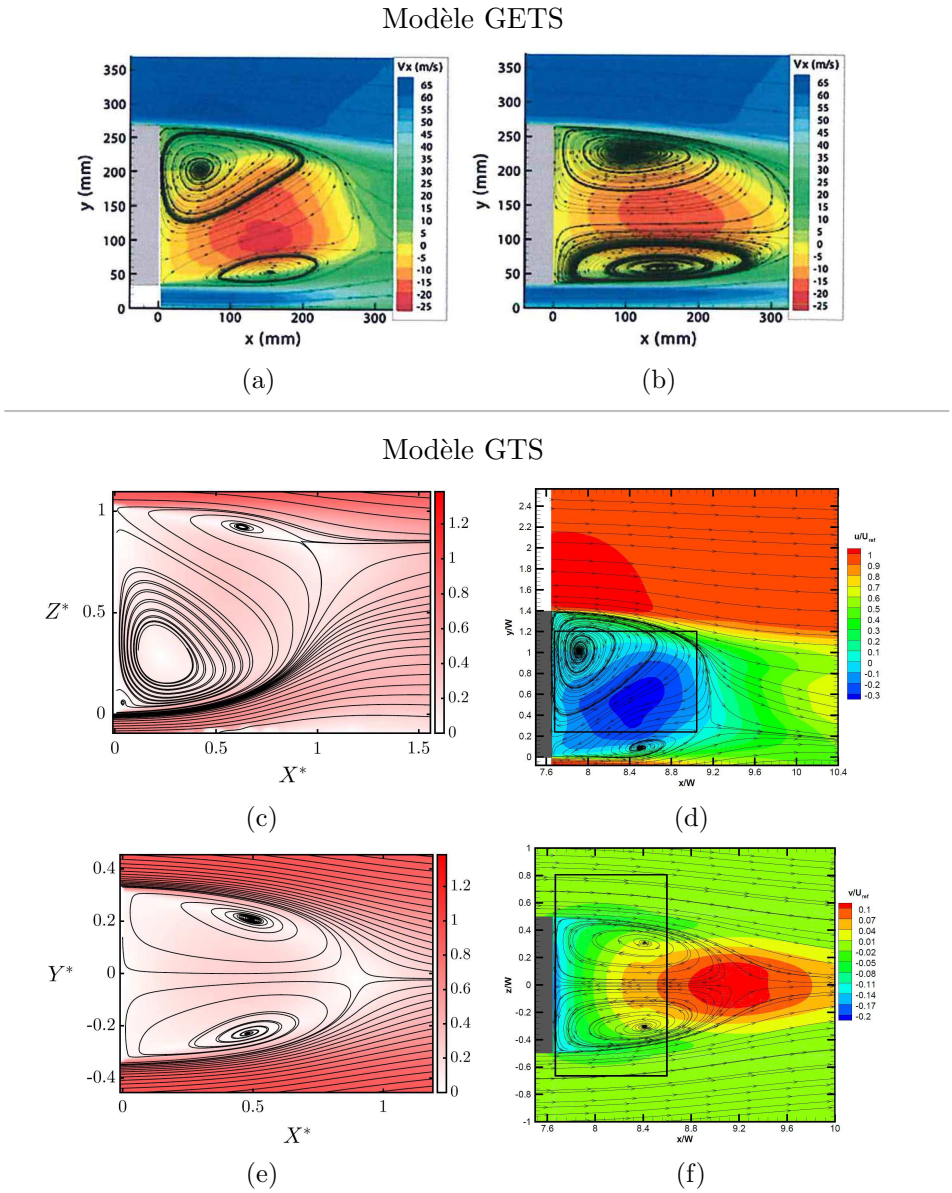


FIGURE 2.20: Topologie du sillage dans le plan médian du modèle GETS obtenue expérimentalement (a) et numériquement (b), d'apès Van Raemdonck [109]. Topologie du sillage pour le modèle GTS obtenues expérimentalement par McArthur et al. [82] (c,e) et numériquement par Roy et al. [98] (d,f) respectivement dans le plan médian et dans le plan horizontal à mi-hauteur du corps.

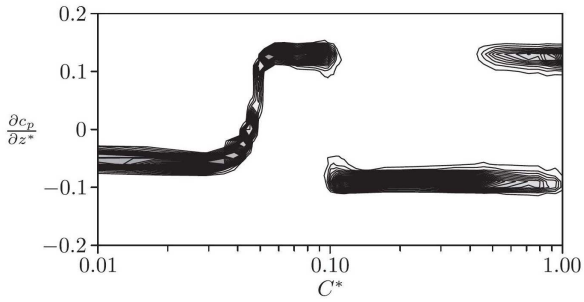


FIGURE 2.21: Densité de probabilité du gradient de pression vertical en fonction de la hauteur de soubassement $C^* = G/W$ pour un corps non profilé avec $H/W = 1.34$, d'après Grandemange et al. [48].

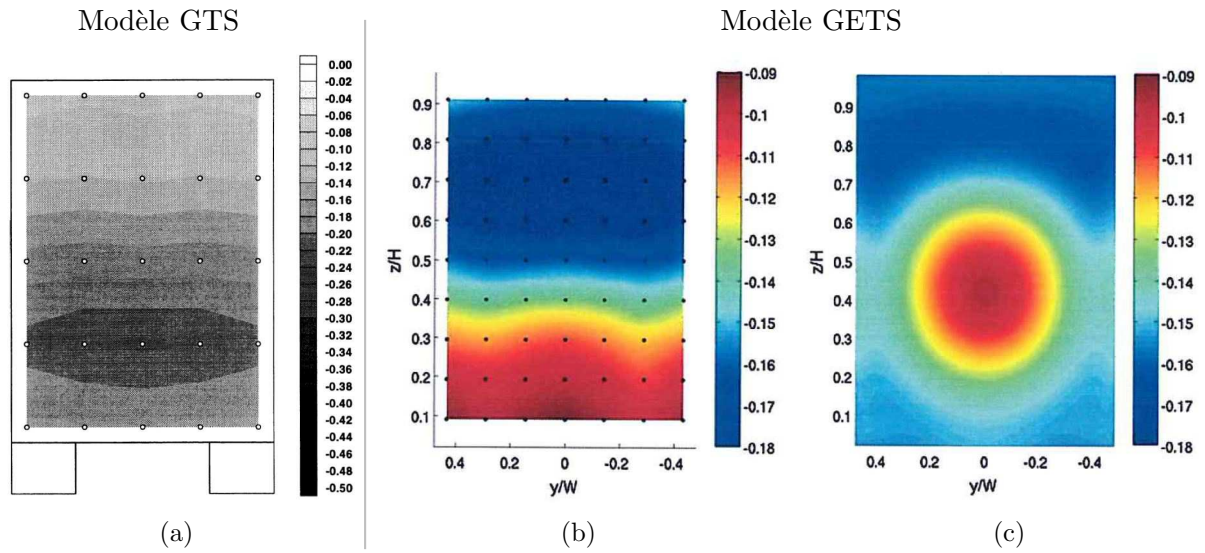


FIGURE 2.22: Distribution de pression statique au culot d'un modèle GTS obtenue expérimentalement (a), d'après Gutierrez et al. [53] et d'un modèle GETS obtenue expérimentalement (b) et numériquement (c), d'apès Van Raemdonck [109].

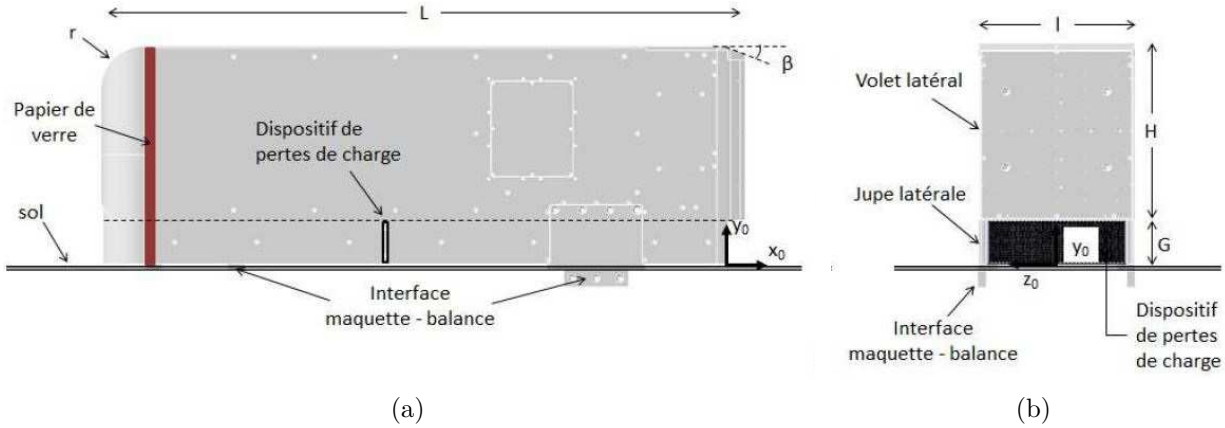


FIGURE 2.23: Schéma de la maquette utilisée par Chaligné [26] en vue de côté (a) et de derrière (b).

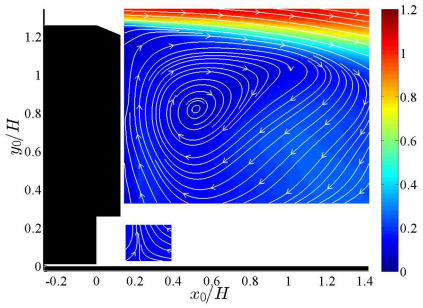


FIGURE 2.24: Vitesse moyenne dans le plan médian de l'écoulement derrière la maquette de Chaligné [26].

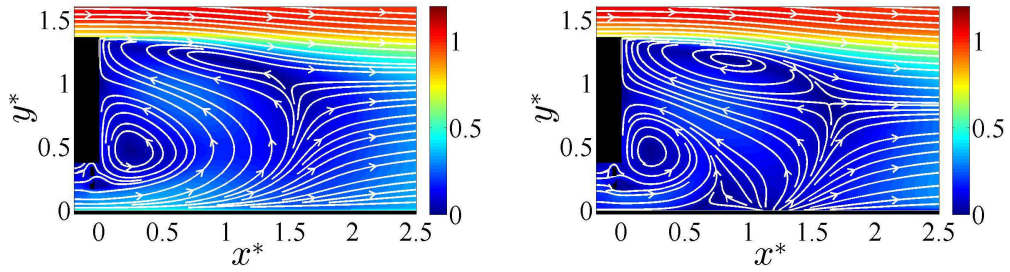


FIGURE 2.25: Cartographies de la vitesse moyenne de l'écoulement de sillage d'un véhicule poids lourd dans le plan de symétrie avec (a) et sans (b) condition de glissement, d'après Chacaton, Renault Trucks.

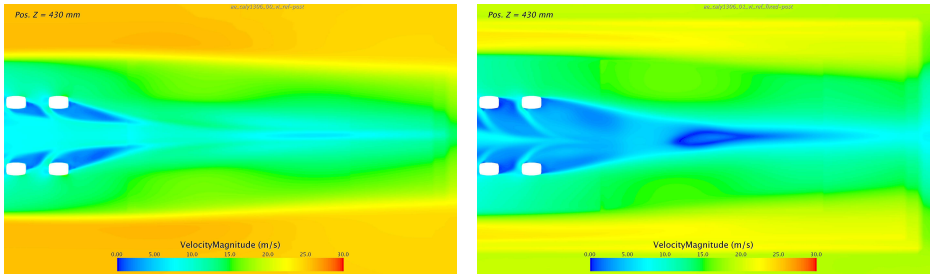
identique en sortie de soubassement. Tous ces paramètres peuvent influencer le développement du sillage et sont associés à un effet de sol. Il est souhaitable d'examiner ces paramètres indépendamment les uns des autres.

2.3.1 Sol fixe/mobile

En l'absence de vent, l'air est immobile dans un référentiel lié au sol. Il n'y a donc pas de couche limite sur le sol. En soufflerie ou pour les calculs numériques, afin de reproduire cette condition, il faut que le sol soit mobile et qu'il ait la même vitesse que l'écoulement. Pour les calculs numériques cela demande d'imposer une condition de glissement sur le sol. Cette condition est plus difficile à mettre en place techniquement pour les essais expérimentaux. Ainsi, le plus souvent par souci de simplicité, les essais en soufflerie n'intègrent pas de tapis roulant permettant de simuler le défilement de la route. Une couche limite se développe alors sur le sol. Pour limiter cet effet, des dispositifs d'aspiration de couche limite peuvent être utilisés au début de la section d'essai afin d'obtenir un profil de vitesse uniforme. L'utilisation d'un plancher surélevé permet également de limiter cet effet en déclenchant une nouvelle couche limite juste en amont du corps étudié. L'épaisseur de cette dernière sera alors plus fine que celle de la couche limite se développant initialement sur le réel plancher de la soufflerie.

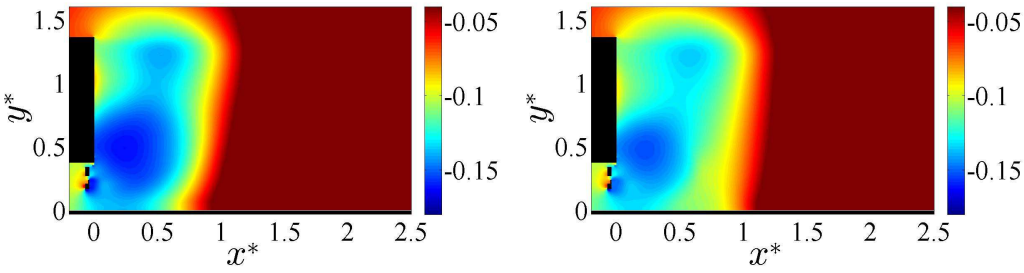
Pour comparer le développement du proche sillage d'un véhicule poids lourd obtenu avec ou sans sol défilant, des simulations numériques ont été effectuées par Renault Trucks. Les cartographies de la vitesse moyenne dans le plan médian sont illustrées sur la figure 2.25. Au premier ordre, on retrouve dans les deux cas la même structure du sillage. Une bulle de recirculation est toujours située proche de la partie inférieure du culot et une autre dans la partie supérieure du sillage plus éloignée du culot. Cependant, dans le cas du sol fixe, figure 2.25b, il existe un point de décollement au niveau du sol en aval de la bulle de recirculation inférieure en $x^* = 0.7$. Ce décollement est centré par rapport au plan médian et est localisé sur un cinquième de la largeur de la remorque comme l'illustre la figure 2.26. Le fait que ce décollement soit uniquement confiné de part et d'autre du plan médian est lié à l'écoulement provenant des côtés de la remorque qui contribue à augmenter la quantité de mouvement aux extrémités latérales de l'écoulement provenant du soubassement. Le point singulier au niveau du sol en $x^* = 1.2$ sur la figure 2.25b est associé à un effet 3D de l'écoulement. Pour une condition de glissement (figure 2.25a), la partie inférieure de l'écoulement de soubassement dispose d'une quantité de mouvement plus importante et l'écoulement de soubassement proche du sol est dirigée directement en aval de la bulle de recirculation.

La répartition de pression dans le plan médian est également affectée par cette condition de



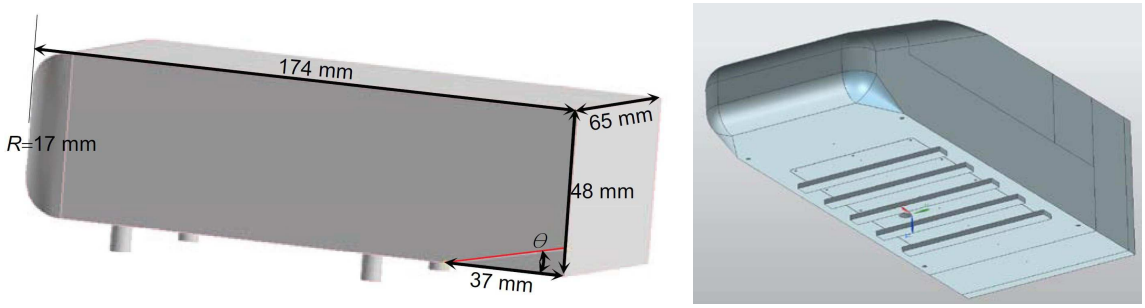
(a) (b)

FIGURE 2.26: Cartographies de la vitesse moyenne de l'écoulement de sillage d'un véhicule poids lourd dans un plan horizontal situé à 430 mm du sol avec (a) et sans (b) condition de glissement, d'après Chacaton, Renault Trucks.



(a) (b)

FIGURE 2.27: Cartographies du coefficient de pression moyen de l'écoulement de sillage d'un véhicule poids lourd dans le plan de symétrie avec (a) et sans (b) condition de glissement, d'après Chacaton, Renault Trucks.



(a) (b)

FIGURE 2.28: Modifications géométriques opérées dans la zone de soubassement avec la mise en place d'une rampe inclinée (a), d'après Kowata [65] ou de rugosités sur un modèle de Windsor, d'après Perry et al. [93].

glissement. En effet, comme l'illustre la figure 2.27, un sol fixe entraîne une légère augmentation de la pression dans la partie inférieure de l'écoulement d'environ 6%. Garry et al. [43] observent un comportement similaire en étudiant l'impact de la vitesse de défilement du sol sur la pression au culot de modèles simplifiés non profilés à culot droit. Il en ressort qu'une augmentation de la pression moyenne au culot de 13% au maximum est observée lors de l'absence de sol défilant. Néanmoins, ces variations de pression au culot dépendent à la fois de la hauteur de garde au sol et du type de maquette utilisée.

Concernant les efforts aérodynamiques, Eichinger [37] et Wassen et al. [111] observent numériquement avec un sol défilant une réduction de 4% sur la traînée et de 20% pour la portance pour un corps d'Ahmed à culot droit pour $Re_H = 1.4 \times 10^5$. Pour les simulations menées par Renault Trucks sur un véhicule à échelle 1, le sol défilant entraine une augmentation du coefficient de traînée de 1.6% ce qui est cohérent d'un point de vue qualitatif avec la diminution de la pression au culot. L'effet inverse sur l'évolution de la traînée avec la présence d'un sol défilant entre un corps d'Ahmed à culot droit et un poids lourd est sans doute liée à la topologie de sillage très différente entre ces deux corps et à la proportion de la traînée de pression dans la zone de soubassement par rapport à la traînée totale.

La condition de non glissement du sol a un impact sur les efforts aérodynamiques, sur la pression moyenne au culot et sur le développement du sillage. Ainsi dans le cadre de cette thèse, où un sol fixe a été utilisé lors des essais, les pressions au culot sont certainement différentes de celles qui seraient obtenues avec un sol mobile. Cependant, il s'agit avant tout de quantifier l'évolution relative de la pression au culot sous l'effet du contrôle et non de déterminer les valeurs absolues en faisant l'hypothèse que l'effet du contrôle est indépendant du déplacement du sol par rapport au véhicule.

2.3.2 Modification du soubassement

Une modification de la zone de soubassement peut être considérée comme un effet de sol car cela sous-entend que l'écoulement de soubassement va être modifié par rapport à un cas de référence. Par exemple, Kowata et al. [65] étudient sur un corps d'Ahmed à culot droit l'évolution du sillage en fonction de l'angle d'inclinaison d'un diffuseur placé à la fin de la zone de soubassement (figure 2.28a). C'est pour un angle de 3° que la réduction du coefficient de traînée est la plus importante et cela est aussi associé à une diminution de la taille du sillage. Pour un angle supérieur, la pression diminue au niveau du diffuseur, ce que les auteurs associent à la présence de tourbillons longitudinaux.

Perry et al. [93] ont expérimenté la mise en place de rugosités dans la zone de soubassement d'un corps de Windsor comme l'illustre la figure 2.28b. Le modèle de Windsor est un corps non profilé à culot droit avec un rapport $W/H > 1$ et qui possède une face inclinée au niveau du nez [57, 75, 76]. Les rugosités entraînent une modification des caractéristiques des couches limites se développant sur

le bas de caisse. Cela permet de reproduire l'absence de parois lisses sur les véhicules réels, celle-ci étant liée à la complexité de la géométrie de la zone de soubassement. Contrairement au cas où le soubassement est lisse, les rugosités entraînent une diminution de la pression au culot, diminution principalement localisée dans la partie inférieure du culot. Ceci est lié à la formation d'un jet de retour incurvé qui est à l'origine de l'existence d'une bulle de recirculation attachée au culot.

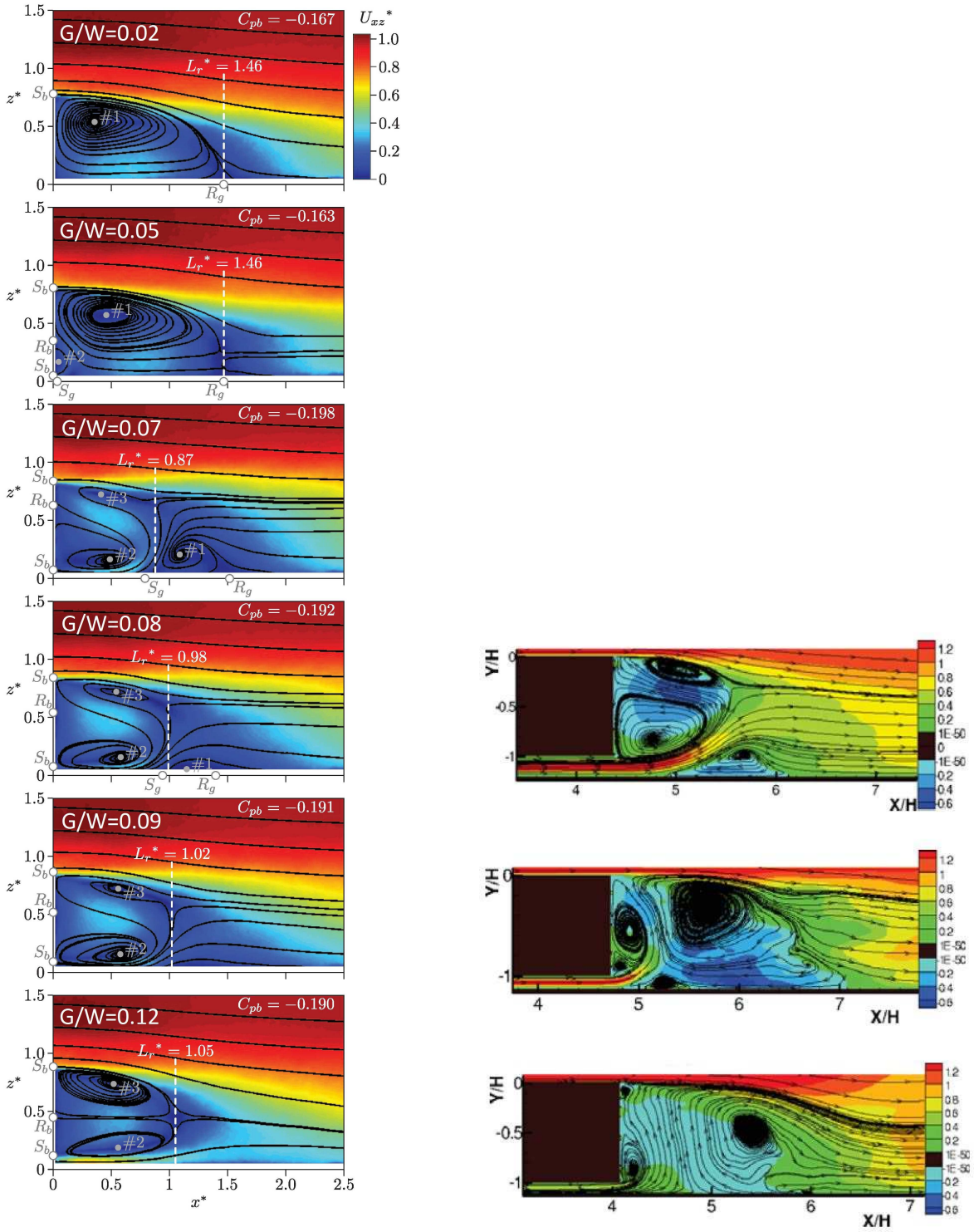
2.3.3 Influence de la garde au sol

L'impact de la variation de la hauteur de soubassement sur le sillage d'un corps d'Ahmed ou d'un modèle GTS a été étudié expérimentalement [22, 48, 82] et numériquement [91]. L'analyse de cartographies de vitesse moyenne dans le plan médian, figure 2.29 pour un corps d'Ahmed et figure 2.30 pour un modèle GTS, met en évidence une évolution claire de la topologie du sillage avec une modification de la garde au sol. Pour les plus faibles valeurs de garde au sol (typiquement $G/W \leq 0.05$ pour le corps d'Ahmed et $G/H = 0.03$ pour le modèle GTS), les effets visqueux dans toute la zone de soubassement sont majoritaires par rapport aux effets d'inertie et ils limitent fortement le développement de l'écoulement en sortie de soubassement. Le sillage est formé d'une bulle de recirculation occupant une bonne partie du sillage proche. Pour des valeurs plus élevées de la garde au sol (typiquement $0.05 < G/W \leq 0.09$ pour le corps d'Ahmed et $0.07 \leq G/H \leq 0.11$ pour le modèle GTS), la quantité de mouvement de l'écoulement de soubassement augmente mais n'est pas suffisante pour empêcher le décollement de celui-ci au niveau du sol. Ce dernier forme alors un jet de retour incurvé qui vient impacter le culot des maquettes. Enfin pour les gardes au sol élevées (typiquement $G/W = 0.12$ pour le corps d'Ahmed et $G/H = 0.14$ pour le modèle GTS), la quantité de mouvement de l'écoulement de soubassement est suffisante pour éviter son décollement au niveau du sol. Le sillage est alors détaché du sol et est formé de deux structures contra-rotatives dans le plan médian. Ces sillages correspondent à ceux habituellement observés sur le corps d'Ahmed ou sur les modèles GTS/GETS. Par ailleurs, la naissance du sillage se fait toujours au niveau des quatre arêtes du culot, une variation de la hauteur de garde au sol entraîne nécessairement une variation de la hauteur de l'arête supérieure ce qui conduit à une modification de la hauteur globale du sillage.

Cadot et al. [22] ont mesuré par anémométrie à fil chaud les profils de vitesse à 2 mm en aval de la sortie de soubassement pour différentes hauteurs de garde au sol d'un corps d'Ahmed. Ces profils sont présentés sur la figure 2.31. Pour $G/H > 0.04$, les profils de vitesse ont une allure parabolique tandis que pour des hauteurs de garde au sol plus petites, la vitesse tend à s'uniformiser et à s'accompagner d'une augmentation des fluctuations de vitesse. Ces mesures mettent clairement en évidence qu'une diminution de la hauteur de garde au sol entraîne une diminution de la vitesse de soubassement, ce qui affecte potentiellement le taux de cisaillement.

La pression au culot varie également avec cet effet de sol. Comme le montrent Grandemange et al. [48], figure 2.32, la pression moyenne au culot la plus faible est obtenue pour une valeur critique de garde au sol $G/W = 0.06$. Cette hauteur de soubassement critique correspond selon les auteurs à la transition du sillage d'une topologie de marche descendante vers une topologie de sillage habituellement rencontrée sur les modèles simplifiés de véhicule. Les pressions au culot les plus élevées sont obtenues pour des hauteurs de garde au sol inférieures à la valeur critique, c'est à dire lorsque la vitesse de soubassement est faible. De plus, on notera que pour une garde au sol plus petite que la valeur critique, la pression moyenne au culot est plus élevée lorsque le rapport H/W est inférieure à un.

L'écoulement de soubassement joue donc un rôle primordial dans la formation du sillage. Toutefois, les études précédentes ne permettent pas de dissocier l'effet d'une modification de garde au sol (contrainte géométrique liée à la présence du sol) d'une modification de la vitesse de soubassement (contrainte cinématique). Un des objectifs de cette thèse est justement de dissocier ces deux paramètres en modifiant uniquement la vitesse de soubassement sans changer la hauteur de garde au sol du corps étudié.



(a) (b)

FIGURE 2.29: Évolution de la topologie du proche sillage avec une variation de garde au sol pour un corps d'Ahmed d'après Grandemange et al. [48] (a) et Pellerin et al. [91].

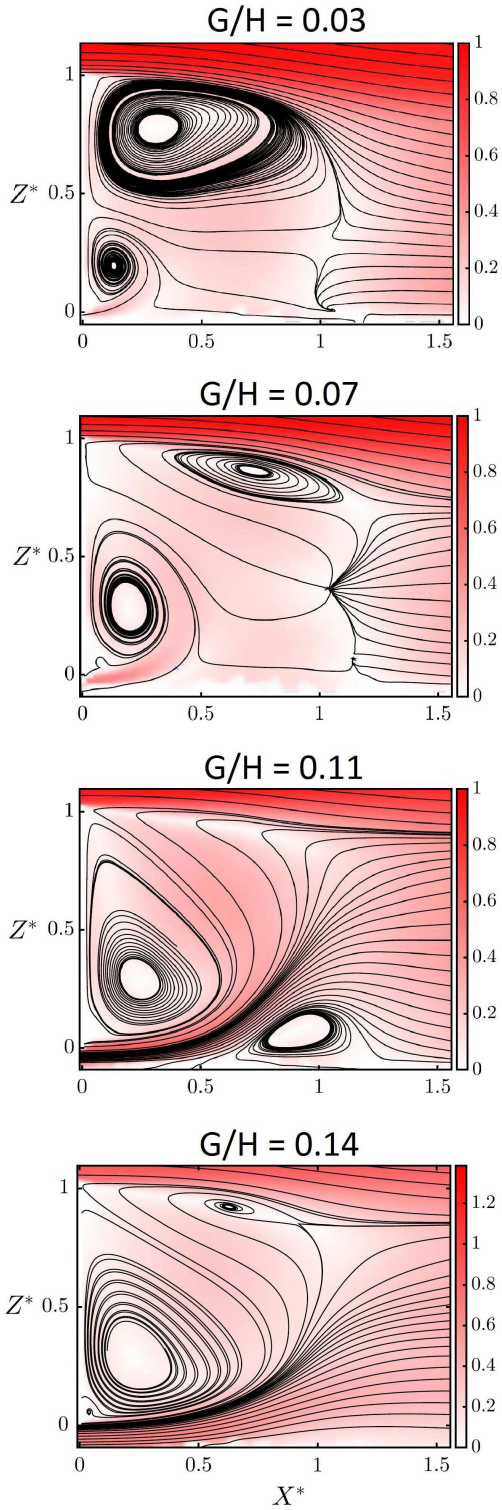


FIGURE 2.30: Évolution de la topologie du proche sillage avec une variation de garde au sol pour un modèle GTS, d'après McArthur et al. [82].

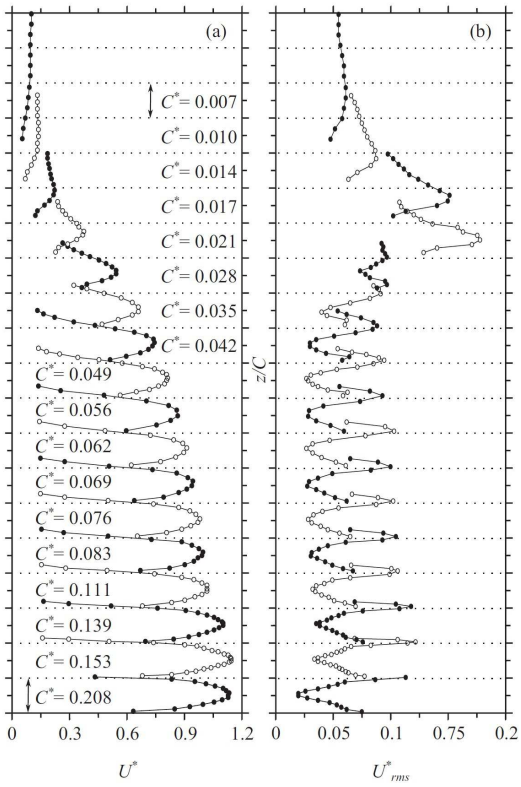


FIGURE 2.31: Profils de vitesse en sortie de soubassement pour une variation de garde au sol $C^* = G/H$ sur un corps d'Ahmed à $Re_H = 1.6 \times 10^5$ d'après Cadot et al. [22].

2.4 Le contrôle du sillage d'un poids lourd

Pour les corps non profilés tels les poids lourds, la traînée est principalement liée aux décollements induits par la géométrie du corps. Ces décollements donnent alors naissance à des zones de recirculation ainsi qu'à des structures tourbillonnaires. Des dispositifs aérodynamiques ont été développés afin de limiter l'impact négatif de ces phénomènes sur la traînée. Ces dispositifs peuvent être divisés en deux catégories : les techniques passives et les techniques actives.

Une technique est dite passive lorsqu'elle modifie les performances aérodynamiques d'un corps en changeant sa forme ou en ajoutant de nouveaux artifices aérodynamiques. Une technique est dite active quand le système permettant l'amélioration des performances aérodynamiques est piloté par une loi de commande. Cette technique nécessite un apport extérieur d'énergie (électrique, pneumatique, hydraulique...) ce qui peut limiter l'intérêt énergétique du contrôle actif dans les applications pratiques. Cette technique peut être utilisée en boucle ouverte ou avec une boucle de rétroaction s'appuyant sur les données de capteurs afin de faire évoluer les paramètres de contrôle en temps réel. Il n'est pas question dans cette thèse de contrôle actif avec boucle de rétroaction, cette technologie ne sera donc pas présentée. Enfin, une troisième forme de contrôle consiste à combiner à la fois du contrôle passif et du contrôle actif.

2.4.1 Les techniques passives

La première approche passive qui peut être utilisée est naturellement l'optimisation de forme du véhicule. Comme le montre la figure 2.1 de l'introduction, une diminution du coefficient de traînée a été obtenue par la seule modification de la géométrie de la cabine. Cependant le coefficient de traînée

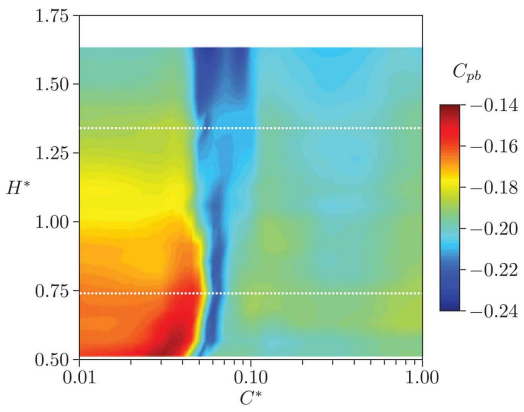


FIGURE 2.32: Évolution du coefficient de pression moyen au culot pour une variation du rapport d'aspect $H^* = H/W$ et de la hauteur de garde au sol $C^* = G/W$, d'après Grandemange et al. [48].

des véhicules (poids lourds ou voitures) semble atteindre une limite liée à des contraintes de design, de fonctionnalités mais aussi de législation. Pour palier ce problème, des artifices aérodynamiques complémentaires peuvent être utilisés.

2.4.1.1 Générateurs de vortex et cavité

Les générateurs de vortex sont déjà employés sur des géométries simplifiées de poids lourds [71, 77]. En aval de ces artifices, des structures tourbillonnaires se créent et augmentent le mélange au sein de la couche limite en transférant de la quantité de mouvement depuis les couches supérieures de l'écoulement. Lo et al. [77] observent, pour des générateurs de vortex placés sur le toit au début de la remorque, une diminution de l'épaisseur de couche limite de 9% à l'arrière de la remorque. Toutefois, aucune mesure de traînée n'a été effectuée. Pour des générateurs de vortex placés à l'arrière de la remorque, Lav [71] constate une diminution de 9% de la traînée mais aucune mesure de couche limite à l'arrière de la remorque n'a été réalisée. Cependant, ces résultats ont été obtenus pour une vitesse de soubassement non représentative de celle des poids lourds. Sur un poids lourd à échelle 1, Leuschen et al. [73] observent au contraire une légère augmentation de la traînée avec l'utilisation de générateurs de vortex positionnés à l'arrière de la remorque. De nombreuses sociétés principalement aux États-Unis proposent à la vente ce type de dispositif dont un exemple est présenté sur la figure 2.33a. L'efficacité et la robustesse de ces artifices aérodynamiques ne sont pourtant pas prouvées.

La mise en place d'une cavité par l'ajout de plaques planes derrière le corps a également été étudiée en vue de réduire la traînée. Khalighi et al. [61, 62] observent, expérimentalement et numériquement, une réduction de 20% sur la traînée d'un corps à culot droit grâce à ce dispositif. Ceci coïncide avec un déplacement plus en aval du culot des structures tourbillonnaires formant le sillage.

2.4.1.2 Volets déflecteurs

Les volets déflecteurs et les boat-tails sont des dispositifs passifs utilisés sur les poids lourds [33, 58, 69, 70] (figure 2.33(b,c)) dans le but de réduire la traînée. Les boat-tails se distinguent des volets par une longueur plus importante formant dans certains cas une véritable cavité au niveau du culot. Ils sont principalement utilisés sur le continent nord-américain où la longueur maximale autorisée de ces dispositifs est de 1.52 m tandis qu'en Europe, la législation autorise une longueur maximale de 0.5 m. Dans le cadre de cette thèse, le contrôle passif est uniquement réalisé à l'aide de volets déflecteurs. Le paragraphe suivant décrit plus précisément ce système.

L'idée principale de ce type d'élément est de réduire la section transversale du sillage en vecto-

(a) (b) (c)

FIGURE 2.33: Générateurs de vortex installé sur sur la partie arrière d'une remorque (a). Concepts de volets déflecteurs (b) de la société STEMCO Aerodynamics et de boat-tails d'après Browand et al. [19] (c).

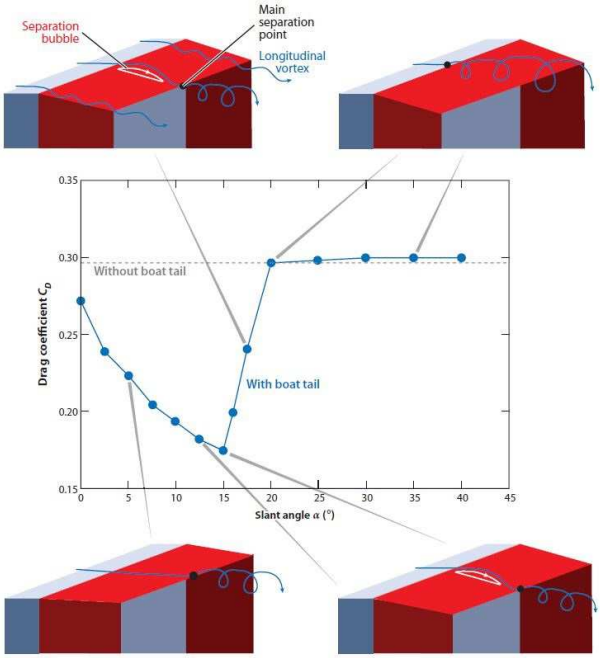
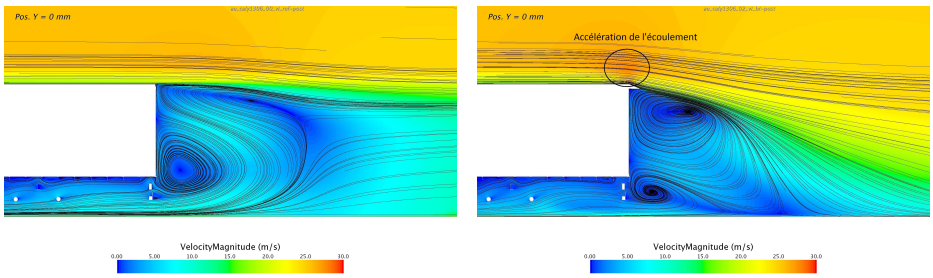


FIGURE 2.34: Variation du coefficient de traînée en fonction de l'angle du volet, d'après Choi et al. [29].

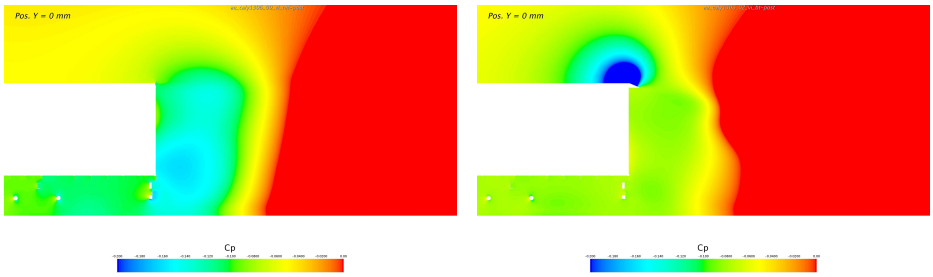
risant l'écoulement vers l'intérieur du sillage. Par rapport à la configuration sans volet, le point de décollement est alors déplacé en aval de l'arête formée par l'extrémité de la remorque et le volet, pourvu que l'angle d'inclinaison soit suffisamment faible pour que l'écoulement reste collé au volet comme l'illustre la figure 2.34. Pour un angle trop élevé, l'effet de vectorisation est fortement diminué voire supprimé en raison du décollement de l'écoulement sur le volet. Aucune réduction de traînée n'est alors obtenue. Lorsque l'écoulement est attaché au volet, plus l'effet de vectorisation est important plus la réduction de traînée est élevée. L'effet de vectorisation s'accompagne d'une accélération locale de l'écoulement de part et d'autre de l'arête formée par la remorque et le volet comme l'illustre la figure 2.35. Ceci engendre alors une forte dépression localisée au niveau de l'arête comme le montre la figure 2.36 et la pression proche du culot est alors nettement plus élevée. La valeur de la pression sur le volet permet d'avoir une bonne estimation de l'état de l'écoulement sur cette paroi, à savoir collé (forte dépression juste en aval de l'arête puis augmentation rapide de la pression le long du volet) ou décollé (pression plus élevée et constante le long du volet).

L'optimisation du volet pour une réduction de traînée passe par la détermination des paramètres d'angle du volet et de sa longueur. Schmidt et al. [101] obtiennent sur un modèle GETS une réduction maximale du coefficient de traînée pour la longueur de volet la plus importante, tant que l'angle du



(a) (b)

FIGURE 2.35: Cartographies de la vitesse moyenne avec les lignes de courant dans le plan médian pour un véhicule type poids lourds à culot droit (a) et avec des volets déflecteurs (b), d'après Chacaton, Renault Trucks.



(a) (b)

FIGURE 2.36: Cartographies du coefficient de pression statique dans le plan médian pour un véhicule type poids lourds à culot droit (a) et avec des volets déflecteurs (b), d'après Chacaton, Renault Trucks.

volet reste inférieur à 17.5° comme l'illustre la figure 2.37. Pour un angle plus élevé, aucune réduction de la traînée n'est observée. Cet angle critique correspond au cas où l'écoulement n'est plus attaché au volet. Pour des volets inclinés d'un angle de 13° et intétgré à un modèle réduit et simplifié de véhicule industriel type COE avec une vitesse de soubassement environ égale à $0.3U_\infty$, Devesa et al. [33] observent une réduction de traînée comprise entre 6.5% et 7.7% selon la longueur des volets. La réduction de traînée la plus importante est obtenue pour la longueur de volets la plus petite.

Ces différents résultats mettent en évidence que les gains obtenus avec ce type de contrôle passif dépendent fortement des caractéristiques géométriques du volet et de la structure du sillage. Le nombre de volets est également un paramètre à prendre en compte. Ces artifices sont efficaces uniquement pour des angles de volets suffisamment petits pour que l'écoulement reste attaché à la paroi. Cela nécessite également un bon ajustement des volets avec l'arrière de la remorque pour éviter des décollements intempestifs.

En Europe, le montage de volets positionnés à l'arrière des remorques se retrouve pour le moment uniquement sur les concepts trucks des principaux constructeurs (Renault Trucks, Volvo Trucks, Man et Mercedes) comme l'illustre la figure 2.38. Ces trois concepts trucks possèdent tous des longueurs de volet différentes. Le point commun reste les volets placés sur les côtés et l'arête supérieure de la remorque. La forme des volets ainsi que la présence ou non d'un volet inférieur s'apparentant plus à une plaque séparatrice horizontale montrent que le design de ces appendices est loin d'être unique et normalisé.

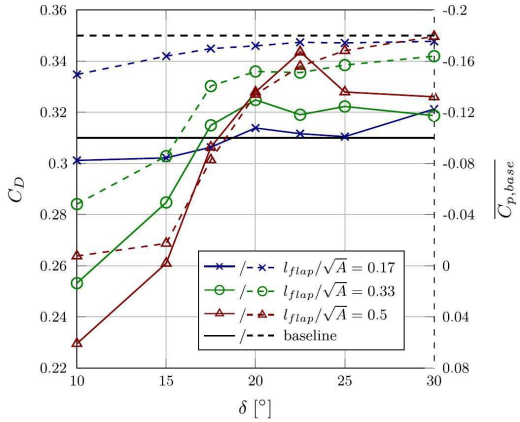
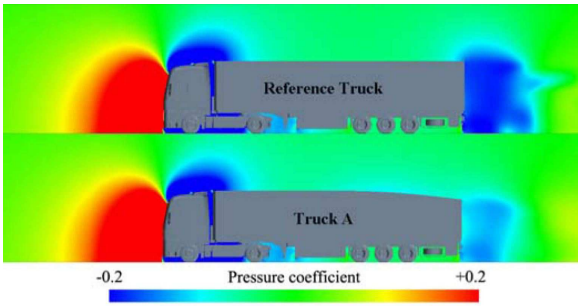


FIGURE 2.37: Influence de la longueur du volet sur la traînée (trait continu) ou sur la pression moyenne au culot (trait pointillé). Les traits horizontaux en continu et en pointillé correspondent respectivement à la traînée et à la pression moyenne du corps à culot droit, d'après Schmidt et al. [101].

(a) (b) (c)

FIGURE 2.38: Photographies des véhicules démonstrateurs Volvo Concept Truck (2016) (a), Renault Trucks Tigre (2014) (b) et Mercedes-Benz Aerodynamics Truck & Trailer (2012) (c).

(a)



(b)

(c)

FIGURE 2.39: Modification de la géométrie du toit proposée par la société Don-Bur (a). Comparaison du champ de pression dans le plan médian d'un poids lourd pour une modification du toit de la semi-remorque (b), d'après Hirz et al. [56]. Photographie du concept truck EDIT (2016) réalisé par Renault Trucks (c).

2.4.1.3 Les toits galbés

La forme des remorques est purement rectangulaire afin de transporter un maximum de volume de marchandises via par exemple des palettes de transport ou des cartons. Afin d'améliorer l'aérodynamisme des remorques, d'autres modifications que celles présentées précédemment sont actuellement envisagées, correspondant à la mise en place de jupes latérales ou l'utilisation d'un toit galbé (figure 2.39). Cette dernière modification permet de réduire la hauteur du sillage (même effet qu'un volet déflecteur) ainsi que d'augmenter la pression dans le proche sillage comme le montrent les simulations numériques de Hirz at al. [56] (figure 2.39b). L'augmentation de la pression au culot est liée selon l'auteur à la réduction de vitesse de l'écoulement à l'extrémité du toit de la remorque. Cela entraîne une réduction de 15% du coefficient de traînée, mais aux dépends du volume de chargement qui est réduit de 3.2%. Le concept truck EDIT de Renault Trucks possède un toit galbé qui lui permet de s'affranchir de la présence d'un volet supérieur rendant plus opérationnel la maniabilité des portes arrières de la caisse frigorifique comme le montre la figure 2.39c.

2.4.2 Les techniques actives

L'idée principale des techniques actives est de modifier localement les propriétés de la couche limite dans le but par exemple de supprimer ou de retarder un décollement. La perturbation aérodynamique locale est le plus généralement introduite via un jet. Un des avantages de ce type de contrôle est qu'il peut s'adapter aux paramètres de l'écoulement afin de rendre le contrôle plus efficace. Il peut également être désactivé lorsque son utilisation n'apporte pas de performances aérodynamiques supplémentaires.

Dans la littérature, plusieurs types de contrôle par jets sont généralement utilisés : le soufflage continu, l'aspiration continue, le soufflage périodique et la combinaison d'un soufflage et d'une aspiration périodique. Le soufflage continu est une méthode utilisée afin de renforcer une couche limite pour limiter son décollement en effectuant un soufflage tangentiel à l'écoulement. Le jet permet d'augmen-

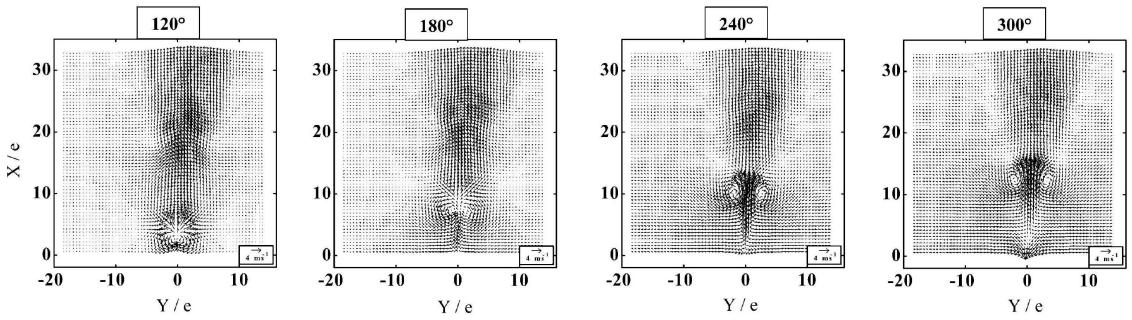


FIGURE 2.40: Cartographies du champ de vitesse lors de la phase de soufflage, d'après Bera et al. [17].

ter la quantité de mouvement dans la couche limite la rendant plus robuste face à des gradients de pression adverses. Le jet continu peut également être utilisé pour atténuer des structures tourbillonnaires en effectuant cette fois-ci un soufflage normal à la paroi. L'aspiration continue va quant à elle supprimer les basses vitesses d'une couche limite afin de la rendre plus robuste face à des gradients de pression adverse. Cette technologie est par exemple utilisée dans les souffleries pour limiter la croissance de la couche limite sur le sol. Pour le soufflage périodique, on distingue des technologies telles que les actionneurs plasma, les jets synthétiques et pulsés. Les actionneurs plasma ne seront pas évoqués car ces technologies n'ont pas été utilisées lors de cette de thèse. Les jets synthétiques ne sont pas non plus utilisés, cependant les caractéristiques de ces jets sont très proches de celles des jets pulsés choisis dans cette thèse. Les données bibliographiques sont plus nombreuses pour les jets synthétiques que pour les jets pulsés, les paragraphes suivants sont dédiés à la description des jets synthétiques.

Un jet synthétique est un soufflage périodique à débit nul. Le déplacement sinusoïdal d'une membrane crée un jet comprenant une phase de soufflage et une phase d'aspiration. Cette technologie ne nécessite donc pas d'alimentation en air pour fonctionner. Une alimentation électrique est uniquement nécessaire pour générer le signal de commande périodique permettant de piloter le jet en fréquence et en amplitude. Le lecteur pourra se référer aux travaux de Cattafesta et al. [23] pour avoir davantage de détails sur les actionneurs existants (système mécanique, acoustique et piézo-électrique).

La topologie d'un jet synthétique a été caractérisée expérimentalement par Béra et al. [17]. L'écoulement en sortie de fente, lors de la phase de soufflage, est constitué d'une paire de structures tourbillonnaires qui est par la suite convectée dans le jet comme l'illustre la figure 2.40. Getin [44] met en évidence que ces structures tourbillonnaires sont à l'origine de zones dépressionnaires où la valeur minimale de la pression est localisée au voisinage du centre des structures tourbillonnaires. Cet auteur étudie également l'interaction du jet pulsé avec une couche limite turbulente sur plaque plane. La figure 2.41 permet d'observer la topologie de l'écoulement à proximité de la fente sur une période d'actionnement. Au début de la phase de soufflage, une seule structure tourbillonnaires est créée en aval de la fente de soufflage et est ensuite convectée tout en grossissant. La structure tourbillonnaire en amont de la fente est supprimée par le cisaillement de la couche limite. La structure en aval de la fente de soufflage est responsable d'une très forte dépression comme le montre la figure 2.42. Cette interaction entre la couche limite et la structure tourbillonnaire aval engendre une augmentation du mélange dans la couche limite, idéale pour rendre cette dernière plus robuste face aux gradients de pression adverse.

2.4.2.1 Description des jets pulsés

Le contrôle actif par jet pulsé est une technologie nécessitant une alimentation pneumatique. L'alimentation en air est le plus souvent contrôlée par des électrovannes pilotées par un système de commande. L'évolution de la vitesse au cours d'une phase d'actionnement peut être perturbée par la

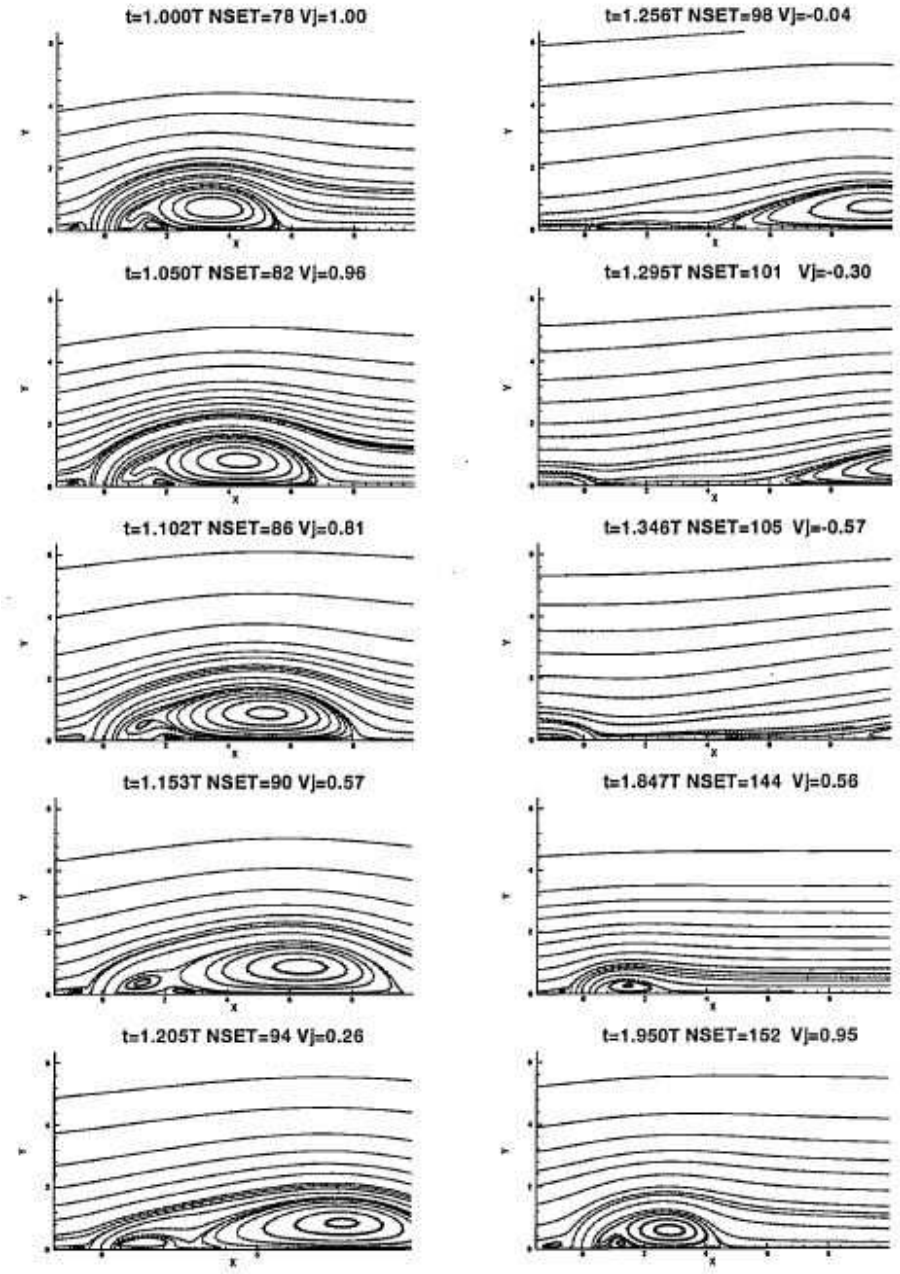


FIGURE 2.41: Evolution lors d'un cycle d'actionnement de la structure de l'écoulement pour l'interaction d'une couche limite turbulente sur plaque plane et un jet synthétique, d'après Getin [44].

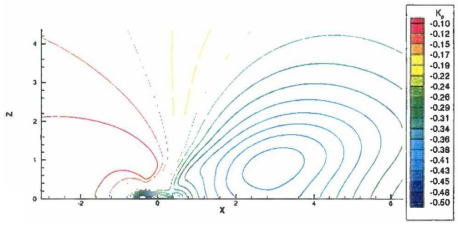


FIGURE 2.42: Cartographie du champ de pression, d'après Getin [44].

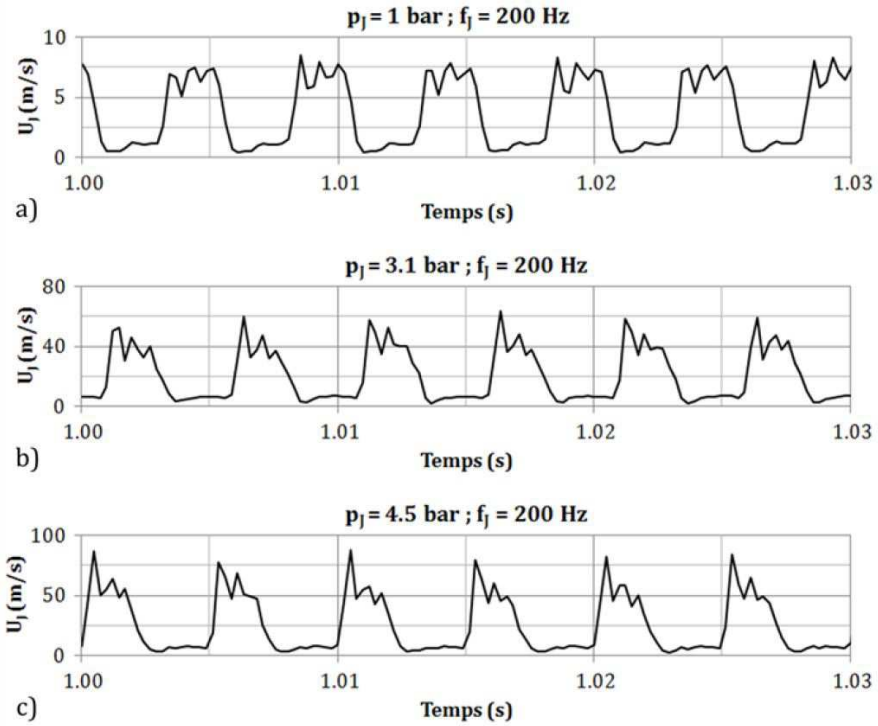


FIGURE 2.43: Évolution de la vitesse de soufflage d'un jet pulsé à 200 Hz pour différentes pressions d'alimentation, d'après Joseph [60].

présence des ondes de pression présentes notamment entre l'électrovanne et la fente de soufflage. En effet, lors de l'ouverture/fermeture brusque de l'électrovanne des ondes de pressions sont générées. Cela explique certainement sur la figure 2.43 le fait que la vitesse lors de la phase de soufflage ne soit pas constante. Par ailleurs, comme pour les jets synthétiques, le début de la phase de soufflage est caractérisé par une paire de structures tourbillonnaires contra-rotatives qui est ensuite convectée dans l'écoulement comme le montre la figure 2.44. Deux structures comparables mais de plus petites tailles sont également générées lors de l'arrêt du soufflage. Ce système utilisé en interaction avec une couche limite va permettre d'en augmenter le mélange par l'intermédiaire des structures tourbillonnaires.

Outre la géométrie des orifices de soufflage, leurs répartitions et leurs emplacements, les jets pulsés sont caractérisés par leurs fréquences d'actionnement, la quantité de mouvement injectée et le

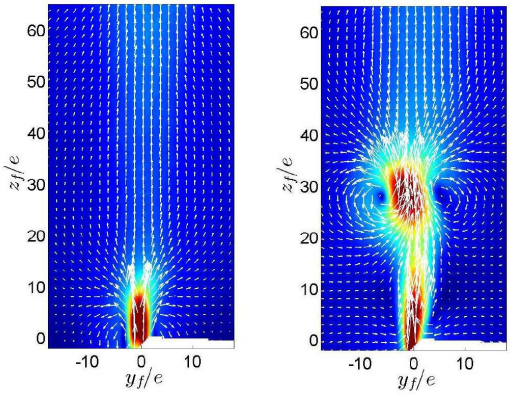


FIGURE 2.44: Cartographies de la vitesse en sortie de fente de soufflage d'un jet pulsé à 200 Hz pour les phases $\Phi = 0°$ (gauche) correspondant au début du soufflage et $\Phi = 40°$ (droite) d'après Chaligné [26].

rapport cyclique d'ouverture. La fréquence d'actionnement f_{ac} détermine le caractère périodique du jet. Cette fréquence d'actionnement est souvent adimensionnée par la vitesse de l'écoulement étudié U_∞ et une longueur caractéristique L_c et s'exprime par le nombre de Strouhal $St = f_{ac}L_c/U_\infty$. Dans le cadre de cette thèse, le nombre de Strouhal, défini par l'équation (2.1), est adimensionné par la hauteur du corps H ou sa largeur W.

$$St_H = \frac{f_{ac}H}{U_\infty}, \quad St_W = \frac{f_{ac}W}{U_\infty} \tag{2.1}$$

La quantité de mouvement injectée s'exprime par l'intermédiaire du paramètre C_μ, défini comme étant le rapport entre la quantité de mouvement injectée localement dans l'écoulement et une quantité de mouvement caractéristique de l'écoulement à contrôler. Diverses définitions sont proposées dans la littérature [11, 52, 102]. Ici, on utilisera la définition suivante :

$$C_\mu = \frac{S_j\overline{u_{j,d}}^2}{SU_\infty^2} \tag{2.2}$$

Avec $\overline{u_{j,d}}$ la vitesse moyenne de soufflage sur une période d'actionnement, U_∞ la vitesse de l'écoulement infini amont, S_j la surface totale de l'orifice de sortie du jet et S l'aire frontale du corps étudié.

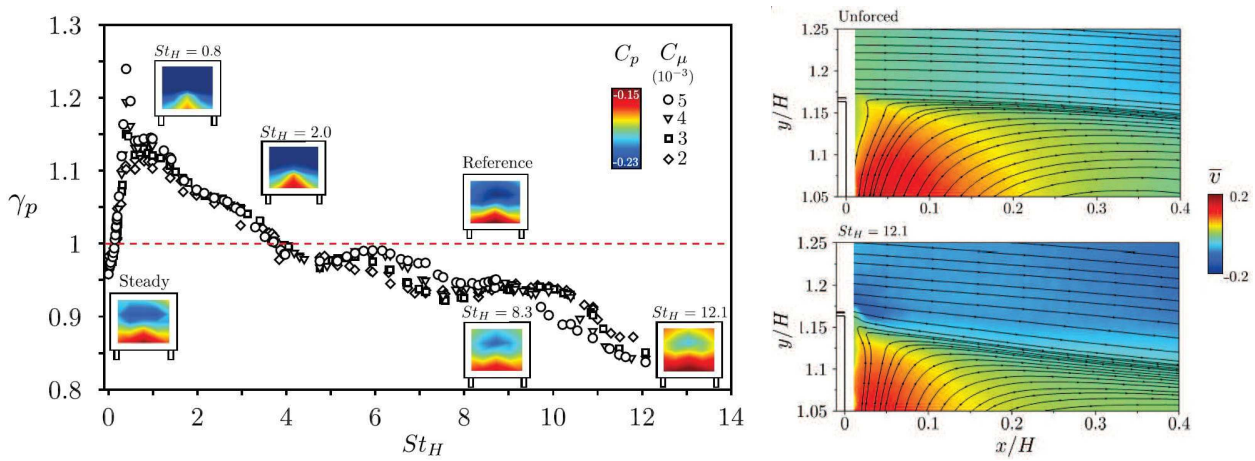
Enfin, le rapport cyclique d'ouverture r, imposé à la loi de commande en tension, représente la proportion de temps d'ouverture de l'électrovanne T_s par rapport à la période d'actionnement du contrôle. Il est défini par l'équation (2.3) et est généralement donné en pourcentage.

$$r = T_s f_{ac} \tag{2.3}$$

2.4.2.2 Application sur corps non profilés à culot droit

Le contrôle par jet continu appliqué sur des corps non profilés a été étudié par différents auteurs [67, 92, 96, 111]. Une réduction de traînée est alors obtenue lorsque le jet est dirigé vers l'intérieur du sillage. Néanmoins, l'énergie nécessaire pour obtenir ces résultats positifs est conséquente, liée à des vitesses de jet élevées. Cela pénalise alors le bilan énergétique global. Afin d'améliorer ce bilan énergétique, l'utilisation de jets périodiques se révèle efficace comme ont pu le constater plusieurs auteurs [15, 20, 90].

Barros [13, 14] étudie expérimentalement l'influence du contrôle en positionnant des jets pulsés sur les quatre arêtes arrières d'un corps d'Ahmed à culot droit avec $Re_H = 3 \times 10^5$. Malgré un point de décollement toujours figé par la géométrie du modèle utilisé, une augmentation de la pression moyenne au culot est constatée pour des fréquences d'actionnement élevées ($St_H > 4$, largement supérieures aux échelles de fréquences caractéristiques de l'écoulement naturel) comme le montre la figure 2.45a. Cependant, des gains conséquents sur la pression supérieur à 10% sont obtenus uniquement pour des fréquences d'actionnement $St_H >\sim 10$. A ces hautes fréquences, les couches de cisaillement sont alors vectorisées vers l'intérieur du sillage comme l'illustre la figure 2.45b et une forte diminution des tensions de Reynolds dans les couches de cisaillements sont observées. Par ailleurs, la longueur du sillage n'est pas modifiée par rapport à celle de l'écoulement naturel. Pour des fréquences d'actionnement plus faibles, le contrôle a pour conséquence de diminuer la pression au culot et ainsi d'augmenter la traînée. La longueur du sillage est réduite et les niveaux des tensions de Reynolds



(a) (b)

FIGURE 2.45: Évolution de la pression moyenne au culot en fonction de la fréquence d'actionnement (a) et comparaison des lignes de courant après le point de décollement pour l'écoulement naturel et contrôlé à haute fréquence, d'après Barros [14].

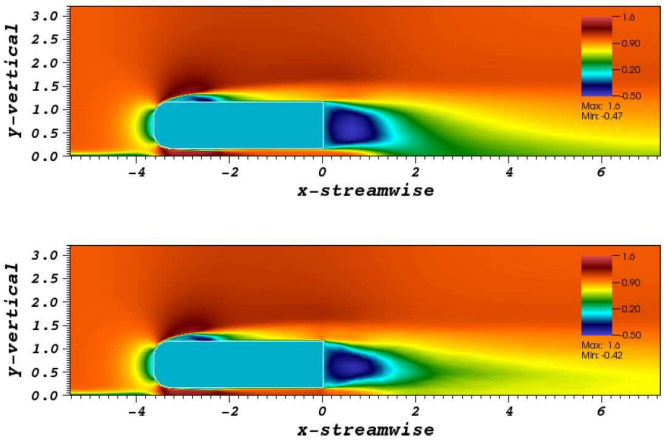


FIGURE 2.46: Champs de vitesse moyenne sur corps d'Ahmed à culot droit pour l'écoulement naturel (haut) et l'écoulement contrôlé à haute fréquence (bas) , d'après Peres et al. [92].

augmentent considérablement dans les couches de cisaillement.

Des résultats similaires sont observés par Peres et al. [92] à partir de simulation LES pour une inclinaison de 45° des jets pulsés vers l'intérieur du sillage. Pour une fréquence d'actionnement élevée de 700 Hz ($St_H = 5$), l'utilisation de micro-jets permet de réduire la traînée de 10%. La figure 2.46 met en évidence une vectorisation de l'écoulement vers l'intérieur du sillage comme observé par Barros [14].

2.5 Combinaison du contrôle passif et actif

Certains auteurs combinent à la fois du contrôle passif et actif. L'utilisation de jets pulsés est souvent associée à des volets déflecteurs [26, 28, 88, 101] ou à des quarts de rond pour générer un effet Coanda [13, 14, 67, 79, 84, 94] dans l'objectif de vectoriser davantage l'écoulement vers l'intérieur du sillage. En effet, plusieurs travaux sur des parois courbes ou profilées [8, 9, 83] ont mis en évidence l'intérêt du contrôle pour retarder le décollement de la couche limite afin de diminuer la traînée des corps étudiés. Par exemple, pour un écoulement autour d'un cylindre, Béra et al. [18] étudient expé-

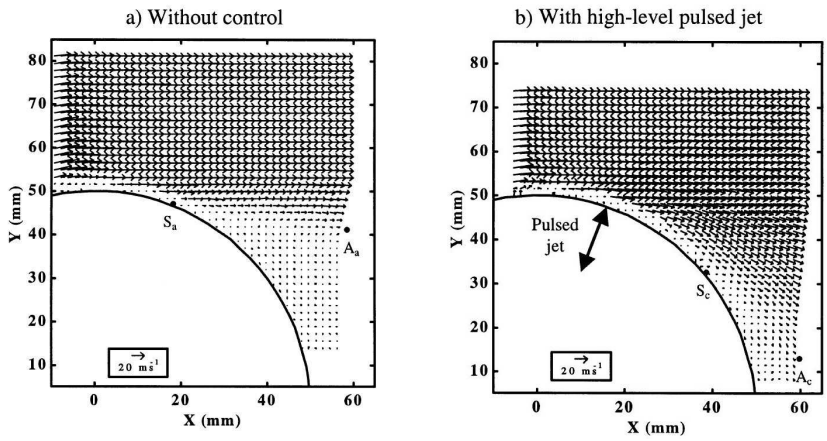


FIGURE 2.47: Champs de vecteurs moyennés en temps pour l'écoulement naturel (a) et contrôlé (b), d'après Béra et al. [18].

rimentalement l'effet du contrôle sur le point de décollement de la couche limite turbulente sur un cylindre circulaire. La figure 2.47 illustre le champ de vecteurs pour l'écoulement naturel et contrôlé. Le contrôle permet alors de retarder le point de décollement de 110° à 140° par un effet Coanda entraînant une réduction de l'étendue transversale du sillage.

2.5.1 Application sur corps simplifiés

Chaligné [26] combine un volet déflecteur avec des jets synthétiques au culot d'une maquette simplifiée de véhicule industriel. Dans sa configuration sans contrôle actif, l'angle du volet supérieur (22.5°) est trop élevé pour que l'écoulement reste attaché à la paroi du volet. Le contrôle actif utilisé au niveau de l'arête supérieure uniquement permet de générer un jet périodique ayant un angle de 45° avec l'horizontale. A haute fréquence d'actionnement ($St_H >\sim 2$), l'écoulement recolle sur la paroi du volet, ce qui résulte de l'interaction entre le jet pulsé et l'écoulement incident tel que décrite figure 2.48. Il en résulte une vectorisation de l'écoulement comme le montre la figure 2.49a réduisant ainsi la hauteur du sillage proche. Ce contrôle permet également de réduire la turbulence dans la couche de cisaillement supérieure (figure 2.49b). Ces modifications aérodynamiques sont associées à une diminution de la traînée aérodynamique de 4% par rapport à l'écoulement non contrôlé. Ce gain est majoritairement lié au recollement de l'écoulement sur le volet supérieur. Au contraire, pour des fréquences d'actionnement faibles (proche de la fréquence du détachement tourbillonnaire $St_H \sim 0.2$), les structures générées par le contrôle sont de plus grande taille et sont responsables de l'augmentation de la turbulence dans la couche de cisaillement supérieure. Une augmentation de la traînée est alors observée. On peut alors se demander si le contrôle actif combiné à un volet où l'écoulement est naturellement attaché restera efficace. On peut aussi se poser la question de la robustesse du contrôle actif en présence de de vent latéral ou de rafales de vent, dans l'optique de garder l'écoulement collé au volet.

Un autre exemple de la combinaison du contrôle passif et actif est proposé par Barros [14], qui combine des quarts de rond et des jets pulsés afin d'utiliser l'effet Coanda sur un corps d'Ahmed avec $Re_H = 3 \times 10^5$. Le contrôle à haute fréquence entraîne un effet de vectorisation de l'écoulement et est associé à une augmentation de la pression au culot comme l'illustre la figure 2.50a et donc à une diminution de la traînée aérodynamique. L'ajout de ces quarts de rond permet d'obtenir des gains sur la pression de plus de 10% pour des fréquences d'actionnement supérieures à $St_H \sim 4$. Sans les quarts de rond, des gains similaires sont obtenus pour des fréquences d'actionnement supérieures à $St_H \sim 11$ (figure 2.50b). Cela met en évidence qu'un effet de vectorisation semble plus efficace pour réduire la traînée qu'une modification des caractéristiques des couches de cisaillement.

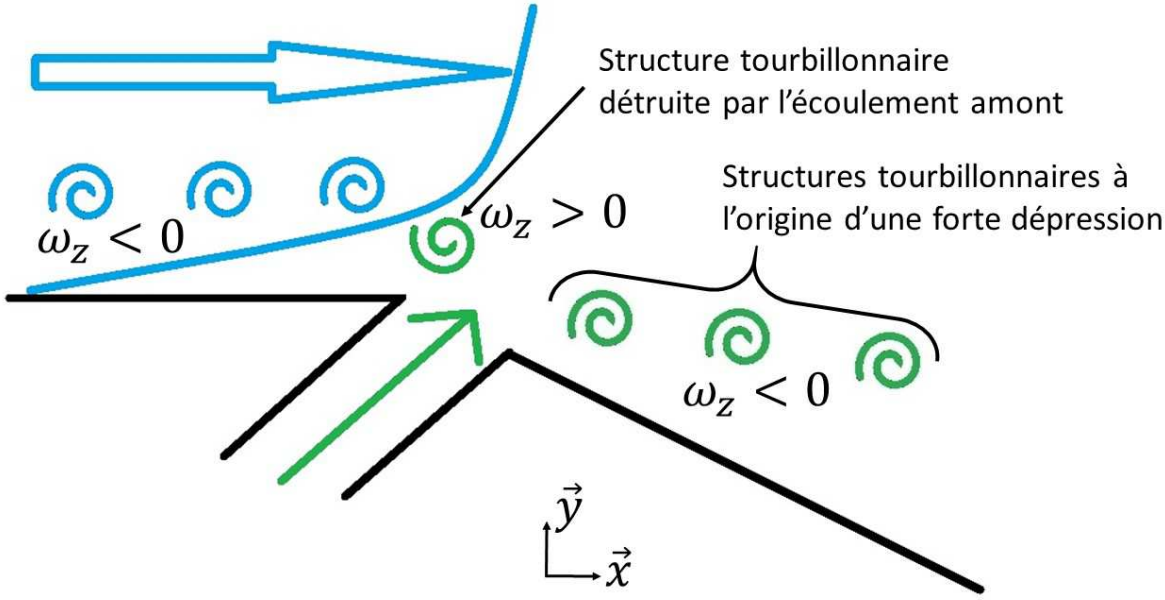


FIGURE 2.48: Description qualitative de l'interaction du jet pulsé avec l'écoulement au voisinage de la fente de soufflage. ω_z représente la vorticité

L'effet de vectorisation, obtenu par l'utilisation d'un système de jet pulsé combiné à des volets ou des quarts de rond, lorsque l'écoulement non contrôlé n'est pas attaché à ces parois, entraine des gains conséquents sur la traînée pour des fréquences d'actionnement environ dix fois supérieures à celle du détachement tourbillonnaire. Sans les quarts de rond, des gains conséquents sur la traînée sont obtenus pour des fréquences d'actionnement environ cinquante fois supérieures à celle du détachement tourbillonnaire en recréant un effet de vectorisation.

2.5.2 Les applications poids lourds

Les technologies actives ne sont pas intégrées sur des véhicules de série. Quelques études ont été menées par Englar [39], Seifert et al. [103] et El-Alti et al. [38] sur des véhicules poids lourds.

Englar [39] choisit d'intégrer un système de jets par soufflage continu à l'arrière d'un véhicule industriel comme le montre la figure 2.51a. Le soufflage, réalisé sur les quatre arêtes arrières de la remorque, se fait tangentiellement à une paroi courbe afin de générer l'effet Coanda dans le but de forcer la vectorisation de l'écoulement vers l'intérieur de la zone de recirculation. Afin d'évaluer l'effet du contrôle, la consommation de carburant est analysée pour plusieurs vitesses de roulage selon la procédure J1321 Fuel Consumption Test Procedure type II de la SAE. La réduction de carburant peut atteindre 11%. Néanmoins, le bilan énergétique global n'est pas évalué dans cette étude.

Seifert et al. [103] utilisent des actionneurs SaOB (Suction and Oscillatory Blowing) associés à des quarts de rond afin de générer l'effet Coanda comme l'illustre la figure 2.52. Les actionneurs SaOB sont des oscillateurs fluidiques qui combinent à la fois une zone d'aspiration continue et un jet périodique [10]. L'utilisation de quarts de rond de rayon $R/H \sim 0.05$ conduit à une diminution de la consommation de carburant de 1.4% pour un camion se déplaçant à 90 km/h. Les auteurs n'expliquent pas la raison de cette réduction.

Enfin, El-Alti et al. [38] choisissent de combiner contrôles passif et actif en utilisant des volets inclinés à 20° et des jets synthétiques (figure 2.53). Les essais sur route sont menés selon le protocole

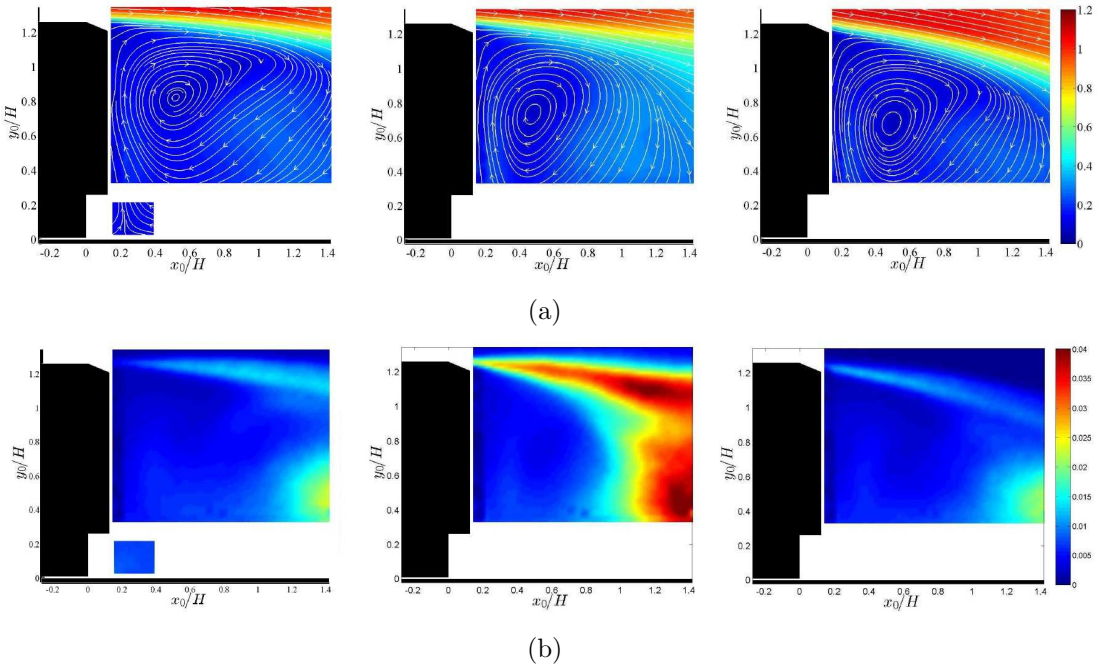


FIGURE 2.49: Évolution du proche sillage pour le cas sans contrôle (gauche), à basse fréquence d'actionnement $St_H = 0.32$ (milieu) et à haute fréquence d'actionnement $St_H = 3.2$ (droite). Cartographies de la norme de la vitesse moyenne avec les lignes de courant (a) et de l'énergie cinétique des fluctuations (b), d'après Chaligné [26].

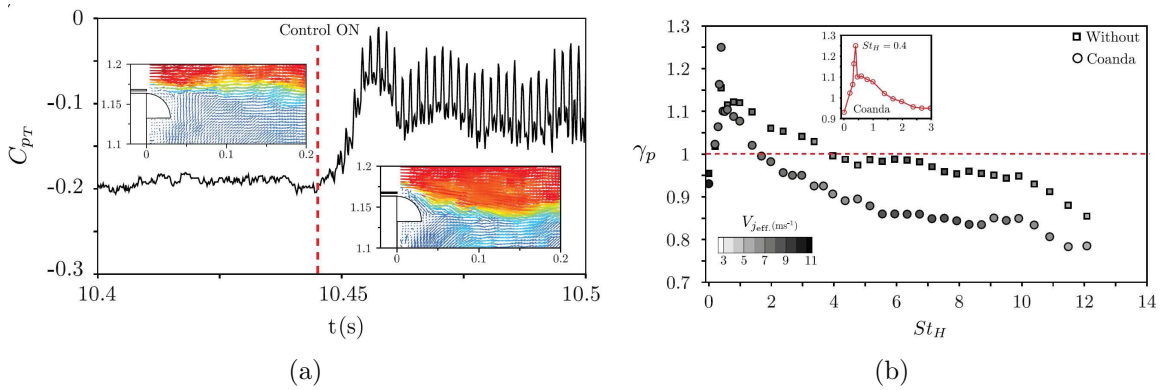
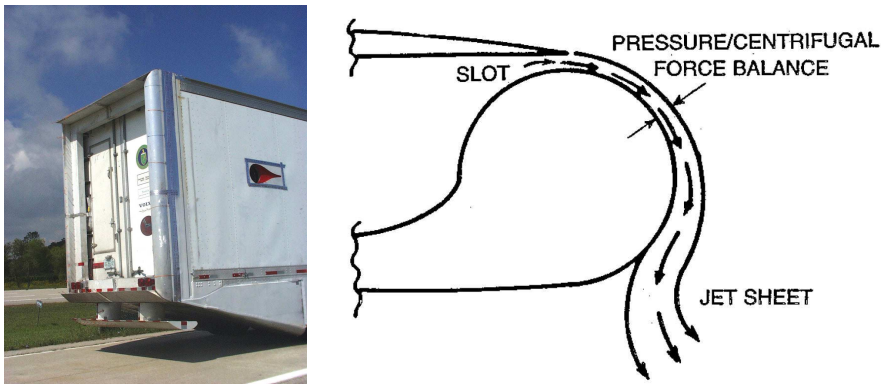
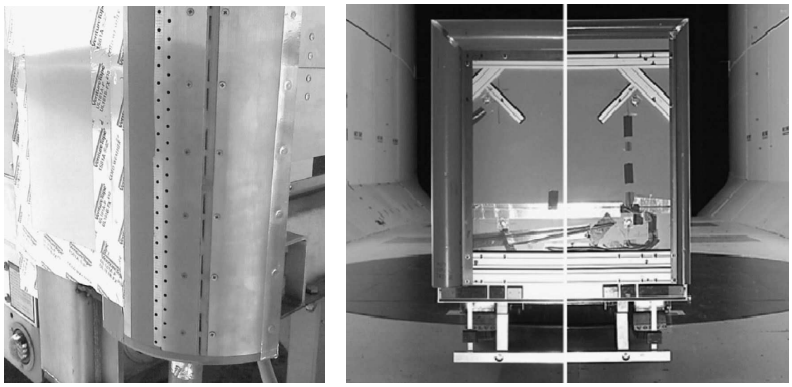


FIGURE 2.50: Évolution temporelle de la pression au culot avec ou sans contrôle actif et champs instantanés de l'écoulement pour les cas sans/avec contrôle actif (a). Evolution avec la fréquence d'actionnement des jets pulsés, du rapport γ_p entre la pression moyenne au culot pour l'écoulement contrôlé et naturel pour la configuration avec/sans les quarts de rond, d'après Barros [14].



(a) (b)

FIGURE 2.51: Photographie du système de contrôle utilisant l'effet Coanda positionné au culot d'une remorque (a) et schéma du principe de l'effet Coanda utilisé à l'arrière de la remorque, d'après Englar [39].

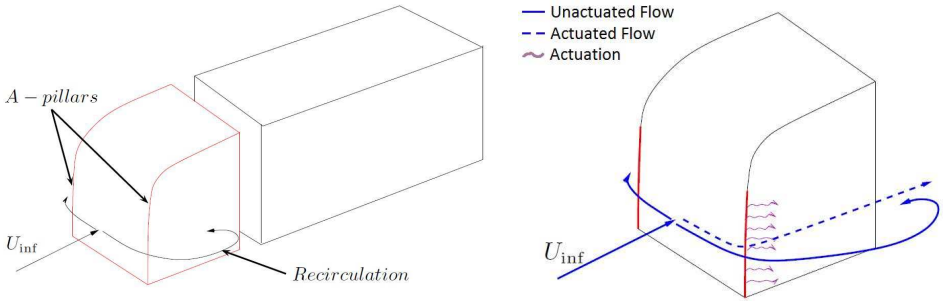


(a) (b)

FIGURE 2.52: Système de contrôle utilisant l'effet Coanda positionné au culot d'une remorque (a) et variation du rayon de courbure des quarts de rond (b), d'après Seifert et al. [103].

(a) (b)

FIGURE 2.53: Intégration des actionneurs synthétiques et des volets déflecteurs sur une remorque, d'après El-Alti et al. [38].



(a) (b)

FIGURE 2.54: Schématisation de l'écoulement autour du $A - pillar$ d'une cabine de camion (a) par l'utilisation d'un système de contrôle actif (b), d'après Minelli [85].

Joint ATA/SAE Fuel Consumption Test Procedure, Type II. Une réduction de carburant de 0.5% au mieux est observée par les auteurs pour des fréquences d'actionnement de 16.7 Hz et 23.3 Hz. Sans contrôle actif, les volets induisent une augmentation de la consommation de carburant de 0.7% et 5% respectivement pour des angles d'inclinaison de 20° et 30°, résultats certainement associés au décollement de l'écoulement sur le volet.

Du contrôle d'écoulement par des jets périodiques est également envisagé afin de limiter le décollement de l'écoulement au contournement de la cabine des poids lourds au niveau du $A - pillar$ comme l'illustre la figure 2.54. L'idée est d'utiliser la zone de dépression générée par la structure tourbillonnaire en aval de la fente pour forcer l'écoulement à rester attaché à la paroi de la cabine. Cependant, aucune étude n'a encore été réalisée sur une cabine réelle.

2.6 Objectifs de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans la continuité de celle effectuée par Sébastien Chaligné, soutenue en décembre 2013, en partenariat avec Renault Trucks et le LMFA. Lors de ces travaux, le fort potentiel du couplage d'un système de contrôle passif et actif pour la réduction de traînée d'un corps simplifié de véhicule industriel a été mis en évidence. L'objectif de ce travail est de poursuivre dans cette direction tout en explorant la variation de paramètres tels que :

1. **La vitesse de soubassement.** Lors de la thèse de Chaligné, cette vitesse était constante. Or selon le type de poids lourds, la hauteur de soubassement de la cabine et l'espace libre

sous la remorque varient conduisant à des vitesses de soubassement variées. Ces vitesses de soubassement différentes entraînent des topologies de sillage variées. Dans ce travail, différentes vitesses de soubassement sont testées afin de recréer la grande variété de sillages observée sur des véhicules réels.

2. **L'utilisation d'actionneurs simultanément sur le volet supérieur et sur les volets latéraux positionnés au culot de la remorque.** L'objectif est de déterminer si l'utilisation de nouveaux actionneurs latéraux permet d'obtenir une diminution de la largeur du sillage ainsi qu'une réduction des fluctuations de vitesse dans les couches de cisaillement latérales afin d'améliorer la pression au culot.

3. **L'utilisation d'actionneurs associés à un angle de volet suffisamment faible pour que l'écoulement soit naturellement attaché à la paroi du volet.** L'objectif est d'étudier si le contrôle permet d'induire une vectorisation supplémentaire de l'écoulement et une réduction des fluctuations de vitesse dans les couches de cisaillement.

4. **[CONFIDENTIEL] La présence d'un vent latéral via la mise en dérapage du corps étudié.** L'objectif est d'évaluer la robustesse des solutions de contrôle (passives ou combinant des éléments passifs et actifs) pour la réduction de traînée aérodynamique en présence de vent latéral. En effet, une condition de vent latéral nul est assez peu rencontrée en réalité et la longueur importante des poids lourds rend ces véhicules plus sensibles à une variation de vent latéral comparativement aux voitures.

Chapitre 3

Installations expérimentales

Ce chapitre présente les dispositifs expérimentaux utilisés lors de cette thèse. Deux maquettes semblables à des échelles différentes ont été utilisées dans deux souffleries différentes. Elles se distinguent du corps d'Ahmed par un rapport $W/H < 1$ et par la présence de jupes latérales. Ce chapitre comporte deux parties associées à chacune des deux campagnes d'essais.

Dans la suite, pour une quantité a, la moyenne temporelle, la moyenne spatiale, les fluctuations et l'écart type de a sont respectivement nommés par $\overline{a}$, $\langle a \rangle$, $a^{'}$ and σ_a.

3.1 Géométrie simplifiée à échelle 1/43e de véhicule industriel

3.1.1 La maquette

La maquette 1/43e est un modèle simplifié de véhicule industriel à échelle 1 :43 présenté sur la figure 3.1. Elle correspond à une homothétie de la maquette utilisée par Chaligné [26]. Ce corps non profilé de longueur $L = 320$ mm, de largeur $W = 66$ mm et de hauteur $H = 74$ mm est réalisé en aluminium anodisé afin d'obtenir un revêtement noir mât pour limiter les réflexions du laser lors des mesures PIV. La hauteur de garde au sol G est fixée à 19 mm ce qui correspond à un rapport $G/H = 0.26$ proche des valeurs observées sur les remorques réelles. Cette hauteur constante est imposée par la présence de jupes latérales qui permettent également de canaliser l'écoulement sous la maquette en le forçant à passer à travers un élément poreux décrit dans la partie 3.1.2.

Pour minimiser le décollement de l'écoulement sur la partie avant de la maquette, les rayons de courbure du bord supérieur et des bords latéraux sont fixés à 19 mm et à 9 mm pour le bord inférieur. Les choix de ces rayons découlent directement de l'étude menée par Chaligné [26]. Une bande de papier de verre de 8 mm de largeur est positionnée juste en aval du nez sur le toit et sur les côtés de la maquette pour fixer le point de transition de la couche limite. La maquette repose sur une plaque plane surélevée du plancher de la soufflerie pour limiter l'épaisseur de la couche limite au niveau de la maquette. Cette dernière est positionnée à 133 mm en aval du bord d'attaque de la plaque élévatrice (figure 3.2a).

La partie arrière de la maquette est modulable et permet de former un culot droit ou d'ajouter trois volets sur les bords supérieur et latéraux ayant tous les trois un angle de 15° d'inclinaison (figure 3.2b). La longueur des volets l_f dans la direction longitudinale est fixée à 9 mm. Le parallélisme de la maquette avec l'écoulement est contrôlé en effectuant des mesures de pression au culot sur un temps d'acquisition de 50 secondes jusqu'à l'obtention de cartographies symétriques par rapport au plan médian.

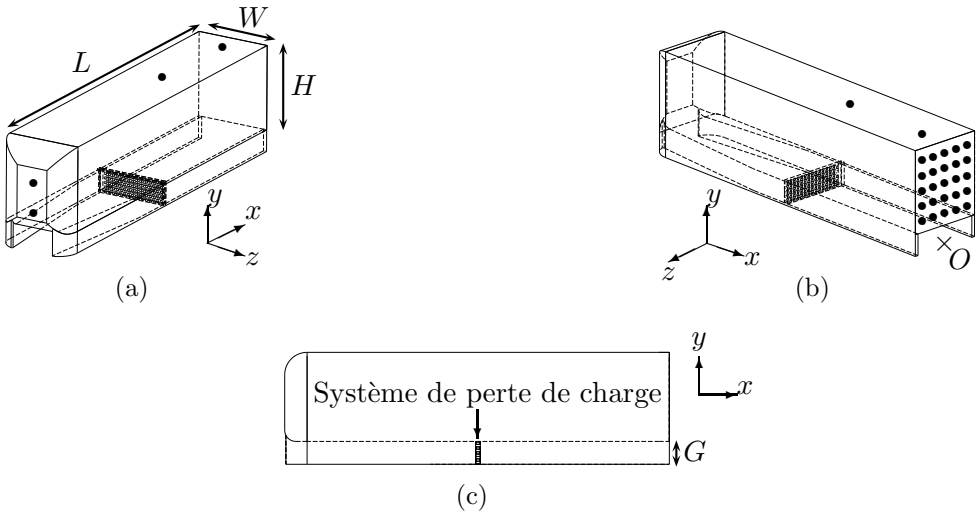


FIGURE 3.1: Vue de l'avant (a), de l'arrière (b) et vue de côté (c) de la maquette 1/43e. Les points noirs représentent l'emplacement des prises de pression et le point O représente l'origine du repère orthonormé direct.

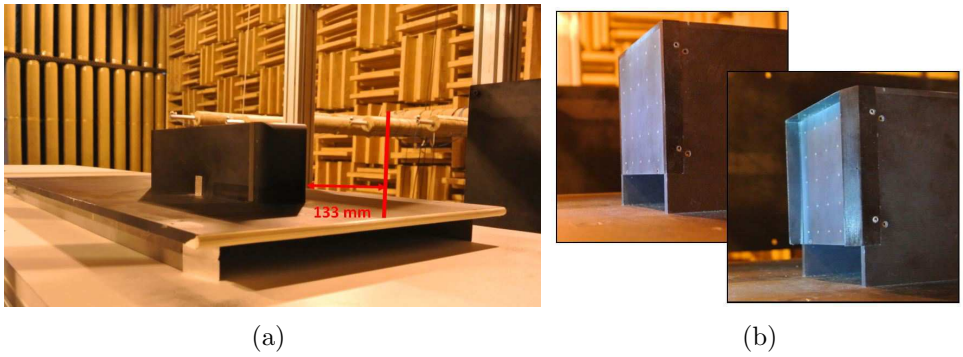
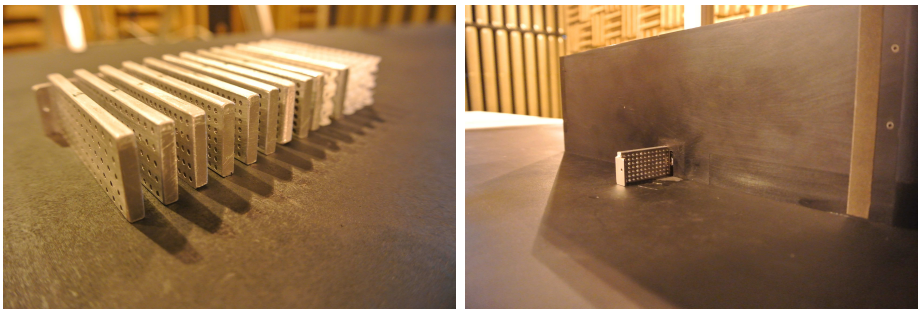


FIGURE 3.2: Photographies de la maquette positionnée sur le plancher surélevé (a) et les deux configurations arrières testés : culot droit ou culot avec des volets sur le bord supérieur et les bords latéraux (b).



(a) (b)

FIGURE 3.3: Photographies des grilles servant au système de perte de charge (a) et de la mise en place d'une grille dans la zone de soubassement (b).

Porosités des grilles [%]													
10.1	13.2	17.8	22.8	25.0	27.1	31.5	32.8	36.6	44.6	62.0	70.0	78.0	100

TABLE 3.1: Valeurs des porosités des grilles utilisées pour le système de pertes de charge.

3.1.2 Le dispositif de pertes de charge

Cette maquette permet le réglage du débit de soubassement à hauteur de garde au sol fixe. Pour ce faire, on installe dans le soubassement un élément poreux, appelé dans la suite système de perte de charge correspondant à différentes grilles de 4 mm d'épaisseur dont la porosité varie de 10% à 78% (3.3). La porosité est le rapport entre l'aire de la section libre de la grille et la section de la zone de soubassement. Le diamètre des trous circulaires varie de 1.5 mm à 3.7 mm afin de modifier la porosité des grilles. L'espacement vertical et horizontal entre les trous est également un paramètre variable. Une porosité de 100% signifie que le système de perte de charge n'est pas utilisé. Une fois placée, une grille occupe toute la largeur et la hauteur du soubassement. Les valeurs des porosités utilisées sur cette maquette sont rassemblées dans le tableau 3.1.

3.1.3 Soufflerie

Les essais effectués sur cette maquette ont été réalisés dans une soufflerie anéchoïque du LMFA. Cette installation dédiée en majorité à l'aéroacoustique possède une section d'essai de 500×500 mm^2. La section d'essai est ouverte et la maquette est disposée à un peu moins de 400 mm en aval de la sortie du convergent. Elle est alors située dans une zone à potentiel. Un tube de Pitot et un thermocouple positionnés en sortie de convergent mesurent respectivement la vitesse et la température de l'écoulement. Pour la majorité des résultats présentés, la vitesse de l'écoulement U_∞ est fixée à 25 m/s et le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la maquette est alors égal à $Re_H = U_\infty H/\nu = 1.3 \times 10^5$.

Dans la suite, la hauteur H du corps étudié, la pression dynamique et la vitesse U_∞ de l'écoulement seront utilisées pour définir des grandeurs adimensionnées repérées par une étoile, sauf mention contraire.

3.1.4 Métrologie

3.1.4.1 Mesures de pressions pariétales

En plus des mesures au nez de la maquette et sur le toit, des mesures de pression statique sont réalisées à l'arrière de la maquette (figure 3.1). Le culot possède 25 prises de pression réparties sur l'ensemble de sa surface. Les volets sont équipés d'une prise de pression située à mi-longueur et à mi-envergure pour le volet supérieur et à mi-longueur et à mi-hauteur pour les volets latéraux. L'en-

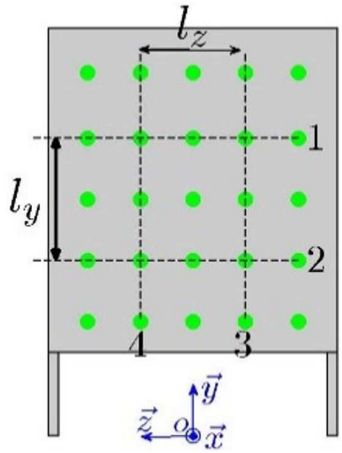


FIGURE 3.4: Illustration des prises de pression servant au calcul des gradients de pression horizontal et vertical.

semble des prises de pression équipant la maquette est raccordé à un scanner de pression ESP 32 voies DTC par des tuyaux de rayon intérieur de 1/32" et de longueur de 270 mm. La gamme de mesure du scanner est ±1000 Pa et ce dernier est positionné à l'intérieur de la maquette. Le scanner est ensuite connecté au système d'acquisition (μDAQ) positionné à l'extérieur de la maquette par l'utilisation d'un câble passant dans les jupes de la maquette afin de ne pas perturber l'écoulement de soubassement. Lors de l'acquisition, chacune des voies est scannée à une fréquence de 1 kHz. La réponse en fréquence de ce système a été testée et concorde avec la réponse en fréquence d'un micropohone Piezotronics 1/4" IEPE PCB jusqu'à 200 Hz ce qui est largement supérieur aux fréquences d'intérêt identifiées par la suite.

Les résultats sont présentés sous la forme d'un coefficient de pression statique C_p défini par la relation (3.1) où p_∞ désigne la pression statique de l'écoulement en sortie de convergent.

$$C_p = \frac{\overline{p} - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \tag{3.1}$$

Le temps d'acquisition a été déterminé afin d'assurer une bonne convergence des mesures de pression. Dans cette étude, les valeurs de C_p sont moyennées sur 25 secondes. Les gradients de pression vertical et horizontal sont définis par l'équation 3.2 avec $\langle\overline{C_p}\rangle_i$ la moyenne spatiale de $\overline{C_p}$ pour les trois prises centrales de la ligne i illustrées sur la figure 3.4.

$$\frac{\partial\langle\overline{C_{p,c}}\rangle}{\partial y^*} = \frac{\langle\overline{C_{p,c}}\rangle_1 - \langle\overline{C_{p,c}}\rangle_2}{l_y/H} \quad ; \quad \frac{\partial\langle\overline{C_{p,c}}\rangle}{\partial z^*} = \frac{\langle\overline{C_{p,c}}\rangle_3 - \langle\overline{C_{p,c}}\rangle_4}{l_z/H} \tag{3.2}$$

3.1.4.2 Mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud

Des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud sont réalisées dans les couches limites se développant sur le toit et sur les parties latérales de la maquette. Des mesures dans le sillage sont également effectuées. Une sonde Dantec Dynamics 55P01 couplée à un anémomètre Dantec Dynamics Streamline 90N10 est utilisée. Les fréquences d'acquisition sont de 12.8 kHz pour les mesures dans les couches limites avec un temps d'acquisition de 10 secondes par point de mesure et de 51.2 kHz pour les mesures dans le sillage avec 20 secondes d'acquisition. Le déplacement de la sonde est assuré par trois axes motorisés permettant un déplacement selon les axes $\vec{x}$, $\vec{y}$ et $\vec{z}$.

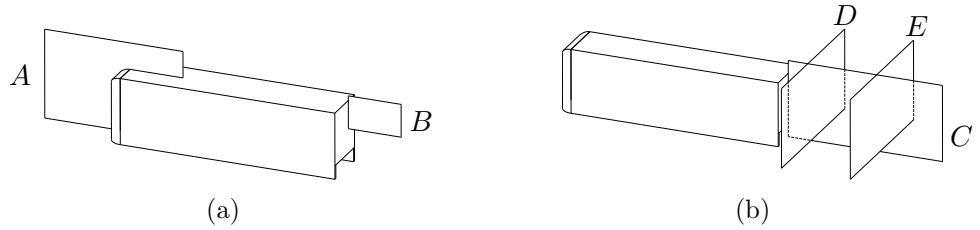


FIGURE 3.5: Positions des plans de mesure PIV (a) et Stéréo-PIV (b) pour la maquette 1/43e.

Les mesures par anémométrie à fil chaud sont sensibles aux dérives de température. Un étalonnage régulier de la sonde est donc effectué à l'aide d'un tube de Pitot relié à un manomètre Furness FCO510 0-200 mm H_2O positionné à côté du fil chaud.

3.1.4.3 Mesures de vitesse par PIV

Afin de caractériser l'écoulement autour de la maquette, des mesures de vitesse sont réalisées à l'aide d'un système PIV 2D-2C et 2D-3C (Stéréo-PIV) dans le plan médian $z^* = 0$ au niveau du nez (plan A) et en aval du culot (plans B et C) et dans deux plans transversaux en $x^* = 0.5$ (plan D) et $x^* = 2$ (plan E) comme le montre la figure 3.5. L'ensemencement de l'écoulement est assuré par des particules de fumée de spectacle injectées au niveau de la prise d'air de la soufflerie.

La source lumineuse utilisée dans cette étude est un laser pulsé Nd :Yag double cavité Quantronix Darwin Duo de 2×18 mJ générant un faisceau lumineux d'une longueur d'onde de 527 nm. La nappe laser est créée par l'utilisation de deux lentilles, la première sphérique et la deuxième cylindrique. Cette tranche lumineuse est positionnée par l'intermédiaire d'un bras articulé au niveau du plan de mesure. Outre la couleur noire mate de la maquette, des panneaux de couleur noire mate sont positionnés en arrière plan pour obtenir des fonds homogènes. L'acquisition des couples d'images s'effectue à l'aide de caméras 12 bits CMOS Phantom V12 d'une résolution de 1280 x 800 pixels, positionnées à l'extérieur de la zone d'écoulement. La PIV 2D-3C dans le plan C est réalisée en positionnant les objectifs des caméras de part et d'autre du plan de mesure avec un angle d'inclinaison de 41° par rapport au plan. Pour les plans D et E, les deux objectifs sont positionnés en aval des plans de mesure avec un angle d'inclinaison de 41° par rapport au plan. L'épaisseur de la tranche lumineuse est dans ces cas légèrement épaissie afin de pouvoir enregistrer les hautes vitesses de l'écoulement perpendiculaires au plan de mesure.

Le post-traitement des images est effectué à l'aide du logiciel DaVis 7 de Lavision, en utilisant un algorithme d'inter-corrélation avec des fenêtres d'interrogation de taille décroissante avec un recouvrement de 50%. Pour l'ensemble des plans de mesures, la taille initiale des fenêtres d'interrogation est de 64×64 px^2. Pour le plan B, la taille finale des fenêtres d'interrogation est de 8×8 px^2 ; pour tous les autres plans elle est de 16×16 px^2. Les paramètres d'acquisition pour l'ensemble des plans de mesures sont rassemblés dans le tableau 3.2.

3.2 Géométrie simplifiée à échelle 1/8e de véhicule industriel

3.2.1 La maquette

Cette maquette simplifiée de véhicule industriel s'appuie sur la même architecture que celle utilisée par Chaligné [26]. Il s'agit d'un corps non profilé de longueur $L = 1500$ mm, de largeur $W = 367$ mm et de hauteur $H = 400$ mm réalisé en aluminium. Ce corps est constitué de deux jupes latérales de hauteur 100 mm qui permettent de faire l'interface entre la balance et la maquette comme l'illustre la figure 3.6. La partie inférieure des jupes se situe à 3 mm du sol ce qui entraîne une hauteur de

Plan	A	B	C	D	E
PIV	2D-2C	2D-2C	2D-3C	2D-3C	2D-3C
dt (μs)	50	20	30	10	10
Focale objectif(s) (mm)	60	125	135	135	135
Bague allonge (mm)	-	30	-	-	-
Distance objectif-plan (mm)	560	515	∼950	∼1000	∼1000
Dimension du champ (mm^2)	194 × 125	74.1 × 46.2	224 × 111	221× 116	221× 116
Fréquence acquisition (Hz)	100	100 ou 2500	100 ou 2500	100	100
Nombre d'échantillons	1000	2500	1000 ou 2500	1000	1000
Taille du champ de vecteur	126 × 82	320 × 200	226 × 112	205 × 108	205 × 108
Résolution spatiale (mm)	1.53	0.23	0.99	1.07	1.07

TABLE 3.2: Paramètres d'acquisition PIV pour les différents plans de mesure. Le paramètre dt correspond à l'intervalle de temps entre les deux impulsions lumineuses. La résolution spatiale tient compte du recouvrement de 50%.

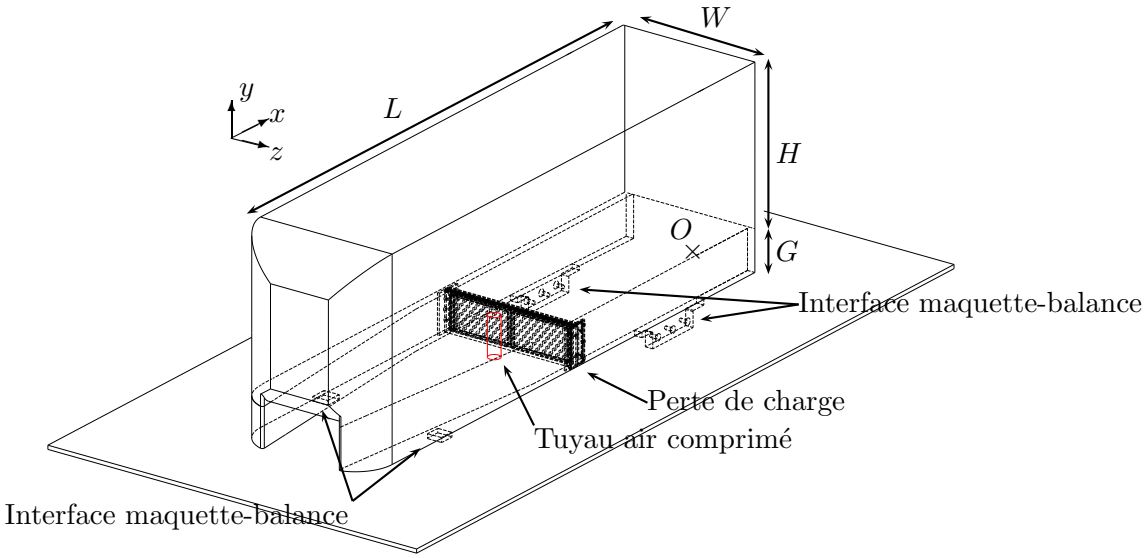


FIGURE 3.6: Schéma de la maquette 1/8e avec le dispositif de perte de charge et la représentation du tuyau d'air comprimé positionné en amont de la perte de charge. L'origine du repère orthonormé direct est représenté par la lettre O.

soubassement $G = 103$ mm. Le rapport $G/H \sim 0.26$ est alors équivalent à celui des remorques. Le passage des câbles d'instrumentation se fait par l'intermédiaire de ces jupes. Ces dernières sont principalement utilisées pour canaliser l'écoulement de soubassement et permettent d'intégrer un dispositif de perte de charge de manière similaire à celui de la maquette 1/43e. Ce dispositif sera détaillé dans la partie 3.2.2.

Les rayons de courbure au niveau du nez sont égaux à 100 mm pour les bords supérieur et latéraux et de 50 mm pour le bord inférieur. Afin de fixer le point de transition de la couche limite, une bande de 50 mm de largeur de papier de verre P100 est positionnée juste en aval du nez sur le toit et les côtés de la maquette. La partie arrière de la maquette, modulable, peut être utilisée en configuration culot droit ou avec des volets déflecteurs positionnés sur le bord supérieur et les bords latéraux. Différentes configurations d'angles de volets sont possibles et sont résumées dans le tableau 3.3. La longueur l_f des trois volets suivant $\vec{x}$ reste constante et est égale à 50 mm.

β^s/β^l	15° /15°	22.5° /15°	22.5° /7°

TABLE 3.3: Combinaisons des angles des volets supérieurs β^s et latéraux β^l utilisées sur la maquette 1/8e.

Porosités des grilles [%]									
10.0	14.1	20.9	25.5	30.4	38.2	45.2	55.6	62.9	100

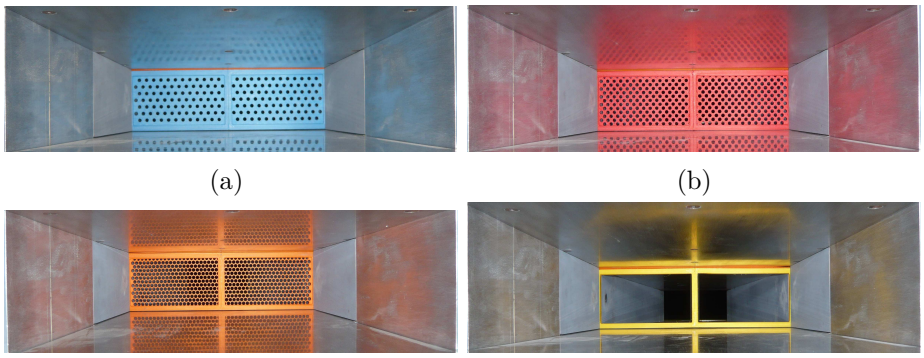
TABLE 3.4: Valeurs des porosités des grilles utilisées pour le système de pertes de charge.

3.2.2 Le dispositif de pertes de charge

Les dispositifs de perte de charge sont des grilles avec des trous circulaires de 6 mm de diamètre dont les porosités sont indiquées dans le tableau 3.4. Ces élements sont réalisés par impression 3D : chaque grille est constituée de deux pièces symétriques assemblées par collage. Cette solution technique pour la fabrication des grilles, proposée par la société ACE, impose néanmoins l'existence d'un renfort central, visible sur les éléments présentés en figure 3.7. Le système de perte de charge est disposé en aval du tuyau d'air comprimé ce qui évite l'apparition d'une instationnarité liée à un détachement tourbillonnaire périodique alterné de type allée de Karman. Il subsiste néanmoins un sillage turbulent en aval du dispositif ainsi qu'un déficit de vitesse dans le plan médian en sortie de soubassement qui seront détaillés dans la partie 4.1.

3.2.3 Le système pneumatique

Un réservoir tampon est disposé à l'intérieur de la maquette afin d'alimenter en air comprimé les électrovannes générant les jets pulsés comme l'illustre la figure 3.8. Le système de contrôle actif sera détaillé dans la partie 3.2.4. Le réservoir tampon d'une capacité de 4 litres est réalisé à partir d'un profilé ELCOM de 160 mm × 160 mm. L'alimentation en air comprimé des quinze électrovannes est assurée par des tuyaux souples de diamètre intérieur de 4 mm et de longueur 410 mm provenant d'une face du réservoir tampon. Ce réservoir tampon est lui-même alimenté en air comprimé par l'intermédiaire d'un tuyau de 12 mm de diamètre extérieur, représenté en rouge sur la figure 3.6, provenant d'un réservoir principal de 3000 litres pressurisé à 9 bars et positionné sous le plancher de la soufflerie. Pour s'affranchir de fluctuations lentes de pression en amont des électrovannes, un régulateur de pression SMC ITV 2030-31F3BN3 est positionné juste en aval du réservoir principal. L'évolution de la pression régulée est présentée sur la figure 3.9 pour une fréquence d'actionnement des électrovannes de 200 Hz et une pression d'alimentation de 2.9 bar. L'écart type du signal correspond à 1% de la pression souhaitée. Ce faible écart type permet de considérer que la pression dans le réservoir tampon est constante. Le régulateur n'a pas pour objectif de réguler les fluctuations rapides de pression à la fréquence d'actionnement ni d'imposer une pression constante d'une fréquence d'ac-



(a) (b) (c) (d)

FIGURE 3.7: Photographies des grilles disposées dans la zone de soubassement. Le tuyau d'air comprimé (non visible) est situé en amont de la nervure médiane.

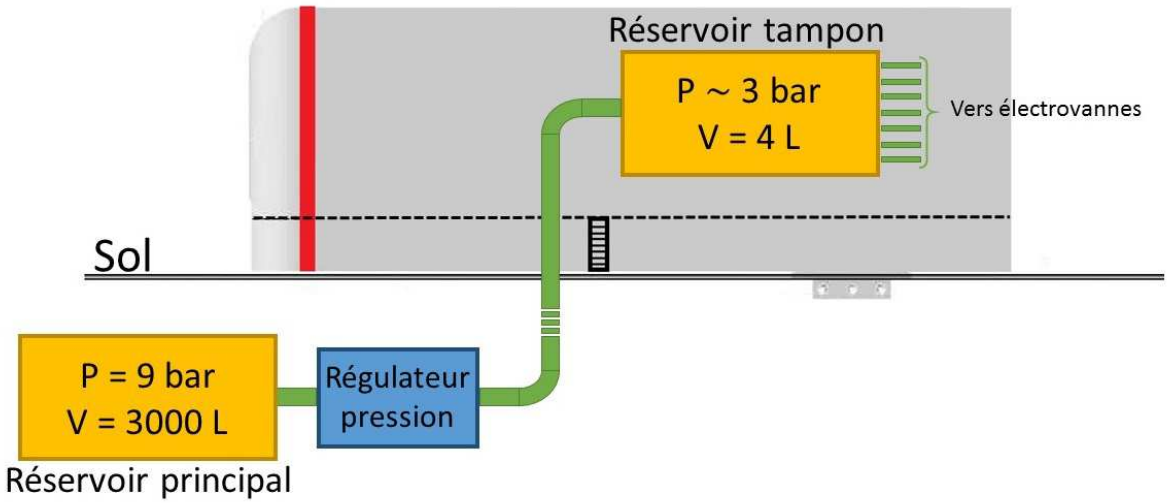


FIGURE 3.8: Schéma de principe du circuit pneumatique. Les pressions indiquées sur le schéma sont des pressions absolues. La pression dans le réservoir tampon est déterminée par le régulateur de pression.

tionnement à une autre. Nous verrons dans la partie 3.2.4.2 que, malgré la présence du régulateur, la pression d'alimentation dans le réservoir tampon doit être ajustée pour conserver une vitesse de soufflage constante d'une fréquence d'actionnement à une autre.

3.2.4 Le dispositif de contrôle actif

Le contrôle actif choisi pour ces essais est effectué par des jets pulsés positionnés sur les bords supérieur et latéraux du culot. Cette technologie a été retenue car elle serait facilement intégrable sur un poids lourds où l'air comprimé est déjà présente. Cette partie détaille le système global électro-pneumatique développé, le profil de vitesse obtenu en sortie de fente et la caractérisation du système en présentant l'évolution de la vitesse moyenne de débit par fente en fonction de la pression d'alimentation et de la fréquence d'actionnement.

3.2.4.1 Description du système électro-pneumatique

Les jets pulsés sont obtenus par un système électro-pneumatique composé d'une électrovanne et d'un diffuseur. Les électrovannes choisies sont de marque Matrix (modèle MX 821.103C2KK) dont le schéma de principe est présenté sur la figure 3.10a. Ces électrovannes ont une plage de fonctionnement théorique de 0 à 500 Hz pour un débit maximal de 100 nL/min à 6 bar. L'électrovanne est reliée au diffuseur par un tuyau de diamètre intérieur de 4 mm pour une longueur de 45 mm. Le diffuseur est dessiné de sorte à avoir une section évolutive passant d'une forme circulaire de diamètre 7 mm à une section de sortie rectangulaire de largeur $s = 62$ mm et d'épaisseur $e = 0.5$ mm comme l'illustre la figure 3.10b. Afin de limiter tout décollement de l'écoulement au sein du diffuseur, une contraction de la section est effectuée le long du diffuseur. La section de sortie présente une surface 20% plus faible que la section d'entrée. Les diffuseurs sont directement intégrés aux volets et permettent un angle de soufflage à 45° par rapport au toit ou aux côtés de la maquette comme le montre la figure 3.11. Pour obtenir une bonne tenue mécanique, les volets sont réalisés en aluminium. La maquette est équipée de cinq couples électrovanne/diffuseur par volet. Les fentes de soufflage sont espacées de 2 mm sur le volet supérieur et de 10 mm sur les volets latéraux. Cette différence s'explique par le souhait de conserver des longueurs de fente constantes sur l'ensemble des volets.

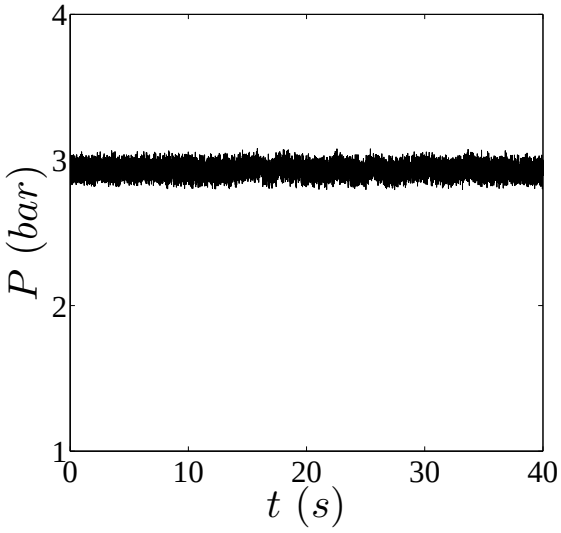
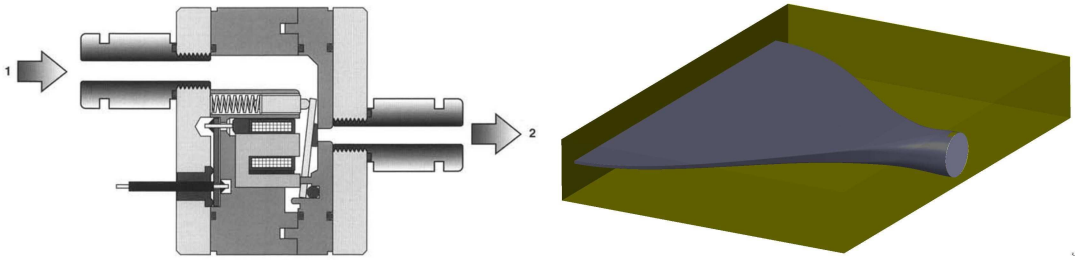
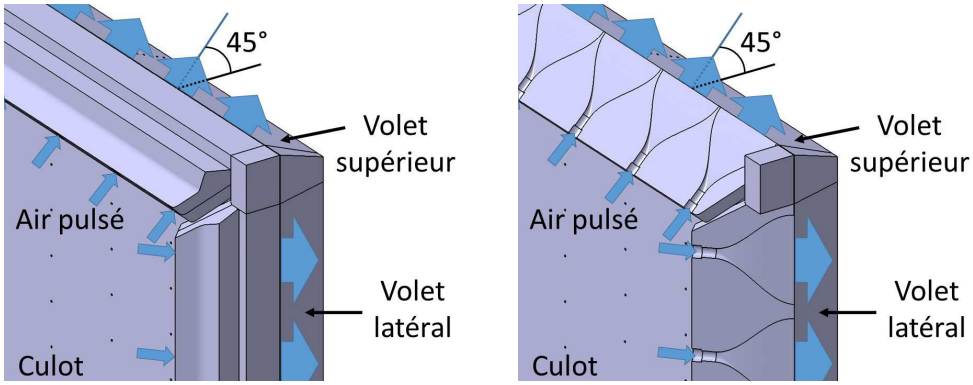


FIGURE 3.9: Évolution temporelle de la pression en aval du régulateur.



(a) (b)

FIGURE 3.10: Schéma de l'électrovanne utilisée dans cette thèse d'après le catalogue Matrix Mechatronics (a). Représentation en gris du volume d'un diffuseur avec la section d'entrée circulaire et la section de sortie rectangulaire (b).



(a) (b)

FIGURE 3.11: Intégration des diffuseurs à l'arrière de la maquette. Les flèches bleues représentent la direction du flux d'air.

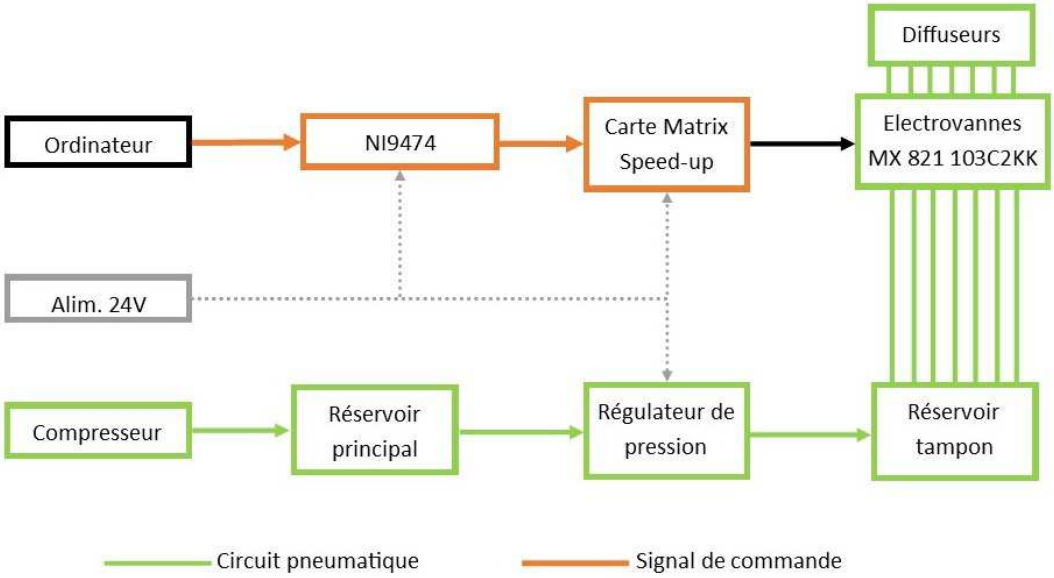


FIGURE 3.12: Schéma de principe de l'électronique de commande et du circuit pneumatique.

L'opérateur définit la période d'actionnement T_{ac} des électrovannes via le logiciel LabView qui pilote un module National Instrument 9474 générant des signaux TTL envoyés à deux cartes Matrix HSDB900 Speed-Up. Ces deux cartes, alimentées en 24 V, sont utilisées pour piloter en boucle ouverte l'ensemble des électrovannes. Les cartes Matrix fournissent un signal de courant nécessaire à l'ouverture de chaque électrovanne en adéquation avec le signal TTL correspondant. Le schéma de principe de l'électronique de commande est présenté sur la figure 3.12.

La figure 3.13 présente l'évolution du courant fourni aux électrovannes pour une fréquence d'actionnement de 200 Hz et pour des rapports cycliques d'ouverture r de 10% et 50%. A cette fréquence d'actionnement et pour un rapport cyclique de 50%, l'évolution du courant de commande est décomposée en trois phases (figure 3.13). La première phase dure 0.6 ms à partir du début de signal de consigne et la deuxième phase dure 0.7 ms. A la fin de la deuxième phase, l'électrovanne est complètement ouverte. La troisième phase correspond à une valeur constante du courant de commande. Ces trois phases constituent la phase d'appel. Après cette phase, le courant diminue pour atteindre un palier à 0.2 A. Ce palier est associé au courant de maintien, courant qui permet de garder l'électrovanne ouverte. Il est obtenu 3.7 ms après le début du signal de consigne. Ce palier n'est pas visible sur la figure 3.13 car le signal de commande ne dure que 2.5 ms pour un rapport cyclique d'ouverture de 50%. Le courant envoyé à chaque électrovanne redevient nul lorsque la tension de commande chute de nouveau à 0 V. Pour le rapport cyclique de 10%, le signal de commande ne dure que 0.5 ms. Le courant d'appel ne décrit alors pas la partie 2 ni la partie 3 de la phase d'appel. Nous verrons dans la partie 3.2.4.2 que cette valeur est suffisante pour obtenir une ouverture partielle de l'électrovanne et former un jet en sortie de fente de soufflage.

3.2.4.2 Cartographie pression-vitesse

La vitesse du jet au centre de la fente de soufflage est mesurée par anémométrie à fil chaud pour une fréquence d'actionnement de 200 Hz et des rapports cycliques de 10% et 50%. La pression absolue d'alimentation est fixée à 3 bar. Ces conditions correspondent à celles utilisées pour les essais dont les résultats seront données dans les chapitres 6 et 7. Le profil de la vitesse locale moyenne $\overline{u_j}$ (la moyenne est réalisée sur toute une période d'actionnement) suivant l'épaisseur e de la fente est donnée dans un repère local dont l'origine est placée au centre de la section rectangulaire de la fente. Le vecteur $\vec{y_f}$ est orienté dans la même direction que la petite dimension de la fente. Pour $r = 50\%$,

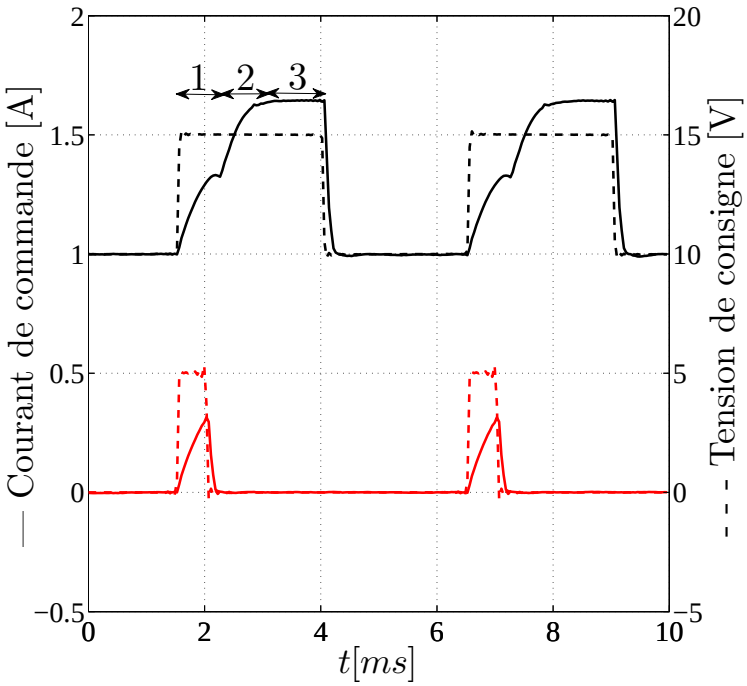


FIGURE 3.13: Évolution du courant de commande en fonction de la tension de commande pour une fréquence d'actionnement de 200 Hz et des rapports cycliques d'ouverture de 10% (courbe rouge) et de 50% (courbe noire).

le profil de vitesse transversal (figure 3.14) se rapproche d'une forme parabolique. Pour $r = 10\%$, le profil de vitesse le long de l'épaisseur de la fente est davantage uniforme et les vitesses sont nettement plus faibles que pour le cas $r = 50\%$.

L'évolution temporelle de la vitesse obtenue par moyenne de phase au centre la fente est présentée sur la figure 3.15 sur deux périodes d'actionnement. On remarque quatre pics de vitesse sur une période d'actionnement ; ces pics n'ont pas de raison d'être équidistant. Ces pics sont associées à la présence d'ondes acoustiques dans le circuit pneumatique, générées à l'ouverture et à la fermeture de l'électrovanne. Pour mettre en évidence ce phénomène, la vitesse en sortie du centre de la fente pour une fréquence d'actionnement de 10 Hz et un rapport cyclique d'ouverture de 50% est présentée sur la figure 3.16 pour différentes longueurs de tuyau L_p entre l'électrovanne et le diffuseur. La fréquence d'actionnement est choisie ici à 10 Hz afin de visualiser le régime établi du jet. La pression d'alimentation est fixée à 2.5 bar. Juste après l'ouverture ou la fermeture de l'électrovanne, des oscillations de la vitesse du jet sont observées. La fréquence de ces oscillations est dépendante de la longueur du tuyau. Les fréquences mesurées sont précisées dans le tableau 3.5. On compare alors les fréquences mesurées aux fréquences théoriques calculées pour un cylindre fermé par la relation $f = c/4L$ avec c la célérité du son et où L est la somme de la longueur entre l'électrovanne et l'entrée du diffuseur L_p et la longueur du diffuseur égale à $L_d \sim 65$ mm. Comme le montre le tableau 3.5, la relation $f = c/(4(L_p + L_d))$ permet de retrouver l'ordre de grandeur de la fréquence des ondes acoustiques en fonction de la longueur L_p du tuyau. Pour les essais menés sur la maquette, L_p est fixée à 45 mm. Ainsi la fréquence des ondes acoustiques est de l'ordre de 800 Hz. Sur la figure 3.15, la fréquence calculée à partir de l'écart temporel entre les pics 1 et 2 est proche de la fréquence des ondes acoustiques. Lorsque l'électrovanne se ferme, des ondes acoustiques sont également générées. Cela explique très certainement la présence des pics 3 et 4. La fermeture de l'électrovanne ayant lieu plus tôt pour $r = 10\%$ que pour $r = 50\%$ cela explique que l'on retrouve la fréquence des ondes acoustiques entre les pics 2 et 3 pour $r = 10\%$ et entre les pics 3 et 4 pour $r = 50\%$. Cette étude montre que pour une fréquence d'actionnement donnée, les ondes acoustiques modifient la fréquence

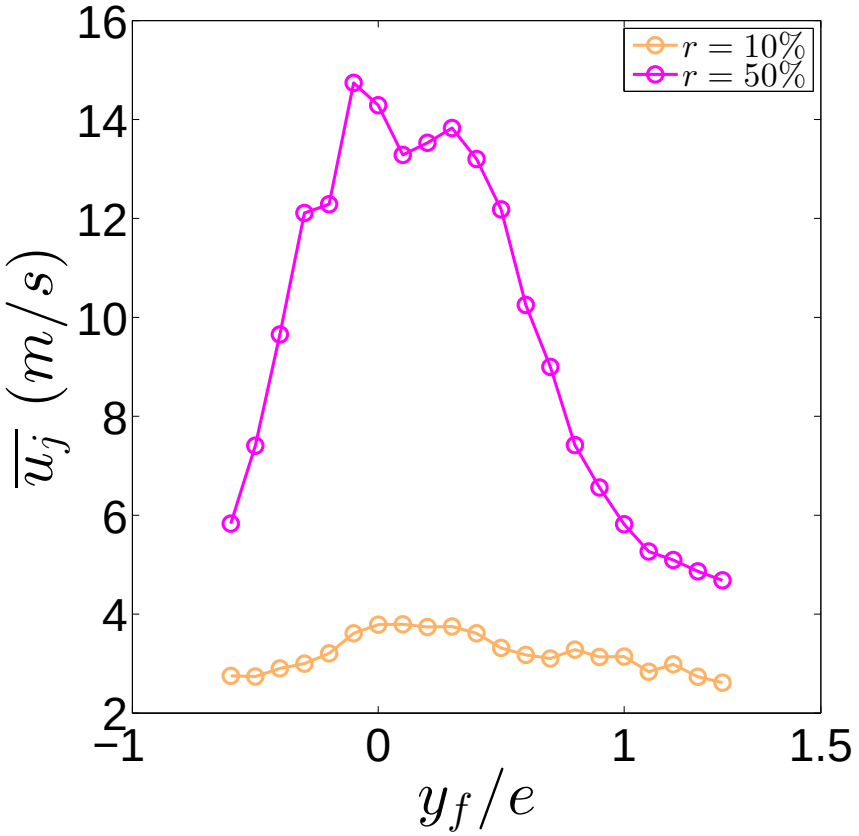


FIGURE 3.14: Profils de vitesse moyennée temporellement $\overline{u_j}$ mesurés par anémométrie à fil chaud dans l'épaisseur de la fente pour $f_{ac} = 200Hz$ et pour une pression d'alimentation de 3 bar.

L_p (mm)	45	200	2200
Fréquence acoustique mesurée (Hz)	855	310	40
Fréquence acoustique estimée (Hz) : $f = c/(4(L_p + L_d))$	793	320	37

TABLE 3.5: Fréquences des ondes acoustiques présentes entre l'électrovanne et le diffuseur.

Rapport cyclique d'ouverture	$\overline{u_{j,d}}$ [m/s]	C_μ	$u_{j_{max}}/\overline{u_{j,d}}$
10 %	3	3×10^-6	6.8
50 %	9	3×10^-5	4.8

TABLE 3.6: Valeurs de la vitesse moyenne de débit $\overline{u_{j,d}}$ pour $r = 10\%$ et $r = 50\%$, des coefficients de quantité de mouvement C_μ correspondants et du rapport entre la vitesse maximale du jet (vitesse du pic numéro 1) $u_{j_{max}}$ et $\overline{u_{j,d}}$.

du jet. Ainsi, il serait nécessaire de recaractériser les jets pulsés à chaque modification d'un paramètre.

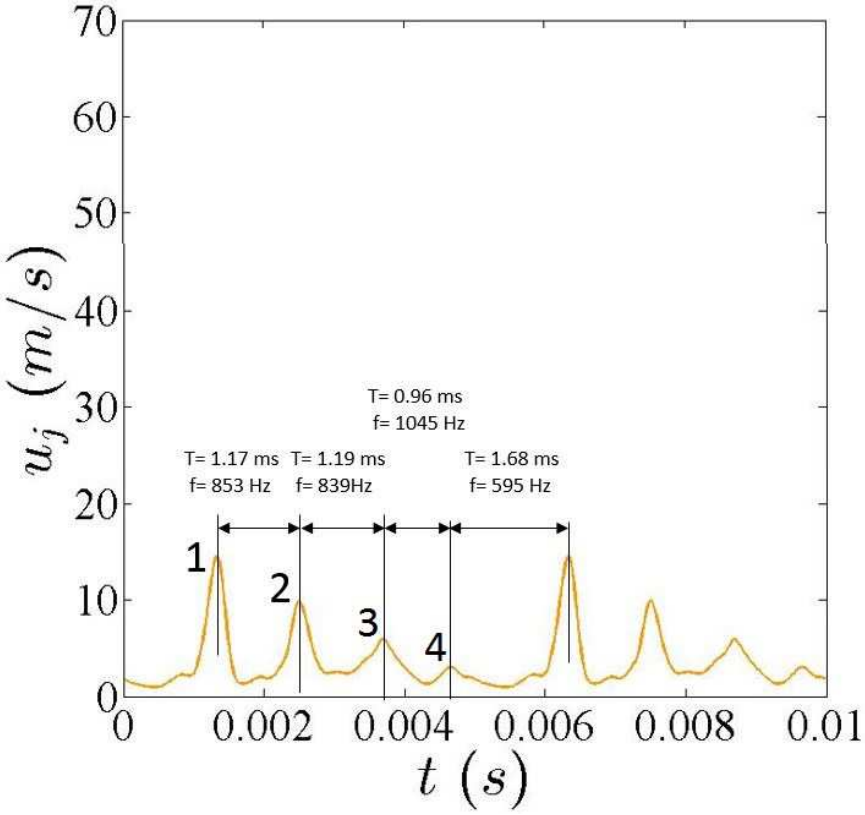
Pour caractériser la vitesse moyenne des jets pulsés en fonction de la pression d'alimentation et de la fréquence d'actionnement, le débit moyen $\overline{Q}$ est enregistré via un débitmètre 5863E BROOKS d'une échelle de 700 nL/min avec une précision de ±1% de la pleine échelle et qui est placé en amont du régulateur de pression. Connaissant le nombre d'électrovannes n et la section en sortie de fente S_j, la vitesse moyenne de débit $\overline{u_{j,d}}$ par fente de soufflage est déduite de la relation 3.3.

$$\overline{u_{j,d}} = \frac{\overline{Q}}{nS_j} \tag{3.3}$$

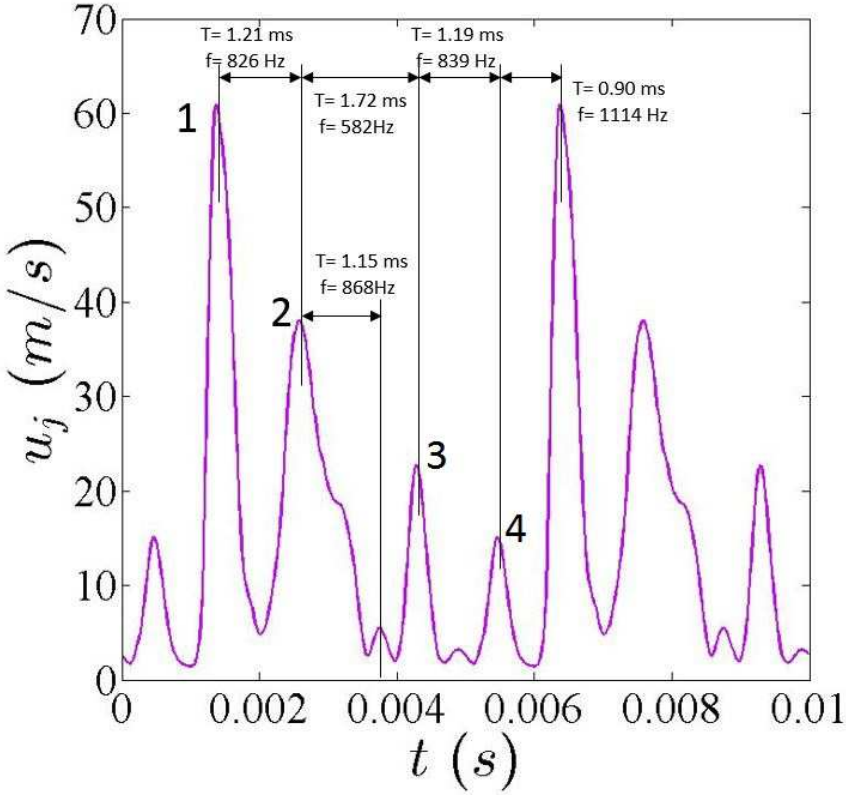
Une cartographie de la vitesse moyenne de débit $\overline{u_{j,d}}$ en fonction de la pression d'alimentation et de la fréquence d'actionnement est établie pour un rapport cyclique d'ouverture de 50%. La cartographie est présentée sur la figure 3.17. On remarque alors que pour une pression d'alimentation donnée, la vitesse moyenne de débit n'est pas constante en fonction de la fréquence d'actionnement. Cela est associé aux ondes acoustiques qui peuvent amplifier ou au contraire atténuer la vitesse du jet et ainsi modifier le débit moyen sur une période d'actionnement. Lors des essais effectués avec les électrovannes pour $r = 50\%$, la vitesse moyenne de débit est fixée à 9 m/s, ce qui nécessite pour chaque fréquence d'actionnement d'ajuster la pression de consigne du régulateur de pression typiquement dans une gamme comprise entre 2.8 bar et 3.2 bar. L'intégration du profil de vitesse (figure 3.14 pour $r = 50\%$) conduit à une vitesse moyenne de 9.8 m/s (en considérant que tous les pics soient des pics de soufflage). Cette différence par rapport à la vitesse calculée à partir de la mesure de débit s'explique par le fait que le profil de vitesse suivant la grande longueur de la fente n'est pas uniforme. La vitesse diminue à mesure que l'on s'éloigne du centre du jet. Pour $r = 10\%$, aucune mesure de débit n'a été réalisée. L'intégration du profil de vitesse (figure 3.14) conduit à une vitesse moyenne de 3.2 m/s. En supposant que la diminution de vitesse $\overline{u_j}$ pour $r = 50\%$ et pour $r = 10\%$ se fasse proportionnellement sur toute la surface de soufflage, on estime la vitesse moyenne de débit pour $r = 10\%$ à 3 m/s. Le tableau 3.6 rassemble pour ces deux points de fonctionnement les valeurs de $\overline{u_{j,d}}$, de C_μ et du rapport entre la vitesse maximale du jet (vitesse du pic numéro 1) $u_{j_{max}}$ et $\overline{u_{j,d}}$.

3.2.5 Soufflerie

Les essais avec la maquette 1/8e ont été réalisés dans la soufflerie aérodynamique de la société Aero Concept Engineering (ACE) basée à Nevers Magny-Cours. La veine d'essai à une section rectangulaire de largeur 2300 mm pour 2200 mm de hauteur. Le taux de blocage est de 2.9%. Le ventilateur de 250 kW permet à l'écoulement, circulant en circuit fermé, d'atteindre une vitesse maximale de 40 m/s. Pour cette vitesse, le taux de turbulence est de 0.5%. Un système d'aspiration, positionné à



(a)



(b)

FIGURE 3.15: Vitesse du jet au centre de la fente pour une fréquence d'actionnement de 200Hz, une pression d'alimentation de 3 bar absolue et un rapport cyclique d'ouverture de 10% (a) et 50% (b).

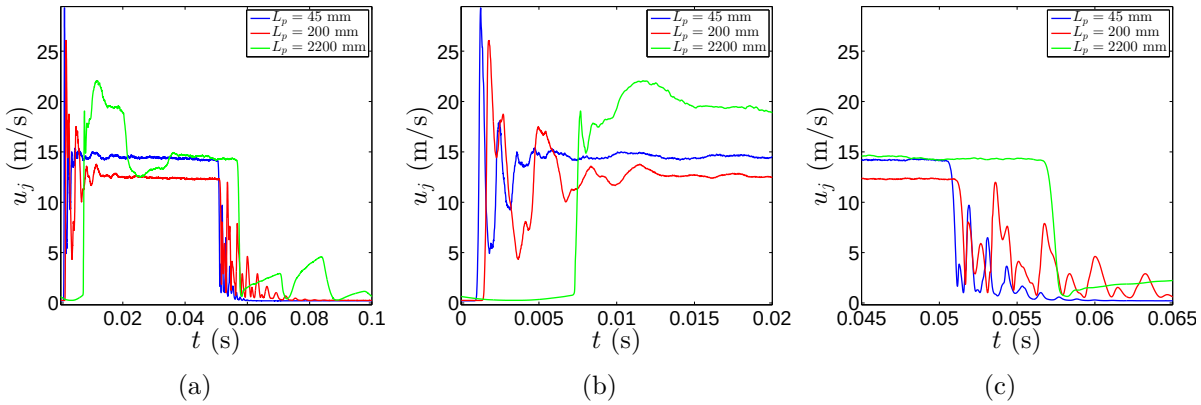


FIGURE 3.16: Impact de la longueur du tuyau L_p entre l'électrovanne et le diffuseur sur les oscillations de la vitesse du jet à 1 mm du centre de la fente de soufflage pour une fréquence d'actionnement de 10 Hz et un rapport cyclique d'ouverture de 50%. Le décalage du début de la phase de soufflage pour $L_p = 2200$ mm par rapport au cas $L_p = 45$ mm met en évidence le retard pneumatique entre l'ouverture de l'électrovanne et la sortie du jet de le fente de soufflage.

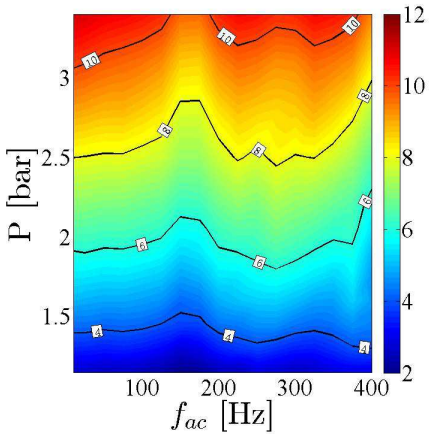
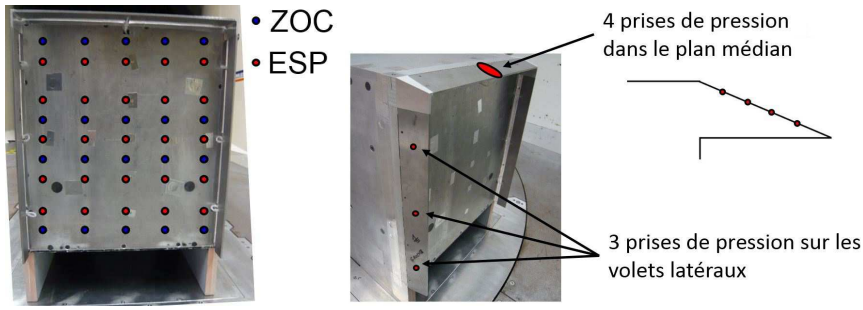


FIGURE 3.17: Évolution de la vitesse moyenne de débit $\overline{u_{j,d}}$ (m/s) en fonction de la fréquence d'actionnement f_{ac} et de la pression d'alimentation P en absolue.



(a) (b)

FIGURE 3.18: Position des mesures de pression au culot (a) de la maquette 1/8e et sur les volets (b).

l'entrée de la section d'essais permet de limiter le développement de la couche limite sur le sol. La vitesse de l'écoulement est mesurée par un tube de Pitot positionné à l'entrée de la section d'essais. La vitesse de l'écoulement U_∞ est fixée à 25 m/s et le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la maquette est égal à $Re_H = 7.0 \times 10^5$.

3.2.6 Métrologie

3.2.6.1 Mesures de pressions pariétales

Des mesures de pression ont été réalisées à la paroi du culot de la maquette et des volets. L'ensemble des mesures de pression a été réalisé par l'intermédiaire de deux systèmes distincts. Le premier est le même que celui utilisé pour la campagne menée sur la maquette 1/43e à savoir un scanner de pression μDAQ 32 voies d'une gamme de $\pm$ 1000 Pa. La fréquence d'acquisition est fixée à 500 Hz pour 40 s d'enregistrement. Le deuxième est un Scanivalve ZOC22b 32 voies et permet d'obtenir uniquement la pression moyenne. Chaque voie est équipée d'un capteur de pression miniature différentiel de gamme 0-2500 Pa. Le temps d'enregistrement est également de 40 s.

Le culot est équipé de 45 prises de pression, 25 sont enregistrées par le scanner ESP et 20 par le ZOC comme le montre la figure 3.18a. Le volet supérieur est équipé de quatre prises de pression statique dans le plan de symétrie de la maquette et les volets latéraux sont équipés de trois prises de pression statique réparties sur la hauteur du volet et positionnées à mi-longueur du volet (figure 3.18b).

Les résultats sont présentés sous la forme d'un coefficient de pression statique C_p défini par l'équation 3.1 et la pression de référence est la pression statique de l'écoulement infini amont mesuré par le tube de Pitot. Les gradients de pression horizontal et vertical au culot de la maquette sont calculés à partir des mesures de pression issues du scanner ESP de manière similaire à ceux calculés pour la maquette 1/43e.

3.2.6.2 Mesures de traînée

Les mesures de la force de traînée F_x ont été réalisées par une balance aérodynamique positionnée sous le plancher de la veine d'essai. Ces mesures permettent de calculer un coefficient de traînée C_x défini par l'équation 3.4.

$$C_x = \frac{2F_x}{\rho S U_\infty^2} \tag{3.4}$$

Avec ρ la masse volumique de l'air et S l'aire frontale de la maquette.

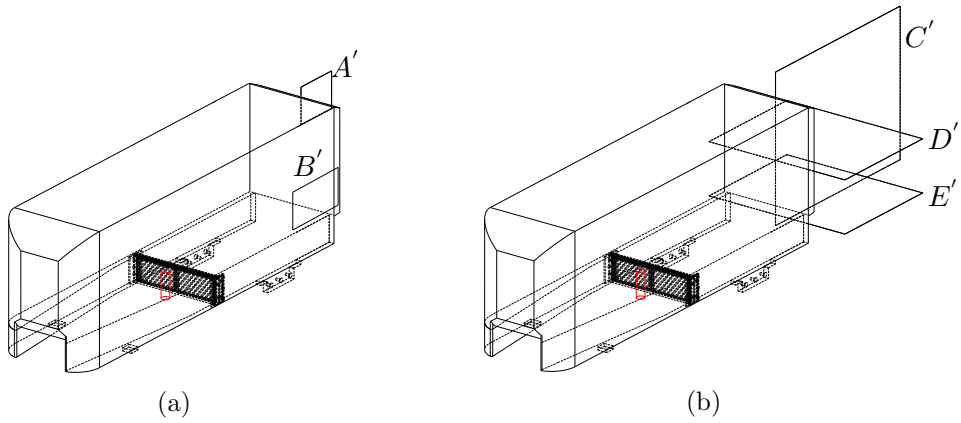


FIGURE 3.19: Position des plans de mesure par PIV.

Les essais réalisés par Chaligné [26] ont montré que le coefficient de traînée de la maquette équipée d'un système de perte de charge, limitant la vitesse moyenne en sortie de soubassement à 10% de la vitesse de l'écoulement amont U_∞, est de l'ordre de $C_x \sim 0.35$. Pour une vitesse d'écoulement de 25 m/s, l'effort de traînée est alors légèrement inférieure à 23 N. Afin de concilier précision de mesure et valeur maximale mesurable, un capteur de gamme 0-50 N est alors utilisé. Pour éviter toute transmission d'efforts du tuyau d'air comprimé sur la maquette, ce dernier n'est pas en contact avec la maquette. De plus, le réservoir tampon présent à l'intérieur de la maquette est disposé sur des rails de guidage orientés selon $\vec{x}$ afin d'éviter toute transmission d'effort entre la maquette et le réservoir.

3.2.6.3 Mesures de vitesse par PIV

Afin de caractériser l'écoulement de sillage, des mesures par PIV 2D-2C sont réalisées dans différents plans : dans le plan médian (plans $A^{'}$, $B^{'}$ et $C^{'}$), dans un plan horizontal à mi-hauteur de la maquette (plan $D^{'}$) et dans un plan horizontal à mi-hauteur du soubassement (plan $E^{'}$) comme le montre la figure 3.19. L'ensemencement de la veine est effectué par des gouttes d'huile d'olive injectées en aval de la section d'essais ; le fonctionnement de la soufflerie en boucle fermée assure rapidement une répartition homogène des particules dans les plans de mesure.

La tranche lumineuse, de longueur d'onde de 532 nm, est réalisée par un laser pulsé Nd :Yag double cavité d'une puissance de 2×200 mJ équipé d'une lentille sphérique et cylindrique. A cause des contraintes techniques de la soufflerie, l'optique d'émission du laser a été positionnée dans la veine d'essai à 1500 mm en aval du culot de la maquette soit quasiment $4H$. Aucune variation de traînée de la maquette n'est engendrée par le laser. Pour limiter au maximum les problèmes de réflexion sur les parois de la maquette, cette dernière est peinte en noir mat sur sa partie arrière. Afin d'assurer un fond homogène, des panneaux noirs sont installés sur les parois de la veine d'essai et le sol est recouvert de scotch noir mat.

L'acquisition des couples d'images est réalisée avec une caméra Lavision CMOS 16 bits d'une résolution de 2560×2160 pixels et d'une fréquence d'acquisition de 15 Hz. La caméra est positionnée à l'extérieur de la veine d'essais, soit au niveau de la porte d'entrée de la veine d'essai pour les mesures dans le plan médian, soit au-dessus du plafond de la soufflerie pour les mesures dans les plans horizontaux.

Le post-traitement des images est effectué à l'aide du logiciel DaVis de Lavision, en utilisant un algorithme d'inter-corrélation avec des fenêtres d'interrogation de taille décroissante avec un recouvrement de 50%. Pour l'ensemble des plans de mesure, la taille initiale des fenêtres d'interrogation

Plan	$A^{'}$	$B^{'}$	$C^{'}$	$D^{'}$	$E^{'}$
dt (μs)	35	80	80	35	10
Focale objectif (mm)	135	135	24	35	35
Distance objectif-plan (mm)	1200	1200	1200	2100	2300
Dimension du champ (mm^2)	176 × 138	177 × 139	721 × 567	501× 394	573× 450
Nombre d'échantillons	2000	500	2000	1000	700
Taille du champ de vecteur	320 × 251	160 × 126	160 × 126	160 × 126	160 × 126
Résolution spatiale (mm)	0.55	1.11	4.5	3.12	3.58

TABLE 3.7: Paramètres d'acquisition PIV pour les différents plans de mesure. Le paramètre dt correspond à l'intervalle de temps entre les deux impulsions lumineuses. La résolution spatiale tient compte du recouvrement de 50%.

est de 64 × 64 px^2. Pour les plans $A^{'}$ et $B^{'}$, la taille finale des fenêtres d'interrogation est de 16 × 16 px^2 ; pour tous les autres plans elle est de 32 × 32 px^2. Dans le plan $A^{'}$, des acquisitions ont été réalisées afin d'effectuer des moyennes de phase. Le signal de commande des actionneurs est utilisé pour synchroniser l'acquisition des images à une phase Φ du cycle d'actionnement. Pour chaque phase, 400 couples d'images sont enregistrés. Les paramètres d'acquisition pour l'ensemble des plans sont donnés dans le tableau 3.7.

Chapitre 4

Les écoulements de référence

Dans ce chapitre nous analysons l'écoulement autour des deux maquettes simplifiées de véhicule industriel en configuration culot droit. Sauf mention contraire, les résultats sont établis pour un nombre de Reynolds $Re_H = 1.3 \times 10^5$ pour la maquette 1/43e et pour un nombre de Reynolds $Re_H = 7.0 \times 10^5$ pour la maquette 1/8e.

Une première partie est consacrée à la caractérisation de l'écoulement de soubassement pour différentes configurations de pertes de charge installées dans le soubassement. Dans un second temps, l'écoulement en amont du culot est étudié avec notamment une analyse des caractéristiques des couches limites juste avant le point de décollement au culot. Puis, les caractéristiques du sillage sont analysées et on introduit des critères quantitatifs permettant de distinguer les écoulements obtenus dans les différentes configurations étudiées. Dans les deux dernières parties de ce chapitre, les fréquences remarquables présentes dans le sillage ainsi que les instabilités se développant dans la couche de cisaillement supérieure sont étudiées.

Pour rappel, pour une quantité a, la moyenne temporelle, la moyenne spatiale, les fluctuations et l'écart type de a sont respectivement nommés par $\overline{a}$, $\langle a \rangle$, $a^{'}$ and σ_a. Les grandeurs adimensionnées sont repérées par une étoile.

4.1 L'écoulement de soubassement

Afin de faire varier la vitesse de soubassement, des grilles de porosités différentes sont placées dans la zone de soubassement. Les profils des vitesses longitudinales et des fluctuations de vitesse dans le plan médian, obtenus en $x^* = 0.02$ par PIV ou SPIV selon la maquette, sont présentés sur la figure 4.1(a,b) pour la maquette 1/43e et sur la figure 4.1(c,d) pour la maquette 1/8e. Le domaine de mesure ne permet pas l'étude de la couche limite au niveau du sol. Pour les deux maquettes, les profils de vitesse sont symétriques par rapport à la mi-hauteur du soubassement pour une porosité supérieure à 55%. Pour la maquette 1/8e, lorsqu'aucune perte de charge n'est installée dans la zone de soubassement (porosité égale à 100%), la vitesse maximale est égale à $0.8U_\infty$ contrairement au cas de la maquette 1/43e où cette dernière est très légèrement supérieure à U_∞. Cette différence s'explique en analysant les profils horizontaux de vitesse (figure 4.2) pour la maquette 1/8e. Ils sont obtenus par PIV, à mi-hauteur du soubassement en $x^* = 0.20$. Le champ de mesure ne permet pas d'obtenir les données pour $x^* < 0.20$. Un déficit important de la vitesse longitudinale moyenne en $z^* \sim 0$ est observé pour des porosités supérieures ou égales à 38%. Ce déficit est toujours présent pour des porosités plus faibles mais il est nettement moins marqué. Il est lié à la présence dans la zone de soubassement du tuyau permettant d'alimenter en air comprimé le réservoir tampon. En dehors du sillage des jupes latérales et de $z^* \sim 0$, la vitesse longitudinale ne subit pas de déficit de vitesse. Par exemple, pour une porosité de 100%, la vitesse longitudinale adimensionnée est proche de 1 en $z^* \sim \pm 0.3$ ce qui est cohérent pour un écoulement sans perte de charge. Les amplitudes des fluctuations de vitesse sur la figure 4.2b sont assez faibles sur toute la largeur du soubassement

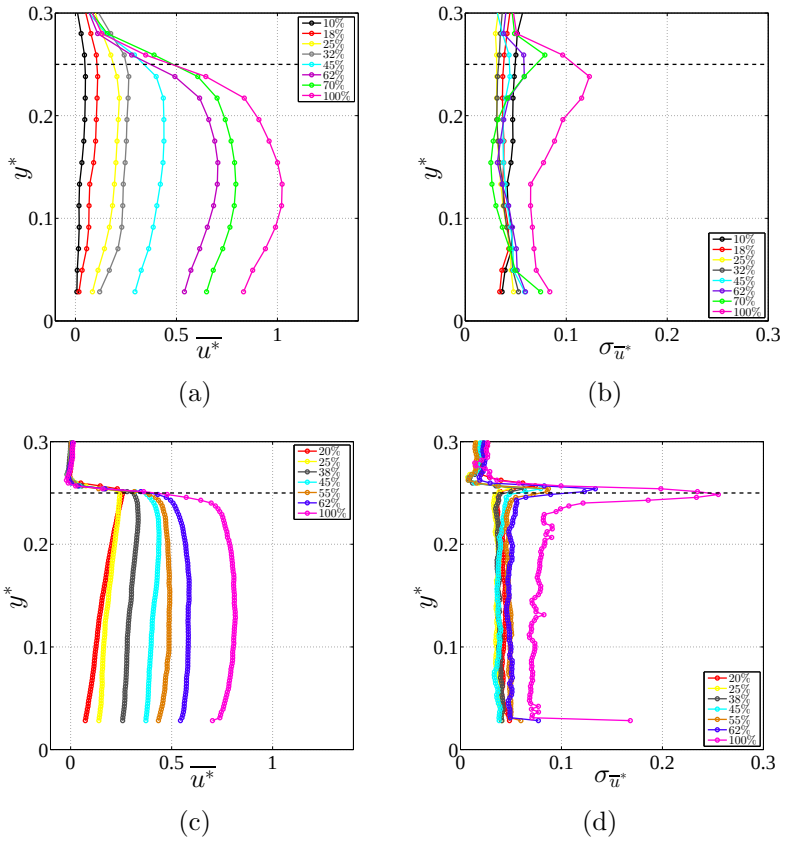


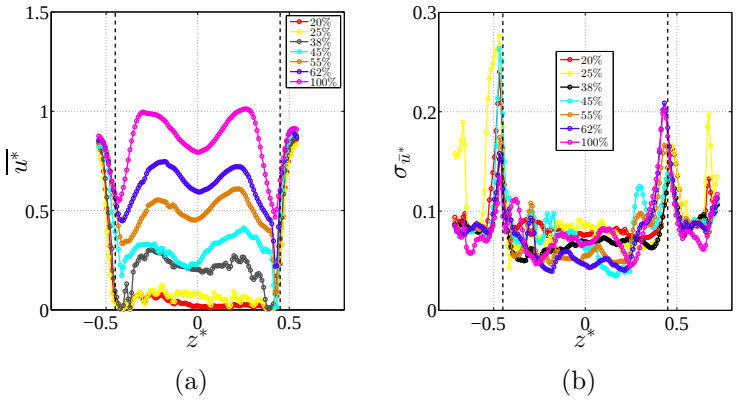
FIGURE 4.1: Profils verticaux de vitesse longitudinale moyenne (a,c) et des fluctuations de vitesse (b,d) mesurés dans le plan médian des maquettes à échelle 1/43e (haut) et 1/8e (bas) en $x^* = 0.02$. Le trait en pointillé représente le plancher de la maquette. La porosité des grilles est indiquée en %.

(hormis dans le sillage des jupes latérales) avec $0.05 < \sigma_{\overline{u}^*} < 0.08$. Une étude POD n'a pas révélé la présence d'un détachement tourbillonnaire alterné en sortie de soubassement pouvant être généré par le tuyau. A titre indicatif, la sortie de soubassement se trouve à $44D_h$ du tuyau de diamètre D_h. Pour des porosités plus faibles, l'écoulement de soubassement ne subit pas de perte de quantité de mouvement dans le plan médian, le tuyau ne perturbe donc pas l'écoulement de soubassement.

Les fluctuations de vitesse maximales dans le plan médian (figure 4.1(b,d)) sont localisées en $y^* = 0.26$ et correspondent au développement de la couche de cisaillement supérieure. En dehors des couches limites et de cisaillement, les fluctuations de vitesse sont homogènes sur la hauteur de soubassement avec $\sigma_{\overline{u}^*} \sim 0.05$ hormis pour le cas sans perte de charge où $\sigma_{\overline{u}^*} \sim 0.08$.

On définit la vitesse U_s comme la moyenne spatiale sur la hauteur de soubassement dans le plan médian. On en déduit le paramètre $\lambda = U_s/U_\infty$. Afin de tenir compte de la couche limite sur le sol, le calcul de U_s est réalisé en extrapolant le profil de vitesse de sorte à avoir une vitesse nulle au sol. Pour les essais sur la maquette 1/8e où une influence du tuyau est remarquée, le rapport entre la vitesse maximale obtenue sur la largeur du soubassement et la vitesse maximale obtenue dans le plan médian est calculé. Ce rapport permet d'effectuer une pondération des valeurs de λ calculées dans le plan médian. Les valeurs de λ en fonction des porosités sont présentées sur la figure 4.3 ; on peut noter que le paramètre λ est en première approximation proportionnel à la porosité des grilles.

Le système de perte de charge est un moyen efficace pour modifier la vitesse de soubassement. Il est cependant nécessaire de vérifier que ce système n'entraîne pas de modification des caractéristiques de l'écoulement autour des maquettes (particulièrement pour les faibles porosités) pour permettre d'étudier l'évolution avec λ du proche sillage pour les mêmes conditions d'entrées. La partie suivante



(a) (b)

FIGURE 4.2: Profils horizontaux de vitesse longitudinale moyenne (a) et des fluctuations de vitesse (b) à mi-hauteur du soubassement pour la maquette 1/8e en $x^* = 0.20$. Les traits en pointillés représentent les positions des parois latérales de la maquette. La porosité des grilles est indiquée en %.

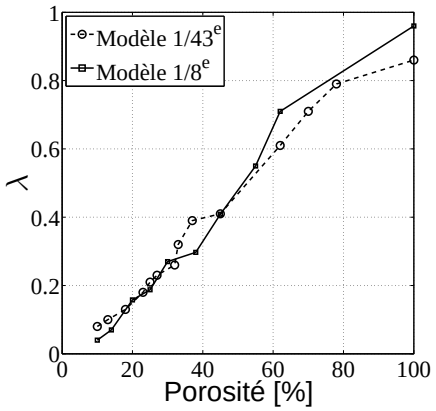


FIGURE 4.3: Évolution du paramètre $\lambda = U_s/U_\infty$ avec la porosité des grilles pour les maquettes 1/43e et 1/8e.

est donc dédiée à l'étude des caractéristiques de l'écoulement en amont du culot pour une variation de la perte de charge.

4.2 L'écoulement en amont du culot

Cette partie concerne uniquement la maquette 1/43e car aucune mesure n'a été effectuée en amont du culot pour la maquette à échelle 1/8e par manque de temps de soufflerie.

4.2.1 L'écoulement au nez de la maquette

L'écoulement au niveau du nez dans le plan médian est étudié dans un premier temps. La figure 4.4 présente les cartographies d'énergie cinétique turbulente normalisée k^* ainsi que des lignes de courant de l'écoulement moyen. La quantité k^* définie par la relation (4.1) est ici calculée avec les deux composantes de la vitesse dans le plan (mesures PIV 2D-2C).

$$k^* = \frac{1}{2}\frac{\overline{u'u'} + \overline{v'v'}}{U_\infty^2} \tag{4.1}$$

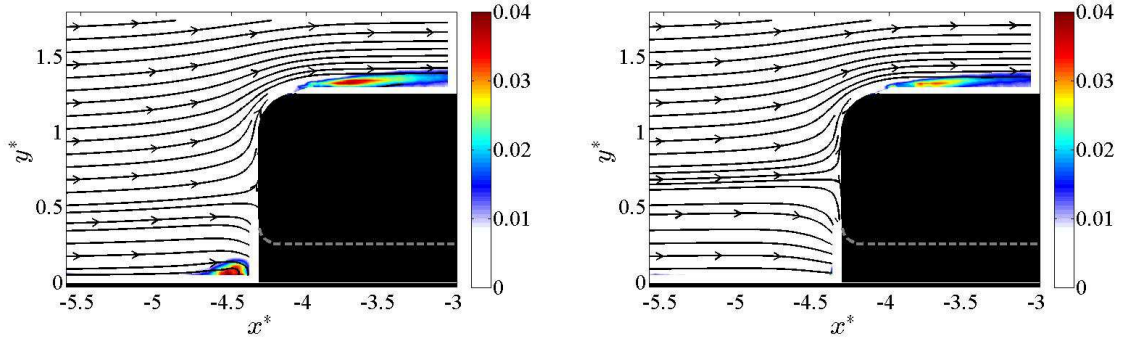
Seuls les cas $\lambda = 0.08$ et $\lambda = 0.86$ sont illustrés car le premier correspond à la configuration avec la perte de charge maximale pouvant potentiellement modifier davantage les caractéristiques de l'écoulement tandis que la deuxième configuration est celle principalement étudiée dans la littérature en terme de vitesse de soubassement [13, 22, 49].

Les lignes de courant permettent de mettre en évidence l'augmentation de la hauteur du point d'arrêt quand λ augmente. Typiquement, pour $\lambda = 0.86$, le point d'arrêt se situe à mi-hauteur du nez, résultant d'un équilibre entre l'écoulement entrant dans le soubassement et l'écoulement libre. Pour $\lambda = 0.08$, de forts niveaux de fluctuations sont localisés en amont de la zone de soubassement et sont associés à un enroulement des lignes de courant. Un tel phénomène est observé lorsque la vitesse de soubassement est faible, typiquement $\lambda \leq 0.18$. Pour un cube ou un pavé posé au sol, des résultats similaires ont été obtenus avec la création d'un tourbillon de fer à cheval en amont du corps [16, 63, 81].

L'analyse des champs de vitesse instantanés montre que le décollement au niveau du nez (figure 4.5) est intermittent, ce qui entraîne de forts niveaux de k^*. Pour $\lambda = 0.84$, le maximum de k^* sur le toit est égal à 0.033 et pour $\lambda = 0.08$ le maximum de k^* augmente de 15% mais cette augmentation est localisée dans une petite zone. Finalement, la valeur maximale de k^* dans cette zone dépend très faiblement de λ même pour les cas où la perte de charge est élevée. Pour s'assurer de l'effet limité de λ sur les caractéristiques de l'écoulement se développant le long de la maquette, la pression sur le toit et les caractéristiques des couches limites en amont du point de décollement sont maintenant étudiées.

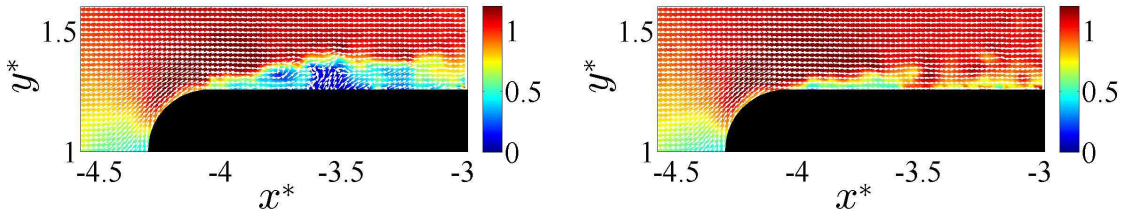
4.2.2 L'évolution de la pression statique sur le toit

Pour s'assurer de l'effet limité de λ sur les caractéristiques de l'écoulement sur le toit, l'évolution de la pression pariétale en $x^* = -1.5$ est donnée en figure 4.6a. Cette position est située à $2/3L$ en aval du nez. On peut remarquer que la pression statique est indépendante du nombre de Reynolds Re_H et est très légèrement dépendante de λ pour $\lambda < 0.2$. Plus loin sur le toit en $x^* = -0.27$, λ a un effet non négligeable sur la pression statique avec une augmentation de 20% de $\overline{C_p}$ entre $\lambda = 0.08$ et $\lambda = 0.32$. Cette variation provient d'une dépression locale au contournement de l'arête supérieure du culot associée à la courbure de l'écoulement à ce même endroit. Pour justifier cette interprétation, on calcule la courbure de l'écoulement supérieur ; pour des raisons pratiques, il est plus aisé de calculer l'inclinaison de l'écoulement à partir des champs de vitesse. L'angle α représente l'angle d'inclinaison



(a) (b)

FIGURE 4.4: Cartographies de l'énergie cinétique turbulente k^* pour λ=0.08 (a) et λ=0.86 (b) avec les lignes de courant de l'écoulement moyen au nez de la maquette 1/43e dans le plan médian.



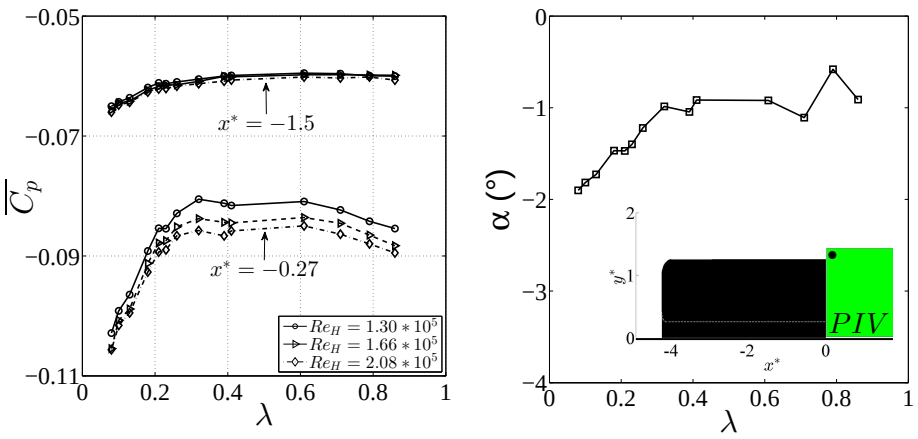
(a) (b)

FIGURE 4.5: Exemples de champs instantanés mettant en évidence le décollement intermittent de l'écoulement en aval du nez de la maquette.

de l'écoulement supérieur juste en aval du culot et est calculé pour un point situé au-dessus de la couche de cisaillement supérieure (figure 4.6b). α est négatif, ce qui indique que les lignes de courant sont orientées vers l'intérieur du sillage. Il y a donc nécessairement une déviation locale de l'écoulement vers l'intérieur du sillage entre l'amont et l'aval de l'arête supérieure du culot qui se traduit donc par une courbure des lignes de courant au contournement de l'arête supérieure. Plus l'angle α est grand en valeur absolue, plus la déviation de l'écoulement est importante et donc plus la courbure au contournement de l'arête supérieure augmente entraînant une dépression locale plus élevée. Or l'évolution de l'angle α avec λ et celle de la pression observée sur le toit en $x^* = -0.27$ pour les différentes vitesses de soubassement sont comparables. La variation des pressions sur le toit avec λ est donc bien liée à une modification de la courbure de l'écoulement plutôt qu'à une modification de l'écoulement amont ce que confirment les profils de vitesse sur les parois de la maquette présentés dans la partie suivante.

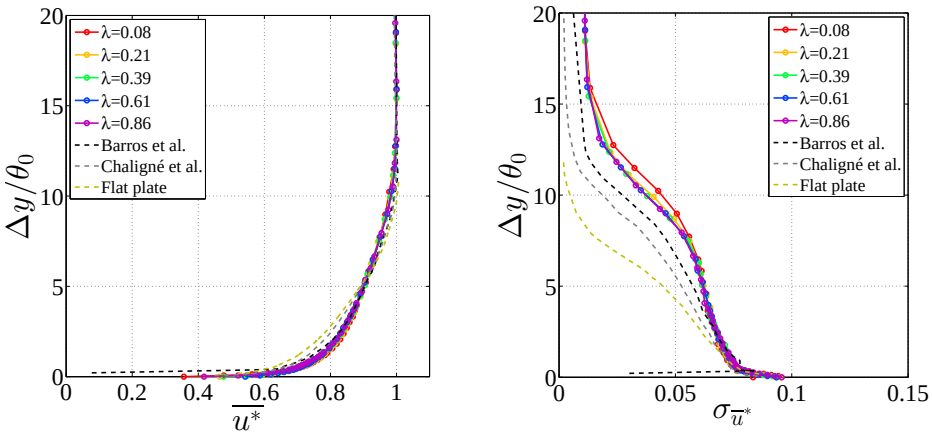
4.2.3 Couche limite incidente

Les mesures effectuées par fil chaud sur le toit et sur les côtés juste en amont du point de décollement sont maintenant étudiées afin de conclure l'analyse des caractéristiques de l'écoulement en amont du culot. Les profils de vitesse sur le toit en $x^* = -0.07$ dans le plan médian ainsi que les profils des fluctuations de vitesse sont présentés sur la figure 4.7. L'épaisseur de quantité de mouvement θ_0 à cet endroit ainsi que U_∞ sont utilisées pour adimensionner les grandeurs présentées. Ces profils sont comparés avec ceux obtenus sur plaque plane sans gradient de pression [64], sur la maquette 1/8e, d'après Chaligné [26]) ou encore sur un corps à culot droit au rapport d'aspect $H/W < 1$, d'après Barros [13]. La variation de λ ne modifie pas sensiblement les profils de vitesse. Le profil de vitesse obtenu sur la maquette 1/8e par Chaligné [26] est légèrement différent ce qui est vraisemblablement associé à un effet Reynolds. Pour les trois corps 3D présentés, des niveaux élevés de fluctuations pour



(a) (b)

FIGURE 4.6: Évolution avec λ du coefficient de pression sur le toit de la maquette pour différents nombres de Reynolds en $x^* = -1.5$ et $x^* = -0.27$ (a). Évolution avec λ de l'inclinaison par rapport à l'horizontal des lignes de courant en $(x^*, y^*) = (0.03, 1.32)$ (b).



(a) (b)

FIGURE 4.7: Profils verticaux de vitesse moyenne (a) et des fluctuations de vitesse (b) sur le toit de la maquette 1/43e en $x^* = -0.07$. Comparaison avec les résultats de Chaligné [26], Barros [13] et du profil de vitesse sur plaque plane d'après Klebanoff [64] pour $Re_x = 4.2 \times 10^6$.

$\Delta y/\theta_0 \sim 10$ sont observés par rapport au cas de la plaque plane. Ces fluctuations pourraient confirmer le décollement intermittent de l'écoulement en aval du nez. Une analyse comparable est réalisée pour les profils de vitesse sur les côtés de la maquette à mi-hauteur (figure 4.8). Le changement de valeur de λ ne modifie quasiment pas le profil des vitesses. Les fluctuations de vitesse sont légèrement plus importantes que celles mesurées sur le toit, en particulier pour $\lambda = 0.08$. Ceci est certainement lié à la naissance de tourbillons secondaires au nez de la maquette. Ces fluctuations sont légèrement plus intenses que celles observées par Barros [13] obtenues pour un nombre de Reynolds plus élevé et égal à $Re_H = 3 \times 10^5$.

L'épaisseur de couche limite δ, l'épaisseur de déplacement δ_d, l'épaisseur de quantité de mouvement θ_0, le facteur de forme $h = \delta_d/\theta_0$, le nombre de Reynolds Re_{θ_0} et la vitesse de frottement u_τ sont précisés dans le tableau 4.1 et 4.2 respectivement pour les couches limites sur le toit et sur les côtés. La vitesse de frottement u_τ est calculée à partir de ces profils en utilisant la loi empirique de Ludwig-Tillmann (Cousteix [31]) où le coefficient de friction C_f s'exprime en fonction du facteur de forme h et du nombre de Reynolds : $C_f = 0.246 \times 10^{-0.678h} Re_\theta^{-0.268}$. Les valeurs de u_τ^* issues des profils de vitesse mesurés sur le toit sont quasiment indépendantes de λ avec une valeur moyenne $u_\tau^* \sim 0.063$. Cependant la faible augmentation de 1.9% de u_τ^* entre $\lambda = 0.32$ et $\lambda = 0.08$ est cor-

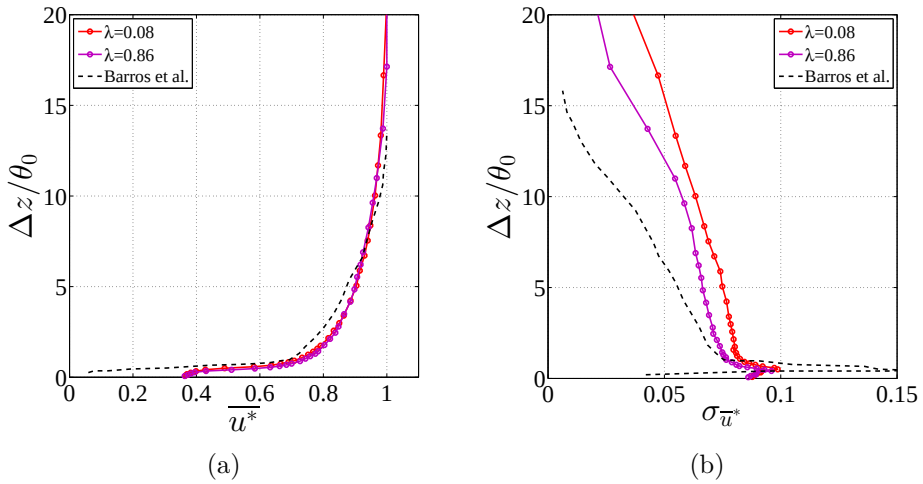


FIGURE 4.8: Profils horizontaux de vitesse moyenne (a) et des fluctuations de vitesse (b) sur le côté de la maquette 1/43e à mi-hauteur en $x^* = -0.07$. Comparaison avec les résultats de Barros [13].

rélée avec l'augmentation du gradient de pression favorable sur le toit observé entre $x^* = -1.5$ et $x^* = -0.27$ (figure 4.6a). La variation du gradient de pression favorable entre $\lambda = 0.08$ et $\lambda = 0.32$, est de l'ordre de -150 Pa/m. D'après Salze et al. [100], un gradient de pression favorable dix fois plus important (-1570 Pa/m) sur une plaque plane conduit à une augmentation de u_τ^* d'environ 6%. Il n'est donc pas étonnant de voir une légère évolution de la vitesse de frottement entre $\lambda = 0.08$ et $\lambda = 0.32$.

L'analyse menée dans la partie 4.2 met donc en évidence l'influence limitée de λ sur les caractéristiques de l'écoulement au niveau du toit et des côtés de la maquette permettant d'étudier le développement du sillage pour des conditions identiques quelle que soit la vitesse de soubassement.

	δ [mm]	δ_d [mm]	θ_0 [mm]	Re_{θ_0}	h	u_τ^*
$\lambda = 0.08$	18.1	1.96	1.59	2743	1.23	0.0636
$\lambda = 0.21$	18.6	2.01	1.64	2810	1.22	0.0628
$\lambda = 0.32$	17.9	1.95	1.60	2712	1.22	0.0624
$\lambda = 0.39$	18.2	2.01	1.64	2795	1.23	0.0628
$\lambda = 0.41$	17.7	2.00	1.63	2781	1.22	0.0628
$\lambda = 0.61$	17.3	1.94	1.59	2694	1.22	0.0628
$\lambda = 0.86$	16.6	1.92	1.55	2651	1.24	0.0640

TABLE 4.1: Caractéristiques des couches limites sur le toit en $x^* = -0.07$ dans le plan médian de la maquette 1/43e.

	δ [mm]	δ_d [mm]	θ_0 [mm]	Re_{θ_0}	h	u_τ^*
$\lambda = 0.08$	20.2	1.39	1.21	2014	1.15	0.0624
$\lambda = 0.86$	21.0	1.69	1.46	2457	1.16	0.0612

TABLE 4.2: Caractéristiques des couches limites sur le côté en $x^* = -0.07$ à mi-hauteur de la maquette 1/43e.

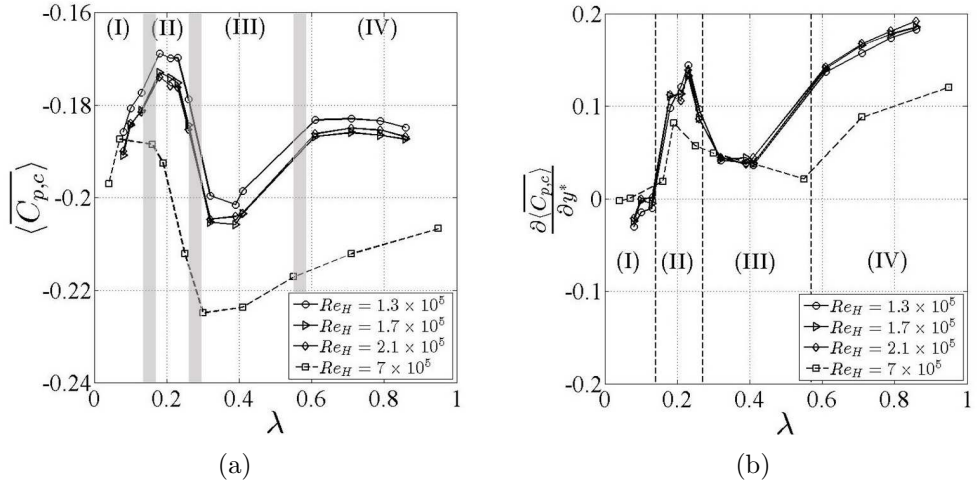


FIGURE 4.9: Évolution du coefficient de pression moyen au culot $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ en fonction de λ (a) et évolution du gradient vertical de pression $\partial\langle\overline{C_{p,c}}\rangle/\partial y^*$ en fonction de λ (b). Les courbes en traits continus ont été obtenues avec la maquette 1/43e et celles en traits pointillés avec la maquette 1/8e.

4.3 Caractéristiques du sillage

Cette partie concerne les principales caractéristiques du sillage obtenu pour les différentes valeurs de λ. La pression au culot, puis le champ de vitesse moyenne sont étudiées. Une étude de la turbulence ainsi qu'une classification de l'écoulement sont ensuite présentées.

4.3.1 Pression au culot

Le coefficient de pression au culot moyenné spatialement $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ est présenté sur la figure 4.9a en fonction de λ et pour différents nombres de Reynolds. Les données obtenues avec la maquette 1/43e correspondent aux nombres de Reynolds $Re_H = [1.3, 1.7, 2.1] \times 10^5$. Celles obtenues avec la maquette 1/8e correspondent à un nombre de Reynolds $Re_H = 7.0 \times 10^5$. On constate une diminution de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ lorsque le nombre de Reynolds augmente. Cette diminution est particulièrement marquée lors du changement d'échelle des maquettes.

L'évolution de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ avec λ pour $Re_H \leq 2.1 \times 10^5$ nous amène à identifier quatre classes de pression, numérotés de (I) à (IV). Ces classes sont délimitées sur la figure 4.9a par les zones grisées. En effet, le faible nombre de configuration de vitesse de soubassement ne permet pas de déterminer précisément une frontière entre chaque classe d'écoulement. Cependant, par souci de clarté, les classes seront par la suite délimitées par des traits pointillés noirs. La classe (I) est caractérisée par une augmentation du coefficient de pression pour de faibles vitesses de soubassement, la classe (II) correspond aux valeurs maximales de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$. La classe (III) est associée aux valeurs minimales de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ et la classe (IV) correspond à une valeur quasiment constante de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ pour $\lambda \geq 0.59$ comprise entre les valeurs de la classe (II) et (III). La partie 4.3.6 montrera que chaque classe est associée à une structure spécifique du sillage. Bien que moins évidente à distinguer, ces quatre classes d'écoulement s'appliquent également à la maquette 1/8e. On remarquera que la transition entre les classes (I) et (II) pour cette maquette semble s'effectuer pour une valeur de λ plus faible que dans le cas de la maquette 1/43e, ce qui peut provenir de l'estimation de λ.

Les cartographies de pression moyenne obtenues au culot en fonction de λ sont présentées sur les figures 4.10 et 4.11 respectivement pour les maquettes 1/43e et 1/8e. Les cartographies sont rassemblées par classes d'écoulement, définies précédemment. La distribution de pression est stratifiée verticalement. Ce résultat est conforme aux répartitions de pression observées sur corps d'Ahmed

à culot droit [68], sur modèle GTS/GETS [53, 109] ou sur véhicule réel à culot droit [21, 51]. Une légère dissymétrie gauche/droite dans le cas de la maquette 1/8e est remarquée et est attribuée à un léger désalignement de la maquette avec l'écoulement. Pour les très faibles valeurs de λ, classe (I), la répartition de pression est homogène sur toute la surface du culot. Pour les autres classes, des zones de dépression plus intenses sont localisées dans la partie inférieure du culot. Selon la maquette et selon les valeurs de λ, ces zones dépressionnaires sont plus ou moins intenses. Elles sont liées à la présence d'une structure tourbillonnaire proche du culot qui sera décrite dans la partie 4.3.4.

L'évolution du gradient de pression vertical présentée sur la figure 4.9b, défini dans le chapitre 3, est maintenant étudiée. Le gradient de pression vertical est majoritairement positif conformément à la répartition de pression au culot présentée précédemment mais son évolution n'est pas monotone avec λ. Cette grandeur permet d'identifier très clairement les quatre classes d'écoulement en particulier entre les classes (I) et (II) où la séparation n'était pas évidente à partir de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ pour la maquette 1/8e.

L'écart type des pressions au culot est présenté sur la figure 4.12 pour la maquette 1/43e et sur la figure 4.13 pour la maquette 1/8e. Les fluctuations de pressions pour les classes (I), (II) et (III) sont plus faibles que celles obtenues pour la classe (IV). Pour ces trois premières classes, les fluctuations maximales sont localisées sur une seule rangée horizontale des prises de pression tandis que pour la classe (IV) les fluctuations maximales occupent la partie supérieure du culot. Pour cette dernière classe, l'augmentation des fluctuations de pression avec λ est le signe d'une instationnarité grandissante de l'écoulement qui aboutit à un phénomène de bi-stabilité haut-bas comme ont pu l'observer Grandemange et al. [48] en modifiant la garde au sol. Ce phénomène est décrit plus en détails dans l'annexe A.

4.3.2 Mesures de traînée

L'évolution de l'effort de traînée F_x en fonction de la vitesse de soubassement est présentée sur la figure 4.14 pour la maquette 1/8e. Aucune mesure de traînée n'a été réalisée sur la maquette 1/43e. Les efforts de traînée les plus élevés sont obtenus pour l'écoulement de classe (III) qui correspondent aux cas où la pression au culot est la plus basse c'est à dire lorsque l'effort de succion au culot est le plus important. Cependant, la force de traînée minimale n'est pas obtenue pour le cas où la pression au culot est la plus élevée ($\lambda = 0.07$) mais pour le cas où aucune perte de charge n'est utilisée. En effet, la force de traînée n'est pas uniquement due à la force de pression s'appliquant à la maquette seule. L'effort F_x peut se décomposer au premier ordre à un effort de pression appliqué uniquement à la maquette et un effort de pression appliqué au système de perte de charge.

Aucune mesure de pression en amont et en aval du système de perte de charge n'a été effectuée avec la maquette 1/8e. Néanmoins, dans le cas de la maquette 1/43e, la pression statique a été mesurée dans la zone de soubassement au niveau du plancher sur lequel repose la maquette. Deux prises de pression étaient disposées en amont et en aval du système de perte de charge à une distance de 2 cm. En supposant que les pressions statiques mesurées par les prises amont et aval soient identiques à celles s'appliquant sur la surface amont et aval de la grille et en négligeant les forces de viscosité au niveau des trous de la grille par rapport aux efforts de pression, l'effort projeté sur $\vec{x}$ appliqué sur chaque grille est définie par la relation (4.2).

$$F_g = \Delta P_g \times S_g \tag{4.2}$$

Avec ΔP_g le saut de pression à travers la grille et S_g la surface frontale de la grille qui est fonction de sa porosité.

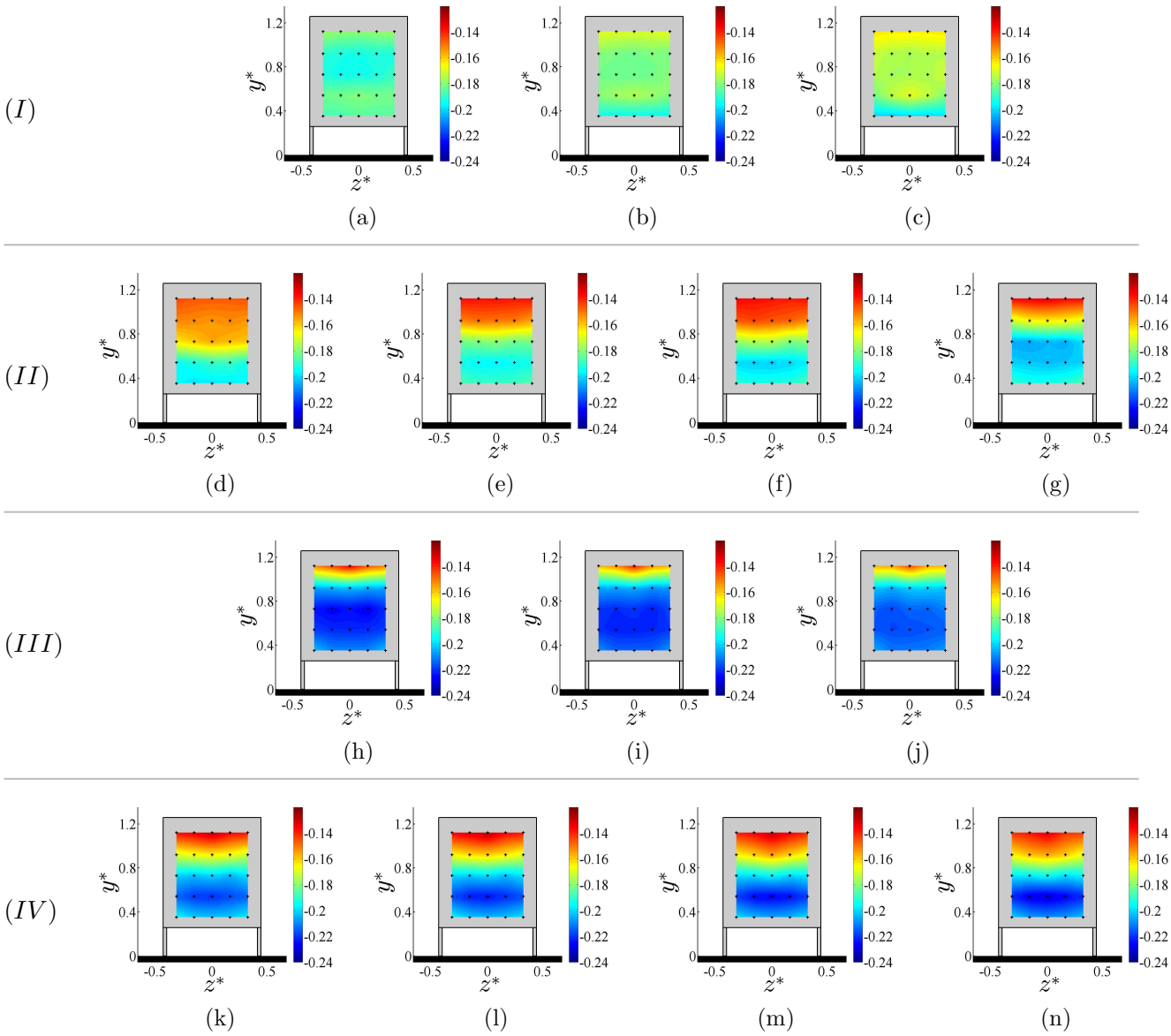


FIGURE 4.10: Cartographies du coefficient de pression statique au culot de la maquette 1/43e pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n).

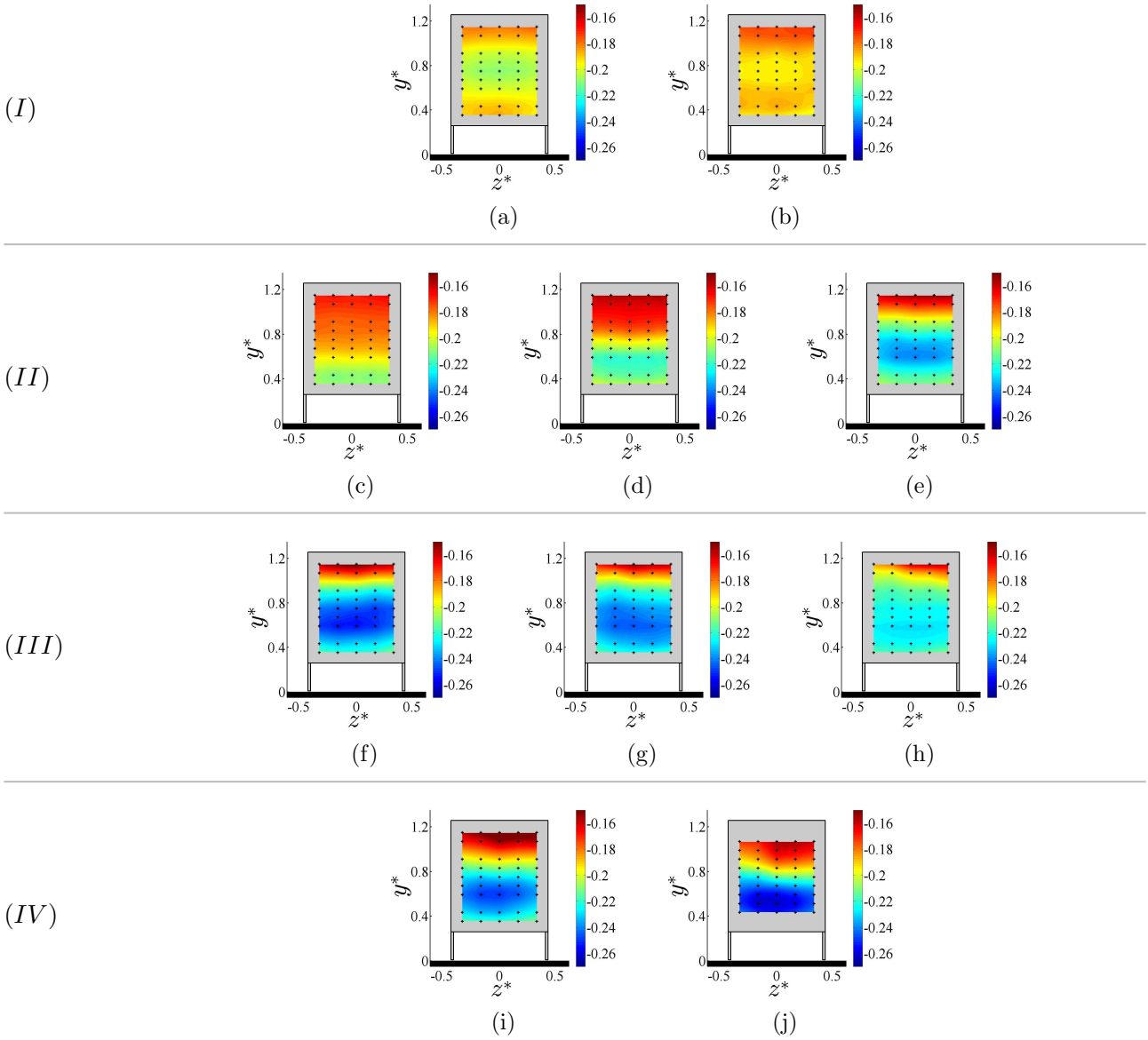


FIGURE 4.11: Cartographies du coefficient de pression statique au culot de la maquette 1/8e pour $Re_H = 7.0 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.04$ (a), $\lambda = 0.07$ (b), $\lambda = 0.16$ (c), $\lambda = 0.19$ (d), $\lambda = 0.25$ (e), $\lambda = 0.30$ (f), $\lambda = 0.41$ (g), $\lambda = 0.55$ (h), $\lambda = 0.71$ (i) and $\lambda = 0.95$ (j).

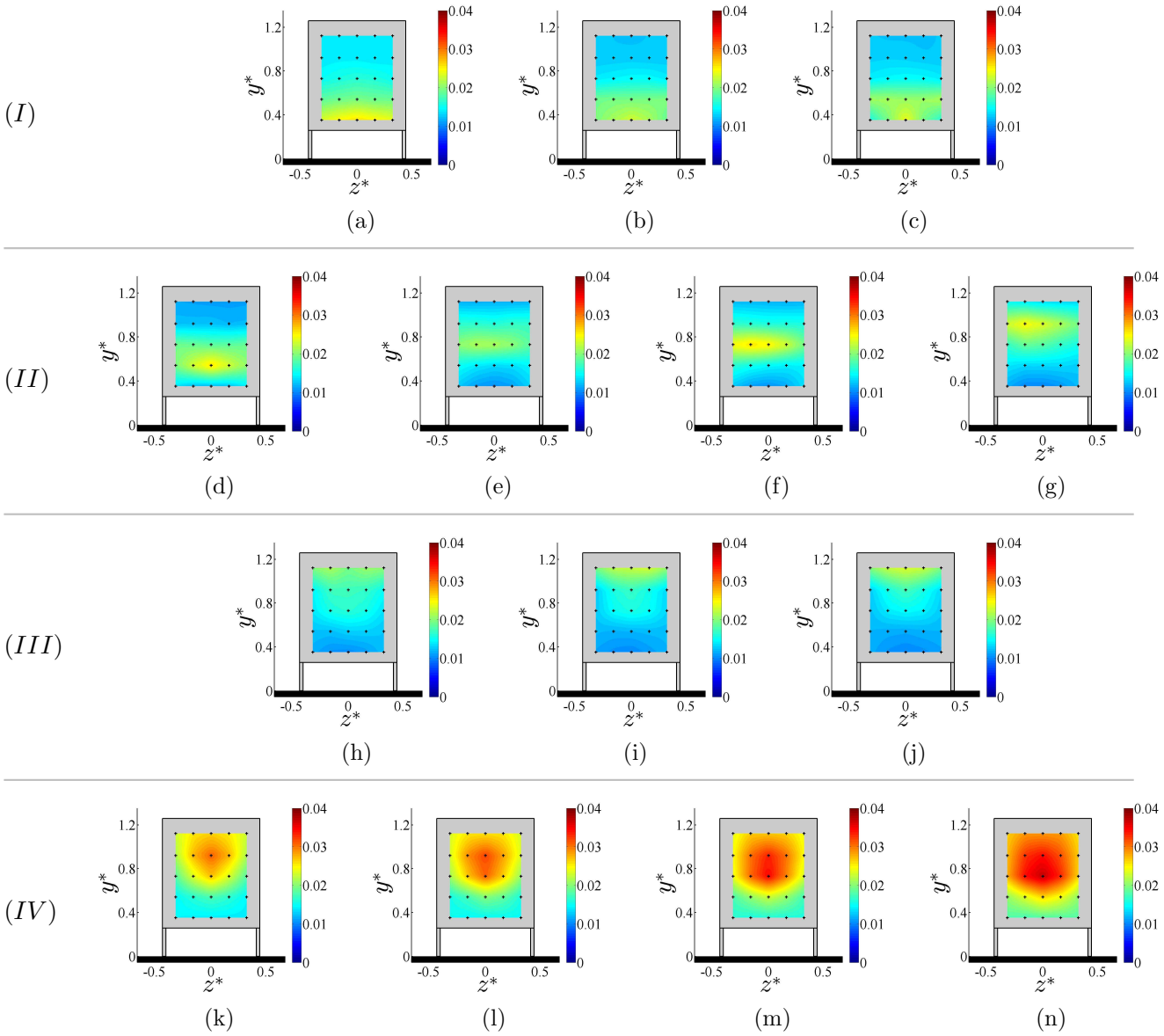


FIGURE 4.12: Cartographies des fluctuations du coefficient de pression statique au culot de la maquette 1/43e pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n).

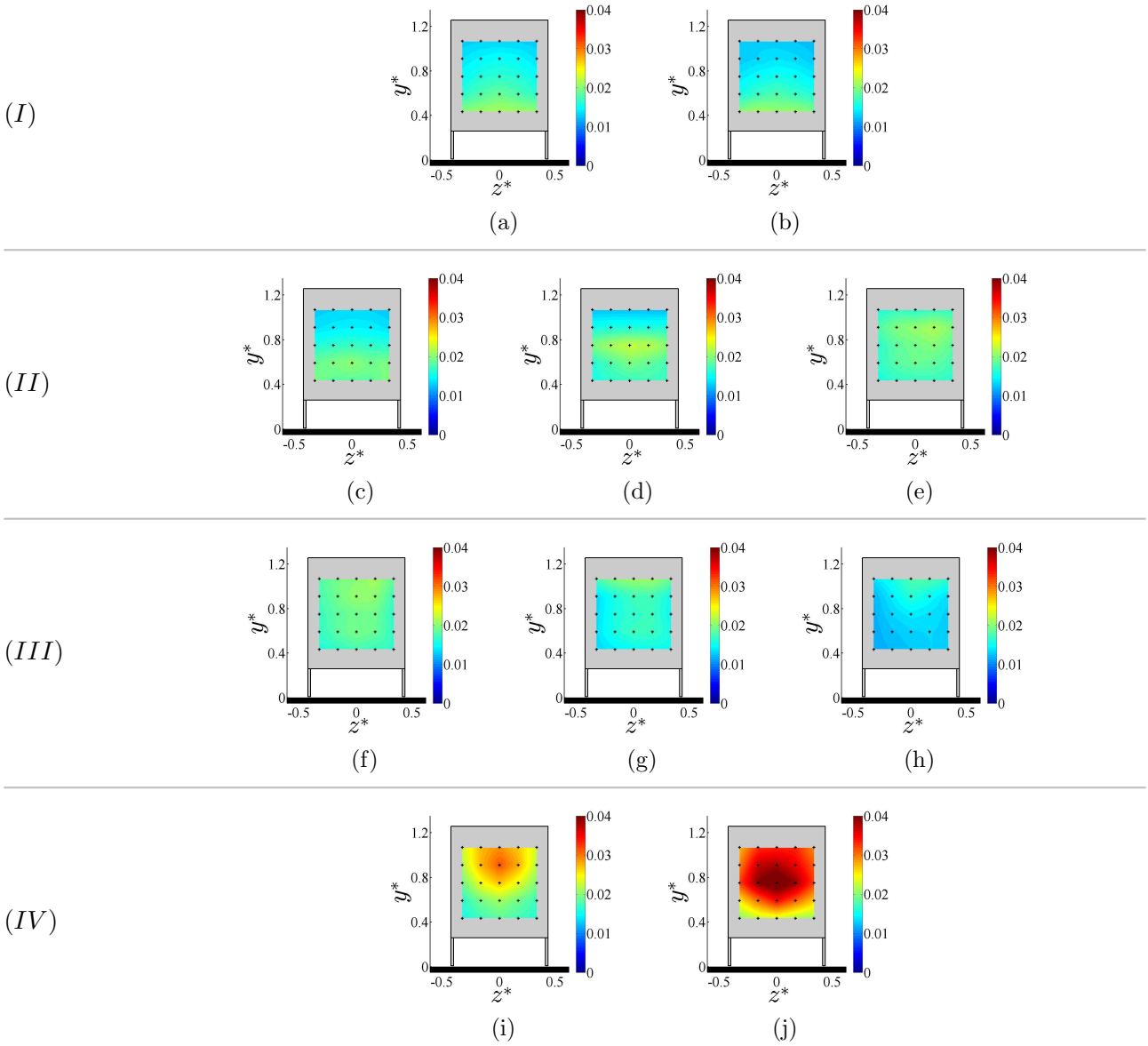


FIGURE 4.13: Cartographies des fluctuations du coefficient de pression statique au culot de la maquette 1/8e pour $Re_H = 7.0 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.04$ (a), $\lambda = 0.07$ (b), $\lambda = 0.16$ (c), $\lambda = 0.19$ (d), $\lambda = 0.25$ (e), $\lambda = 0.30$ (f), $\lambda = 0.41$ (g), $\lambda = 0.55$ (h), $\lambda = 0.71$ (i) and $\lambda = 0.95$ (j).

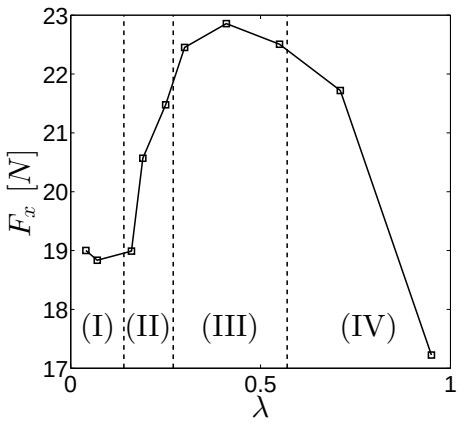


FIGURE 4.14: Évolution avec λ de la force de traînée mesurée sur la maquette 1/8e.

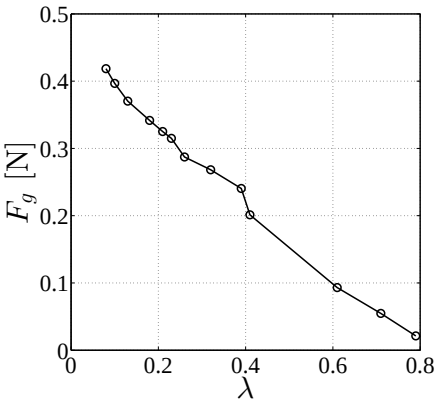


FIGURE 4.15: Évolution avec λ de la force de pression s'appliquant sur le système de perte de charge.

L'évolution des efforts de pression sur chaque grille de perte de charge est présentée sur la figure 4.15. On remarque que la force exercée sur le système de perte de charge décroit proportionnellement à la vitesse de soubassement. Ainsi, en supposant que l'effort de pression s'appliquant sur le nez de la maquette 1/8e est constant, il est cohérent de voir la force de traînée diminuer entre la classe (III) et (IV) puisque d'une part la pression au culot augmente et d'autre part l'effort de pression sur le système de perte de charge diminue. Cependant, ne connaissant pas dans quelle proportion évolue l'effort de pression sur le système de perte de charge, il est difficile de commenter l'évolution de F_x des classes (I) à (III).

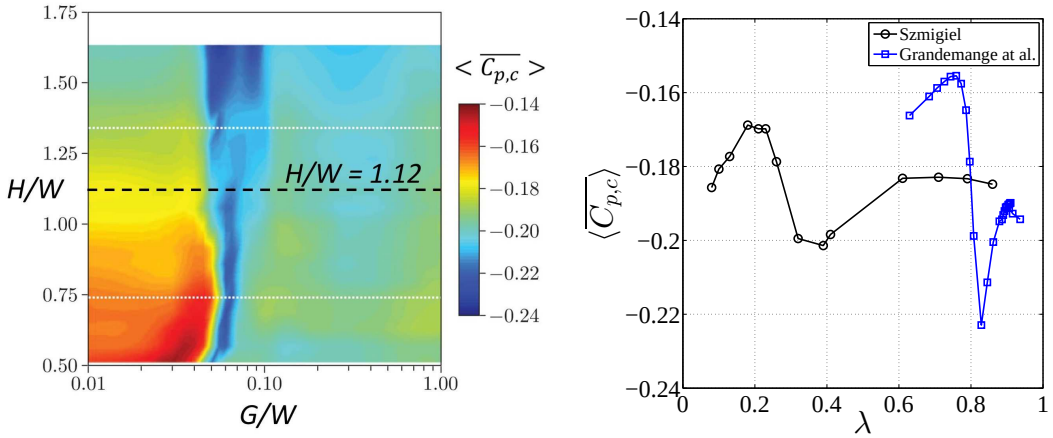
4.3.3 La pression au culot, fonction du débit de soubassement

La pression au culot d'un corps non profilé en interaction avec le sol dépend, pour un nombre de Reynolds donné, de la garde au sol G, de la vitesse de soubassement U_s et du rapport d'aspect de la maquette H/W. Pour un rapport de forme H/W donné, Grandemange et al. [48] ont mesuré $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ sur un corps à culot droit en imposant différentes valeurs de garde au sol G (figure 4.16a). Ils ont identifié que la diminution de la hauteur de soubassement provoque une forte diminution de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ pour une gamme de garde au sol centrée autour de $G/W \sim 0.06$. Dans leur étude, la réduction de la hauteur de garde au sol induit une diminution de la vitesse de soubassement liée à l'augmentation des effets visqueux sous la maquette.

Afin d'établir une comparaison entre les valeurs de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ obtenues par Grandemange et al. [48] sur un corps d'Ahmed et les valeurs de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ obtenues dans cette thèse pour une variation de λ, la vitesse de soubassement semble être adaptée pour tenter de rapprocher ces deux expériences. Néanmoins, cette grandeur n'est pas disponible pour les essais de Grandemange et al. [48]. Pour pallier ce problème, les profils de vitesse de soubassement obtenus sur un corps d'Ahmed à culot droit par Cadot et al. [22] pour une variation de garde au sol sont exploités [1], même si ces profils de vitesse aient été obtenus pour un nombre de Reynolds différent ($Re_H = 1.6 \times 10^5$ [22] contre $Re_H = 5.0 \times 10^4$ dans [48]).

Différentes grandeurs représentatives de la dynamique de l'écoulement de soubassement sont calculées à partir des profils de vitesse issus de [22] à savoir le paramètre λ (figure 4.16b), le débit de soubassement (figure 4.17a) et la quantité de mouvement (figure 4.17b). Il s'avère que ces deux dernières quantités sont celles qui permettent de comparer au mieux les évolutions de pression au culot entre les deux expériences. Il n'y a pas de raison pour que les courbes soient confondues car

1. L'auteur tient à remercier M. Cadot pour le partage des données présentes dans les références [22] et [48].



(a) (b)

FIGURE 4.16: Cartographie de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ au culot pour une variation du rapport d'aspect H/W et de la hauteur de garde au sol G/W (a), d'après Grandemange et al. [48]. Évolution de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ (b) en fonction de λ, pour une variation de garde au sol issue de l'étude de Grandemange et al. [48] (courbe bleue avec $H/W = 0.74$ correspondant au ratio du corps d'Ahmed) et pour une variation de λ issue des essais sur la maquette 1/43e (courbe noire avec $H/W = 1.12$). Le calcul du débit de soubassement pour les résultats de Grandemange et al. est effectué à partir des données issues des travaux de Cadot et al. [22].

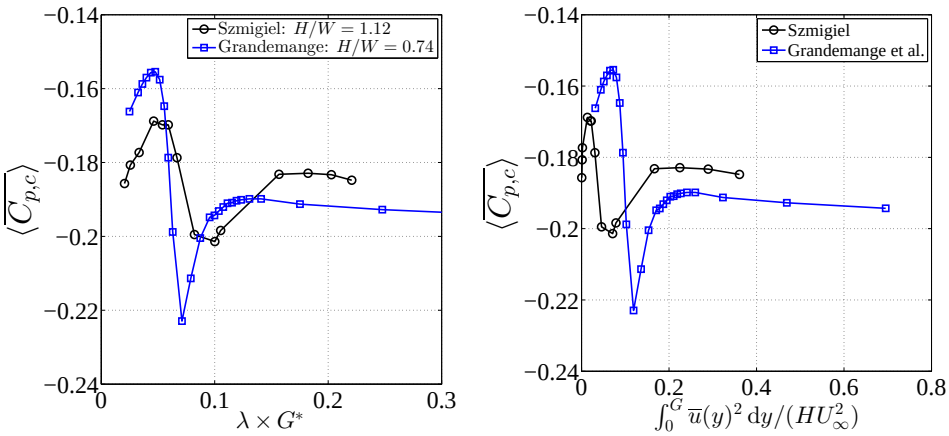
les deux expériences sont réalisées avec des géométries différentes (rapport d'aspect différent, présence/absence de jupes latérale) et pour des nombres de Reynolds différents. Cette comparaison met clairement en avant que la vitesse de soubassement et la hauteur de garde au sol pilotent la pression au culot. Dans cette thèse où la garde au sol est constante, seule la vitesse de soubassement pilote la pression au culot.

4.3.4 Champ moyen de vitesse

Afin d'analyser le développement du proche sillage dans les différentes configurations étudiées, les mesures SPIV (maquette 1/43e) et PIV (maquette 1/8e) sont exploitées. Dans un premier temps, les écoulements dans le plan médian puis dans les plans verticaux transverses en $x^* = 0.5$ et $x^* = 2$ sont analysés pour la maquette 1/43e uniquement. Enfin, l'écoulement dans le plan horizontal à mi-hauteur de la maquette 1/8e est étudié.

4.3.4.1 Plan médian

La figure 4.18 présente les cartographies de la norme de la vitesse moyenne avec les lignes de courant dans le plan médian de la maquette 1/43e. Aucune mesure dans ce plan permettant d'observer le sillage sur une telle étendue selon $\vec{x}$ n'a été effectuée pour la maquette 1/8e. Une première analyse des lignes de courant met en évidence deux structures de sillage bien différentes. La première, obtenue pour $\lambda \leq 0.41$, rassemble les classes (I), (II) et (III). Le sillage est alors caractérisé dans le plan médian par un écoulement de retour provenant du soubassement et par un décollement au niveau du sol de l'écoulement de soubassement, symbolisé par le point D_s. La seconde structure de sillage, correspondant à la classe (IV), est associée à une bulle de recirculation détachée du sol ressemblant fortement aux sillages obtenus avec un corps d'Ahmed à culot droit ou avec les modèles GTS/GETS utilisés par McArthur et al. [82] et Van Raemdonck et al. [108] pour un rapport $G/H \geq\sim 0.14$ pour lequel l'effet de blocage dans l'écoulement de soubassement est modéré. Une analyse plus approfondie de la structure des sillages est maintenant exposée :



(a) (b)

FIGURE 4.17: Évolution de $\langle \overline{C_{p,c}} \rangle$ en fonction du débit de soubassement (a) et de la quantité de mouvement (b), pour une variation de garde au sol issue de l'étude de Grandemange et al. [48] (courbe bleue) et pour une variation de λ uniquement issue des essais sur la maquette 1/43e (courbe noire).

- Le sillage de la classe (I) est assez similaire dans le plan médian à celui obtenu pour une marche descendante en 3D avec un point de décollement D_c sur l'arête supérieure du culot et avec la présence d'une unique bulle de recirculation P_1 attachée au sol. Le point de recollement sur le sol R_s se situe environ en $x^* = 1.5$. Cela est comparable avec l'observation faite par Martinuzzi et al. [81] pour un parallélépipède placé au sol au rapport d'aspect W^* identique à celui de la maquette 1/43e. A titre de comparaison, cette distance entre le culot et R_s est bien plus faible que celle obtenue pour un écoulement 2D sur marche descendante, à savoir $x^* \sim 6$ pour un nombre de Reynolds $Re_H = 4 \times 10^4$ d'après Chun et al. [30]. De plus, une petite bulle de recirculation est probablement présente proche de la partie basse du culot formée par le décollement de l'écoulement de soubassement en D_s. Toutefois, les limites du domaine de mesure ne permettent pas de l'identifier précisément.

- Pour les classes (II) et (III), l'écoulement de soubassement décolle du sol au point D_s formant un écoulement de retour vers le culot. Dans la partie supérieure du culot, le point d'arrêt lié à cet écoulement de retour est symbolisé par le point R_c. Ce dernier point correspond aussi à la position des fluctuations maximales de pression au culot observées sur la figure 4.12. La hauteur du point d'arrêt au culot augmente entre la classe (II) et la classe (III). Pour cette dernière classe, le point d'arrêt est situé à proximité de l'arête supérieure du culot c'est-à-dire proche de la couche de cisaillement supérieure. L'écoulement de retour est responsable de la formation d'une bulle de recirculation P_2 attachée à la partie basse du culot. Cette dernière est corrélée aux faibles pressions constatées sur la figure 4.10 pour ces deux mêmes classes d'écoulement. La structure tourbillonnaire P_2 grossit quand λ augmente et éloigne la structure P_1 du culot. Pour la classe (III), la structure P_1 est située dans la partie basse du sillage. De plus, la distance entre le culot et le point de recollement R_s de l'écoulement au sol située en $x^* > 1.7$ augmente avec λ.

- Enfin pour la classe (IV), la quantité de mouvement de l'écoulement de soubassement est suffisante pour éviter son décollement du sol. Le sillage est alors formé dans le plan médian par deux structures contra-rotatives non symétriques (P_2 et P_3) comme observé pour le corps d'Ahmed, les modèles GTS/GETS ou sur des petits véhicules industriels [51].

Ces différentes structures de sillages décrites ci-dessus ont été également identifiées par Grandemange et al. [48] et McArthur et al. [82] pour une variation de la garde au sol (figures 2.29 et 2.30). Ainsi, comme pour l'évolution de la pression moyenne au culot, une variation de λ uniquement ou

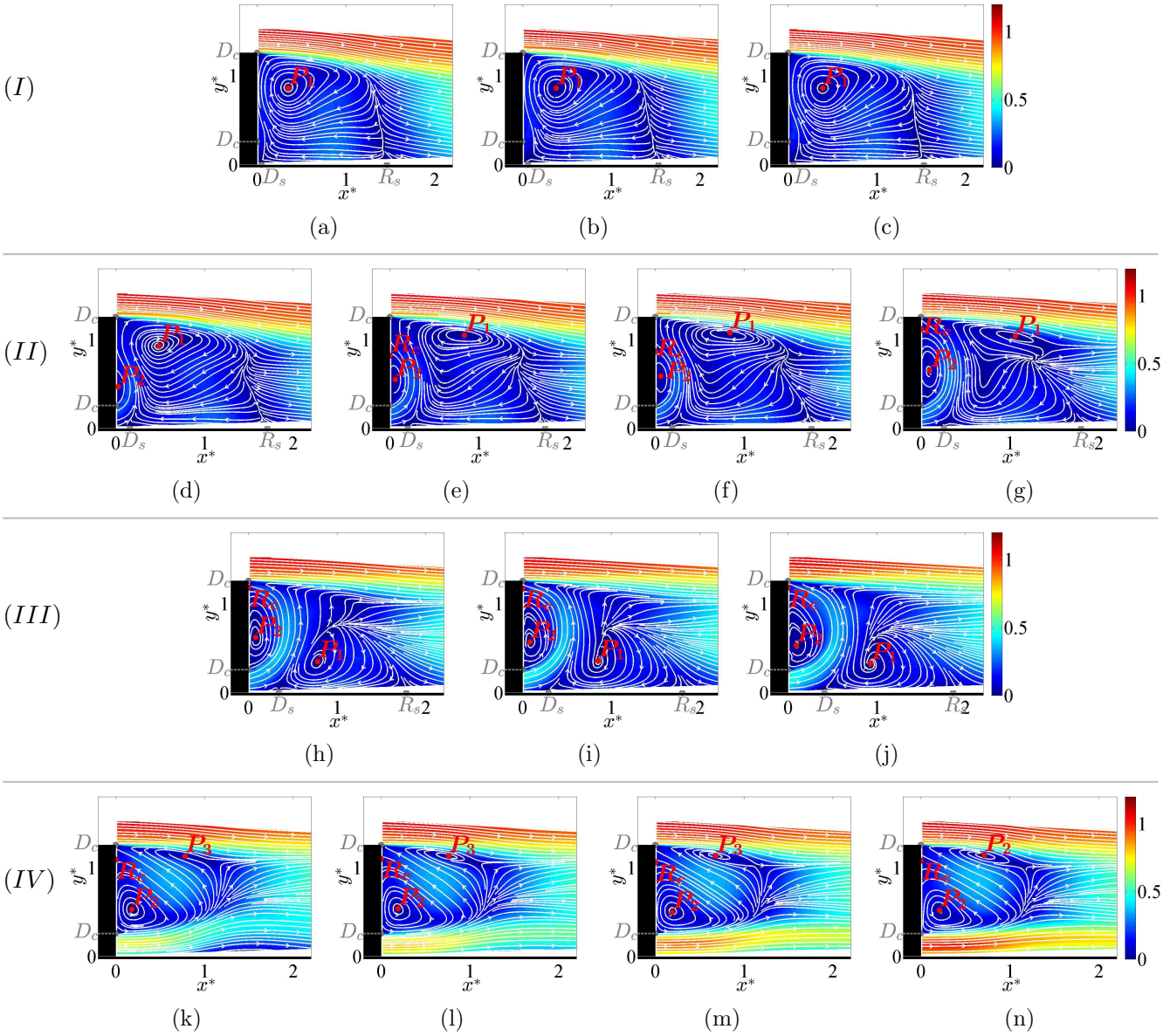


FIGURE 4.18: Cartographies de la norme de la vitesse moyenne avec lignes de courant pour la maquette 1/43e dans le plan médian pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n).

un changement de la hauteur de la garde au sol entraînant nécessairement une modification de λ, conduisent à identifier des structures de sillages qui partagent des similarités.

4.3.4.2 Plans verticaux transverses

Pour approfondir l'analyse de l'écoulement moyen de sillage, les cartographies de vitesse longitudinale avec les lignes de courant dans le plan $x^* = 0.5$ sont présentées sur la figure 4.19. Pour les quatre classes d'écoulement, la vitesse de l'écoulement sur la hauteur du soubassement est relativement uniforme sur la majeure partie de la largeur de soubassement. L'isovaleur $\overline{u^*} = 0$ permet de distinguer la zone où la vitesse longitudinale est négative. Pour les classes (I) et (II), cette zone est étendue du bas du domaine de mesure jusqu'à la moitié supérieure du culot. Cela correspond à l'écoulement de retour provenant de la couche de cisaillement supérieure. Pour les classes (III) et (IV), la zone de vitesse longitudinale négative est principalement située dans la partie haute du sillage. Ces vitesses négatives sont dues à l'écoulement de retour provenant de l'écoulement de soubassement pour la classe (III) et de la zone de recirculation pour la classe (IV).

Par ailleurs, les lignes de courant dans ce plan permettent d'identifier les quatre classes d'écoulement. La classe (I) est associée à des lignes de courant horizontales dans la partie basse du proche sillage fuyant vers l'extérieur et par un enroulement de ces dernières dans la partie supérieure. Pour les classes (II) et (III), l'écoulement de retour est clairement identifié sur une grande partie de la largeur du sillage par des lignes de courant verticales. Un enroulement de ces dernières dans la partie supérieure est également observé. Les classes (II) et (III) diffèrent principalement par la taille de l'enroulement des lignes de courant et par la vitesse de l'écoulement de retour. Pour la dernière classe, l'enroulement des lignes de courant est observé dans la partie inférieure du proche sillage.

La vitesse longitudinale dans le plan $x^* = 2$ est présentée sur la figure 4.20. Chaque classe d'écoulement est associée à une répartition des vitesses qui lui est propre. On peut noter qu'une diminution de la largeur du sillage à mi-hauteur de la maquette ($y^* = 0.76$) s'accompagne d'une augmentation de sa hauteur comme on le verra dans la partie 4.3.4.4.

Les cartographies de vorticité $\overline{\omega_x^*} = 0.5(\partial\overline{u_z^*}/\partial y^* - \partial\overline{u_y^*}/\partial z^*)$ composante normale au plan de mesure PIV, sont données sur la figure 4.21 avec les lignes de courant. Les classes (II), (III) et (IV) se distinguent de la classe (I), par la présence d'un point selle dans le plan médian en $y^* \sim 0.7$. L'enroulement des lignes de courant dans la partie supérieure du sillage est particulièrement bien formé pour les classes (III) et (IV) où les maxima de la valeur absolue de la vorticité y sont concentrés. Pour quantifier l'évolution de ces spots de vorticité, le terme Γ^*, définie par la relation (4.3), est calculée sur une surface S_Γ délimitant le quart supérieur droit du culot ([G+H/2,G+H],[0,W/2]).

$$\Gamma^* = \iint_{S_\Gamma} \overline{\omega_x^*} dx^* dy^* \tag{4.3}$$

Les résultats sont présentés sur la figure 4.22 et mettent clairement en avant des valeurs élevées de Γ^* pour les classes (III) et (IV). Pour cette dernière classe d'écoulement, les niveaux de vorticité situés dans la partie supérieure du sillage diminuent quand λ augmente à l'inverse de la vorticité dans la partie basse. Par ailleurs, la forme circulaire des enroulements des lignes de courant couplée à des niveaux élevées de la vorticité par rapport au reste de l'écoulement suggère que les structures tourbillonnaires dans ce plan de coupe sont issues d'un tube de vorticité évoluant perpendiculairement au plan de mesure. Ces tubes de vorticité peuvent être associés au développement de tourbillons longitudinaux.

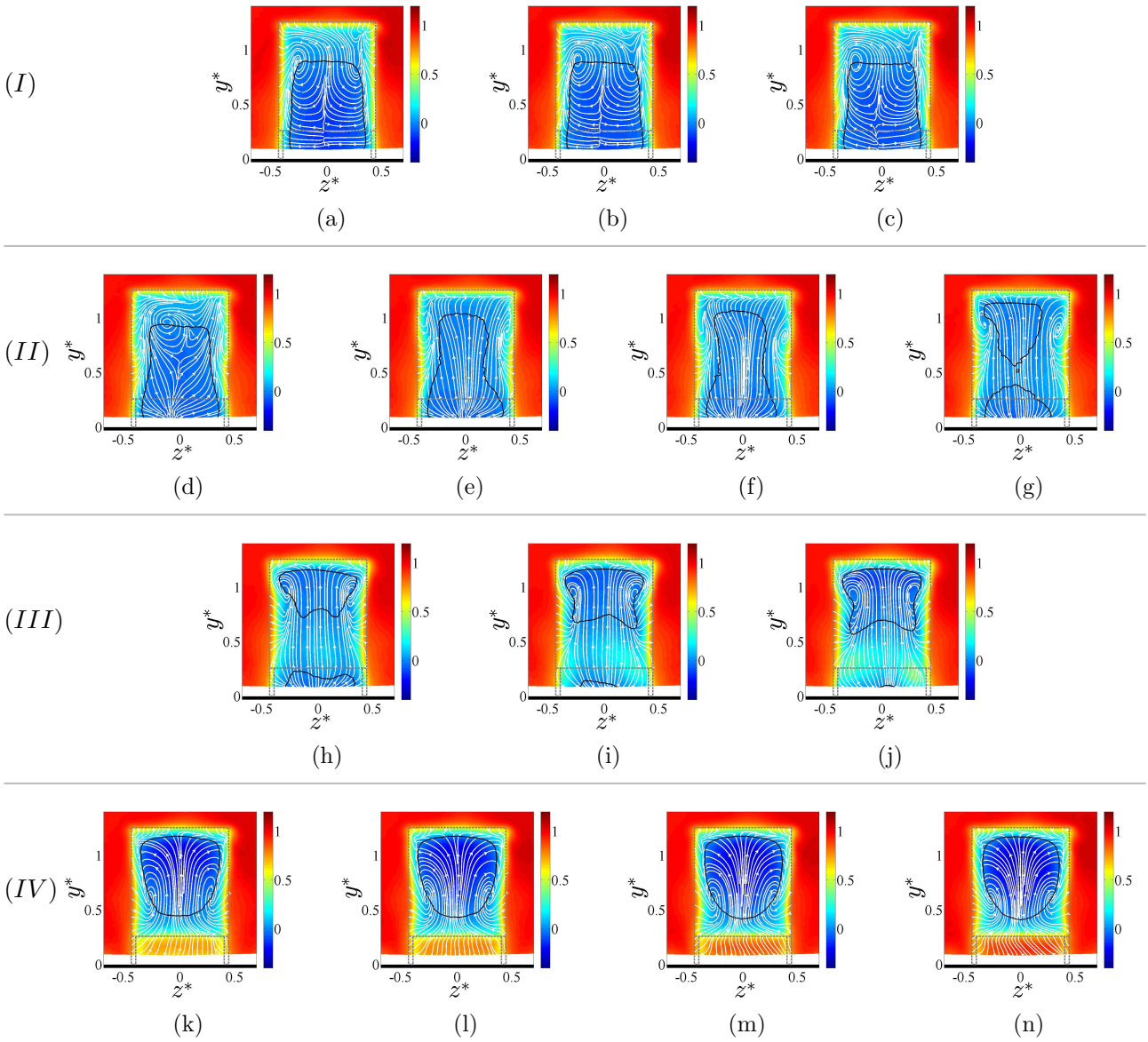


FIGURE 4.19: Cartographies de la vitesse moyenne longitudinale avec les lignes de courant pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 0.5$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n). Le contour noir représente l'isovaleur $\overline{u^*} = 0$.

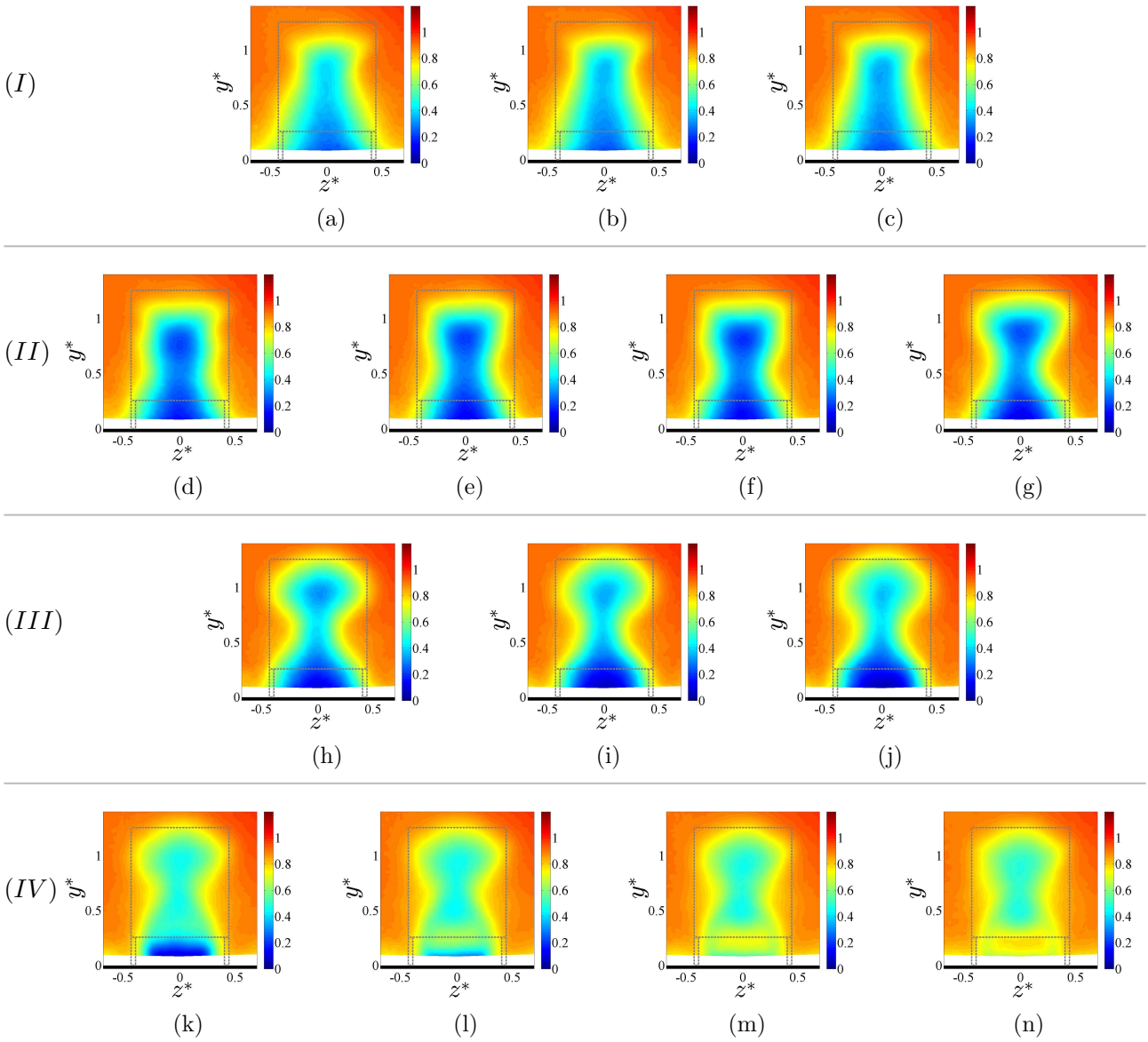


FIGURE 4.20: Cartographies de la vitesse moyenne longitudinale pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 2$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n).

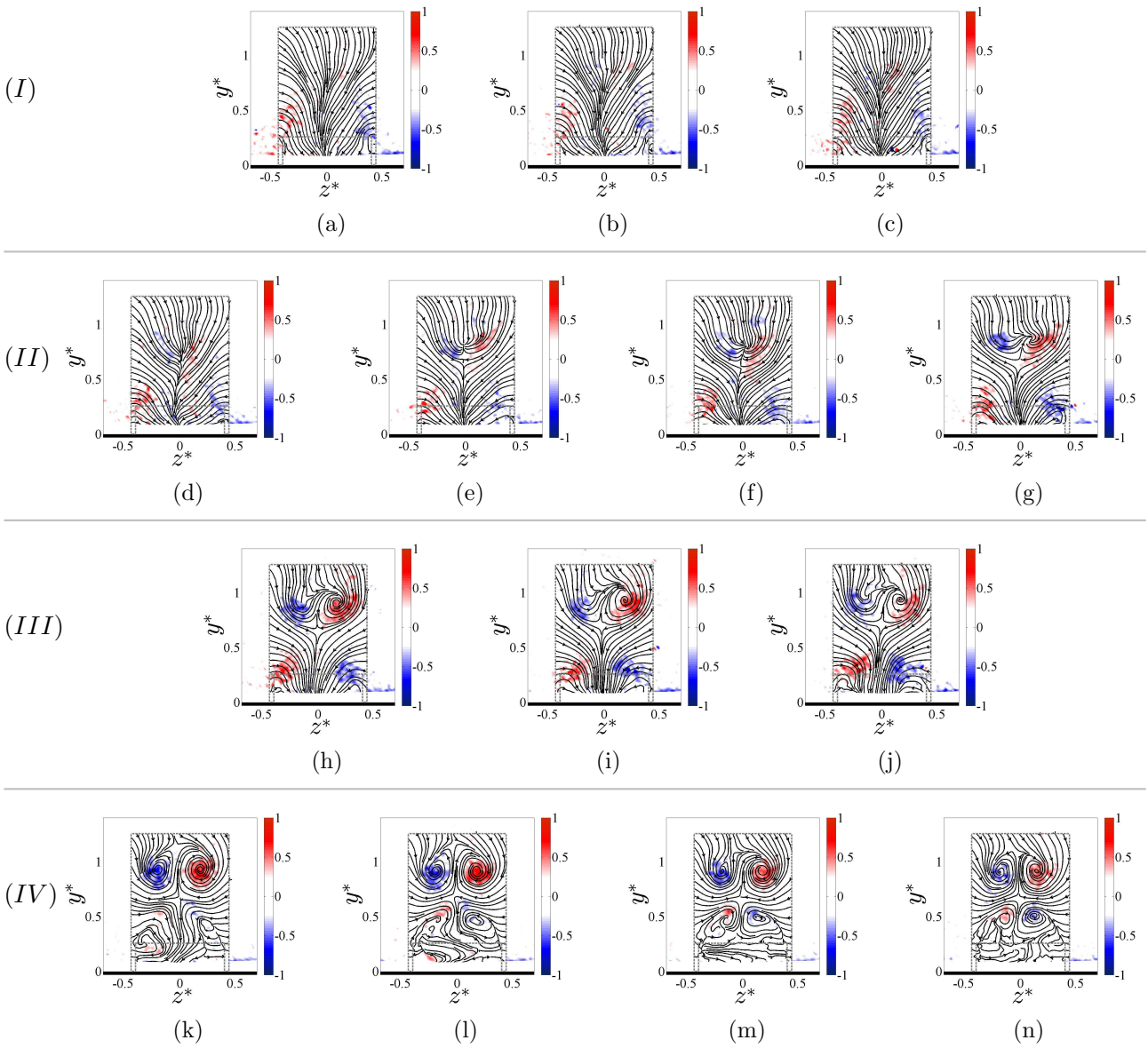


FIGURE 4.21: Cartographies de vorticité $\overline{\omega_x^*}$ avec les lignes de courant pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 2$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n).

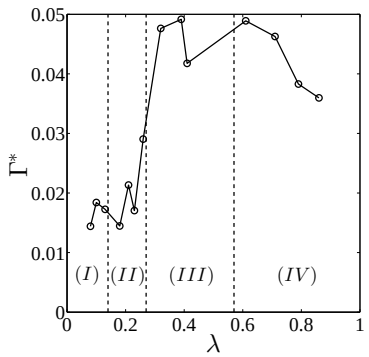


FIGURE 4.22: Évolution avec λ de Γ^* en $x^* = 2$ sur le contour fermé $S_\Gamma = (y^*, z^*) = ([G + H/2, G + H], [0, W/2])$.

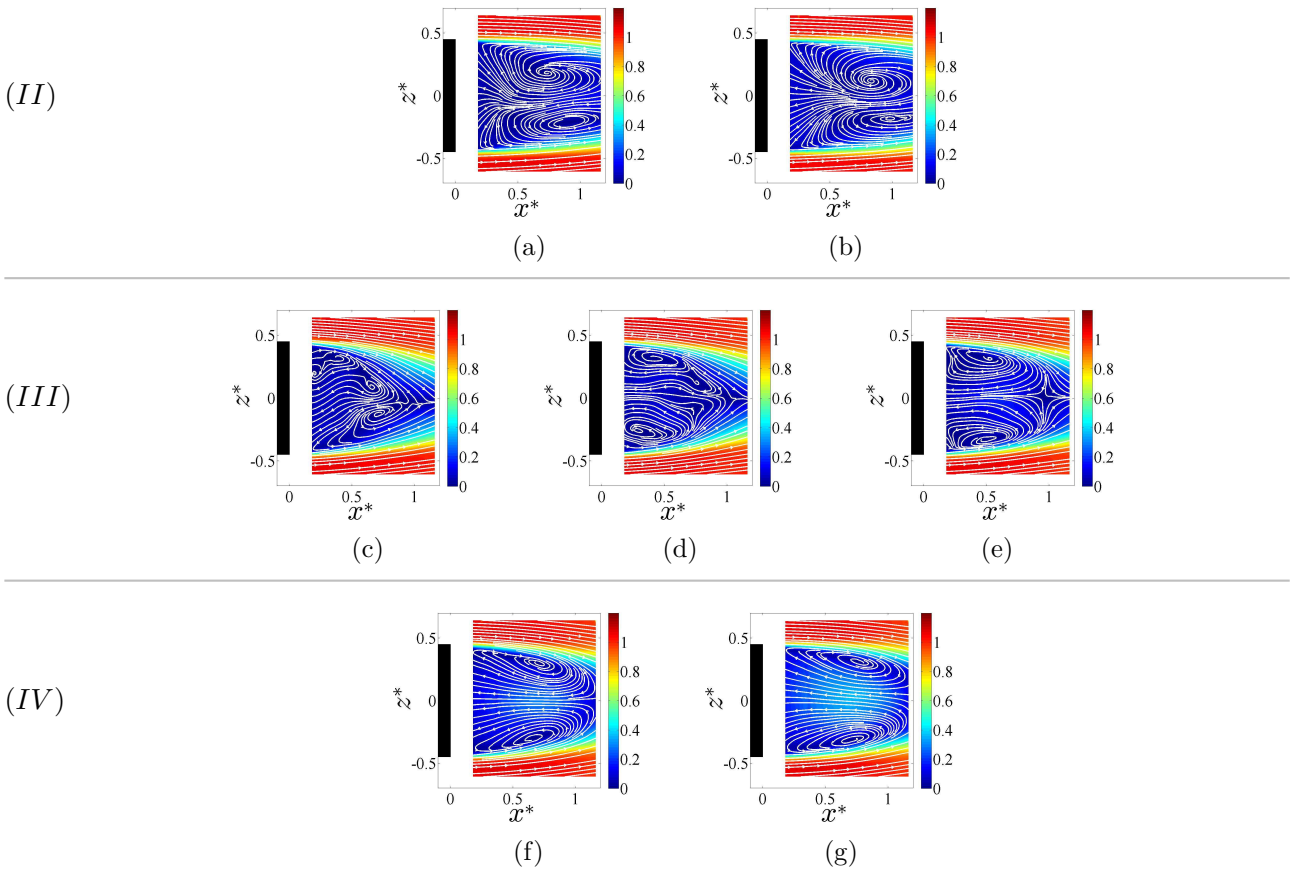


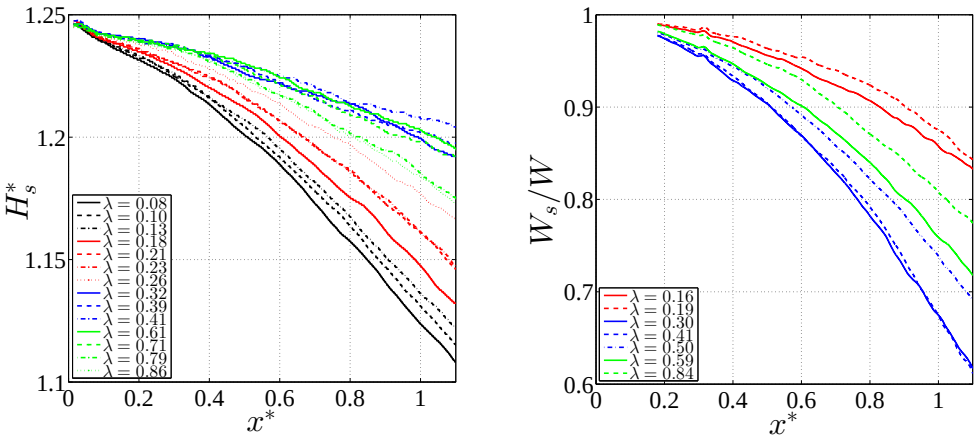
FIGURE 4.23: Cartographies de la norme de la vitesse moyenne avec lignes de courant pour la maquette 1/8e dans le plan horizontal en $y^* = 0.63$ pour $Re_H = 7.0 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.16$ (a), $\lambda = 0.19$ (b), $\lambda = 0.30$ (c), $\lambda = 0.41$ (d), $\lambda = 0.55$ (e), $\lambda = 0.71$ (f) et $\lambda = 0.95$ (g).

4.3.4.3 Plan horizontal

Les mesures de vitesse dans un plan horizontal ne sont disponibles que pour la maquette à l'échelle 1/8e. Elles ont été effectuées à mi-hauteur du culot uniquement pour les classes (II) à (IV). Les cartographies du champ de vitesse sont présentées sur la figure 4.23. Pour chacune de ces classes, le sillage dans ce plan de coupe est constitué d'une paire de tourbillons contra-rotatifs. Cependant leurs localisations varient en fonction de λ. Pour la classe (II), le centre de ces tourbillons est situé plus près du plan médian que pour les classes (III) et (IV). On note une légère dissymétrie entre les structures gauche et droite attribuée au léger désalignement de la maquette avec l'écoulement amont comme cela a été constaté sur les mesures de pression. Pour la classe (III), la paire de tourbillons s'est rapprochée du culot et s'est déplacée vers les couches de cisaillement latérales. Les lignes de séparation issues des bords du culot se rejoignent à la fin du sillage et forment un point selle en $(x^*, z^*) \sim (1, 0)$. Pour la classe (III), la distance entre le culot et le point selle diminue ; les dimensions du plan de mesure ne permettent pas de déterminer la position exacte de ce point pour les autres classes. Pour la classe (IV), la structure du sillage est comparable à celle obtenue sur un corps d'Ahmed à culot droit [110] ou avec un model GTS [82]. L'ensemble de ces mesures de vitesse est utilisé dans la partie suivante pour caractériser la largeur du sillage.

4.3.4.4 Dimensions transversales du sillage

La hauteur du sillage H_s^* est définie comme étant l'altitude pour laquelle la vitesse de l'écoulement dans la couche de cisaillement supérieure est égale à $U_\infty/2$. Cette grandeur est présentée sur la figure 4.24a. La diminution de H_s^* avec x^* permet de mettre en avant la présence d'une vectorisation



(a) (b)

FIGURE 4.24: (a) Évolution avec x^* de la hauteur du sillage H_s^* dans le plan médian de la maquette 1/43e (a) définie par $H_s^* = y^*_{(\overline{u}(y)=U_\infty/2)}$. (b) Évolution de la largeur du sillage W_s/W définie par $W_s = z_{(\overline{u}(z>0)=U_\infty/2)} - z_{(\overline{u}(z<0)=U_\infty/2)}$ dans le plan horizontal à mi-hauteur de la maquette 1/8e. Chaque couleur représente une classe d'écoulement : (I) noire, (II) rouge, (III) bleue et (IV) verte.

naturelle de l'écoulement plus marquée pour la classe (I).

Une vectorisation naturelle de l'écoulement latéral est également constatée comme le montre l'évolution avec x^* de la largeur du sillage W_s/W (figure 4.24b). La largeur du sillage est déterminée en calculant la distance entre les points où la vitesse locale vaut $U_\infty/2$ dans chaque couche de cisaillement latérale. La vectorisation la plus marquée est obtenue pour la classe (III). On notera par ailleurs que la largeur du sillage n'évolue pas de façon monotone avec λ excepté au sein d'une même classe d'écoulement.

Ces deux quantités H_s et W_s montrent que lorsque la hauteur du sillage augmente entre deux écoulements de classes différentes alors une diminution de la largeur du sillage est observée, et inversement. Les écoulements pour lesquels la répartition de pression au culot est la plus défavorable vis à vis de la traînée aérodynamique, à savoir ceux de la classe (III), sont ceux pour lesquels la hauteur de sillage est la plus importante tandis que sa largeur est la plus faible.

4.3.5 Fluctuations de vitesse dans le sillage

On s'intéresse à présent aux tensions de Reynolds mesurées dans le plan médian et à l'énergie cinétique turbulente k^* dans les plans transverses. Le terme k^* est calculé à partir des trois composantes de la vitesse (PIV 2D-3C) et est défini par la relation (4.4).

$$k^* = \frac{1}{2}\frac{\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}}{U_\infty^2} \tag{4.4}$$

4.3.5.1 Plan médian

Les cartographies des tensions de Reynolds $\overline{u'^*v'^*}$, $\overline{u'^*u'^*}$, $\overline{v'^*v'^*}$ et $\overline{w'^*w'^*}$ dans le plan médian de la maquette 1/43e sont présentées respectivement sur les figures 4.25, 4.26, 4.27 et 4.28 pour l'ensemble des vitesses de soubassement testées. La différence des valeurs absolues de la tension $\overline{u'^*v'^*}$ entre les

couches de cisaillement supérieure et inférieure indique une absence de symétrie haut/bas de l'écoulement pour l'ensemble des classes d'écoulement. L'analyse des tensions normales permet d'identifier différents mécanismes physiques en lien avec les champs de vitesse moyenne présentés précédemment.

Pour les classes d'écoulement (I) et (II), la tension de Reynolds $\overline{w'^* w'^*}$ est la plus élevée et est concentrée pour $x^* \geq 1.7$ à mi-hauteur de la maquette. Les fortes valeurs de cette tension de Reynolds par rapport aux autres tensions indiquent que la turbulence est anisotrope associée à de fortes variations des écoulements latéraux. Ces instationnarités sont liées à la présence d'un détachement tourbillonnaire alterné latéral comme on le verra dans la partie 4.4.1. Les niveaux maximum de la tension $\overline{v'^* v'^*}$ sont également localisés à la fin du sillage mais restent plus faibles que ceux de la tension $\overline{w'^* w'^*}$.

Pour les classes (III) et (IV), la tension $\overline{w'^* w'^*}$ n'est pas négligeable devant les tensions $\overline{u'^* u'^*}$ et $\overline{v'^* v'^*}$ mais reste localisée à la fermeture du sillage indiquant des instationnarités latérales liées également à un détachement tourbillonnaire. Cependant, les tensions $\overline{u'^* u'^*}$ et $\overline{v'^* v'^*}$ sont les principaux termes contribuant à l'énergie cinétique turbulente au sein de la couche de cisaillement supérieure. Pour la classe (III), ces fluctuations de vitesse s'expliquent par l'écoulement de retour issu du soubassement qui vient impacter la couche de cisaillement supérieure. De manière similaire, pour la classe (IV) l'écoulement de retour au sein de la zone de recirculation est dirigé vers l'écoulement supérieur. L'augmentation des amplitudes des tensions $\overline{u'^* u'^*}$ et $\overline{v'^* v'^*}$ par rapport aux tensions de la classe (III) est peut-être associée à un changement de direction de l'écoulement de retour qui impacte la couche de cisaillement supérieure de façon oblique. De plus, la plus grande largeur du jet de retour (délimitée entre les deux structures tourbillonnaires principales) par rapport à la classe précédente perturbe l'écoulement supérieur sur une plus grande surface. Pour cette classe (IV), les cartographies des tensions de Reynolds sont cohérentes avec celles obtenues par McArthur et al. [82] sur un modèle GTS dont le sillage s'apparente à un sillage de classe (IV). Les instationnarités dans la couche de cisaillement supérieure seront davantage détaillées dans la partie 4.5.

4.3.5.2 Plans verticaux transverses

Les cartographies d'énergie cinétique turbulente k^* mesurées dans le plan transversal en $x^* = 0.5$ sont présentées sur la figure 4.29. Mis à part pour la classe (IV), k^* est confinée dans les couches de cisaillement supérieure et latérales. Pour l'ensemble des classes d'écoulement, les fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement inférieure sont très petites comparées aux fluctuations de vitesse dans les autres couches de cisaillement. Pour la classe (I), le faible cisaillement dans la couche inférieure en est la cause. Pour les classes (II), (III) et (IV) cela démontre le caractère stationnaire de l'écoulement de soubassement ; la structure tourbillonnaire P_2 identifiée sur la figure 4.18 a dans ces cas une position fixe. Cela confirme l'observation faîte par McArthur et al. [82] sur un modèle GTS. Ils expliquent les faibles niveaux de turbulence dans la couche de cisaillement inférieure par l'absence d'instabilités de Kelvin-Helmholtz (K-H) provoquée par l'accélération centrifuge de l'écoulement de soubassement générée par la zone de basse pression au niveau du tourbillon inférieur. Ils s'appuient sur les travaux récents de Liou [74] qui montre que pour une couche de cisaillement courbée avec une vitesse radiale croissante, une réduction du rayon de courbure conduit à une réduction du taux de croissance des instabilités de K-H.

Pour les couches de cisaillement supérieure et latérales, la répartition spatiale de l'énergie cinétique turbulente dépend entièrement de la classe d'écoulement. Pour les classes (I) et (II), les principales fluctuations de vitesse sont localisées dans les couches de cisaillement latérales. Pour la classe (III), les principales fluctuations de vitesse se situent dans la couche de cisaillement supérieure. Cela s'explique par le fait que l'écoulement de retour provenant du soubassement, pas uniquement confiné dans le plan médian (figure 4.19(h,i,j)), perturbe la couche de cisaillement supérieure sur la majeure partie de la largeur du culot. Pour la classe d'écoulement (IV), les fluctuations de vitesse

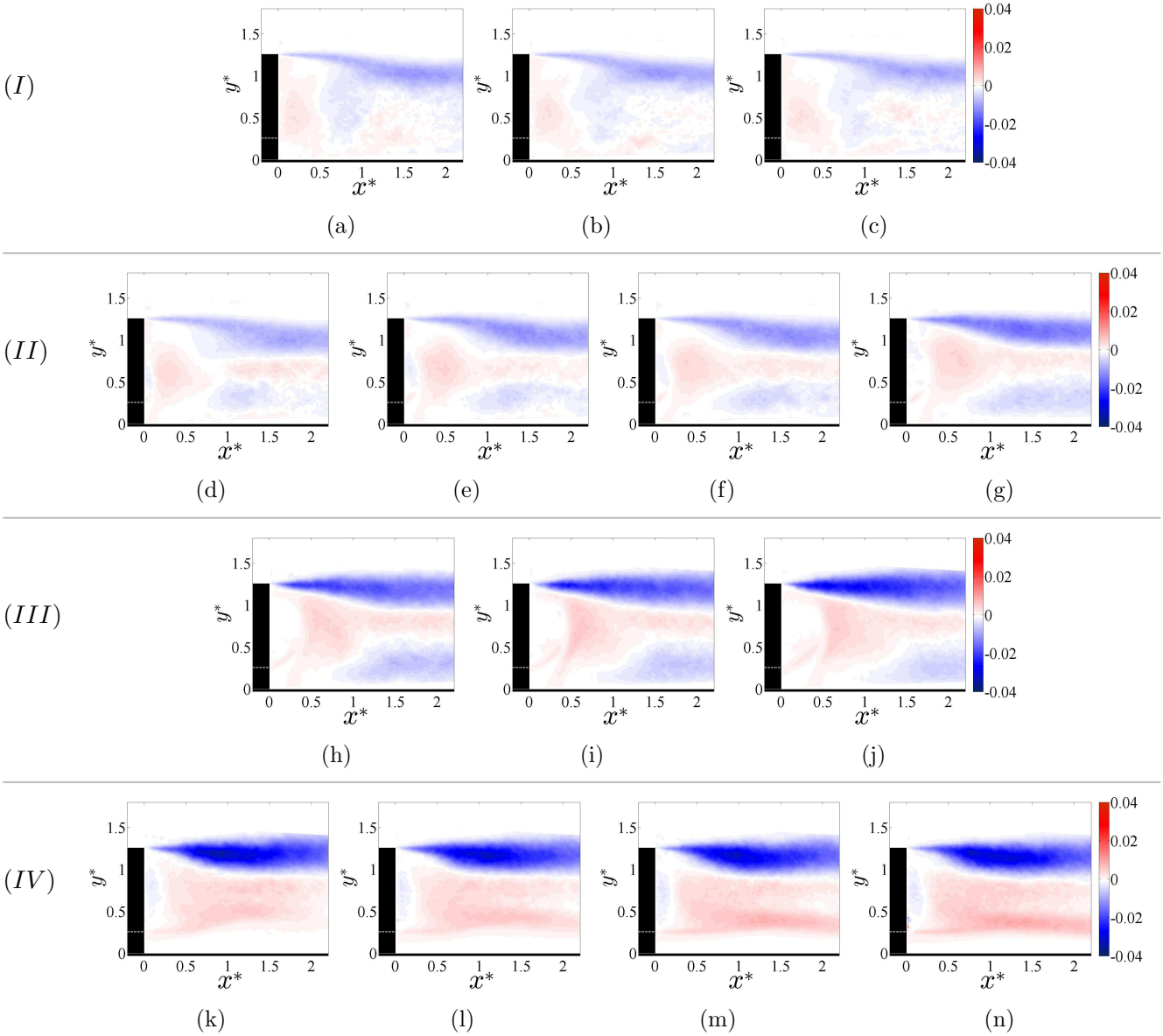


FIGURE 4.25: Cartographies de la tension de Reynolds $\overline{u'^* v'^*}$ normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan médian pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n).

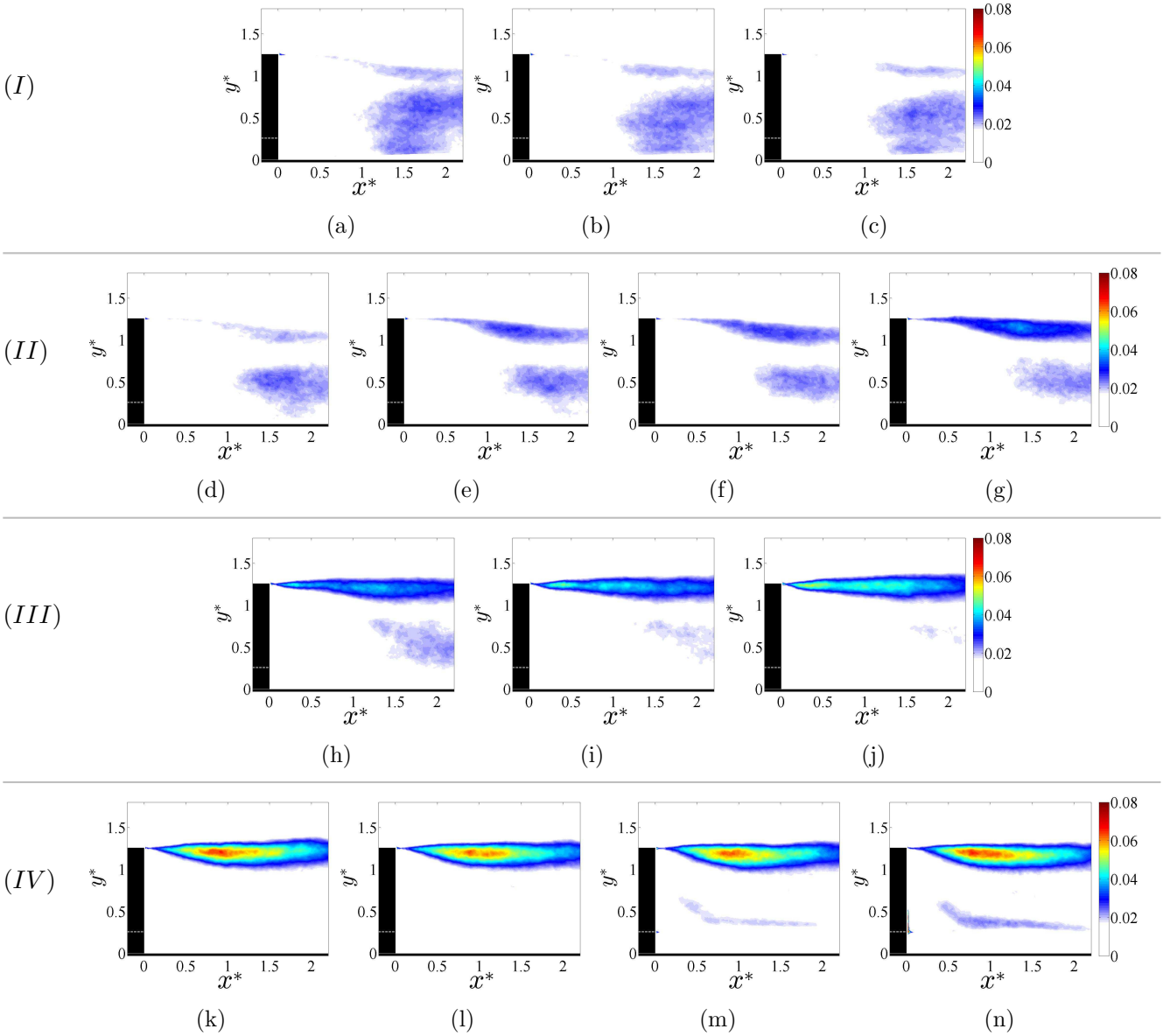


FIGURE 4.26: Cartographies de la tension de Reynolds $\overline{u'^* u'^*}$ normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan médian pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n).

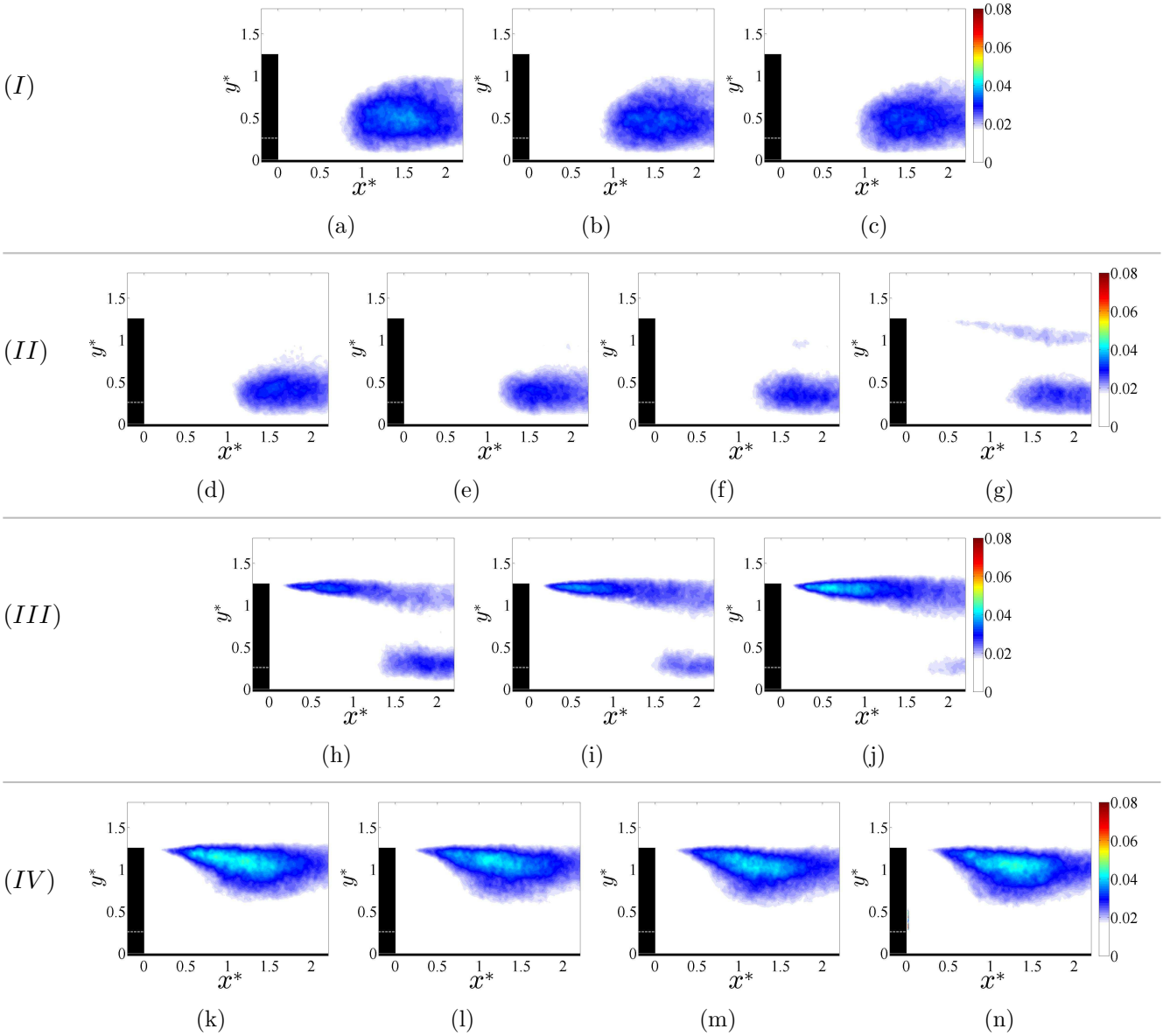


FIGURE 4.27: Cartographies de la tension de Reynolds $\overline{v'^* v'^*}$ normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan médian pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n).

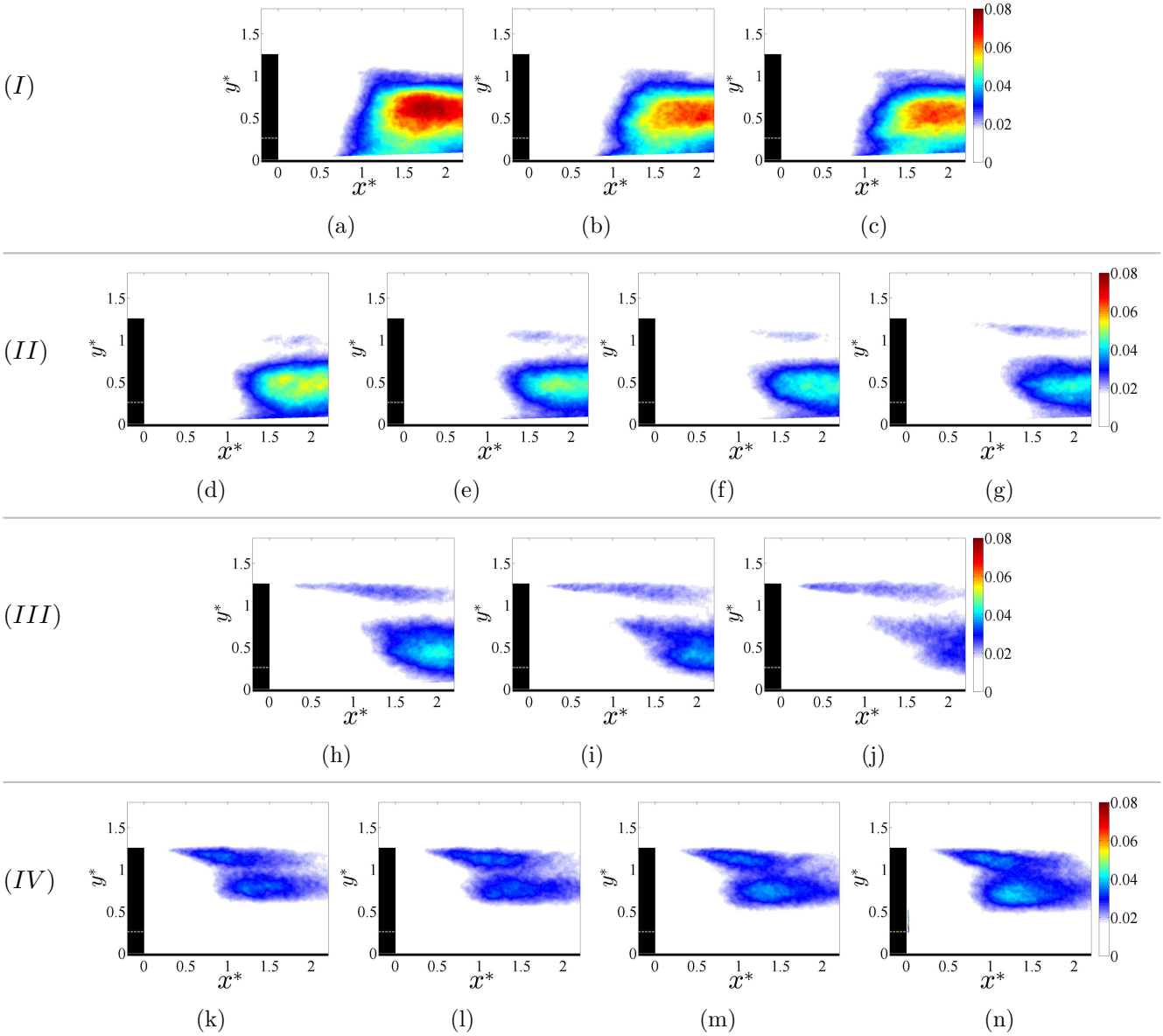


FIGURE 4.28: Cartographies de la tension de Reynolds $\overline{w'^* w'^*}$ normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan médian pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n).

sont davantage réparties de façon homogènes sur les couches de cisaillement supérieure et latérales. On notera par ailleurs que les fluctuations de vitesse sont plus intenses dans la moitié supérieure du sillage par rapport aux autres classes d'écoulement et qu'elles augmentent avec λ. Ceci est cohérent avec les observations effectuées sur les fluctuations de pression de la figure 4.12 et confirment le caractère de plus en plus instable de l'écoulement qui pourrait aboutir à l'oscillation de l'écoulement entre deux états stables ou au changement d'état (phénomène de bi-stabilité). On notera toutefois que les niveaux de k^* à mi-hauteur du culot sont plus élevés que ceux dans le plan médian. Cela pourrait provenir d'un mauvais réglage expérimental lors de l'acquisition des vitesses dans ce plan vertical transverse (épaisseur trop fine de la tranche laser).

Les cartographies d'énergie cinétique turbulente k^* mesurées dans le plan transversal en $x^* = 2$ sont présentées sur la figure 4.30. Chaque classe d'écoulement est caractérisée par une répartition et une intensité des fluctuations de vitesse. Les niveaux les plus élevés sont observés pour la classe (I) confirmant les fortes fluctuations latérales observées à la fin du sillage sur la tension $\overline{w'^* w'^*}$ (figure 4.28). Pour les classes (II) et (III), les principales fluctuations de vitesse sont situées dans la partie inférieure du sillage contrairement à la classe (IV) où les fluctuations de vitesse sont uniquement localisées dans la partie supérieure du sillage.

4.3.6 Méthodologie de classification du sillage en fonction de λ

La partie 4.3.1 a montré qu'il était possible d'utiliser les mesures de pression au culot pour établir une classification des écoulements en fonction de la valeur de λ. L'étude des lignes de courant dans les paragraphes précédents a mis en avant deux types de sillage : les sillages où l'écoulement de soubassement décolle au niveau du sol pour les classes (I), (II) et (III) et les sillages avec une bulle de recirculation détachée du sol pour la classe (IV). L'idée développée dans cette partie est de définir des critères quantitatifs à partir des champs de vitesse dans le plan médian pour faciliter leur analyse. Dans un premier temps, un bilan de quantité de mouvement dans la partie basse du sillage est effectué ; on s'attache ensuite à quantifier le gradient de pression associé à la courbure locale des lignes de courant de l'écoulement de retour issu du soubassement.

4.3.6.1 Bilan de quantité de mouvement

Le bilan de quantité de mouvement est réalisé sur un contour fermé Ω situé en sortie du soubassement (figure 4.31a) dans le plan médian où l'écoulement est considéré 2D. Pour justifier ce choix de contour, les figures 4.31(b,c) présentent, pour un écoulement de classe (II) et de classe (IV), deux lignes de courant issues du soubassement et deux lignes de courant issues de l'écoulement supérieur. Dans le cas de la classe (II) (comme pour les classes (I) et (III)), les deux lignes de courant provenant du soubassement remontent vers la couche de cisaillement supérieure de façon quasi verticale. Il y a un couplage direct entre l'écoulement de soubassement et l'écoulement supérieur. Au contraire, pour la classe (IV), les lignes de courant dans l'écoulement inférieur et supérieur restent longtemps séparées par la bulle de recirculation. L'idée est donc de quantifier la façon dont le flux de quantité de mouvement issu du soubassement se répartit dans le sillage. La frontière gauche Ω_1 du domaine est positionnée en sortie de soubassement. La frontière droite Ω_2 du domaine a été déterminée afin d'englober le décollement au niveau du sol de l'écoulement de soubassement pour les trois premières classes d'écoulement. La frontière droite a été fixée à $x^* = 0.5$; des résultats similaires à ceux présentés dans la suite ont été obtenus pour $0.5 \leq x^* \leq 1$ montrant la faible sensibilité du résultat au choix de cette frontière. La frontière supérieure Ω_3 du domaine est fixée en $y^* = G^*$. Le sol représente la frontière inférieure notée Ω_4. Le bilan de quantité de mouvement est alors défini par l'équation (4.5) :

$$\sum \vec{F} = \int_{\Omega} \rho \vec{v} (\vec{v}.\vec{n}) dl \tag{4.5}$$

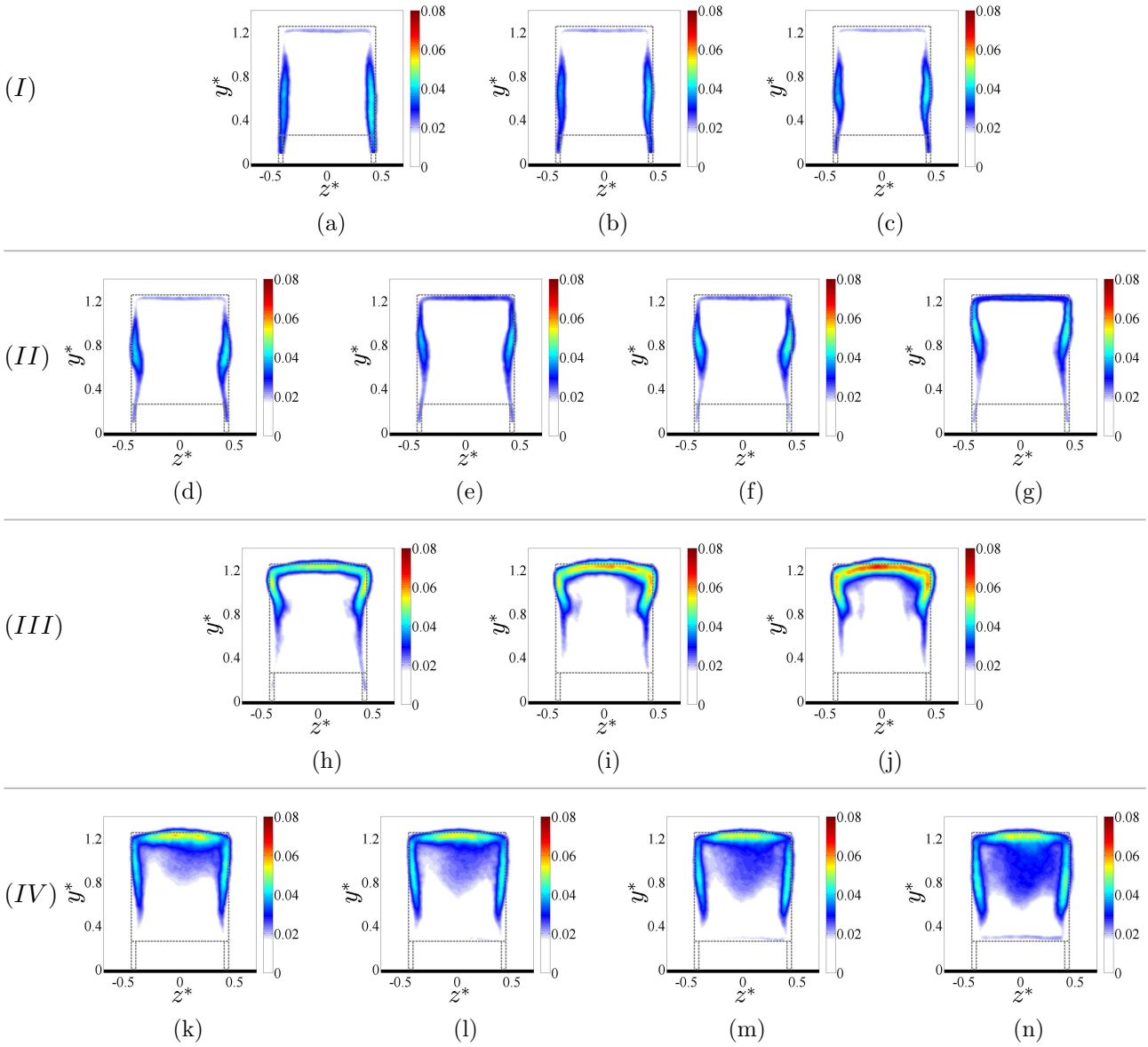


FIGURE 4.29: Cartographies de l'énergie cinétique turbulente normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 0.5$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n).

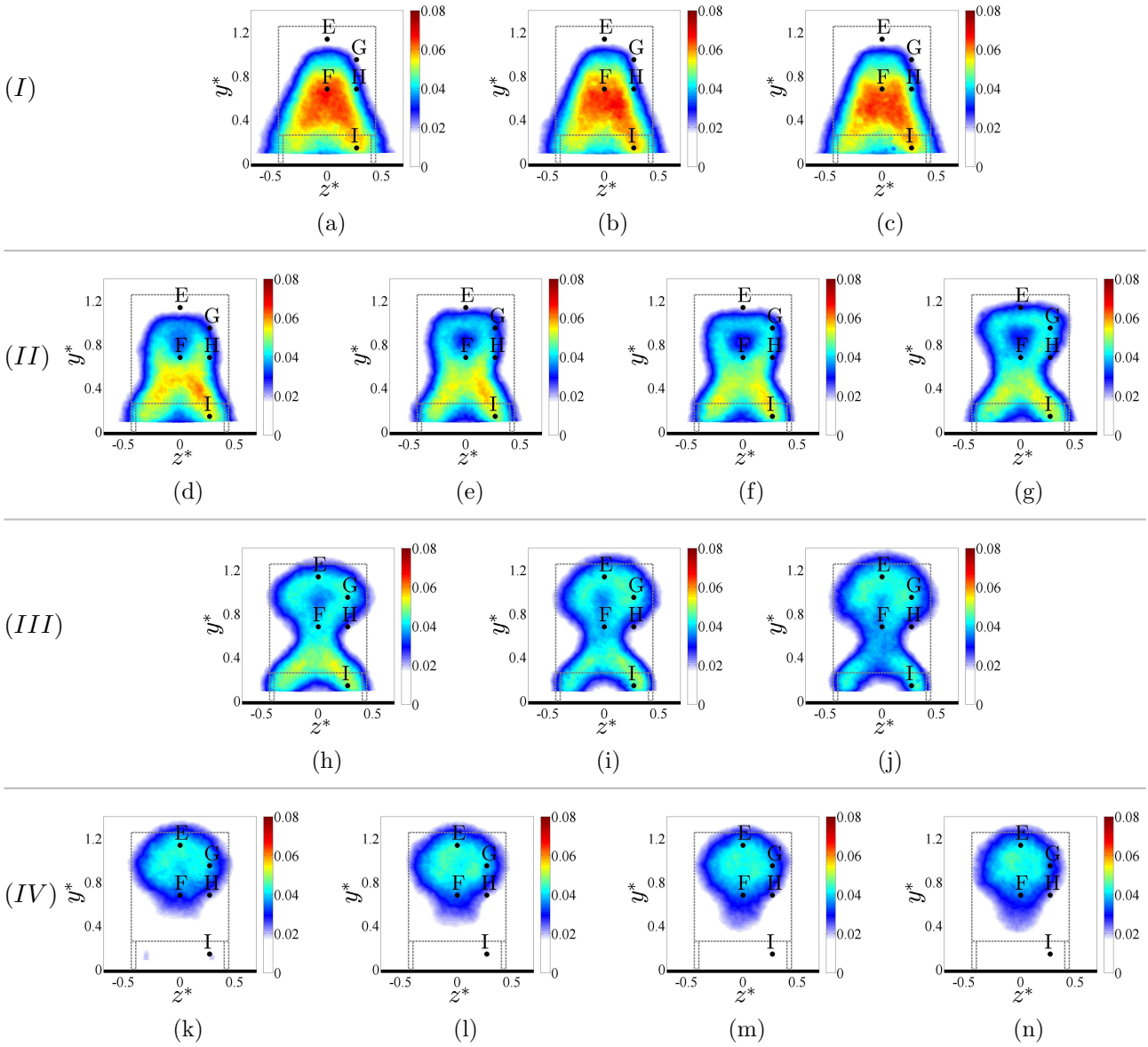
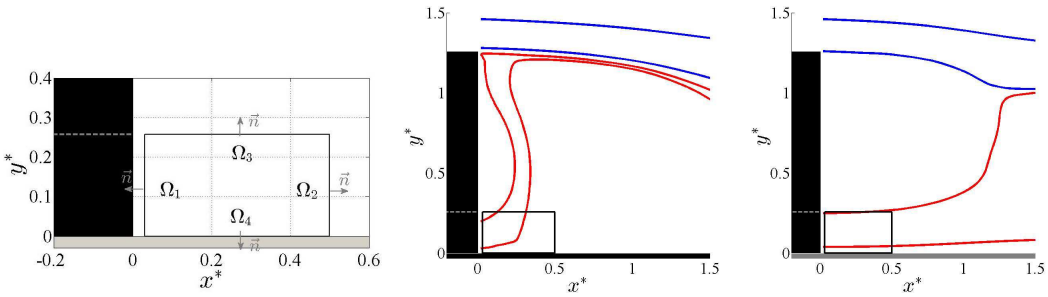


FIGURE 4.30: Cartographies de l'énergie cinétique turbulente normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 2$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.13$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.23$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.32$ (h), $\lambda = 0.39$ (i), $\lambda = 0.41$ (j), $\lambda = 0.61$ (k), $\lambda = 0.71$ (l), $\lambda = 0.79$ (m) et $\lambda = 0.86$ (n). Les points E, F, G, H et I sont décrits dans la partie 4.4.



(a) (b) (c)

FIGURE 4.31: Positionnement du contour fermé Ω pour le calcul du bilan de quantité de mouvement (a). Lignes de courant pour un écoulement de classe (II) (b) et de classe (IV) (c) avec le positionnement du contour fermé Ω.

Le terme de gauche regroupe les efforts de pression, les efforts liés aux contraintes turbulentes et les efforts liés aux effets visqueux. Les deux derniers efforts sont négligeables devant les efforts de pression. Les valeurs du terme de droite du bilan de quantité de mouvement projeté sur $\vec{x}$ sont données par l'équation (4.6). Ces termes sont adimensionnés par $1/2\rho U_\infty^2$.

$$\zeta_1 = 2\int_{\Omega_1} -\overline{u^*}^2 dy^*, \quad \zeta_2 = 2\int_{\Omega_2} \overline{u^*}^2 dy^*, \quad \zeta_3 = 2\int_{\Omega_3} -\bar{u}^*\bar{v}^* dx^* \tag{4.6}$$

Ω_4 étant choisie au niveau du sol, le terme ζ_4 est nul. Le terme ζ_1 représente la quantité de mouvement de l'écoulement de soubassement. Le terme $(\zeta_1 + \zeta_2)$ est calculé pour évaluer la proportion de quantité de mouvement de l'écoulement de soubassement qui est convecté en $x^* = 0.5$. Enfin la dernière quantité ζ_3 permet d'évaluer le flux de quantité de mouvement de l'écoulement de retour issu du soubassement. La figure 4.32a montre les évolutions de ζ_1, $\zeta_1 + \zeta_2$ et ζ_3. L'évolution de ζ_1 avec λ est sensiblement quadratique. $(\zeta_1 + \zeta_2)$ est positif pour $\lambda \leq 0.14$ ce qui montre que la quantité de mouvement en Ω_2 est plus élevée qu'en Ω_1 et que cette quantité de mouvement ne provient pas du soubassement. Le flux de quantité de mouvement en Ω_2 est obtenu par l'entraînement du fluide au sein de la bulle de recirculation. Les valeurs positives de $(\zeta_1 + \zeta_2)$ permettent alors d'identifier les structures d'écoulement de type marche descendante. Pour $0.14 < \lambda < 0.51$, le terme ζ_3 augmente avec λ et est quasiment égal au terme $-\zeta_1$. Il y a donc un transfert de quantité de mouvement entre la sortie de soubassement et la frontière Ω_3. Cela s'explique par l'intensité de la vitesse verticale dans l'écoulement de retour créé par le décollement au niveau du sol de l'écoulement de soubassement. Cette caractéristique permet d'identifier les classes (II) et (III). Enfin pour $\lambda > 0.5$, la forte diminution du terme ζ_3 combinée aux valeurs élevées de $|\zeta_1|$ montre qu'en l'absence d'écoulement de retour provenant du soubassement, l'intégralité du flux issu de soubassement se retrouve dans la section Ω_2. Cela permet donc d'identifier les sillages de classe (IV).

De plus, en supposant que la pression est constante en Ω_1 et en Ω_2, la somme des forces dans le bilan de quantité de mouvement peut être associée au premier ordre aux forces de pression avec $(p^*_{\Omega_1} - p^*_{\Omega_2})G^* = \zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3$. En temps normal, il faudrait appliquer le bilan de quantité de mouvement sur une certaine épaisseur centrée autour du plan médian afin de prendre en compte la quantité de mouvement issue du flux transversal qui fait intervenir la vitesse longitudinale et transversale. Soit ϵ l'épaisseur du rectangle définie par les frontières Ω_1, Ω_2, Ω_3 et Ω_4. On note les frontières Ω_5 et Ω_6 pour les faces du pavé situées respectivement en $z^* = \epsilon/2$ et $z^* = -\epsilon/2$. Ainsi, les termes ζ_5 et ζ_6 sont définis par l'équation (4.7).

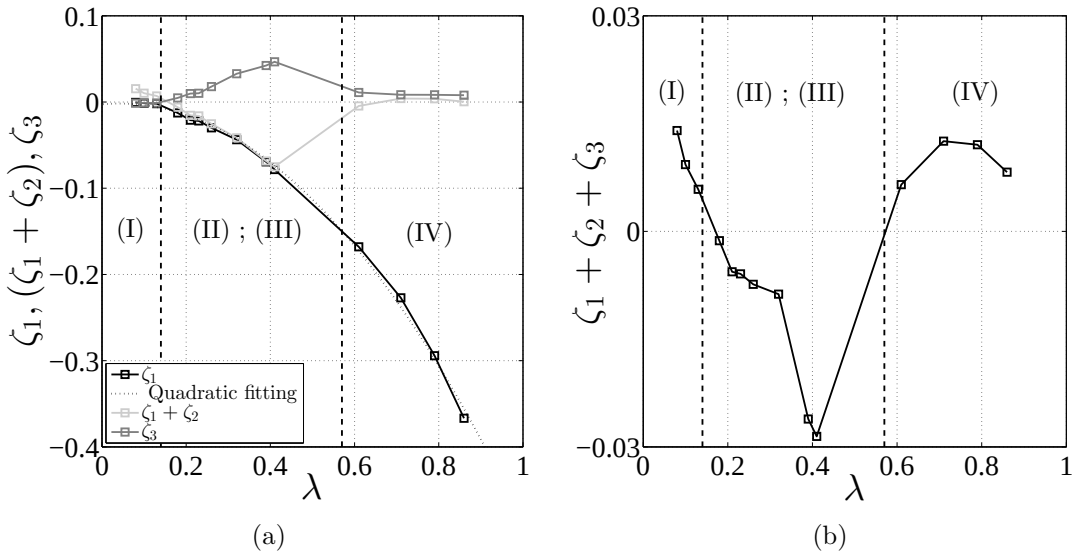


FIGURE 4.32: Évolution avec λ des différentes quantités intervenant dans le bilan de quantité de mouvement effectué dans le plan médian de la maquette 1/43e.

$$\zeta_5 = 2\iint_{\Omega_5} \bar{u^*}\bar{w^*}dx^*dy^*, \quad \zeta_6 = 2\iint_{\Omega_6} -\bar{u^*}\bar{w^*}dx^*dy^* \tag{4.7}$$

En effectuant un développement limité en faisant tendre ϵ vers 0, les termes ζ_5 et ζ_6 sont maintenant définis par l'équation (4.8). En supposant que les vitesses longitudinale et verticale sont uniformes proche du plan médian, les nouveaux termes ζ_1, ζ_2 et ζ_3 sont obtenus en multipliant les termes de l'équation (4.6) par ϵ.

$$\zeta_5 = \zeta_6 = \epsilon \iint_{\Omega_5} \bar{u^*}(x^*, y^*, z^* = 0)\frac{\partial \bar{w^*}}{\partial z^*}|_{z^*=0}dx^*dy^* \tag{4.8}$$

L'écoulement étant incompressible, on obtient alors l'égalité suivante $\frac{\partial \bar{w^*}}{\partial z^*} = -(\frac{\partial \bar{u^*}}{\partial x^*} + \frac{\partial \bar{v^*}}{\partial y^*})$ ce qui permettrait de calculer les termes ζ_5 et ζ_6. Néanmoins, on se limitera ici à l'évaluation des termes ζ_1, ζ_2 et ζ_3 mais une étude complémentaire est en cours et a pour but de déterminer l'influence des termes ζ_5 et ζ_6 sur le bilan global.

Le terme $\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3$ est donné sur la figure 4.32b et est négatif pour les classes (II) et (III). Cela permet de mettre en avant la présence d'un gradient de pression adverse le long du sol pour ces deux classes. Ce gradient adverse est compatible avec le décollement de l'écoulement de soubassement comme cela a été observé sur les cartographies de vitesse de la figure 4.18.

4.3.6.2 Calcul du gradient de pression radial de l'écoulement de retour

Un bilan de quantité de mouvement est suffisant pour différencier trois différents types de sillage, (I), (II)+(III) et (IV). Il ne permet toutefois pas de différencier les classes (II) et (III). Au vu des cartographies de vitesse dans le plan médian sur la figure 4.18, les classes (II) et (III) se différencient essentiellement par l'intensité de l'écoulement de soubassement et par sa courbure qui est liée à la présence du gradient de pression adverse. Pour quantifier ces observations, le gradient de pression normal $(\partial p/\partial n)^*$ induit par la courbure de l'écoulement de soubassement et défini par la relation (4.9) est calculé dans le plan médian le long des lignes de courant issues du soubassement jusqu'à

l'endroit où ces dernières sont verticales comme l'illustre la figure 4.33a.

$$\frac{\partial p^*}{\partial n^*} = -\frac{2\overline{V^*}^2}{R^*} \tag{4.9}$$

Avec R^* le rayon de courbure local et $\overline{V^*}$ la vitesse locale moyennée temporellement. La pression est adimensionnée par la pression dynamique.

Le gradient de pression normal est ensuite moyenné le long de chaque ligne de courant pour avoir une estimation globale de ce gradient dans la partie basse du sillage. Pour comparer le saut de pression à la traversée de l'écoulement de soubassement avec les variations de pression au culot, le gradient de pression normal moyen calculé sur chaque ligne de courant est ensuite intégré sur la largeur de l'écoulement de retour. En première approximation, on peut estimer que la largeur de l'écoulement de soubassement est égale à la hauteur du soubassement. Le saut de pression $\Delta C_{p,jet}$ est alors défini par la relation (4.10).

$$\Delta C_{p,jet} = \int_0^{G^*} \langle \frac{\partial p^*}{\partial n^*} \rangle dy^* \tag{4.10}$$

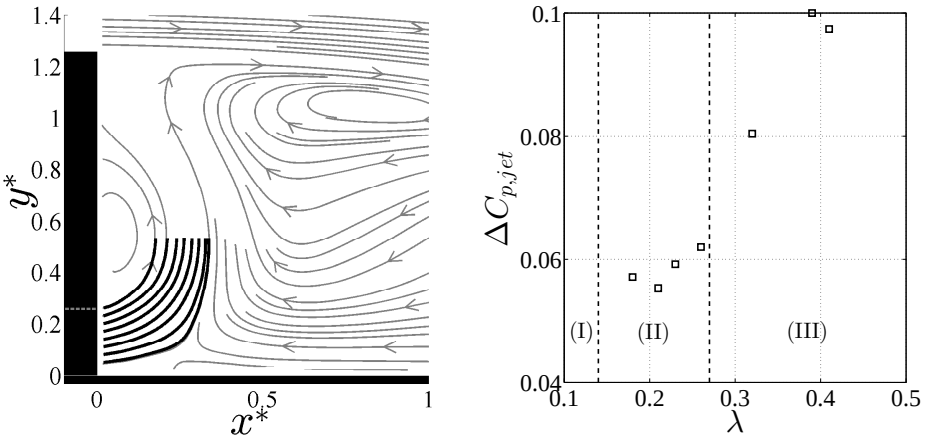
L'évolution de $\Delta C_{p,jet}$ en fonction de λ est présentée sur la figure 4.33b. Un saut de la valeur de $\Delta C_{p,jet}$ est observé pour $0.26 \leq \lambda \leq 0.32$ ce qui permet de différencier les classes (II) et (III). Cela souligne que les caractéristiques (vitesse et courbure) de l'écoulement de retour sont déterminantes pour distinguer les classes (II) et (III). L'écart du saut de pression à travers l'écoulement de soubassement entre un écoulement de classe (II) et de classe (III), hormis pour $\lambda = 0.32$, est de l'ordre de 0.04. A titre de comparaison, l'écart de pression moyenne au culot $\langle \overline{C_{p,c}} \rangle$ entre l'écoulement de classe (II) et (III) est de l'ordre de 0.03. Ainsi, la chute de pression dans la partie basse du proche sillage à la traversée du jet de soubassement, estimée à partir du champ de vitesse, est cohérente avec la chute du coefficient de pression au culot entre la classe (II) et la classe (III).

Les deux critères utilisés dans cette partie 4.3.6 (bilan de quantité de mouvement et gradient de pression), basés sur le champ de vitesse moyenne sont donc efficaces et pertinents pour différencier les différentes classes d'écoulement identifiées au préalable à partir des mesures de pression au culot.

4.4 Instationnarités du sillage

Cette partie est destinée à étudier les instationnarités présentes dans le sillage de la maquette 1/43e. Les données exploitées sont celles obtenues par anémométrie à fil chaud, par PIV rapide (2780 Hz soit $St_{acq} = 8.2$ pour 2500 couples d'images) et par le scanner de pression. Cette analyse n'a pas été menée pour la maquette 1/8e mais on peut penser que les observations faites dans cette partie sont également transposables pour la maquette à plus grande échelle.

Dans un premier temps une analyse spectrale est menée dans l'écoulement à la fermeture du sillage puis dans une seconde partie, l'analyse spectrale se poursuit avec les mesures de pression au culot.



(a) (b)

FIGURE 4.33: Calcul du gradient de pression normal le long des lignes de courant issues de la zone de soubassement. Les coordonnées du point de départ de la ligne de courant rouge sont $(x^*, y^*) = (0.03, 0.2)$ (a). Évolution avec λ du saut de pression $\Delta C_{p,jet}$ à la traversée du jet issu du soubassement (b).

4.4.1 Analyses spectrales à la fermeture du sillage

Des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud ont été réalisées en $x^* = 2$ dans le plan médian et dans un plan décalé aux points E, F, G, H et I repérés sur la figure 4.30. Les densités spectrales de puissance des signaux de vitesse sont présentées sur la figure 4.34 pour différentes valeurs de λ. On cherche ici à détecter des phénomène périodiques à grande échelle, c'est pourquoi la fréquence est exprimée sous la forme du nombre de Strouhal adimensionné par H pour les mesures dans le plan médian permettant de détecter un éventuel phénomène périodique vertical et par W pour les mesures dans le plan décalé permettant de détecter un éventuel phénomène périodique latéral.

Dans le plan médian et pour l'ensemble des classes d'écoulement, aucun détachement tourbillonnaire périodique alterné vertical n'est détecté. Ce résultat obtenu pour les valeurs de λ associées à la classe (IV) est différent du résultat obtenu sur un corps de Ahmed à culot droit où le détachement tourbillonnaire vertical est identifié par différents auteurs [13, 49, 68, 110] pour une fréquence réduite de l'ordre de $St_H \sim 0.2$. Par ailleurs, la classe (I) se différencie par l'émergence d'un pic observé dans les spectres mesurés au point F pour un nombre de Strouhal $St_H \sim 0.51$. Pour comprendre cette instationnarité, les données SPIV dans le plan médian sont exploitées pour calculer la densité spectrale de puissance sur les fluctuations des trois composantes de la vitesse. On présente en figure 4.35 l'amplitude des spectres des fluctuations de vitesse verticale pour différentes valeurs de y^* sous la forme d'une cartographie. On y détecte une émergence modeste en $St_H \sim 0.51$, particulièrement en aval de la bulle de recirculation, pour $x^* \geq 1.5$. La fréquence de cette instationarité périodique est cependant trop élevée pour être associée à un détachement tourbillonnaire périodique alterné vertical. Il pourrait s'agir d'une pulsation verticale de la bulle de recirculation.

Dans le plan décalé (figure 4.34(c,d,e)), une fréquence émerge des spectres pour un nombre de Strouhal St_W proche de 0.2. Pour les classes (I) et (II), cette fréquence est particulièrement bien définie par un pic au niveau des trois points de mesure pour un nombre de Strouhal $St_W = 0.23$. L'amplitude du pic augmente lorsque l'altitude du point de mesure diminue. La classe (III) se distingue des deux premières classes par une absence de cette fréquence aux points de mesure G et H. Toutefois, au point de mesure I (le plus proche du sol), une bosse est observée autour de $St_W = 0.23$. Enfin pour la classe (IV), cette composante particulère n'est observée que dans le haut du sillage (point G) là où les fluctuations de vitesse sont les plus élevées. Cette dernière est identifiée par une bosse large bande centrée autour d'un nombre de Strouhal $St_W = 0.19$. Pour interpréter cette in-

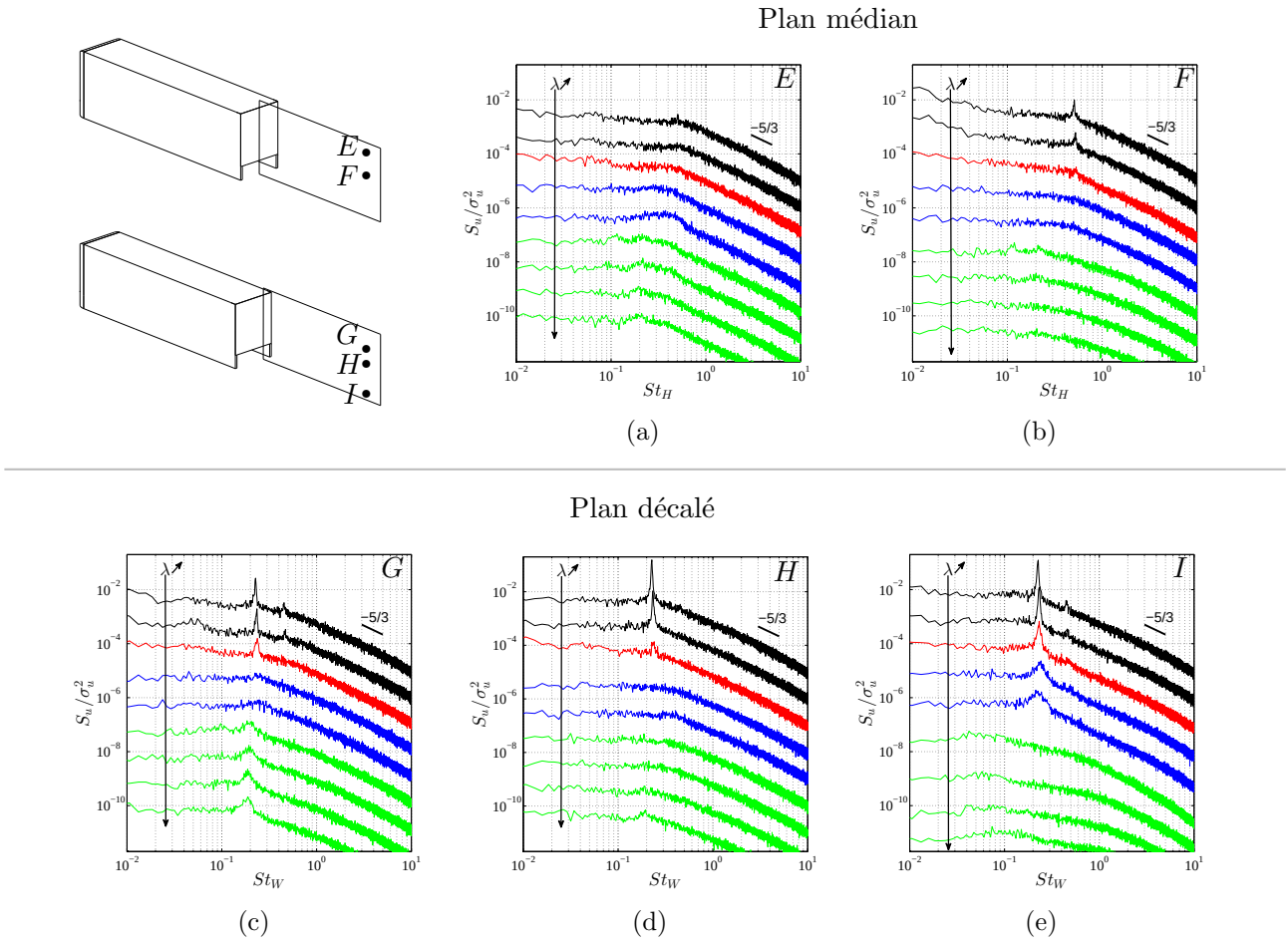


FIGURE 4.34: Densité spectrale de puissance S_u normalisée par la variance au carré mesurée dans le plan médian en (x^*,y^*,z^*)=(2,1.14,0) (a) (point E) et en (x^*,y^*,z^*)=(2,0.68,0) (b) (point F) et dans un plan décalé en (x^*,y^*,z^*)=(2,0.95,0.27) (c) (point G), en (x^*,y^*,z^*)=(2,0.68,0.27) (d) (point H) et en (x^*,y^*,z^*)=(2,0.14,0.27) (e) (point I). Chaque densité spectrale de puissance est décalée d'une décade pour une meilleure visibilité. La flèche indique les valeurs croissantes de $\lambda = (0.08, 0.13, 0.21, 0.32, 0.41, 0.61, 0.71, 0.79, 0.86)$ et chaque couleur représente une classe d'écoulement : (I) noire, (II) rouge, (III) bleue, (IV) verte. Le lecteur pourra également se référer à la figure 4.30 pour situer les points de mesure sur les cartographies de k^*.

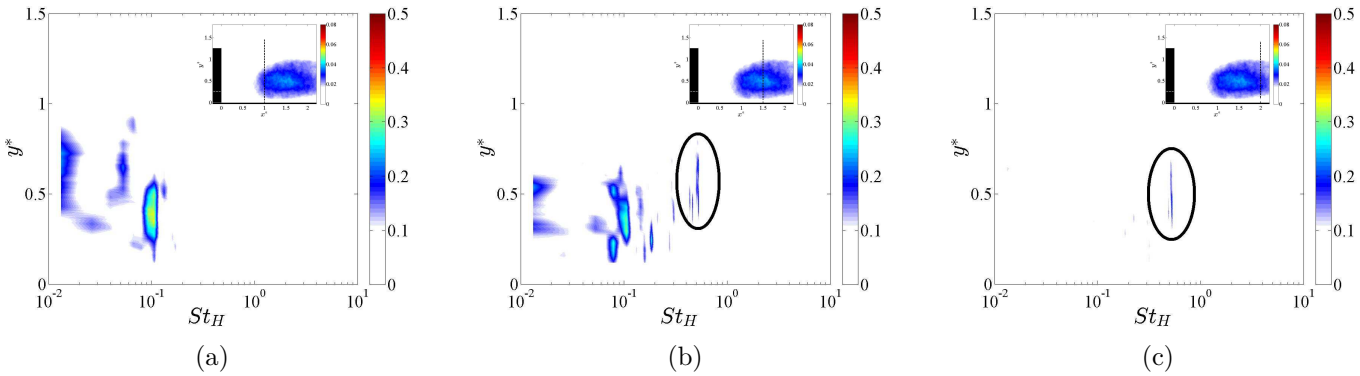


FIGURE 4.35: Densité spectrale de puissance calculée pour les fluctuations de vitesse verticale dans le plan $z^* = 0$ en $x^* = 1$ (a), $x^* = 1.5$ (b) et $x^* = 2$ (c) pour un écoulement de la classe (I) ($\lambda = 0.08$). Les cartographies des tensions de Reynolds $\overline{v'^* v'^*}$ sont rappelées en insert.

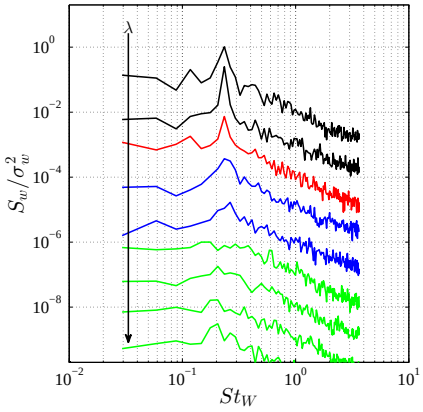


FIGURE 4.36: Densité spectrale de puissance S_w normalisée par la variance au carré mesurée dans le plan médian au point où les tensions de Reynolds $\overline{w'^* w'^*}$ sont maximales. Le lecteur pourra se référer à la figure 4.28 pour les cartographies de $\overline{w'^* w'^*}$ dans le plan médian. Chaque spectre est décalé d'une décade pour une meilleure visibilité. La flèche indique les valeurs croissantes de $\lambda = (0.08, 0.13, 0.21, 0.32, 0.41, 0.61, 0.71, 0.79, 0.86)$ et chaque couleur représente une classe d'écoulement : (I) noire, (II) rouge, (III) bleue, (IV) verte.

sationnarité périodique à $St_W \sim 0.2$, les densités spectrales de puissance des fluctuations de vitesse transversale dans le plan médian au niveau du point du maximum des tensions de Reynolds $\overline{w'^* w'^*}$ sont présentées sur la figure 4.36. Ces densités spectrales de puissance sont calculées à partir des données SPIV à haute fréquence d'acquisition. Pour toutes les valeurs de λ (excepté $\lambda = 0.61$), la même fréquence remarquable que celle observée sur les mesures par anémométrie à fil chaud est ici identifiée dans le plan médian à partir des fluctuations de la vitesse transversale. Cela signifie donc que la vitesse transversale dans le plan médian est affectée par un phénomène périodique à une fréquence réduite St_W proche de 0.2 ($St_W = 0.23$ pour les classes (I), (II) et (III) et $St_W = 0.19$ pour la classe (IV)). Cette fréquence réduite St_W proche de 0.2 est observée sur le corps d'Ahmed à culot droit [13, 68, 110] ou sur le modèle GTS [82] et correspond à la fréquence du détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral. Ce phénomène périodique observé dans le sillage de la maquette 1/43e est donc associé au détachement tourbillonnaire alterné latéral et ce dernier est présent pour toutes les classes d'écoulement. On notera que la fréquence du détachement tourbillonnaire est dépendante de la classe d'écoulement. Par ailleurs, cette instationnarité n'est pas uniquement observée au point des fluctuations maximales de la vitesse transversale. La figure 4.37 représente les cartographies des amplitudes des spectres calculés dans le plan médian en $x^* = 2$. Pour la classe (I), le détachement tourbillonnaire est détecté sur la majeure partie de la hauteur du sillage. Pour les classes (II) et (III), le détachement tourbillonnaire est plus énergétique dans la partie inférieure du sillage tandis que pour la classe (IV) il est localisée dans la moitié supérieure du sillage.

Ce détachement tourbillonnaire périodique alterné a été également identifié sur un véhicule commercial léger (Renault Trafic) à échelle 1 par Grandemange et al. [51] dont le sillage est similaire à celui de la classe (IV). Il ne serait pas non plus étonnant de retrouver ce phénomène dans le sillage des poids lourds dont le sillage s'apparente à un écoulement de classe (I), (II) ou (III) selon le type de remorque.

4.4.2 Analyse spectrale et cohérence du champ de pression au culot

L'analyse spectrale se poursuit en étudiant les signaux de pression au culot. Seuls les cas $\lambda = (0.08, 0.21, 0.39, 0.86)$ sont présentés car ils sont représentatifs des quatre classes d'écoulement identifiées. Les densités spectrales de puissance calculées pour les prises de pression positionnées dans le plan médian du culot et sur l'extrémité latérale du culot sont données sur la figure 4.38. Pour rappel,

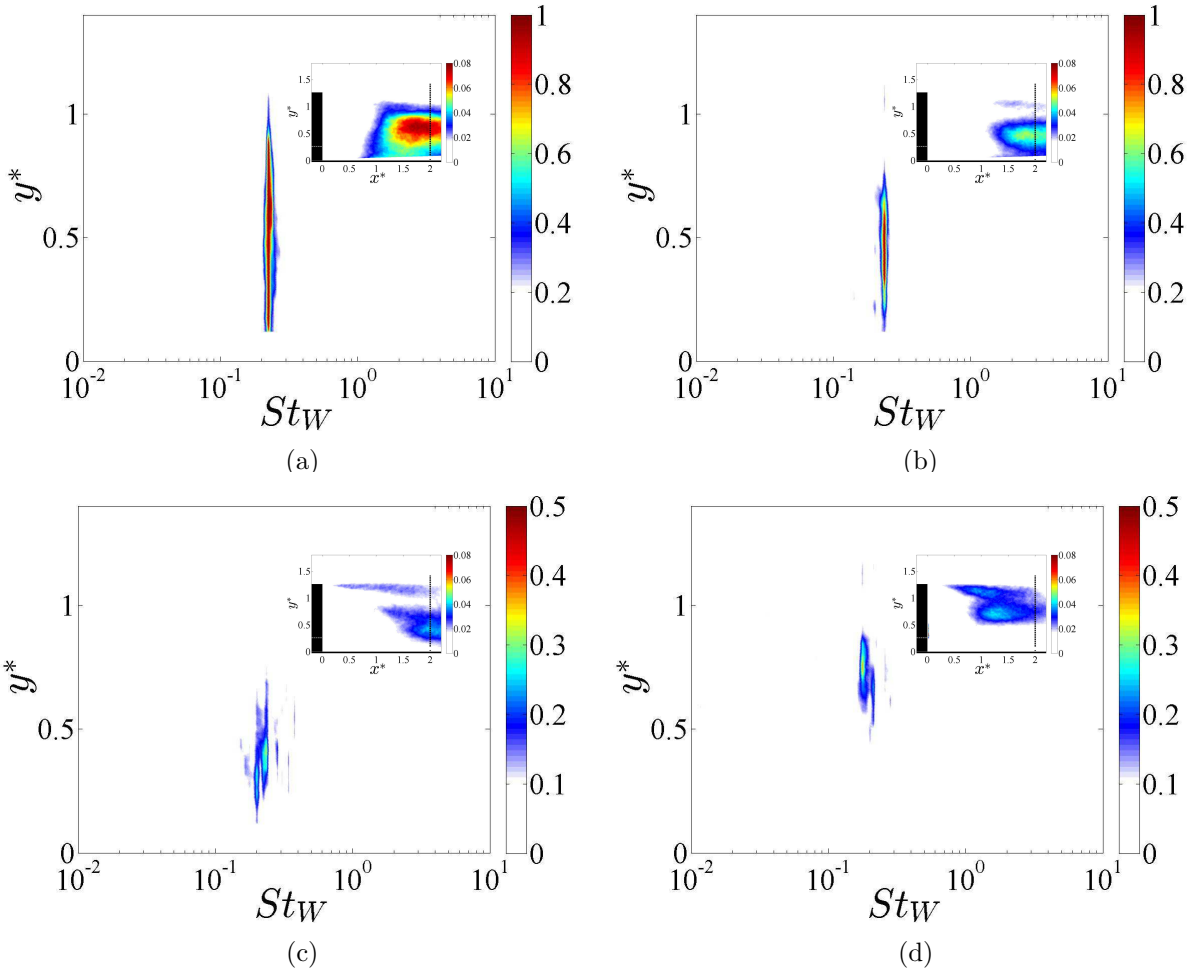


FIGURE 4.37: Densité spectrale de puissance effectuée sur les fluctuations de vitesse transversale dans le plan $z^* = 0$ en $x^* = 2$ pour un écoulement de classe (I) ($\lambda = 0.08$) (a), de classe (II) ($\lambda = 0.21$) (b), (III) ($\lambda = 0.39$) (c) et (IV) ($\lambda = 0.86$) (d).

la réponse en fréquence du système d'acquisition est correcte au moins jusqu'à $St_W = 0.5$.

La trace du détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral est visible uniquement sur les prises de pression latérales et plus particulièrement pour les classes (I) et (II) avec un pic en $St_W = 0.23$ et pour la classe (IV) avec une bosse centrée en $St_W = 0.19$. Pour confirmer le caractère alterné de ce détachement tourbillonnaire, la cohérence γ et la phase ϕ, définies par l'équation (4.11) sont calculées sur les deux prises latérales et supérieures du culot.

$$\gamma = \frac{|P_{12}|^2}{P_{11}P_{22}}, \quad \phi = arctan\left(\frac{Im[P_{12}]}{Re[P_{12}]}\right) \tag{4.11}$$

Dans la relation précédente, P_{12} est l'inter-spectre entre les signaux 1 et 2, P_{11} et P_{22} représentent les auto-spectres des signaux 1 et 2.

Les résultats sont présentés sur la figure 4.39. Comme attendu un forte cohérence est observée pour les classes (I) et (IV) pour $St_W \sim 0.2$; pour la classe (II), la cohérence est moins marquée. A cette fréquence, le déphasage est égal à π soit une demi-période ce qui confirme bien le caractère alterné du détachement tourbillonnaire.

Sur les spectres de pression (figure 4.38), la classe (IV) se distingue des autres classes par la présence d'une bosse centrée autour de $St_W \sim 0.08$ particulièrement bien visible sur la prise centrale du plan médian. Cette fréquence est compatible avec un effet de pompage de la bulle de recirculation comme ont pu l'observer Khalighi et al. [62] et Volpe et al. [110] sur un corps d'Ahmed à culot droit et plus récemment McArthur et al. [82] sur un modèle GTS.

De plus, pour l'ensemble des classes d'écoulement, les spectres présentent une bosse centrée autour de $St_W \sim 0.04$. Ce comportement basse fréquence semble donc indépendant de la classe d'écoulement et pourrait donc être issu de l'écoulement en amont du culot. On évalue, pour approfondir cette idée, la cohérence entre les signaux issus des deux prises de pression situées sur le toit (figure 4.40). Une forte cohérence $\gamma \sim 0.75$ pour $St_W \sim 0.04$ est observée pour les quatre classes d'écoulement pour un déphasage non nul. Ce déphasage peut être lié au temps de convection d'une perturbation. Connaissant l'espacement entre les deux prises de pression sur le toit $\Delta x_t = 91$ mm, le déphasage ϕ et la fréquence f_t du phénomène, on en déduit la vitesse de convection U_c de cette perturbation par la relation $U_c = (2\pi/\phi)\Delta x_t f_t$. Les valeurs de ϕ, f_t et U_c sont précisées dans le tableau 4.3. Pour les quatre classes d'écoulement, la vitesse de convection U_c est environ égale à $U_\infty/2$. Cette instationnarité semble être convectée au sein de la couche limite se développant le long du toit de la maquette. Pour des vitesses d'écoulement libre plus élevées ($U_\infty = 32$ m/s et $U_\infty = 40$m/s), la cohérence ne permet pas d'identifier aussi nettement une fréquence remarquable. En effet, la cohérence est alors davantage constante pour $0.03 \leq St_W \leq 0.07$ (figure 4.41) mais un déphasage est toujours présent. Les niveaux diminuent quand U_∞ augmente ce qui pourrait suggérer que ce phénomène périodique est atténué lorsque le nombre de Reynolds augmente. Le décollement intermittent sur le nez de la maquette pourrait être une hypothèse pour expliquer cette instationnarité observée sur les spectres de pression au culot et sur le toit. Pour conforter cette hypothèse, des mesures de pression sur les flancs de la maquette pourraient être envisagées ainsi que des mesures de vitesse résolues en temps dans les couches limites se développant le long de la maquette.

4.4.3 Synthèse

Cette analyse fréquentielle du proche sillage a mis en évidence plusieurs fréquences remarquables. Une première est identifiée pour un nombre de Strouhal $St_W \sim 0.04$ dont le décollement intermittent de l'écoulement au nez de la maquette pourrait être la cause. Une deuxième fréquence remarquable

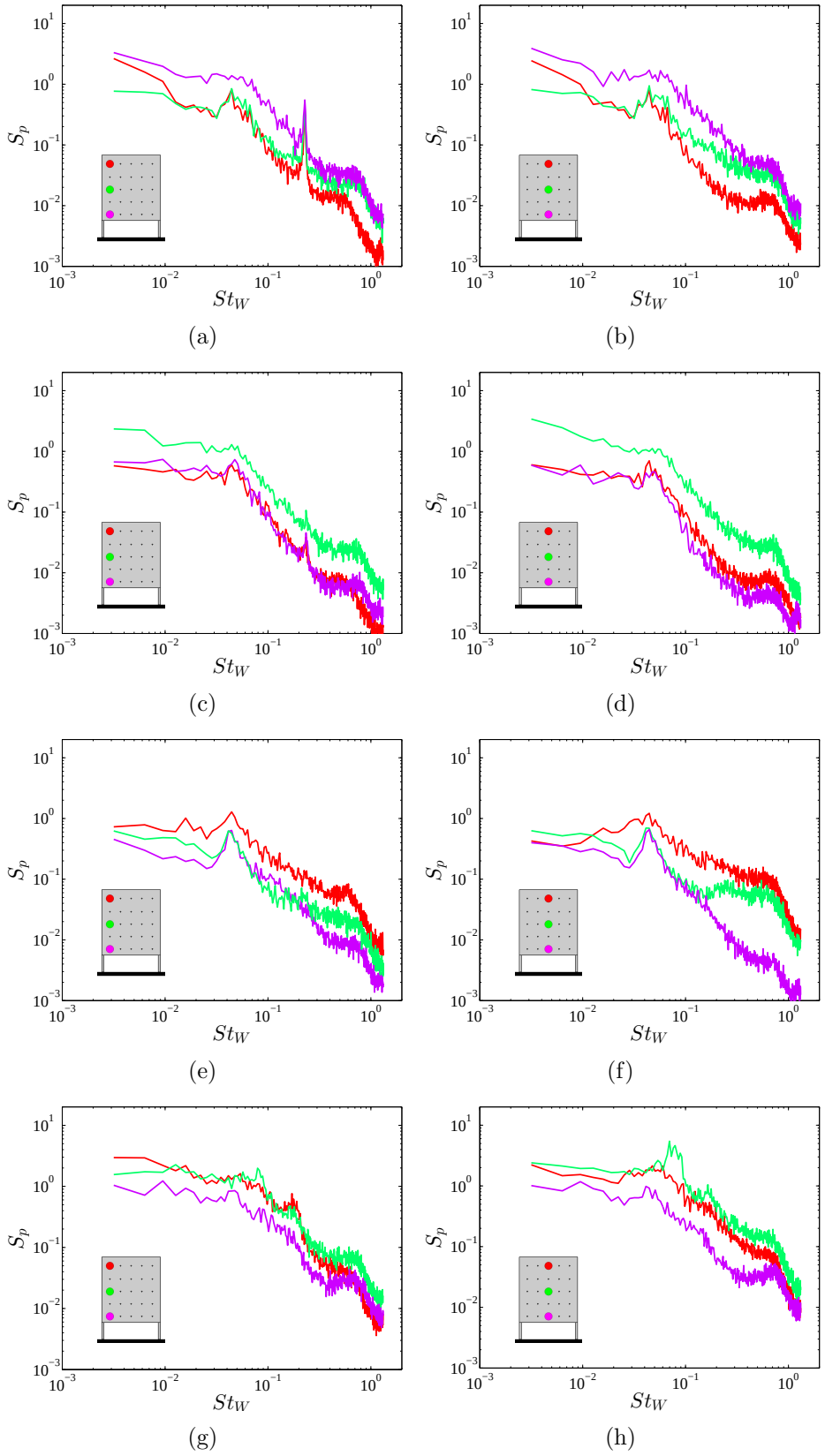


FIGURE 4.38: Densités spectrale de puissance S_p calculés pour les mesures de pression au culot pour un écoulement de classe (I) (a,b), de classe (II) (c,d), de classe (III) (e,f) et de classe (IV) (g,h).

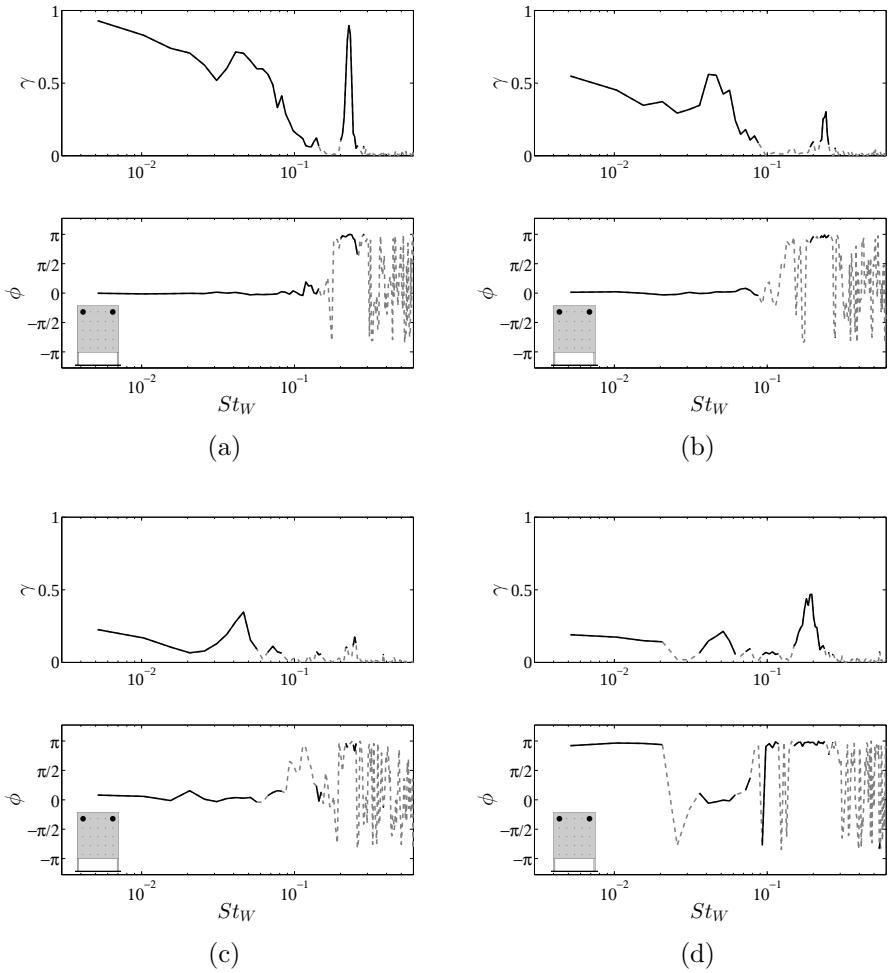


FIGURE 4.39: Cohérence γ et phase ϕ entre deux mesures synchronisées de pression instationnaire pour $\lambda = 0.08$ (classe (I)) (a), pour $\lambda = 0.21$ (classe (II)) (b), pour $\lambda = 0.39$ (classe (III)) (c) et pour $\lambda = 0.86$ (classe (IV)) (d). Le trait noir correspond aux cas où la cohérence γ est supérieure à 0.05.

	$\lambda = 0.08$	$\lambda = 0.21$	$\lambda = 0.39$	$\lambda = 0.86$
ϕ	0.69	0.81	0.76	0.86
f_t [Hz]	15.5	15.5	15.5	17.4
U_c [m/s]	12.8	11.0	11.7	11.7

TABLE 4.3: Tableau rassemblant, selon λ, les fréquences f_t et les déphasages ϕ correspondants aux maximum de cohérence entre les deux prises sur le toit. La vitesse de convection U_c est calculée par la relation $U_c = (2\pi/\phi)\Delta x_t f_t$.

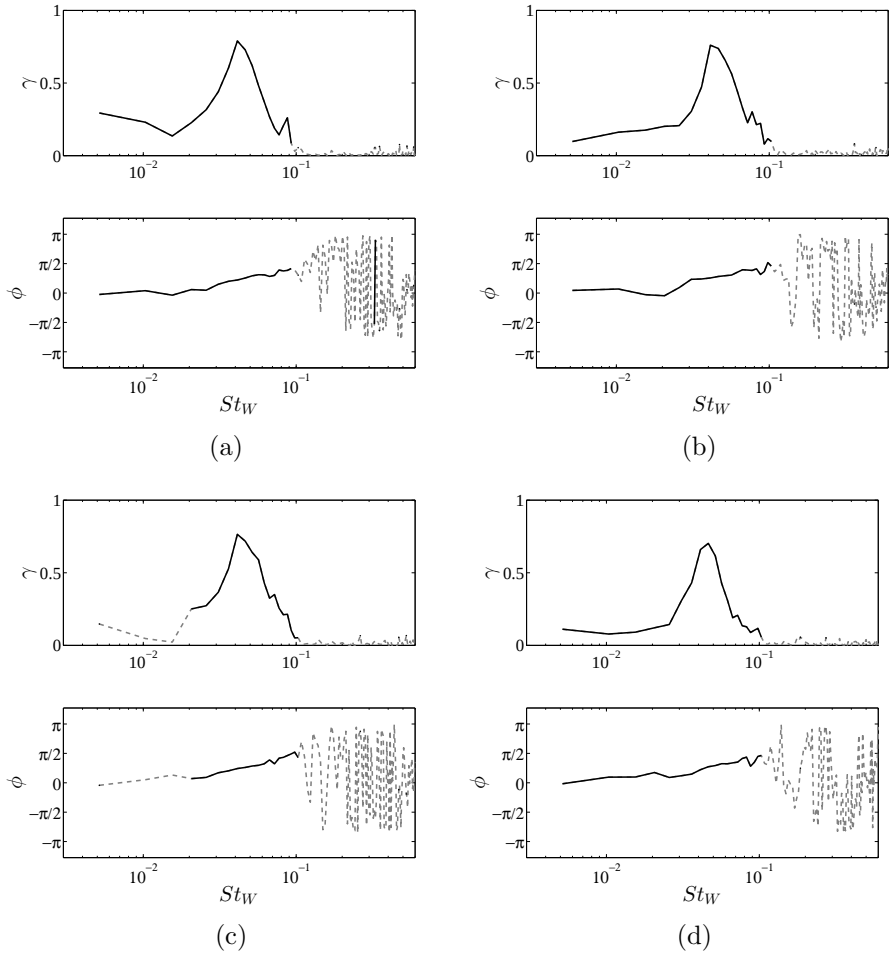


FIGURE 4.40: Cohérence γ et phase ϕ entre deux mesures synchronisées de pression instationnaire sur le toit pour $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.21$ (b), $\lambda = 0.39$ (c) et $\lambda = 0.86$ (d) pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$. Le trait noir correspond aux cas où la cohérence γ est supérieure à 0.05.

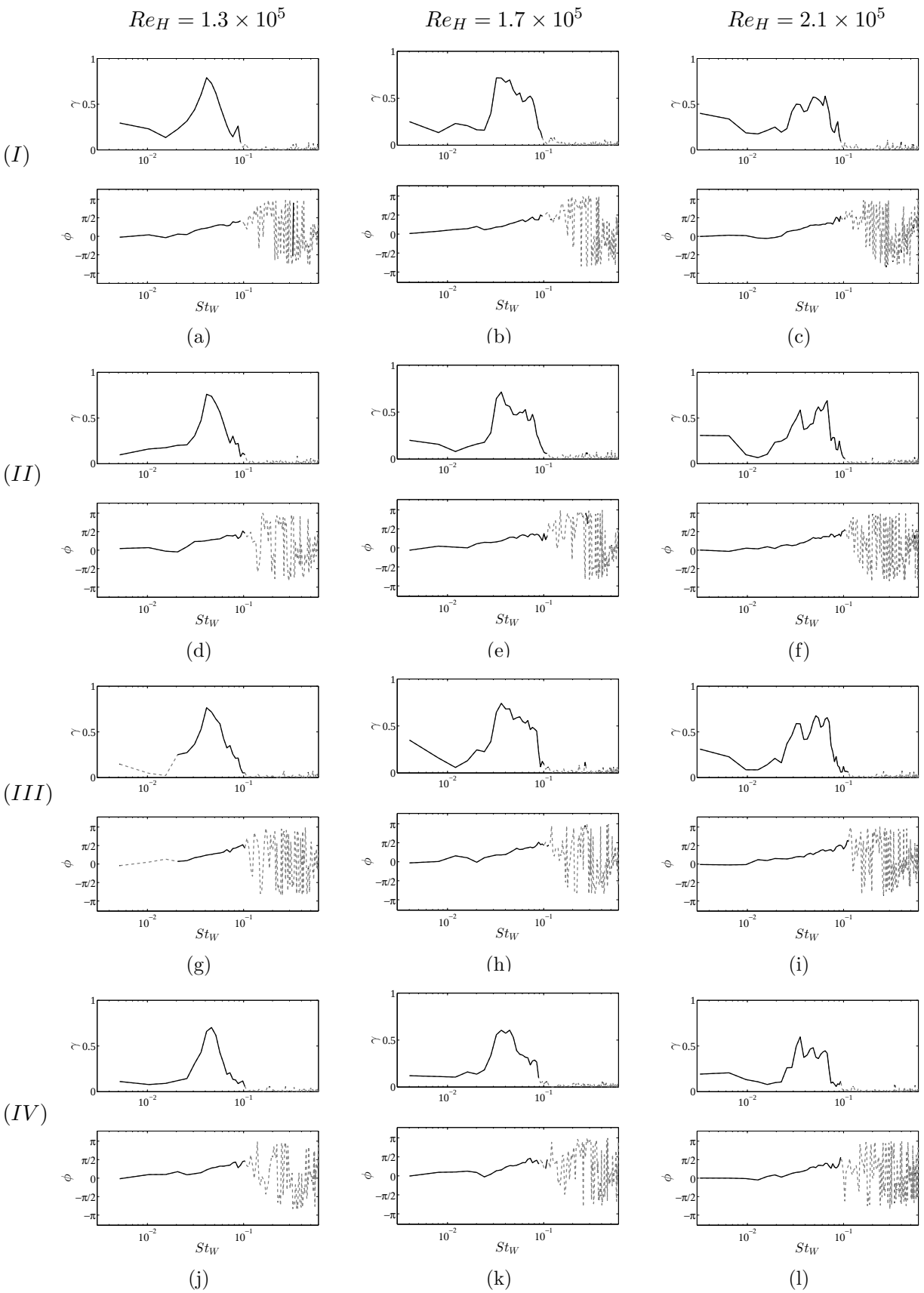


FIGURE 4.41: Cohérence γ et phase ϕ entre deux mesures synchronisées de pression instationnaire sur le toit pour différents nombres de Reynolds pour $\lambda = 0.08$ (a,b,c), $\lambda = 0.21$ (d,e,f), $\lambda = 0.39$ (g,h,i) et $\lambda = 0.86$ (j,k,l). Le trait noir correspond aux cas où la cohérence γ est supérieure à 0.05.

est identifiée pour la classe (IV) en $St_W \sim 0.08$ et correspond sans doute à un phénomène de pompage de la zone de recirculation ; seules les prises de pression à mi-hauteur du culot sont affectées par cette instationnarité périodique. Un détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral pour $St_W \sim 0.2$ est présent pour toutes les classes d'écoulement. Toutefois, l'intensité et la fréquence de ce détachement tourbillonnaire varient en fonction de la classe d'écoulement. Aucun détachement tourbillonnaire périodique alterné vertical n'est observé pour les quatre classes d'écoulement. Enfin, la classe (I) se distingue des autres classes d'écoulement par la présence d'une fréquence réduite $St_H = 0.51$ identifiée dans le plan médian en $x^* = 2$. Il pourrait s'agir d'une pulsation verticale de l'écoulement à la fermeture du sillage.

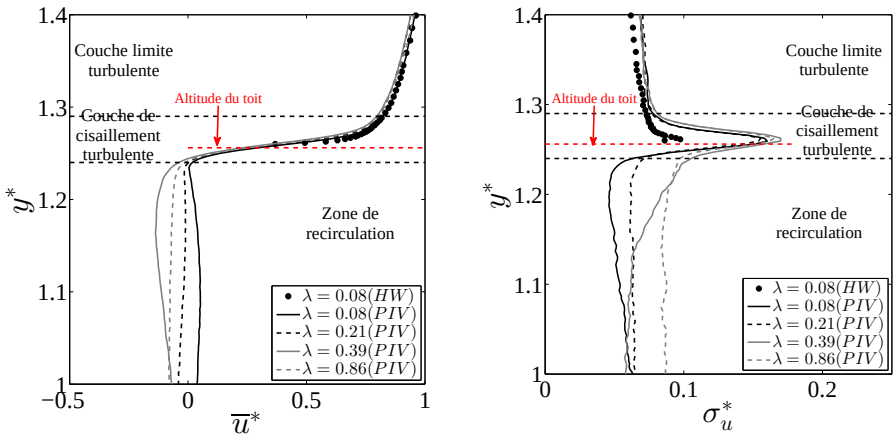
4.5 Instationnarités dans la couche de cisaillement supérieure

Une analyse plus approfondie sur le développement de la couche de cisaillement supérieure est maintenant proposée. Les données obtenues pour λ=(0.08, 0.21, 0.39, 0.86) (cas représentatifs des quatre classes d'écoulement) issues de mesure PIV 2D-2C, mieux résolues spatialement que les données issues de SPIV présentées jusqu'à présent, sont utilisées.

4.5.1 Caractéristiques de la couche de cisaillement supérieure

La figure 4.42 présente les profils de vitesse et des fluctuations de vitesse en $x^* = 0.07$ issus des données PIV. Ces profils sont comparés à celui obtenu par anémométrie à fil chaud en amont du bord de fuite en $x^* = -0.07$ uniquement pour $\lambda = 0.08$ par souci de clarté (ces profils sont peu dépendant de λ). La figure 4.42 permet d'identifier trois zones de l'écoulement : la couche limite turbulente, la couche de cisaillement turbulente et la zone de recirculation. Les profils de vitesse dans la couche limite turbulente et dans la couche de cisaillement sont identiques pour les quatre classes d'écoulement et sont en très bon accord avec les profils de vitesse en amont du point de décollement sur le toit. Les profils de vitesse dans la zone de recirculation sont par contre propres à chaque classe, ce qui permet de les différencier. Les profils des fluctuations de vitesse sont identiques au-dessus de la zone de recirculation pour les quatre classes d'écoulement. L'amplitude maximale des fluctuations de vitesse est deux fois plus élevée dans la couche de cisaillement que dans la couche limite en amont du point de décollement. Cette augmentation des fluctuations de vitesse a été également observée par Morris et al. [86] pour la séparation d'une couche limite au niveau de l'arête d'une marche descendante mais dans des proportions nettement moins importantes (augmentation d'environ 15%). Les classes d'écoulement se distinguent encore une fois dans la zone de recirculation avec des niveaux de fluctuation de vitesse variés. Ces profils de vitesse permettent donc de montrer que les caractéristiques de la couche de cisaillement supérieure restent identiques d'une classe d'écoulement à une autre juste en aval du point de décollement.

Les figures 4.43(a,b) représentent respectivement, le long de la couche de cisaillement supérieure, l'évolution du maximum de $(\partial\overline{u}/\partial y)^*$ et du maximum de l'énergie cinétique turbulente k^*_{max}, calculé à partir de u' et v' (PIV 2D-2C). On remarque que l'évolution de $(\partial\overline{u}/\partial y)^*_{max}$ est similaire pour toutes les classes d'écoulement. Le cisaillement dans la couche supérieure est donc indépendant de la classe d'écoulement. Le maximum du cisaillement mesuré dans la couche limite sur le toit en $x^* = -0.07$ par anémométrie à fil chaud vaut $(\partial\overline{u}/\partial y)^* \sim 90$. Cette valeur est trois fois plus élevée qu'en $x^* = 0.1$. Pour la transition d'une couche limite en couche de cisaillement derrière une marche descendante, Morris et al. [86] observent expérimentalement que le maximum du cisaillement décroit proportionnellement à $x^{-0.79}$ pour $1.8 < x/\theta_0 < 550$. Le domaine d'application d'une telle loi dans notre cas se ferait pour $0.04 < x^* < 11.9$. Nous cherchons alors à approcher les courbes du maximum du cisaillement par une loi de type $Ax^{-B} + C$. La constante B est estimée à 0.82 (figure 4.43a). Ainsi, le maximum du cisaillement décroit proportionnellement à $x^{-0.82}$, en assez bon accord avec les résultats de Morris et al. [86] et ceux de Barros [13] sur un corps d'Ahmed à culot droit où l'auteur



(a) (b)

FIGURE 4.42: Profil de vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse en $x^* = -0.07$ pour les mesures par anémométrie à fil chaud (HW) et en $x^* = 0.07$ pour les mesures PIV.

observe une décroissance proportionnelle à $x^{-0.72}$.

Concernant la turbulence (figure 4.43b), la valeur de k^*_{max} est indépendante de λ juste en aval du bord de fuite (typiquement $x^* < 0.1$). Son évolution le long de la couche de cisaillement diffère par contre d'une classe d'écoulement à l'autre. Pour les classes (I) ($\lambda = 0.08$) et (II) ($\lambda = 0.21$), une légère augmentation de k^*_{max} est observée mais elle reste faible comparée aux valeurs obtenues pour les classes (III) ($\lambda = 0.39$) et (IV) ($\lambda = 0.86$). Plus précisément, pour les classes (III) et (IV), un régime sensiblement linéaire avec x^* est observé avant qu'un palier de saturation soit atteint. Ce régime de saturation de k^*_{max} est obtenu pour une valeur de x^* nettement plus faible pour la classe (III) ($x^* = 0.4$) que pour la classe (IV) ($x^* = 0.7$). Pour la classe (III) cela correspond sensiblement au point où l'écoulement de retour issu du soubassement vient impacter l'écoulement supérieur (figure 4.28i) tandis que pour la classe (IV) cela correspond à la position de la structure tourbillonnaire secondaire (figure 4.28n).

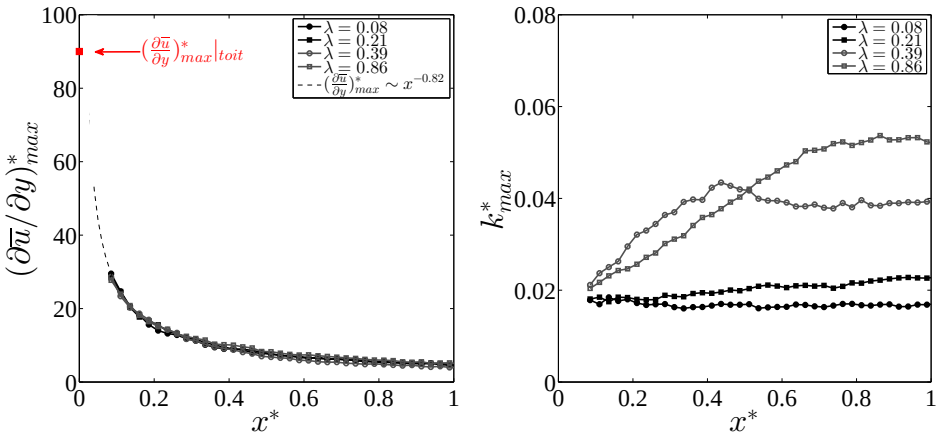
Ainsi, au tout début du stade de développement de la couche de cisaillement supérieure, la turbulence et le cisaillement moyen sont sensiblement identiques pour toutes les classes d'écoulement. On aurait pu s'attendre à ce que plus en aval du point de décollement, des caractéristiques similaires soient observées pour les quatre classes d'écoulement or ce n'est pas le cas. Les paragraphes suivants sont destinés à apporter des éléments de réponses sur ces observations.

4.5.2 Dynamique de la couche de cisaillement supérieure

Afin de déterminer l'origine de l'augmentation de la turbulence dans la couche de cisaillement supérieure, le coefficient de corrélation spatio-temporelle R_{vv}, défini par la relation (4.12), est calculé à partir des fluctuations de vitesse verticale. Ces fluctuations sont préférées aux fluctuations longitudinales car leur niveau de corrélation est plus élevé. Cette analyse permet d'identifier la présence de structures tourbillonnaires cohérentes dans la couche de cisaillement supérieure.

$$R_{vv}(\vec{x}, \vec{r}) = \frac{\overline{v'(\vec{x}, t) v'(\vec{x} + \vec{r}, t)}}{\sigma_v^2} \tag{4.12}$$

En utilisant cette définition avec une normalisation par la variance de la vitesse verticale au point fixe, la valeur du coefficient peut sortir légèrement de l'intervalle [-1 ;1].



(a) (b)

FIGURE 4.43: Évolution le long de la couche de cisaillement supérieur du maximum (a) de $(\partial\overline{u}/\partial y)^*$ et (b) de l'énergie turbulente cinétique k^*_{max}.

Les cartographies de R_{vv} en $x^* = 0.70$ au point y^* où le niveau de fluctuation de vitesse est maximal sont présentées sur la figure 4.44 pour les cas représentatifs des quatre classes d'écoulement. Les classes (III) et (IV) se différencient nettement des deux premières par des échelles spatiales de cohérence plus élevées et par de larges valeurs de corrélation négatives (pour les classes (I) et (II), $min(R_{vv}) \sim -0.20$ et pour les classes (III) et (IV), $min(R_{vv}) \sim -0.30$). Des résultats similaires ont été obtenues pour des valeurs $x^* < 0.70$. Ces cartographies permettent donc de dissocier les classes (I) et (II) d'une part et les classes (III) et (IV) d'autre part comme cela a été fait sur l'évolution de k^*_{max}.

La pseudo-périodicité observée sur R_{vv} laisse penser qu'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz (K-H) existe comme cela est signalé par McArthur et al. [82] sur un modèle GTS ou Barros [13] sur un corps d'Ahmed ; le sillage de ces corps appartiennent à la classe d'écoulement (IV). Une analyse spectrale des vitesses verticales est effectuée dans la couche de cisaillement supérieure à partir des données obtenues à haute fréquence d'acquisition (2500 Hz). Les spectres sont calculés pour différentes positions x^* dans la couche de cisaillement supérieure où l'énergie cinétique turbulente est maximale (figure 4.45). Pour les classes (I) et (II) aucune fréquence remarquable n'est observée sur les spectres montrant qu'aucune instabilité de type K-H n'est présente. Cela justifie bien le fait que les corrélations spatiales, hormis à proximité directe ($\pm\Delta x^* = 0.07$) du point de référence, soient faibles pour ces deux classes d'écoulement. Les spectres associés à la classe (III) révèlent une bosse pour une fréquence réduite $St_H \sim 0.60$. Cette instationnarité est en réalité détectée dès $x^* = 0.3$ c'est-à-dire dans la zone où l'écoulement de soubassement impacte la couche de cisaillement supérieure. Le manque de convergence statistique, dû à un faible nombre d'échantillons, ne permet pas dire si la fréquence du maximum de la bosse évolue avec x^*. L'écoulement issu du soubassement ne présentant pas d'instationnarité en $St_H \sim 0.60$, les instabilités de type K-H sont donc très probablement déclenchées par l'interaction de l'écoulement de retour avec la couche de cisaillement supérieure. Ces instabilités de type K-H sont à l'origine de l'augmentation de k^* dans la couche de cisaillement supérieure. Un exemple de champ de vitesse instantané est présenté sur la figure 4.46a où l'on distingue très nettement deux tourbillons convectés dans la couche de cisaillement. Pour le développement d'une couche de cisaillement avec un profil de tangente hyperbolique, la fréquence des instabilités de K-H s'exprime par la relation $f = 0.033U_m/\theta$ avec U_m la moyenne des vitesses de l'écoulement de part et d'autre de la couche de cisaillement. Avec $\theta^* = 0.22$ et $U_m = U_\infty/2$, la fréquence théorique des instabilités de K-H est $St_{\theta_0} = 0.017$ ce qui est proche de la valeur trouvée ici ($St_{\theta_0} \sim 0.014$). Toutefois, dans notre cas, la couche de cisaillement est issue d'une couche limite. Selon Morris et al. [86], la vorticité au début du développement de la couche de cisaillement est à l'origine de son instabilité. Pour ces auteurs, un nombre de Strouhal St_0^+ basé sur les variables internes de la couche limite à savoir la

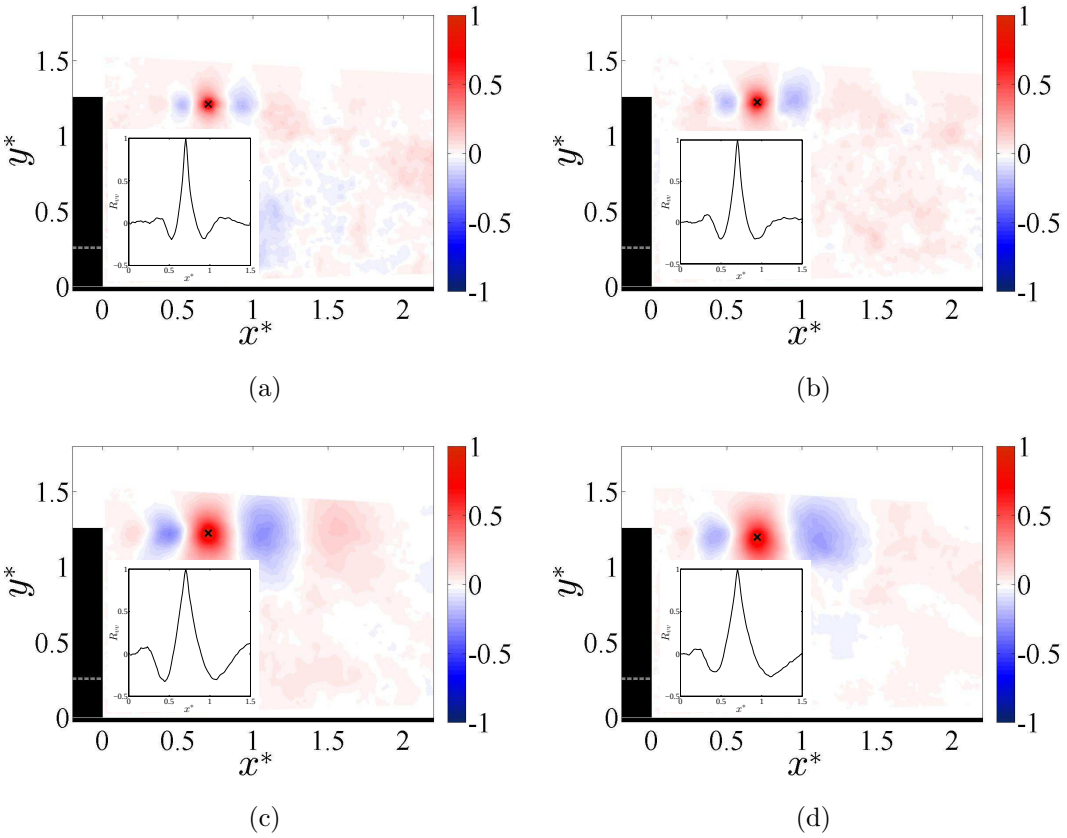


FIGURE 4.44: Cartographies des corrélations spatiales R_{vv} dans le plan médian pour λ=0.08 (a), λ=0.21 (b), λ=0.39 (c) et λ=0.86 (d) en $x^* = 0.40$ au point y^* où le niveau de fluctuation de vitesse est maximal. Les inserts représentent le niveau des corrélations R_{vv} suivant l'horizontal passant par $R_{vv} = 1$.

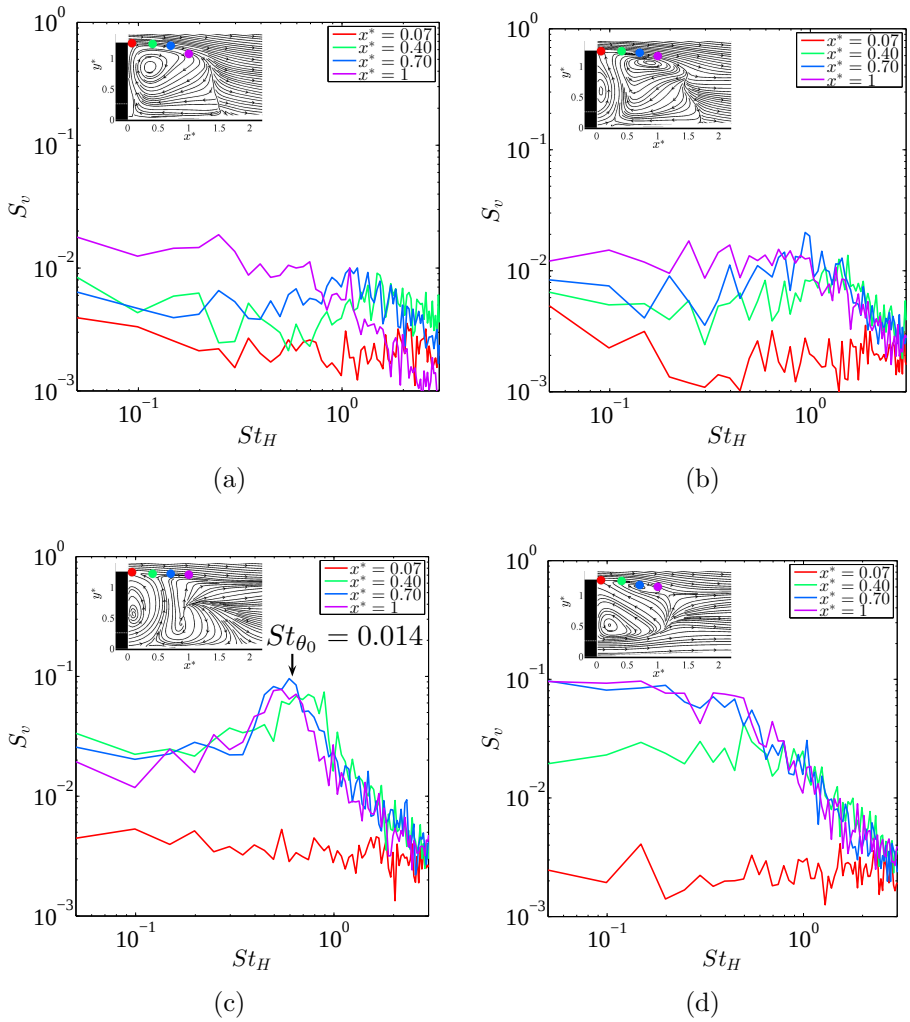


FIGURE 4.45: Densité spectrale de puissance S_v calculé dans le plan médian au point y^* où l'énergie cinétique turbulente est maximale dans la couche de cisaillement supérieure pour λ=0.08 (a), λ=0.21 (b), λ=0.39 (c) et λ=0.86 (d).

vitesse de frottement u_τ et une échelle de longueur ν/u_τ où ν représente la viscosité cinématique, a plus de légitimité qu'un nombre de Strouhal basé sur θ_0 et U_∞. Barros [13] utilise l'épaisseur de vorticité pour construire une fréquence adimensionnée. Les grandeurs permettant d'adimensionner la fréquence associée aux instabilités de Kelvin-Helmhotz pour une couche de cisaillement issue d'une couche limite ne font donc pas l'unanimité. Pour la classe (IV), les densités spectrales de puissance sur la figure 4.45d ne révèlent aucune fréquence remarquable même pour $0.07 < x^* < 0.40$. Un nombre d'échantillons plus élevé aurait peut-être permis d'observer une bosse sur les spectres pour les valeurs de x^* proche du point de décollement comme l'a constaté Barros [13] sur un corps d'Ahmed. Dans notre cas, le contenu spectral à basse fréquence devient de plus en plus énergétique à mesure que l'on s'éloigne du culot. Les spectres calculés se superposent ensuite pour $x^* \geq 0.6$ ce qui correspond aux points où l'énergie cinétique turbulente atteint le plateau (figure 4.43b). Pour cette classe (IV), la turbulence dans la couche de cisaillement est plus large bande, avec des niveaux plus élevées de k^* par rapport aux autres classes. La présence d'instabilités de type K-H n'est pas à exclure (figure 4.46b) mais ces dernières peuvent être intermittentes spatialement et temporellement. Il est plus difficile de les détecter.

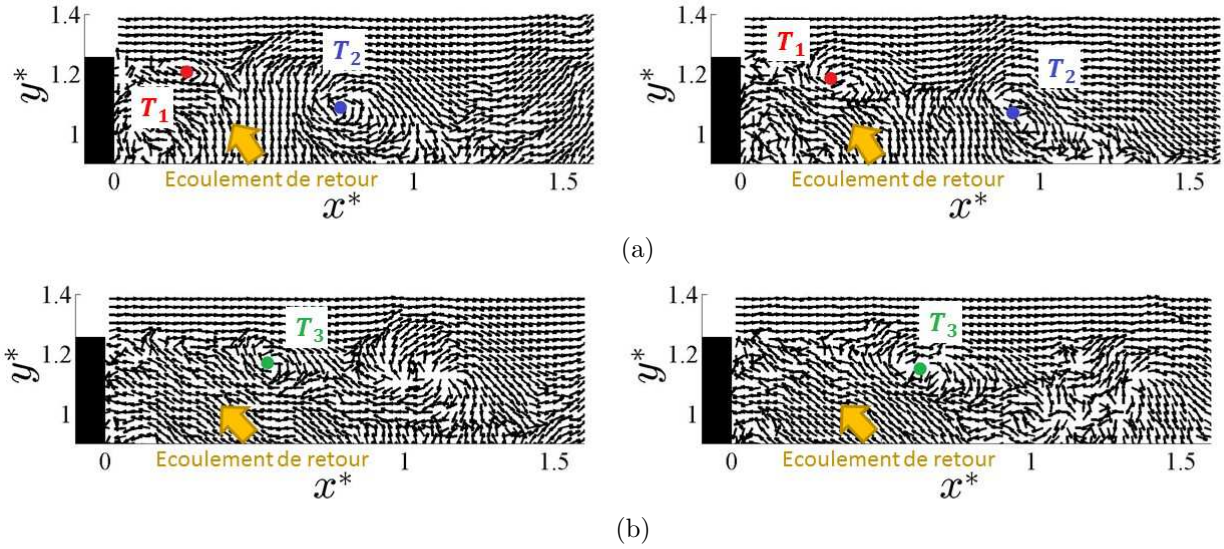


FIGURE 4.46: Exemples de deux champs instantannés de vitesse à l'instant t et $t + \Delta t$ avec $\Delta t = 2$ ms pour un écoulement de classe (III) (a) et de classe (IV) (b). Par souci de visibilité, les vecteurs sont normalisés par la norme de la vitesse locale.

4.6 Synthèse du chapitre

L'étude expérimentale effectuée dans ce chapitre a permis de caractériser l'évolution du sillage d'un modèle simplifié de véhicule industriel à échelle 1/43e principalement pour différentes vitesses de soubassement. Cette variation de la vitesse de soubassement est assurée par l'utilisation d'un système de perte de charge introduit dans la zone de soubassement du corps étudié. Cette perte de charge ne modifie pas sensiblement les caractéristiques des couches limites se développant le long de la maquette ce qui permet d'étudier le développement du sillage pour des conditions d'entrées stables. L'écoulement au contournement du nez décolle probablement de façon intermittente et pourrait être responsable d'une instationnarité périodique à basse fréquence pour $St_W \sim 0.04$ se propageant jusqu'au culot. Pour les faibles valeurs de λ (typiquement $\lambda \leq 0.18$), valeurs pour lesquelles le blocage de la vitesse de soubassement est le plus important, une zone turbulente avec un enroulement des lignes de courant est observée au voisinage du sol en amont du nez. Cela est probablement associé à la formation d'un tourbillon en fer à cheval comme cela est observé par exemple pour un cube posé au sol.

L'analyse des pressions au culot a permis de mettre en évidence une stratification verticale de la pression similaire à celle observée sur les véhicules industriels à échelle 1. Par ailleurs, l'augmentation des fluctuations de pression au culot pour des vitesses de soubassement élevées conduit à soupçonner un phénomène de bi-stabilité haut-bas de l'écoulement. La pression moyennée spatialement et temporellement au culot ou bien le gradient de pression vertical permettent de distinguer quatre gammes de pression qui sont associées à quatre classes d'écoulement. Les trois premières classes d'écoulement ($\lambda \leq 0.41$) sont caractérisées dans le plan médian par un décollement au niveau du sol de l'écoulement de soubassement qui est dirigé vers le culot. Le sillage de la classe (I), correspondant aux valeurs de λ les plus faibles, est caractérisé dans le plan médian par une structure tourbillonnaire de dimension équivalente à la hauteur de la maquette. Le sillage des classes (II) et (III) est caractérisé par un écoulement de retour venant impacter le culot. Ces sillages ((I) à (III)) sont typiques de ceux des véhicules industriels. La dernière classe d'écoulement ($\lambda \geq 0.61$) est quant à elle associée à un sillage détaché du sol. L'écoulement dans le plan médian est alors formé par deux structures contra-rotatives comme cela est observé sur le corps d'Ahmed ou sur les modèles GTS/GETS.

Deux outils d'analyse ont été utilisés pour établir cette classification en s'appuyant sur les champs de vitesse moyenne afin d'associer le champ de pression au culot à une structure spécifique du champ

de vitesse. Un bilan de quantité de mouvement est effectué en sortie de soubassement afin de quantifier comment le flux de quantité de mouvement issu du soubassement se répartit dans le sillage. L'analyse des caractéristiques de l'écoulement de soubassement via le calcul d'un gradient de pression permet de faire une nette distinction entre les classes (II) et (III) et met en évidence que la dépression observée en bas du culot est directement associée à la courbure et la vitesse de l'écoulement de soubassement.

Ces différentes classes d'écoulement sont associées à des dynamiques différentes du sillage. Pour les classes (I) et (II), les fluctuations de la vitesse transversale situées à la fermeture du sillage contribuent majoritairement à l'énergie cinétique turbulente. Elles sont associées à la présence d'un détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral. Ce détachement tourbillonnaire est également détecté pour les classes (III) et (IV) mais son intensité est atténué. Pour ces deux dernières classes, les fluctuations de vitesse longitudinales et verticales sont prépondérantes et sont confinées dans la couche de cisaillement supérieure. Une analyse détaillée de cette couche de cisaillement met en avant pour la classe (III) la présence d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz déclenchées par l'écoulement de retour. Ces instabilités sont associées à l'augmentation des fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement. Pour la classe (IV), les spectres réalisés dans la couche de cisaillement supérieure révèlent un contenu large bande associé à l'augmentation des fluctuations de vitesse. La présence d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz n'est pas à exclure mais ces dernières sont moins évidentes à identifier à cause de l'effet de filtrage spatial de la PIV.

Une analyse comparative sur les résultats obtenus pour une variation de la hauteur de garde au sol d'un corps d'Ahmed à culot droit [22, 48] et ceux de cette thèse, a révélé une évolution comparable de la pression moyenne au culot et de l'évolution de la structure du sillage. L'écoulement de soubassement est donc bien prépondérant dans le développement du sillage.

Chapitre 5

Influence de volets déflecteurs sur le sillage de corps 3D

Plusieurs stratégies de contrôle peuvent être envisagées dans le but de réduire la traînée d'un corps à culot droit en interaction avec le sol. La stratégie la plus simple vise à réduire la section transversale du sillage en générant un effet de vectorisation. Cet effet peut-être généré par des volets déflecteurs ; ce qui est la solution retenue dans cette thèse. L'efficacité de ces appendices aérodynamiques a déjà été prouvée sur un corps d'Ahmed [50], sur un modèle GETS [101] ou sur des géométries simplifiées de poids lourds [33]. Pour les classes (I), (II) et (III) où un décollement de l'écoulement de soubassement a lieu, l'ajout d'un volet déflecteur sur le bord inférieur du culot ne semble pas indispensable car cela ne modifie pas grandement la nature du sillage. Les concepts trucks présentés dans le chapitre 2 ne sont d'ailleurs pas équipés de volet déflecteur sur ce bord du culot. Cependant, certains concepts trucks possèdent une plaque horizontale à cet endroit. Sans connaître les motivations des constructeurs pour le positionnement d'un tel élément, l'ajout d'une plaque horizontale permettrait de limiter la zone de basse pression en bas du culot en réduisant la courbure de l'écoulement de retour issu du soubassement et en éloignant du culot la structure tourbillonnaire générée par l'écoulement de retour. L'effet de vectorisation peut-être amélioré en combinant des jets périodiques (voir chapitre 6) et une solution passive avec des volets [26] ou des quarts de rond [14, 103].

Une autre stratégie de contrôle vise à réduire la turbulence dans les couches de cisaillement. Pour les classes (I) à (III), les fluctuations de vitesse sont principalement localisées dans les couches de cisaillement supérieure et latérales. L'utilisation de solutions de contrôle implémentées sur le bord supérieur et les bords latéraux du culot sont donc pleinement justifiées. C'est pourquoi dans la suite de la thèse les solutions de contrôle sont disposées à ces endroits. Il est important de souligner que pour des écoulements de classe (IV), le détachement tourbillonnaire n'est pas assez intense pour espérer réduire la traînée en modifiant ce mode [52]. La réduction de traînée peut alors être obtenue en maîtrisant, dès sa formation, le taux de croissance des couches de cisaillement par l'utilisation de jets périodiques à hautes fréquences.

Ce chapitre est consacré à l'analyse de l'influence d'un dispositif de contrôle passif sur le développement du sillage d'une maquette simplifiée de véhicule industriel. Le contrôle passif est assuré par un système de trois volets déflecteurs disposés sur le bord supérieur et les bords latéraux du culot. L'angle du volet supérieur β^s et l'angle des volets latéraux β^l sont fixés à 15°. Ces angles sont assez faibles pour que l'écoulement reste collé sur la paroi des volets. L'objectif ici est d'étudier, par rapport à la configuration à culot droit, l'évolution de la pression au culot et l'évolution du sillage. Ce chapitre s'appuie sur les données obtenues sur la maquette 1/43e pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$.

Porosités des grilles [%]	λ (config. culot droit)	λ (config. avec volets)
10.1	0.08	0.08
13.2	0.10	0.10
17.8	0.13	0.14
22.8	0.18	0.18
25.0	0.21	0.21
27.1	0.23	0.22
31.5	0.26	0.26
32.8	0.32	0.31
36.6	0.39	0.38
44.6	0.41	0.44
62.0	0.61	0.58
70.0	0.71	0.65
78.0	0.79	0.70
100	0.86	0.84

TABLE 5.1: Valeurs de λ selon la porosité de la grille de perte de charge et selon la configuration arrière.

5.1 L'écoulement de soubassement

L'ajout des volets ne modifie pas l'allure des profils de vitesse en sortie de soubassement par rapport à la configuration à culot droit. Les valeurs de λ diffèrent légèrement entre les configurations culot droit et volets ; elles sont précisées dans le tableau 5.1.

5.2 L'écoulement en amont du culot

Des mesures en amont de la maquette, similaires à celles présentées dans le chapitre 4, ont été effectuées. Dans la configuration qui nous intéresse ici, les mêmes observations ont été faites à savoir une augmentation de la hauteur du point d'arrêt sur le nez de la maquette lorsque λ augmente, un enroulement des lignes de courant pour $\lambda \leq 0.18$ en amont de l'entrée du soubassement et un décollement intermittent de l'écoulement en aval du nez. Par rapport à la configuration à culot droit, l'ajout des volets à l'arrière de la maquette ne modifie pas sensiblement les caractéristiques de l'écoulement en amont de la maquette ni juste après le contournement du nez .

La pression sur le toit de la maquette en $x^* = -1.5$ et $x^* = -0.27$ (figure 5.1), est différente entre la configuration à culot droit et la configuration avec volets. En $x^* = -1.5$, le décalage du coefficient de pression entre les deux configurations vaut $\Delta\overline{C_p} = 0.007$ ce qui est relativement faible par rapport au décalage du coefficient de pression en $x^* = -0.27$ qui est quasiment dix fois plus élevé. D'autre part, un effet du paramètre λ sur l'évolution du coefficient de pression est constaté pour la mesure située la plus proche du culot à savoir en $x^* = -0.27$. Une variation maximale de $\overline{C_p}$ de 0.025 est alors obtenue entre $\lambda = 0.08$ et $\lambda = 0.44$. Cette variation du coefficient de pression est due à une modification du sillage que l'on étudiera dans la partie 5.4, comme nous avons pu déjà l'observer pour la configuration à culot droit dans le chapitre précédent. Finalement, la variation de λ à configuration arrière fixée (culot droit ou présence des volets déflecteurs) entraîne des modifications de valeur de $\overline{C_p}$ sur le toit significativement plus faibles que ne l'impose le changement de configuration arrière pour un λ donné.

Les mesures effectuées par fil chaud en $x^* = -0.07$, juste en amont de l'arête formée par le toit et les volets, permettent de déterminer les caractéristiques des couches limites se développant sur le toit et les côtés de la maquette. L'épaisseur de quantité de mouvement θ_0 associée à chaque profil ainsi que U_∞ sont utilisées pour adimensionner les grandeurs présentées. Les profils de vitesse en

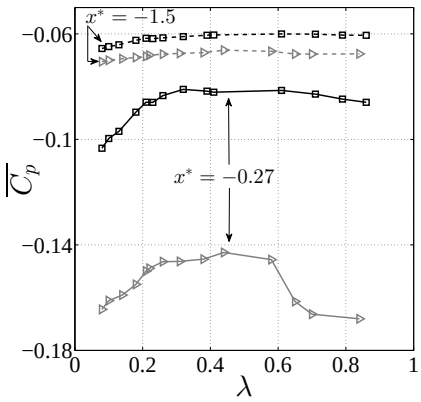
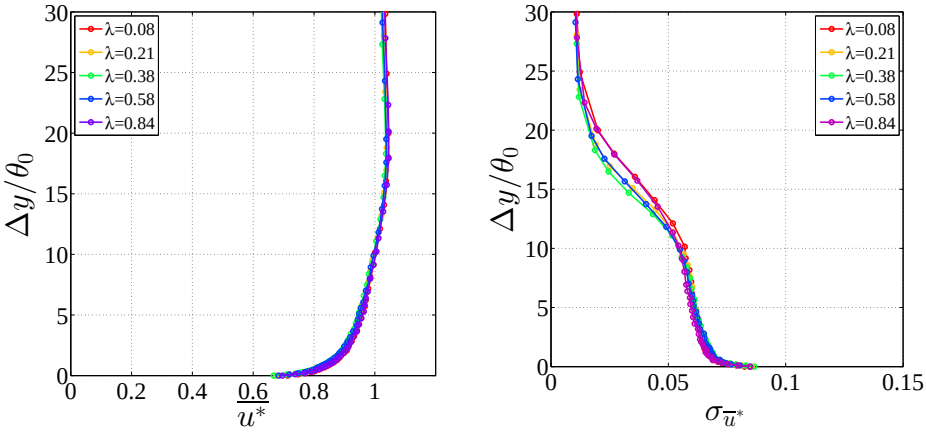


FIGURE 5.1: Comparaison entre la configuration à culot droit (carrés) et celle avec volets (triangles) de l'évolution avec λ du coefficient de pression sur le toit de la maquette en $x^* = -1.5$ et $x^* = -0.27$.

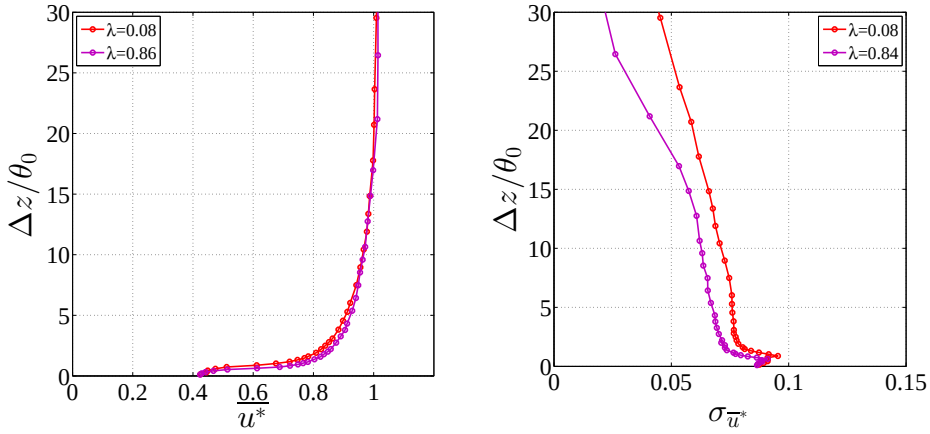


(a) (b)

FIGURE 5.2: Profils verticaux de vitesse moyenne (a) et des fluctuations de vitesse (b) sur le toit de la maquette 1/43e en $x^* = -0.07$ pour la configuration avec volets.

$x^* = -0.07$ sont présentés dans le plan médian sur la figure 5.2 et sur la figure 5.3 pour les profils sur le côté de la maquette. Une sur-vitesse davantage marquée est observée pour la couche limite sur le toit par rapport à celle sur le côté de la maquette. Comme pour la configuration à culot droit, la variation de la vitesse de soubassement ne modifie pas sensiblement les profils de couche limite. Les profils des fluctuations de vitesse sont marqués par la présence du décollement intermittent de l'écoulement en aval du nez avec un niveau élevé en $\Delta y/\theta_0 \sim 10$ comme vu dans la partie 4.1 pour la configuration à culot droit. Les grandeurs caractéristiques des couches limites sont rassemblées dans les tableaux 5.2 et 5.3 respectivement pour les mesures effectuées sur le toit et sur le côté.

Pour toute la gamme de λ étudiée, l'épaisseur de couche limite sur le toit juste en amont du décollement au culot est plus faible dans le cas de la configuration avec volets ($\delta^* \sim 0.21$) que dans la configuration à culot droit ($\delta^* \sim 0.24$). De même que pour la pression sur le toit à proximité du culot, les caractéristiques des couches limites sont davantage modifiées par un changement de la configuration arrière que par la variation de λ pour une configuration fixée. Pour illustrer ces propos, la figure 5.4 présente l'évolution de θ_0^* et de u_τ^* en fonction de λ pour les deux configurations arrières. Pour les deux grandeurs présentées et quelle que soit la valeur de λ, un décalage presque constant est constaté entre les valeurs obtenues pour les deux configurations arrières. Ces grandeurs mettent bien en évidence l'impact limité de λ sur les caractéristiques de l'écoulement juste en amont du culot. Cela assure donc des conditions identiques pour l'étude du sillage quelle que soit la vitesse de soubassement pour une configuration donnée (culot droit ou volet). D'autre part, la diminution de l'épaisseur de couche



(a) (b)

FIGURE 5.3: Profils horizontaux de vitesse moyenne (a) et des fluctuations de vitesse (b) sur le côté de la maquette 1/43e à mi-hauteur en $x^* = -0.07$ pour la configuration avec volets.

	δ [mm]	δ_d [mm]	θ_0 [mm]	Re_{θ_0}	h	u_τ^*
$\lambda = 0.08$	15.5	1.15	1.02	1768	1.13	0.0656
$\lambda = 0.21$	15.9	1.24	1.08	1870	1.14	0.0652
$\lambda = 0.31$	15.3	1.22	1.06	1834	1.15	0.0652
$\lambda = 0.38$	15.9	1.27	1.11	1917	1.15	0.0648
$\lambda = 0.44$	15.4	1.26	1.10	1887	1.15	0.0648
$\lambda = 0.58$	15.2	1.19	1.04	1800	1.15	0.0656
$\lambda = 0.84$	13.6	1.04	0.91	1584	1.14	0.0668

TABLE 5.2: Caractéristiques des couches limites sur le toit en $x^* = -0.07$ dans le plan médian de la maquette 1/43e pour la configuration avec volets.

	δ [mm]	δ_d [mm]	θ_0 [mm]	Re_{θ_0}	h	u_τ^*
$\lambda = 0.08$	13.6	0.76	0.68	1147	1.12	0.0668
$\lambda = 0.84$	17.8	1.05	0.95	1604	1.11	0.0640

TABLE 5.3: Caractéristiques des couches limites sur le côté en $x^* = -0.07$ à mi-hauteur de la maquette 1/43e pour la configuration avec volets.

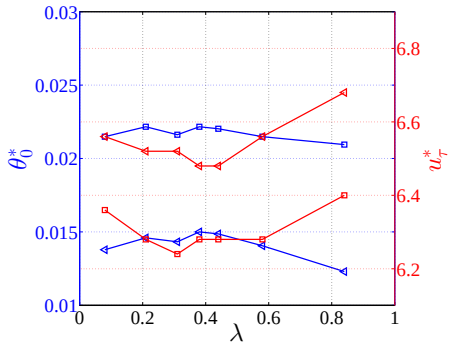


FIGURE 5.4: Influence de λ sur la vitesse de frottement u_τ^* ($\times 10^2$) et sur l'épaisseur de quantité de mouvement θ_0^* pour la configuration à culot droit (symboles carrés) et avec les volets (symboles triangulaires).

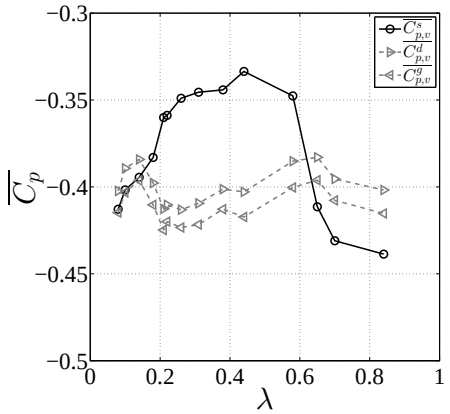


FIGURE 5.5: Évolution du coefficient de pression sur les volets supérieur $\overline{C^s_{p,v}}$, latéral droit $\overline{C^d_{p,v}}$ et latéral gauche $\overline{C^g_{p,v}}$.

limite couplée à une augmentation de la vitesse de frottement confirme que l'écoulement est accéléré au contournement de l'arête. La diminution des pressions pariétales observées sur le toit avec la présence des volets est donc liée à cette accélération. De plus, si l'écoulement est accéléré à proximité du culot, cela signifie que l'écoulement est attaché sur le volet ce qui doit entraîner une forte dépression locale (figure 2.36) au niveau du volet. Les pressions sur les volets sont donc maintenant étudiées.

On dispose d'une prise de pression à mi-longueur et à mi-largeur de chaque volet, permettant d'obtenir une indication de l'état de l'écoulement. Les moyennes temporelles de la pression sur les volets supérieur et latéraux (gauche et droit) sont respectivement notées $\overline{C^s_{p,v}}$, $\overline{C^g_{p,v}}$ et $\overline{C^d_{p,v}}$ et sont présentées sur la figure 5.5. Le coefficient de pression sur les volets latéraux varie peu avec λ et vaut environ $\overline{C^g_{p,v}} \sim \overline{C^d_{p,v}} \sim -0.41$. Cette pression est suffisamment faible pour dire que l'écoulement latéral est attaché au volet [26]. On notera par ailleurs un très léger décalage entre les coefficients de pression $\overline{C^g_{p,v}}$ et $\overline{C^d_{p,v}}$ pouvant être associé au léger désalignement de la maquette avec l'écoulement. La pression sur le volet supérieur est quant à elle beaucoup plus dépendante de la vitesse de soubassement avec une variation maximale de $\overline{C^s_{p,v}}$ de 0.10 sur le gamme de λ étudiée. Cette évolution de $\overline{C^s_{p,v}}$ est comparable à celle observée pour la pression sur le toit en $x^* = -0.27$ (figure 5.1) où la pression augmente pour $0.08 \leq \lambda \leq 0.44$ puis diminue brusquement pour des valeurs de λ plus élevées pour atteindre un niveau comparable à celui obtenu pour $\lambda = 0.08$. Ainsi, la modification du sillage influence de façon comparable l'évolution de la pression sur le toit en $x^* = -0.27$ et celle sur le volet supérieur.

5.3 Pression au culot

Les mesures de pression sur les volets sont cumulées avec celles du culot $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ pour calculer un coefficient de pression global au culot $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$. En effet, les dépressions observées précédemment au niveau de la paroi du volet génèrent une force de succion pénalisante pour la réduction de traînée. Le coefficient de pression global $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ prenant en compte la pression sur les volets, exprimé par la relation (5.1), représente le coefficient de pression intégré sur toute la surface arrière de la maquette.

$$\langle\overline{C_{p,a}}\rangle = \frac{\langle\overline{C_{p,c}}\rangle S_c + \overline{C^s_{p,v}} S^s_v sin(\beta^s) + \overline{C^g_{p,v}} S^l_v sin(\beta^l) + \overline{C^d_{p,v}} S^l_v sin(\beta^l)}{S_c + S^s_v + 2S^l_v} \tag{5.1}$$

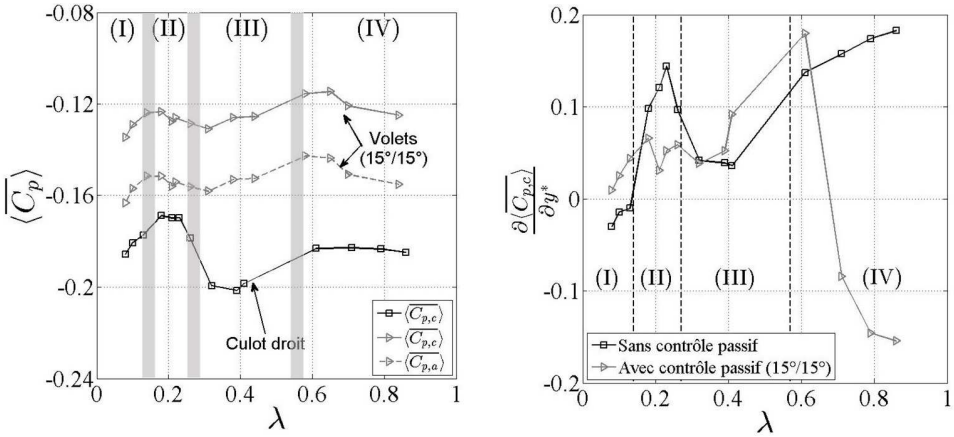
On note S_c, S^s_v et S^l_v les surfaces du culot, du volet supérieur et du volet latéral et β^s et β^l représentent l'angle d'inclinaison du volet supérieur et des volets latéraux. On suppose ici que la pression est homogène sur chaque volet, et semblable à la valeur mesurée au milieu du volet.

La figure 5.6a représente l'évolution de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ (culot seul) et $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ (culot + volets). Cette figure met clairement en évidence l'impact négatif de la dépression sur les volets où par exemple une diminution maximale de 22% est observée entre $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ et $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$. Toutefois, pour l'ensemble des vitesses de soubassement testées, l'ajout des volets permet toujours d'augmenter la pression au culot. Selon λ, l'augmentation globale de la pression au culot est comprise entre 8% et 24%.

L'amplitude des variations de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ avec λ est plus faible pour la configuration avec volets que pour celle à culot droit. Pour la configuration avec volets, on note une augmentation de $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ pour $0.08 \leq \lambda \leq 0.14$ puis le coefficient de pression diminue pour atteindre un minimum local pour $\lambda = 0.31$. Pour $\lambda > 0.31$, $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ augmente de nouveau avant de diminuer pour les trois dernières valeurs de λ. L'évolution du coefficient de pression au culot permet ainsi d'identifier quatre classes d'écoulement. Même si les frontières entre chaque classe ne sont pas définies précisément, ces classes sont délimitées par des valeurs de λ globalement semblables à celles obtenues pour la configuration à culot droit. Ces classes d'écoulement pour la configuration avec volets seront confirmées dans la partie 5.4.2 par l'utilisation des outils d'analyses (bilan de quantité de mouvement et courbure de l'écoulement de soubassement) développés dans le chapitre précédent. Les valeurs du gradient de pression vertical (figure 5.6b) dans la configuration avec volets ne permettent pas de différencier les classes d'écoulement. On note que pour les trois valeurs de λ les plus élevées le gradient devient négatif, on verra dans la partie 5.4 que ce changement de signe est associé à un renversement du sillage.

Les cartographies de pression au culot pour différents λ sont présentées sur la figure 5.7. Les cartographies sont regroupées en fonction des classes d'écoulement identifiées précédemment. Quelle que soit la valeur de λ, la répartition de pression est toujours stratifiée verticalement. L'ajout du contrôle passif permet d'augmenter la pression sur l'ensemble de la surface du culot comme en attestent les cartographies de la figure 5.8 qui représentent la différence du coefficient de pression au culot entre la configuration avec volets et celle à culot droit. Pour la classe (I), l'ajout du contrôle passif se traduit par une augmentation de $\overline{C_{p,c}}$ principalement dans la moitié supérieure du culot ; pour la classe (II) cette augmentation est localisée dans la partie inférieure du culot. Contrairement au deux premières classes où l'on observe des décalages locaux, l'augmentation de $\overline{C_{p,c}}$ pour la classe (III) se fait sur l'ensemble du culot. Pour les trois valeurs de λ les plus élevées de la classe (IV), l'écart maximal du coefficient de pression vaut 0.14. Cet écart important par rapport à ceux observés pour les autres classes est lié au changement de signe du gradient de pression vertical.

Les cartographies des fluctuations de pression sont présentées sur la figure 5.9. Le renversement intermittent de la structure du sillage a lieu pour $\lambda \sim 0.65$ comme le montrent les forts niveaux des fluctuations de pression sur l'ensemble du culot (figure 5.9(l)). Hormis ce cas particulier, l'ajout



(a) (b)

FIGURE 5.6: Évolution en fonction de λ du coefficient de pression moyen au culot $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ et du coefficient de pression global $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ (a) et du gradient du coefficient de pression vertical (b).

des volets entraîne une diminution globale des fluctuations de pression au culot par rapport à la configuration à culot droit (figure 5.10).

5.4 Champ de vitesse

Les données de vitesse moyenne de l'écoulement de sillage dans le plan médian sont ici exploitées pour établir un bilan de quantité de mouvement et le calcul d'un gradient de pression associé à la courbure locale des lignes de courant de l'écoulement de soubassement. On s'intéressera aussi aux champs de vitesse moyenne dans les plans transversaux $x^* = 0.5$ et $x^* = 2$ seront décrits.

5.4.1 L'écoulement dans le plan médian

Les cartographies de la vitesse moyenne dans le plan médian sont présentées sur la figure 5.11. L'ajout des volets entraîne une vectorisation de l'écoulement supérieur qui se traduit par une fermeture du sillage plus rapide par rapport à la configuration à culot droit, mise en évidence par des vitesses plus élevées en $x^* = 2.2$ correspondant à la fin du domaine de mesure. La vectorisation de l'écoulement supérieur vers l'intérieur du sillage est mise en évidence par l'évolution de l'angle α entre la vitesse en $(x^*, y^*) = (0.03, 1.32)$ et l'horizontale (figure 5.12). L'ajout du volet entraine une augmentation de l'inclinaison de l'écoulement ; la courbure de l'écoulement supérieur au contournement de l'arête supérieure est donc nécessairement plus importante dans la configuration avec le contrôle passif que pour la configuration à culot droit. Cela permet d'expliquer les pressions plus faibles sur le toit en $x^* = -0.27$ dans la configuration avec volets. On notera par ailleurs l'évolution similaire d'un point de vue qualitatif entre α et le coefficient de pression sur le toit en $x^* = -0.27$ pour les deux configurations arrières.

Par ailleurs, la structure générale du sillage en présence de volets est très semblable à celle obtenue pour la configuration à culot droit quel que soit λ. Les mêmes caractéristiques que celles décrites dans le paragraphe 4.3.4.1 sont retrouvées après adjonction des volets. Quelques différences existent néanmoins. Dans le cas de la classe (II) pour $0.18 \leq \lambda \leq 0.22$, l'écoulement de soubassement impacte le culot au niveau du bord supérieur tandis que dans la configuration à culot droit, l'écoulement de soubassement impacte le culot plus bas en $y^* \sim 0.85$. On verra dans la partie 5.5.2 que la dynamique de l'écoulement supérieur en est modifiée. Pour les trois vitesses de soubassement les plus élevées, on note le changement d'orientation du sillage. La principale bulle de recirculation est maintenant

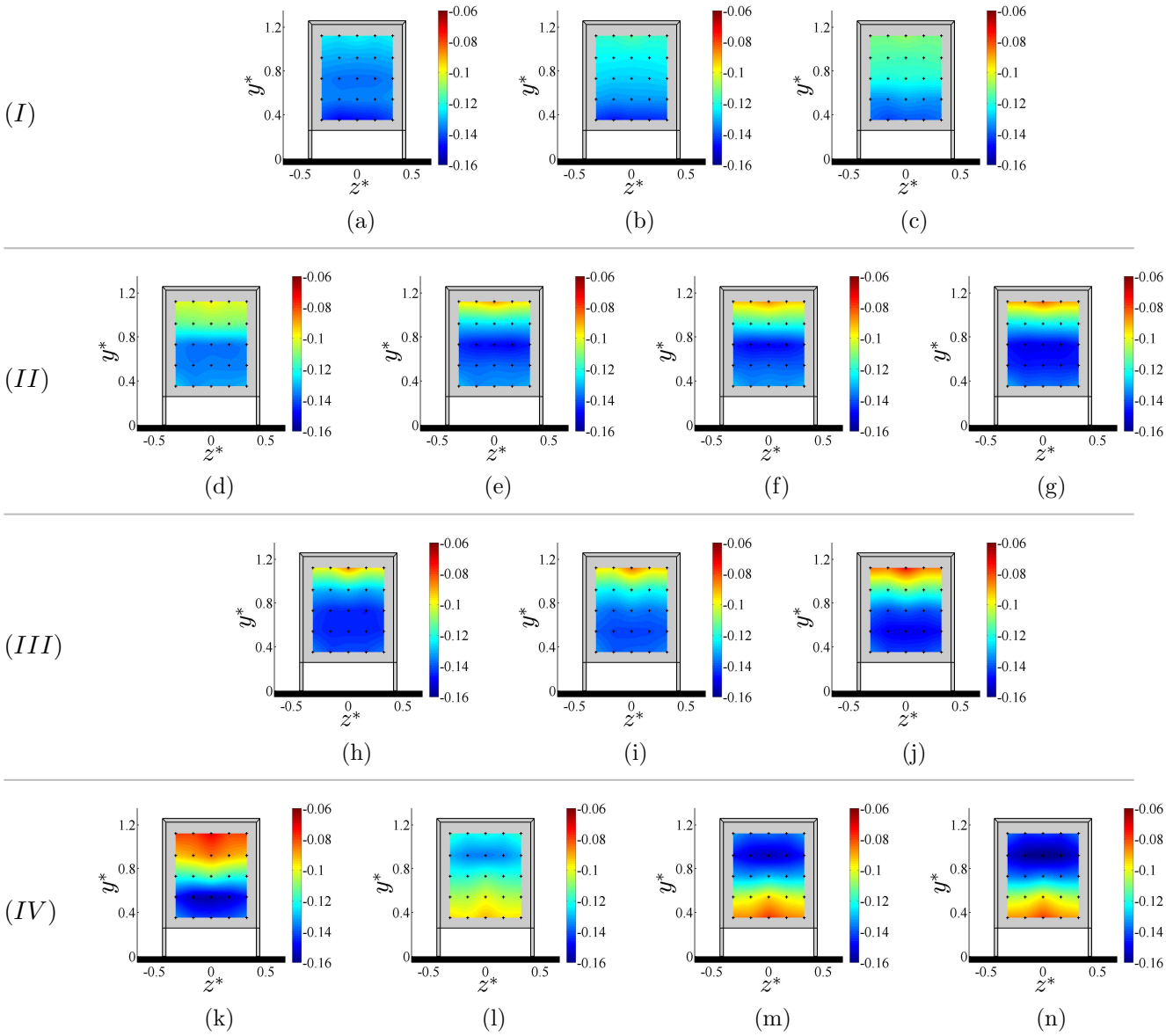


FIGURE 5.7: Cartographies du coefficient de pression statique au culot de la maquette 1/43e pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.14$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.22$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.31$ (h), $\lambda = 0.38$ (i), $\lambda = 0.44$ (j), $\lambda = 0.58$ (k), $\lambda = 0.65$ (l), $\lambda = 0.70$ (m) et $\lambda = 0.84$ (n).

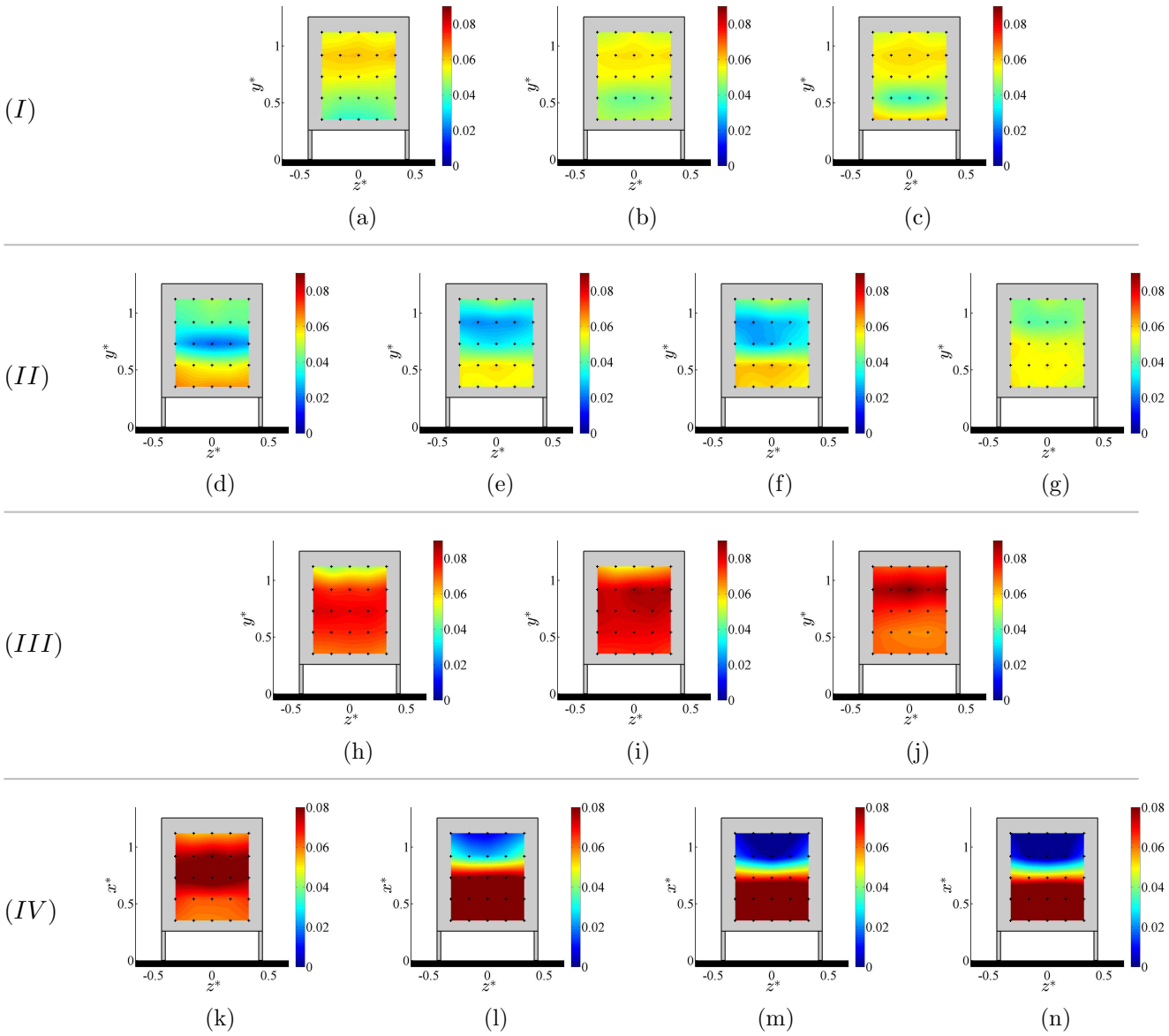


FIGURE 5.8: Différence du coefficient de pression au culot entre la configuration avec volets et celle à culot droit avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.14$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.22$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.31$ (h), $\lambda = 0.38$ (i), $\lambda = 0.44$ (j), $\lambda = 0.58$ (k), $\lambda = 0.65$ (l), $\lambda = 0.70$ (m) et $\lambda = 0.84$ (n).

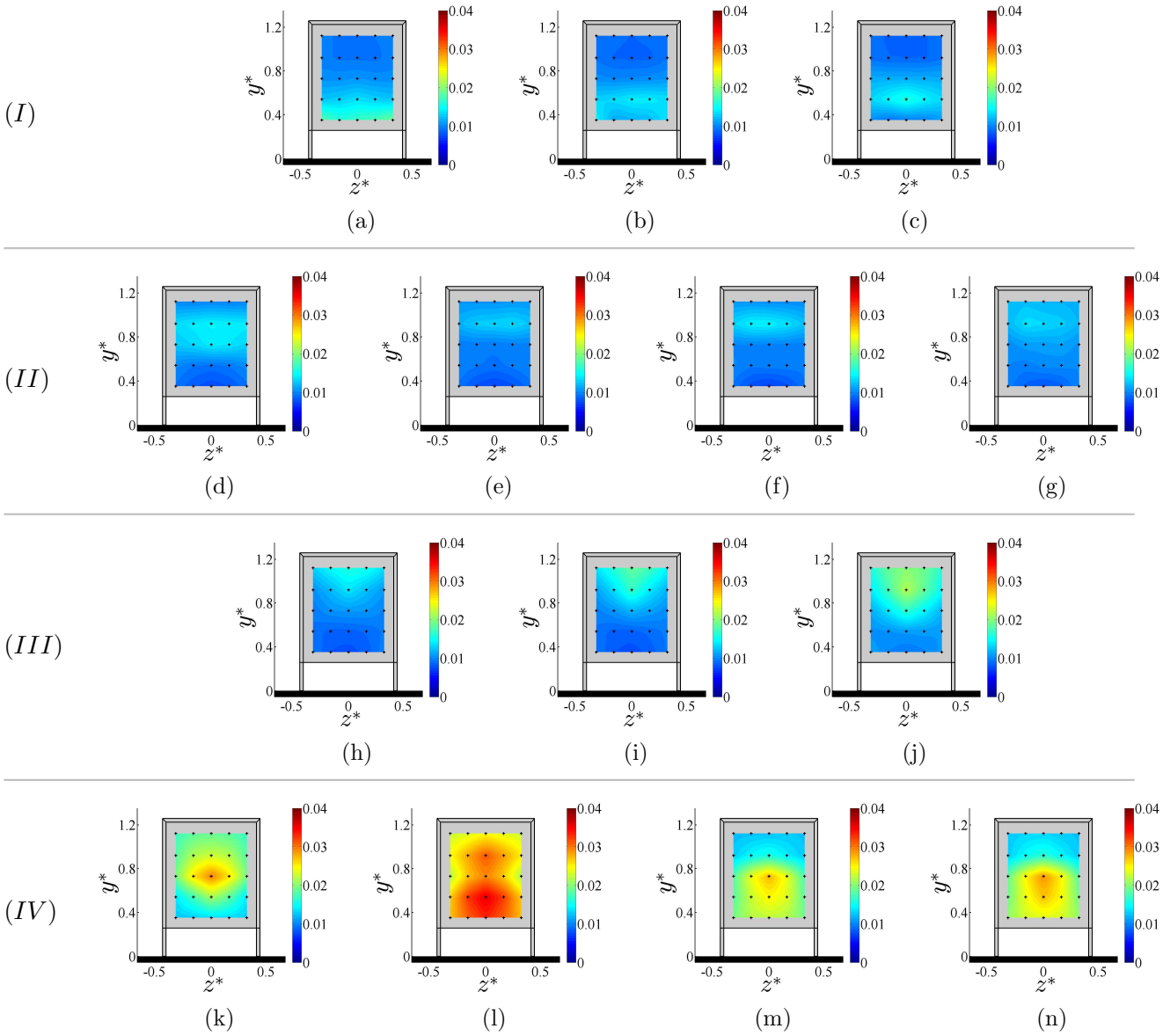


FIGURE 5.9: Cartographies des fluctuations du coefficient de pression statique au culot de la maquette 1/43e pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.14$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.22$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.31$ (h), $\lambda = 0.38$ (i), $\lambda = 0.44$ (j), $\lambda = 0.58$ (k), $\lambda = 0.65$ (l), $\lambda = 0.70$ (m) et $\lambda = 0.84$ (n).

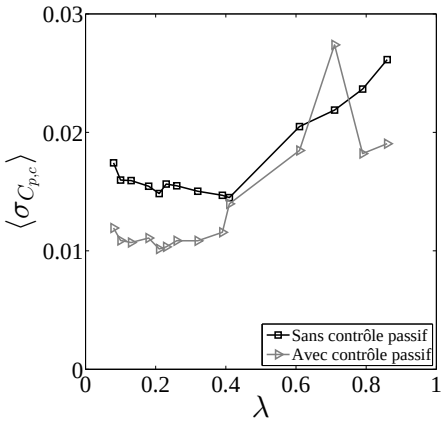


FIGURE 5.10: Évolution en fonction de λ de la moyenne spatiale des écarts-types au culot de la maquette 1/43e.

localisée dans la partie supérieure du sillage et est associée aux basses pressions dans la partie haute du culot observées sur les figures 5.7(l,m,n).

5.4.2 Classification de l'écoulement

5.4.2.1 Maquette 1/43e

Comme pour le chapitre 4, le bilan de quantité de mouvement couplé à l'étude de la courbure de l'écoulement de retour est réalisé afin d'associer une morphologie de sillage à une classe d'écoulement. La surface sur laquelle est effectuée le bilan de quantité de mouvement est la même que celle choisie dans le chapitre 4.

L'évolution avec λ des trois termes ζ_1, ζ_2 et ζ_3 intervenant dans le bilan de quantité de mouvement est présentée sur la figure 5.13(a,b). Outre les valeurs de $\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3$ pour les trois vitesses de soubassement les plus élevées, l'évolution de ζ_1, $(\zeta_1 + \zeta_2)$, ζ_3 et $(\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3)$ est comparable entre les configurations culot droit et volets. Cela permet de distinguer les classes (I), (II)+(III) et (IV). Pour les trois valeurs les plus élevées de λ, les quantités $(\zeta_1 + \zeta_2)$, ζ_3 et $(\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3)$ sont négatives. Cela s'explique par un déficit de vitesse de l'écoulement de soubassement pour $y^* \sim G^*$ correspondant à la frontière supérieure du domaine d'application du bilan de quantité de mouvement. Ce déficit de vitesse est mis en évidence par la figure 5.14 et est lié au renversement du sillage où la structure tourbillonnaire principale se situe dans la partie supérieure de l'écoulement dans le plan médian. Dans la configuration à culot droit, la principale structure tourbillonnaire est située dans la partie basse du culot ce qui coïncide avec la localisation des zones de basse pression au culot. Cette zone dépressionnaire entraîne une légère déviation de l'écoulement de soubassement vers l'intérieur du sillage. Dans la configuration avec volets, pour les trois valeurs de λ les plus élevées, la structure tourbillonnaire de petite taille (vision moyenne) occupe la partie basse du sillage. Les pressions dans la partie basse du sillage sont plus élevées que pour la configuration à culot droit. L'écoulement de soubassement n'est alors pas dévié vers l'intérieur du sillage (figure 5.15). Le déficit de vitesse en $y^* \sim G^*$ est donc associé à la présence de la structure tourbillonnaire de petite taille.

Pour dissocier les classes (II) et (III), le gradient de pression normal $(\partial p/\partial n)^*$ induit par la courbure de l'écoulement de soubassement est calculé le long des lignes de courant issues de la sortie du soubassement. Le gradient de pression normal est ensuite moyenné le long de chaque ligne de courant puis le saut de pression $\Delta C_{p,jet}$ à la traversée de l'écoulement de retour est calculé. L'évolution de $\Delta C_{p,jet}$ avec λ est présentée sur la figure 5.13c. L'écart des valeurs de $\Delta C_{p,jet}$ pour $0.26 \leq \lambda \leq 0.31$ permet de différencier les classes (II) et (III), de façon similaire à la configuration à culot droit

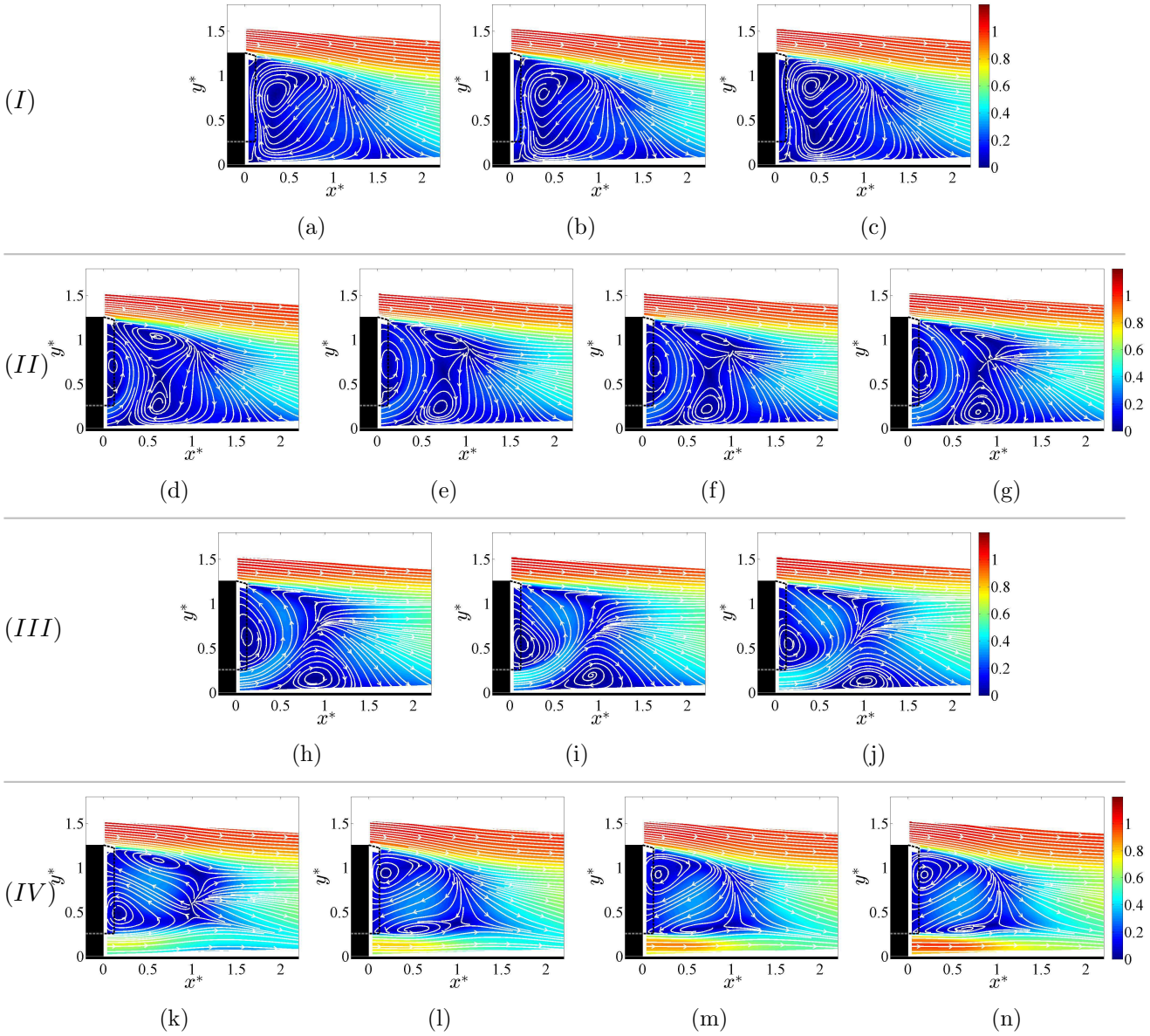


FIGURE 5.11: Cartographies de la norme de la vitesse moyenne avec lignes de courant dans le plan médian pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.14$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.22$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.31$ (h), $\lambda = 0.38$ (i), $\lambda = 0.44$ (j), $\lambda = 0.58$ (k), $\lambda = 0.65$ (l), $\lambda = 0.70$ (m) et $\lambda = 0.84$ (n).

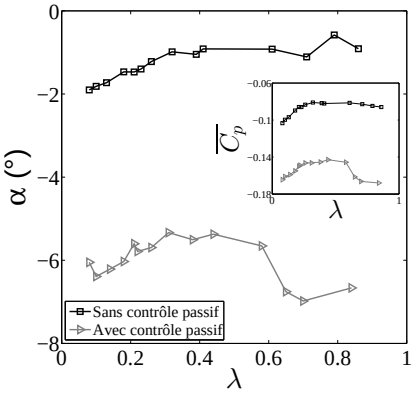
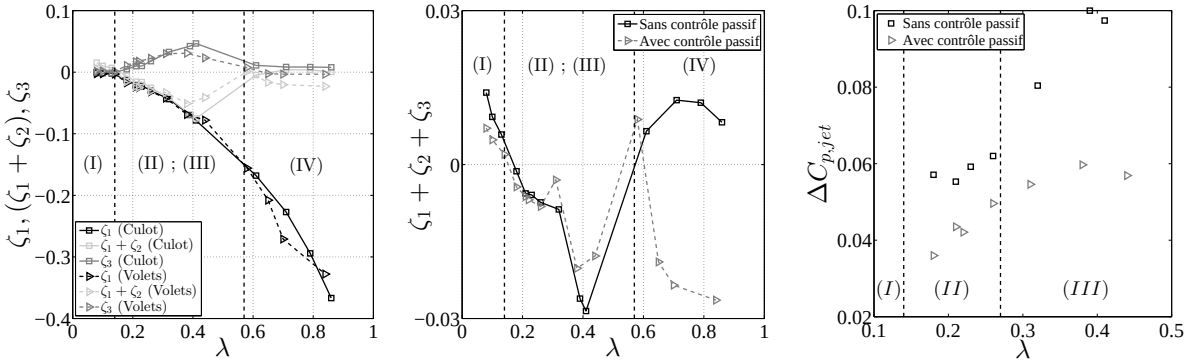
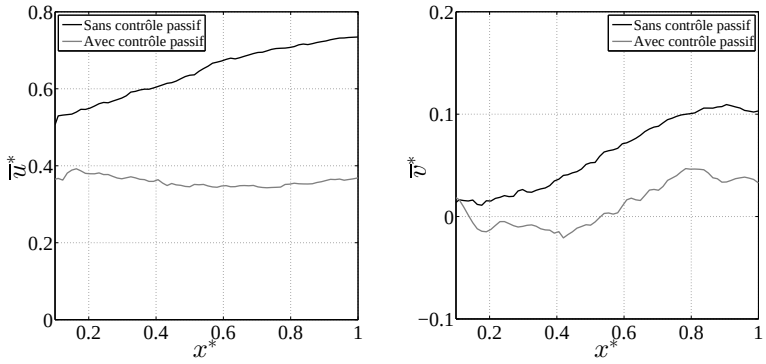


FIGURE 5.12: Évolution de l'inclinaison de l'écoulement α en $(x^*, y^*) = (0.03, 1.32)$ en fonction de λ. L'évolution avec λ de la pression sur le toit en $x^* = -0.27$ est rappelé en insert.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.13: Évolution avec λ des différentes quantités intervenant dans le bilan de quantité de mouvement effectué dans le plan médian de la maquette 1/43e (a,b). Évolution avec λ du saut de pression $\Delta C_{p,jet}$ à la traversée de l'écoulement de soubassement (c).



(a) (b)

FIGURE 5.14: Évolution en fonction de x^* de la vitesse longitudinale (a) et verticale (b) en $y^* \sim G^*$ pour $\lambda = 0.84$.

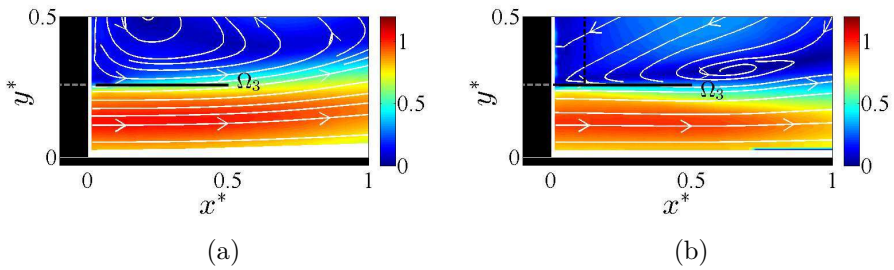


FIGURE 5.15: Cartographies de la norme de la vitesse moyenne avec lignes de courant en l'absence de perte de charge pour la configuration à culot droit (a) et avec volets (b). L'écoulement de soubassement est davantage dévié vers l'intérieur du sillage pour la configuration à culot droit que pour la configuration avec volets.

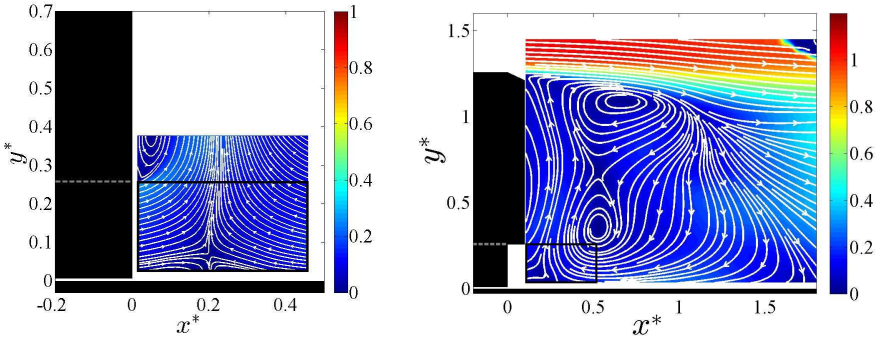
bien que cet écart soit moins marqué. Pour la classe (II), l'ajout des volets au culot entraîne une diminution de 27% du saut de pression $\Delta C_{p,jet}$ et pour la classe (III), la diminution est de de 38%. Cette diminution vient principalement de l'augmentation du rayon de courbure de l'écoulement de soubassement. Ainsi, pour ces deux classes d'écoulement, l'ajout des volets permet de diminuer la courbure de l'écoulement de soubassement bien que les volets soient positionnés sur la partie haute et les parties latérales du culot seulement. On verra dans la partie 5.7 le lien qui existe entre la courbure de l'écoulement de soubassement et la pression au culot.

5.4.2.2 Classification du sillage de corps non profilés

Le bilan de quantité de mouvement en sortie de soubassement couplée à l'analyse de la courbure de l'écoulement de soubassement permet de dissocier quatre classes d'écoulement pour la maquette 1/43e pour les deux configurations arrières. L'objectif est d'étudier ici la pertinence du critère défini à partir du bilan de quantité de mouvement dans le cas de corps non profilés à géométrie plus complexe ou pour un nombre de Reynolds plus élevé. On applique donc le bilan de quantité de mouvement sur les différents corps non profilés suivants :

1. **La maquette 1/8e en configuration culot droit.** Le domaine de calcul du bilan est donné sur la figure 5.16a (contour noir). Les quantités $\zeta_1 + \zeta_2$ et ζ_3 sont présentées en fonction de $-\zeta_1$ car le calcul de la vitesse en sortie de soubassement n'est pas toujours possible pour les autres corps étudiés par la suite. Pour ce corps, l'existence des quatre classes a été prouvée par les mesures de pression dans la partie 4.3.1. Les valeurs issues du bilan sont colorées suivant la classe d'écoulement (la même démarche est réalisée pour la maquette 1/43e) comme l'illustre la figure 5.17. On remarque que les valeurs du bilan de quantité de mouvement sont associées à un regroupement de points constitué des résultats des bilans de quantité de mouvement effectués sur la maquette 1/43e. Ainsi l'utilisation du bilan de quantité de mouvement reste cohérente même pour un nombre de Reynolds plus élevé.

2. **La maquette 1/8e avec volets (22.5°/15°).** Le bilan de quantité de mouvement est effectué sur le domaine présenté sur la figure 5.16b car il s'agit des seules données disponibles sur l'écoulement de soubassement. Les quantités $\zeta_1 + \zeta_2$ et ζ_3 ont été obtenues pour des pertes de charges identiques à celles employées sur la configuration culot droit. Les valeurs de $-\zeta_1$ sont plus faibles que celles obtenues pour la configuration à culot droit, particulièrement pour $-\zeta_1 < 0.5$. Ceci est lié au fait que la frontière gauche du domaine d'application du bilan de quantité de mouvement pour la configuration avec volets est relativement éloigné de la sortie du soubassement. Au niveau de la frontière gauche, l'écoulement de soubassement n'est pas perpendiculaire à cette frontière. On sous-estime de ce fait la quantité ζ_1, calculée à partir de la vitesse longitudinale, par rapport à cette même quantité calculée plus proche de la sortie de soubassement. Cela met en avant l'importance de choisir la frontière gauche du domaine la plus



(a) (b)

FIGURE 5.16: Cartographie dans le plan médian de la norme de la vitesse moyenne avec les lignes de courant pour $\lambda = 0.16$ pour la maquette 1/8e en configuration culot droit (a) et avec volets (b). Le rectangle noir délimite le contour où est effectué le bilan de quantité de mouvement.

proche de la sortie de soubassement, là où l'écoulement est horizontal. Toutefois, les évolutions de $\zeta_1 + \zeta_2$ et ζ_3 en fonction de $-\zeta_1$ assurent l'existence des quatre classes d'écoulement pour la maquette 1/8e équipée des volets.

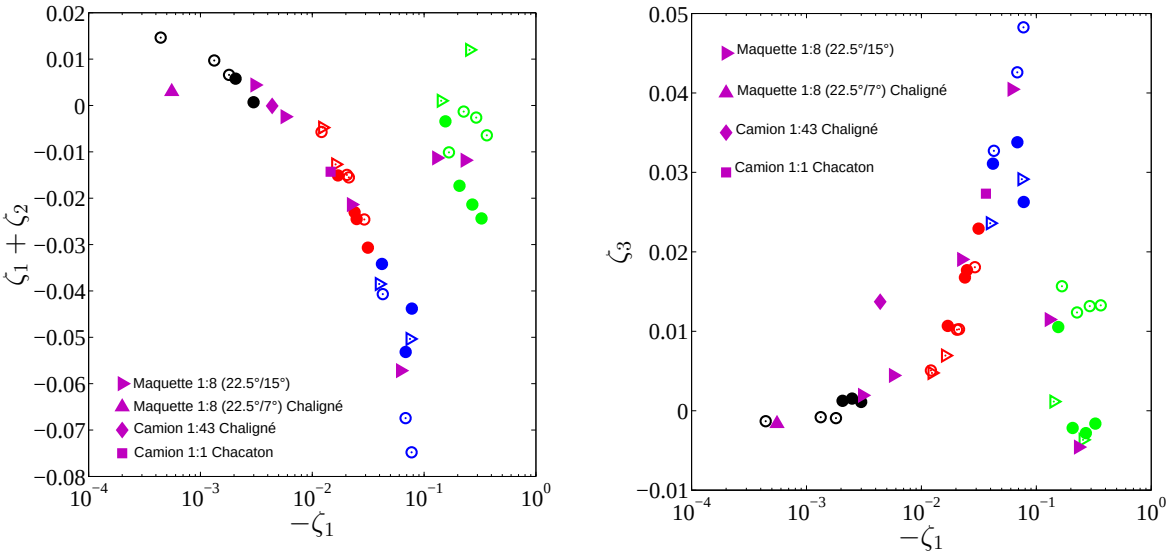
3. **La maquette 1/8e avec volets (22.5°/7°) d'après [26], sur des véhicules poids lourds à l'échelle 1/43e d'après [27] ou à l'échelle 1 d'après Chacaton, Renault Trucks.** Le camion à l'échelle 1/43e (figure 5.18a) a la particularité de posséder un diffuseur en sortie de soubassement. Dans le cas du véhicule à l'échelle 1 (figure 5.18b), la simulation numérique est réalisée pour une condition de non glissement au niveau du sol pour rester cohérent avec les études menées sur les autres maquettes. La figure 5.19 présente dans le plan médian le champ de vitesse moyenne obtenu pour ces trois corps ainsi que les frontières du domaine sur lesquelles les bilans de quantité de mouvement sont réalisés. Les valeurs (figure 5.17) obtenues à partir des données de Chaligné [26] coïncident avec le regroupement de points de la classe (I). Pour le véhicule à l'échelle 1, les valeurs du bilan de quantité de mouvement coïncident plutôt avec le regroupement de points de la classe (II). Dans le cas de la maquette de camion à l'échelle 1/43e, la valeur ($-\zeta_1$,ζ_3) ne coïncide avec aucun regroupement de points d'une classe d'écoulement. Ce résultat est lié au fait que l'écoulement de soubassement est incliné en sortant de la zone de soubassement à cause de la présence du diffuseur. On sous-estime alors la quantité $-\zeta_1$. En augmentant artificiellement $-\zeta_1$, le bilan de quantité de mouvement positionne ce sillage en classe (II).

Ainsi, l'évolution des valeurs issues du calcul du bilan de quantité de mouvement est indépendante du nombre de Reynolds, de la configuration arrière et du choix du domaine tant que l'écoulement en sortie de la zone de soubassement est perpendiculaire à la frontière gauche du domaine de calcul et que la frontière supérieure est située à l'altitude G^*.

5.4.3 L'écoulement dans les plans transversaux

Pour simplifier l'analyse des autres plans de mesure, quatre valeurs de $\lambda = (0.08, 0.21, 0.38, 0.58)$ représentatives des quatre classes d'écoulement ont été sélectionnées. Pour la classe (IV), la valeur de λ la plus faible est retenue car aucun renversement du sillage n'est observé ; il est possible de comparer le sillage obtenu pour les deux configurations arrières. Les résultats obtenus dans la configuration à culot droit sont rappelés pour les valeurs $\lambda = (0.08, 0.21, 0.39, 0.61)$.

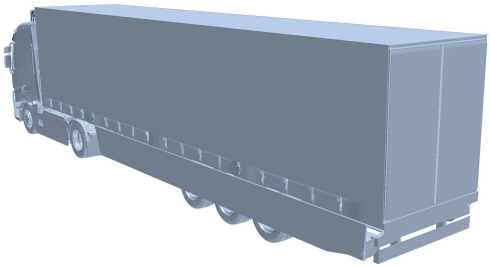
Le champ de vitesse longitudinale obtenu dans le plan transversal en $x^* = 0.5$ est présenté sur



(a) (b)

FIGURE 5.17: Valeurs issues du bilan de quantité de mouvement effectué sur la maquette 1/43e pour les configurations culot droit (cercle vide) et avec volets (cercle plein) et sur la maquette 1/8e pour la configuration culot droit (triangle vide) ; les couleurs correspondent à une classe d'écoulement : noire classe (I), rouge classe (II), bleue classe (III) et verte classe (IV). Les valeurs du bilan de quantité de mouvement issues de la maquette 1/8e avec volets (22.5°/15°) et (22.5°/7°) d'après [26], du camion à échelle 1/43e d'après [27] et de la simulation numérique sur véhicule à échelle 1 d'après Chacaton (Renault Trucks) sont représentés en violet.

(a)



(b)

FIGURE 5.18: Maquette simplifiée de véhicule poids lourds à échelle 1/43e (a) et véhicule réel à échelle 1 équipée de jupes latérales (b).

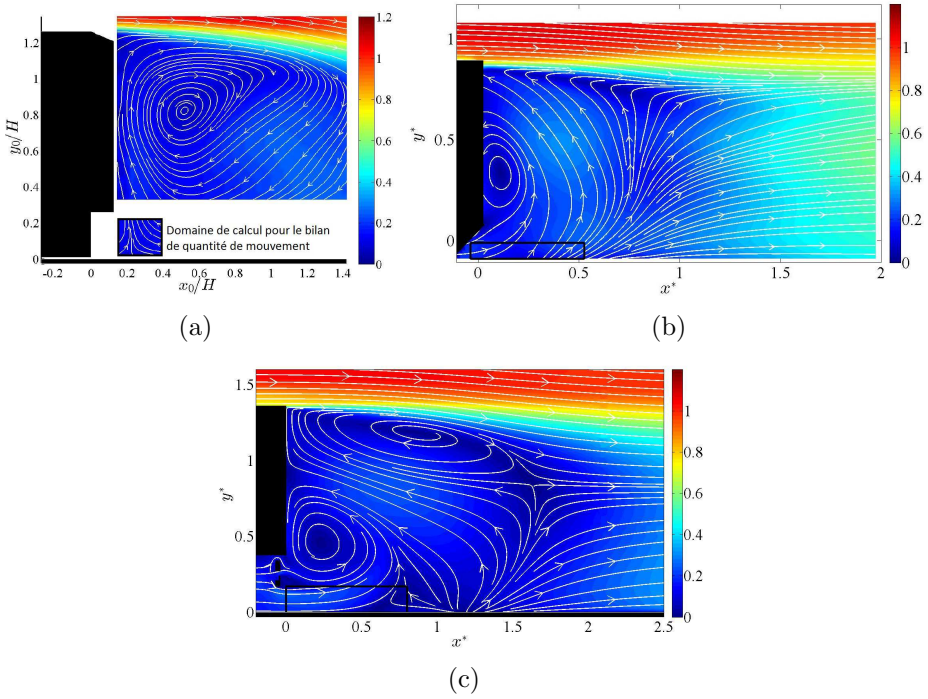


FIGURE 5.19: Cartographie dans le plan médian de la norme de la vitesse moyenne avec les lignes de courant. Données issues expérimentalement sur la maquette 1/8e d'après Chaligné [26] (a), sur une maquette de camion à échelle 1/43e d'après Chaligné [27] (b) et obtenues numériquement pour un véhicule à échelle 1 d'après Chacaton - Volvo Trucks (c). Le rectangle noir délimite le contour où est effectué le bilan de quantité de mouvement.

la figure 5.20. On y retrouve l'effet de vectorisation généré par les volets ; la hauteur et la largeur du sillage sont réduites. L'absence de volets déflecteurs au niveau des jupes pour $y^* < G^*$ ne permet pas de réduire la largeur du sillage dans cette zone. Pour les classes (II), (III) et (IV), la diminution de la largeur du sillage s'accompagne d'une diminution de la largeur de l'écoulement de retour, mise en évidence par l'isovaleur $\overline{u^*} = 0$. Les structures tourbillonnaires identifiées sur la configuration à culot droit ne sont pas supprimées par l'ajout des volets. Dans le cas de la classe (II), l'enroulement des lignes de courant est d'ailleurs bien plus visible dans la configuration avec volets que pour la configuration à culot droit.

Les cartographies de vorticité $\overline{\omega_x^*}$ avec les lignes de courant obtenues dans le plan transversal en $x^* = 2$ sont présentées sur la figure 5.21. L'ajout des volets entraîne un enroulement des lignes de courant dans la partie basse du sillage associé à des niveaux de vorticité élevés. Ces enroulements pourraient être associés à la présence de tourbillons longitudinaux générés par la discontinuité géométrique entre les jupes et la partie basse des volets latéraux. L'ajout de volets sur les jupes latérales permettrait alors de supprimer ces tourbillons longitudinaux.

5.4.4 Hauteur du sillage

La hauteur H_s du sillage mesurée dans le plan médian est ici quantifiée pour les deux configurations arrières. La figure 5.22 met clairement en évidence une diminution de H_s pour l'ensemble des vitesses de soubassement étudiées avec l'utilisation des volets. L'inversion du sillage dans le cas de la classe (IV) pour les trois vitesses de soubassement les plus élevées entraîne une diminution accrue de la hauteur du sillage par rapport au cas où le sillage n'est pas renversé. Par ailleurs, en excluant la classe (IV), la hauteur de sillage la plus faible est obtenue pour la classe (I), puis la classe (II) et enfin la classe (III) comme observé pour la configuration à culot droit.

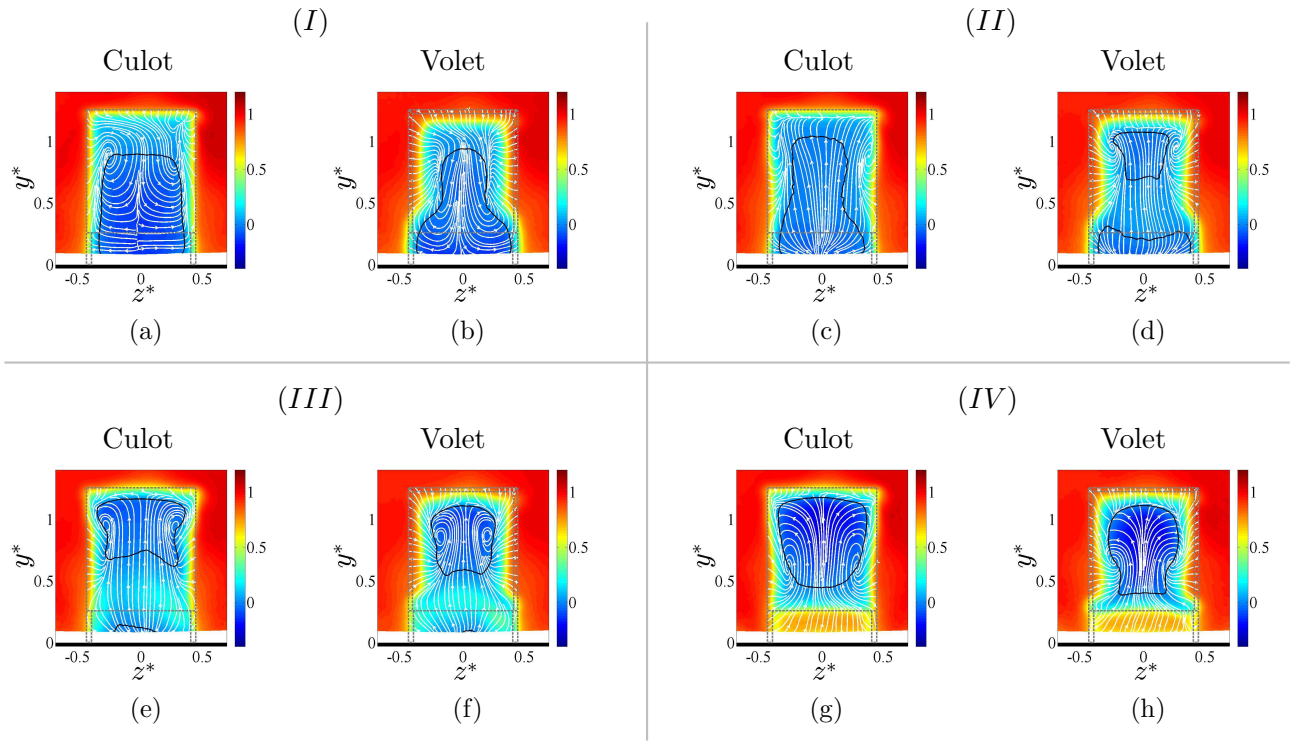


FIGURE 5.20: Cartographies de la vitesse moyenne longitudinales avec lignes de courant dans le plan transversal en $x^* = 0.5$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ pour un cas représentatif de la classe (I) $\lambda = 0.08$ (a,b), de la classe (II) $\lambda = 0.21$ (c,d), de la classe (III) $\lambda = 0.39$ (e,f) et de la classe (IV) $\lambda = 0.86$ (g,h) respectivement pour la configuration à culot droit et avec volets. Le trait noir correspond à l'isovaleur $\overline{u^*} = 0$.

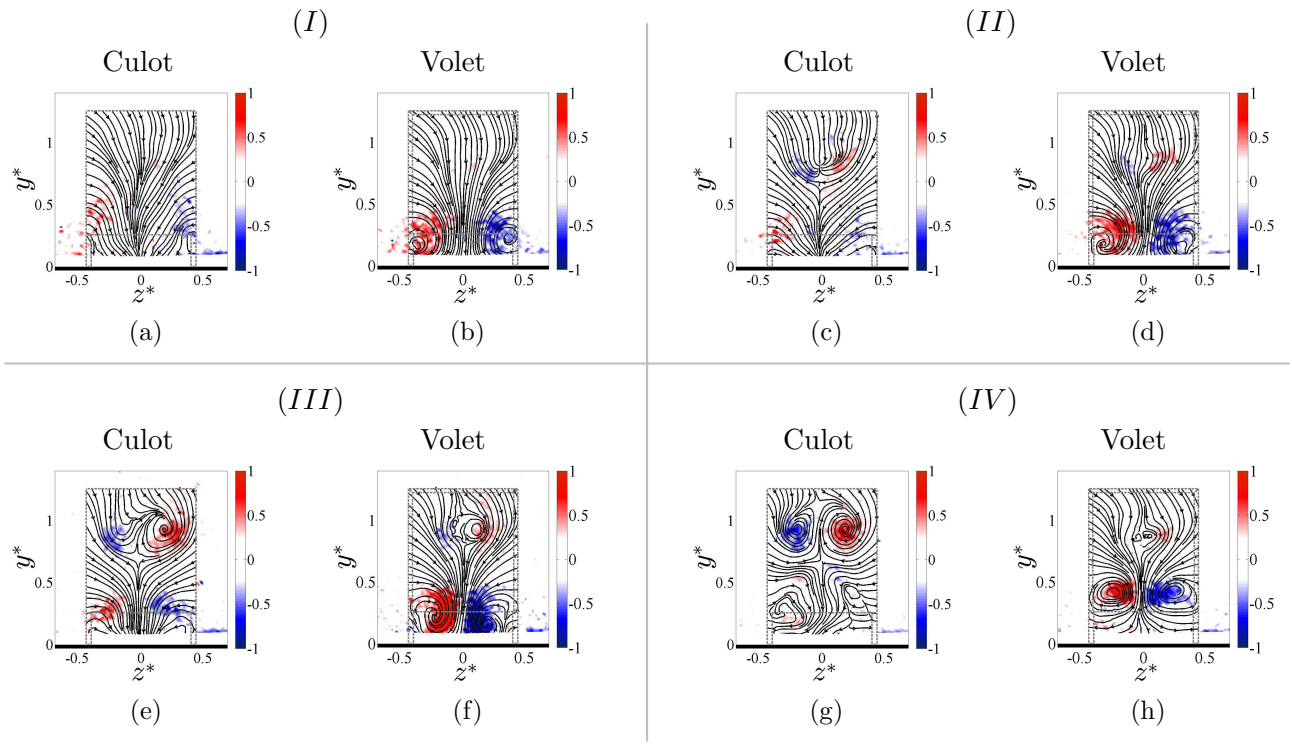


FIGURE 5.21: Cartographies de vorticité $\overline{\omega_x^*}$ avec les lignes de courant pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 2$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ pour un cas représentatif de la classe (I) $\lambda = 0.08$ (a,b), de la classe (II) $\lambda = 0.21$ (c,d), de la classe (III) $\lambda = 0.39$ (e,f) et de la classe (IV) $\lambda = 0.86$ (g,h) respectivement pour la configuration à culot droit et avec volets.

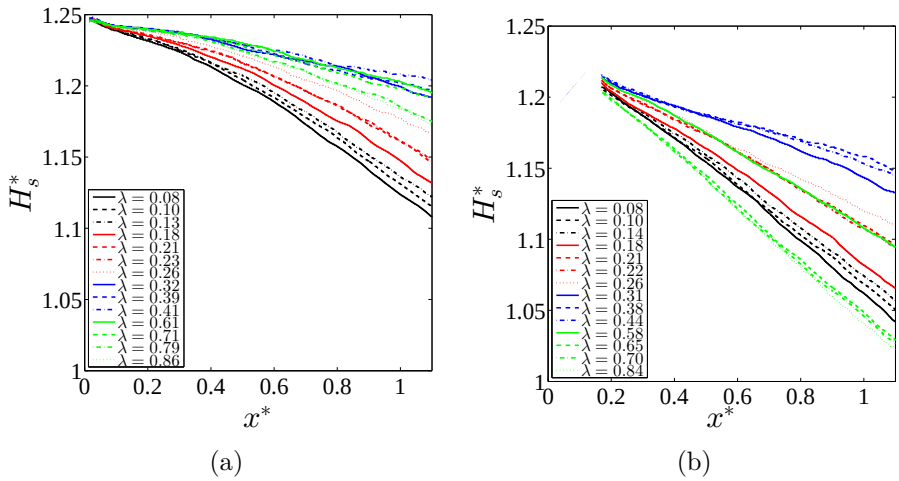


FIGURE 5.22: Évolution de la hauteur du sillage H_s^* avec λ pour la configuration à culot droit (a) et avec volets (b). Chaque couleur représente une classe d'écoulement : (I) noire, (II) rouge, (III) bleue et (IV) verte.

5.5 Fluctuations de vitesse

5.5.1 Le sillage

Les cartographies des tensions de Reynolds obtenues dans le plan médian $\overline{u'^*u'^*}$, $\overline{v'^*v'^*}$ et $\overline{w'^*w'^*}$ sont présentées sur les figures 5.23, 5.24 et 5.25. On remarque que l'ajout des volets n'a pas le même effet sur les tensions de Reynolds selon les classes d'écoulement. Pour la classe (I), les zones où les tensions normales de Reynolds sont maximales sont localisées à la fermeture du sillage en $x^* > 1$ mais l'amplitude des tensions de Reynolds est réduite par l'ajout du contrôle passif. Notamment, le maximum de $\overline{w'^*w'^*}$ est réduit de près de 40% avec le contrôle passif. L'amplitude de ce terme est à mettre en relation avec l'intensité du détachement tourbillonnaire périodique latéral. On verra dans la partie 5.6 que l'amplitude des spectres obtenus par anémométrie à fil chaud est réduite pour la fréquence associée au détachement tourbillonnaire périodique latéral. Dans la couche de cisaillement supérieure, l'ajout des volets n'entraine pas de changement radical sur le niveau de k^* comme le montrent les profils en $x^* = 0.3$ sur la figure 5.26a. Ces profils (ainsi que ceux obtenus pour les autres classes) mettent clairement en évidence la vectorisation de l'écoulement, le maximum de k^* étant localisé à une altitude plus faible avec volets que dans la configuration à culot droit.

Pour la classe (II), une réduction des trois tensions normales de Reynolds est obtenue avec volets dans une zone située en $x^* > 1.5$. Dans la couche de cisaillement supérieure, l'ajout des volets a pour effet, au contraire, d'augmenter la turbulence comme le montre la figure 5.26b. Le maximum de k^* en $x^* = 0.3$ augmente de 73%. Cette augmentation de la turbulence est associée à l'écoulement de soubassement, dont le point d'arrêt se situe à l'extrémité haute du culot et qui perturbe donc le développement de la couche de cisaillement supérieure. Dans le cas à culot droit, le point d'arrêt au culot de l'écoulement de soubassement se situe environ à mi-hauteur de la maquette ; l'écoulement de retour ne perturbe pas la couche de cisaillement supérieure ce qui explique les niveaux plus faibles de k^*.

Pour la classe (III), l'ajout des volets diminue principalement les tensions $\overline{v'^*v'^*}$ et $\overline{w'^*w'^*}$ à la fermeture du sillage. Au contraire, les tensions $\overline{u'^*u'^*}$ et $\overline{v'^*v'^*}$ augmentent dans la couche de cisaillement supérieure. Cependant, le niveau maximal de l'énergie cinétique turbulente en $x^* = 0.3$ (figure 5.26c) évolue très peu entre les configurations culot droit et avec volets. En effet, pour cette classe d'écoulement, le point d'arrêt de l'écoulement de soubassement se situe à l'extrémité haute du culot pour les deux configurations arrières, ce qui perturbe le développement de la couche de cisaillement supérieure de façon équivalente.

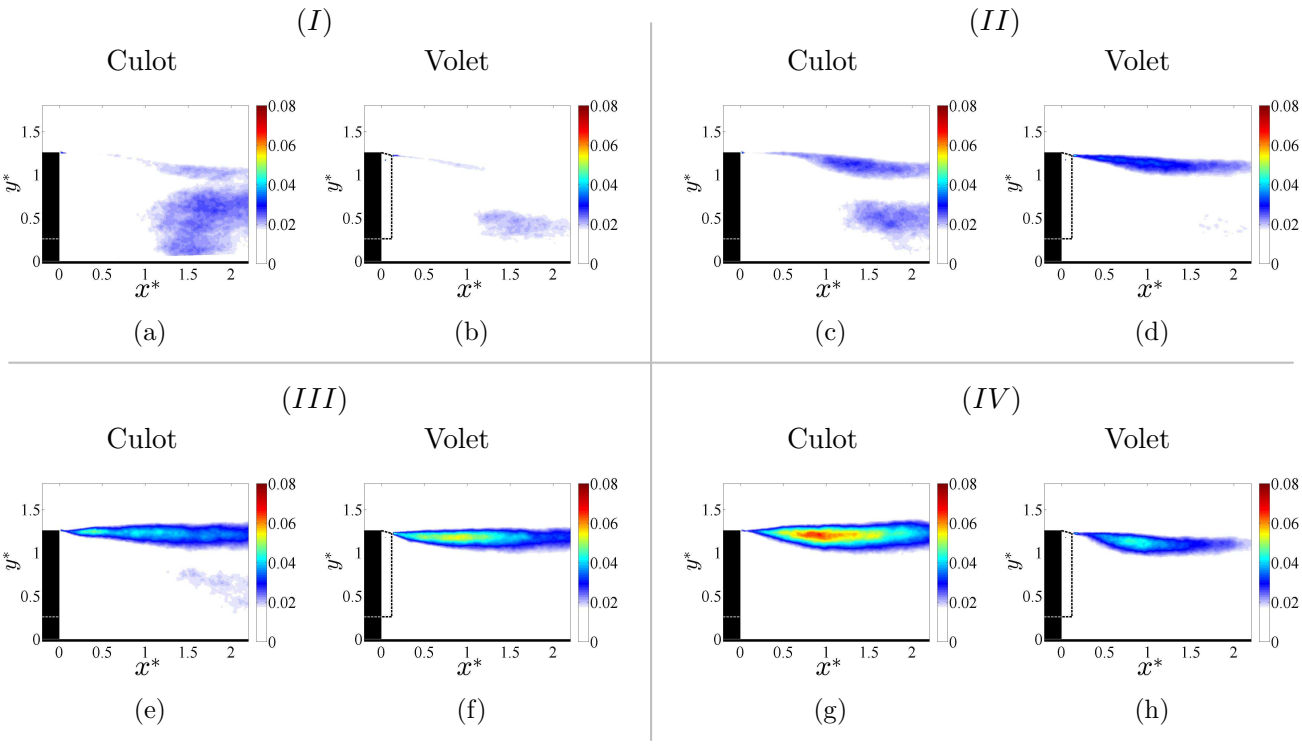


FIGURE 5.23: Cartographies de la tension de Reynolds $\overline{u'^* u'^*}$ normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 2$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ pour un cas représentatif de la classe (I) $\lambda = 0.08$ (a,b), de la classe (II) $\lambda = 0.21$ (c,d), de la classe (III) $\lambda = 0.39$ (e,f) et de la classe (IV) $\lambda = 0.86$ (g,h) respectivement pour la configuration à culot droit et avec volets.

Enfin pour la classe (IV), les trois tensions normales de Reynolds sont atténuées. Typiquement, le maximum de k^* en $x^* = 0.3$ est réduit de 33% par l'ajout des volets (figure 5.26d). Les cartographies des tensions de Reynolds croisées pour cette classe d'écoulement ($\lambda \sim 0.6$) sont présentées sur la figure 5.27. Avec le contrôle passif, l'amplitude maximale de cette tension de Reynolds est également réduite. Ces tensions interviennent dans l'équilibre de la bulle de recirculation du sillage. En effet, en appliquant les travaux de Balachandar et al. [12], il est possible d'établir un équilibre des forces, en négligeant les termes de viscosité, sur le contour fermé délimité par le culot et la bulle de recirculation du sillage. Le bilan de quantité de mouvement sur ce contour projeté sur $\vec{x}$ conduit à l'équation (5.2). Cet équilibre des forces est exploitable dans la mesure où le sillage peut-être délimité par un contour fermé détaché du sol. Tous les termes sont calculables sauf le premier terme de droite. Appliquer une même analyse pour les trois premières classes d'écoulement s'avère impossible. La présence de l'écoulement de retour ne permet pas de délimiter une bulle de recirculation fermée qui s'appuie sur toute la hauteur du culot. Ceci met en avant la différence majeure qui existe entre les classes (I) à (III) et la classe (IV).

$$\int_{culot} C_p \, \mathrm{d}s = \int_{bulle} C_p \vec{n}.\vec{x} \, \mathrm{d}s - \int_{bulle} 2\overline{u'^* u'^*} \vec{n}.\vec{x} \, \mathrm{d}s - \int_{bulle} 2\overline{u'^* v'^*} \vec{n}.\vec{y} \, \mathrm{d}s \tag{5.2}$$

L'énergie cinétique turbulente dans les plans transversaux en $x^* = 0.5$ et $x^* = 2$ est présentée sur les figures 5.28 et 5.29. Les cartographies de k^* en $x^* = 0.5$ mettent en évidence que la rupture géométrique entre les jupes et le bas des volets latéraux est à l'origine d'une augmentation de la turbulence dans ces zones principalement pour les classes (I) et (II) où le cisaillement est le plus important de part et d'autre des jupes. La turbulence dans cette zone est également induite par la

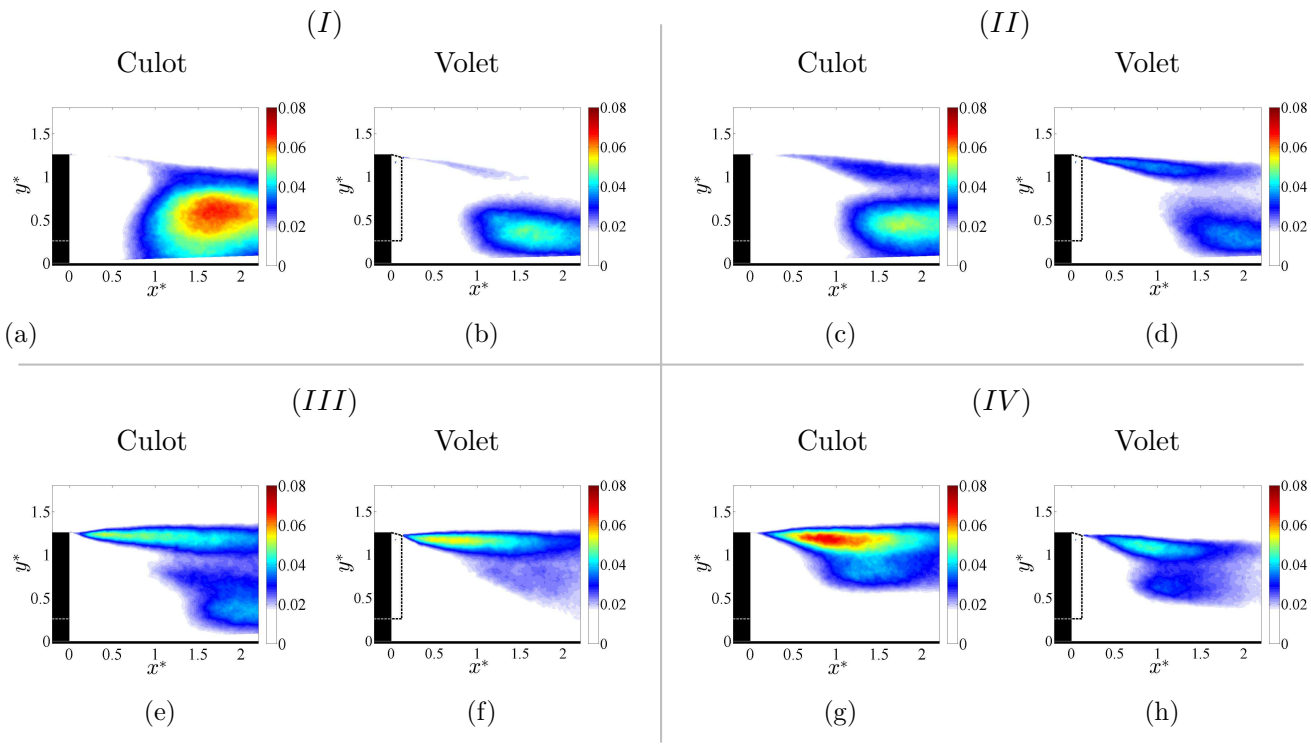


FIGURE 5.24: Cartographies de la tension de Reynolds $\overline{v'^* v'^*}$ normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 2$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ pour un cas représentatif de la classe (I) $\lambda = 0.08$ (a,b), de la classe (II) $\lambda = 0.21$ (c,d), de la classe (III) $\lambda = 0.39$ (e,f) et de la classe (IV) $\lambda = 0.86$ (g,h) respectivement pour la configuration à culot droit et avec volets.

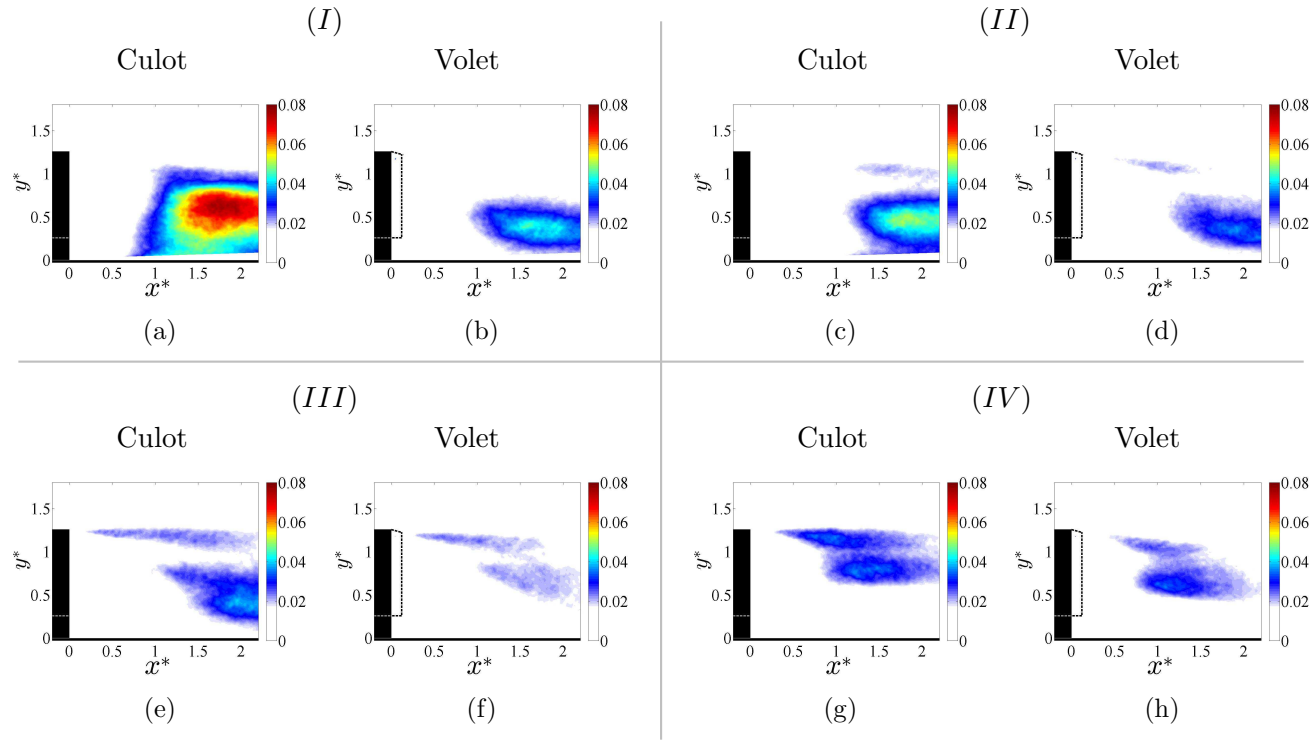


FIGURE 5.25: Cartographies de la tension de Reynolds $\overline{w'^* w'^*}$ normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 2$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ pour un cas représentatif de la classe (I) $\lambda = 0.08$ (a,b), de la classe (II) $\lambda = 0.21$ (c,d), de la classe (III) $\lambda = 0.39$ (e,f) et de la classe (IV) $\lambda = 0.86$ (g,h) respectivement pour la configuration à culot droit et avec volets.

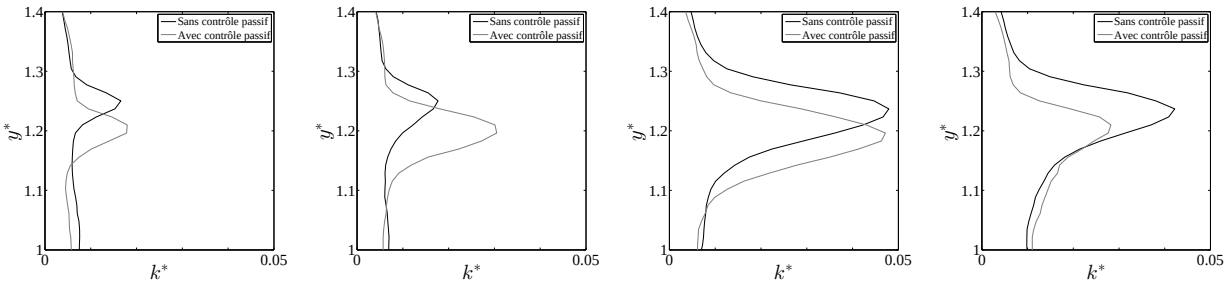


FIGURE 5.26: Profils de l'énergie cinétique turbulente k^* en $(x^*, z^*) = (0.3, 0)$ pour les quatre cas représentatifs des classes d'écoulement : (I) $\lambda = 0.08$ (a), (II) $\lambda = 0.21$ (b), (III) $\lambda = 0.39$ (c) et (IV) $\lambda = 0.86$ (d), sans et avec volets.

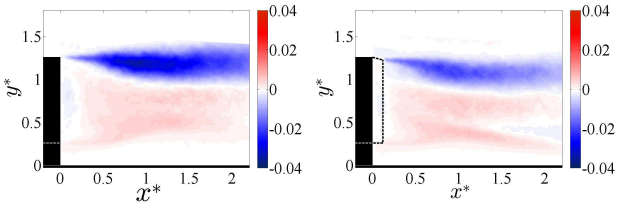


FIGURE 5.27: Cartographies de la tension de Reynolds croisées $\overline{u'^* v'^*}$ pour $\lambda \sim 0.6$ pour la configuration à culot droit (a) et avec le contrôle passif (b).

présence de tourbillons longitudinaux. Ainsi, si les volets latéraux couvraient également les jupes, ces zones turbulentes seraient atténuées avec la suppression des tourbillons longitudinaux. Pour la turbulence dans les couches de cisaillement latérales à mi-hauteur du culot, l'influence du contrôle passif est différente selon les classes d'écoulement. Afin de quantifier cette influence, les profils de k^* à mi-hauteur de la maquette ($y^* = 0.76$) sont présentés sur la figure 5.30. Pour les classes (I) et (II), l'ajout des volets diminue la turbulence dans les couches de cisaillement latérales tandis que pour les classes (III) et (IV), il n'y a pas d'effet notable. L'évolution de la turbulence dans la couche de cisaillement supérieure est en accord avec les observations faîtes précédemment sur les données issues du plan médian. Pour les classes (I) et (III), l'utilisation du contrôle passif ne modifie pas les niveaux de turbulence, tandis que pour la classe (II) le niveau de turbulence augmente et pour la classe (IV) il diminue. Enfin, en $x^* = 2$ (figure 5.29), l'effet des volets permet une diminution significative de k^* dans l'ensemble du sillage et est associée à l'atténuation du détachement tourbillonnaire.

L'ajout des volets permet donc de réduire la turbulence dans l'ensemble du sillage, sauf pour la classe (II) où elle augmente dans la couche de cisaillement supérieure. Cette augmentation s'explique par le fait que dans ce cas l'écoulement de soubassement vient impacter l'écoulement supérieur. Une analyse plus détaillée de la couche de cisaillement supérieure est maintenant proposée.

5.5.2 Instationnarités dans la couche de cisaillement supérieure

La figure 5.31 présente l'évolution de l'énergie cinétique turbulente maximale le long de la couche de cisaillement supérieure pour les quatre valeurs de λ sélectionnées. Aucune mesures résolues spatialement au niveau de la couche de cisaillement supérieure n'a été réalisée pour les cas $\lambda = 0.58$ (configuration avec volets) et $\lambda = 0.61$ (configuration à culot droit). Les mesures SPIV grand champ sont alors utilisées pour déterminer l'évolution de k^*_{max} pour l'ensemble des valeurs de λ. C'est pour cela que les niveaux de k^*_{max} pour la configuration à culot droit sont légèrement différents de ceux

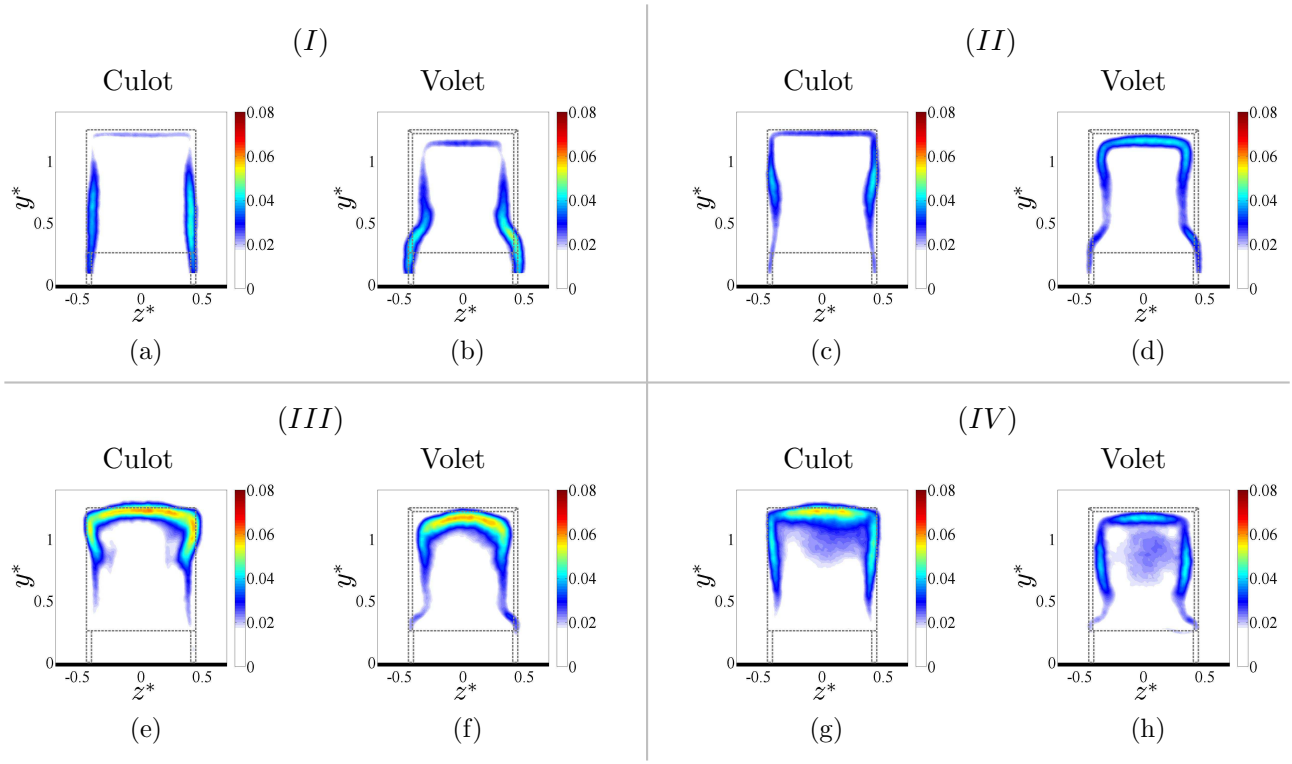


FIGURE 5.28: Cartographies de l'energie cinétique turbulente k^* pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 0.5$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ pour un cas représentatif de la classe (I) $\lambda = 0.08$ (a,b), de la classe (II) $\lambda = 0.21$ (c,d), de la classe (III) $\lambda = 0.39$ (e,f) et de la classe (IV) $\lambda = 0.86$ (g,h) respectivement pour la configuration à culot droit et avec volets.

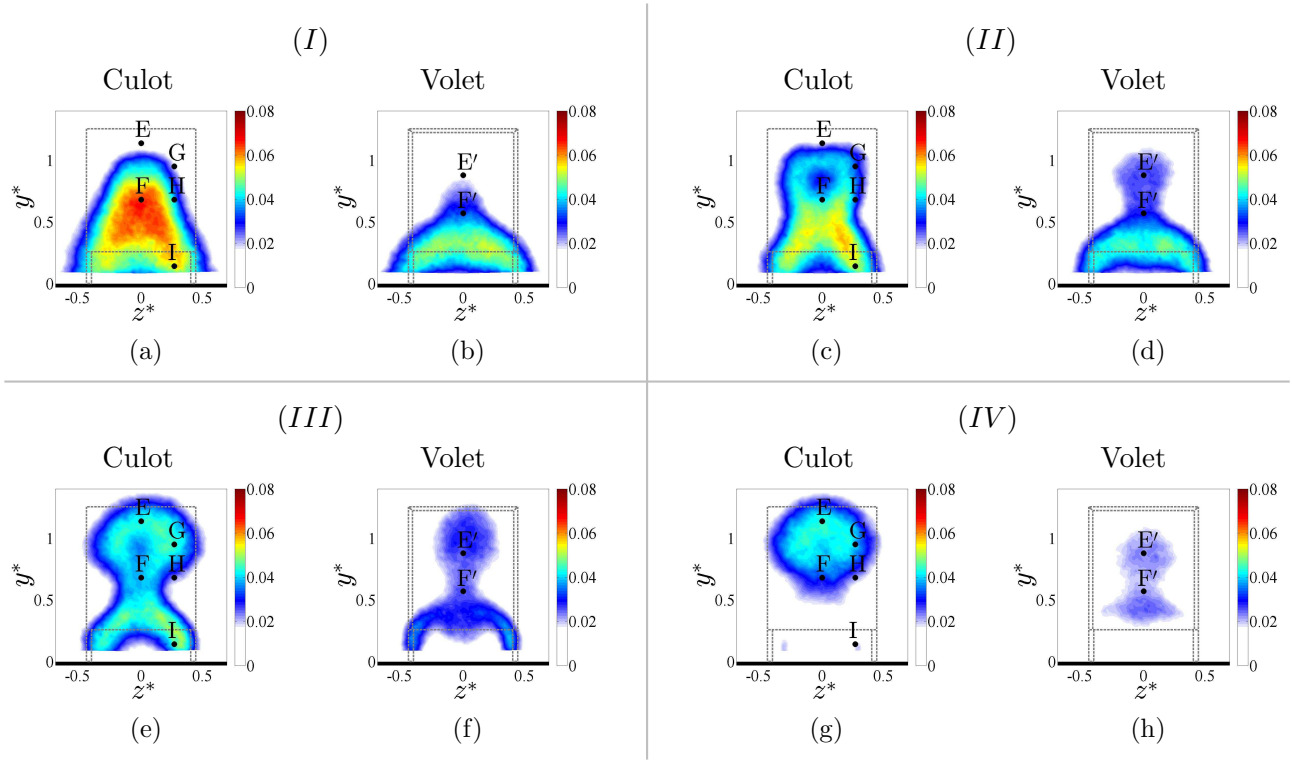
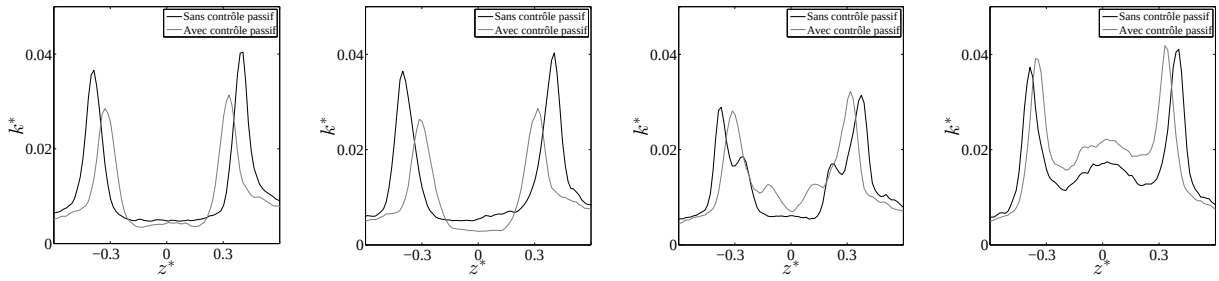


FIGURE 5.29: Cartographies de l'energie cinétique turbulente k^* pour la maquette 1/43e dans le plan transversal en $x^* = 2$ pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ pour un cas représentatif de la classe (I) $\lambda = 0.08$ (a,b), de la classe (II) $\lambda = 0.21$ (c,d), de la classe (III) $\lambda = 0.39$ (e,f) et de la classe (IV) $\lambda = 0.86$ (g,h) respectivement pour la configuration à culot droit et avec volets.



(a) (b) (c) (d)

FIGURE 5.30: Profils de l'énergie cinétique turbulente k^* en $(x^*, y^*) = (0.5, 0.76)$ pour les quatre cas représentatifs des classes d'écoulement : (I) $\lambda = 0.08$ (a), (II) $\lambda = 0.21$ (b), (III) $\lambda = 0.39$ (c) et (IV) $\lambda = 0.86$ (d), sans et avec volets.

	$\Delta k^*_{max}(x^* = 0.7)$ [%]	$\Delta L_{R_{vv}}(x^* = 0.7)$ [%]
Classe (I)	10.8	15.0
Classe (II)	50.0	51.2
Classe (III)	15.9	15.9
Classe (IV)	-35.3	-22.9

TABLE 5.4: Variation entre les deux configurations arrières de l'énergie cinétique turbulente maximale en $x^* = 0.7$, $\Delta k^*_{max}(x^* = 0.7)$ et de la largeur du pic de corrélation $\Delta L_{R_{vv}}(x^* = 0.7)$.

présentés sur la figure 4.43b. Cela étant, les variations de k^*_{max} selon la configuration arrière sont en accord avec les observations faites dans la partie précédente. L'énergie cinétique turbulente varie peu pour la classe (I), augmente sensiblement pour la classe (II), augmente pour la classe (III) pour $x^* > 0.4$ et diminue nettement pour la classe (IV). Pour quantifier ces observations, les variations de l'énergie cinétique turbulente maximale en $x^* = 0.7$ entre les deux configurations arrières, $\Delta k^*_{max}(x^* = 0.7)$, sont rassemblées dans le tableau 5.4.

Le chapitre précédent à mis en avant la présence d'instabilités de type K-H pour la classe (III) qui sont déclenchées par l'écoulement de soubassement qui vient impacter directement la couche de cisaillement supérieure. Avec l'utilisation des volets, pour les écoulements de classe (II), l'écoulement de soubassement impacte directement la couche de cisaillement supérieure (figure 5.11) ce qui pourrait générer des instabilités de type K-H et ainsi expliquer l'augmentation de la turbulence.

Le coefficient de corrélation spatiale R_{vv} est comparé entre les configurations sans et avec contrôle passif (figure 5.32). Le point de référence pour R_{vv} est placé en $x^* = 0.7$, à la position verticale correspondant au maximum de k^*. Le changement de R_{vv} le plus marqué est constaté pour l'écoulement de classe (II) avec une augmentation de $L_{R_{vv}}$ (distance séparant les deux minima locaux) pour la configuration avec contrôle passif et une amplitude des minima plus élevée en valeur absolue. Cela souligne l'existence d'un train de structures plus cohérentes. Pour les classes (I) et (III), la largeur de base augmente légèrement et l'amplitude des minimum locaux est réduite. Pour la classe (IV), la largeur de base et l'amplitude des minima locaux sont réduits. Ainsi, pour ces trois classes, les structures tourbillonnaires perdent leur cohérence plus rapidement.

Les valeurs des variations du paramètre $\Delta L_{R_{vv}}(x^* = 0.7)$ entre les deux configurations sont précisées dans le tableau 5.4. Une bonne corrélation est observée entre $\Delta L_{R_{vv}}(x^* = 0.7)$ et $\Delta k^*_{max}(x^* = 0.7)$ ce qui signifie que la taille des structures tourbillonnaires est directement corrélée au niveau de k^*_{max} dans la couche de cisaillement supérieure.

Les spectres calculés dans la couche de cisaillement supérieure, à partir des données obtenues à haute fréquence d'acquisition, sont présentés sur la figure 5.33. Aucun changement majeur n'est

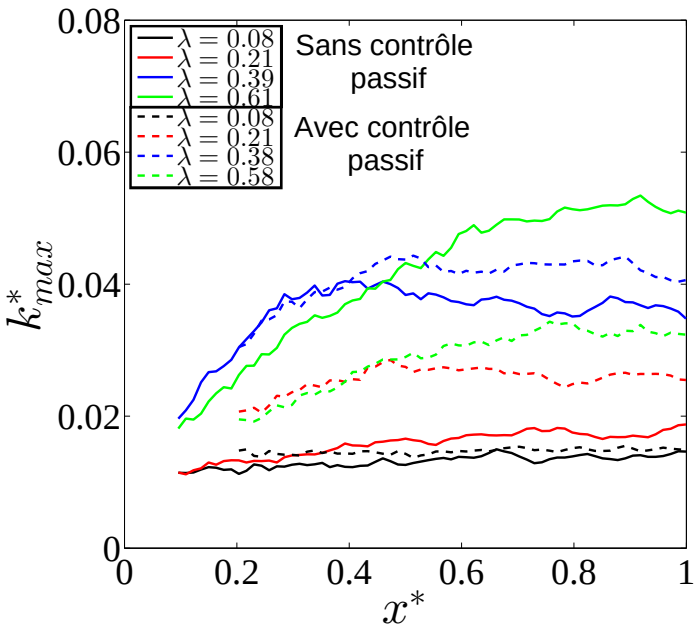


FIGURE 5.31: Évolution le long de la couche de cisaillement supérieure de l'énergie cinétique turbulente maximale k^*_{max} sans et avec volets. Chaque couleur représente une classe d'écoulement : (I) noire, (II) rouge, (III) bleue, (IV) verte.

observé pour l'écoulement de classe (I) entre les deux configurations arrières. Pour la classe (II), les spectres obtenus avec le contrôle passif font apparaître une bosse centrée autour de $St_H \sim 0.60$ qui n'est présente pour la configuration à culot droit que pour la classe (III). Ceci confirme l'augmentation du taux de croissance des instabilités de type K-H et de l'énergie turbulente dans la couche de cisaillement supérieure. Pour la classe (III), une bosse centrée en $St_H \sim 0.6$ est présente mais elle est plus large bande que dans le cas sans le contrôle passif. Ceci traduit le fait que la perte de cohérence des instabilités de type K-H est plus rapide. Enfin pour le cas de la classe (IV), le spectre est toujours large bande et l'énergie est atténuée. La présence d'un train de structures tourbillonnaires de type K-H est à exclure.

5.6 Instationnarités du sillage

L'objectif de cette partie est d'évaluer l'effet du contrôle passif sur les phénomènes périodiques dans le sillage. Les mesures effectuées par anémométrie à fil chaud dans le plan médian en $(x^*, y^*, z^*) = (2, 0.57, 0)$ et en $(x^*, y^*, z^*) = (2, 0.88, 0)$, sont utilisées pour calculer des densités spectrales de puissance (figure 5.34). Celles-ci ne révèlent aucun phénomène pouvant être associé à un détachement tourbillonnaire périodique vertical. De plus, pour les écoulements de la classe (I), on ne retrouve pas le pic à une fréquence réduite $St_H \sim 0.51$ tel qu'observé pour la configuration à culot droit. Les densités spectrales de puissance effectuées sur les fluctuations de vitesse transversale dans le plan médian au point du maximum de la tension de Reynolds $\overline{w'^* w'^*}$, figure 5.35, indiquent la présence d'une bosse pour les classes (I), (II) et (III) pour $St_H \sim 0.23$ et pour $St_H \sim 0.19$ pour la classe (IV). Ces fréquences réduites sont en accord avec la fréquence du détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral. Cependant, l'intensité des bosses par rapport au cas culot droit (figure 5.35a) est fortement réduite ce qui indique que ce détachement tourbillonnaire est moins marqué en présence de volets.

Les densités spectrales de puissance issues des mesures de pression au culot sont présentées sur la

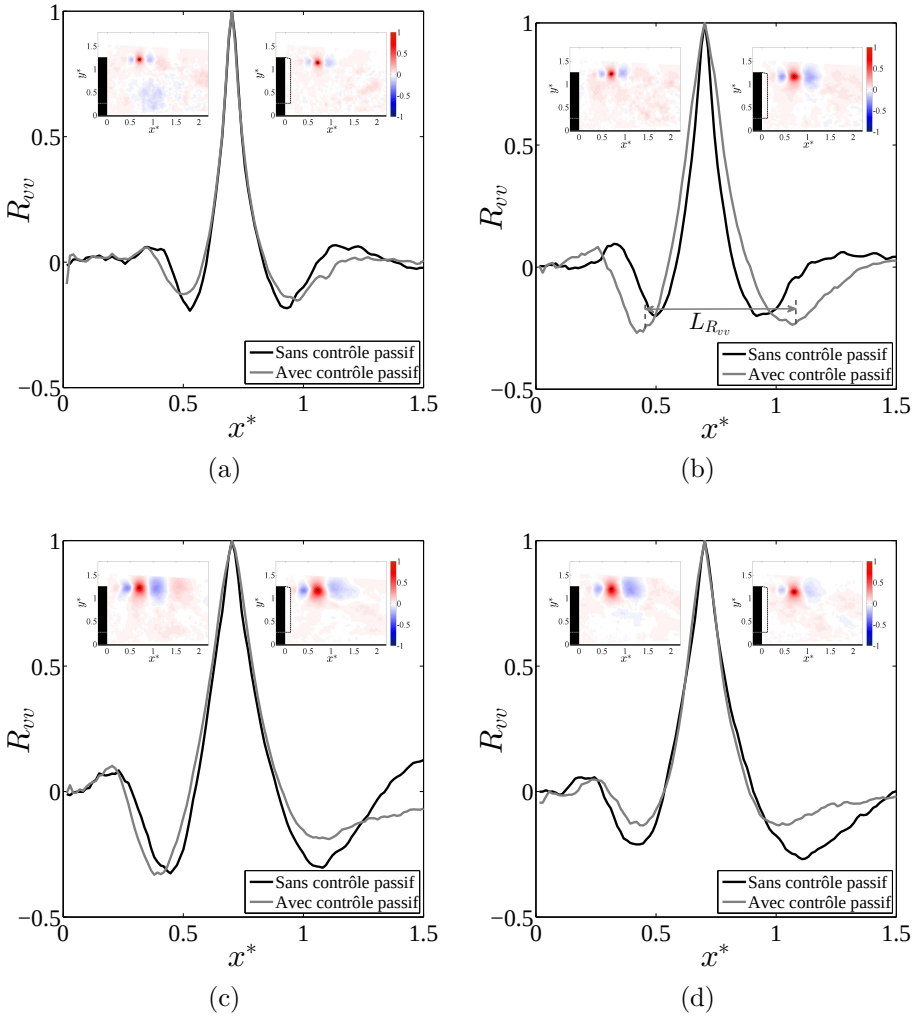


FIGURE 5.32: Profils des corrélations spatiales R_{vv} le long de la couche de cisaillement supérieure pour le point de référence se trouvant en $x^* = 0.7$ où les fluctuations de vitesse sont maximales. Les inserts représentent les cartographies de R_{vv} sans (à gauche) et avec (à droite) le contrôle passif. Classe (I) $\lambda = 0.08$ (a), classe (II) $\lambda = 0.21$ (b), classe (III) $\lambda = 0.39$ (c) et classe (IV) $\lambda = 0.86$ (d).

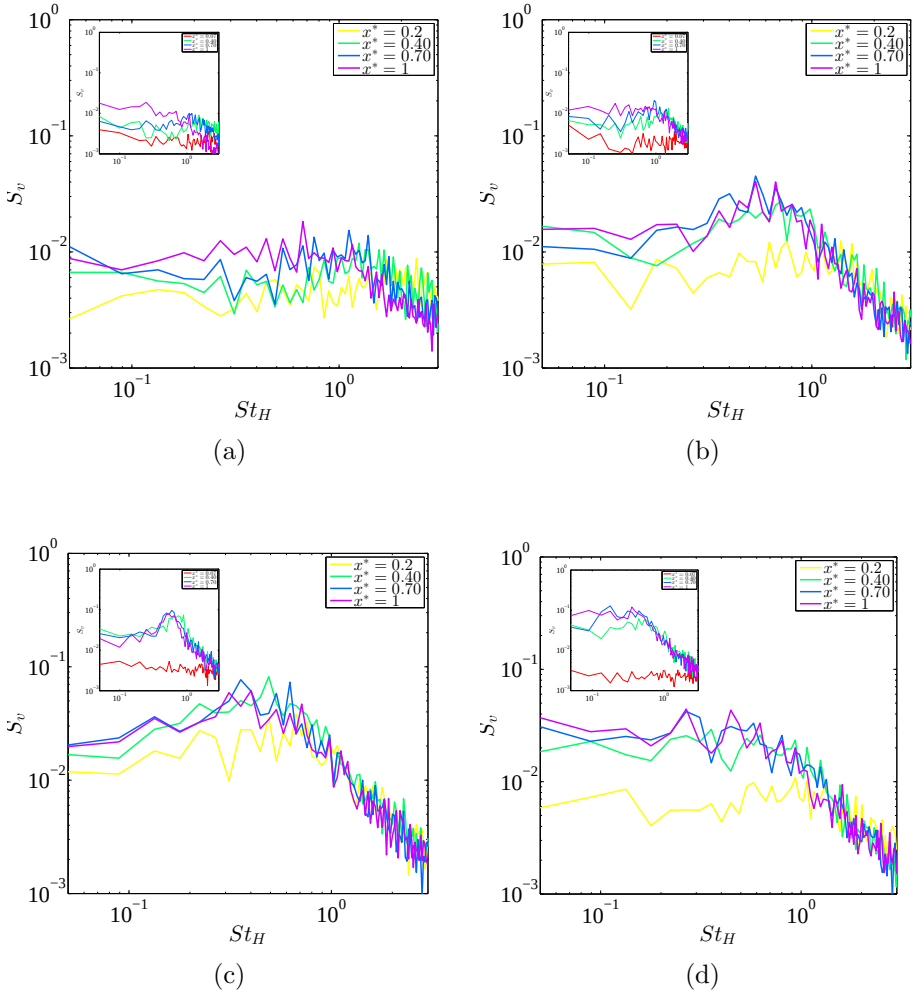


FIGURE 5.33: Densité spectrale de puissance S_v calculé dans le plan médian en $x^* = (0.20, 0.40, 0.7, 1)$ au point y^* où l'énergie cinétique turbulente est maximale dans la couche de cisaillement supérieure pour un écoulement de classe (I) $\lambda = 0.08$ (a), de classe (II) $\lambda = 0.21$ (b), de classe (III) $\lambda = 0.39$ (c) et de classe (VI) $\lambda = 0.86$ (d) pour la configuration avec le contrôle passif. Les inserts représentent les spectres pour la configuration sans le contrôle passif.

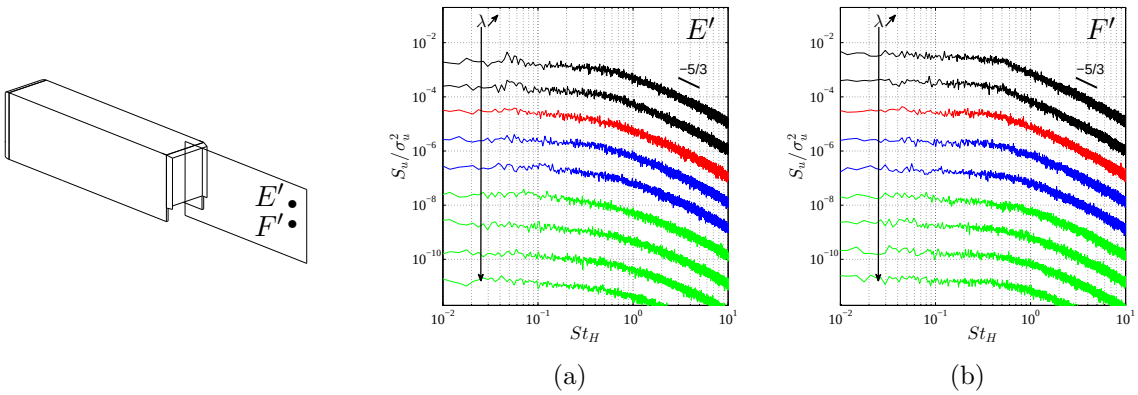


FIGURE 5.34: Densité spectrale de puissance S_u normalisée par la variance au carré mesurée dans le plan médian en (x^*,y^*,z^*)=(2,0.88,0) (a) (point E') et en (x^*,y^*,z^*)=(2,0.57,0) (b) (point F'). Chaque densité spectrale de puissance est décalée d'une décade pour une meilleure visibilité. La flèche indique les valeurs croissantes de λ=(0.08, 0.14, 0.21, 0.31, 0.44, 0.58, 0.65, 0.70, 0.84) et chaque couleur représente une classe d'écoulement : (I) noire, (II) rouge, (III) bleue, (IV) verte.

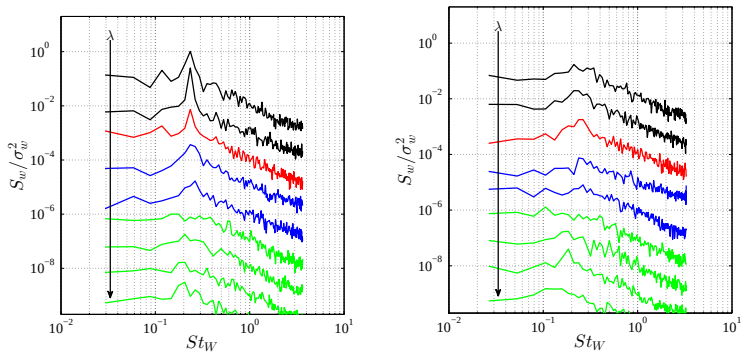


FIGURE 5.35: Densité spectrale de puissance S_w normalisée par la variance au carré mesurée dans le plan médian au point où les tensions de Reynolds $\overline{w'^* w'^*}$ sont maximales. Chaque spectre est décalé d'une décade pour une meilleure visibilité. La flèche indique les valeurs croissantes de $\lambda = (0.08, 0.13, 0.21, 0.32, 0.41, 0.61, 0.71, 0.79, 0.86)$ pour la configuration à culot droit (a) et $\lambda = (0.08, 0.14, 0.21, 0.31, 0.44, 0.58, 0.65, 0.70, 0.84)$ pour la configuration avec volets (b). Chaque couleur représente une classe d'écoulement : (I) noire, (II) rouge, (III) bleue, (IV) verte.

figure 5.36. Pour la classe (IV), les spectres issus des prises de pression latérales font apparaître une trace du détachement tourbillonnaire périodique alterné avec une bosse de très faible amplitude en $St_W = 0.19$. Pour les classes (I), (II) et (III) aucune trace de ce détachement n'est observé contrairement aux spectres de pression obtenus en configuration à culot droit.

Dans le cas de la classe (III), deux bosses centrées respectivement en $St_W \sim 0.12$ et $St_W \sim 0.24$ sont observées pour les deux rangées supérieures des prises de pression (courbes rouges sur la figure 5.36). La cohérence calculée entre les deux prises de pression supérieures (figure 5.37) montre pour la classe (III) ($\lambda = 0.38$) une forte cohérence en $St_W \sim 0.11$ pour un déphasage nul tandis que la cohérence pour $St_W \sim 0.24$ est extrêmement faible. La fréquence réduite $St_W \sim 0.12$ est donc la fréquence fondamentale de l'instationnarité. De plus, le déphasage nul assure qu'il ne s'agit pas d'une instationnarité périodique alternée latérale. Les spectres calculés à différents points de l'écoulement de soubassement à partir des mesures de vitesse SPIV résolues en temps sont présentées sur la figure 5.38 pour les composantes longitudinale et verticale de la vitesse. La composante transversale ne permet pas de mettre en avant de singularité sur les spectres pour $St_W \sim 0.12$, elle n'est donc pas présentée. Aucune trace de l'instationnarité $St_W \sim 0.12$ n'est observée en sortie de soubassement (figure 5.38(a-c)). Cette instationnarité apparait plus loin dans l'écoulement de retour issu du soubassement (figure 5.38(d-i)) et est donc associée à un battement de l'écoulement de soubassement. Une analyse spectrale similaire a été menée dans l'écoulement de retour issu du soubassement pour la classe (II) pour les configurations arrières culot droit et volet et pour la configuration culot droit pour la classe (III). Aucune instationnarité n'a été détectée dans l'écoulement de retour. L'apparition de cette instationnarité dans l'écoulement de retour pour la classe (III) lors de l'ajout des volets n'est actuellement pas expliquée.

Les spectres de pression au culot montrent par ailleurs que la fréquence adimensionnée $St_W = 0.04-0.05$ est toujours observée sur les mesures de pression pour des amplitudes quasiment identiques. L'ajout des volets ne permet donc pas de modifier cette instationnarité que l'on attribue au détachement intermittent de l'écoulement au contournement du nez. La fréquence réduite $St_W \sim 0.08$, détectée uniquement pour la classe (IV), est toujours observée sur les spectres issus des mesures de pression dans le plan médian. Le contrôle passif ne modifie donc pas la fréquence de l'effet de pompage de la bulle de recirculation.

L'utilisation des volets n'a donc que peu d'influence sur les phénomènes périodiques constatés dans

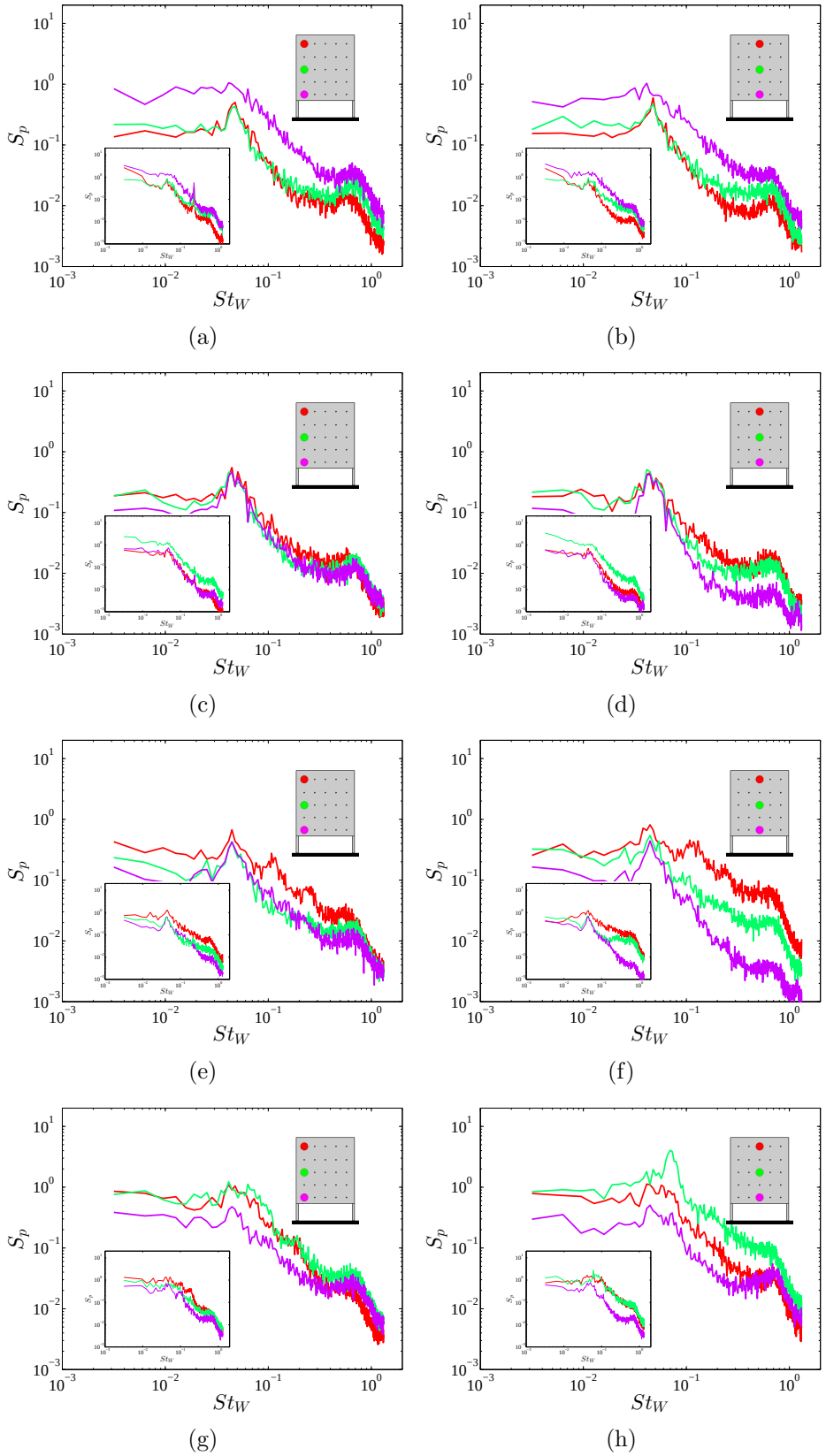


FIGURE 5.36: Densités spectrales de puissance S_p calculéss pour les mesures de pression au culot pour la configuration avec volets pour un écoulement de classe (I) $\lambda = 0.08$ (a,b), de classe (II) $\lambda = 0.21$ (c,d), de classe (III) $\lambda = 0.39$ (e,f) et de classe (IV) $\lambda = 0.84$ (g,h). Les spectres obtenus pour la configuration à culot droit sont rappelés en insert.

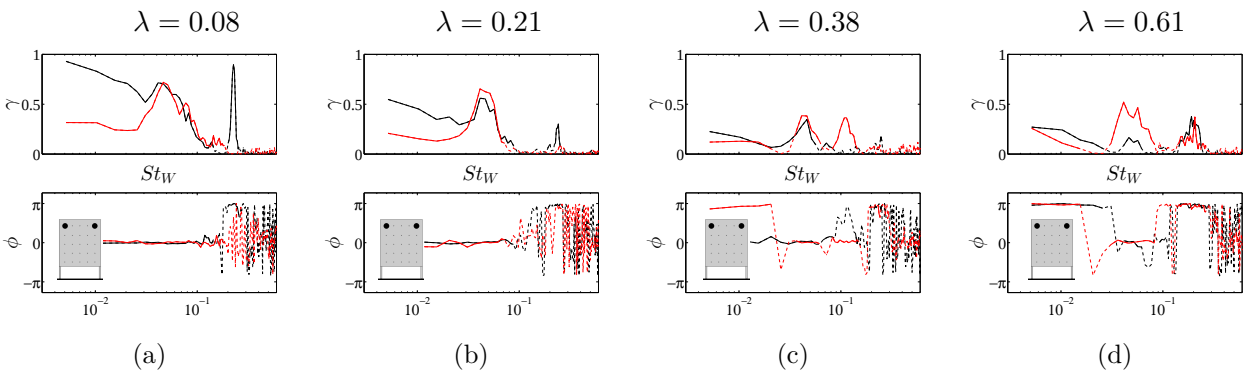


FIGURE 5.37: Cohérence γ et phase ϕ entre deux mesures synchronisées de pression instationnaires au culot pour un cas de la classe (I) (a), de la classe (II) (b), de la classe (III) (c) et de la classe (IV) (d). Les courbes en noir correspondent à la configuration à culot droit et celles en rouge à la configuration avec volets. Les traits en pointillés correspondent aux cas où la cohérence γ est inférieure à 0.05.

la configuration à culot droit, exceptée pour la classe (I) où aucune instationnarité n'est détectée pour $St_W \sim 0.51$. La fréquence associée au détachement intermittent de l'écoulement au contournement du nez ($St_W = 0.04 - 0.05$) est toujours détectée, le phénomène de pompage ($St_W = 0.08$) dans le cas de la classe (IV) est également toujours présent. L'amplitude du détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral ($St_W \sim 0.2$) est par contre réduite par le contrôle passif. L'ajout des volets introduit également une instationnarité ($St_W \sim 0.12$) dans le cas de la classe (III) associée à un battement de l'écoulement de soubassement.

5.7 Pression dans le sillage

Nous avons vu que l'effet de vectorisation de l'écoulement engendre une dépression locale en amont et en aval de l'arête délimitée par le toit et le volet et que cet effet de vectorisation permet d'augmenter la pression moyenne au culot. Ces comportements sont clairement mis en évidence par les champs de pression obtenus numériquement sur un véhicule type poids lourd équipé de volets déflecteurs (figure 5.39). Par ailleurs, pour les classes (II) et (III), le saut de pression à la traversée de l'écoulement de retour issu du soubassement est réduit par l'utilisation des volets grâce à une augmentation du rayon de courbure de l'écoulement de soubassement (figure 5.40).

Pour mieux comprendre comment est modifiée la pression proche du culot sous l'effet du contrôle passif, la pression est calculée à partir du champ de vitesse. Afin d'avoir la meilleure précision possible, les champs de vitesse résolues spatialement au niveau de la couche de cisaillement supérieure sont combinés aux champs de vitesse représentant l'ensemble du sillage. Pour l'écoulement de classe (IV) avec $\lambda = 0.61$ (configuration à culot droit) et $\lambda = 0.58$ (configuration avec volets), on dispose uniquement des cartographies grand champ. On s'intéressera donc ici uniquement aux trois premières classes d'écoulement.

Dans un premier temps, les gradients de pression dans le plan médian sont calculés à partir des équations de Navier-Stokes en négligeant les termes de viscosité, la dérivée transversale des tensions croisées $\overline{v'^* w'^*}$ et $\overline{u'^* w'^*}$ et en supposant que l'écoulement moyen est 2D dans ce plan. Les gradients $\partial\overline{p^*}/\partial x^*$ et $\partial\overline{p^*}/\partial y^*$ s'expriment alors par les relations :

$$\frac{\partial\overline{p^*}}{\partial x^*} = -2\left(\overline{u^*}\frac{\partial\overline{u^*}}{\partial x^*} + \overline{v^*}\frac{\partial\overline{u^*}}{\partial y^*} + \frac{\partial\overline{u'^* u'^*}}{\partial x^*} + \frac{\partial\overline{u'^* v'^*}}{\partial y^*}\right) \tag{5.3}$$

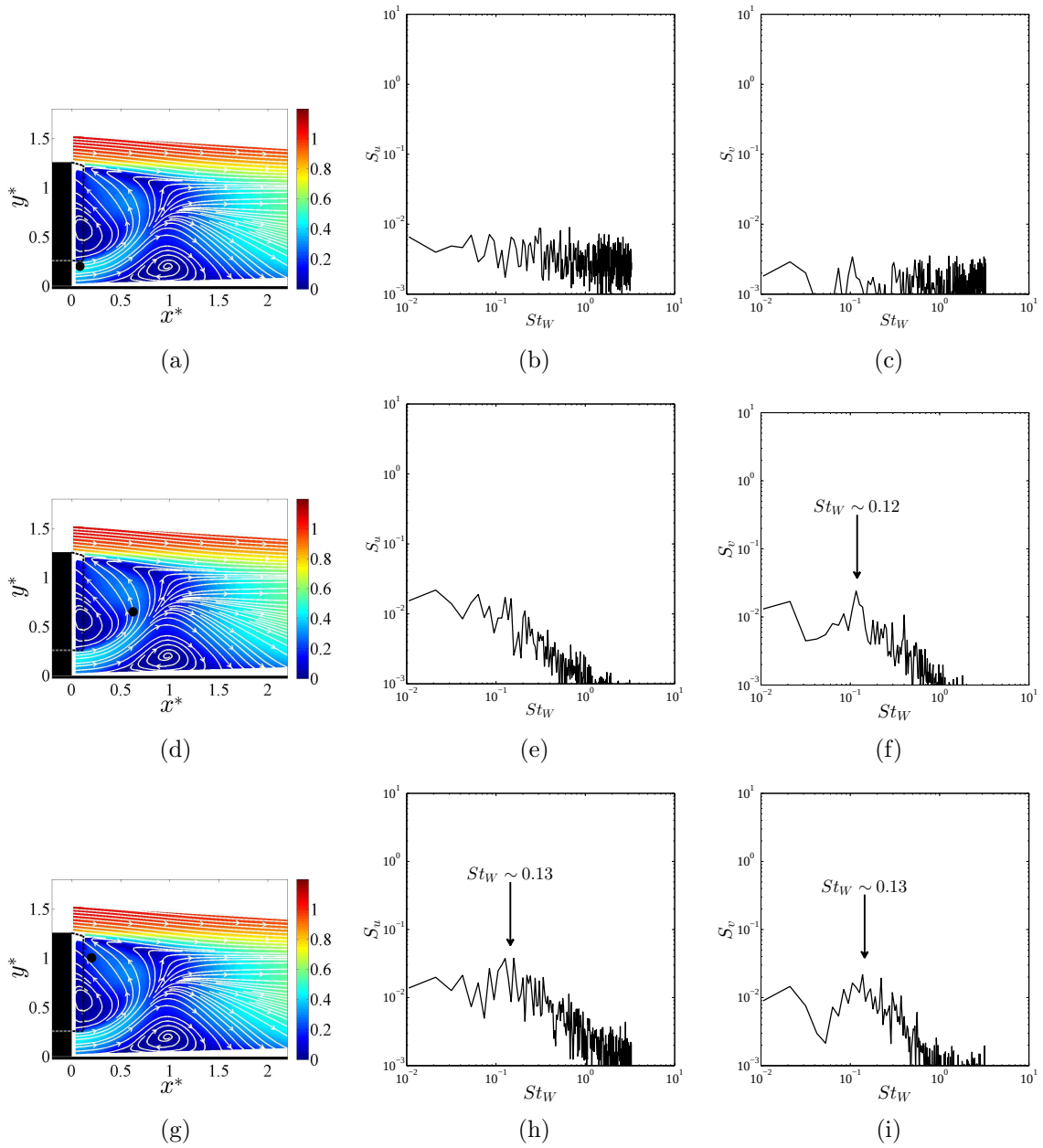


FIGURE 5.38: Densités spectrales de puissance calculées sur la composante longitudinale S_u et verticale S_v en différents points de l'écoulement de soubassement.

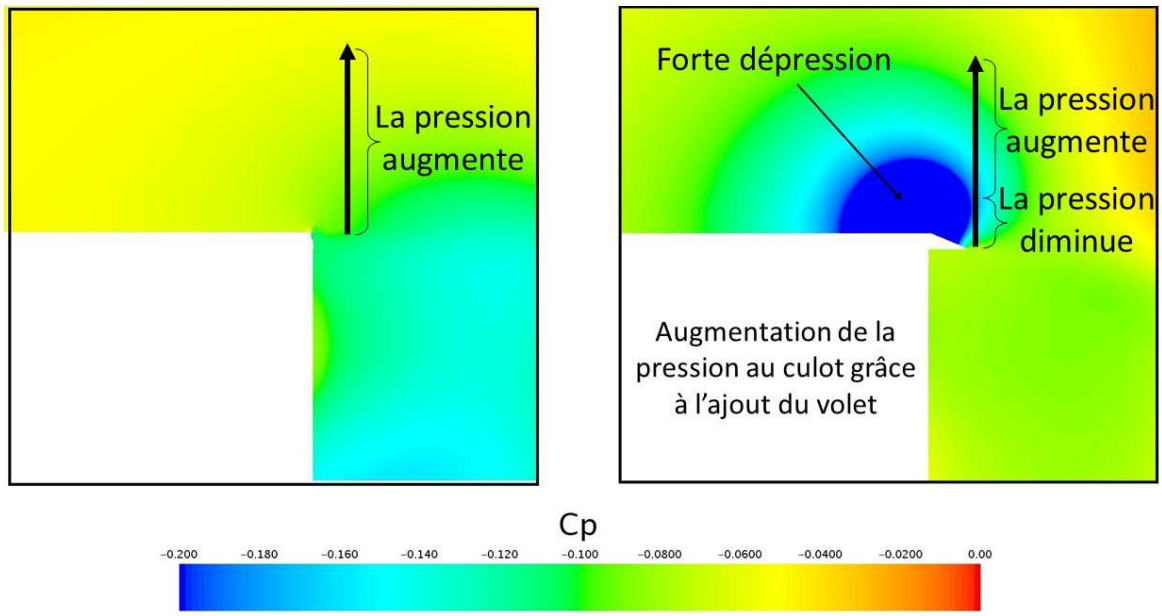


FIGURE 5.39: Cartographies du coefficient de pression statique dans la partie haute du plan médian pour un véhicule type poids lourd à culot droit (gauche) et avec des volets déflecteurs (droite), d'après Chacaton, Renault Trucks.

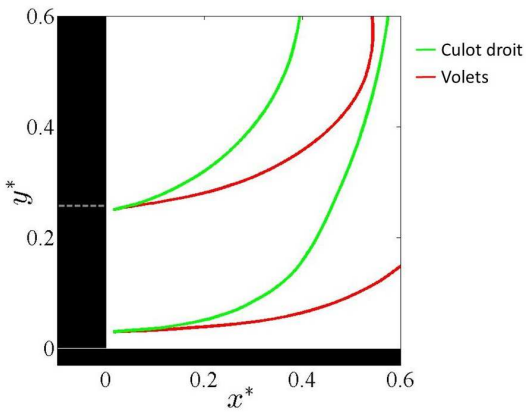


FIGURE 5.40: Comparaison de la courbure de l'écoulement de soubassement pour un écoulement de classe (III) ($\lambda = 0.38$) pour la configuration à culot droit et celle avec volets.

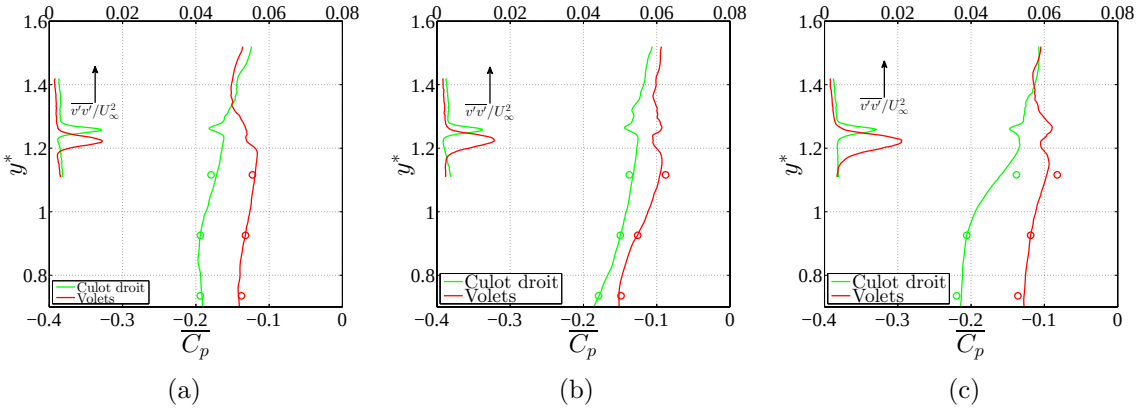


FIGURE 5.41: Évolution de $\overline{C_p}$ dans le sillage en $x^* = 0.055$ pour la configuration à culot droit et en $x^* = 0.2$ pour la configuration avec volets pour $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.21$ (b) et $\lambda = 0.39$ (c). Les symboles représentent les valeurs enregistrées par les prises de pression dans le plan médian du culot.

$$\frac{\partial \overline{p^*}}{\partial y^*} = -2\left(\overline{u^*}\frac{\partial \overline{v^*}}{\partial x^*} + \overline{v^*}\frac{\partial \overline{v^*}}{\partial y^*} + \frac{\partial \overline{u'^* v'^*}}{\partial x^*} + \frac{\partial \overline{v'^* v'^*}}{\partial y^*}\right) \tag{5.4}$$

Pour étudier l'évolution de la pression en fonction de la vitesse de soubassement ou de la configuration arrière du culot, l'écoulement de sillage est décomposé en quatre zones. Il y a la zone potentielle située au-dessus de la couche de cisaillement, la couche de cisaillement, la zone de recirculation et la zone à proximité de la sortie du soubassement.

Intéressons nous dans un premier temps à l'évolution de la pression dans la partie haute du sillage (la zone potentielle, la couche de cisaillement et la zone de recirculation). La figure 5.41 compare la distribution de pression obtenue après intégration du terme $\partial\overline{p^*}/\partial y^*$ en $x^* = 0.055$ pour la configuration à culot droit. Pour la configuration avec volets, l'intégration est effectué en $x^* = 0.2$ afin d'évaluer la pression en aval du bord de fuite du volet supérieur. Pour déterminer le profil de pression à partir du gradient, on utilise la valeur expérimentale fournie par la prise de pression dans le plan médian du culot en $y^* = 0.9$. On suppose que le gradient de pression longitudinal est faible entre le culot et $x^* = 0.055$ ou $x^* = 0.2$. Les profils de pression obtenus coïncident bien avec les autres mesures réalisées au culot à différentes altitudes. Cet accord justifie le fait que le profil de pression $\overline{C_p(y^*)}$ varie peu entre le culot et $x^* = 0.055$ ou $x^* = 0.2$. Les profils de la tension $\overline{v'^* v'^*}$ sont également présentés sur cette même figure et permettent de situer la couche de cisaillement. La zone potentielle est alors globalement définie pour $y^* > 1.29$ pour la configuration à culot droit et pour $y^* > 1.27$ pour la configuration avec volets.

Quelle que soit la vitesse de soubassement, en se rapprochant depuis la zone potentielle vers la couche de cisaillement, la pression diminue continuellement pour la configuration à culot droit. Dans la configuration avec volets, la pression diminue jusqu'à $y^* \sim 1.4$ puis augmente (ceci est particulièrement visible sur les figures 5.41(a,c)). Ces évolutions différentes au-dessus de la couche de cisaillement sont fondamentales pour expliquer les différences de pression au culot. Par ailleurs, ces évolutions de la pression selon la configuration arrière sont bien en accord avec les résultats numériques de la figure 5.39. A la traversée de la couche de cisaillement (du haut vers le bas) la pression passe par un minimum local (sauf sur la figure 5.41a pour la configuration avec volets). Pour expliquer ce comportement, l'intégration du gradient de pression vertical est effectuée en deux parties. La première regroupe les deux premiers termes de droite de l'équation (5.4) qui font intervenir le

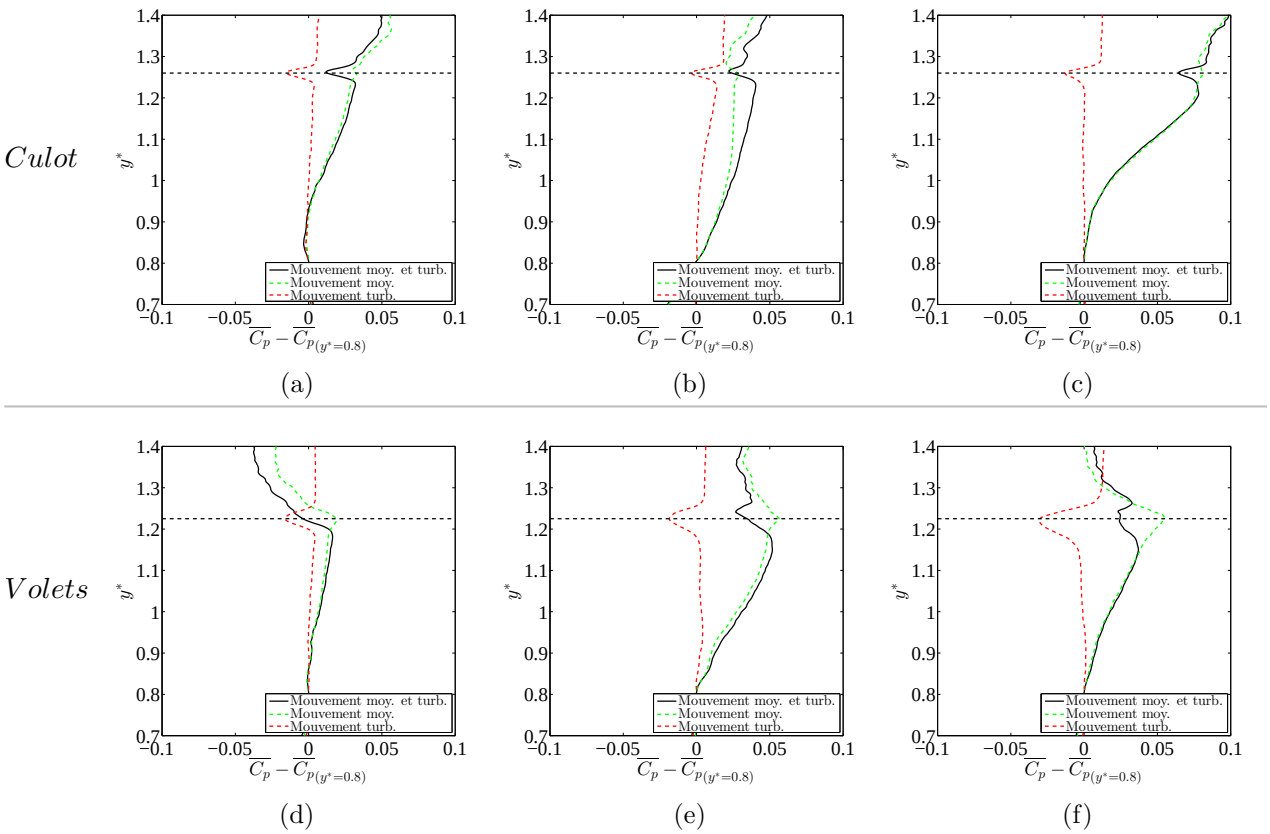


FIGURE 5.42: Évolution par rapport à la valeur de $\overline{C_p}$ en $y^* = 0.8$ dans le sillage en $x^* = 0.2$ du coefficient de pression $\overline{C_p}$ dans le sillage calculé uniquement à partir du mouvement moyen ou du mouvement turbulent pour $\lambda = 0.08$ (a,d), $\lambda = 0.21$ (b,e) et $\lambda = 0.39$ (c,f) pour la configuration à culot droit (haut) et avec volets (bas). L'évolution du coefficient de pression calculé à partir du mouvement moyen et turbulent est rappelé. Les traits pointillés noirs représentent l'altitude du toit pour la configuration à culot droit et du bord de fuite du volet pour la configuration avec volets.

mouvement moyen. La deuxième fait intervenir les termes qui correspondent au mouvement turbulent. La figure 5.42 permet d'analyser la contribution du mouvement moyen (courbes vertes) et du mouvement turbulent (courbes rouges) à l'évolution de la pression dans le sillage (courbes noires). On voit très clairement que le mouvement turbulent est à l'origine de la dépression locale observée au sein de la couche de cisaillement. Dans la configuration avec volets, l'effet de vectorisation est associé à une augmentation de la pression dans la couche de cisaillement par le mouvement moyen. Cette augmentation vient donc contrebalancer en partie la dépression générée par le mouvement turbulent. Par ailleurs, la figure 5.42 montre que le gradient de pression est piloté uniquement par le mouvement moyen de part et d'autre de la couche de cisaillement, sauf pour la configuration à culot droit pour $\lambda = 0.21$ (figure 5.42b). Aucune explication n'a été trouvée pour commenter cette évolution différente des autres. Le niveau de turbulence dans la couche de cisaillement n'intervient donc pas directement sur la pression de part et d'autre de la couche de cisaillement. Cependant pour une configuration arrière donnée et une vitesse de soubassement donnée, une modification de la turbulence dans la couche de cisaillement modifie indirectement le champ de vitesse moyenne, ce qui engendre également une modification de la pression au culot.

Les valeurs du saut de pression à la traversée de l'écoulement de soubassement ont permis dans les parties 4.3.6 et 5.4.2 de différencier les classes (II) et (III). Les champs de pression calculés à partir des équations de Navier-Stokes présentés sur la figure 5.43 pour la configuration à culot droit pour un écoulement de classe (II) et de classe (III) confirment l'analyse réalisée à partir du gradient de pression radial. On voit clairement d'une part que le gradient de pression est confiné au sein de l'écoulement de soubassement et d'autre part que le gradient de pression est plus élevé pour la classe

	$\lambda = 0.08$	$\lambda = 0.21$	$\lambda = 0.39$
Culot	0.012	0.037	0.073
Volets	0.016	0.028	0.021

TABLE 5.5: Saut de pression $C_p(y^* = 0.037) - C_p(y^* = G^*)$ à la traversée de l'écoulement de soubassement en $x^* = 0.055$.

(III) que pour la classe (II).

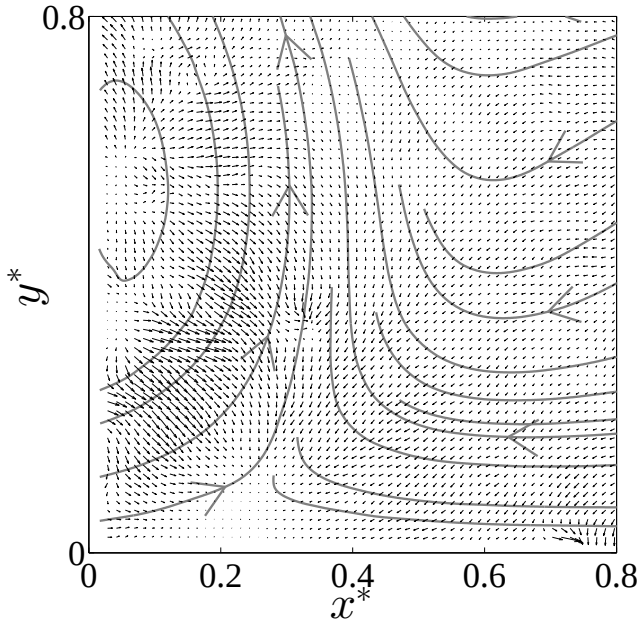
Pour comprendre comment varie la pression à proximité du culot dans la partie basse du sillage, l'évolution de la pression est analysée en $x^* = 0.055$ pour les deux configurations arrières. Les profils de pression sont présentés sur la figure 5.44. Pour la classe (I), le décalage de pression dans la zone de soubassement ($y^* < 0.26$) entre les deux configurations arrières est pratiquement constant. Cet offset augmente ensuite dans la partie haute du culot. Ainsi, la forte augmentation de la pression à la traversée de la couche de cisaillement supérieure pour cette classe d'écoulement semble être le point clé pour l'obtention d'une augmentation générale de la pression au culot. Pour les classes (II) et (III), la pression dans l'écoulement de soubassement est quasiment identique proche du sol puis l'évolution de la pression dans l'écoulement de soubassement dépend de la classe d'écoulement et de la configuration arrière. Le tableau 5.5 regroupe les valeurs du saut de pression à travers l'écoulement de soubassement $C_p(y^* = 0.037) - C_p(y^* = G^*)$. Pour la configuration à culot droit, la dépression à la traversée de l'écoulement de soubassement est pratiquement deux fois plus élevée pour l'écoulement de classe (III) que de classe (II) comme cela a pu être constaté avec l'analyse du gradient de pression normal dans la partie 4.3.6. Pour la configuration avec volets, le saut de pression est plus faible pour la configuration (III) que pour la configuration (II). Ce résultat est contraire à celui obtenu à partir du gradient de pression radial. Cette différence s'explique par le fait que dans cette partie le saut de pression est calculé localement alors que le saut de pression calculé par le gradient radial se fait par intégration de ce gradient moyenné le long de l'écoulement de soubassement. Cela explique par ailleurs, pour tous les cas présentés, des différences sur les valeurs du saut de pression entre cette partie et ceux calculés dans les parties 4.3.6 et 5.4.2.

Pour ces trois premières classes d'écoulement, la vectorisation de l'écoulement supérieur permet d'augmenter la pression à la traversée de la couche de cisaillement supérieure grâce à la contribution du mouvement moyen. Cet effet est donc primordial pour augmenter la pression dans le sillage. La turbulence dans la couche de cisaillement intervient indirectement dans l'évolution de la pression par la modification du mouvement moyen. Pour les classes d'écoulement (II) et (III), on peut imaginer que l'augmentation de pression à proximité du culot par les volets s'oppose au décollement de l'écoulement de soubassement ce qui entraîne une diminution de la courbure de cet écoulement et atténue la dépression locale générée par l'écoulement de soubassement.

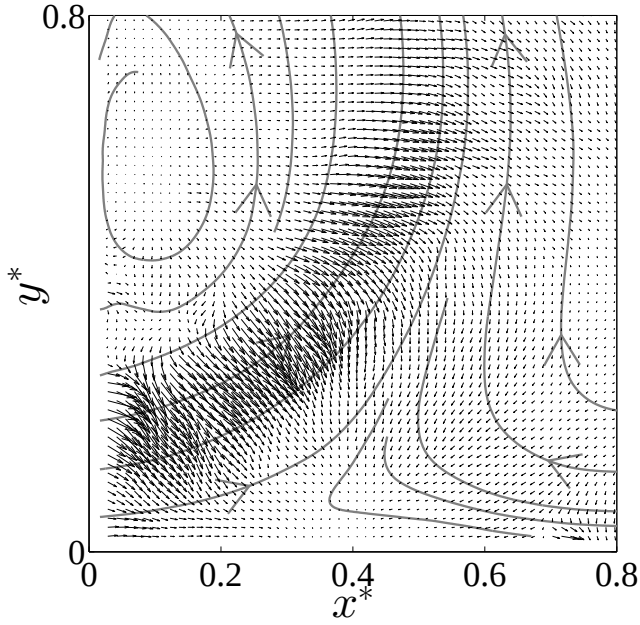
5.8 Synthèse du chapitre

L'étude expérimentale effectuée sur la maquette 1/43e a permis de démontrer l'effet positif du système de contrôle passif en vue d'une réduction de traînée via une augmentation de la pression au culot et ceci quelle que soit la vitesse de soubassement.

L'ajout des volets n'a pas modifié les caractéristiques de l'écoulement au niveau du nez de la maquette. Par contre, les caractéristiques des couches limites juste en amont du culot sont fortement impactées. Les couches limites sont plus fines avec volets que pour la configuration à culot droit. La diminution de l'épaisseur des couches limites est liée à la présence d'un gradient de pression favorable généré par une dépression locale au niveau de l'arête délimitant le toit du volet. Le changement de vitesse de soubassement a nettement moins d'impact sur les caractéristiques des couches limites



(a)



(b)

FIGURE 5.43: Champ du gradient de pression pour la configuration à culot droit pour un écoulement de classe (II) ($\lambda = 0.21$) (a) et de classe (III) ($\lambda = 0.39$) (b).

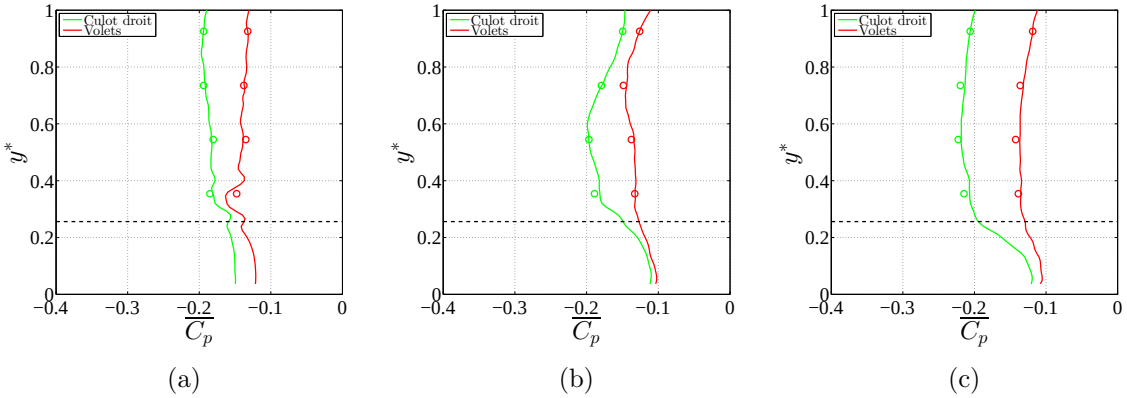


FIGURE 5.44: Évolution de $\overline{C_p}$ dans le sillage en $x^* = 0.055$ pour $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.21$ (b) et $\lambda = 0.39$ (c). Les symboles représentent les valeurs enregistrées par les prises de pression dans le plan médian du culot et les traits pointillés noirs représentent l'altitude de la paroi inférieure du corps de la maquette.

qu'un changement de configuration arrière à une vitesse de soubassement fixée.

Comme pour la configuration à culot droit, le sillage est classé en quatre classes d'écoulement. Ces classes d'écoulement, moins évidentes à mettre en évidence à partir des valeurs de pression au culot, sont confirmées par l'utilisation du bilan de quantité de mouvement couplé à une étude de la courbure de l'écoulement de soubassement. La différence principale dans le sillage par rapport à la configuration à culot droit est la diminution des dimensions transversales du sillage liée à l'effet de vectorisation. Par ailleurs, pour les trois vitesses de soubassement les plus élevées, on constate une inversion de la structure du sillage. La structure tourbillonnaire principale dans le plan médian est maintenant localisée dans la partie supérieure du sillage. Cette inversion du sillage est associée à un phénomène de bi-stabilité haut/bas décrit plus en détail dans l'annexe A. Il est important de souligner que pour la classe (II), l'écoulement de retour issu du soubassement impacte maintenant la partie supérieure du culot, ce qui a pour conséquence d'augmenter la turbulence dans la couche de cisaillement supérieure et de donner naissance à des instabilités de type Kelvin-Helmholtz. Ces instabilités sont toujours présentes pour la classe (III) mais sont atténuées. Pour l'ensemble des classes, les volets permettent de réduire la turbulence notamment au niveau de la zone de fermeture du sillage, ceci étant lié à un affaiblissement du détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral.

Enfin, l'analyse menée sur les profils verticaux de pression déterminés après intégration des équations de Navier-Stokes met en évidence que le mouvement moyen pilote la pression dans le sillage. L'effet de vectorisation modifie le mouvement moyen et permet d'augmenter la pression au culot. Le niveau de turbulence dans la couche de cisaillement n'intervient pas explicitement sur le niveau de pression en dehors de la couche de cisaillement. Cependant pour une configuration arrière fixée et une vitesse de soubassement constante, une modification de la turbulence dans la couche de cisaillement modifierait indirectement le champ de vitesse moyenne ce qui engendrerait une modification de la pression au culot. Pour les classes (II) et (III), l'augmentation de la pression proche du culot par les volets engendre une force de pression s'exerçant sur l'écoulement de soubassement plus importante que dans le cas sans volets. La courbure de l'écoulement de soubassement est réduite et la dépression générée par l'écoulement de soubassement est moins importante que pour la configuration à culot droit.

Chapitre 6

Combinaison de volets passifs et de jets instationnaires sur corps 3D

On étudie ici l'effet de la combinaison d'éléments passifs de types volets inclinés et d'éléments actifs sur le développement du sillage d'une géométrie simplifiée de véhicule industriel. Ce chapitre porte uniquement sur l'analyse des mesures obtenues sur la maquette à l'échelle 1/8e ($Re_H = 7.0 \times 10^5$). Outre l'effet de la fréquence d'actionnement, l'effet du rapport cyclique d'ouverture est étudié. L'effet de la combinaison de jets périodiques (jets synthétiques) avec des volets déflecteurs a été étudié par Chaligné [26] à cette même échelle pour une vitesse de soubassement et avec une combinaison de volets $(\beta^s/\beta^l) = (22.5°/7°)$; le contrôle actif était combiné uniquement avec le volet supérieur.

L'objectif de ce chapitre est d'analyser l'effet du contrôle actif appliqué sur les volets supérieur et latéraux pour plusieurs vitesses de soubassement. On souhaite ainsi apporter des éléments de réponse aux questions suivantes : quel est l'effet du contrôle actif combiné à des volets lorsque l'écoulement est déjà naturellement attaché ou détaché du volet (figure 6.1) ? Les effets du contrôle actif sont-ils indépendants de la vitesse de soubassement ? Pour cela, deux angles différents du volet supérieur ont été testés. La configuration A possède un angle de volet supérieur de 15° (écoulement naturellement attaché) tandis que la configuration B possède un angle de volet supérieur de 22.5° (écoulement naturellement détaché). L'angle des volets latéraux est fixé à 15° pour les deux configurations.

Dans la suite on parlera de "basses fréquences" d'actionnement pour les fréquences de l'ordre de la fréquence naturelle du détachement tourbillonnaire, $St_H \sim 0.2$. Pour ces fréquences d'actionnement, la perturbation aérodynamique générée par le contrôle, initialement de petite taille, est amplifiée et les fluctuations de vitesse augmentent considérablement dans la couche de cisaillement. Cet actionnement à basses fréquences est corrélé à une diminution de pression au culot [13, 26] et donc à une augmentation de la traînée. Les résultats pour ces fréquences d'actionnement ne seront donc pas détaillés par la suite. Les "hautes fréquences" d'actionnement sont associées aux fréquences supérieures à dix fois la fréquence du détachement tourbillonnaire, soit $St_H \geq 2$. Pour ces fréquences, l'effet du contrôle est découplé de la dynamique du détachement tourbillonnaire périodique alterné [45] et des gains sur la traînée sont généralement obtenus. Dans cette thèse, les fréquences d'actionnement testées restent inférieures $St_H = 5$. Ces fréquences d'actionnement sont donc plus petites que les très hautes fréquences d'actionnement $St_H > 10$ explorées par Barros et al. [14]. Sauf mention contraire explicite, le rapport cyclique d'ouverture est fixé à 50%.

6.1 Choix des vitesses de soubassement

Lors des expériences de Chaligné [26] sur une maquette 1/8e, la vitesse de soubassement était relativement faible avec $\lambda \sim 0.1$. L'écoulement naturel était alors formé par une structure tourbillonnaire moyenne de grande dimension telle que celle obtenue derrière une marche descendante. La

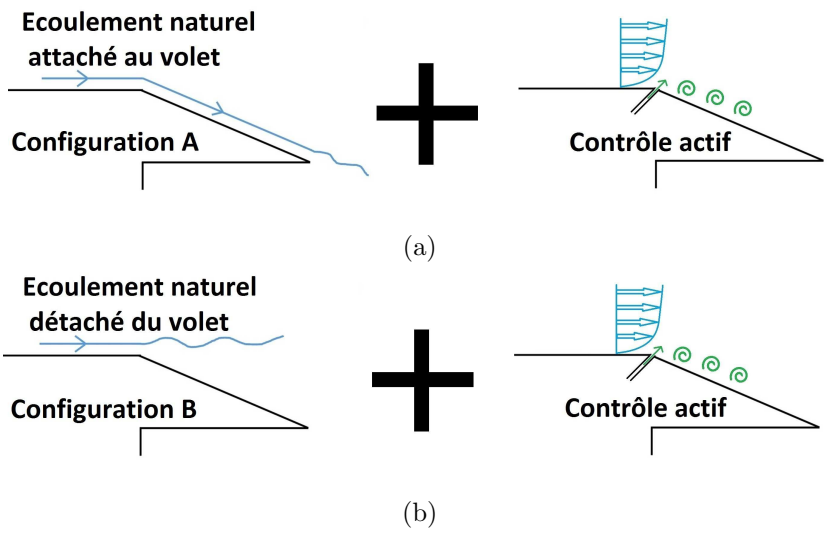


FIGURE 6.1: Application du contrôle actif selon l'état de l'écoulement naturel au-dessus du volet.

partie 5.4.2.2 a mis en évidence à partir du calcul d'un bilan de quantité de mouvement que l'écoulement de sillage est de classe (I) ; cette classe d'écoulement n'a pas été étudiée ici. Sur les véhicules industriels, l'écoulement de sillage peut appartenir à la classe (I), (II) ou plus rarement à la classe (III). Les sillages des véhicules à échelle 1 et 1/43e présentés dans la partie 5.4.2.2 appartiennent à un écoulement de classe (II). C'est pourquoi il est choisi d'étudier l'effet du contrôle actif sur un écoulement de classe (II) avec $\lambda = 0.16$. Bien que les écoulements de classe (IV) soient éloignés de la problématique industrielle des poids lourds, ces écoulements sont proches de ceux obtenus sur un corps d'Ahmed à culot droit ou sur les modèles GTS/GETS ; le cas $\lambda = 0.95$ est également étudié.

L'effet du contrôle actif combiné au contrôle passif pour un écoulement de classe (I) ayant déjà été étudié en partie par Chaligné [26] (pas de contrôle actif sur les volets latéraux), cette classe d'écoulement n'a pas été retenue. Le calcul du bilan de quantité de mouvement mené sur deux géométries réelles montre que leurs sillages appartiennent à la classe (II). En effet, ces écoulements sont proches de ceux obtenus sur un corps d'Ahmed à culot droit ou sur des modèles GTS/GETS.

6.2 Contrôle actif pour un écoulement de classe (II)

6.2.1 Nature de l'écoulement au-dessus du volet supérieur

Le chapitre précédent a mis en évidence que l'effet de vectorisation, obtenu lorsque l'écoulement est attaché au volet, engendrait une dépression au niveau de l'arête délimitée par le toit et le volet. Cette dépression est associée à une courbure des lignes de courant et avec une accélération locale de l'écoulement. La pression le long du volet est donc un très bon indicateur pour déterminer la nature de l'écoulement au-dessus du volet, attaché ou décollé.

Les profils de pression sur le volet supérieur $\overline{C^s_{p,v}}$ dans le plan médian sont présentés sur la figure 6.2 pour les cas sans contrôle et avec contrôle à $St_H = 3.2$ pour les configurations A et B. Pour l'écoulement non contrôlé, la valeur de $\overline{C^s_{p,v}}$ diffère sensiblement entre les deux angles de volet supérieur. Pour un angle de 22.5° (configuration B), le coefficient de pression pour l'écoulement naturel est pratiquement uniforme le long de la paroi et est égal à environ -0.2. Pour un angle de 15° (configuration A), une forte dépression est observée en aval de l'arête avec une diminution du coefficient de pression de 115% en $x/l_f = 0.18$ par rapport à l'angle de 22.5°. La pression augmente ensuite le long du volet. Ce profil de pression indique donc que l'écoulement non contrôlé est attaché sur la paroi du volet pour un angle de 15° (configuration A), comme sur la maquette 1/43e. L'écoulement est

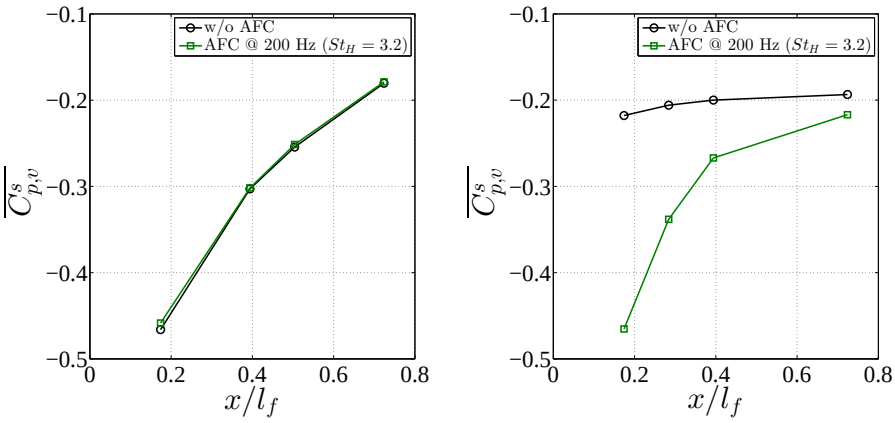


FIGURE 6.2: Profils du coefficient de pression statique $\langle\overline{C^s_{p,v}}\rangle$ dans le plan médian le long de la surface du volet pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$ pour la configuration A (a) et la configuration B (b).

	Configuration A				Configuration B			
	$\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$	$\langle\overline{C^s_{p,v}}\rangle$	$\langle\overline{C^l_{p,v}}\rangle$	$\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$	$\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$	$\langle\overline{C^s_{p,v}}\rangle$	$\langle\overline{C^l_{p,v}}\rangle$	$\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$
Sans contrôle	-0.150	-0.296	-0.288	-0.174	-0.168	-0.201	-0.295	-0.184
Avec contrôle à $St_H = 3.2$	-0.152	-0.293	-0.294	-0.176	-0.142	-0.286	-0.275	-0.165

TABLE 6.1: Valeurs du coefficient de pression moyen au culot $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$, sur le volet supérieur $\langle\overline{C^s_{p,v}}\rangle$, sur le volet latéral $\langle\overline{C^l_{p,v}}\rangle$ et sur l'ensemble de la partie arrière de la maquette $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ pour l'écoulement naturel et contrôle à $St_H = 3.2$ pour les configurations A et B.

par contre décollé pour un angle de 22.5° (configuration B). Sous l'effet du contrôle à $St_H = 3.2$, le profil de pression sur ce volet diminue au voisinage de la fente de soufflage puis augmente le long du volet, de manière comparable à ce qui est obtenu pour le volet de 15°. Cette diminution de pression résulte du recollement de l'écoulement sur la paroi du volet liée à la dépression locale associée à la structure tourbillonnaire en sortie de fente générée au début de la phase de soufflage (figure 2.48). Le profil de pression sur le volet de 15° pour un contrôle à $St_H = 3.2$ n'évolue presque pas par rapport à celui obtenu sans contrôle. La dépression générée par la structure tourbillonnaire en sortie de fente ne modifie pas la nature de l'écoulement ; ce dernier reste toujours attaché à la paroi du volet.

Les valeurs des pressions moyennées sur les volets latéraux $\langle\overline{C^l_{p,v}}\rangle$ avec ou sans contrôle actif sont précisées dans le tableau 6.1. Pour les deux configurations, le contrôle actif induit peu de variations sur la pression moyenne sur ces volets ce qui suggère que les écoulements naturels et contrôlés sont attachés aux volets. On confirmera par la suite ces résultats à partir des cartographies du champ de vitesse.

6.2.2 Pression au culot

Les cartographies de pression au culot sont présentées sur la figure 6.3 pour les cas sans contrôle et avec contrôle à $St_H = 3.2$ pour les configurations A et B ; la distribution de pression est toujours stratifiée verticalement. Sans l'utilisation du contrôle actif, la pression moyenne au culot est 11% plus élevée pour la configuration A que pour la configuration B. Par rapport au cas sans contrôle actif, l'actionnement à $St_H = 3.2$ induit une augmentation de l'ordre de 15% sur la pression au culot pour la configuration B. Au contraire, pour la configuration A, l'actionnement du contrôle ne modifie pratiquement pas la pression au culot. Les valeurs de pression intégrées spatialement au culot $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ sont rassemblées dans le tableau 6.1. Les cartographies des fluctuations de pression au culot

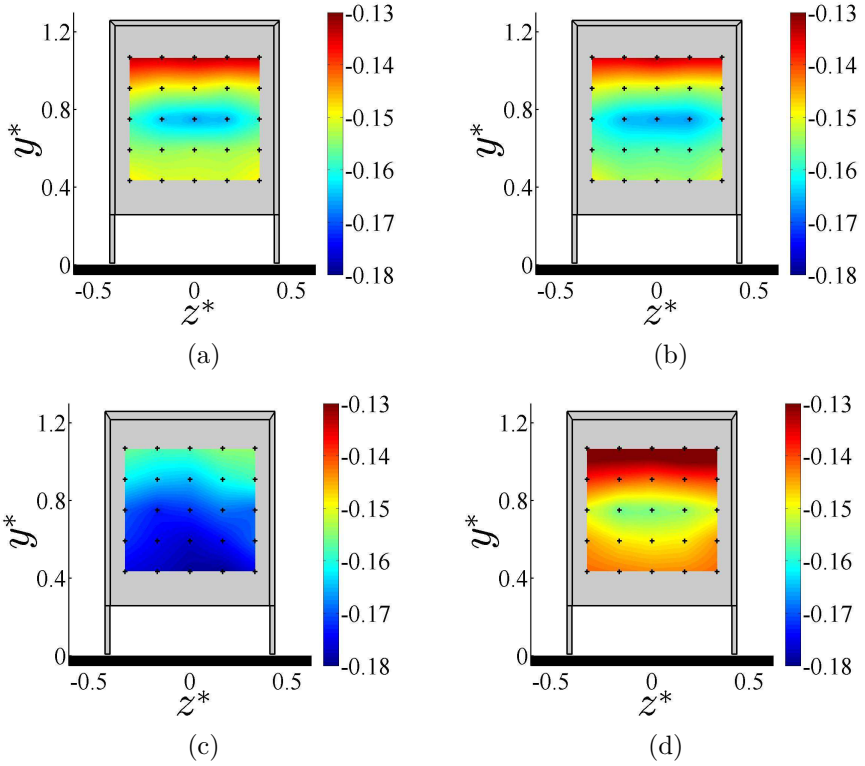


FIGURE 6.3: Cartographies du coefficient de pression statique $\overline{C_{p,c}}$ au culot de la maquette pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$ respectivement pour la configuration A (a,b) et la configuration B (c,d).

sont présentées sur la figure 6.4. Pour les deux configurations arrières, le contrôle actif induit une augmentation des fluctuations de pression sur l'ensemble du culot.

Afin d'évaluer l'influence de la fréquence d'actionnement sur la pression moyenne au culot, l'évolution de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ en fonction de St_H est présentée sur la figure 6.5a pour les configurations A et B. Pour une fréquence d'actionnement inférieure à $St_H = 1$, le temps de soufflage est plus important qu'à haute fréquence ; la structure tourbillonnaire initialement de petite taille est amplifiée et convectée dans la couche de cisaillement. Une augmentation de la turbulence dans les couches de cisaillement est constatée [26] et est associée à une forte diminution de la pression moyenne au culot. Pour des fréquences d'actionnement plus élevées, typiquement six fois la fréquence du détachement tourbillonnaire, le contrôle engendre une augmentation de la pression moyenne au culot uniquement pour la configuration B. Une augmentation maximale de 16% est atteinte pour une fréquence d'actionnement $St_H = 4.4$.

Lorsque l'écoulement est attaché à la paroi du volet, la pression moyenne sur le volet est environ deux fois plus faible que la pression moyenne au culot. La projection horizontale de la force associée à cette dépression importante est pénalisante pour la réduction de l'effort de traînée. Afin de prendre en compte ces pressions, le coefficient de pression global $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ défini par la relation (5.1) est utilisé. La figure 6.5b présente l'évolution de $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ en fonction de St_H. Dans les deux configurations de volets, la prise en compte de la pression sur les volets génère une chute du coefficient de pression global au culot avec $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle - \langle\overline{C_{p,a}}\rangle \sim 0.02$. Cela entraîne donc une diminution de gain sur la pression globale au culot. Typiquement, pour la configuration B, le gain maximal sur $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ est de 11.5% contre 16% pour $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$. Les dépressions sur les volets limitent les gains sur la pression globale au culot et par conséquent sur la traînée aérodynamique.

Afin de quantifier les gains sur la traînée dus au contrôle actif en configuration B, la figure 6.6

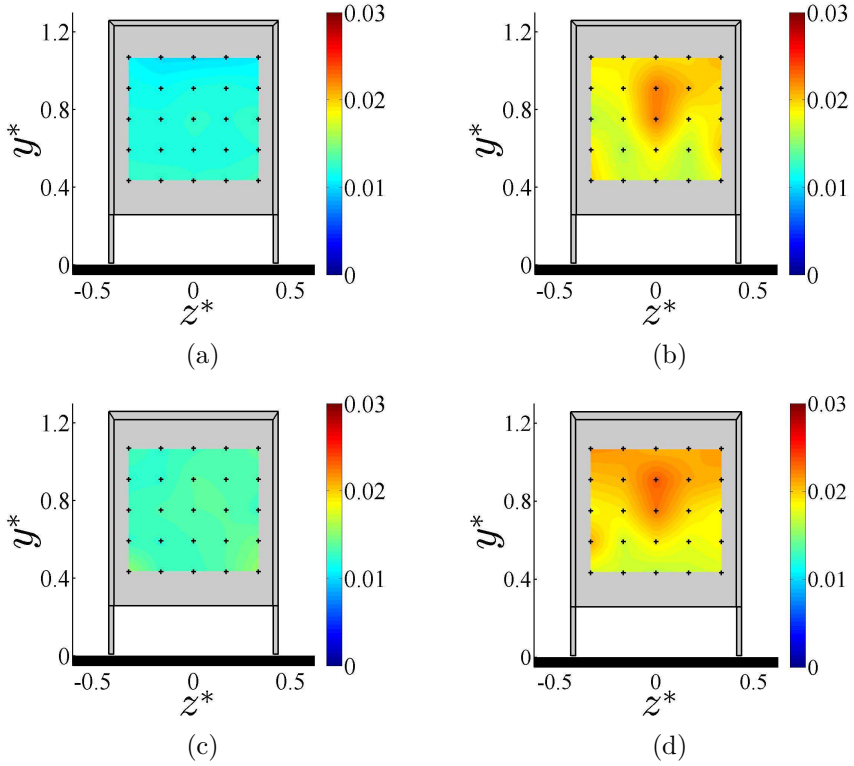


FIGURE 6.4: Cartographies des fluctuations de pression au culot de la maquette pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$ respectivement pour la configuration A (a,b) et la configuration B (c,d).

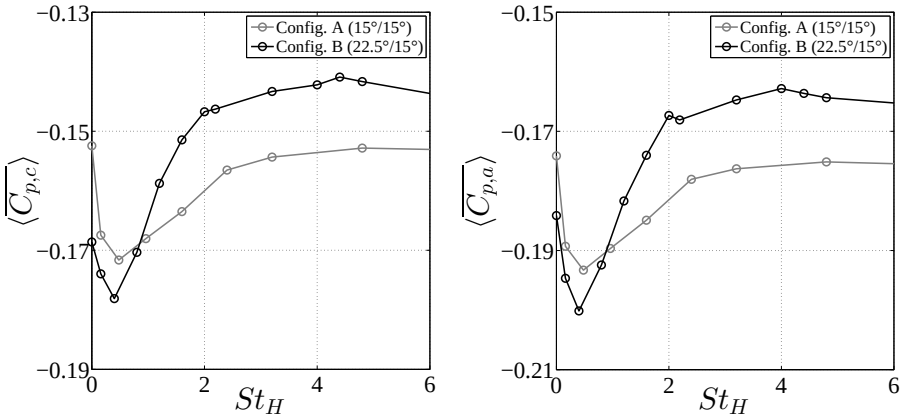
met en évidence la corrélation entre la traînée aérodynamique mesurée par la balance et la pression moyenne à l'arrière de la maquette. Le rapport entre $\Delta C_x/C_{x_0}$ et $\Delta\langle\overline{C_{p,a}}\rangle/\langle\overline{C_{p,a}}\rangle_0$ est égal à -0.66 (l'indice 0 fait référence au cas sans contrôle actif) ; il est 50% plus élevé (en valeur absolue) que le rapport obtenu par Chaligné [26]. L'auteur expliquait la faible valeur du rapport entre $\Delta C_x/C_{x_0}$ et $\Delta\langle\overline{C_{p,a}}\rangle/\langle\overline{C_{p,a}}\rangle_0$ par "une plus faible contribution de l'arrière à l'effort de traînée global". En effet, la perte de charge dans son étude contribue à hauteur de 60% à la traînée globale de la maquette. Ici, un système de perte de charge similaire est utilisé, et pourtant la valeur obtenue pour ce rapport est nettement plus élevée. Des mesures de pression en amont et en aval de la perte de charge auraient peut-être permis de comprendre l'origine de cette différence en estimant la force de pression exercée sur le système de perte de charge et ainsi quantifier la contribution de ce système à la force de traînée globale.

Les résultats de pression à l'arrière de la maquette permettent de tirer plusieurs conclusions :

1. l'utilisation du contrôle actif pour $St_H \leq 6$ ne permet par d'obtenir de gain supplémentaire sur la pression globale de la maquette lorsque l'écoulement naturel est attaché aux volets (configuration A).

2. lorsque l'écoulement est naturellement détaché de la paroi du volet supérieur (configuration B), le contrôle actif à hautes fréquences d'actionnement permet de faire recoller l'écoulement sur le volet et engendre une réduction de la force de traînée.

3. l'utilisation du contrôle actif pour la configuration B conduit à une pression au culot plus importante que pour la configuration A sans contrôle actif.



(a) (b)

FIGURE 6.5: Évolution des coefficients de pression statique au culot $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ et sur la globalité de la surface arrière $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$.

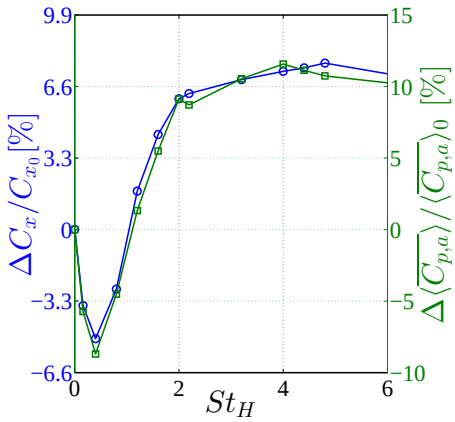
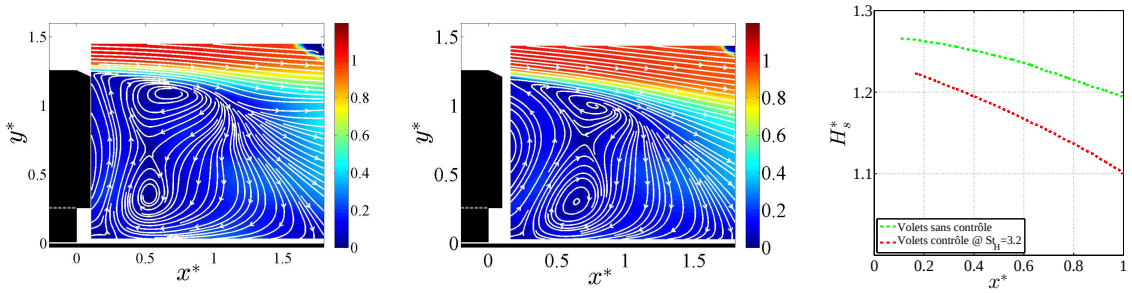
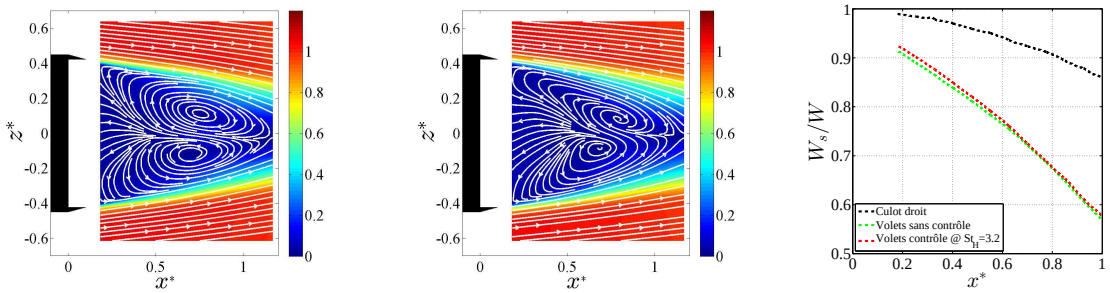


FIGURE 6.6: Évolution des variations de traînée $\Delta C_x/C_{x_0}$ et de pression $\Delta\langle\overline{C_{p,a}}\rangle/\langle\overline{C_{p,a}}\rangle_0$ en fonction de la fréquence d'actionnement pour la configuration B.



(a) (b) (c)

FIGURE 6.7: Cartographies de la norme de la vitesse avec les lignes de courant dans le plan médian pour l'écoulement sans contrôle actif (a) et contrôlé à $St_H = 3.2$ (b). Évolution de la hauteur du sillage (c) pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$



(a) (b) (c)

FIGURE 6.8: Cartographies de la norme de la vitesse avec les lignes de courant dans le plan horizontal à mi-hauteur de la maquette pour l'écoulement naturel (a) et contrôlé à $St_H = 3.2$ (b). Évolution de la hauteur du sillage (c) pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$

6.2.3 Modification de l'écoulement de sillage

Le contrôle actif permettant d'obtenir des gains sur la pression uniquement pour la configuration B (22.5°/15°), le sillage de cette configuration est étudié pour comprendre l'effet du contrôle.

6.2.3.1 Champ moyen de vitesse

La figure 6.7(a,b) présente les cartographies de la norme de la vitesse moyenne dans le plan médian pour les écoulements naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$. Le contrôle modifie peu la structure générale du sillage, hormis la vectorisation de la couche de cisaillement supérieure. Pour quantifier cet effet, la hauteur du sillage H_s est présentée sur la figure 6.7c. Typiquement, le contrôle permet de réduire la hauteur du sillage de près de 8% en $x^* = 1$. Cette déviation de l'écoulement est nécessairement associée à une modification de la courbure des lignes de courant au contournement de l'arête supérieure expliquant la dépression locale observée sur le volet (voir figure 6.2b).

Les cartographies de la norme de la vitesse moyenne dans le plan horizontal à mi-hauteur de la maquette sont présentées sur la figure 6.8(a,b). Les structures contra-rotatives sont légèrement dissymétriques. La largeur du sillage W_s est présentée sur la figure 6.8c où l'on peut constater que le contrôle actif n'induit pas de vectorisation supplémentaire, en accord avec les faibles variations de pressions observées sur les volets latéraux par rapport au cas non contrôlé.

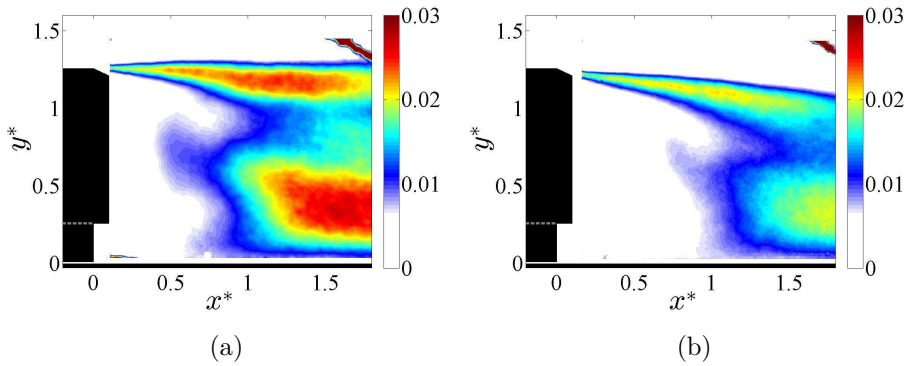


FIGURE 6.9: Cartographies de l'énergie cinétique turbulente k^* dans le plan médian pour l'écoulement naturel avec les volets (a) et contrôlé à $St_H = 3.2$ (b).

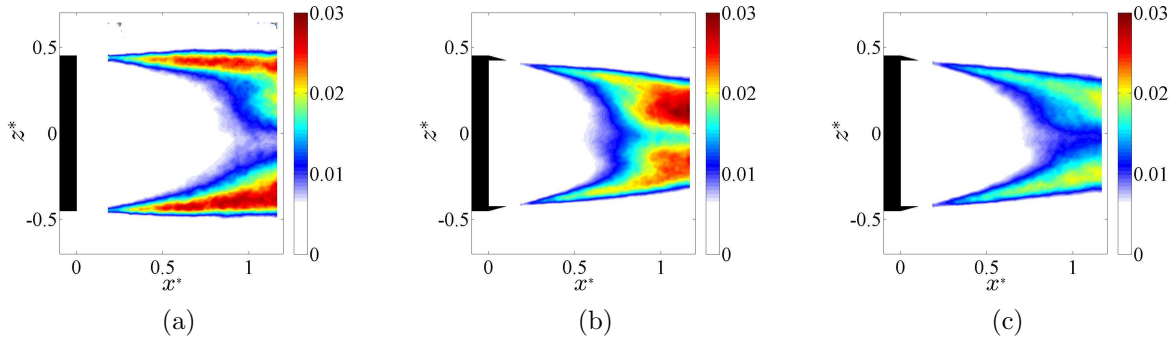


FIGURE 6.10: Cartographies de l'énergie cinétique turbulente k^* dans le plan horizontal à mi-hauteur de la maquette pour l'écoulement naturel sans volet (a), avec volets (b) et contrôlé à $St_H = 3.2$ (c).

6.2.3.2 Turbulence

Les cartographies de k^*, calculées à partir des deux composantes du plan de mesure, sont données sur la figure 6.9 dans le plan médian et sur la figure 6.10 dans le plan horizontal à mi-hauteur. Dans le plan médian, pour l'écoulement naturel, les fortes valeurs des fluctuations de vitesse sont localisées dans la couche de cisaillement supérieure et dans la partie basse du sillage pour $x^* > 1.2$. Le contrôle à $St_H = 3.2$ entraîne une diminution des fluctuations dans la couche de cisaillement supérieure et en $x^* > 1.2$ proche du sol. Ceci est différent des observations faites par Chaligné [26] pour un écoulement de classe (I) où le niveau de k^* était réduit principalement dans la couche de cisaillement supérieure. Le plan horizontal permet de confirmer la diminution des fluctuations de vitesse grâce au contrôle. Le contrôle à hautes fréquences permet donc de stabiliser l'écoulement du sillage. Nos essais ne permettent pas de dire si la diminution de k^* dans le plan horizontal est uniquement liée au contrôle effectué sur les côtés où uniquement sur la partie supérieure (fonctionnement synchronisé des actionneurs latéraux et des actionneurs sur le volet supérieur).

On peut supposer que le contrôle actif induit une diminution de la turbulence dans les couches de cisaillement pour la configuration A (aucune donnée n'est disponible pour confirmer cette hypothèse). Pourtant, dans la configuration A, aucune augmentation de pression au culot n'est constatée. La réduction de traînée pour la configuration B est donc en grande partie liée à l'effet de vectorisation de l'écoulement supérieur. Des angles de dérapage importants ou des variations de vitesse de l'écoulement amont liées à des rafales de vent par exemple pourraient provoquer le décollement de l'écoulement qui est attaché dans des conditions idéales (dérapage nul, vitesse stabilisée). La mise en œuvre des actionneurs à hautes fréquences d'actionnement pourrait alors permettre de forcer l'écoulement non contrôlé à rester attaché sur le volet.

	$\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$	$\langle\overline{C^s_{p,v}}\rangle$	$\langle\overline{C^l_{p,v}}\rangle$	$\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$	C_x
Sans contrôle	-0.168	-0.201	-0.295	-0.184	0.272
$r = 10\%$	-0.139	-0.293	-0.278	-0.164	0.246
$r = 50\%$	-0.141	-0.286	-0.275	-0.165	0.254

TABLE 6.2: Valeurs du coefficient de pression moyen au culot $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$, sur le volet supérieur $\langle\overline{C^s_{p,v}}\rangle$, sur le volet latéral $\langle\overline{C^l_{p,v}}\rangle$ et sur l'ensemble de la partie arrière de la maquette $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ pour des rapports cycliques d'ouverture de 10% et 50%.

6.2.4 Effet du rapport cyclique d'ouverture

Une réduction du rapport cyclique d'ouverture est une piste à envisager pour améliorer l'efficacité énergétique du système de contrôle. En effet, lorsque le rapport cyclique est réduit, le temps de soufflage et la vitesse de soufflage le sont également. Par conséquent, la quantité d'air expulsée est réduite. Toutefois, pour améliorer l'efficacité énergétique du contrôle actif, la puissance gagnée par réduction de traînée doit être supérieure à la puissance consommée par le contrôle actif. L'effet du rapport cyclique est ici analysé pour une fréquence d'actionnement de $St_H = 3.2$ uniquement pour la configuration B.

6.2.4.1 Pression au culot

Les cartographies de pression au culot et des fluctuations associées sont présentées sur la figure 6.11 pour des rapports cycliques d'ouverture r de 10% et de 50%. La distribution de pression au culot n'est pas sensiblement modifiée par cette réduction du rapport cyclique d'ouverture. Toutefois, pour $r = 50\%$, la surface de basse pression à mi-hauteur du culot est plus grande. Ainsi la pression moyenne au culot pour $r = 10\%$ est plus élevée de 2% par rapport à l'actionnement à $r = 50\%$. Les fluctuations de pression sont environ deux fois plus faibles lorsque le rapport cyclique d'ouverture passe de 50% à 10%. Nous verrons dans la partie 6.2.4.2 que cette observation se confirme également sur les fluctuations de vitesse dans le sillage.

Pour les deux valeurs de rapport cyclique, les profils de pression le long du volet supérieur sont comparables et une forte dépression proche de la fente de soufflage est observée (figure 6.12a). L'évolution similaire de ces profils de pression prouve que l'écoulement supérieur est attaché même pour $r = 10$ %. Les pressions moyennes sur les volets supérieur et latéraux ainsi qu'au culot sont rassemblées dans le tableau 6.2. Comparé à un rapport cyclique d'ouverture de 50%, un rapport cyclique d'ouverture de 10% permet de réduire la pression moyenne sur le volet supérieur de 2%, tandis que sur les volets latéraux la pression augmente de 1%. Ces différences sont faibles comparées au rapport 5 qui existe entre les deux rapports cycliques testés. Cela met en avant que le mécanisme responsable de l'augmentation de la pression au culot est similaire pour $r = 10\%$ et $r = 50\%$. Les fluctuations de pression sur le volet supérieur (figure 6.12b) sont environ deux fois plus élevées pour un rapport cyclique d'ouverture de 50% que de 10%. Cette réduction des fluctuations de pression pourrait être associée à l'absence de structures tourbillonnaires bien formées et convectées au-dessus du volet contrairement au cas $r = 50\%$ comme on le verra dans la partie 6.2.4.3. Ces structures tourbillonnaires moins bien formées mais cependant suffisantes pour faire recoller l'écoulement sur le volet, peuvent s'expliquer grâce aux mesures par anémométrie à fil chaud en sortie de fente (figure 3.15) qui montrent que les maxima locaux de la vitesse du jet sont quatre fois plus faibles pour $r = 10\%$ que pour $r = 50\%$. On notera que la diminution des fluctuations de pression sur le volet en passant de $r = 50\%$ à $r = 10\%$ est similaire à l'évolution des fluctuations de pression au culot constatée pour ces deux rapports cycliques d'ouverture.

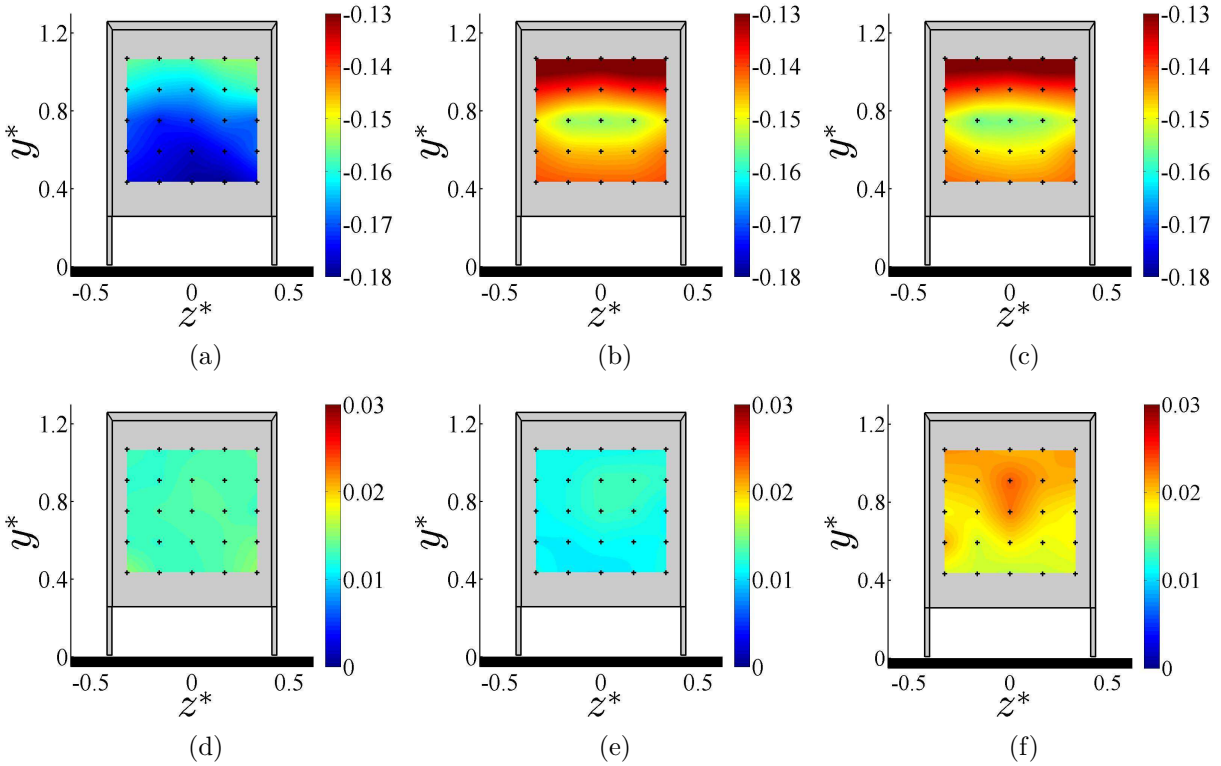


FIGURE 6.11: Répartition de la pression (a,b,c) et des fluctuations de pression (d,e,f) au culot pour l'écoulement sans contrôle actif (a,d) et pour une fréquence d'actionnement fixée à $St_H = 3.2$ pour un rapport cyclique d'ouverture de 10% (b,e) et de 50% (c,f).

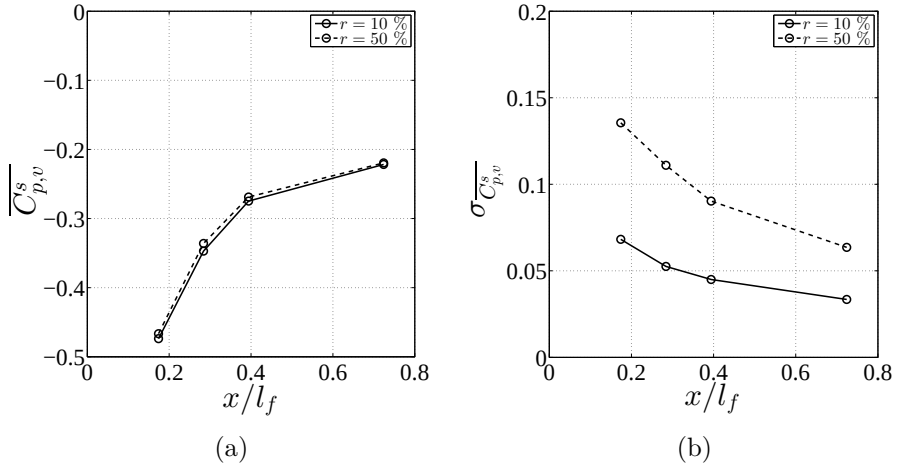
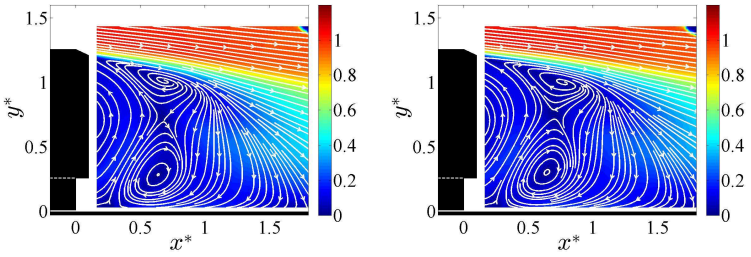
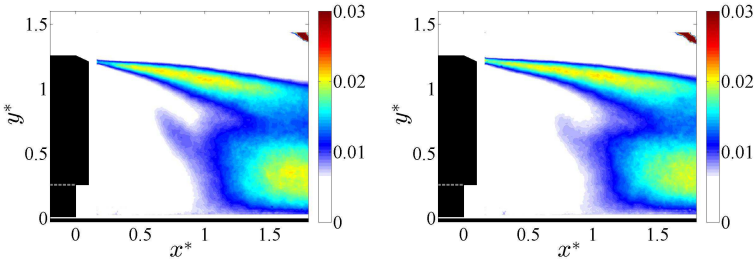


FIGURE 6.12: Profils du coefficient de pression statique $\overline{C^s_{p,v}}$ (a) et des fluctuations de pression $\sigma_{\overline{C^s_{p,v}}}$ dans le plan médian le long de la surface du volet supérieur pour un rapport cyclique d'ouverture de 10% et de 50%.



(a) (b)

FIGURE 6.13: Cartographies de la norme de la vitesse avec les lignes de courant dans le plan médian pour l'écoulement contrôlé à $St_H = 3.2$ pour un rapport cyclique d'ouverture de 10% (a) et 50% (b).



(a) (b)

FIGURE 6.14: Cartographies de l'énergie cinétique turbulente k^* dans le plan médian pour l'écoulement contrôlé à $St_H = 3.2$ pour un rapport cyclique d'ouverture de 10% (a) et 50% (b).

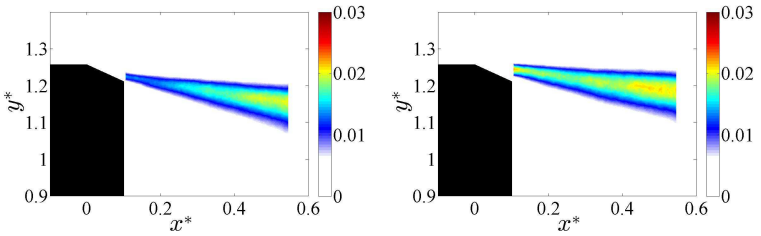
6.2.4.2 Modification de l'écoulement de sillage

Afin d'identifier les modifications de l'écoulement du sillage engendrées par la variation du rapport cyclique d'ouverture, les mesures de vitesse dans le plan médian sont étudiées. Les cartographies de la norme de la vitesse moyenne pour un contrôle à $St_H = 3.2$ sont présentées sur la figure 6.13. Aucune modification majeure du sillage n'est observée, ce qui est cohérent avec le fait que la pression moyenne au culot ne varie pratiquement pas. Ainsi la formation de la structure tourbillonnaire à l'ouverture de l'électrovanne est suffisante à $r = 10$ % pour générer l'effet de vectorisation. Les cartographies d'énergie cinétique turbulente k^* sont présentées sur la figure 6.14. Aucune modification n'est observée dans le sillage, hormis à proximité du bord de fuite du volet où la turbulence diminue légèrement pour un rapport cyclique d'ouverture de 10% comme le montrent les cartographies de k^* de la figure 6.15 obtenues à partir des champs résolus spatialement. Ces mesures permettent de constater un effet de vectorisation légèrement plus prononcé pour $r = 10\%$.

6.2.4.3 Analyse par moyenne de phase

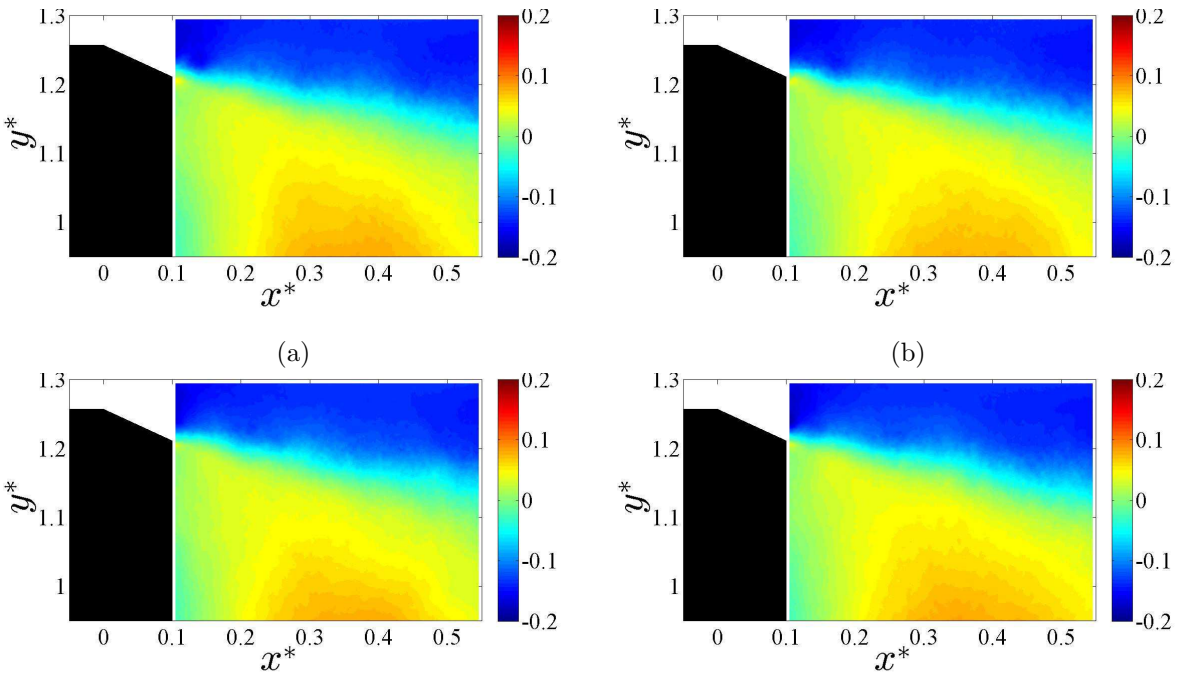
Dans cette partie, une analyse de l'écoulement de sillage est menée afin d'identifier les perturbations aérodynamiques générées périodiquement par le contrôle pour les deux rapports cycliques étudiés. Les résultats sont présentés pour différentes phases sur un cycle d'actionnement. Les phases sont référencées par rapport au front montant du signal de tension de commande des électrovannes.

Les figures 6.16 et 6.17 présentent les cartographies de la vitesse verticale moyennée par phase pour les deux rapports cycliques d'ouverture. Les perturbations introduites par le contrôle à cette fréquence d'actionnement restent confinées dans la couche de cisaillement supérieure où des ondulations de faible amplitude sont constatées. Les ondulations sont plus marquées pour $r = 50\%$ ce qui explique l'augmentation du niveau de k^* dans la couche de cisaillement par rapport au cas $r = 10\%$.



(a) (b)

FIGURE 6.15: Cartographies de l'énergie cinétique turbulente E_t^* dans le plan médian proche du bord de fuite du volet pour l'écoulement contrôlé à $St_H = 3.2$ pour un rapport cyclique d'ouverture de 10% (a) et 50% (b).



(a) (b)

(c) (d)

FIGURE 6.16: Cartographies de la vitesse verticale moyennée en phase avec contrôle à $St_H = 3.2$ pour un rapport cyclique $r = 10$ % pour les phases $\Phi = 0°$ (a), $\Phi = 80°$ (b), $\Phi = 200°$ (c) et $\Phi = 280°$ (d).

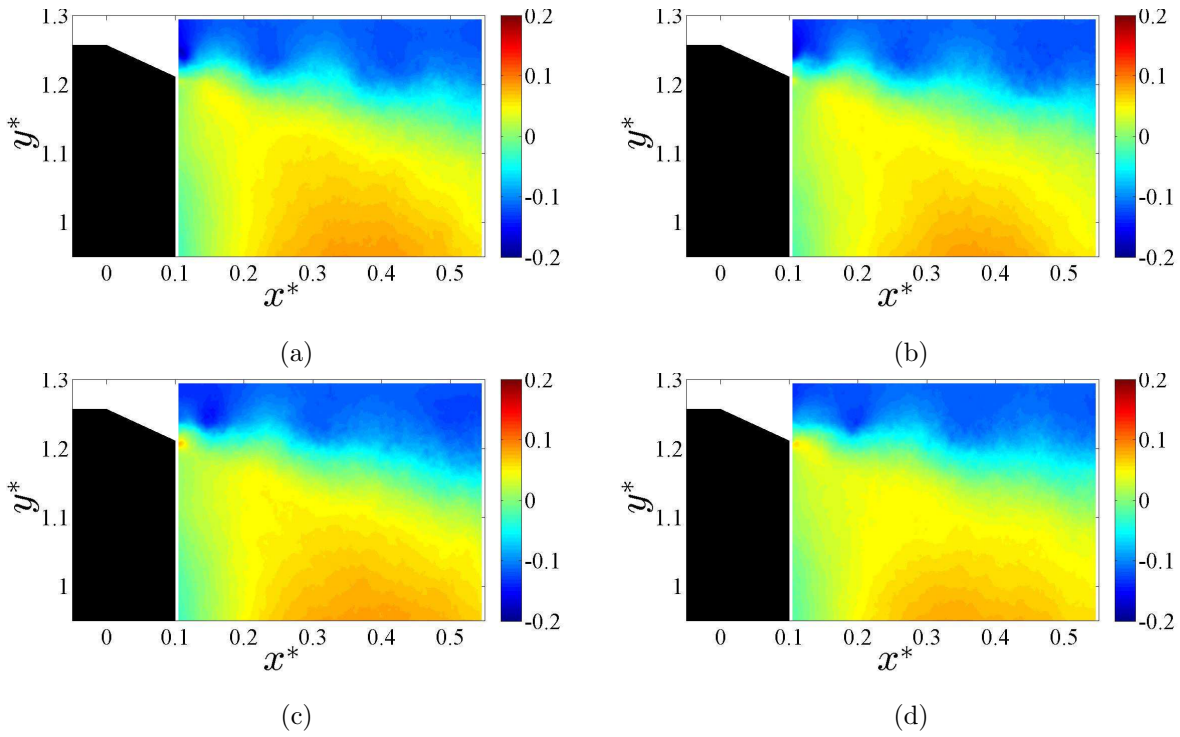


FIGURE 6.17: Cartographies de la vitesse verticale moyennée en phase avec contrôle à $St_H = 3.2$ pour un rapport cyclique $r = 50$ % pour les phases $\Phi = 0°$ (a), $\Phi = 80°$ (b), $\Phi = 200°$ (c) et $\Phi = 280°$ (d).

Pour visualiser en aval du bord de fuite les perturbations aérodynamiques introduites par le contrôle, les cartographies de vorticité $\overline{\omega_z^*} = 0.5(\partial\overline{u_y^*}/\partial x^* - \partial\overline{u_x^*}/\partial y^*)$ sont présentées sur les figures 6.18 et 6.19 pour les deux rapports cycliques. Les niveaux les plus élevés de la vorticité sont localisés uniquement dans la couche de cisaillement supérieure. Pour un rapport cyclique de 10%, une seule zone étendue de vorticité est observée. La perte de cohérence de la perturbation aérodynamique introduite par le soufflage est donc très rapide. Au contraire, pour $r = 50\%$, des structures tourbillonnaires cohérentes et de petites dimensions sont constatées par les niveaux de vorticité importants. Les moyennes de phase permettent de suivre ces structures qui restent cohérentes jusqu'en $x^* \sim 0.4$. La vitesse moyenne de convection est d'environ 10 m/s soit $0.4U_\infty$. Pour les deux rapports cycliques, la fréquence des perturbations convectées dans la couche de cisaillement est égale à la fréquence d'actionnement des électrovannes. Cela est mis en évidence en calculant pour chaque phase le terme Γ^* sur une surface située juste en aval du bord de fuite du volet. Le résultat est présenté sur la figure 6.20a. La figure 6.20b montre que pour une surface plus loin en aval, le terme Γ^* est pratiquement constante pour $r = 10\%$ ce qui met en avant la perte de cohérence des structures tourbillonnaires, contrairement au cas $r = 50$ %.

Pour rappel, les mesures fil chaud en sortie de fente (voir chapitre 3) ont mis en évidence quatre pics de vitesse répartis sur une période d'actionnement. Ainsi, le fait d'observer une succession de structures tourbillonnaires au bord de fuite du volet émises à une fréquence identique à celle de la fréquence d'actionnement suggère qu'un phénomène de coalescence des structures tourbillonnaires générées par le soufflage a lieu entre la fente de soufflage et le bord de fuite du volet qui se trouve environ à $100e$ de la fente de soufflage.

La diminution du rapport cyclique d'ouverture a permis de conserver la même augmentation de pression au culot par rapport au cas sans contrôle actif tout en augmentant l'efficacité du système. Cela met en avant que la structure tourbillonnaire générée au début du soufflage que cela soit pour $r = 10\%$ ou $r = 50\%$ est déterminante pour faire recoller l'écoulement sur le volet et ainsi obtenir une réduction de traînée.

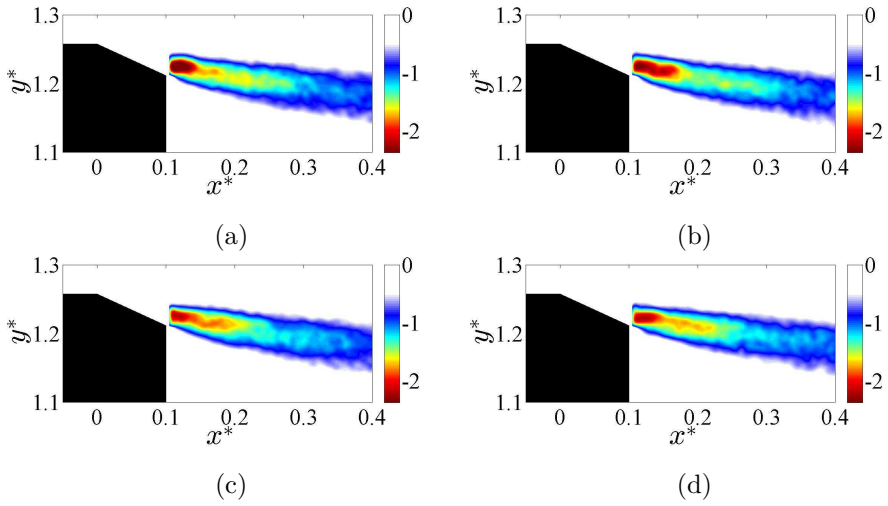


FIGURE 6.18: Cartographies de la vorticité moyennée en phase avec contrôle à $St_H = 3.2$ pour un rapport cyclique $r = 10$ % pour les phases $\Phi = 0°$ (a), $\Phi = 80°$ (b), $\Phi = 200°$ (c) et $\Phi = 280°$ (d).

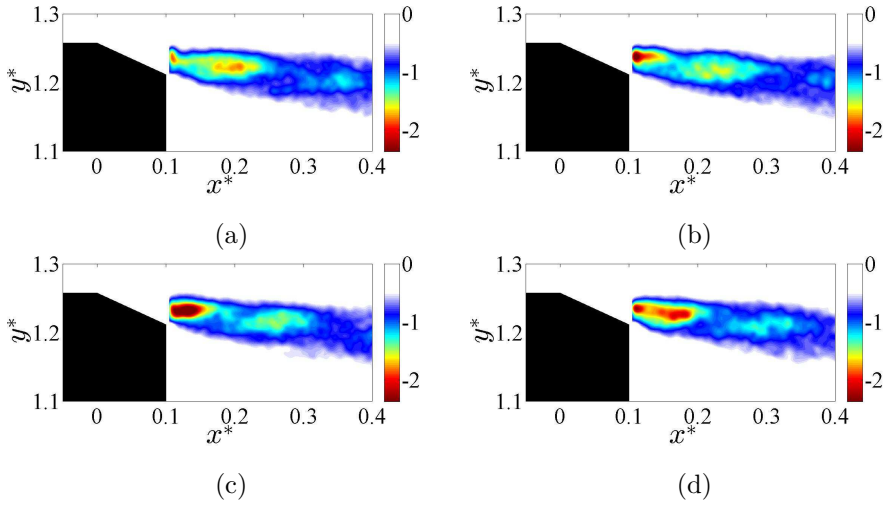
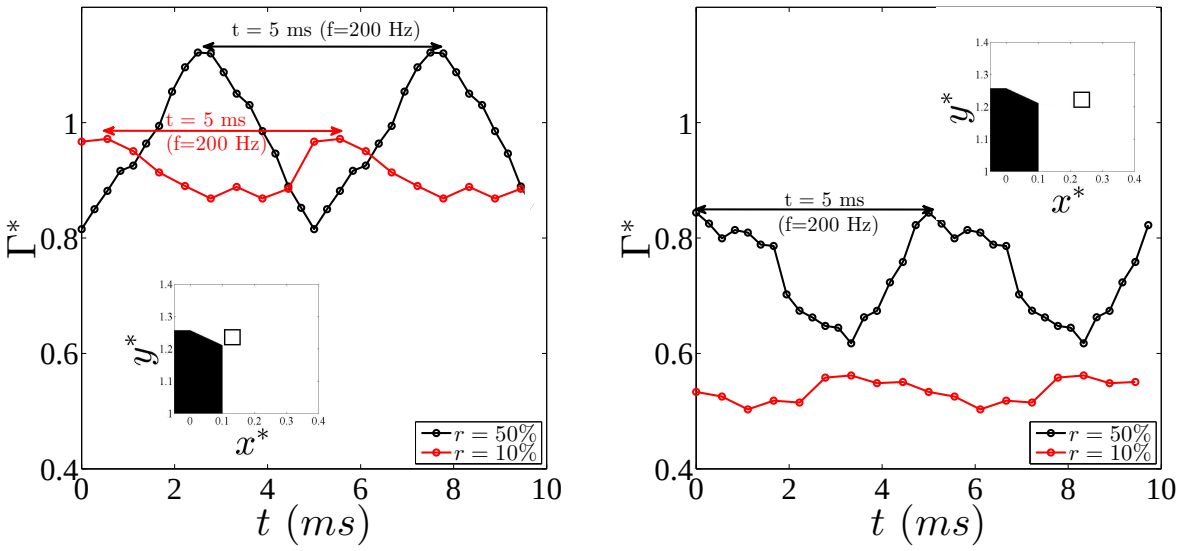


FIGURE 6.19: Cartographies de la vorticité moyennée en phase avec contrôle à $St_H = 3.2$ pour un rapport cyclique $r = 50$ % pour les phases $\Phi = 0°$ (a), $\Phi = 80°$ (b), $\Phi = 200°$ (c) et $\Phi = 280°$ (d).



(a) (b)

FIGURE 6.20: Évolution de Γ^* calculée pour chaque phase en bord de fuite du volet supérieur sur le domaine représenté par le rectangle noir sur l'insert. Deux périodes d'actionnement sont représentées.

6.2.4.4 Bilan énergétique

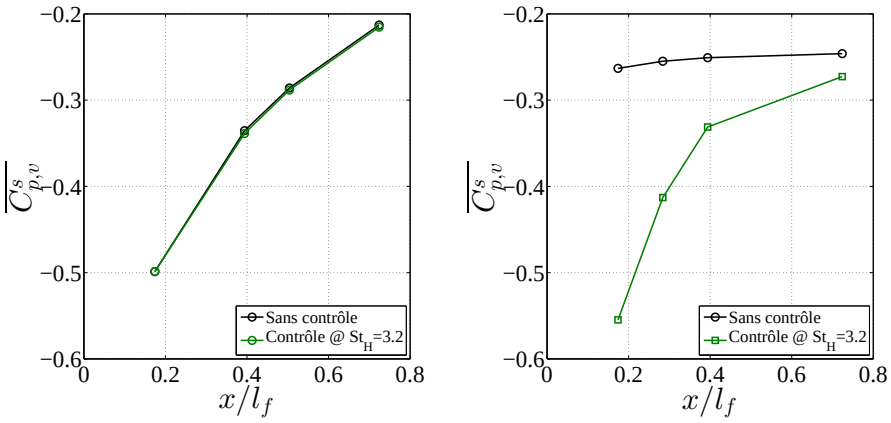
Le contrôle actif est énergétiquement intéressant si la puissance consommée pour le fonctionnement du système est inférieure au gain de puissance obtenu par la réduction de traînée. Un rapide bilan est réalisé pour les deux rapports cycliques en comparant la puissance gagnée par une réduction de traînée P_g et la puissance consommée par le fonctionnement du contrôle P_c. Les expressions de P_g et P_c sont définies par l'équation (6.1) avec C_{x0} le coefficient de traînée obtenu sans contrôle actif, S la surface frontale de la maquette, n le nombre d'actionneurs utilisé ($n = 15$) ; s et e représentent respectivement la largeur et l'épaisseur de la fente de soufflage et $\overline{u_{j,d}}$ la vitesse moyenne de débit en sortie de fente autrement dit, la vitesse de soufflage équivalente en supposant un jet continu. La puissance P_c est normalement définie avec le terme $\overline{u_{j,d}^3}$. Il n'est pas possible de mesurer cette valeur, c'est pour cela que P_c s'exprime avec $\overline{u_{j,d}}^3$ où $\overline{u_{j,d}}$ est directement mesurée avec le débitmètre.

$$P_g = \frac{1}{2}\rho S(C_{x_0} - C_x)U_\infty^3, \quad P_c = \rho n s e \overline{u_{j,d}}^3 \tag{6.1}$$

Pour rappel, la vitesse de débit pour un rapport cyclique de 50% vaut 9 m/s et 3 m/s pour un rapport cyclique de 10 %. Pour $r = 50\%$, le rapport $P_g/P_c \sim 20$ est largement supérieur à 1 et montre que cette solution de contrôle présente un réel intérêt pour réduire la traînée aérodynamique avec une bonne efficacité. La forte réduction de $\overline{u_{j,d}}$ pour $r = 10\%$ entraîne un rapport P_g/P_c pratiquement trente fois plus élevé que celui obtenu pour $r = 50\%$.

6.3 Écoulement de classe (IV)

L'effet du contrôle actif est maintenant analysé pour un écoulement de classe (IV) correspondant à $\lambda = 0.95$ pour les configurations A et B.



(a) (b)

FIGURE 6.21: Profil de pression le long du volet supérieur pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$ pour la configuration A (a) et la configuration (B).

	Configuration A				Configuration B			
	$\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$	$\langle\overline{C^s_{p,v}}\rangle$	$\langle\overline{C^l_{p,v}}\rangle$	$\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$	$\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$	$\langle\overline{C^s_{p,v}}\rangle$	$\langle\overline{C^l_{p,v}}\rangle$	$\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$
Sans contrôle	-0.154	-0.329	-0.303	-0.181	-0.164	-0.251	-0.309	-0.187
Avec contrôle à $St_H = 3.2$	-0.157	-0.331	-0.308	-0.184	-0.145	-0.352	-0.298	-0.174

TABLE 6.3: Valeurs du coefficient de pression moyen au culot $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$, sur le volet supérieur $\langle\overline{C^s_{p,v}}\rangle$, sur le volet latéral $\langle\overline{C^l_{p,v}}\rangle$ et sur l'ensemble de la partie arrière de la maquette $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ pour l'écoulement naturel et contrôle à $St_H = 3.2$ pour les configurations A et B.

6.3.1 Nature de l'écoulement au-dessus du volet supérieur

L'évolution de la pression sur le volet supérieur, présentée sur la figure 6.21, indique que l'écoulement naturel est attaché pour la configuration A et décollé pour la configuration B comme pour l'écoulement de classe (II). La pression moyenne sur le volet supérieur pour l'écoulement de classe (IV) par rapport à l'écoulement de classe (II) est plus faible de 11% pour la configuration A et plus faible de 67% pour la configuration B. Ces diminutions de la pression sur le volet supérieur sont associées à une vectorisation accrue de l'écoulement. En effet, pour l'écoulement de classe (IV), le sillage est composé dans son plan médian d'une paire de structures contra-rotatives dissymétriques. La structure la plus importante, génératrice d'une zone de basse pression, est située dans la partie supérieure du sillage. Cette zone de basse pression va alors naturellement "attirer" l'écoulement vers l'intérieur du sillage, synonyme d'un effet de vectorisation accru.

Avec le contrôle actif, l'écoulement recolle sur le volet pour la configuration B. L'écoulement reste toujours attaché pour la configuration A. L'effet du contrôle actif sur la pression au niveau du volet supérieur est donc similaire à celui de la classe (II). Les pressions moyennes sur le volet supérieur et sur les volets latéraux sont résumées dans le tableau 6.3. On constate que la pression sur les volets latéraux reste toujours constante avec $\langle\overline{C^l_{p,v}}\rangle \sim -0.3$. Cette valeur de pression indique que l'écoulement est attaché aux volets.

6.3.2 Pression au culot

Les cartographies de pression au culot pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$ sont présentées sur la figure 6.22. La répartition de pression est toujours stratifiée verticalement mais les pressions les plus élevées sont maintenant localisées dans la partie basse du culot (renversement du sillage). Pour la configuration A, la pression au culot ne varie pratiquement pas sous l'effet du contrôle. Par contre, pour la configuration B, une augmentation de la pression est constatée sur l'en-

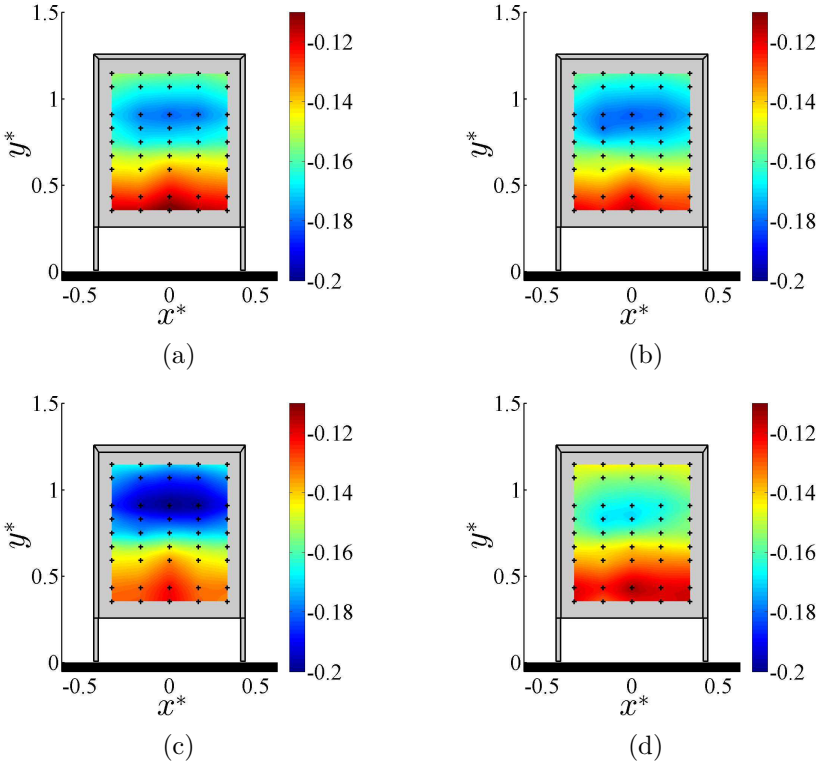


FIGURE 6.22: Cartographies du coefficient de pression statique $\overline{C_{p,c}}$ au culot de la maquette pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$ respectivement pour la configuration A (a,b) et la configuration B (c,d).

semble du culot. Les valeurs de $\langle\overline{C_{p,c}}\rangle$ et $\langle\overline{C_{p,a}}\rangle$ sont précisées dans le tableau 6.3. On constate que, comme pour la classe (II), la pression globale au culot est plus élevée pour la configuration B avec contrôle actif que pour la configuration A. Le contrôle actif à hautes fréquences pour la configuration B permet d'obtenir des gains sur la pression globale au culot de 7% (figure 6.23). Pour cette vitesse de soubassement, où aucune perte de charge n'est introduite dans la zone de soubassement, le rapport entre $\Delta C_x/C_{x_0}$ et $\Delta\langle\overline{C_{p,a}}\rangle/\langle\overline{C_{p,a}}\rangle_0$ est de -0.66 comme pour la classe (II). Ce rapport est comparable à celui obtenu par Barros [13] sur un corps d'Ahmed à culot droit où le rapport est égal à -0.70.

Les fluctuations de pression au culot sont présentées sur la figure 6.24. Pour la configuration A, le contrôle actif induit une augmentation des fluctuations de pression tandis que pour la configuration B, le contrôle entraîne une diminution des fluctuations de pression. On s'intéressera dans la suite uniquement à la configuration B.

6.3.3 Modification de l'écoulement de sillage

6.3.3.1 Champ moyen de vitesse

Les mesures de pression sur le volet supérieur indiquent que l'écoulement naturel est décollé du volet mais que le contrôle à $St_H = 3.2$ permet de faire recoller l'écoulement sur le volet ce qui engendre une vectorisation de l'écoulement supérieur. Les cartographies de vitesse dans le plan médian présentées sur la figure 6.25(a,b) confirment ce constat. La hauteur du sillage est réduite de 12% en $x^* = 1$ (figure 6.25c). Cette vectorisation de l'écoulement a pour conséquence de déplacer le centre de la principale structure tourbillonnaire (synonyme de basse pression) plus loin du culot. Les coordonnées du centre de cette structure évoluent de $(x^*, y^*) = (0.16, 0.95)$ à $(x^*, y^*) = (0.19, 0.95)$. L'éloignement de cette structure peut contribuer à l'augmentation de la pression au culot. Les cartographies de vitesse dans le plan horizontal pour l'écoulement naturel et contrôlé à St_H sont présentées

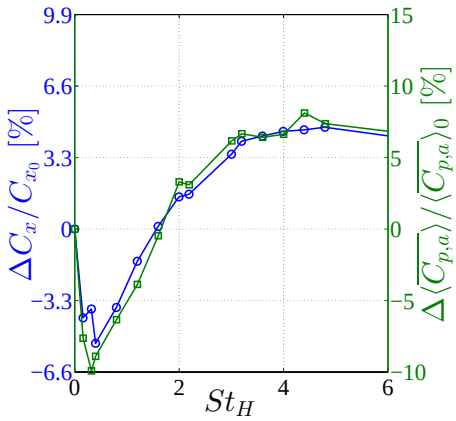


FIGURE 6.23: Évolution des écarts de traînée $\Delta C_x/C_{x_0}$ et de pression $\Delta\langle\overline{C_{p,a}}\rangle/\langle\overline{C_{p,a}}\rangle_0$ en fonction de la fréquence d'actionnement pour la configuration B.

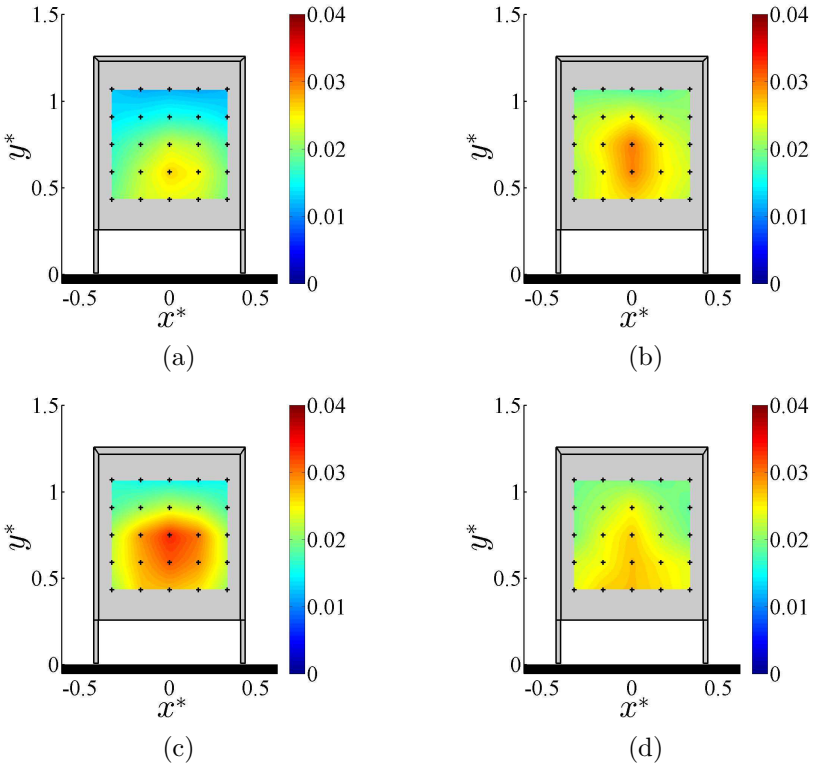
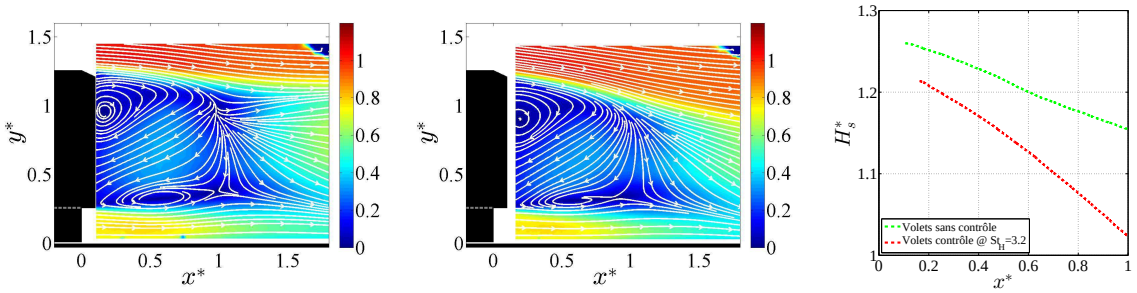
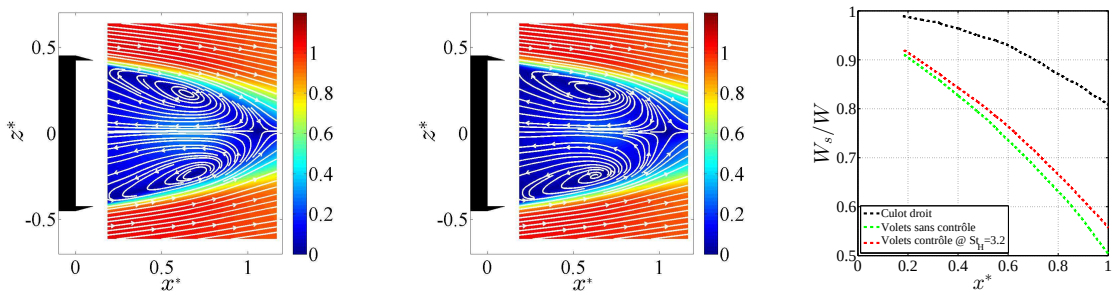


FIGURE 6.24: Cartographies des fluctuations de pression au culot de la maquette pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$ respectivement pour la configuration A (a,b) et la configuration B (c,d).



(a) (b) (c)

FIGURE 6.25: Cartographies de la norme de la vitesse avec les lignes de courant dans le plan médian pour l'écoulement naturel (a) et contrôlé à $St_H = 3.2$ (b). Évolution de la hauteur du sillage (c) pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$



(a) (b) (c)

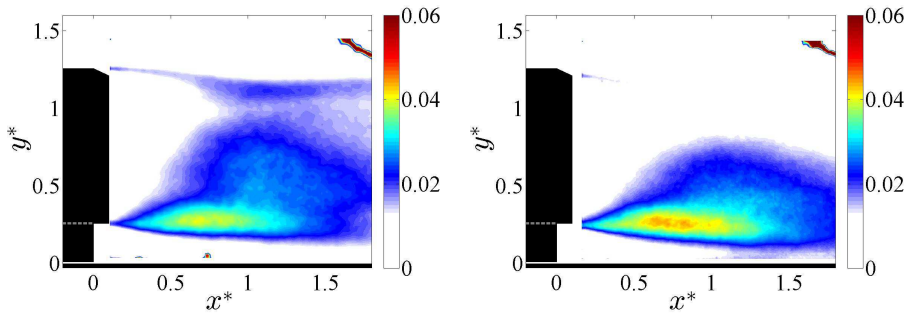
FIGURE 6.26: Cartographies de la norme de la vitesse avec les lignes de courant dans le plan horizontal à mi-hauteur de la maquette pour l'écoulement naturel (a) et contrôlé à $St_H = 3.2$ (b). Évolution de la hauteur du sillage (c) pour l'écoulement naturel et contrôlé à $St_H = 3.2$

sur la figure 6.26(a,b). Le contrôle actif induit peu de changement sur la structure du sillage. On note une légère augmentation de la largeur du sillage d'un peu plus de 10% en $x^* = 1$ par rapport à l'écoulement non contrôlé (figure 6.26c). Par rapport à la configuration à culot droit, la largeur du sillage est réduite d'environ 30% en $x^* = 1$.

6.3.3.2 Turbulence

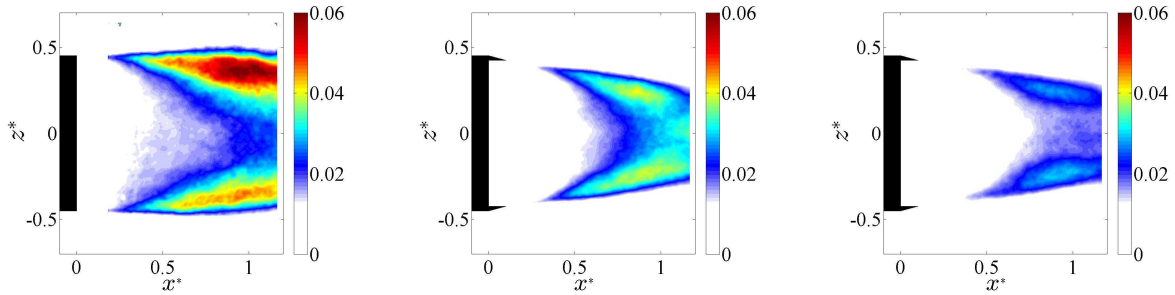
Les cartographies d'énergie cinétique turbulente k^* dans le plan médian sont présentées sur la figure 6.27. Dans la couche de cisaillement supérieure, le contrôle permet de diminuer les fluctuations de vitesse. Toutefois, ces dernières augmentent dans la couche de cisaillement inférieure, là où la turbulence est initialement la plus élevée. Il semblerait donc judicieux d'appliquer du contrôle dans la partie inférieure pour diminuer la turbulence. Les cartographies de k^* dans le plan horizontal sont présentées sur la figure 6.28. Comme pour la classe d'écoulement (II), le contrôle à $St_H = 3.2$ permet de réduire de façon significative la turbulence dans le sillage. Comparativement à la configuration à culot droit, le maximum de k^* dans ce plan horizontal est réduit de 63% avec la combinaison des contrôles passif et actif.

Le contrôle actif permet de faire recoller l'écoulement supérieur sur le volet et de diminuer les fluctuations de vitesse dans le sillage hormis dans la couche de cisaillement inférieure. Malgré l'augmentation de la turbulence dans celle-ci, le contrôle actif permet d'augmenter la pression moyenne au culot. Ceci indique que le facteur principal de la réduction de l'effort de traînée provient de l'effet de vectorisation rendu possible par l'utilisation du contrôle actif pour la configuration B.



(a) (b)

FIGURE 6.27: Cartographies de l'énergie cinétique turbulente k^* dans le plan médian pour l'écoulement naturel (a) et contrôlé à $St_H = 3.2$ (b).



(a) (b) (c)

FIGURE 6.28: Cartographies de l'énergie cinétique turbulente k^* dans le plan horizontal à mi-hauteur de la maquette pour l'écoulement naturel sans volet (a), avec volets (b) et contrôlé à $St_H = 3.2$ (c).

6.4 Synthèse du chapitre

L'étude menée dans ce chapitre porte sur des écoulements de sillage de classe (II) et de classe (IV) obtenus avec la maquette 1/8e équipée d'un système de contrôle actif (jets pulsés à une fréquence d'actionnement $St_H = 3.2$) et de volets déflecteurs. Deux angles du volet supérieur sont testés ; 15° pour la configuration A et 22.5° pour la configuration B. Les angles des volets latéraux sont fixés à 15°.

Pour les deux classes d'écoulement, l'utilisation du contrôle actif ne permet par d'obtenir de gain supplémentaire sur la pression globale de la maquette lorsque l'écoulement non contrôlé est attaché aux volets (configuration A). Par contre, lorsque l'écoulement est naturellement détaché du volet supérieur, le contrôle actif à hautes fréquences d'actionnement fait recoller l'écoulement et entraîne un effet de vectorisation qui induit un gain sur la pression globale au culot. Plus l'effet de vectorisation est important, plus la pression au culot est élevée. C'est pour cela que l'utilisation du contrôle actif sur la configuration B permet d'obtenir des pressions au culot plus élevées que pour la configuration A qui présente un angle de volet supérieur plus faible. De plus, le contrôle actif à $St_H = 3.2$ permet de réduire la turbulence dans les couches de cisaillement supérieure et latérales pour les deux classes d'écoulement étudiées.

Dans le cas de l'écoulement de classe (II), l'effet du rapport cyclique d'ouverture sur la pression au culot est étudié. La diminution du rapport cyclique d'ouverture de 50% à 10% ne modifie pratiquement pas la pression globale au culot ni la structure moyenne du sillage, alors que pour $r = 10\%$, l'amplitude maximale de la vitesse du jet est quatre fois plus faible que pour $r = 50\%$. Ces vitesses de jet plus faibles sont suffisantes pour générer un effet de vectorisation. Cette analyse mériterait d'être approfondie en étudiant l'écoulement au-dessus du volet pour comprendre comment le jet interagit avec l'écoulement amont pour $r = 10\%$.

Chapitre 7

Le contrôle d'écoulement en présence d'un vent latéral

CONFIDENTIEL

CONFIDENTIEL

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

Après une introduction portant sur l'intérêt économique, environnemental et technique de cette thèse, une synthèse bibliographique est proposée. Malgré le peu de données portant sur l'aérodynamique instationnaires des poids lourds comparé au secteur automobile, la première partie de la synthèse bibliographique est dédiée à la description de l'écoulement autour du véhicule complet. Cette partie met en avant une spécificité propre aux véhicules poids lourds, à savoir la faible vitesse de soubassement. Ce déficit de vitesse est à l'origine d'un sillage fortement dissymétrique verticalement avec un écoulement de soubassement qui décolle au niveau du sol et qui génère un écoulement de retour vertical en direction du culot. Ce sillage est alors différent de ceux observés sur des géométries simplifiées du type corps d'Ahmed [7] ou modèles GTS/GETS [32, 108] où le sillage est décollé du sol et peut-être décrit en vision moyenne par la présence d'un tore en aval du culot.

Les stratégies de contrôle de nature passive et active sont ensuite présentées. La première approche consiste à ajouter un appendice aérodynamique au niveau du culot de type volet déflecteur. L'objectif principal est alors de réduire la section transversale du sillage. La deuxième solution consiste à injecter une perturbation aérodynamique afin de modifier les propriétés de la turbulence dans les couches de cisaillement. Une dernière possibilité est de combiner une solution de contrôle passive et une solution de contrôle active. Ces diverses stratégies n'ont pas le même degré de maturité et certains mécanismes physiques permettant l'amélioration de la traînée restent encore à être élucidés. Bien que certaines solutions passives soient déjà industrialisées, le contrôle d'écoulement est principalement utilisées sur des démonstrateurs et non sur des véhicules commercialisés.

La synthèse bibliographique ainsi que les résultats issus de simulations numériques effectuées par Renault Trucks mettent en évidence la grande variabilité de la vitesse de soubassement qui évolue entre 10% et 40% de la vitesse du véhicule. Par conséquent, la caractérisation de l'écoulement autour d'une maquette simplifiée de véhicule poids lourd est réalisée pour différentes vitesses de soubassement comprises entre 8% et 86% de la vitesse amont. Cette large gamme permet de couvrir les vitesses observées sur les véhicules réels et également de se rapprocher des vitesses de soubassement observées sur le corps d'Ahmed ou les modèles GTS/GETS. Quatre classes d'écoulement sont déterminées à partir des pressions moyennes au culot. Un bilan de quantité de mouvement effectué en sortie de la zone de soubassement couplé à une étude du gradient de pression de l'écoulement de retour permet d'associer les sillages obtenus aux quatre classes d'écoulement. Le sillage de la classe (I) est caractérisée par une structure tourbillonnaire de grande taille similaire à celle observée derrière une marche descendante. Les classes (II) et (III) sont caractérisées par le décollement au niveau du sol de l'écoulement de soubassement qui vient ensuite impacter respectivement le culot et la couche de cisaillement supérieure. Dans ce dernier cas, l'écoulement de retour issu du soubassement est à l'origine d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz dans la couche de cisaillement supérieure. Enfin le sillage de la classe (IV) est composé dans le plan médian par deux structures contra-rotatives décollées du sol comme pour le corps d'Ahmed et les modèles GTS/GETS. La dynamique de l'ensemble de ces sillages est caractérisée par un détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral autour de $St_W \sim 0.2$ qui est cependant nettement plus intense pour la classe (I).

L'évolution des caractéristiques du sillage en présence de volets déflecteurs disposés sur le bord supérieur et les bords latéraux est étudiée dans le chapitre 5. Pour les trois volets, un angle de 15° est choisi afin d'avoir un écoulement attaché sur les volets. L'effet de vectorisation permet alors d'augmenter la pression au culot pour l'ensemble des classes d'écoulement. Les mêmes outils d'analyse (bilan de quantité de mouvement et gradient de pression) appliqués en sortie du soubassement permettent de retrouver les quatre classes d'écoulement précédentes, qui sont plus difficilement discernables avec les mesures de pression au culot. A part l'effet de vectorisation, l'utilisation du contrôle passif ne modifie pas la structure générale du sillage par rapport à la configuration à culot droit. Toutefois, pour la classe (II), l'écoulement de retour issu du soubassement impacte maintenant la couche de cisaillement supérieure ce qui entraîne l'apparition d'instabilités de type Kelvin-Helmoltz ce qui a pour effet d'en augmenter la turbulence. Pour la classe (III) ces instabilités sont toujours présentes mais elles sont atténuées par l'ajout des volets. Ces volets permettent également d'atténuer l'intensité du détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral pour l'ensemble des classes. Excepté pour la couche de cisaillement supérieure pour la classe (II), les volets atténuent les fluctuations de vitesse dans le sillage. Enfin, l'ajout des volets entraîne pour les vitesses les plus élevées de la classe (IV) un renversement du sillage qu'on appelle plus communément bi-stabilité. Il s'agit d'une bi-stabilité haut/bas décrite plus en détails dans l'annexe A.

Le chapitre 6 est dédié à l'association de jets pulsés avec un volet déflecteur. Seules deux classes d'écoulement sont étudiées : la classe (II) est proche du sillage des poids lourds et la classe (IV) est similaire aux sillages observés sur un corps d'Ahmed ou modèles GTS/GETS. Deux configurations de volet supérieur sont testées. Pour la configuration A, le volet est incliné d'un angle de 15° ce qui permet à l'écoulement supérieur d'être attaché au volet. Pour la configuration B, l'angle de 22.5° entraine un écoulement décollé du volet. Pour les deux classes d'écoulement testées, l'actionnement à haute fréquence ne permet pas d'obtenir de gains sur la traînée lorsque l'écoulement non contrôlé est attaché au volet (configuration A). Au contraire lorsque l'écoulement non contrôlé est détaché du volet (configuration B), le contrôle à hautes fréquences permet d'obtenir des gains maximum sur la traînée de plus de 7.6% pour la classe (II) et de 4.7% pour la classe (IV). Il est important de souligner que la configuration B avec contrôle à haute fréquence permet d'obtenir un meilleur $\overline{C_{p,a}}$ que pour la configuration A sans contrôle. L'effet du rapport cyclique (50% et 10%) est testé pour une fréquence d'actionnement $St_H = 3.2$. Pour un rapport cyclique de 10% la vitesse du jet est fortement réduite par rapport à celle obtenue pour $r = 50\%$. Ainsi la structure tourbillonnaire au début de la phase de soufflage pour un rapport cyclique de 10% semble suffisante pour permettre à l'écoulement de recoller sur le volet. Aucune différence sur la pression au culot ou sur la structure du sillage n'est observée et l'efficacité énergétique du système est grandement améliorée par cette réduction du rapport cyclique.

Ces travaux ont démontré le potentiel d'un système de contrôle passif associé à un contrôle actif pour la réduction de la traînée aérodynamique d'une géométrie simplifiée de véhicule poids lourds. Cependant avant l'implémentation d'un tel système sur des véhicules commercialisables, plusieurs points doivent être approfondis ou étudiés. Nous proposons ci-dessous quelques pistes possibles :

1. Dissocier le contrôle actif entre le haut et les côtés du culot pour mieux comprendre ce qu'apporte le contrôle actif sur les côtés.

2. Avoir une meilleure connaissance 3D de l'écoulement de sillage notamment pour les classes (II) et (III). Comprendre notamment comment évolue la structure P_1 entre ces deux classes.

3. Effectuer des mesures PIV au dessus du volet pour comprendre comment agit la dynamique du jet avec l'écoulement pour un rapport cyclique de 50% et de 10%. Y-a-t-il un effet de coalescence des structures tourbillonnaires ?

4. Étudier l'efficacité d'un système de contrôle sur le bord inférieur du culot pour la réduction

de traînée. Ce contrôle pourrait limiter la courbure de l'écoulement de soubassement pour les classes (II) et (III). Pour la classe (IV), un effet de vectorisation pourrait être recherché.

5. Appliquer du contrôle actif sur les volets latéraux où l'écoulement naturel serait décollé ; nécessite d'augmenter l'angle des volets.

6. Optimiser la fréquence d'actionnement en fonction des ondes de pression pour améliorer le bilan énergétique du système. Cela nécessite une meilleure compréhension de la dynamique du jet en fonction de la fréquence d'actionnement et du rapport cyclique d'ouverture.

7. Augmenter encore la fréquence d'actionnement notamment quand l'écoulement est déjà attaché au volet. Cela permettrait peut-être d'exciter des fréquences des couches de cisaillement bien au-delà des fréquences naturelles.

8. Mener des essais sur une géométrie réaliste de véhicule poids lourd.

Annexe A

Etude de la bi-stabilité

Cette annexe a pour objectif de présenter une étude portant sur la sensibilité de la bi-stabilité non pas à la hauteur de la garde au sol [48], ni à l'angle de dérapage [22, 110] mais à la vitesse de soubassement λ. L'étude porte exclusivement sur les valeurs de λ appartenant à la classe d'écoulement (IV) définies dans le chapitre 4. Aucun phénomène de bi-stabilité n'a été observé pour les classes (I) à (III). Les résultats présentés concernent principalement la maquette 1/43e. Toutefois, les observations décrites dans cette annexe ont été également identifiées sur la maquette 1/8e en configuration culot droit et avec volets.

A.1 Bi-stabilité et vitesse de soubassement

La figure A.1 présente les cartographies de pression, des fluctuations de pression, de vitesse moyenne et de l'énergie cinétique turbulente pour la classe d'écoulement (IV) pour la configuration culot droit. L'augmentation de λ n'entraîne pas de changement d'état de l'écoulement de sillage mis en évidence par le gradient vertical de pression qui reste toujours positif. On appellera cet état P. L'augmentation avec λ des fluctuations de pression au culot suggère toutefois qu'une oscillation entre les deux états serait envisageable pour une augmentation encore accrue de λ. Dans le cas de la maquette 1/8e où aucune perte de charge n'est utilisée, la valeur maximale de la vitesse de soubassement est plus élevée que dans le cas de la maquette 1/43e. Il est alors possible d'observer un phénomène d'oscillation haut/bas de l'écoulement comme le montre la figure A.2 avec les forts niveaux de fluctuation de pression et par le changement de signe du gradient de pression vertical. La différence des valeurs absolues du gradient vertical de pression pour les deux états de l'écoulement montrent que ces deux états ne sont pas totalement symétriques. En effet la présence du sol ne permet pas d'obtenir un écoulement symétrique. Ces oscillations restent toutefois marginales et ne sont pas constatées sur tous les enregistrements pour $\lambda = 0.95$.

Dans la configuration avec les volets (figure A.3), un changement d'orientation du sillage est observé pour $\lambda \geq 0.65$. Au premier ordre, une opération de symétrique miroir par rapport au plan médian horizontal a lieu avec une inversion des deux structures tourbillonnaires situées dans la bulle de recirculation. Néanmoins, l'opération de symétrie miroir n'est pas complète : présence d'un point singulier en $x^* = 1$ sur la figure A.3a absent sur les figure A.3(b-d) et persistance de la dissymétrie haut/bas des vitesses entourant la bulle de recirculation. Ainsi pour $\lambda \geq 0.70$, l'ajout des volets a permis à l'écoulement de sillage de se fixer sur le deuxième état statistiquement stationnaire que l'on nommera N. Pour $\lambda = 0.65$, les fluctuations de pression au culot sont largement plus élevées que pour les autres valeurs de λ. Cela montre que pour cette vitesse de soubassement, le sillage oscille entre les états P et N ce qui est l'objet de la partie suivante.

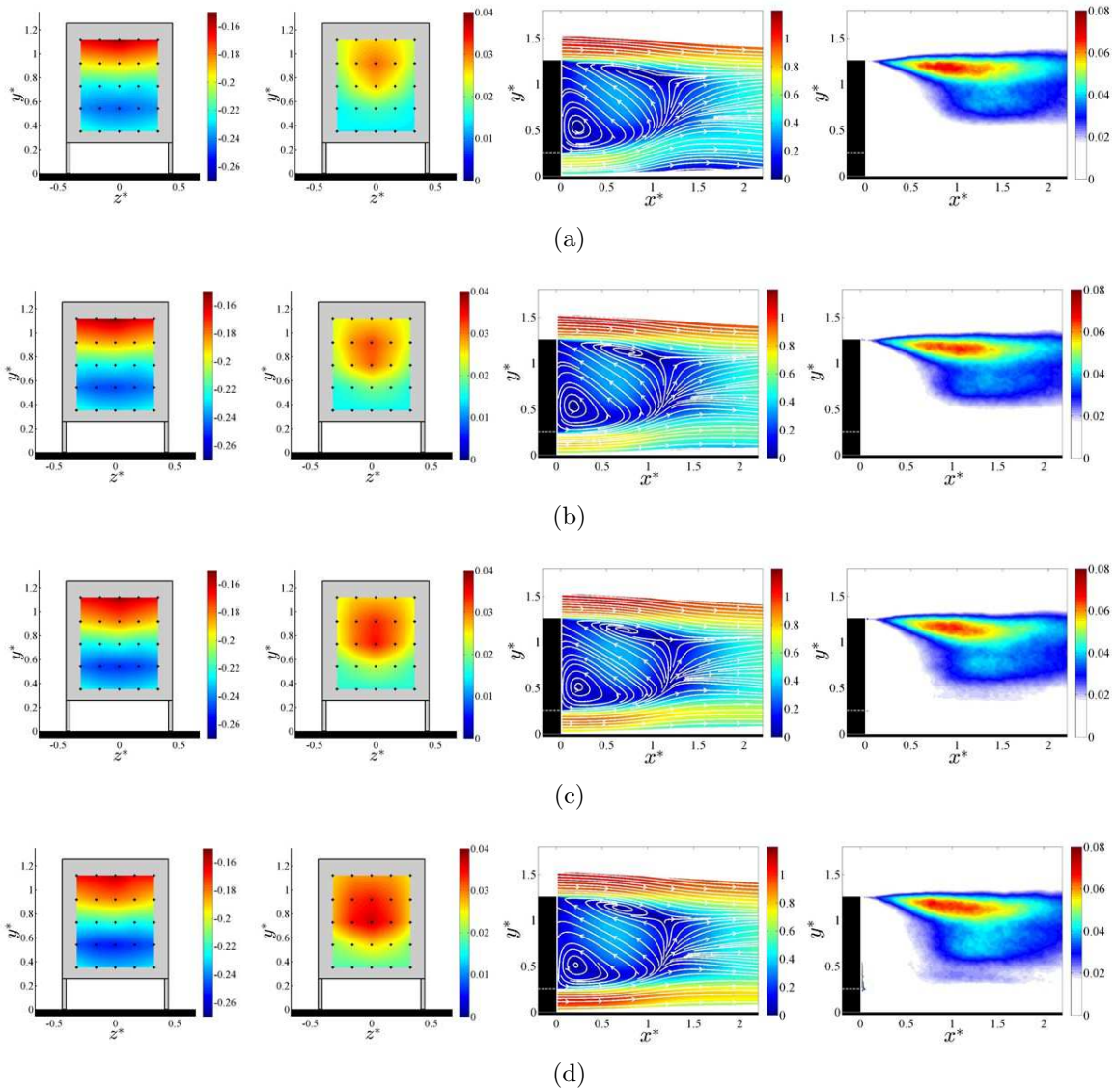


FIGURE A.1: Effet de λ ($\lambda = 0.61$(a), $\lambda = 0.71$(b), $\lambda = 0.79$(c), $\lambda = 0.86$(d)) sur (de gauche à droite) les cartographies du coefficient de pression $\overline{C_{p,c}}$, des fluctuations de pression, de la norme de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente pour la configuration à culot droit de la maquette 1/43e.

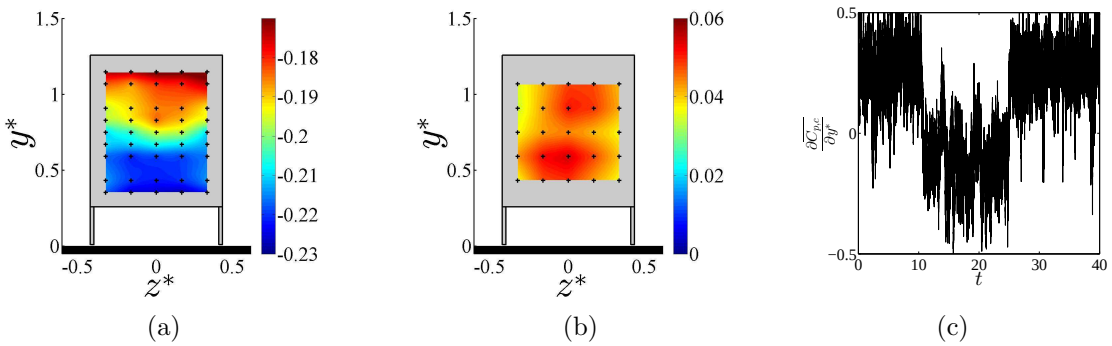


FIGURE A.2: Cartographies du coefficient de pression moyen au culot (a) et des fluctuations de pression (b) pour $\lambda = 0.95$. Évolution temporelle du gradient de pression vertical (c) de la maquette 1/8e.

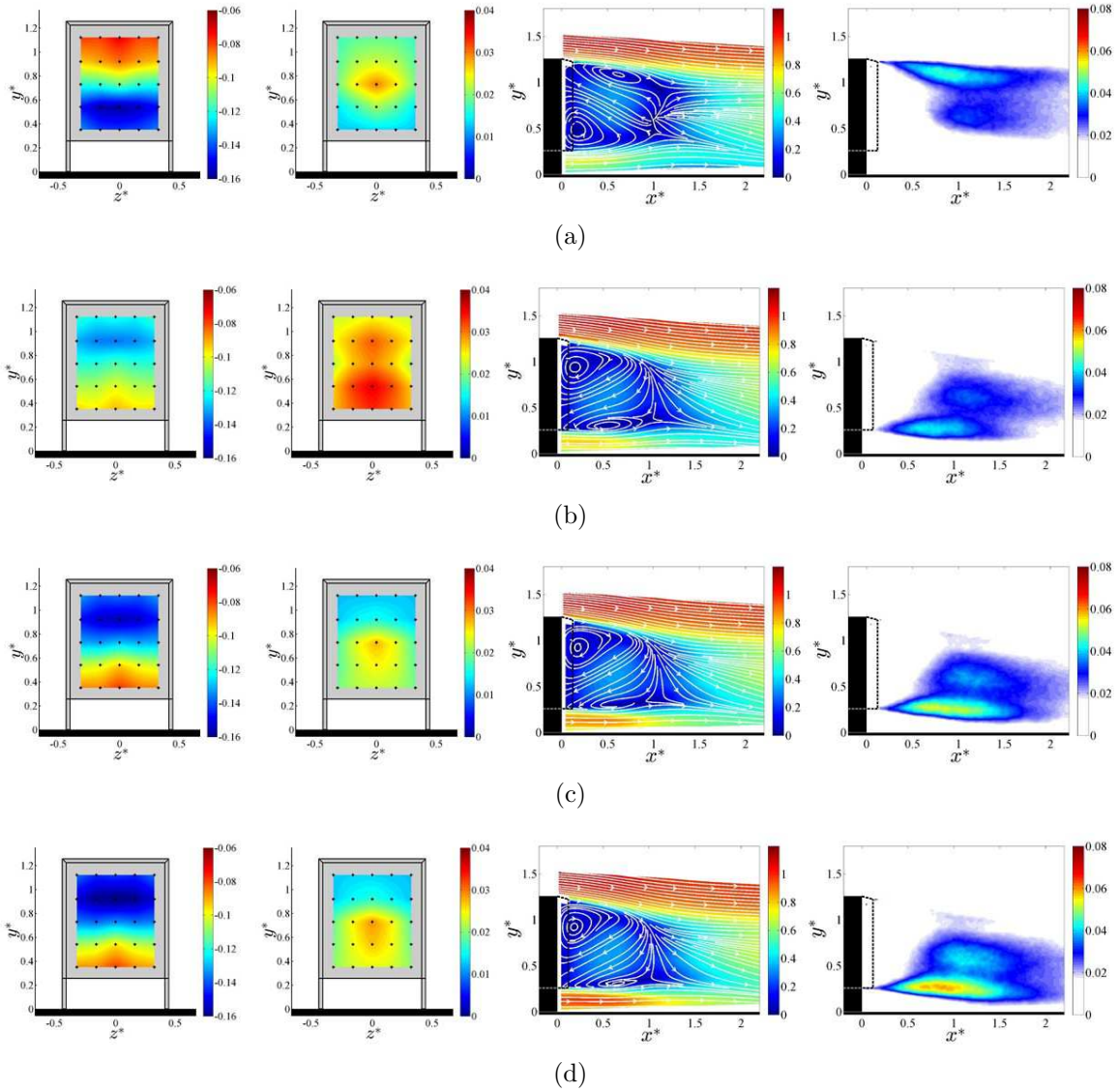


FIGURE A.3: Effet de λ ($\lambda = 0.58$(a), $\lambda = 0.65$(b), $\lambda = 0.70$(c), $\lambda = 0.84$(d)) sur (de gauche à droite) les cartographies du coefficient de pression $\overline{C_{p,c}}$, des fluctuations de pression, de la norme de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente pour la configuration avec les volets déflecteurs de la maquette 1/43e.

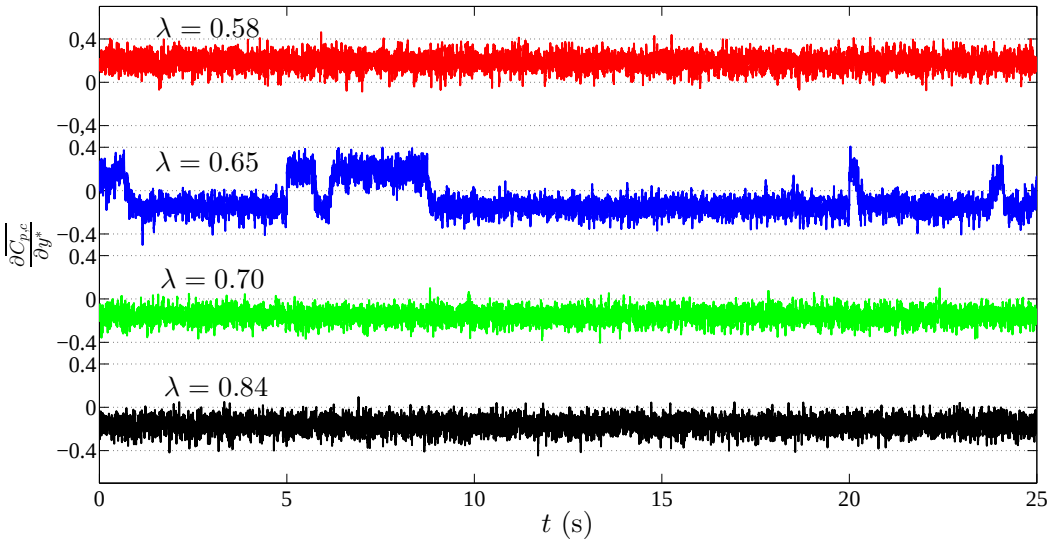


FIGURE A.4: Évolution du gradient de pression vertical $\partial\overline{C_{p,c}}/\partial y^*$ pour différentes vitesses de soubassement dans la configuration avec volets de la maquette 1/43e.

A.2 Identification des deux états par analyse conditionnelle

A.2.1 Analyse du gradient de pression vertical

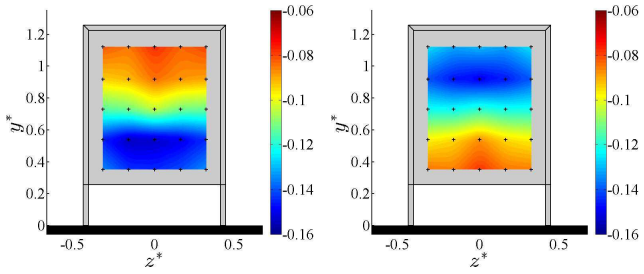
Dans le cas où le sillage oscille entre deux états, il est possible de détecter ce phénomène en analysant les données temporelles des pressions au culot. Pour les corps au rapport d'aspect $H/W < 1$ où l'oscillation de l'écoulement est latérale, l'étude du gradient horizontal permet de mettre en évidence ce phénomène. Pour les corps au rapport d'aspect $H/W > 1$, l'oscillation de l'écoulement est verticale, ainsi l'analyse du gradient de pression vertical permet de mettre en évidence ce phénomène. La figure A.4 présente l'évolution temporelle du gradient de pression vertical pour la configuration avec volets. Seule la vitesse de soubassement $\lambda = 0.65$ permet la co-existence des deux états comme en atteste l'alternance du signe du gradient de pression vertical $\partial\overline{C_{p,c}}/\partial y^*$. Même si le temps d'acquisition est petit devant le temps d'apparition des deux états, on peut établir que le rapport d'existence des deux états est de l'ordre de 80% pour l'état N et 20% pour l'état P. Il se pourrait qu'une vitesse de soubassement soit optimale pour équilibrer ce ratio. Toutefois, l'absence de symétrie verticale du corps étudié, de part la présence du sol et du volet supérieur, ne garantit peut-être pas la possibilité d'obtenir un ratio de 50%/50% entre les deux états. Par ailleurs, le temps de transition T_t entre les deux états est de l'ordre de $65H/U_\infty$ soit toujours plus petit que le temps d'existence de chacun des deux états qui est de l'ordre de 10^2 à 10^3 fois plus grand que le temps caractéristique convectif de l'écoulement H/U_∞ d'après [48].

Afin de dissocier les deux états, les données sont classées selon le signe du gradient de pression vertical puis sont moyennées temporellement. Ces deux moyennes conditionnelles sont présentées sur la figure A.5 et sont globalement similaires aux cartographies du coefficient de pression obtenues pour $\lambda = 0.58$ (état P) et $\lambda = 0.70$ (état N).

A.2.2 Utilisation de la POD

A.2.2.1 Pression au culot

L'analyse du gradient de pression s'est révélée performante pour dissocier les deux états. Cependant, la valeur du gradient de pression est directement conditionnée par la localisation des prises de pression utilisées. Pour s'affranchir de cet inconvénient, la technique POD (Proper Orthogonal Decomposition) introduite par Lumley [78] est utilisée. La POD est particulièrement bien adaptée



(a) (b)

FIGURE A.5: Répartition du coefficient de pression des deux moyennes conditionnelles effectuées à partir du signe du coefficient a_1 : $a_1 < 0$ (a) et $a_1 > 0$ (b)

λ	Mode 2	Mode 3	Mode 4
0.58	20.8	17.1	14.5
0.65	57.8	9.2	8.4
0.70	19.6	16.0	14.1

TABLE A.1: Contribution énergétique en % des premiers modes POD issue des données de pression au culot.

pour l'identification de mécanismes instationnaires à grande échelle [46]. Cette technique consiste à décomposer un signal (de pression en l'occurence) $p(\vec{x}, t)$ en une série de modes M selon l'équation (A.1).

$$p(\vec{x}, t) = \sum_{n=1}^{N} a_n(t) M_n(\vec{x}) \tag{A.1}$$

avec N le nombre de points de mesure égal à 25 (ensemble des points de mesure au culot) et $a_n(t)$ le coefficient temporel associé au mode spatial $M_n(\vec{x})$. En travaillant sur le signal complet et non sur les fluctuations du signal, le premier mode est associé à la moyenne du signal.

Cette technique est appliquée pour $0.58 \leq \lambda \leq 0.70$. Les contributions énergétiques des modes 2 à 4, calculées en ne prenant pas en compte le premier mode, sont précisées dans le tableau A.1. Pour les cas où le sillage n'oscille pas ($\lambda = 0.58$ et $\lambda = 0.70$), les contributions énergétiques des modes 2 à 4 sont du même ordre de grandeur. Pour $\lambda = 0.65$ qui correspond au cas où l'écoulement oscille entre les deux états, le mode deux est nettement plus énergétique que les suivants.

L'évolution temporelle des coefficients est présentée sur la figure A.6 et les modes correspondants sont illustrés sur la figure A.7. Le mode 2 du cas qui oscille révèle une asymétrie par rapport au plan horizontal à mi-hauteur du culot et l'évolution du coefficient a_2 est similaire, au signe près, à celle du gradient de pression vertical. Ce mode révèle donc l'alternance du sillage entre les états P et N de l'écoulement. Bien que plus complexe par rapport au gradient de pression vertical, la POD est également un outil d'analyse permettant de mettre en avant l'oscillation de l'écoulement.

On peut remarquer que le mode 3 pour $\lambda = 0.58$ et le mode 4 pour $\lambda = 0.70$ ressemblent au mode 1 de $\lambda = 0.65$. Toutefois, les coefficients des modes 3 et 4 respectivement pour $\lambda = 0.58$ et $\lambda = 0.70$ n'oscillent pas. Par ailleurs, les modes 2 de $\lambda = 0.58$ et $\lambda = 0.70$ sont similaires au mode 4 pour $\lambda = 0.65$ et traduisent les fluctuations de pression liées aux variations de la hauteur du point d'arrêt. Les mode 4 pour $\lambda = 0.58$ et 3 pour $\lambda = 0.65$ et $\lambda = 0.70$ sont globalement similaires. Pour les trois valeurs de λ ce mode est décrit par une asymétrie latérale qui est soit localisée dans la partie haute

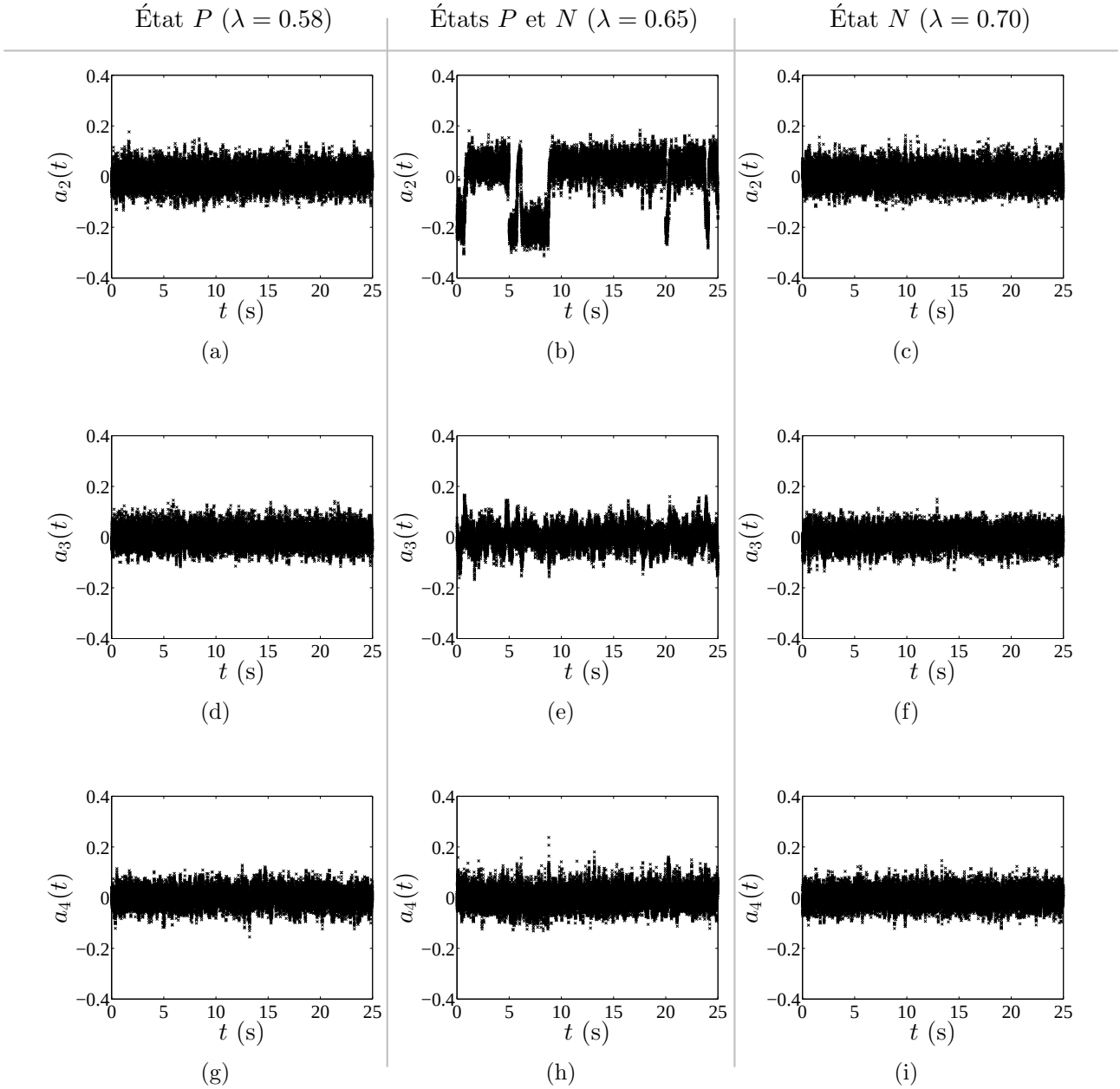


FIGURE A.6: Évolutions temporelles du deuxième (haut), troisième (milieu) et quatrième (bas) coefficient issus des mesures de pression pour $\lambda = 0.58$ (a,d,g), $\lambda = 0.65$ (b,e,h) et $\lambda = 0.70$ (c,f,i).

du culot ou basse. Ces zones font face à la structure tourbillonnaire secondaire observée dans le plan médian. Ces modes sont associés au détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral.

En effet, l'analyse POD pour un écoulement de classe (I) en configuration culot droit, où le détachement tourbillonnaire périodique alterné latéral est le plus marquée, confirme cette analyse. La cartographie du mode 3 (figure A.8a) est similaire à celles présentées (figure A.7) précédemment avec une asymétrie latérale. De plus, l'analyse spectrale menée sur les quatre premier coefficients révèle un pic en $St_W = 0.23$ uniquement pour le coefficient a_3 comme le montre la figure A.8b.

Par ailleurs, il est intéressant de souligner que le mode 2 (mode asymétrique vertical) du cas qui oscille ($\lambda = 0.65$) est d'un point de vue conceptuel proche du premier mode trouvé par Volpe et al. [110] (ils effectuent la POD sur les fluctuations de pression) pour un corps d'Ahmed à culot droit qui décrit le phénomène de bi-stabilité latérale. Toutefois, le mode 1 obtenu par Volpe et al. [110] est également associé au "vortex shedding" latéral alors que pour la maquette 1/43e ce vortex shedding est détecté sur le mode 3.

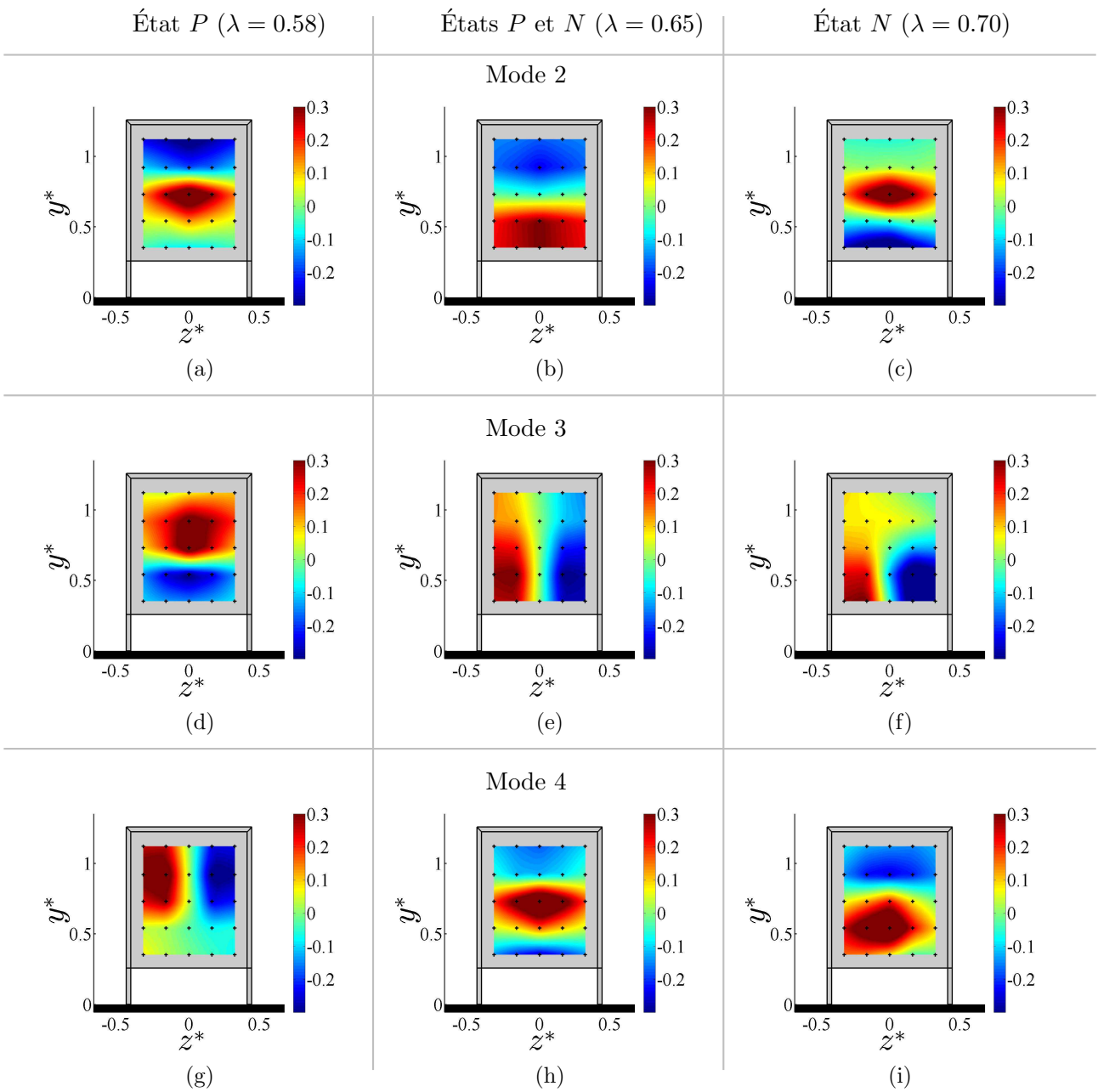


FIGURE A.7: Deuxième (haut), troisième (milieu) et quatrième (bas) mode issus des mesures de pression pour $\lambda = 0.58$ (a,d,g), $\lambda = 0.65$ (b,e,h) et $\lambda = 0.70$ (c,f,i).

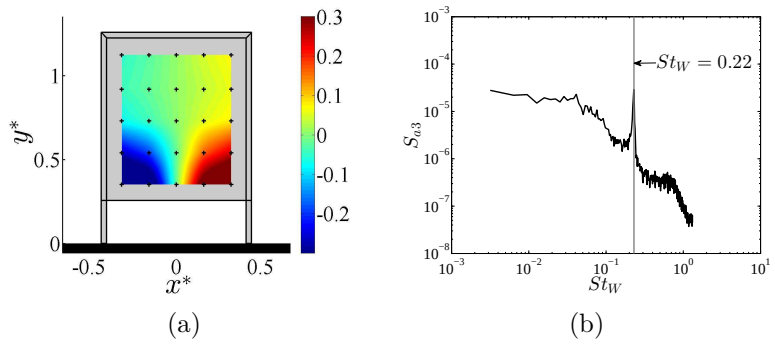
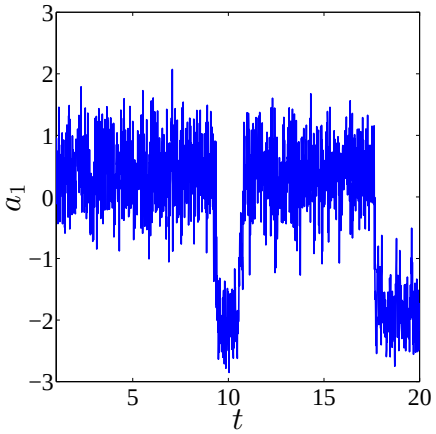


FIGURE A.8: Cartographie du mode 3 (a) et analyse spectrale du coefficient a_3 (b) pour $\lambda = 0.08$ pour la maquette en configuration culot droit.

λ	Mode 2	Mode 3	Mode 4
0.65	20.3	4.7	4.5

TABLE A.2: Contribution énergétique en % des premiers modes POD issue des données de vitesse dans le plan médian.



(a)

FIGURE A.9: Évolution du coefficient du mode 1 obtenu sur les mesures de vitesse. Le coefficient a été normalisé par la racine carrée de la valeur propre du mode 1.

A.2.2.2 Champ de vitesse dans le sillage

Des mesures de vitesse dans le sillage ont été enregistrées par PIV rapide pour le cas qui oscille. Cependant, aucune mesure de pression synchronisée avec l'acquisition PIV n'a été effectuée. Il n'est alors pas possible d'utiliser les données de pression pour distinguer les deux états de l'écoulement sur les mesures PIV. Pour distinguer ces deux états, Grandemange et al. [48] utilisent le signe de la vitesse verticale intégrée sur un domaine délimité au sein de la bulle de recirculation. Pour notre part, nous appliquons la méthode POD au champ de vitesse. Le premier mode est cinq fois plus énergétique que les modes 2 et 3 (tableau A.2). Le signe du premier coefficient (figure A.9) permet ensuite d'établir des moyennes conditionnelles sur les champs de vitesse illustrés sur la figure A.10. Comme observé précédemment sur les données de pression, les deux états formant l'écoulement de sillage pour $\lambda = 0.65$ sont similaires à ceux obtenus pour des vitesses de soubassement légèrement inférieure ($\lambda = 0.58$) ou supérieure ($\lambda = 0.70$).

A.3 Discussion

Selon la configuration du corps étudié, le sillage peut osciller entre deux états ou peut choisir de se fixer sur un des deux états de façon permanente. Ce phénomène de bi-stabilité a été mis en évidence par Grandemange et al. [47, 48, 49] sur un corps d'Ahmed à culot droit et sur un corps non profilé à culot droit avec un raport $H/W > 1$. Pour ces deux corps, le phénomène de bi-stabilité est observé pour $G^* >\sim 0.08$. Au-delà de cette hauteur de garde au sol aucun décollement de l'écoulement de soubassement n'est présent. Pour le corps d'Ahmed, il y a alors existence de deux modes symétriques par rapport au plan vertical médian (symétrie miroir). Cette bi-stabilité latérale n'est plus présente lorsque le corps est mis en dérapage car l'écoulement n'est plus symétrique [22, 110]. Pour le corps non profilé avec $H/W > 1$, on peut distinguer les configurations $G^* >> 1$ et $0.1 < G^* < 1$. Dans la première configuration, il n'y a pas d'effet de sol, le sillage est alors décrit par deux modes symé-

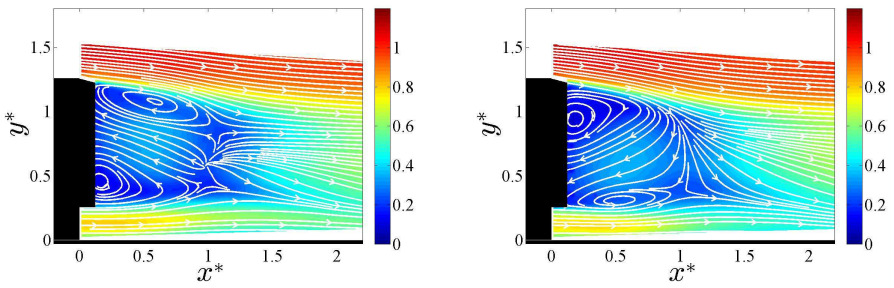


FIGURE A.10: Moyennes conditionnelles du champ de vitesse pour $a_1 < 0$ (a) et $a_1 > 0$ (b) pour $\lambda = 0.65$.

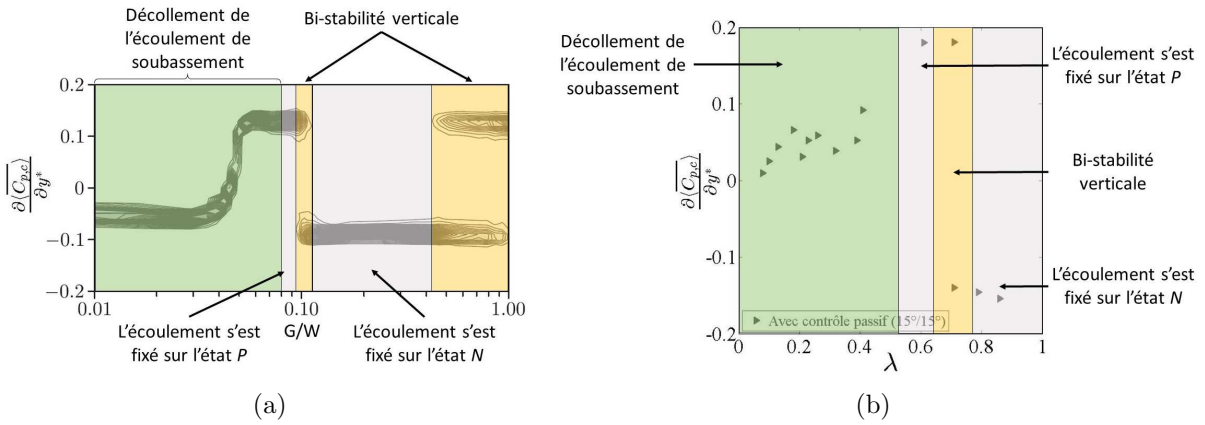


FIGURE A.11: Evolution de la densité de probabilité du gradient de pression vertical en fonction de la garde au sol (a), d'après Grandemange et al. [48] et évolution du gradient de pression vertical en fonction de la vitesse de soubassement sur la maquette 1/43e équipée de volets déflecteurs (b). Pour le cas bi-stable, les valeurs du gradients des états P et N sont représentés.

triques par rapport au plan horizontal médian. Dans la deuxième configuration, il y a existence de bi-stabilité mais les deux modes ne sont pas strictement symétriques à cause du sol. Cette absence de symétrie peut conduire l'écoulement à venir se fixer sur un des deux états. Nous pensons que c'est ce qui se passe sur les expériences de Grandemange et al. [48] pour $0.10 < G/W \leq 0.4$ (figure A.11a).

Dans notre cas, le phénomène de bi-stabilité haut/bas est également observé uniquement lorsque la bulle de recirculation est détachée du sol (classe (IV)). Par ailleurs, l'oscillation du sillage entre les états P et N est un cas marginal et correspond à la transition entre les deux états stables lorsque λ augmente (figure A.11b). On retrouve alors la même évolution du gradient de pression vertical que pour l'expérience de Grandemange et al. pour $G/W \leq 0.4$. Si on était en mesure d'augmenter la vitesse de soubassement ou la garde au sol sur la maquette 1/43e, on ne constaterait peut-être pas de cas oscillants car l'écoulement serait toujours dissymétrique à cause de la présence du volet supérieur. Pour la configuration à culot droit où l'on aurait un sillage d'avantage symétrique, il se pourrait que l'on observe de nouveau un sillage oscillant.

A.4 Conclusion

L'étude réalisée dans cette annexe a permis de mettre en évidence le phénomène d'oscillation haut-bas de l'écoulement de sillage par le changement de la vitesse de soubassement. Ce phénomène

de bi-stabilité avait été jusqu'à présent uniquement mis en évidence par le changement de garde au sol [47, 48, 49]. Dans notre cas, le phénomène d'oscillation est observée pour une seule vitesse de soubassement appartenant à la classe (IV). En dehors de cette vitesse, le sillage se fixe sur un des deux états. La présence du sol ne permettra jamais d'obtenir une symétrie parfaite du sillage. Ainsi un équilibre parfait sur le ratio d'existence des états P et N serait peut-être difficilement atteignable. Cela est différent de la bi-stabilité latérale observée sur un corps d'Ahmed où les deux états coexistent équitablement [110] lorsque la maquette est alignée avec l'écoulement.

Annexe B

Turbulence dans le plan médian de la maquette 1/43e équipée de volets

Cette annexe présente les cartographies des tensions normales de Reynolds pour la maquette 1/43e équipée des volets déflecteurs. Ces dernières sont rassemblées par classe d'écoulement.

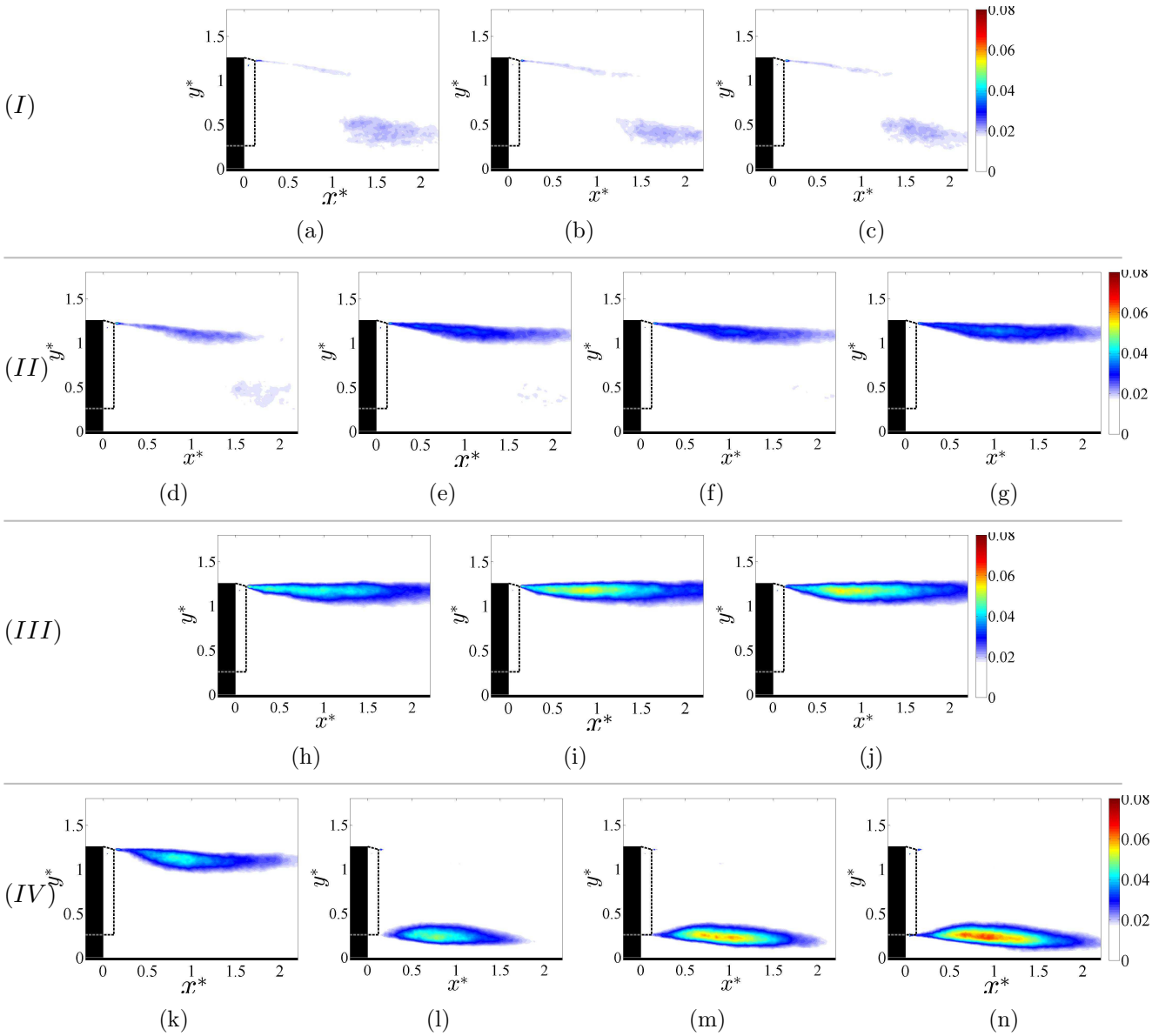


FIGURE B.1: Cartographies de la tension de Reynolds $\overline{u'^* u'^*}$ normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan médian pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.14$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.22$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.31$ (h), $\lambda = 0.38$ (i), $\lambda = 0.44$ (j), $\lambda = 0.58$ (k), $\lambda = 0.65$ (l), $\lambda = 0.70$ (m) et $\lambda = 0.84$ (n).

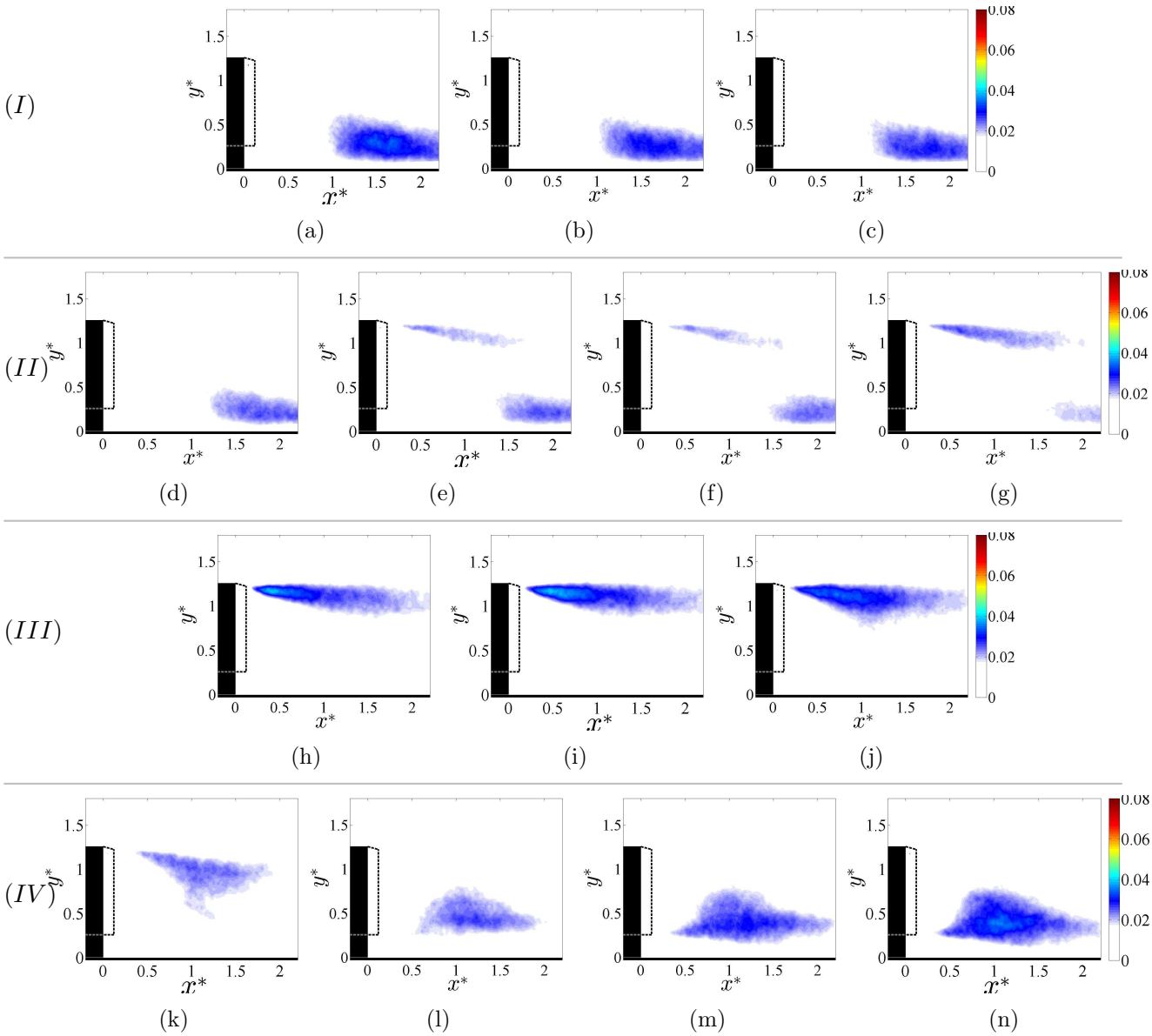


FIGURE B.2: Cartographies de la tension de Reynolds $\overline{v'^* v'^*}$ normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan médian pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.14$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.22$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.31$ (h), $\lambda = 0.38$ (i), $\lambda = 0.44$ (j), $\lambda = 0.58$ (k), $\lambda = 0.65$ (l), $\lambda = 0.70$ (m) et $\lambda = 0.84$ (n).

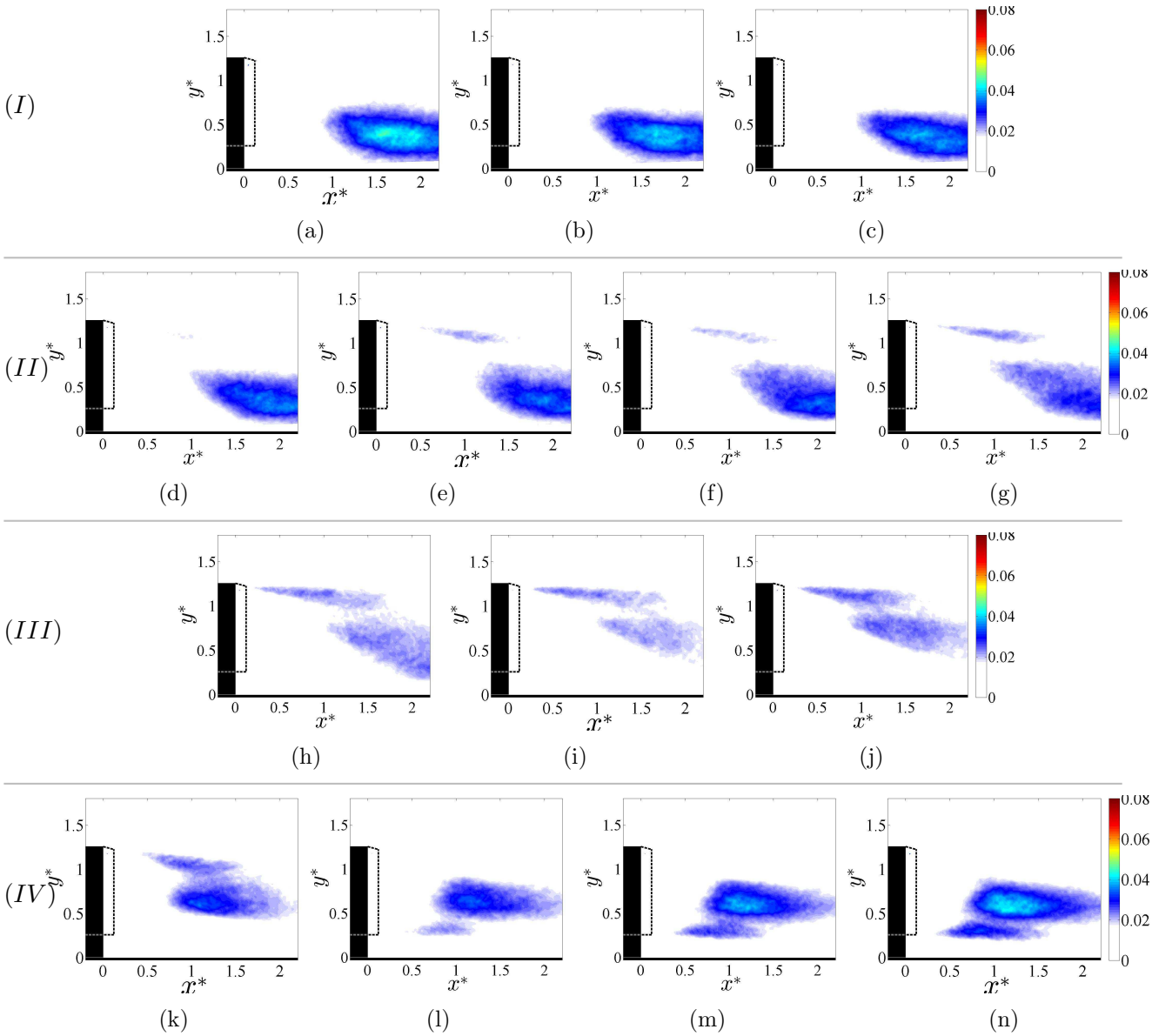


FIGURE B.3: Cartographies de la tension de Reynolds $\overline{w'^* w'^*}$ normalisée pour la maquette 1/43e dans le plan médian pour $Re_H = 1.3 \times 10^5$ avec $\lambda = 0.08$ (a), $\lambda = 0.10$ (b), $\lambda = 0.14$ (c), $\lambda = 0.18$ (d), $\lambda = 0.21$ (e), $\lambda = 0.22$ (f), $\lambda = 0.26$ (g), $\lambda = 0.31$ (h), $\lambda = 0.38$ (i), $\lambda = 0.44$ (j), $\lambda = 0.58$ (k), $\lambda = 0.65$ (l), $\lambda = 0.70$ (m) et $\lambda = 0.84$ (n).

Bibliographie

[1] Centre d'information et de documentation sur le bruit. `http://www.bruit.fr`.

[2] Comité national routier. `http://www.cnr.fr/Indices-Statistiques/`.

[3] COD - Procédure législative ordinaire - Niveau sonore des véhicules à moteur et des systèmes de silencieux de remplacement, 1996. Journal officiel L 158 du 27/05/2014 p.0131.

[4] Directive 96/53/CE du conseil du 25 juillet 1996 fixant, pour certains véhicules routiers circulant dans la communauté, les dimensions maximales autorisées en trafic national et international et les poids maximaux autorisés en trafic international, 1996. Journal officiel L 235 du 17/09/1996 p.0059-0075.

[5] Proposition de directive du parlement europeen et du conseil modifiant la directive 96/53/CE du 25 juillet 1996, 2013. Procedure 2013/0105/COD.

[6] France-Routes, Septembre 2016. Num. 414.

[7] Ahmed, S., Ramm, G., and Faitin, G. Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake. Tech. Rep. 840300, SAE, 1984.

[8] Alfano, D., Corre, C., and Lerat, A. Optimization of active control parameters using a multi-objective genetic algorithm. *39eme Colloque d'Aérodynamique Appliqué AAAF, Paris* (2004).

[9] Amitay, M., and Glezer, A. Role of actuation frequency in controlled flow reattachment over a stalled airfoil. *AIAA Joural 40*, 2 (2002), 209–216.

[10] Arwatz, G., Fono, I., and Seifert, A. Suction and oscillatory blowing actuator. In *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS* (2008), pp. 33–44.

[11] Aubrun, S., McNally, J., Alvi, F., and Kourta, A. Separation flow control on a generic ground vehicle using steady microjet arrays. *Experiments in Fluids 51*, 5 (2011), 1177–1187.

[12] Balachandar, S., Mittal, R., and Najjar, F. Properties of the mean recirculation region in the wakes of two-dimensional bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics 351* (1997), 167–199.

[13] Barros, D. *Wake and Drag Manipulation of a Bluff Body Using Fluidic Forcing.* PhD thesis, Ecole nationale supérieure de mécanique et d'aérotechnique, 2015.

[14] Barros, D., Borée, J., Noack, B. R., Spohn, A., and Ruiz, T. Bluff body drag manipulation using pulsed jets and coanda effect. *Journal of Fluid Mechanics 805* (2016), 422–459.

[15] Barros, D., Ruiz, T., Borée, J., and Noack, B. Control of a three-dimensional blunt body wake using low and high frequency pulsed jets. *International Journal of Flow Control 6* (2014), 61–74.

[16] Basara, B. Fluid flow and conjugate heat transfer in a matrix of surface-mounted cubes : a PANS study. *International Journal of Heat and Fluid Flow 51* (2015), 166–174.

[17] Bera, J., Michard, M., Grosjean, N., and Comte-Bellot, G. Flow analysis of two-dimensional pulsed jets by particle image velocimetry. *Experiments in fluids 31*, 5 (2001), 519–532.

[18] Béra, J.-C., Michard, M., Sunyach, M., and Comte-Bellot, G. Changing lift and drag by jet oscillation : experiments on a circular cylinder with turbulent separation. *European Journal of Mechanics-B/Fluids 19*, 5 (2000), 575–595.

[19] Browand, F., Radovich, C., and Boivin, M. Fuel savings by means of flaps attached to the base of a trailer : Field test results. Tech. Rep. 2005-01-1016, SAE, 2005.

[20] Cabitza, S. *Active control of the wake from a rectangular-sectioned body.* PhD thesis, Imperial College London, 2014.

[21] Cadot, O., Courbois, A., Ricot, D., Ruiz, T., Harambat, F., Herbert, V., Vigneron, R., and Délery, J. Characterizations of force and pressure fluctuations on real vehicles. *International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation 8*, 2 (2016), 99–105.

[22] Cadot, O., Evrard, A., and Pastur, L. Imperfect supercritical bifurcation in a three-dimensional turbulent wake. *Physical Review E 91*, 6 (2015), 063005.

[23] Cattafesta III, L. N., and Sheplak, M. Actuators for active flow control. *Annual Review of Fluid Mechanics 43* (2011), 247–272.

[24] Chacaton, D. CFD analysis, Renault Trucks Optifuel Lab step 1. Volvo 3P internal Engineering Report, ER-614256, 2012.

[25] Chaligné, S. Flow around critical geometries. Volvo 3P internal Engineering Report, ER-625254, 2011.

[26] Chaligné, S. *Contrôle du sillage d'un corps non profilé : application expérimentale à une maquette simplifiée de véhicule industriel.* PhD thesis, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2013.

[27] Chaligné, S. Flow studies around critical geometries - aerodynamic drag reduction of a low-scale truck model using a synthetic jet actuator. Volvo 3P internal Engineering Report, ER-629379, 2013.

[28] Chaligné, S., Castelain, T., Michard, M., and Juvé, D. Experimental application of active flow control on a 1 :8 scale, simplified truck model. In *Aerovehicles 1, Bordeaux, France* (2014).

[29] Choi, H., Lee, J., and Park, H. Aerodynamics of heavy vehicles. *Annual Review of Fluid Mechanics 46* (2014), 441–468.

[30] Chun, K.-B., and Sung, H. Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing. *Experiments in Fluids 21*, 6 (1996), 417–426.

[31] Cousteix, J. Turbulence et couche limite. *Cepadues-Editions* (1989).

[32] Croll, R. H., Gutierrez, W. T., Hassan, B., Suazo, J. E., and Riggins, A. J. Experimental investigation of the ground transportation systems (GTS) project for heavy vehicle drag reduction. Tech. Rep. 960907, SAE, 1996.

[33] Devesa, A., and Indinger, T. Fuel consumption reduction by geometry variations on a generic tractor-trailer configuration. *SAE International Journal of Commercial Vehicles 5*, 2012-01-0105 (2012), 18–28.

[34] Diamond, S. Annual progress report for heavy vehicle systems optimization. Tech. Rep. FY2004, FreedomCAR and Vehicle Technologies Program, 2004.

[35] Duell, E. G., and George, A. Experimental study of a ground vehicle body unsteady near wake. Tech. Rep. 1999-01-0812, SAE, 1999.

[36] Dussud, F., Wong, F., Duvernoy, J., and Morel, R. Chiffres clés du climat, France et Monde - Edition 2015. Tech. rep., Ministère de l'Ecologie, du Développement durable et de l'Energie, 2015.

[37] Eichinger, S. *Active flow separation control of ground transportation vehicle configurations.* PhD thesis, Technische Universitat Berlin, 2012.

[38] El-Alti, M., Chernoray, V., Kjellgren, P., Hjelm, L., and Davidson, L. Computations and full-scale tests of active flow control applied on a volvo truck-trailer. In *The Aerodynamics of Heavy Vehicles III.* Springer, 2016, pp. 253–267.

[39] Englar, R. J. Improved pneumatic aerodynamics for drag reduction, fuel economy, safety and stability increase for heavy vehicles. Tech. Rep. 2005-01-3627, SAE, 2005.

[40] Evrard, A., Cadot, O., Herbert, V., Ricot, D., Vigneron, R., and Délery, J. Fluid force and symmetry breaking modes of a 3D bluff body with a base cavity. *Journal of Fluids and Structures 61* (2016), 99–114.

[41] Evrard, A., Cadot, O., Pastur, L., Lusseyran, F., Mathelin, L., Sipp, D., and Abou-Kandil, H. Active control of the reflectional symmetry breaking modes on a square-back Ahmed body. In *Aerovehicles 2, Göteborg, Suede* (2016).

[42] Franck, G., Nigro, N., Storti, M., and D'Elía, J. Numerical simulation of the flow around the Ahmed vehicle model. *Latin American applied research 39*, 4 (2009), 295.

[43] Garry, K. P. Some effects of ground clearance and ground plane boundary layer thickness on the mean base pressure of a bluff vehicle type body. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics 62*, 1 (1996), 1–10.

[44] Getin, N. *Simulation numérique du contrôle actif par jets pulsés de l'écoulement turbulent autour d'un cylindre circulaire.* PhD thesis, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2000.

[45] Glezer, A., Amitay, M., and Honohan, A. M. Aspects of low-and high-frequency actuation for aerodynamic flow control. *AIAA Journal 43*, 7 (2005), 1501–1511.

[46] Graftieaux, L., Michard, M., and Grosjean, N. Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology 12*, 9 (2001), 1422.

[47] Grandemange, M., Cadot, O., and Gohlke, M. Reflectional symmetry breaking of the separated flow over three-dimensional bluff bodies. *Physical review E 86*, 3 (2012), 035302.

[48] Grandemange, M., Gohlke, M., and Cadot, O. Bi-stability in the turbulent wake past parallelepiped bodies with various aspect ratios and wall effects. *Physics of Fluids 25*, 9 (2013), 095103.

[49] Grandemange, M., Gohlke, M., and Cadot, O. Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 1. Global modes and bi-stability. *Journal of Fluid Mechanics 722* (2013), 51–84.

[50] Grandemange, M., Mary, A., Gohlke, M., and Cadot, O. Effect on drag of the flow orientation at the base separation of a simplified blunt road vehicle. *Experiments in fluids 54*, 5 (2013), 1529.

[51] Grandemange, M., Ricot, D., Vartanian, C., Ruiz, T., and Cadot, O. Characterisation of the flow past real road vehicles with blunt afterbodies. *International Journal of Aerodynamics 24*, 1-2 (2014), 24–42.

[52] Greenblatt, D., and Wygnanski, I. J. The control of flow separation by periodic excitation. *Progress in Aerospace Sciences 36*, 7 (2000), 487–545.

[53] Gutierrez, W. T., Hassan, B., Croll, R. H., and Rutledge, W. H. Aerodynamics overview of the ground transportation systems (GTS) project for heavy vehicle drag reduction. Tech. Rep. 960906, SAE, 1996.

[54] Haff, J., Jönsson, M., Huntgebuth, S., Gries, T., Loose, S., and Wagner, C. Particle image velocimetry in the near wake of a real tractor-trailer configuration in a road test. In *Aerovehicles 1, Bordeaux, France* (2014).

[55] Haff, J., Tschech, J., Richard, H., Loose, S., and Wagner, C. An experimental and numerical investigation of the near wake field of a tractor-trailer configuration. In *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics IX*. Springer, 2014, pp. 325–333.

[56] Hirz, M., and Stadler, S. A new approach for the reduction of aerodynamic drag of long-distance transportation vehicles. *SAE International Journal of Commercial Vehicles 6*, 2013-01-2414 (2013), 453–458.

[57] Howell, J., Passmore, M., and Tuplin, S. Aerodynamic drag reduction on a simple car-like shape with rear upper body taper. *SAE International Journal of Passenger Cars-Mechanical Systems 6*, 2013-01-0462 (2013).

[58] Iaccarino, G., de Maio, B., Verzicco, R., and Khalighi, B. RANS simulations of passive and active drag reduction devices for a road vehicle. In *The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains*. Springer, 2004, pp. 267–275.

[59] Jiang, M., Wu, H., Tang, K., Kim, M., Senthooran, S., Friz, H., and Zhang, Y. Evaluation and optimization of aerodynamic and aero-acoustic performance of a heavy truck using digital simulation. *SAE International Journal of Passenger Cars-Mechanical Systems 4*, 2011-01-0162 (2011), 143–155.

[60] Joseph, P. *Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2012.

[61] Khalighi, B., Chen, K.-H., and Iaccarino, G. Unsteady aerodynamic flow investigation around a simplified square-back road vehicle with drag reduction devices. *Journal of fluids engineering 134*, 6 (2012), 061101.

[62] Khalighi, B., Zhang, S., Koromilas, C., Balkanyi, S., Bernal, L. P., Iaccarino, G., and Moin, P. Experimental and computational study of unsteady wake flow behind a bluff body with a drag reduction device. Tech. Rep. 2001-01-1042, SAE, 2001.

[63] Kim, K. C., Ji, H. S., and Seong, S. H. Flow structure around a 3-D rectangular prism in a turbulent boundary layer. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics 91*, 5 (2003), 653–669.

[64] Klebanoff, P. S. Characteristics of turbulence in boundary layer with zero pressure gradient. Tech. Rep. 1247, National Advisory Committee for Aeronautics, 1955.

[65] Kowata, S., Ha, J., Yoshioka, S., Kato, T., and Kohama, Y. Drag force reduction of a bluff-body with an underbody slant and rear flaps. *SAE International Journal of Commercial Vehicles 1*, 1 (2009), 230–236.

[66] Krajnović, S., and Davidson, L. Large-eddy simulation of the flow around a ground vehicle body. Tech. rep., SAE Technical Paper, 2001.

[67] Krentel, D., Muminovic, R., Brunn, A., Nitsche, W., and King, R. Application of active flow control on generic 3D car models. In *Active flow control II*. Springer, 2010, pp. 223–239.

[68] Lahaye, A., Leroy, A., and Kourta, A. Aerodynamic characterisation of a square back bluff body flow. *International Journal of Aerodynamics 4*, 1-2 (2014), 43–60.

[69] Landman, D., Cragun, M., McCormick, M., and Wood, R. Drag reduction of a modern straight truck. *SAE International Journal of Commercial Vehicles 4*, 2011-01-2283 (2011), 256–262.

[70] Landman, D., Wood, R., Seay, W., and Bledsoe, J. Understanding practical limits to heavy truck drag reduction. *SAE International Journal of Commercial Vehicles 2*, 2009-01-2890 (2010), 183–190.

[71] Lav, C. Three dimensional CFD analysis on aerodynamic drag reduction of a bluff tractor trailer body using vortex generators. Tech. Rep. 2013-01-2458, SAE, 2013.

[72] Lenngren, M., and Håkansson, C. CFD analysis of aerodynamic trailer devices for drag reduction. Master's thesis, Chalmers University of Technology, 2010.

[73] Leuschen, J., and Cooper, K. R. Full-scale wind tunnel tests of production and prototype, second-generation aerodynamic drag-reducing devices for tractor-trailers. *SAE Technical Paper*, 2006-01 (2006), 3456.

[74] Liou, W. W. Linear instability of curved free shear layers. *Physics of Fluids 6*, 2 (1994), 541–549.

[75] Littlewood, R., and Passmore, M. The optimization of roof trailing edge geometry of a simple square-back. Tech. Rep. 2010-01-0510, SAE, 2010.

[76] Littlewood, R., Passmore, M., and Wood, D. An investigation into the wake structure of square back vehicles and the effect of structure modification on resultant vehicle forces. Tech. Rep. 2011-37-0015, SAE, 2011.

[77] Lo, K. H., and Kontis, K. Flow characteristics over a tractor-trailer model with and without vane-type vortex generator installed. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 159* (2016), 110–122.

[78] Lumley, J. L. The structure of inhomogeneous turbulent flows. *Atmospheric turbulence and radio wave propagation* (1967), 166–178.

[79] Manosalvas, D. E., Economon, T. D., Jameson, A., and Palacios, F. D. Techniques for the design of active flow control systems in heavy vehicles. In *33rd AIAA Applied Aerodynamics Conference* (2015), p. 3312.

[80] Martini, H., Bergqvist, B., Hjelm, L., and Löfdahl, L. Aerodynamic effects of roof deflector and cab side extenders for truck-trailer combinations. Tech. Rep. 2011-01-2284, SAE, 2011.

[81] Martinuzzi, R., and Tropea, C. The flow around surface-mounted, prismatic obstacles placed in a fully developed channel flow (data bank contribution). *Journal of Fluids Engineering 115*, 1 (1993), 85–92.

[82] McArthur, D., Burton, D., Thompson, M., and Sheridan, J. On the near wake of a simplified heavy vehicle. *Journal of Fluids and Structures 66* (2016), 293–314.

[83] McCormick, D. Boundary layer separation control with directed synthetic jets. In *38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings* (2000), AIAA Paper, 2000-0519.

[84] McNally, J., Fernandez, E., Robertson, G., Kumar, R., Taira, K., Alvi, F., Yamaguchi, Y., and Murayama, K. Drag reduction on a flat-back ground vehicle with active flow control. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 145* (2015), 292–303.

[85] Minelli, G. *Drag Reduction by means of Active Flow Control Applied on a Generic Truck A-pillar : a Numerical and Experimental Study.* PhD thesis, Chalmers University of Technology, 2016.

[86] Morris, S. C., and Foss, J. F. Turbulent boundary layer to single-stream shear layer : the transition region. *Journal of Fluid Mechanics 494* (2003), 187–221.

[87] MU, X. Numerical simulations of the flow around a yawing truck in wind tunnel. *Master's Thesis, Chalmers University of Technology, Department of Applied Mechanics, Division of Fluid Mechanics, Göteborg, Sweden* (2011).

[88] Nayeri, C. N., Haff, J., Greenblatt, D., Loefdahl, L., and Paschereit, C. O. Drag reduction on a generic tractor-trailer using active flow control in combination with solid flaps. In *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains.* Springer, 2009, pp. 179–191.

[89] Ortega, J. M., Dunn, T., McCallen, R., and Salari, K. Computational simulation of a heavy vehicle trailer wake. In *The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains.* Springer, 2004, pp. 219–233.

[90] Oxlade, A. *High-frequency Pulsed Jet Forcing of an Axisymmetric Bluff Body Wake.* PhD thesis, Imperial College London, 2013.

[91] Pellerin, S., Podvin, B., and Pastur, L. Characterization of the near-wake of an Ahmed body profile. *World Academy of Science, Engineering and Technology, International Journal of Mechanical, Aerospace, Industrial, Mechatronic and Manufacturing Engineering 10*, 5 (2016), 829–834.

[92] Peres, N., and Pasquetti, R. SVV-LES and active control of flow around the square back Ahmed body. In *Direct and Large-Eddy Simulation IX.* Springer, 2015, pp. 73–79.

[93] Perry, A.-K., and Passmore, M. The impact of underbody roughness on rear wake structure of a squareback vehicle. Tech. Rep. 2013-01-0463, SAE, 2013.

[94] Pfeiffer, J., and King, R. Multivariable closed-loop flow control of drag and yaw moment for a 3D bluff body. In *6th AIAA Flow Control Conference New Orleans, Louisiana* (25-28 June 2012), AIAA Paper 2012-2802.

[95] Pointer, W. Evaluation of commercial CFD code capabilities for prediction of heavy vehicle drag coefficients. In *34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit Portland, Oregon* (28 June - 1 July 2004), AIAA Paper 2004-2254.

[96] Roumeas, M., Gilliéron, P., and Kourta, A. Analysis and control of the near-wake flow over a square-back geometry. *Computers & Fluids 38*, 1 (2009), 60–70.

[97] Roy, C., Payne, J., McWherter-Payne, M., and Salari, K. RANS simulations of a simplified tractor/trailer geometry. In *The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains.* Springer, 2004, pp. 207–218.

[98] Roy, C. J., Brown, J. C., DeChant, L. J., and Barone, M. Unsteady turbulent flow simulations of the base of a generic tractor/trailer. In *34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit Portland, Oregon* (28 June - 1 July 2004), AIAA Paper 2004-2255.

[99] Salari, K., Ortega, J., and Castellucci, P. *Computational prediction of aerodynamic forces for a simplified integrated tractor-trailer geometry.* United States. Department of Energy, 2004.

[100] Salze, É., Bailly, C., Marsden, O., Jondeau, E., and Juvé, D. An experimental characterization of wall pressure wavevector-frequency spectra in the presence of pressure gradients. In *20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, GA, USA* (16-20 June 2014), AIAA Paper 2014-2909, pp. 1–26.

[101] Schmidt, H.-J., Woszidlo, R., Nayeri, C., and Paschereit, C. Drag reduction on a rectangular bluff body with base flaps and fluidic oscillators. *Experiments in Fluids 56*, 7 (2015), 1–16.

[102] Seifert, A., Bachar, T., Koss, D., Shepshelovich, M., and Wygnanskil, I. Oscillatory blowing : a tool to delay boundary-layer separation. *AIAA journal 31*, 11 (1993), 2052–2060.

[103] Seifert, A., Shtendel, T., and Dolgopyat, D. From lab to full scale active flow control drag reduction : How to bridge the gap ? *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 147* (2015), 262–272.

[104] Spohn, A., and Gillieron, P. Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle. In *IUTAM Symposium : unsteady separated flows, Toulouse, France* (2002).

[105] Storms, B. L., and Ross, J. C. Aerodynamic drag reduction of the underbody of a class-8 tractor-trailer. Tech. Rep. 2006-01-3532, SAE Technical Paper, 2006.

[106] Storms, B. L., Ross, J. C., Heineck, J. T., Walker, S. M., Driver, D. M., Zilliac, G. G., and Bencze, D. P. An experimental study of the ground transportation system (GTS) model in the NASA Ames 7-by 10-ft wind tunnel. Tech. Rep. NASA/TM-2001-209621, NASA Ames Research Center, 2001.

[107] Tsubokura, M., Takahashi, K., Matsuuki, T., Nakashima, T., Ikenaga, T., and Kitoh, K. HPC-LES for unsteady aerodynamics of a heavy duty truck in wind gust-1st report : Validation and unsteady flow structures. Tech. Rep. 2010-01-1010, SAE, 2010.

[108] Van Raemdonck, G., and Van Tooren, M. Time averaged phenomenological investigation of a wake behind a bluff body. In *Bluff Body Aerodynamics and Application VI Conference, Milan, Italy* (2008).

[109] Van Raemdonck, G. M., van Leeuwen, P., and van Tooren, M. J. Comparison of experimental and numerically obtained flow properties of a bluff body. In *The Aerodynamics of Heavy Vehicles III.* Springer, 2016, pp. 393–411.

[110] Volpe, R., Devinant, P., and Kourta, A. Experimental characterization of the unsteady natural wake of the full-scale square back Ahmed body : flow bi-stability and spectral analysis. *Experiments in Fluids 56*, 5 (2015), 1–22.

[111] Wassen, E., Eichinger, S., and Thiele, F. Simulation of active drag reduction for a square-back vehicle. In *Active Flow Control II.* Springer, 2010, pp. 241–255.

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 mai 2016,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur D. JUVE

et les rapports de

M. B. PODVIN
Chargée de Recherche CNRS HDR - LIMSI - Campus universitaire bât. 508
rue John Von Neumann - 91405 Orsay cedex

et de

M. O. CADOT
Professeur - Ms Dawn Price, à l'intention de O. Cadot - 18 shaftesbury place - 135 warwick RD
W14 8NJ London - Royaume-Uni

Monsieur SZMIGIEL Mathieu

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE

Fait à Ecully, le 2 mai 2017

P/Le directeur de l'E.C.L.
La directrice des Etudes

ECOLE CENTRALE DE LYON
Service Scolarité
ECULLY

M-A. GALLAND