

N ° ordre : 2013-50



THÈSE DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

délivrée par

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

en vue d'obtenir le titre de

DOCTEUR

Spécialité Mécanique des Fluides

École Doctorale MEGA

par

Sébastien CHALIGNÉ

**Contrôle du sillage d'un corps non profilé
Application expérimentale à une maquette simplifiée
de véhicule industriel**

Soutenue publiquement le 12 Décembre 2013 à l'École centrale de Lyon
devant le jury composé de

Pr. Olivier CADOT	Président
Pr. Daniel JUVÉ	Directeur de thèse
Mr. Damien CHACATON	Responsable scientifique industriel
Pr. Azeddine KOURTA	Rapporteur
Pr. Jacques BORÉE	Rapporteur
Dr. Thomas CASTELAIN	Examineur
Dr. Marc MICHARD	Examineur





Résumé

Contrôle du sillage d'un corps non profilé : application expérimentale à une maquette simplifiée de véhicule industriel

Ce manuscrit présente les travaux de thèse réalisés dans le cadre d'une convention CIFRE entre Renault Trucks et le LMFA. Une stratégie de contrôle d'écoulement, associant un volet déflecteur et des actionneurs de type jets pulsés et synthétiques, est étudiée expérimentalement en vue de réduire la traînée aérodynamique de corps non profilés à culot droit. Une première approche consiste à étudier l'influence de cette stratégie sur une maquette bidimensionnelle. Des mesures de vitesse dans le sillage proche par TR-PIV et par anémométrie à fil chaud démontrent qu'une certaine gamme de fréquence d'actionnement permet à l'écoulement de recoller sur le volet et de diminuer les fluctuations de vitesse dans la zone de recirculation, ce qui engendre une augmentation de la pression au culot. Une analyse par moyenne de phase et la détermination de corrélations spatio-temporelles permettent d'identifier les perturbations induites par le contrôle conduisant à ces modifications de l'écoulement. Un système de jets synthétiques est ensuite intégré à une maquette simplifiée de véhicule poids lourd à l'échelle $1/8^e$, dont le sillage est représentatif des remorques réelles. Des gains en traînée significatifs sont obtenus et sont associés aux mêmes phénomènes aérodynamiques que pour la maquette bidimensionnelle. Enfin, une étude paramétrique montre la robustesse du contrôle aux caractéristiques de la couche limite incidente aux jets et à la longueur du volet déflecteur.

Mots clés : Aérodynamique, contrôle d'écoulement, jets pulsés/synthétiques, traînée, sillage, poids lourd, TR-PIV



Abstract

Flow control of bluff body wakes : experimental application to a simplified truck model

This document presents the research work realized in the scope of a PhD thesis with Renault Trucks and the LMFA. A flow control strategy, combining an inclined flap with pulsed or synthetic jets, is experimentally studied to reduce the aerodynamic drag of square-back bluff bodies.

A first approach consists in studying the effect of this strategy on the flow behind a two-dimensional model. The near-wake flow is characterized by the use of velocity measurements obtained by Time-Resolved Particles Image Velocimetry and hot-wire Anemometry. These measurements show that the increase in rear base pressure, obtained in a specific range of actuation frequencies, is associated with the reattachment of the flow on the flap and with a decrease in velocity fluctuations within the recirculation area. A phase average analysis and the determination of space-time correlations allow identifying the aerodynamic disturbances induced by the control system and leading to these modifications of the wake flow.

A synthetic jet system is integrated to a 1 :8 scale simplified truck model, with a wake flow similar to this of real trailers. Significant drag reductions are obtained using active control and are associated with the same flow phenomena as these observed in the two-dimensional model study. Eventually, a parametric study is performed and shows the robustness of the flow control strategy to the characteristics of the boundary layer developing on the model roof and to the flap length.

Keywords : aerodynamics, flow control, pulsed/synthetic jets, drag, wake flow, heavy vehicle, TR-PIV



Remerciements

J'ai toujours eu l'intime conviction que l'on ne peut avancer seul, aussi bien sur le plan professionnel que personnel. A l'écriture de ces lignes et au moment de faire le bilan, cette conviction qui m'anime s'est encore renforcée. Ces deux pages de remerciements sont dédiées aux personnes, qui, pendant ces trois dernières années, ont apporté une contribution significative à cette thèse et m'ont permis d'avancer continuellement.

Même si l'ordre dans lequel sont adressés les remerciements est aléatoire, comment ne pas commencer par **Thomas Castelain** et **Marc Michard**, qui ont encadré ce travail de thèse au LMFA avec une implication sans faille et une très grande disponibilité. Notre collaboration m'a permis d'apprendre énormément, aussi bien sur le plan scientifique que sur le plan humain. Un immense merci de m'avoir fait grandement profiter de vos savoir-faire et expériences respectifs, de vos conseils et de votre soutien.

Je souhaiterais également exprimer toute ma gratitude à mes directeurs de thèse, **Damien Chacaton** et **Daniel Juvé**, respectivement expert CFD chez Renault Trucks et professeur à l'Ecole Centrale de Lyon, pour avoir permis mon intégration rapide dans les équipes du département cabine de Volvo et du LMFA. Merci pour le grand intérêt que vous avez porté au bon déroulement de cette thèse sur ces trois années.

Je tiens particulièrement à remercier **Jacques Borée** et **Azeddine Kourta**, rapporteurs de cette thèse, pour leurs relectures et leurs suggestions, qui m'ont permis de peaufiner le manuscrit. Un grand merci également à **Olivier Cadot** d'avoir accepté de présider un jury de thèse au grand complet le jour de la soutenance, également jour de grève SNCF...

Ces trois années n'auraient pas été aussi appréciées si l'atmosphère régnant autour de ma petite personne n'avait pas été aussi bonne, aussi bien chez CabEL qu'au LMFA. Je souhaiterais donc remercier l'ensemble des collègues du service extérieur cabine pour les moments agréables passés à la machine à café et les nombreux délires qui ont mis l'ambiance sur le plateau. Les balles en mousse semblent encore avoir un long avenir devant elles... Un grand merci à **Laurent Kint**, expert aérodynamique chez Renault Trucks, de m'avoir d'entrée sensibilisé aux différences entre l'aérodynamique des automobiles et celle des poids lourds ainsi que pour m'avoir guidé pour la conception de certaines pièces pour les maquettes et les systèmes de contrôle d'écoulement. Dans un tout autre domaine d'expertise, je souhaiterais également remercier **Benjamin Holmgren**, chef de projet chez Renault Trucks, qui a su jongler de main de maître avec les différents partenaires industriels du WP aérodynamique du projet TIGRE.

Mes remerciements vont également aux thésards du LMFA pour tous les bons moments de détente partagés, aussi bien en soirée qu'à la cafétéria. Les innombrables parties de baby-foot m'ont suffisamment vidé la tête pour me faciliter la fin de thèse et la rédaction de ce

manuscrit. J'en profite quand même pour rappeler à certains que l'obtention du diplôme de docteur n'est pas conditionnée par le niveau d'aptitude au baby-foot... Une mention spéciale à celui qui a partagé mon bureau au LMFA et qui a eu le bon goût de se synchroniser de manière très précise sur mon planning (envoi des manuscrits le même jour et soutenances respectives avec seulement 3 jours d'écart), j'ai nommé Colin, jeune docteur d'une maladie très rare : la Taylor-Couette-Poiseuille !

Bien heureusement, le doctorant expérimentateur n'est que rarement seul aux commandes lors des campagnes d'essais en soufflerie. En effet, en plus de Thomas et de Marc, j'ai pu bénéficier de l'aide de **Pascal Souchotte** et de **Pierre Roland** pour la planification des essais et la mise à disposition des divers instruments de mesures au Centre Acoustique. J'aimerais aussi remercier grandement **Emmanuel Jondeau**, pour ses scripts d'acquisition LabView d'une efficacité remarquable, qui m'ont beaucoup servis, ainsi que pour toute l'aide apportée pour l'installation des manips et l'utilisation du matériel de mesure. Comment ne pas dire un grand merci également à **Jean-Michel Perrin** pour sa disponibilité permanente et son accueil toujours souriant. Toujours à l'écoute et force de proposition, sa contribution aux montages des différentes manips et à l'usinage de pièces dans des délais souvent très courts a été inestimable. Merci à **Nathalie Grosjean** pour sa participation aux campagnes d'essais au LMFA. Sa grande maîtrise de la PIV m'a, entre autres, été d'une aide indispensable pour apprendre à dompter le laser rapide et ses caprices (pouvant durer plusieurs jours). Merci également à **Alexandre Azouzi** et à l'atelier du LMFA pour les nombreux conseils de conception et d'usinage. Enfin, je souhaiterais remercier **Marie-Gabrielle Perriaux**, pour sa gestion administrative impeccable et continue pendant ces trois années.

Quittons maintenant le monde professionnel pour aller vers la sphère familiale. Je souhaiterais tout d'abord remercier mes parents de la confiance qu'ils ont placée en moi dès le début de mes études supérieures et de leur soutien permanent, malgré la distance séparant Göteborg et Lyon de Paris. Un grand merci à mon frère et à ma soeur dont les diplômes de docteur pourraient suivre dans les prochaines années. Merci également à ma belle famille de l'intérêt porté à mes activités professionnelles et de m'avoir fait part de la grande fierté qu'ils ont ressentie à la fin de cette thèse.

Il ne me reste maintenant plus qu'une seule personne à remercier, celle qui est toujours restée à mes côtés et qui a toujours su trouver les mots dans les moments délicats, celle qui ne s'est jamais plainte de mes longues soirées de manips au labo et de la disparition du mot week-end sur les semaines de rédaction de ce manuscrit ; ma future femme, Marie. Tu me soutiens plus que tu ne l'imagines, un immense merci ne suffira pas...

Table des matières

Abstract	3
Remerciements	7
Table des matières	9
Nomenclature	13
I Introduction	17
I.1 Contexte environnemental et économique	18
I.2 Organisation du manuscrit	23
I.3 Synthèse bibliographique	24
I.3.1 La traînée aérodynamique	24
I.3.2 L'aérodynamique des véhicules poids lourds	25
I.3.2.1 Topologie de l'écoulement	25
I.3.2.2 Les géométries simplifiées de référence	30
I.3.3 Le contrôle d'écoulement	32
I.3.3.1 Les techniques passives	34
I.3.3.2 Les systèmes de contrôle actif	38
I.3.3.3 Les jets synthétiques	40
I.3.3.4 Les jets pulsés	62
I.3.3.5 Les applications poids lourd	69
I.3.4 Conclusion de la synthèse bibliographique	72
I.4 Objectifs de la thèse	75
I.5 Synthèse du chapitre	76
II Etude de l'influence du contrôle sur un corps bidimensionnel	77
II.1 Dispositif expérimental	78
II.1.1 Soufflerie	78
II.1.2 Maquette	78
II.1.3 Métrologie	80
II.1.3.1 Mesures de pression pariétales	80
II.1.3.2 Mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud	80
II.1.3.3 Mesures de vitesse par PIV à haute fréquence d'acquisition	81
II.2 Contrôle par jets pulsés appliqué à la géométrie à culot droit	83
II.2.1 Caractérisation de l'écoulement non contrôlé	83
II.2.1.1 Couche limite amont	83
II.2.1.2 Couche limite incidente	84
II.2.1.3 Caractérisation du sillage non contrôlé	85

II.2.2	Contrôle par jets pulsés	89
II.2.2.1	Influence de la fréquence d'actionnement sur la pression au culot	89
II.2.2.2	Influence du contrôle sur les caractéristiques du sillage moyen	90
II.2.2.3	Identification des structures tourbillonnaires générées par le contrôle	93
II.2.2.4	Etude de la dynamique des structures générées par le contrôle	105
II.2.2.5	Caractéristiques de la structure T_c générée par le contrôle	106
II.2.2.6	Corrélation spatio-temporelle	112
II.2.2.7	Décomposition triple	116
II.2.3	Conclusion de l'influence du contrôle sur la géométrie à culot droit	117
II.3	Adjonction d'éléments passifs	120
II.3.1	Influence de l'angle de volet sans contrôle	120
II.3.2	Evolution de $\overline{C_p}$ en fonction des paramètres de contrôle	123
II.3.3	Analyse des caractéristiques du sillage moyen	125
II.3.4	Analyse par moyenne de phase pour le volet d'angle $\beta = 20^\circ$	131
II.3.5	Caractéristiques des structures générées à basse fréquence	136
II.3.6	Corrélation spatio-temporelle	137
II.3.7	Conclusion	141
II.4	Synthèse du chapitre	142
III	Application à une géométrie simplifiée à l'échelle 1/8^e	143
III.1	Dispositif expérimental	144
III.1.1	Soufflerie	144
III.1.2	Métrologie	144
III.1.2.1	Mesures de la force de traînée	144
III.1.2.2	Mesures de pression pariétales	145
III.1.2.3	Mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud	146
III.1.2.4	Mesures de vitesse par PIV	146
III.2	La maquette	148
III.2.1	Description de la maquette	148
III.2.2	Influence de l'angle de volet	150
III.2.3	Influence du dispositif de soubassement	152
III.2.3.1	Contribution du dispositif à la traînée	152
III.2.3.2	Topologies du sillage	153
III.3	Caractérisation expérimentale de l'écoulement non contrôlé	157
III.3.1	Effet du nombre de Reynolds	157
III.3.2	Distribution des pressions au culot	158
III.3.3	Couche limite en amont des jets	158
III.3.4	Caractérisation du sillage	159
III.4	Contrôle par jets synthétiques	162
III.4.1	Influence des paramètres d'actionnement	162
III.4.1.1	Influence de la fréquence d'actionnement	162
III.4.1.2	Influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ	168
III.4.2	Modifications de l'écoulement de sillage	169
III.4.3	Analyse par moyenne de phase	173
III.4.3.1	Avec contrôle pour $St_H = 0.32$	173
III.4.3.2	Avec contrôle pour $St_H = 3.2$	176

III.4.3.3	Evolution de la hauteur de sillage H_s	178
III.4.3.4	Conclusion de l'analyse par moyenne de phase	180
III.5	Etude paramétrique	181
III.6	Synthèse du chapitre	198
IV	Conclusion	201
Annexes		205
Annexe A	Méthodes d'analyse des champs de vitesse mesurés par PIV	207
A.1	Décomposition triple	208
A.2	Corrélation spatio-temporelle	209
Annexe B	Caractérisation expérimentale des systèmes de contrôle actif	211
B.1	Définition des paramètres d'actionnement	212
B.2	Le système de jets pulsés	213
B.3	Les systèmes de jets synthétiques	218
B.3.1	Jets synthétiques LMFA (Annexe D)	218
B.3.2	Jets synthétiques ACE (chapitre III)	221
Annexe C	Influence de l'écoulement de soubassement	225
C.1	Introduction	226
C.2	Experimental setup	226
C.3	Results	227
C.3.1	Mean pressure coefficient at the model base	227
C.3.2	Near wake-flow development	228
C.3.2.1	Mean-flow characteristics without control	229
C.3.2.2	Mean-flow characteristics with control	230
C.3.2.3	Phase averaging for controlled cases	230
C.4	Conclusions	233
Annexe D	Contrôle du sillage d'un corps bidimensionnel par jets synthétiques	235
D.1	Adaptation de la maquette bidimensionnelle	236
D.2	Caractérisation de l'écoulement non contrôlé	238
D.3	Contrôle par jets synthétiques	239
D.3.1	Evolution de la pression au culot	239
D.3.2	Effet du contrôle sur le sillage	240
D.4	Conclusion	241
Bibliographie		243

Nomenclature

A_{ac}	Amplitude du signal de commande des actionneurs jets synthétiques
C_p	Coefficient de pression statique
$C_{p,c}$	Coefficient de pression statique au culot
$C_{p,v}$	Coefficient de pression statique sur le volet
C_p^{ref}	Coefficient de pression statique au culot dans le cas de référence non contrôlé
$\overline{C_p}$	Intégration spatiale du coefficient de pression statique
$\overline{C_p^0}$	Valeur moyenne du C_p dans le cas avec volet non contrôlé
C_x	Coefficient de traînée aérodynamique
C_x^0	Coefficient de traînée aérodynamique dans le cas non contrôlé
C_μ	Coefficient de quantité de mouvement
E_t	Energie cinétique des fluctuations de vitesse
E_{tp}	Energie cinétique des fluctuations de vitesse périodiques
E_{ts}	Energie cinétique des fluctuations de vitesse stochastiques
F_a	Force résultante des efforts aérodynamiques
F_p	Force aérodynamique de pression
F_r	Force résistante due au roulement pneumatique
F_{res}	Effort résistant à l'avancement du véhicule
F_s	Force liée à la masse du véhicule M_v
F_v	Force aérodynamique liée aux frottements
F_x	Force de traînée
F_y	Force de portance
F_z	Force latérale
F^+	Fréquence réduite
G	Garde au sol de la maquette
G_d	Distance au toit du dispositif permettant de modifier la couche limite
H	Hauteur de la maquette
H_d	Hauteur du dispositif permettant de modifier la couche limite
H_s	Hauteur de la zone de recirculation pour une distance $x/H = 1$ du culot
H_{δ^*}/θ	Facteur de forme (profil de couche limite)
L	Longueur de la maquette
L_d	Longueur du dispositif permettant de modifier la couche limite
M_v	Masse totale du véhicule
Re_H	Nombre de Reynolds
R_{u_y}	Coefficient de corrélation spatio-temporelle
RCO	Rapport cyclique d'ouverture des électrovannes
S	Aire frontale/Maître couple du véhicule ou de la maquette
St_H	Nombre de Strouhal (forme adimensionnelle de f_{ac})
St_θ	Nombre de Strouhal défini à partir de θ
S_u	Densité spectrale de puissance calculée à partir de la vitesse u
T_{ac}	Période d'actionnement du système de contrôle
T_s	Temps de soufflage par période
U_j	Vitesse moyenne mesurée au centre du jet à 1 mm de la fente
U_v	Vitesse du véhicule
U_∞	Vitesse infini amont de l'écoulement
U_c	Vitesse de déplacement des motifs de corrélation
U_d	Vitesse de déplacement du centre de T_c

U_u	Vitesse de l'écoulement de soubassement dans le plan du culot
X_{L_s}	Distance du point selle P_S par rapport au culot
dt	Intervalle de temps entre deux impulsions lumineuses (PIV)
e	Epaisseur de la fente
f_{ac}	Fréquence d'actionnement du contrôle
f_r	Coefficient de résistance au roulement pneumatique
g	Intensité de la pesanteur
l	Largeur de la maquette
l_f	Longueur du volet déflecteur (selon l'axe \vec{x}_0)
p	Pression statique mesurée à la paroi de la maquette
p_i	Pression totale
$p_{i,\infty}$	Pression totale de l'écoulement infini amont
p_∞	Pression statique de l'écoulement infini amont
r_0	Rayon interne de la structure tourbillonnaire T_c
\tilde{s}	Largeur de la fente
t	Temps
u_x, u_y, u_z	Composantes du vecteur vitesse
u_θ	Vitesse tangentielle
u'_x, u'_y	Composantes fluctuantes du vecteur vitesse
u''_x, u''_y	Fluctuations de vitesse de nature stochastiques
$\overline{u_x}, \overline{u_y}$	Moyenne temporelle des composantes du vecteur vitesse
$\langle u_x \rangle, \langle u_y \rangle$	Moyenne en phase des composantes du vecteur vitesse
\tilde{u}_x, \tilde{u}_y	Fluctuations de vitesse de nature périodique
u	Norme de la vitesse $\sqrt{u_x^2 + u_y^2}$
(x_0, y_0, z_0)	Système d'axes du repère cartésien
x_a	Distance au culot pour laquelle à lieu l'appariement de structures
x_c, y_c	Coordonnées du centre de la structure tourbillonnaire T_c
Γ_0	Circulation de la structure tourbillonnaire T_c
ΔC_x	Ecart relatif du coefficient de traînée aérodynamique
ΔP	Gradient de pression radial à travers la structure tourbillonnaire T_c
α_p	Pente du sol
β	Angle du volet déflecteur par rapport à la direction de l'écoulement incident
γ	Angle défini par la tangente des lignes de courant
δ	Epaisseur de couche limite
δ^*	Epaisseur de déplacement
λ	Longueur d'onde
ν	Viscosité cinématique de l'air
ω_{z_0}	Composante transversale de la vorticité (selon l'axe \vec{z}_0)
ϕ	Phase, définie � partir du signal de commande des actionneurs
θ	Epaisseur de quantité de mouvement
ρ	Masse volumique de l'air
σ_x, σ_y	Ecart-types des composantes fluctuantes u'_x et u'_y
$\overline{\overline{\tau_t}}$	Tenseurs de contrainte turbulente
$\overline{\overline{\tau_\mu}}$	Tenseurs de contrainte visqueuse

I || Introduction

Ce chapitre d'introduction se compose de quatre parties. En premier lieu, le contexte général de l'étude est présenté dans la partie I.1. Ensuite, l'organisation de ce manuscrit est donnée dans la partie I.2. La partie I.3 propose une synthèse bibliographique permettant notamment d'introduire les spécificités des écoulements se développant autour des véhicules poids lourds ainsi que la notion de contrôle d'écoulement. Enfin, les objectifs de ces travaux de thèse sont présentés dans la partie I.4.

I.1 Contexte environnemental et économique

Durant les dernières décennies, des mesures effectuées par les scientifiques de divers organismes ont mis en évidence une augmentation des températures à la surface du globe et dans le fond des océans. Au cours du XX^e siècle, la température moyenne à l'échelle mondiale a augmenté d'environ 0.7 °C [94]. En outre, les prédictions pour le siècle à venir montrent que cette hausse de la température risque de s'accélérer fortement. En effet, les projections des modèles climatiques indiquent que la température de surface des continents est susceptible d'augmenter de 3 à 6 °C d'ici la fin du XXI^e siècle [68]. Un scénario envisagé par ces modèles est illustré à l'échelle planétaire sur la figure I.1.

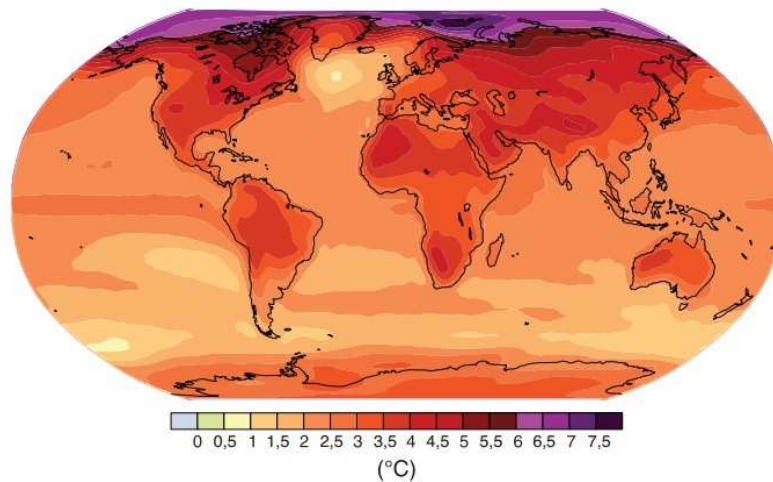


FIGURE I.1 – Évolution projetée de la température en surface pour la fin du XXI^e siècle (2090-2099) par rapport à la période 1980-1999, selon les projections moyennes obtenues avec plusieurs modèles de la circulation générale couplés atmosphère-océan. Scénario A1B d'après [68].

Cette augmentation de température, couplée à l'élévation du niveau moyen de la mer, est communément appelée le réchauffement climatique et est en grande partie attribuée aux activités humaines. Ce réchauffement est en effet associé à une hausse de 70% de la concentration de gaz à effet de serre depuis l'époque préindustrielle avant 1970 [68]. Bien que de nombreux polluants participent à l'accroissement de l'effet de serre (CH₄, N₂O, HFC,...), le dioxyde de carbone (CO₂) est aujourd'hui clairement identifié comme celui ayant la contribution la plus importante.

En France, les rejets de CO₂ sont à 95% dus à l'activité humaine. Les diagrammes circulaires, présentés en figure I.2, montrent que le secteur des transports routiers contribue à hauteur de 35% à ces émissions en 2011, loin devant les autres types de transport (aérien, maritime,...) [126]. Les transports routiers sont donc parmi les émetteurs de CO₂ les plus importants. De plus, cette contribution augmente de manière monotone avec le temps depuis l'année 1960 lorsque sa valeur était de seulement 7%, ce qui semble indiquer qu'elle pourrait à nouveau augmenter dans les années à venir. Par conséquent, devant le nombre croissant de véhicules dans le parc automobile européen, chaque véhicule est soumis à des normes européennes d'émission (EURO V, EURO VI) de plus en plus strictes qui fixent les limites

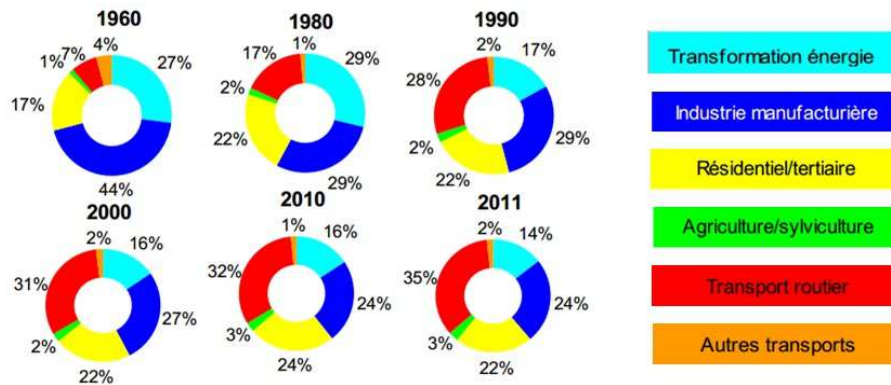


FIGURE I.2 – Évolution de la contribution des transports routiers aux rejets de CO₂ en France en fonction du secteur d'activités depuis 1960, d'après [126].

maximales d'émission de polluants. Ces normes engagent donc les constructeurs à innover afin de réduire les émissions de polluants de leurs véhicules.

Bien que le nombre de poids lourds soit largement inférieur à celui des véhicules particuliers et utilitaires en France, 26% des émissions de CO₂ proviennent de ces véhicules [126]. Le transport de marchandises par voie terrestre participe donc de manière significative à la concentration de gaz à effet de serre dans l'atmosphère.

Parallèlement à cet aspect environnemental, la raréfaction des ressources pétrolières et l'augmentation progressive du coût du carburant qui en découle ajoutent une problématique économique importante. En effet, un véhicule poids lourd consomme en moyenne 27 L de carburant pour 100 km et parcourt annuellement environ 200000 km. Il en résulte une consommation annuelle de 54000 L par véhicule. A ce chiffre, bien plus élevé que pour un véhicule particulier, vient s'ajouter le nombre important de véhicules possédés par une compagnie de transport routier qui permet de comprendre aisément l'impact du coût du carburant sur le chiffre d'affaire de cette dernière. Pour exemple, les coûts opérationnels moyens d'une compagnie de transport routier de marchandises en France sont donnés en figure I.3 pour les années 2006 et 2012 [30]. Ils permettent de mettre en évidence les dépenses importantes liées au carburant, notamment pour l'année 2012, où le carburant est devenu le premier poste de dépenses des compagnies de transport, devant celui lié à la masse salariale. Par conséquent, l'augmentation du coût du carburant s'accompagne d'une forte demande des clients pour des véhicules économes, consommant peu de carburant.

Ce contexte, à la fois économique et environnemental, pousse les constructeurs de poids lourds tels que Renault Trucks à réduire la consommation de carburant et les émissions de polluants de leurs véhicules. Le projet TIGRE (Technologies Innovantes pour Grands Routiers Économes), financé par l'Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Énergie (ADEME), s'inscrit donc parfaitement dans ce contexte. Comme son nom l'indique, l'objectif principal de ce projet est de développer des systèmes innovants permettant de réduire la consommation de carburant et les émissions de CO₂ des véhicules poids lourds longue distance, communément appelés long-courriers, afin de les proposer aux clients sur du moyen ou long terme. Pour atteindre cet objectif ambitieux, ce projet réunit neuf partenaires présen-

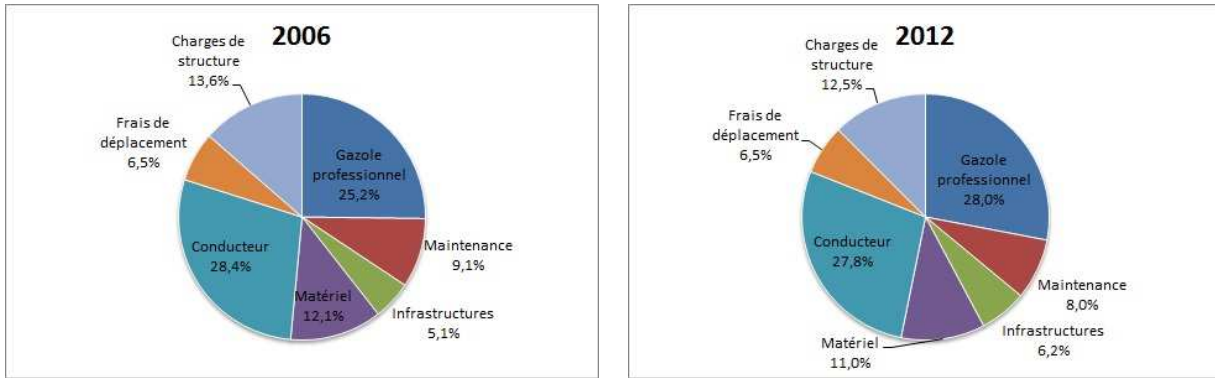


FIGURE I.3 – Evolution des coûts du transport routier de marchandises effectué au moyen de véhicules grand routiers 40 tonnes en France, d'après [30].

tés sur la figure I.4 et s'attaque aux différents domaines d'expertise du poids lourds tels que les moteurs, la résistance au roulement pneumatique, l'aide à la conduite et l'aérodynamique.



FIGURE I.4 – Partenaires du projet TIGRE.

Comme le montre la diversité des problématiques traitées dans le projet TIGRE, une réduction de la consommation de carburant d'un véhicule peut être obtenue de différentes manières comme par exemple en optimisant le mélange air-carburant dans la chambre de combustion du moteur ou bien en travaillant les formes extérieures du véhicule. En effet, le carburant est utilisé à la production d'énergie mécanique nécessaire à vaincre l'effort de résistance à l'avancement du véhicule F_{res} . Cet effort peut-être décliné en quatre composantes :

- la force liée à la masse du véhicule M_v , F_s , qui peut-être motrice ou résistante selon le signe de α_p , la pente de la route.
- la force inertielle liée à M_v et à l'accélération du véhicule, motrice ou résistante selon le signe de l'accélération
- la force de résistance au roulement pneumatique F_r
- la force de résistance de l'air : la traînée aérodynamique F_a .

Les efforts résistants à l'avancement d'un véhicule sont résumés dans l'équation (I.1), puis développés en (I.2). Ce développement permet de mettre en évidence d'une part, les paramètres importants liés à la traînée que sont ρ , la masse volumique de l'air, S , l'aire frontale du véhicule et C_x , le coefficient de traînée aérodynamique principalement lié à la forme du véhicule et d'autre part, l'évolution quadratique de l'effort de traînée aérodynamique avec la vitesse du véhicule U_v . Or, les cycles de roulage des véhicules long-courriers sont fortement dominés par des tronçons autoroutiers, où la vitesse y est importante et quasiment constante.

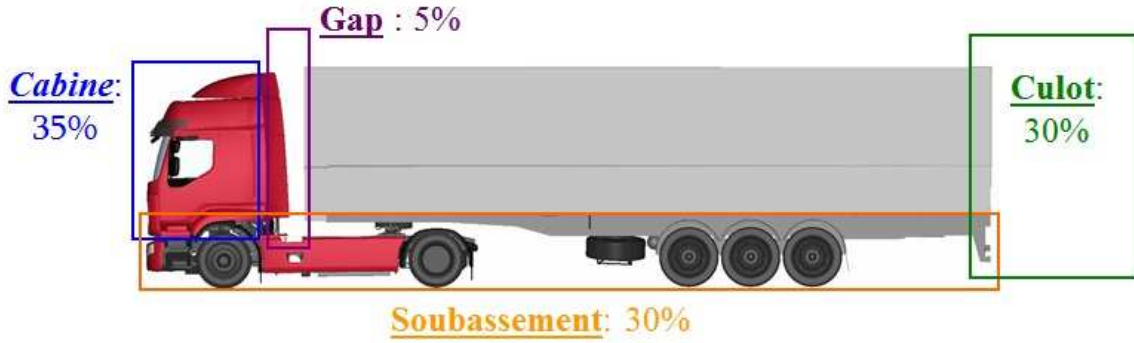


FIGURE I.5 – Contributions des différentes régions de l'écoulement autour d'un poids lourd à la traînée aérodynamique, d'après [25].

Sur ces tronçons, les deux derniers termes du second membre de l'équation (I.2) sont très souvent négligeables devant les résistances à l'avancement relatives à l'aérodynamique et au roulement. Il est alors d'usage de considérer qu'au moins un tiers du carburant est consommé par un poids lourd de $M_v = 40$ Tonnes pour vaincre la traînée aérodynamique [45, 55, 87]. Par conséquent, la réduction de la traînée aérodynamique constitue une solution intéressante pour diminuer la consommation de carburant de ce type de véhicule.

$$F_{res} = F_a + F_r + F_s + M_v \frac{dU_v}{dt} \quad (I.1)$$

$$F_{res} = \frac{1}{2} \rho S C_x U_v^2 + M_v g f_r \cos(\alpha_p) + M_v g \sin(\alpha_p) + M_v \frac{dU_v}{dt} \quad (I.2)$$

Contrairement aux véhicules particuliers, la forme d'un poids lourd est principalement déterminée par la remorque et son volume de chargement. Lors des dernières décennies, l'optimisation des formes de la cabine afin de lui donner une forme plus profilée et l'utilisation d'artifices aérodynamiques tels que des déflecteurs de pavillon ont permis de réduire significativement la traînée des poids lourds [12, 52, 64, 93]. Aujourd'hui, ces travaux sur la cabine ont permis de réduire la traînée d'environ 30% par rapport aux poids lourds de première génération [33] mais les contraintes liées à l'habitabilité et au confort du chauffeur font que ces méthodes d'optimisation atteignent leurs limites et se montreront insuffisantes face aux enjeux à moyen et long terme [62].

En outre, les contraintes liées à la remorque ne sont pas maîtrisées par les constructeurs de poids lourds. D'une part, la conception et la fabrication des remorques sont réalisées par des compagnies sans lien avec les constructeurs. Aucune optimisation aérodynamique de la remorque n'est donc effectuée, ce qui a pour conséquence directe de dégrader la traînée du convoi tracteur-remorque dans son ensemble. Aujourd'hui, la remorque génère environ 60% de la traînée du convoi complet [25, 139] avec des contributions très importantes du culot et du soubassement. Les contributions des différentes régions de l'écoulement à la traînée sont données sur la figure I.5. D'autre part, la réglementation européenne sur les dimensions des véhicules poids lourds imposait jusqu'à maintenant une longueur de convoi maximale [35], déjà atteinte par les véhicules actuels. Un amendement à cette réglementation a toutefois été voté cette année, permettant l'utilisation d'artifices aérodynamiques positionnés à l'arrière

des remorques [36]. Ces artifices doivent cependant être rétractables, pour conserver l'accessibilité pour le chargement, et ne pas dépasser de plus de 500 mm de la longueur d'origine.

Dans ce contexte alliant contraintes industrielle et politique, le développement de concepts en rupture, permettant de réduire la contribution de la zone arrière de la remorque à la traînée, est aujourd'hui d'actualité pour les constructeurs. Le contrôle actif d'écoulement, faisant l'objet des travaux présentés dans ce manuscrit, apparaît comme une solution prometteuse dans cette optique.

Ces travaux de thèse ont été réalisés dans le cadre d'une bourse CIFRE, au sein du service extérieur cabine de Renault Trucks (groupe Volvo AB) et du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'Ecole centrale de Lyon. Ils font partie intégrante d'un work-package aérodynamique du projet TIGRE, work-package dont l'objectif est de réduire la traînée aérodynamique des poids lourds par l'application de solutions de contrôle actif de type jets et de parois mobiles.

I.2 Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est composé de trois chapitres. Le chapitre I présente tout d'abord le contexte général de l'étude (partie I.1) ainsi qu'une synthèse des éléments bibliographiques permettant d'introduire le sujet (partie I.3). Cette synthèse est l'occasion de présenter les spécificités des écoulements autour des véhicules poids lourds et la notion de contrôle d'écoulement. Les objectifs de ces travaux de thèse sont ensuite présentés dans la partie I.4.

Le chapitre II est consacré à l'étude de l'influence du contrôle par jets pulsés sur une géométrie bidimensionnelle à proximité du sol. Dans une première partie (II.2), l'influence du contrôle sur l'écoulement de sillage d'une géométrie à culot droit est étudiée par des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud et par PIV à haute fréquence d'acquisition. Des mesures de pression au culot sont également réalisées afin d'estimer de manière indirecte l'évolution de la traînée en fonction des paramètres d'actionnement des jets. Dans une seconde partie (II.3), une étude similaire est réalisée mais avec une géométrie de culot avec volet, permettant de comparer les résultats obtenus avec les jets pulsés pour plusieurs géométries de culot.

Le chapitre III propose d'appliquer un système de contrôle par jets synthétiques à une maquette simplifiée de tracteur-remorque à l'échelle $1/8^e$. Cette étude permet de se rapprocher du cas réel des véhicules poids lourds, avec un écoulement de sillage ayant des caractéristiques similaires. L'influence des paramètres d'actionnement du contrôle sur la traînée et sur les modifications de l'écoulement engendrées est analysée dans la partie III.4. Une étude paramétrique, portant sur les effets respectifs des caractéristiques de la couche limite incidente et sur la longueur d'un volet déflecteur, est également effectuée.

Le chapitre III propose d'appliquer un système de contrôle par jets synthétiques à une maquette simplifiée de tracteur-remorque à l'échelle $1/8^e$. Cette étude permet de se rapprocher du cas réel des véhicules poids lourds, avec un écoulement de sillage ayant des caractéristiques similaires. L'influence des paramètres d'actionnement du contrôle sur la traînée et sur les modifications de l'écoulement engendrées est analysée dans la partie III.4. Une étude paramétrique, portant sur les effets respectifs des caractéristiques de la couche limite incidente et sur la longueur d'un volet déflecteur, est également effectuée.

A l'issue de ces trois chapitres, la conclusion de ces travaux de thèse, ainsi que des perspectives, sont présentées.

Quatre annexes viennent enfin compléter le manuscrit. L'annexe A détaille les différentes méthodes d'analyse et de traitement des champs de vitesse mesurés par PIV. Une caractérisation expérimentale des jets étudiés dans le cadre de ces travaux, dans un écoulement au repos, est effectuée dans l'annexe B par l'intermédiaire de mesures par anémométrie à fil chaud et par PIV. L'influence de l'écoulement sous la maquette bidimensionnelle, étudiée dans le chapitre II, sur le rendement du contrôle par jets pulsé est étudiée dans l'annexe C. Enfin, l'annexe D propose une étude sur une maquette bidimensionnelle, proche de celle réalisée dans le chapitre II mais avec un système de contrôle par jets synthétiques.

I.3 Synthèse bibliographique

I.3.1 La traînée aérodynamique

De manière générale, les efforts aérodynamiques s'exerçant sur un objet solide plongé dans un fluide visqueux résultent d'un mouvement relatif de l'un par rapport à l'autre. Comme illustré sur la figure I.6, la force aérodynamique \vec{F}_a , résultante de ce mouvement, est une force de surface constituée d'une composante tangentielle à la paroi, \vec{F}_v , liée aux frottements dus à la viscosité du fluide et une composante normale à la paroi, \vec{F}_p , due à la distribution de la pression statique sur la surface Σ de l'objet solide. En considérant $d\Sigma$ un élément infinitésimal de Σ , la force aérodynamique \vec{F}_a peut alors être exprimée par la relation (I.3), avec $\overline{\overline{\tau}}_\mu$ le tenseur des contraintes visqueuses et p_∞ la pression statique amont de l'écoulement.

$$\vec{F}_a = \vec{F}_p + \vec{F}_v = \int_{\Sigma} \overline{\overline{\tau}}_\mu \vec{t} d\Sigma - \int_{\Sigma} (p - p_\infty) \vec{n} d\Sigma \quad (\text{I.3})$$

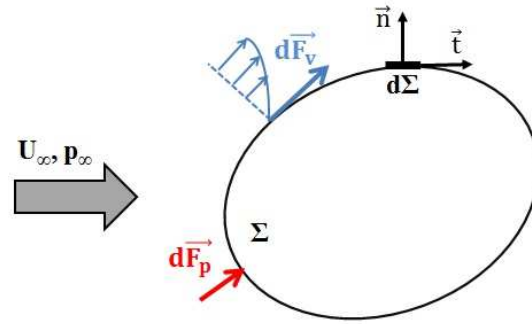


FIGURE I.6 – Schéma simplifié des efforts aérodynamiques s'appliquant sur un objet de surface Σ .

La force résultante des efforts aérodynamiques \vec{F}_a s'applique au centre de gravité G de l'objet et se décompose telle qu'exprimée par l'expression (I.4) dans un repère dont l'origine reste coïncidente à G . Cette expression permet d'introduire la traînée F_x , la portance F_y et la force latérale F_z , ainsi que les moments qui y sont associés. L'ensemble de ces composantes, s'appliquant sur un véhicule en mouvement, est illustré sur la figure I.7.

$$\vec{F}_a = F_x \vec{x} + F_y \vec{y} + F_z \vec{z} \quad (\text{I.4})$$

Dans le cadre de ces travaux, seul l'effort de traînée F_x , directement lié à la consommation du véhicule et aux émissions de gaz polluants, est étudié. La portance et la force latérale sont quant à elles plutôt liées à des problématiques de comportement routier. Les contributions respectives de la traînée de pression (ou traînée de forme) et de la traînée de frottement à la traînée globale dépendent principalement de la forme de l'objet. En effet, pour un corps profilé de type profil d'aile sans incidence, l'écoulement reste attaché à la paroi et les efforts aérodynamiques sont dus en grande partie aux effets visqueux. Par contre, pour un corps non profilé, les ruptures de géométries et les angles vifs empêchent l'écoulement de rester attaché à la paroi. Il existe alors des zones de recirculation, sièges de pertes de pression totale importantes et génératrices de traînée. Pour ces corps non profilés, la contribution de la traînée de pression à la traînée totale est alors de l'ordre de 90%. Evidemment, les véhicules

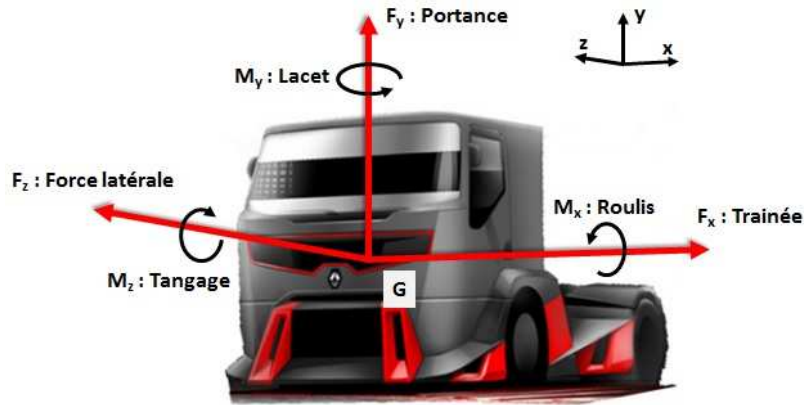


FIGURE I.7 – Définition des forces et moments aérodynamiques dans le repère du véhicule.

ponds lourds rentrent dans la catégorie des corps non profilés pour lesquels les effets visqueux sont négligeables devant les effets de pression.

Usuellement, l'effort de traînée F_x est normalisé sous forme d'un coefficient de traînée aérodynamique dont l'expression est donnée par l'équation (I.5) où ρ représente la masse volumique de l'air et S l'aire frontale de la géométrie étudiée. Ce coefficient est utilisé dans la suite de ces travaux pour quantifier l'influence du contrôle actif sur la traînée aérodynamique.

$$C_x = \frac{2F_x}{\rho S U_\infty^2} \quad (\text{I.5})$$

I.3.2 L'aérodynamique des véhicules poids lourds

Cette seconde section a pour objectif de présenter les spécificités des écoulements se développant autour des véhicules poids lourds et d'introduire les différentes maquettes simplifiées communément utilisées pour simuler ces écoulements.

I.3.2.1 Topologie de l'écoulement

Les véhicules poids lourds ayant des dimensions imposantes, il existe très peu de données expérimentales ou numériques disponibles sur les caractéristiques instationnaires des écoulements se développant autour des véhicules à échelle réelle. Ce manque de données est essentiellement dû aux coûts importants des essais en soufflerie et des simulations de type LES. Toutefois, l'essor des simulations numériques ainsi que quelques études en soufflerie permettent aujourd'hui d'avoir des informations sur les caractéristiques moyennes des écoulements. Ces écoulements sont pleinement turbulents et tridimensionnels. La forme parallélépipédique d'un véhicule, principalement imposée par la remorque, engendre des décollements dans de nombreuses régions de l'écoulement. Ces décollements contribuent de manière significative à la traînée globale du véhicule. Par conséquent, les travaux menés pour réduire la traînée de ces véhicules se concentrent essentiellement sur la réduction de la taille de ces zones de décollements. Cette section présente, essentiellement à travers la littérature, la to-

pologie des écoulements dans ces différentes régions et explique leurs importances en vue de l'application d'un système de contrôle à l'arrière de la remorque.

Comme illustré précédemment en figure I.5, les améliorations des performances aérodynamiques de la cabine des dernières décennies font que cette dernière ne contribue plus majoritairement à la traînée aérodynamique globale du véhicule. Cependant, la géométrie complexe de la cabine et d'accessoires divers engendre tout de même des décollements et des perturbations importantes, qui influent sur l'écoulement au niveau de la remorque. La figure I.8 présente des iso-surfaces de critère Q permettant d'identifier les structures tourbillonnaires associées à ces écoulements secondaires [38].

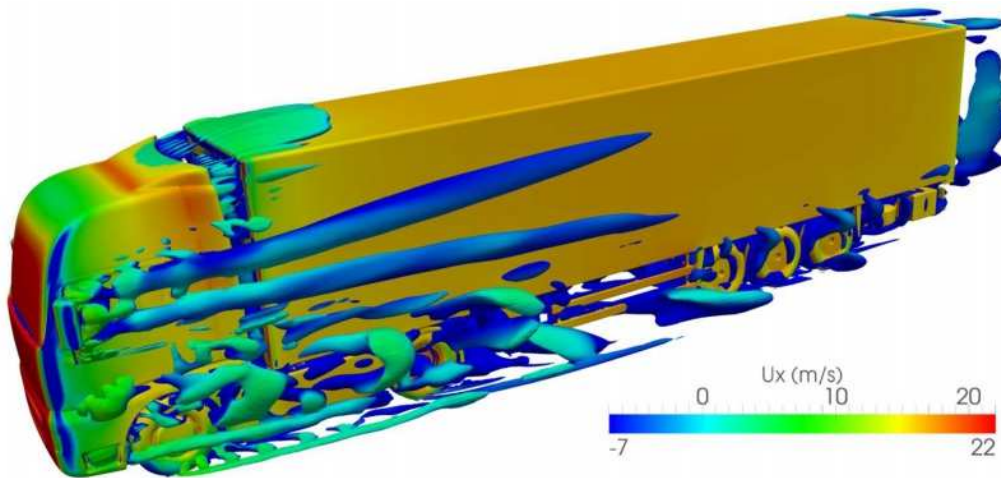


FIGURE I.8 – Iso-surfaces de critère Q ($Q = 100 \text{ s}^{-2}$), d'après Devesa & Indinger [38].

Bien que les travaux de Devesa & Indinger [38] impliquent l'utilisation d'un déflecteur de pavillon optimisé pour la remorque, les iso-surfaces de Q mettent en évidence l'existence d'une zone de recirculation au niveau de la partie amont du toit de la remorque. En règle générale, la taille de cette zone de recirculation est plus importante que celle observée en figure I.8 et fluctue selon le réglage du déflecteur de pavillon. Martini et al. [93] montrent que les multiples réglages possibles engendrent des développements de couche limite sur le toit de la remorque avec des caractéristiques très différentes. Les topologies d'écoulement dans le plan du culot de la remorque sont donc diversifiées, comme le montrent les deux exemples donnés en figure I.9.

Afin de quantifier les caractéristiques de la couche limite se développant sur une remorque de référence à échelle réelle, couplée à un déflecteur de pavillon correctement réglé, Renault Trucks a réalisé, en Novembre 2010, des mesures de vitesse par tube de Pitot sur un convoi complet. Deux profils de vitesse ont été mesurés à une distance de 500 mm en amont du culot de la remorque : un profil vertical sur le toit dans le plan de symétrie du véhicule et un profil transversal sur le côté de la remorque à une distance de 2700 mm du sol. Ces deux profils sont donnés en figure I.10 et mettent en évidence les épaisseurs importantes des couches limites se développant sur les parois de la remorque. Ces épaisseurs caractéristiques, dont les définitions sont introduites dans le chapitre II, sont données dans le tableau I.1.

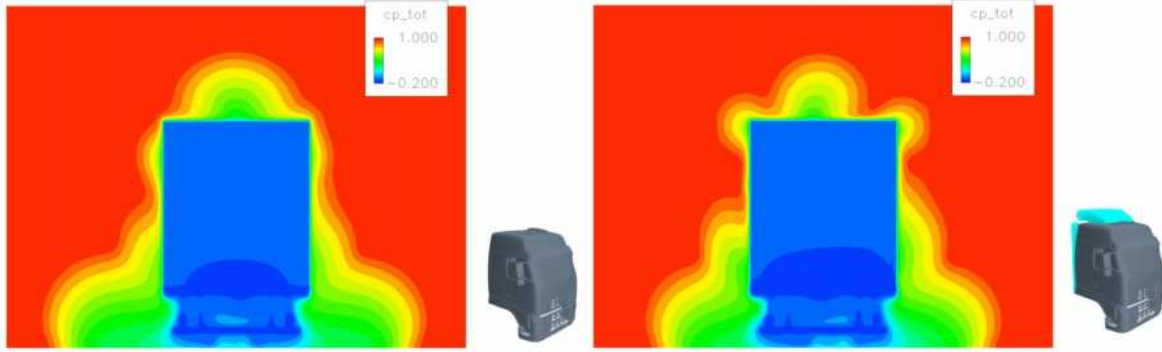


FIGURE I.9 – Cartographies du coefficient de pression totale dans le plan du culot de la remorque pour deux configurations de pavillon de toit, d’après Martini et al. [93].

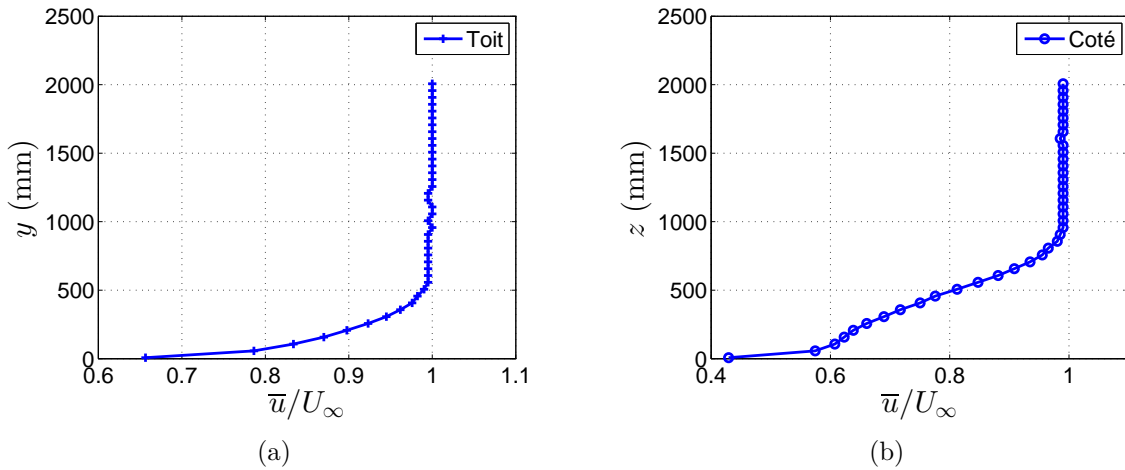


FIGURE I.10 – Profil vertical de vitesse moyenne sur le toit de la remorque (a) et profil transversal de vitesse sur le coté de la remorque (b) mesurés par tube de Pitot à 500 mm en amont du culot. Les références $y = 0$ et $z = 0$ sont prises respectivement aux parois supérieure et latérale de la remorque.

Sur le toit (figure I.10(a)), le profil de couche limite ainsi que la valeur du facteur de forme $H_{\delta^*/\theta}$ montrent que la couche limite est pleinement turbulente et possède des caractéristiques classiques des couches limites se développant sur plaque plane [75]. L’épaisseur de couche limite δ est de 507 mm, soit environ un sixième de la hauteur de la remorque H . En revanche, le profil transversal sur le coté de la remorque est plus atypique. Ce profil présente un point d’inflexion qui met en évidence la présence d’une zone de faible vitesse pour une distance à la paroi z comprise entre 100 et 750 mm. Cette zone de déficit de vitesse correspond à la trace du sillage des rétroviseurs. En effet, ces derniers, de grandes dimensions, génèrent des perturbations importantes qui subsistent jusqu’au culot de la remorque. En outre, les interactions entre les nombreux essieux du convoi et l’écoulement engendrent également des structures tourbillonnaires de dimension importante sur les cotés de la remorque, à proximité du sol (voir figure I.8).

La cartographie de vitesse dans le plan de symétrie de la cabine, présentée en figure I.11,

Profil	δ (mm)	δ/H	δ^* (mm)	θ (mm)	$H_{\delta^*/\theta}$
Toit	507	0.17	43.3	35.9	1.20
Coté	857	0.28	187.9	128.6	1.46

TABLE I.1 – Epaisseurs caractéristiques des couches limites se développant sur les parois de la remorque à 500 mm en amont du culot.

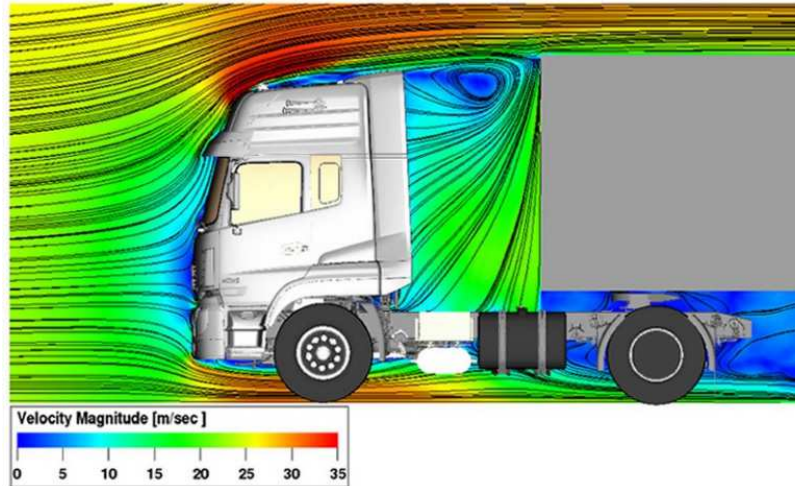


FIGURE I.11 – Cartographie de la vitesse moyenne de l'écoulement dans le plan de symétrie du véhicule au niveau du gap entre le tracteur et la remorque, d'après Jiang et al. [69].

illustre la topologie de l'écoulement dans la cavité située entre la cabine et la remorque. La structure tourbillonnaire moyenne observée, ainsi qu'un niveau de fluctuation élevé non représenté ici, génèrent approximativement 5% de la traînée globale du convoi. La figure I.11 met également en évidence une caractéristique géométrique très spécifique aux véhicules poids lourds. En effet, il existe une différence de garde au sol importante entre le tracteur et la remorque. De manière générale, la garde au sol de la remorque est trois fois plus élevée que celle du tracteur. Cette caractéristique géométrique limite fortement le débit d'écoulement sous la remorque, ce qui joue un rôle important dans la manière dont le sillage de la remorque se développe.

En effet, comme le montre la cartographie de vitesse de la figure I.12, l'arête supérieure de la remorque engendre un décollement massif de l'écoulement. La zone de recirculation résultante derrière la remorque est dominée par une structure tourbillonnaire principale de dimension équivalente à la hauteur du véhicule. Le sillage est donc fortement dissymétrique dans le plan observé, du fait du faible débit d'écoulement provenant du soubassement de la remorque. L'étude des lignes de courant à proximité du sol met en évidence des structures tourbillonnaires secondaires de petite dimension qui sont issues du soubassement. Les caractéristiques de ces structures dépendent grandement de la géométrie de l'arrière de la remorque. Dans le cas présenté en figure I.12, la partie inférieure de l'arrière de la remorque est constituée d'une simple structure jouant le rôle de barre anti-encastrement et permettant l'intégration des feux et de la plaque d'immatriculation. Cependant, d'autres configurations impliquent des bavettes semi-rigides qui viennent quasiment en contact avec la route. L'utilisation de ces bavettes empêche le passage de l'écoulement et donc le développement de ces

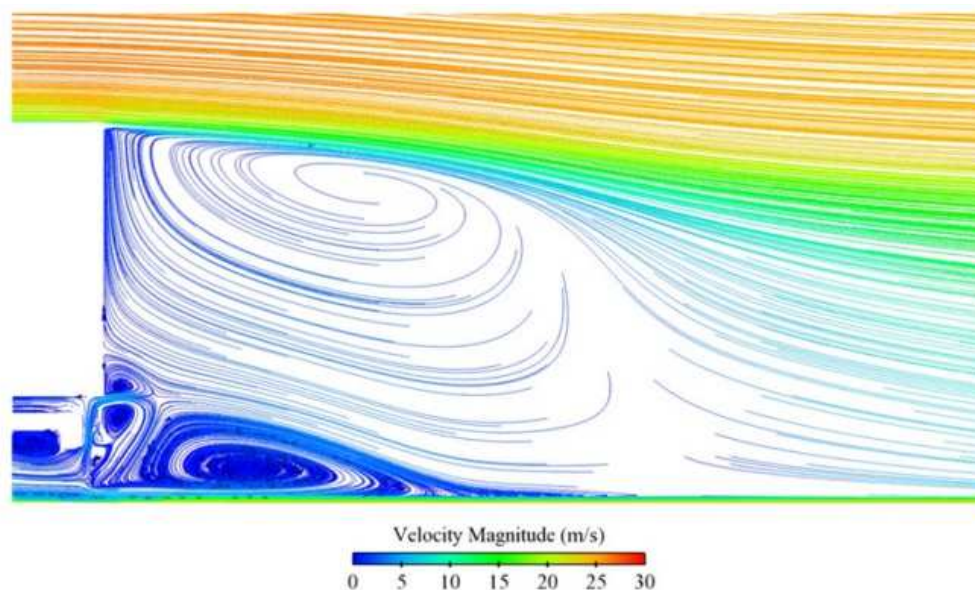


FIGURE I.12 – Cartographie de la vitesse moyenne de l'écoulement de sillage de la remorque dans le plan de symétrie, d'après Chacaton [23].

structures. La topologie de l'écoulement de sillage est alors proche de celle des écoulements plus académiques de type marche descendante.

Cette topologie de sillage est associée à une distribution de pression stratifiée verticalement au culot de la remorque (figure I.13). En effet, le gradient de pression transversal est faible, contrairement au gradient vertical, plus important. Le spot de surpression en partie inférieure est associé au point de recollement de l'écoulement de retour sur le culot. En revanche, en partie supérieure, le gradient de pression est proche d'être nul, ce qui souligne la cohérence transversale de la structure tourbillonnaire principale. Les structures tourbillonnaires secondaires identifiées dans la partie basse de la zone de recirculation (figure I.12) possèdent des caractéristiques différentes selon la configuration de l'arrière de la remorque. Cette variété de configurations entraîne de légères variations de la vitesse de l'écoulement en sortie de soubassement et donc de la position verticale du spot de surpression observé en figure I.13. Cependant, la vitesse de l'écoulement de soubassement restant très faible par rapport à la vitesse du véhicule, l'aspect stratifié de la distribution de pression au culot est conservé dans tous les cas.

Ces résultats issus de la littérature montrent que l'écoulement autour d'un véhicule poids lourd est fortement dépendant de la géométrie de remorque, avec notamment l'adaptation du déflecteur de pavillon de la cabine par rapport à la remorque et les différentes configurations de la partie basse du culot. En effet, ces différences de géométries engendrent une grande variété de couches limites se développant sur le toit d'une remorque. Cette variété est donc à prendre en considération en vue d'une application du contrôle actif d'écoulement. La couche limite se développant sur les parois latérales de la remorque est quant à elle atypique et ses caractéristiques résultent de la région de sillage des rétroviseurs et des perturbations engendrées par les nombreux essieux en partie basse. En outre, la faible vitesse de l'écoulement au niveau du soubassement engendre une topologie de sillage fortement dissymétrique et proche de celle des écoulements derrière les marches descendantes.



FIGURE I.13 – Cartographie du coefficient de pression statique au culot de la remorque, d’après Chacaton [23].

I.3.2.2 Les géométries simplifiées de référence

Dans le domaine de l’automobile, le corps de Ahmed [1] est très souvent utilisé comme géométrie simplifiée de référence par les communautés industrielle et universitaire à travers le monde. Ce corps simplifié de référence possède en effet l’avantage de pouvoir reproduire de manière représentative les caractéristiques principales d’un écoulement se développant autour d’un véhicule automobile.

En revanche, bien que très peu de souffleries puissent accueillir un véhicule poids lourd réel, il n’existe à l’heure actuelle aucune géométrie simplifiée de référence unique dans le domaine du véhicule industriel. Un intérêt plus tardif pour l’aérodynamique ainsi que des architectures de tracteur différentes selon les continents en sont les principales raisons. En effet, deux architectures de tracteurs sillonnent la surface du globe, celle dite conventionnelle que l’on trouve essentiellement aux Etats-Unis et celle dite COE (pour « Cab Over Engine ») dans le reste du monde. La principale différence entre les deux architectures, présentées sur la figure I.14, réside dans le positionnement du groupe motopropulseur par rapport à la cabine. Pour la cabine conventionnelle (figure I.14(b)), ce dernier se trouve devant la cabine. Il en résulte une longueur de tracteur bien plus importante que pour l’architecture COE (figure I.14(a)) pour laquelle le groupe motopropulseur se trouve sous le plancher de la cabine.

De ces deux architectures résultent deux géométries de maquette simplifiée principalement utilisées par les chercheurs et présentées sur la figure I.15. Le modèle GTS (pour « Ground Transportation System ») est utilisé pour simuler l’écoulement autour d’un convoi avec une cabine COE. Comme le montre la figure I.15(a), cette géométrie est relativement simple et constituée d’un corps unique de forme parallélépipédique avec une arête supérieure rayonnée et des congés. Ce corps repose sur quatre pieds cylindriques et sa longueur diffère selon les auteurs. Le modèle GCM (pour « Generic Conventional Model »), est quant à lui plus détaillé et constitué d’un tracteur et d’une remorque. Il permet de simuler l’écoulement autour d’un convoi avec une cabine conventionnelle [91, 106]. Enfin, d’autres modèles tels



FIGURE I.14 – Photographies de cabine COE, le Renault Trucks Range T (a), et conventionnelle, le Mack Pinnacle (b), dans la gamme du groupe Volvo AB.

que le corps de Ahmed à culot droit [1] ou le modèle de Windsor [90] sont également utilisés mais la plupart des travaux n'impliquant pas les modèles GCM ou GTS étudient des géométries réalistes à échelle réduite [98, 99, 103, 134].

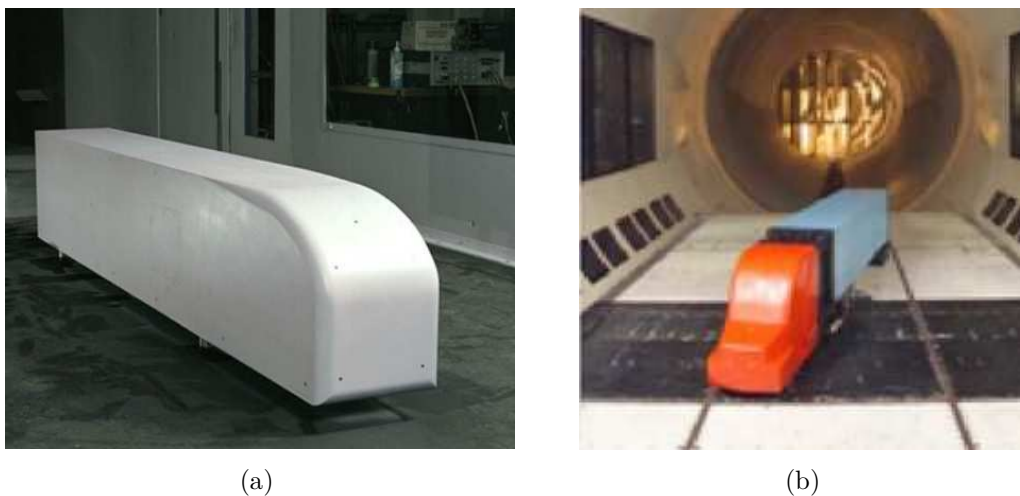


FIGURE I.15 – Photographies des modèles GTS (a) et GCM (b), d'après Mc Callen et al. [91].

Le travail de thèse s'orientant vers les cabines COE, seul l'écoulement de sillage du modèle GTS est discuté dans la suite de ce paragraphe. Les travaux expérimentaux [44, 91] et numériques [118, 119, 137, 140] permettent de réaliser une caractérisation assez complète de l'écoulement derrière cette géométrie.

La topologie de cet écoulement est mise en évidence numériquement par Salari et al. [119] et vanLeeuwen [137] par le tracé de lignes de courant dans le sillage du modèle GTS en figure I.16. Dans les deux études, les auteurs observent un écoulement de sillage vertical qua-

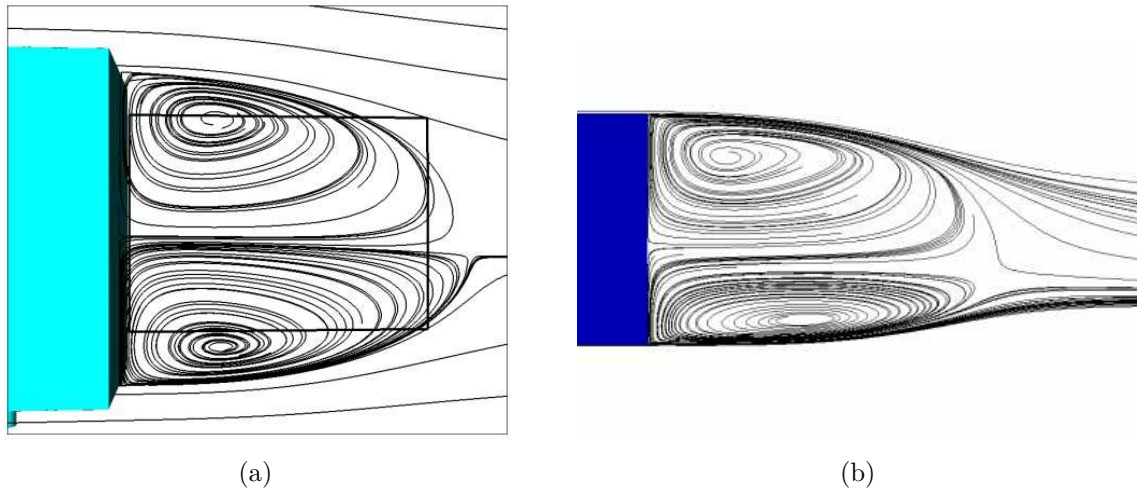


FIGURE I.16 – Lignes de courant dans le plan de symétrie du modèle GTS, d’après Salari et al. [119] (a) et d’après van Leeuwen [137] (b).

siment symétrique, constitué de deux structures tourbillonnaires moyennes contra-rotatives. Cette symétrie est particulièrement bien illustrée par la position du point selle marquant la fermeture de la zone de recirculation, derrière les deux structures. Cette topologie de sillage diffère donc fortement de celle présentée précédemment sur la figure I.12 pour un véhicule réel, pour laquelle ce point singulier est situé à proximité du sol. Cette différence est due à la non prise en compte des faibles vitesses de l’écoulement dans la région du soubassement dont la valeur, dans le cas du modèle GTS, est proche de la vitesse de l’écoulement amont U_∞ .

A cette vitesse de soubassement importante est associé le développement d’une structure tourbillonnaire torique au proche voisinage du culot du modèle GTS. En effet, cette dernière est mise en évidence en figure I.17 par des lignes de courant [119] et par des iso-surfaces de pression totale [137]. La trace moyenne de ce tore est également visible sur la distribution du coefficient de pression statique au culot de la maquette, comme illustré en figure I.17(c). La présence du tore souligne à nouveau les différences importantes entre l’écoulement derrière une remorque réelle et celui derrière le modèle GTS. La topologie d’écoulement derrière ce dernier est similaire à celle observée par Krajnovic et al. [79] sur une géométrie à culot droit simplifiée et Rouméas et al. [117] sur un corps de Ahmed à culot droit, géométries pour lesquelles la vitesse de l’écoulement de soubassement est également importante.

I.3.3 Le contrôle d’écoulement

Les éléments bibliographiques présentés dans le paragraphe I.3.2.1 montrent que la traînée aérodynamique d’un véhicule poids lourd est principalement liée à sa géométrie et aux décollements induits par cette dernière. Ces décollements engendrent des zones de recirculation et la naissance de structures tourbillonnaires, génératrices de traînée aérodynamique. Afin de réduire l’impact négatif de ces zones de recirculation, il est possible d’utiliser des solutions dites de contrôle d’écoulement. Ces solutions sont étudiées dans de nombreux domaines tels que l’acoustique pour la réduction de bruit ou encore la thermodynamique pour favoriser les capacités de mélange entre fluides et améliorer le transfert d’énergie sous forme

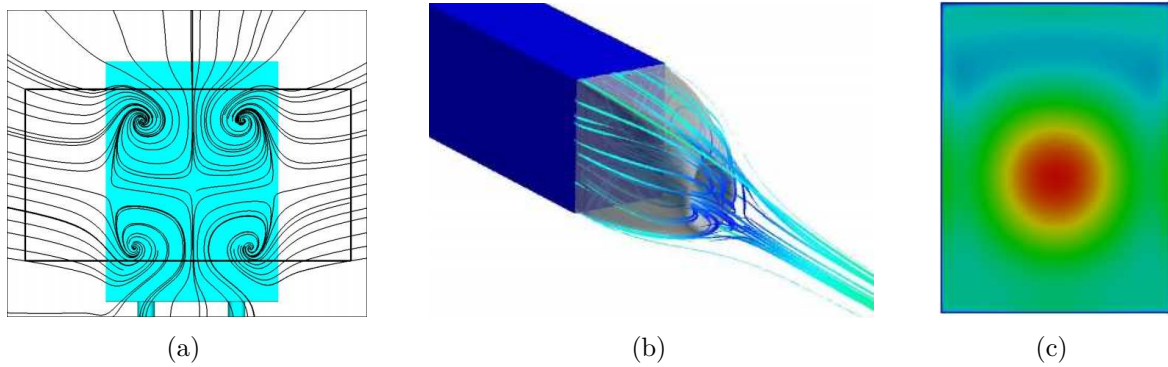


FIGURE I.17 – Mise en évidence de la présence d’une structure torique dans le sillage du modèle GTS, par des lignes de courant d’après Salari et al. [119] (a) et par des iso-surfaces de pression totale (b) et la distribution de pression statique au culot (c), d’après van Leeuwen [137].

de chaleur. En mécanique des fluides, ce sujet est également très étudié par les chercheurs industriels et universitaires, comme le montre le nombre important de travaux proposés par la littérature scientifique. Bien que l’objectif de cette section ne soit pas de réaliser une liste exhaustive de l’ensemble des techniques de contrôle, certains travaux apportant des éléments de compréhension importants pour la suite de l’étude sont ici présentés.

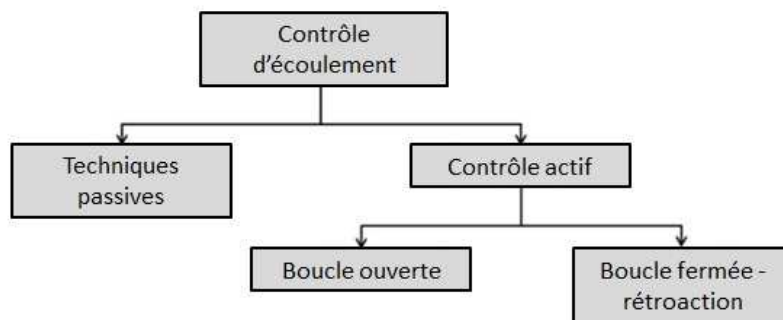


FIGURE I.18 – Classification des techniques de contrôle d’écoulement, adaptée de Gad-El-Hak [49].

Les techniques de contrôle d’écoulement se décomposent en deux grandes catégories illustrées sur la figure I.18. Les techniques passives consistent à apporter des modifications de formes ou à l’ajout d’artifices qui permettent d’améliorer les performances aérodynamiques. Les techniques de contrôle actif consistent quant à elles à injecter localement une perturbation aérodynamique afin de modifier de manière globale l’écoulement. Par conséquent, ces deux techniques se différencient par l’utilisation ou non d’énergie pour contrôler l’écoulement. Le contrôle actif est intéressant si le coût énergétique associé à la production de la perturbation aérodynamique est faible. Les techniques de contrôle actif se décomposent ensuite en deux sous catégories : les systèmes en boucle ouverte, fonctionnant avec des paramètres prédéterminés pour une application donnée et les systèmes en boucle fermée dit rétroactifs, qui utilisent des capteurs pour faire évoluer les paramètres de contrôle en temps réel selon les

conditions de l'écoulement à contrôler. Bien que les systèmes rétroactifs soient bien présents dans la littérature scientifique [20, 22, 74, 107], ils ne sont pas discutés dans cette partie.

I.3.3.1 Les techniques passives

Outre l'optimisation de la forme et le profilage de la géométrie globale du véhicule, les techniques de contrôle passives consistent en l'utilisation d'artifices aérodynamiques tels que des générateurs de vortex ou des volets défecteurs. D'autres techniques telles que l'utilisation de matériaux poreux [17] ou le positionnement de cylindre de contrôle dans le sillage [19] sont également étudiées dans la littérature mais ne sont pas discutés dans cette section.

Générateurs de vortex

Les générateurs de vortex sont des artifices aérodynamiques positionnés en paroi. En 1960, Schubauer & Spangenberg [122] étudient ces artifices pour de multiples valeurs de gradient de pression adverse. Ils montrent que l'interaction entre les générateurs de vortex et la couche limite engendre la naissance au voisinage de la paroi d'une paire de structures tourbillonnaires co-rotatives ou contra-rotatives selon la géométrie des artifices étudiés. Ces structures tourbillonnaires permettent d'augmenter le mélange dans la couche limite et par conséquent de transférer de la quantité de mouvement des couches supérieures de l'écoulement vers les sous-couches en proche paroi. L'effet résultant est similaire à celui engendré par une diminution du gradient de pression et permet de repousser en aval la ligne de décollement naturelle. Différentes géométries de générateurs de vortex sont présentées en figure I.19.

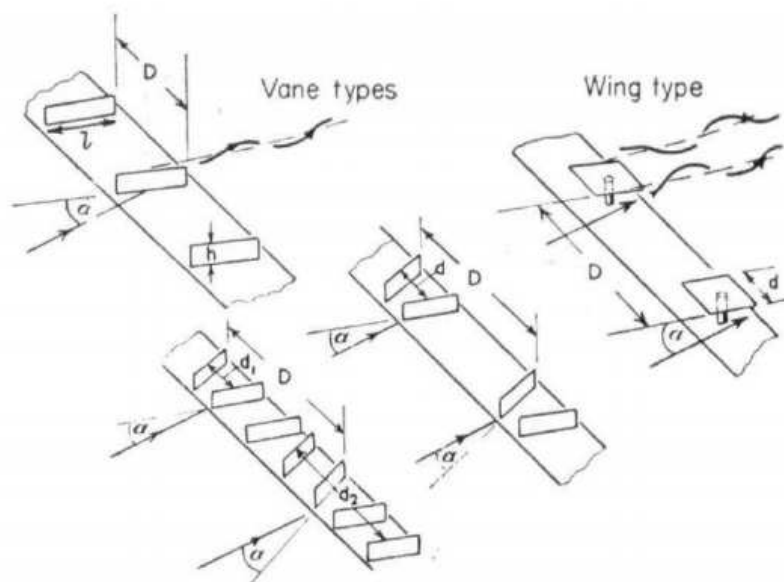


FIGURE I.19 – Différentes géométries de générateurs de vortex, d'après Pearcey [108].

Bien que très répandus dans le domaine de l'aéronautique depuis plusieurs décennies [108], ce n'est que plus récemment que ces artifices ont été étudiés dans le cadre d'applications dédiées aux transports terrestres. Dans le domaine de l'automobile, des études sur géométries simplifiées ont montré la complexité des mécanismes aérodynamiques engendrés

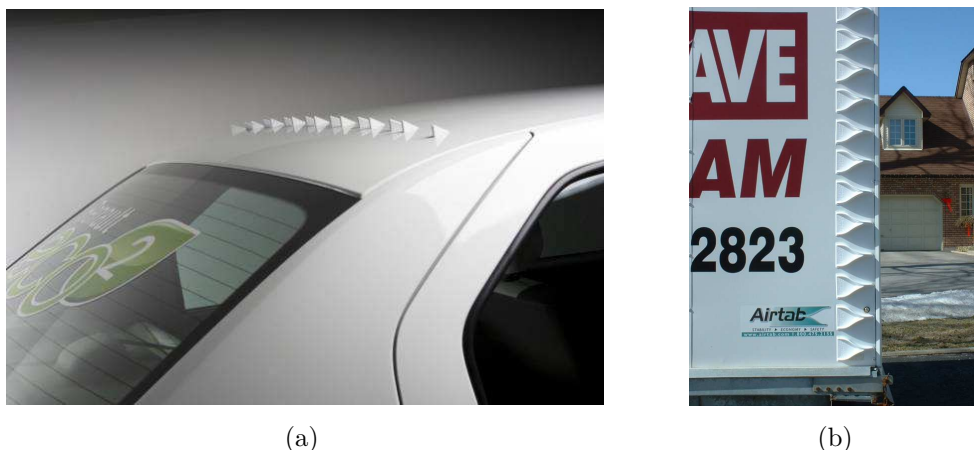


FIGURE I.20 – Renault Logan Eco2, d’après Gilliéron [78] (a) et générateurs de vortex appliqués à la remorque d’un véhicule poids lourd (b).

par ce type de solution. En effet, Aider et al. [3, 7] montrent qu’il est possible de forcer le positionnement du décollement de la couche limite sur une géométrie avec un arrière rayonné en fonction du positionnement des générateurs de vortex. Dans certains cas, ils observent un allongement de la zone de recirculation et une diminution de la vorticité liée aux structures tourbillonnaires longitudinales dans le sillage. Cette topologie d’écoulement est associée    une augmentation de la pression moyenne    l’arrière de la maquette et    une diminution de traînée. En revanche, déclencher le décollement trop tôt engendre une zone de recirculation de dimension plus faible et l’augmentation de la vorticité liée aux tourbillons longitudinaux. Dans ce cas, la traînée aérodynamique est plus importante. Bien que des études académiques soient encore en cours, des générateurs de vortex ont déjà été appliqués avec succès sur des automobiles réelles. En particulier, l’intégration de ces artifices sur le pavillon de toit de la Renault Logan Eco 2 (figure I.20(a)) [78], de la Citroën C Airlounge [2] et de la Mitsubishi Lancer Evo VIII [76], permet d’obtenir des réductions de traînée significatives qui entretiennent l’engouement pour ce type de solutions de contrôle.

Dans le domaine du poids lourd, les travaux numériques de Lav [84] montrent que l’utilisation de générateurs de vortex    l’arrière de la remorque permet de modifier le développement de la zone de recirculation et de diminuer la traînée d’environ 9%. Néanmoins, ces résultats ne sont pas soutenus par des données expérimentales. Des kits aérodynamiques incluant des générateurs de vortex positionnés    l’arrière de la remorque (figure I.20(b)) peuvent également être trouvés dans le commerce, notamment aux Etats-Unis. Cependant, l’efficacité de ces kits n’a,    l’heure actuelle, jamais été prouvée. En revanche, la combinaison de générateurs de vortex optimisés avec des volets déflecteurs positionnés    l’arrière de la remorque pourrait être une solution intéressante    étudier dans l’optique d’obtenir une réduction de traînée.

Volets déflecteurs ou boat-tails

Les volets déflecteurs, aussi appelés boat-tails, sont des artifices aérodynamiques fortement étudiés dans la littérature. En effet, de nombreux travaux [38, 64, 67, 83, 87, 132] démontrent que l’utilisation de volets déflecteurs    l’arrière de géométries simplifiées    culot

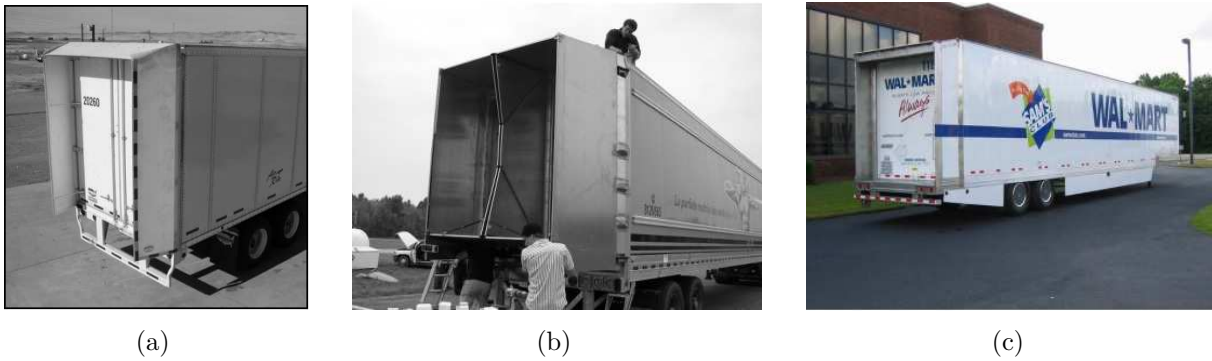


FIGURE I.21 – Différents concepts de volets déflecteurs à échelle réelle, d'après Browand et al. [16] (a), Surcel et al. [133] (b) et Schoon [121] (c).

droit permet d'obtenir des gains en traînée allant jusqu'à 15%. L'influence de volets déflecteurs sur la traînée aérodynamique d'un véhicule poids lourd est également beaucoup étudiée sur route (figure I.21). Par exemple, Browand et al. [16] étudient l'effet de l'angle de volet sur la consommation de carburant du véhicule. Une configuration optimale avec un angle de 16° permet d'obtenir une réduction maximale de la consommation d'environ 5%.

De même, Renault Trucks montre à travers son concept Optifuel Lab (figure I.22) que des gains de traînée significatifs sont obtenus avec un volet d'angle de 7° . Cependant, les artifices aérodynamiques présentés dans tous ces travaux ont des longueurs de l'ordre de 700 mm ou plus. Ces longueurs sont trop importantes et ne sont pas en accord avec la nouvelle réglementation européenne [36].



FIGURE I.22 – Photographie du concept Renault Trucks Optifuel Lab Step 1.

Bien que le potentiel de ce type de solution soit bien connu, les mécanismes aérodynamiques engendrés par l'utilisation de volets déflecteurs et associés à la réduction de traînée le sont moins. Afin de comprendre quels sont ces mécanismes, des simulations numériques de type RANS sont réalisées par Renault Trucks [24]. La maquette est une géométrie simplifiée

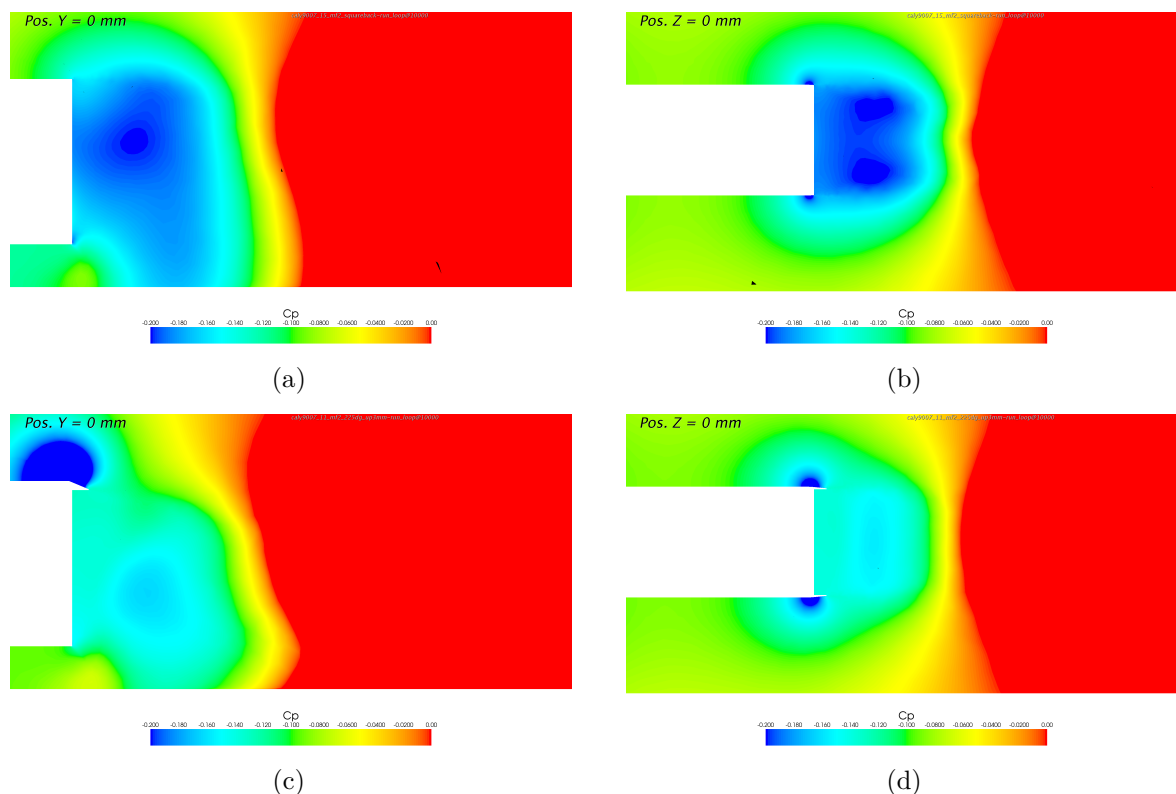


FIGURE I.23 – Cartographies du coefficient de pression statique pour une géométrie simplifiée à culot droit (vue de coté (a) et vue de dessus (b)) et pour une géométrie avec volets déflecteurs (vue de coté (c) et vue de dessus (d)), d’après Chacaton [24].

avec une vitesse d’écoulement de soubassement de $0.2 \times U_\infty$, U_∞ étant la vitesse en entrée du domaine de calcul. Deux versions de culot sont étudiées : un culot droit et un culot avec trois volets déflecteurs sur les bords supérieur et latéraux.

Le principe de fonctionnement de ces artifices est de modifier la direction de l’écoulement incident afin de réduire la section transversale du sillage. Autrement dit, la géométrie du volet provoque la déviation de l’écoulement avant la ligne de décollement et la courbure des lignes de courant au contournement de l’arête formée par le toit de la remorque et le volet. Cet effet potentiel, conduisant également à une accélération locale de l’écoulement, est mis en évidence par des cartographies de pression en figure I.23.

Pour la géométrie à culot droit, la pression est minimale dans la zone de recirculation derrière le culot de la maquette. Cette zone de recirculation est délimitée par des gradients de pression totale importants (non représentés ici) qui montrent que la chute de pression est liée à une perte d’énergie mécanique du fluide sous l’action de la viscosité. Des gradients spatiaux de pression statique sont également observés sur les figures I.23(a) et I.23(b) au sein de la zone de recirculation et sont dus à la présence de structures tourbillonnaires qui provoquent de fortes dépressions localisées au voisinage de leurs centres.

Lorsque l’écoulement incident est dévié à l’aide d’un volet déflecteur d’angle suffisamment faible pour que l’écoulement reste attaché, la zone pour laquelle la pression est minimale est déplacée depuis le culot vers les zones de contournement des arêtes formées par les parois de

la maquette et les volets. Ce mécanisme, clairement visible sur les figures I.23(c) et I.23(d), a pour effet direct d'augmenter la pression statique dans toute la zone de recirculation et donc de diminuer de manière conséquente la traînée.

Pour des volets dont l'angle est trop important, l'écoulement incident décolle de la paroi du volet. Par conséquent, l'effet de vectorisation de l'écoulement incident, engendré par le volet, est diminué ou même supprimé. On retrouve alors un écoulement similaire à celui derrière le culot droit, ainsi que la traînée aérodynamique associée. Ces résultats expliquent donc pourquoi les gains annoncés dans la littérature dépendent fortement des caractéristiques géométriques du volet. En outre, ils soulignent que l'utilisation de volets déflecteurs est efficace seulement pour des angles suffisamment faibles pour que l'écoulement reste attaché.

I.3.3.2 Les systèmes de contrôle actif

Le principe de base d'un système de contrôle actif au sens de la mécanique des fluides est d'injecter localement de l'énergie afin de modifier de manière globale l'écoulement étudié. Par conséquent, contrairement aux techniques passives, ces systèmes nécessitent une source d'énergie extérieure pour fonctionner. Leur mise en oeuvre implique généralement l'utilisation d'actionneurs soufflant et/ou aspirant du fluide à un endroit précis, de manière permanente ou à certaines fréquences. Dans le cadre de ces travaux de thèse, des actionneurs de laboratoire permettant la génération de jets synthétiques et de jets pulsés sont étudiés. Par conséquent, leurs principes de fonctionnement respectifs ainsi que les diverses applications présentes dans la littérature scientifique sont détaillés dans cette section.

Néanmoins, d'autres techniques, présentes dans la littérature, sont succinctement décrites ici. En particulier, les actionneurs plasma permettent également la génération d'un jet périodique. Ce jet est nécessairement pariétal étant donné la technologie d'actionneur utilisée. Cette dernière consiste en l'application d'une haute tension alternative aux bornes d'électrodes positionnées de chaque côté d'une surface diélectrique. Cette tension crée une région de plasma entre les deux électrodes qui engendre un champ électrique. Ce champ génère à son tour une force et donc un jet pariétal, usuellement appelé vent ionique. Ce principe de fonctionnement est schématisé en figure I.24. Différents types d'actionneurs plasma sont étudiés dans la littérature et le lecteur intéressé pourra se référer à une des listes existantes, dressée par Corke et al. [34].

Les études impliquant des actionneurs plasma relèvent essentiellement du domaine de l'aéronautique, avec de nombreuses applications sur des parois courbes telles que des cylindres circulaires ou des profils d'ailes. Par exemple, Thomas et al. [135] montrent que l'application d'actionneurs plasma spécifiques, répartis à l'arrière du cylindre, permet d'une part, de supprimer le mécanisme de détachement tourbillonnaire alterné de type allée de Von Karman et d'autre part, de réduire de manière importante la section transversale moyenne du sillage. Cette modification radicale de topologie, engendrée par les actionneurs plasma, est illustrée par des images issues de mesures PIV sur la figure I.25.

De même, sur un profil d'aile en incidence, de nombreuses études montrent que l'utilisation d'actionneurs plasma, positionnés à proximité de la ligne de décollement naturelle, permet d'augmenter la valeur de l'angle d'attaque critique pour laquelle le phénomène de

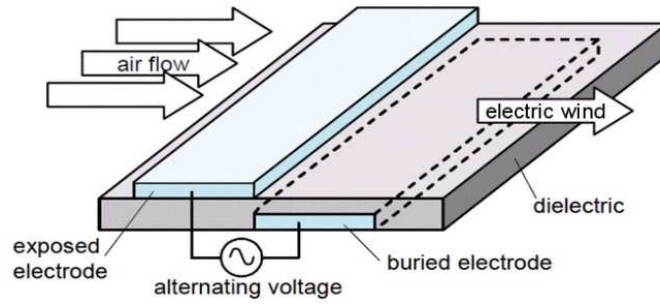
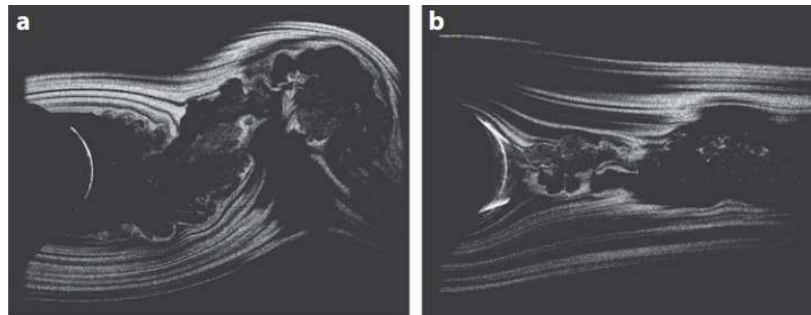


FIGURE I.24 – Principe de fonctionnement d'un actionneur plasma DBD, adapté de Font [46].

FIGURE I.25 – Images de mesures PIV du sillage d'un cylindre ($Re_D = 33000$) sans (a) et avec le contrôle par actionneurs plasma (b), d'après Thomas et al. [135].

décrochage intervient. Benard et al. [9] montrent par exemple que les perturbations périodiques induites par les actionneurs dans le sillage d'un profil NACA0015 avec une incidence de 16° résultent d'une allée tourbillonnaire dans laquelle les structures organisées sont amplifiées. En moyenne, ces structures permettent la suppression du décollement massif observé, comme illustré par les cartographies de vitesse en figure I.26. Sous l'effet du contrôle, la position de la ligne de décollement évolue de 5% à 70% de la corde du profil. Compte tenu de ces résultats, de tels actionneurs, couplés à la présence d'éléments passifs pour adoucir la géométrie du culot, pourraient éventuellement s'avérer intéressants dans le cadre d'une application visant à réduire la traînée d'un véhicule poids lourd.

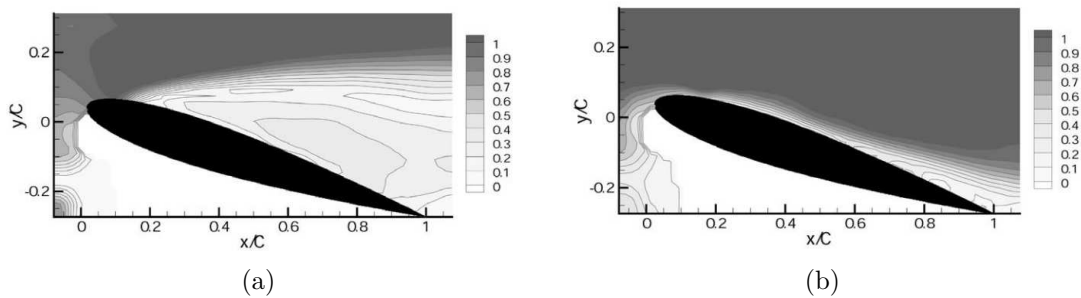


FIGURE I.26 – Cartographies de vitesse moyenne sans (a) et avec contrôle par actionneurs plasma (b), d'après Benard et al. [9]

Afin de réduire la traînée de corps non profilés, une autre approche consiste en l'utilisation de parois mobiles telles que des cylindres tournants [8, 95, 96, 97] ou des volets oscillants de manière périodique [70]. Par exemple, Modi & Akinturk [97] démontrent que l'utilisation de deux cylindres tournants positionnés aux arêtes avant d'une géométrie parallélépipédique engendre une réduction de traînée de 24%. Cette réduction peut aller jusqu'à 28.5% avec un angle de dérapage non nul. Beaudoin et al. [7] annoncent des gains du même ordre de grandeur en utilisant un cylindre tournant à l'arrière d'un corps non profilé bidimensionnel. Comme illustré par les visualisations présentées en figure I.27(b), ces gains de traînée sont associés à une réduction conséquente de la hauteur du sillage, due à l'apport de quantité de mouvement à proximité de la paroi par le cylindre. En effet, une augmentation de la vitesse de rotation du cylindre engendre une augmentation de la quantité de mouvement en proche paroi, accompagnée d'une diminution de la traînée (figure I.27(a)).

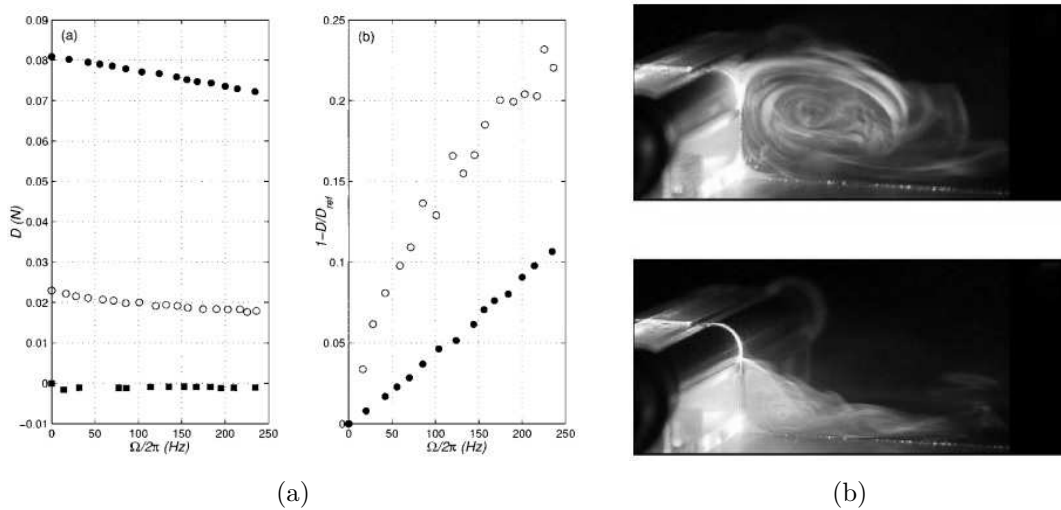


FIGURE I.27 – Influence de la vitesse de rotation du cylindre sur la traînée du corps (a) et visualisation de l'écoulement de sillage avec et sans contrôle (b) d'après Beaudoin et al. [7].

Bien que ces éléments bibliographiques soulignent le potentiel important de ces solutions de contrôle en vue de réduire la traînée aérodynamique de corps non profilés, ces travaux de thèse se concentrent sur les actionneurs jets synthétiques et jets pulsés. Leur principe de fonctionnement ainsi que les travaux relatifs à ces techniques de contrôle sont donc présentés dans les paragraphes suivants. Pour conclure, des applications de systèmes de contrôle actif à des véhicules poids lourds réels sont présentées.

I.3.3.3 Les jets synthétiques

Le jet synthétique est un jet périodique à débit moyen nul, généré par la variation du volume d'une cavité ouverte sur un écoulement extérieur. Cette variation de volume est généralement réalisée par le déplacement d'une membrane dans la cavité, permettant ainsi le pilotage du jet en fréquence et en amplitude par un signal de commande électrique sinusoïdal. Le déplacement sinusoïdal de la membrane crée un jet constitué de deux phases au cours d'un cycle d'actionnement : une phase de soufflage et une phase d'aspiration. Ces deux

phases sont schématisées sur la figure I.28.

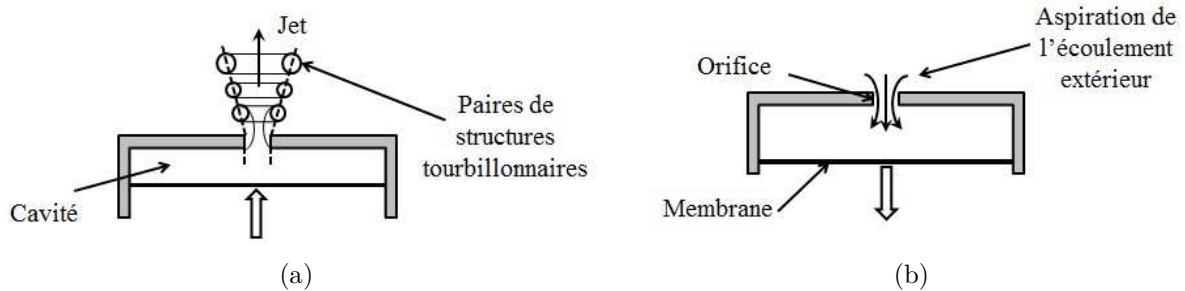


FIGURE I.28 – Schéma du principe de fonctionnement d'un jet synthétique pendant la phase de soufflage (a) et pendant la phase d'aspiration (b).

La phase de soufflage débute au passage du point mort bas de la membrane, lorsque le volume de la cavité diminue (figure I.28(a)). Pendant cette phase, la surpression dans la cavité, engendrée par la diminution de volume, expulse l'air se trouvant dans la cavité via l'orifice, ce qui forme un jet. Ce jet peut être plan si l'orifice est rectangulaire ou axisymétrique dans le cas d'un orifice circulaire. En outre, le développement de couches limites sur les parois de l'orifice, engendre la formation de structures tourbillonnaires dans les régions cisillées. A nouveau, ces structures peuvent être contra-rotatives ou de type rond de fumée selon la géométrie de l'orifice. La phase d'aspiration (figure I.28(b)) débute au passage du point mort haut de la membrane pour lequel le volume de la cavité est minimal. L'aspiration de l'écoulement extérieur résulte de la dépression dans la cavité générée par l'augmentation du volume de cette dernière. Le débit d'air, aspiré lors de cette phase, est entièrement réutilisé pour la phase de soufflage suivante. Par conséquent, ce principe de fonctionnement engendre un jet à débit moyen net nul.

Il existe de nombreux principes d'actionneurs permettant d'obtenir la variation du volume d'une cavité, nécessaire à la génération d'un jet synthétique. Cette variation peut en effet être réalisée par un système mécanique, acoustique ou encore piézo-électrique. Une synthèse de l'ensemble des actionneurs existants est proposée par Cattafesta & Sheplak [21].

La topologie de l'écoulement d'un jet synthétique

De nombreux articles étudient la topologie de l'écoulement d'un jet synthétique obtenu avec un orifice de forme rectangulaire dans un écoulement au repos. Cet écoulement est par exemple caractérisé expérimentalement dans le plan de symétrie de l'orifice par Glezer & Amitay [54]. Ces travaux démontrent que l'écoulement de jet synthétique se divise en deux régions distinctes appelées par les auteurs champs proche et lointain. Ces deux régions sont séparées par les lignes de courant quasiment perpendiculaires à l'axe du jet et passant par un point selle, comme illustré sur la figure I.29. La distance entre l'orifice et ce point évolue au cours du cycle d'actionnement. Il se situe à proximité de l'orifice pendant la phase de soufflage et s'éloigne pendant la phase d'aspiration. Dans le champ proche, le jet consiste essentiellement au développement et à la convection de la paire de structures tourbillonnaires. A proximité de l'orifice, l'aspiration de l'écoulement extérieur s'effectue de manière uniforme

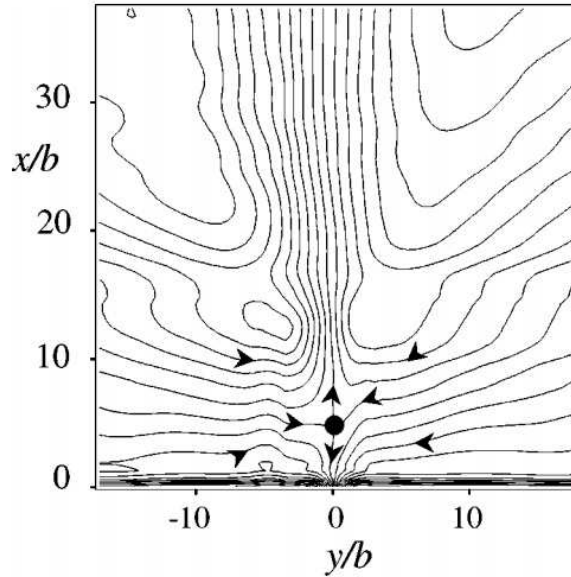


FIGURE I.29 – Cartographie moyennée en phase des lignes de courant pour $t.f_{ac} = 0.75$ pendant la phase d'aspiration pour une fréquence d'actionnement $f_{ac} = 600$ Hz, d'après Glezer & Amitay [54].

sur un angle de 180° , comme l'indiquent les lignes de courant dans cette région (figure I.29). Dans le champ lointain, le jet est pleinement turbulent et possède des caractéristiques moyennes similaires à celles des jets continus [54].

Lors de la phase de soufflage, le développement d'une paire de structures tourbillonnaires contra-rotatives est également mis en évidence numériquement par Getin [51] et expérimentalement par Smith & Glezer [130]. La figure I.30 montre que ces structures tourbillonnaires sont rapidement convectées et engendrent des zones de faible pression, dans lesquelles la valeur minimale de pression est localisée au voisinage des centres tourbillonnaires. Sur ces cartographies, deux paires de structures issues de cycles d'actionnement successifs peuvent être identifiées. La présence de ces deux paires de structures est nécessaire à un écoulement de type jet synthétique. En effet, si la fréquence d'actionnement est trop élevée ou si la vitesse de convection des structures n'est pas suffisamment élevée pour ne pas que ces dernières soient aspirées lors de la phase d'aspiration, la notion de jet à débit net nul (Zero-Net-Mass-Flux) est alors usuellement employée.

Dans ses travaux de thèse, Getin [51] étudie également l'écoulement résultant de l'interaction entre un jet synthétique et une couche limite turbulente sur plaque plane. La figure I.31 représente l'évolution des lignes de courant au cours d'un cycle d'actionnement complet, ce qui permet de mettre en évidence la dynamique des structures tourbillonnaires générées par le jet dans l'écoulement. Au début de la phase de soufflage pour $t = 1.847T$, l'interaction entre la couche limite turbulente et le début du soufflage engendre la formation d'une structure tourbillonnaire en aval de l'orifice du jet. La structure tourbillonnaire, qui aurait dû prendre naissance du côté amont de la fente, est annihilée par le cisaillement de la couche limite incidente. La structure tourbillonnaire en aval de la fente est associée à une zone de très basse pression. Lors de la phase de soufflage, la zone de recirculation en aval de l'orifice grossit. A la fin du soufflage, la première structure, d'une longueur équivalente à environ

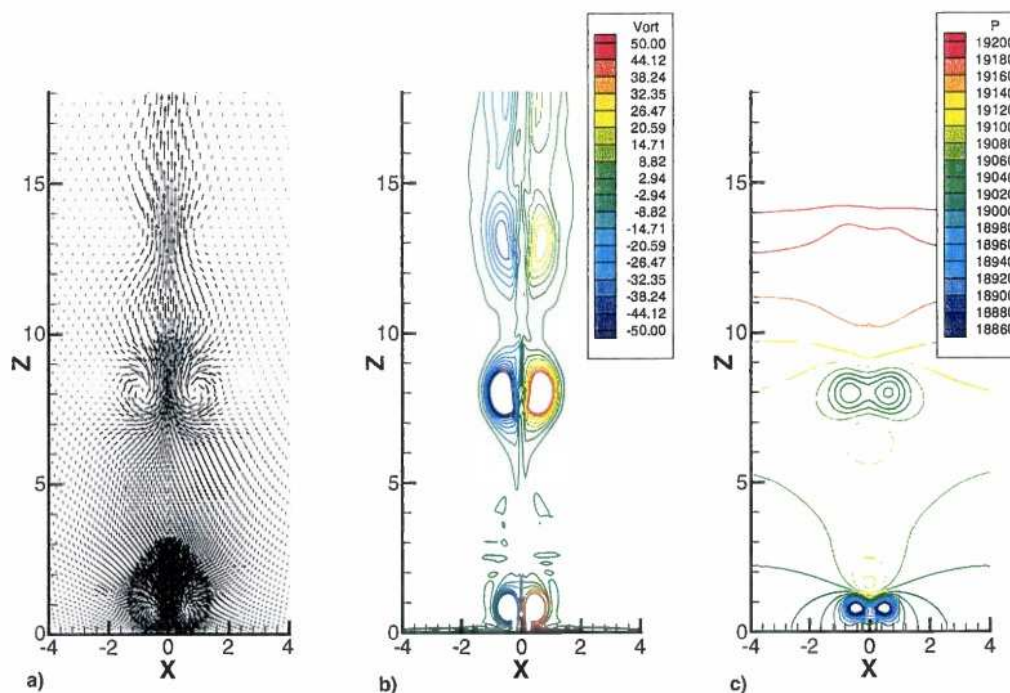


FIGURE I.30 – Cartographies instantanées de vitesse (a), de vorticité (b) et de pression (c) lors de la phase de soufflage, d’après Getin [51].

quatre longueurs de fente, s’étire et est rapidement convectée. La phase d’aspiration pour $t = 1.295T$ est caractérisée par un recollement de la couche limite en aval du jet.

Cette étude montre donc que l’écoulement d’interaction entre un jet synthétique et une couche limite turbulente engendre la formation d’une seule structure tourbillonnaire de dimension importante. Cette structure résulte de l’interaction entre la couche limite et la structure tourbillonnaire du côté aval de l’orifice, tournant dans le sens horaire sur les cartographies de la figure I.30. Cette dynamique tourbillonnaire sur plaque plane est également mise en évidence expérimentalement par des mesures PIV dans de nombreuses études telles que celle de Ramasamy et al. [113]. En outre, ces études montrent que la génération d’une structure de grande dimension lors de la phase de soufflage permet d’augmenter le mélange dans la couche limite, ce qui fait du jet synthétique une solution idéale pour contrôler les décollements. Les paragraphes suivants présentent donc les résultats issus de la littérature impliquant des actionneurs jets synthétiques appliqués à des géométries académiques.

Application aux géométries courbes ou profilées

L’utilisation des jets synthétiques pour le contrôle de décollement sur un cylindre a été introduite en 1994 par les travaux de Smith & Glezer [129] qui montrent qu’il est possible d’orienter l’écoulement décollé derrière un cylindre à l’aide de ce type de solution, comme illustré par les visualisations présentées sur la figure I.32. De nombreuses études ont très rapidement suivi.

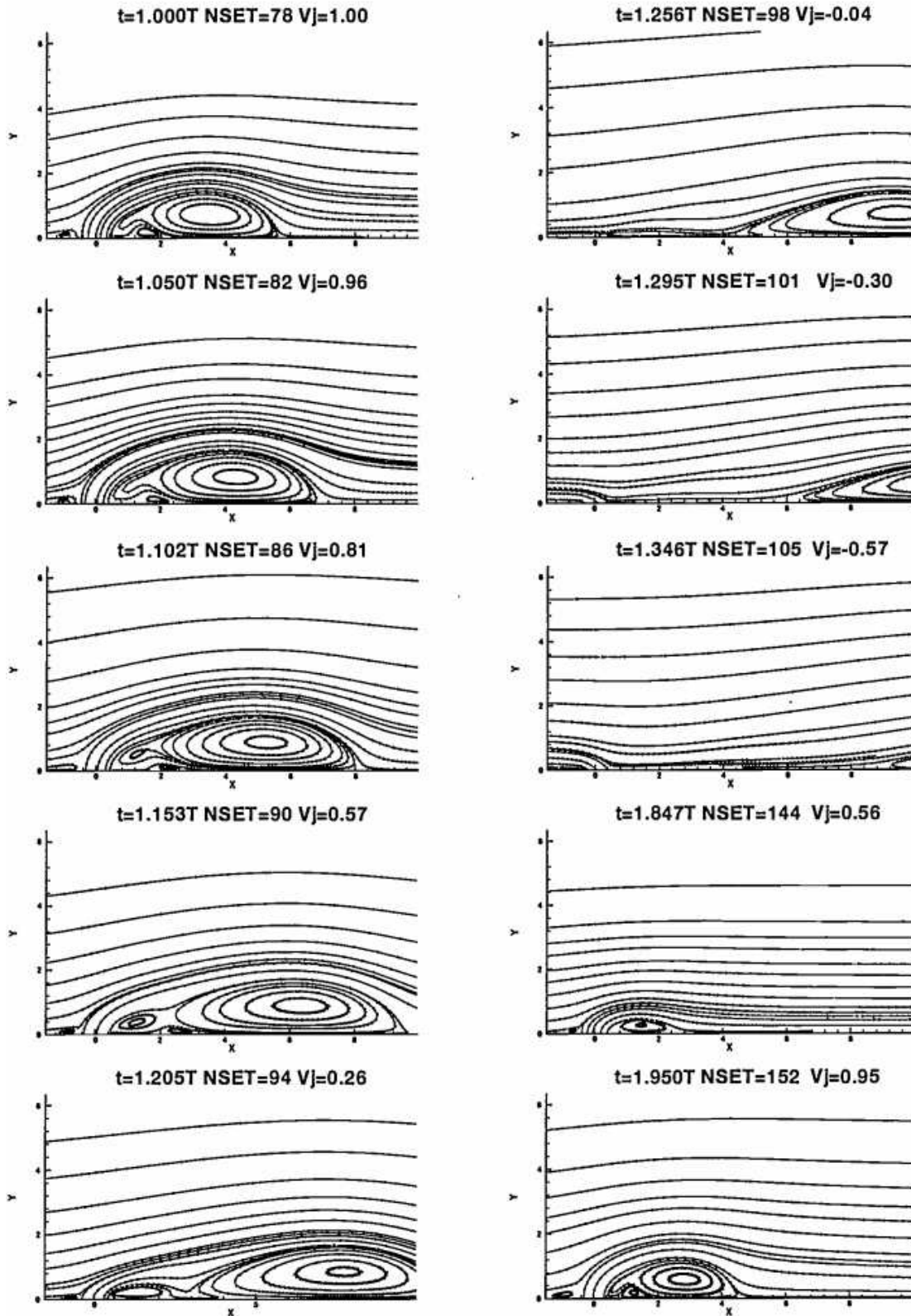


FIGURE I.31 – Evolution des lignes de courant au cours d'un cycle d'actionnement d'un écoulement de jet synthétique en interaction avec une couche limite turbulente, d'après Getin [51]. L'orifice du jet est situé entre $-0.43 \leq x \leq 0.43$ et le début du soufflage est à $t = 1.847T$.

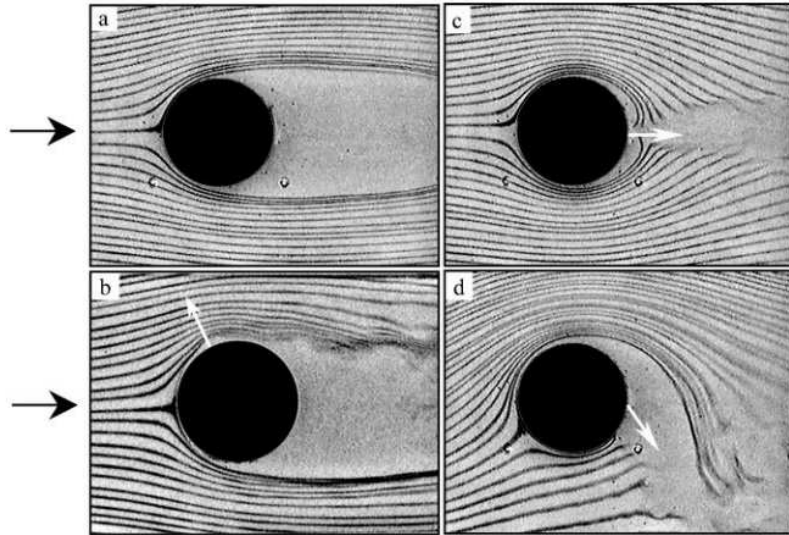


FIGURE I.32 – Visualisations de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire, d'après Glezer & Amitay [54] : cas non contrôlé (a), cas contrôlé par jet synthétique avec une position azimutale et un angle d'injection de 60° (b), avec une position azimutale et un angle d'injection de 180° (c), avec une position azimutale de 180° et un angle d'injection de 220° (d).

Béra et al. [11] étudient expérimentalement l'influence d'un jet synthétique sur l'écoulement autour d'un cylindre et sur la traînée associée. Afin de s'assurer de l'état turbulent de la couche limite, la transition est forcée par deux fils placés aux positions azimutales de $\pm 28^\circ$. L'orifice du jet est positionné au voisinage de la ligne de décollement naturelle, à 110° . La distribution de la pression pariétale autour du cylindre, mesurée avec et sans contrôle, est représentée sur la figure I.33. Elle montre que le contrôle influe sur une grande partie de la surface du cylindre. En effet, le contrôle engendre une zone de faible pression entre les positions azimutales de 50° et 180° . Sur la moitié inférieure du cylindre, le contrôle n'a pas d'influence. Les champs de vecteurs correspondants, avec et sans contrôle, sont présentés sur la figure I.34. Le contrôle permet de modifier l'écoulement autour du cylindre en repoussant la ligne de décollement de 110° à 140° . La zone de recirculation observée sans contrôle (figure I.34(a)) est quasiment supprimée sous l'effet des jets (figure I.34(b)). Il en résulte une section transversale de sillage plus faible.

Sur des géométries planes en incidence telles que des profils d'aile, l'application d'actionneurs de type jet synthétique en début de corde permet de modifier significativement les performances de l'aile. Amitay & Glezer [5] étudient expérimentalement l'effet de la fréquence d'actionnement sur l'écoulement autour d'un profil d'aile en incidence de 17.5° . Sans contrôle, la couche limite laminaire décolle de l'aile en début de corde, comme le montre la cartographie de vorticités présentée sur la figure I.35(a) et la valeur du coefficient de portance est de 0.34. Le contrôle par jets synthétiques engendre la formation de structures tourbillonnaires qui sont convectées en suivant la paroi de l'extrados du profil (figures I.35(b), I.35(d), I.35(f)). La taille de ces structures diminue lorsque la fréquence d'actionnement des jets augmente. Il en résulte un déplacement vers l'aval de la ligne de décollement de plus en plus important lorsque la fréquence d'actionnement augmente (figures I.35(c), I.35(e), I.35(g)). Pour une fréquence réduite $F^+ = f_{ac} L_{uc} / U_\infty$, définie comme étant le produit de la fréquence

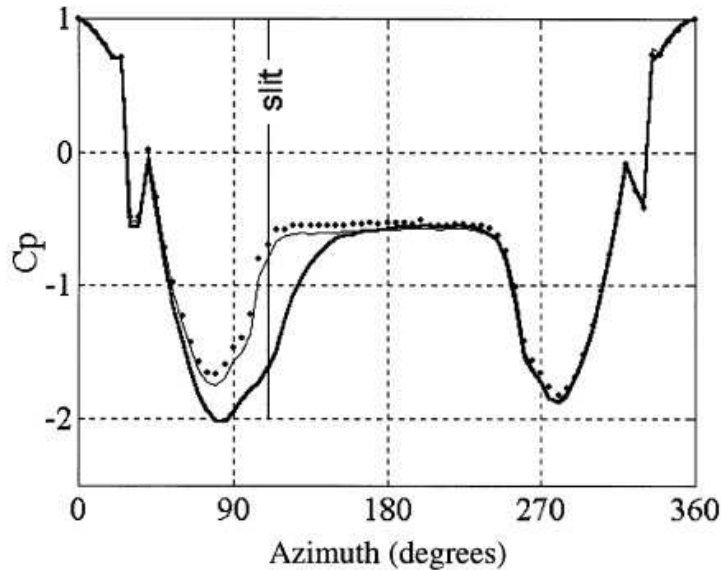


FIGURE I.33 – Distribution de la pression statique autour du cylindre, d’après Béra et al. [11]. Cas sans contrôle (ligne pointillée), avec contrôle à U_∞ (ligne fine), avec contrôle à $2 \times U_\infty$ (ligne épaisse).

d’actionnement et de la longueur caractéristique de la zone de recirculation divisé par la vitesse de l’écoulement, de 0.95, le coefficient de portance est de 0.80, soit une augmentation de 135% par rapport au cas non contrôlé. Pour une fréquence plus élevée $F^+ = 10$, le coefficient de portance est de 0.91. Par conséquent, plus le décollement s’effectue tardivement et plus la valeur du coefficient de portance est élevée. Comme pour le cylindre, cette augmentation du coefficient de portance est principalement due à la dépression engendrée par le contrôle au voisinage de l’orifice.

Les travaux de McCormick [92] mettent en évidence une augmentation de la valeur de l’angle de décrochage d’un profil d’aile lorsque l’écoulement est forcé par des jets synthétiques. La figure I.36 donne l’évolution du coefficient de portance en fonction de l’angle d’incidence et pour plusieurs valeurs du coefficient de quantité de mouvement C_μ pour une fréquence d’actionnement $F^+ = 1.3$. Sans actionnement des jets, la valeur de l’angle d’incidence pour laquelle le décrochage intervient est de 18° . L’actionnement des jets synthétiques avec $C_\mu = 0.005$ augmente cette valeur à 26° , ce qui permet d’augmenter l’effort de portance d’environ 25% par rapport au cas non contrôlé. Des visualisations montrent que cette augmentation de l’effort de portance est associée à un recollement de l’écoulement sur la paroi du profil et à une suppression du bulbe de recirculation.

Des phénomènes aérodynamiques similaires sont observés dans la littérature pour des rampes descendantes. En effet, pour un modèle numérique de rampe d’angle 10° pour lequel un décollement partiel est observé, Alfano et al. [4] montrent que l’utilisation d’un jet synthétique au niveau de l’arête supérieure permet à l’écoulement de complètement recoller derrière cette dernière. La solution optimale, pour laquelle une suppression du décollement est observée, est également obtenue pour une fréquence d’actionnement élevée, trois fois supérieure à la fréquence naturelle des tourbillons de Kelvin-Helmholtz, observés par les auteurs dans le cas non contrôlé. Comme illustré par les champs de vitesse de la figure I.37, l’actionnement

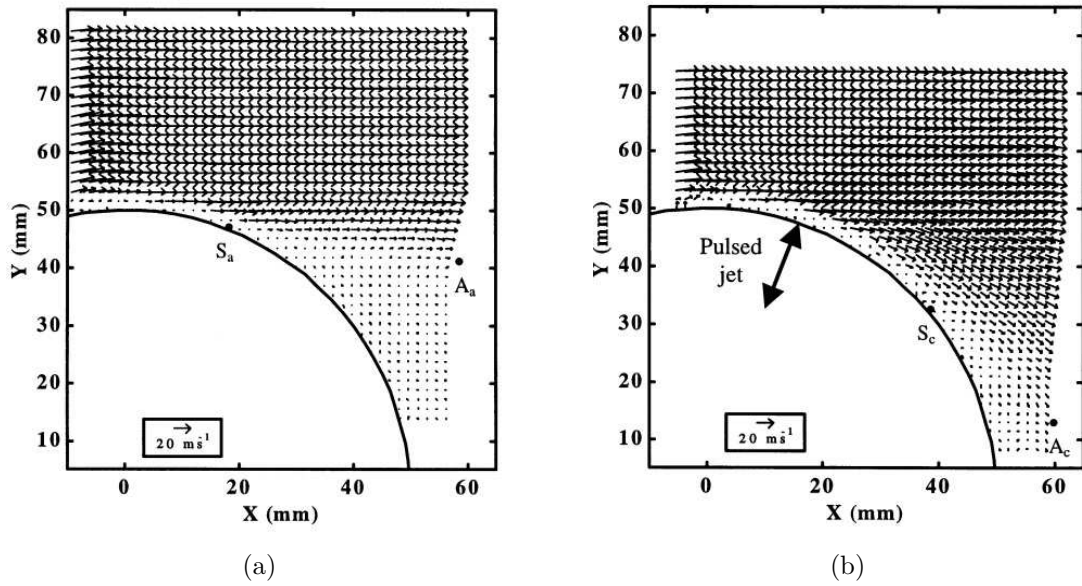


FIGURE I.34 – Champs de vecteurs moyennés en temps sans (a), et avec contrôle par jets synthétiques (b), d’après Béra et al. [11].

du contrôle à haute fréquence engendre la formation de petites structures tourbillonnaires, comme observé précédemment dans les travaux de Amitay & Glezer [5].

Pour une rampe descendante courbe avec une pente plus importante, de l’ordre de 35° , Dandois et al. [37] et Pamart et al. [104] étudient numériquement l’influence de la fréquence d’actionnement d’un jet synthétique sur la longueur du bulbe de recirculation en aval de la rampe. Le jet synthétique est positionné en amont de la rampe, à proximité de la ligne de décollement naturelle. Les résultats obtenus, présentés sur la figure I.38, montrent que la longueur du bulbe est diminuée d’environ 30% pour une fréquence réduite optimale assez faible de $F^+ = 1.5$. A cette fréquence, le jet synthétique engendre la formation de structures tourbillonnaires de dimension équivalente à la moitié de la hauteur de la rampe [37]. Ces structures de grande dimension permettent d’augmenter les propriétés de mélange dans le bulbe de recirculation. Il en résulte un bulbe moins étendu que dans le cas non contrôlé. Pour des fréquences d’actionnement plus importantes ($F^+ = 10$), la diminution de la longueur de recirculation d’environ 20% est associée à la formation de structures de petites dimensions dans la couche de cisaillement. Dans ce cas, le mélange est moins important que pour $F^+ = 1.5$ mais les structures engendrent tout de même un effet de vectorisation moyen de l’écoulement vers le sol, permettant de réduire la longueur du bulbe.

Ces premiers éléments bibliographiques permettent d’une part, d’identifier les perturbations aérodynamiques engendrées par l’interaction entre un jet synthétique et un écoulement se développant sur une paroi, et d’autre part, de mettre en évidence les modifications de l’écoulement moyen engendrées par cette interaction. Pour des fréquences d’actionnements peu élevées ($F^+ \approx 1$), la formation de structures tourbillonnaires de grande dimension est observée. La dimension de ces structures diminue lorsque la fréquence d’actionnement augmente. Sur des parois courbes de type cylindre circulaire, l’actionnement de jets synthétiques, positionnés à proximité de la ligne de décollement naturelle, permet de retarder le décollement et de légèrement diminuer la traînée du cylindre. Cette diminution de la traînée est

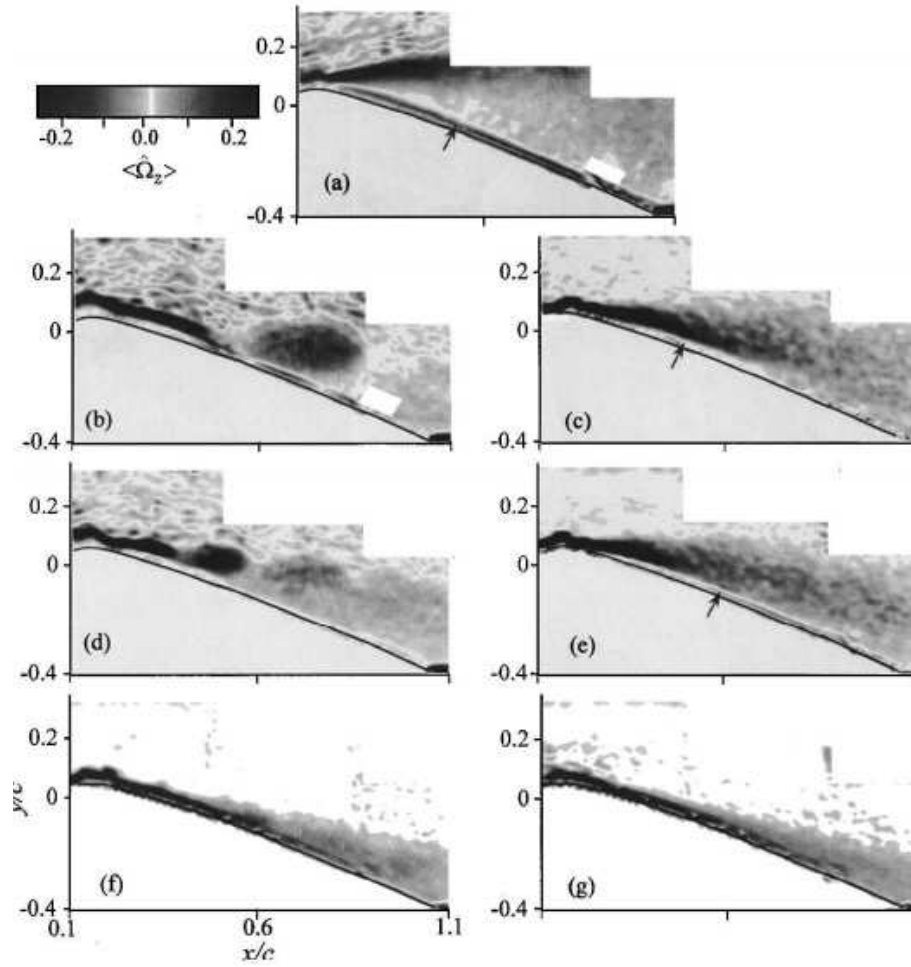


FIGURE I.35 – Cartographies instantanées (gauche) et moyennées en temps (droite) de la composante transversale de vorticité en fonction de la fréquence d’actionnement du jet synthétique, d’après Amitay & Glezer [5]. Cas de référence (a), $F^+ = 0.95$ (b,c), $F^+ = 3.3$ (d,e) et $F^+ = 10$ (f,g).

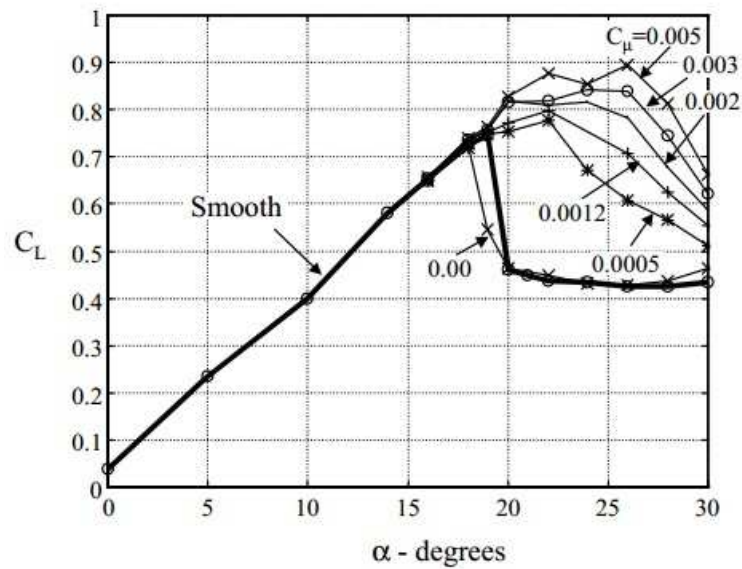


FIGURE I.36 – Evolution du coefficient de portance en fonction de l’angle d’incidence du profil et du coefficient de quantité de mouvement injectée par le jet synthétique, d’après McCormick [92].

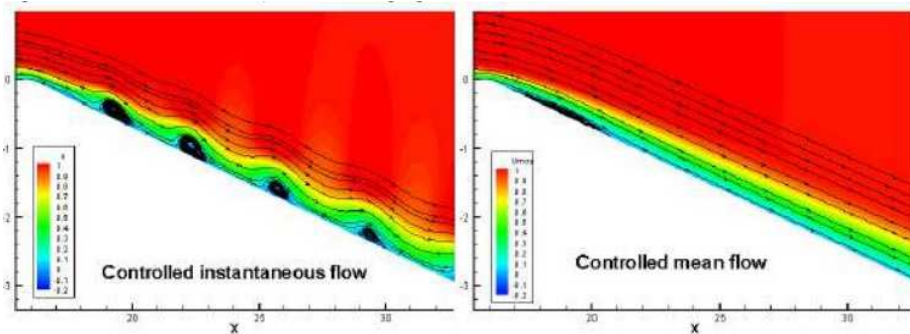


FIGURE I.37 – Cartographies de vitesse instantanée (gauche) et moyenne (droite) dans la configuration de contrôle optimale à haute fréquence d’actionnement, d’après Alfano et al. [4].

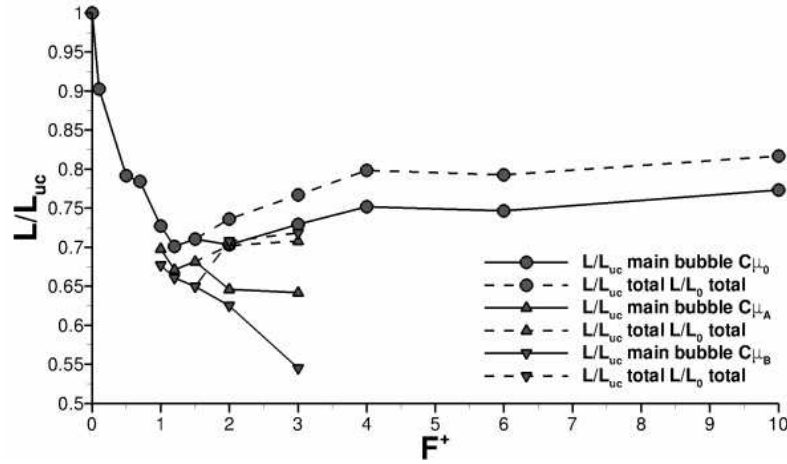


FIGURE I.38 – Evolution de la longueur du bulbe de recirculation en fonction de la fréquence d'actionnement du jet synthétique, d'après Pamart et al. [104].

principalement associée à une zone de faible pression, localisée à proximité de l'injection. Sur des géométries de type profil d'aile ou rampe descendante, les structures tourbillonnaires issues du jet synthétique permettent de retarder de manière plus ou moins importante le décollement selon la fréquence d'actionnement et l'angle de la paroi étudiée. Lorsque l'angle est inférieur à environ 30° , un actionnement à haute fréquence ($F^+ \approx 10$) permet de supprimer le décollement et donc le bulbe de recirculation. En revanche, lorsque l'angle est plus élevé, les structures de petites dimensions induites par le contrôle à haute fréquence ne permettent pas de faire recoller l'écoulement. La fréquence optimale pour diminuer la longueur de recirculation est alors plus faible ($F^+ = 1.5$). Cette diminution est alors associée à une augmentation du mélange, induite par le passage des structures de grande dimension générées la contrôle. Pour toutes les configurations présentées, le contrôle engendre une zone de faible pression dans l'écoulement et à la paroi au voisinage de l'orifice du jet synthétique.

Application aux géométries à culot droit

De nombreux articles étudient également l'influence de jets synthétiques sur les zones de recirculation situées en aval de géométries avec des angles droits. L'écoulement en aval d'une marche descendante rentre dans cette catégorie. En particulier, des mesures réalisées par Chun & Sung [28] démontrent l'effet de la fréquence d'actionnement des jets synthétiques sur la longueur moyenne de la zone de recirculation. Les résultats, présentés sur la figure I.39(a), montrent que la longueur de recirculation peut être réduite d'environ 37% pour une fréquence optimale de 50 Hz. Cette fréquence est ici présentée sous la forme d'un nombre de Strouhal $St_H = f_{ac}H/U_\infty = 0.275$, défini comme le produit de la fréquence d'actionnement avec la hauteur de la marche H divisé par la vitesse de l'écoulement amont U_∞ . De plus, l'évolution de cette longueur de recirculation en fonction de la fréquence d'actionnement met en évidence des tendances similaires avec celle observée en figure I.38 pour une rampe courbe à 35° . En effet, on observe une diminution suivie d'une augmentation de la longueur de recirculation lorsque la fréquence augmente. Toutefois, l'augmentation pour les fréquences élevées est plus prononcée dans le cas de la marche descendante. La fréquence réduite optimale F^+ est similaire pour les deux géométries avec $F^+ = 1.5$ pour la rampe et $F^+ = 2$ pour la marche.

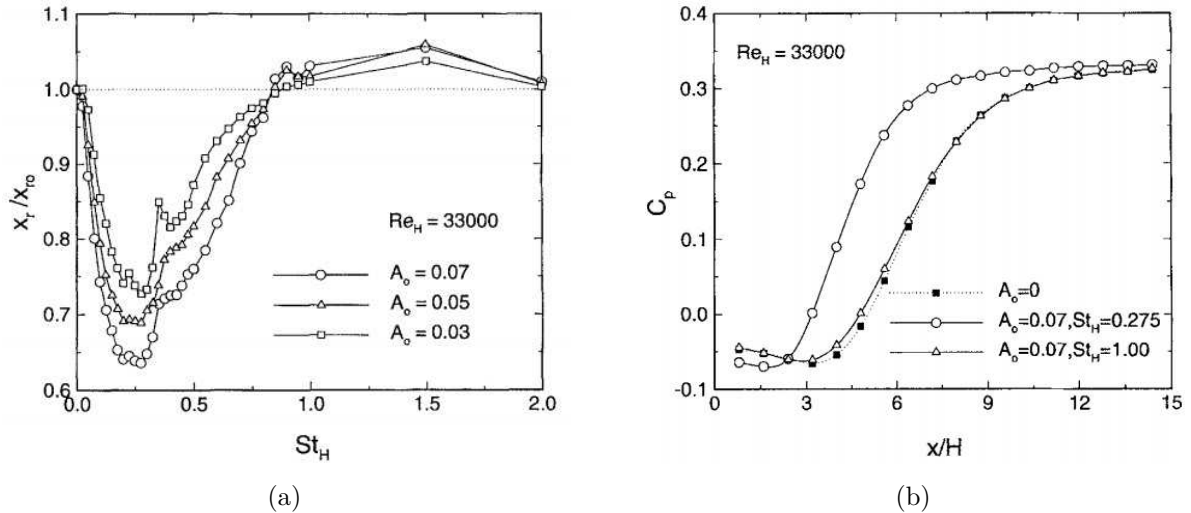


FIGURE I.39 – Evolution de la longueur de la zone de recirculation x_r en fonction de la fréquence d’actionnement des jets (a) et évolution du coefficient de pression statique C_p en fonction de la distance à la marche avec et sans contrôle (b), d’après Chun & Sung [28].

Wengle et al. [141] observent également expérimentalement et numériquement une réduction maximale de la longueur de recirculation de plus de 30% pour une fréquence d’actionnement de 50 Hz. Les auteurs mettent en évidence le fait que cette fréquence optimale n’est pas dépendante de la hauteur de la marche, mais de l’épaisseur de quantité de mouvement θ de la couche limite au niveau de l’orifice. En effet, pour les deux hauteurs de marche testées, la longueur de recirculation minimale est obtenue pour un nombre de Strouhal $St_\theta = 0.12$. Ce résultat est également observé par certains auteurs tels que Chun & Sung [28] ou Hasan [28]. Toutefois, dans la plupart des articles, la normalisation de la fréquence d’actionnement est effectuée par un nombre de Strouhal St_H défini par la hauteur de l’obstacle étudié. Par exemple, Henning & King [60] trouvent une valeur de St_H optimale de 0.3 mais ne donnent pas la valeur de St_θ correspondante.

Comme l’illustre la figure I.39(b), la réduction de la longueur de recirculation est accompagnée d’une augmentation de la pression statique sur le sol, pour une distance à la marche entre $x/H = 3$ et $x/H = 9$. Cependant, à proximité du culot pour $x/H < 2$, le niveau de pression au sol est plus faible pour $St_H = 0.275$ que dans le cas non contrôlé ou le cas contrôlé à $St_H = 1$. Il est alors difficile de savoir si le contrôle par jets synthétiques appliqué à une telle géométrie engendre une augmentation ou une diminution de la pression au niveau de la paroi verticale de la marche.

Des mesures par PIV effectuées par Yoshioka et al. [142] permettent d’identifier l’existence de structures tourbillonnaires périodiques générées par le contrôle pour $St_H = 0.19$. Les cartographies de lignes de courant résultantes, présentées sur la figure I.40 mettent en évidence des structures tourbillonnaires de dimension équivalente à la hauteur de la marche. Ces structures sont convectées à une vitesse d’environ $0.3 \times U_\infty$ et leur taille diminue lorsqu’elles s’approchent de la position moyenne de la ligne de recollement, illustrée ici par un triangle. Comme pour la rampe à 35° , ces structures organisées, permettent d’augmenter le mélange dans le bulbe de recirculation, ce qui a pour effet de diminuer la longueur moyenne

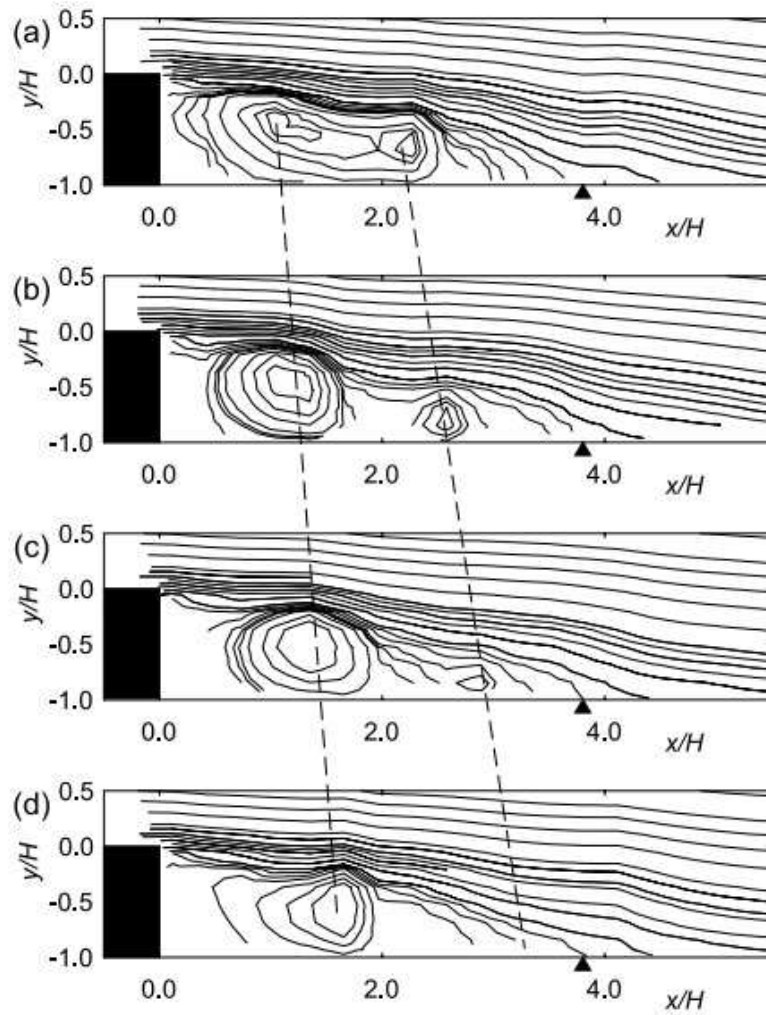


FIGURE I.40 – Cartographies des lignes de courant, d'après Yoshioka et al. [142] : aux phases $\phi = 0$ (a), $\phi = 90^\circ$ (b), $\phi = 180^\circ$ (c) et $\phi = 270^\circ$ (d).

de ce dernier.

Chun & Sung [29] observent un mécanisme d'appariement des structures tourbillonnaires générées par le contrôle lorsque la longueur de recirculation est minimale. Ce mécanisme est mis en évidence par des visualisations illustrant l'écoulement sur deux cycles d'actionnement complets et présentées en figure I.41. Pour $St_H = 0.477$, Strouhal pour lequel la longueur minimale de recirculation est mesurée, le contrôle engendre deux perturbations. La première perturbation est induite au début du soufflage et engendre la formation de deux structures contra-rotatives qui grandissent et sont convectées par l'écoulement. A la phase $\phi = 90^\circ$ ou 450° , un appariement entre ces structures et la structure issue du cycle précédent est observé. Ce mécanisme engendre un niveau de turbulence élevé dans la zone de recirculation et permet l'augmentation des propriétés de mélange. La seconde perturbation est quant à elle induite par l'arrêt de la phase de soufflage. Selon les auteurs, la naissance de cette structure est due à la phase d'aspiration du jet synthétique.

Rhee & Sung [114] simulent numériquement un écoulement identique derrière une marche descendante. Bien que les résultats numériques sous-estiment la longueur de recirculation par rapport aux mesures de Chun & Sung [29], l'évolution de cette longueur en fonction de la fréquence d'actionnement des jets (voir figure I.39(a)) est respectée. A la fréquence pour laquelle la longueur minimale est obtenue, le contrôle engendre la formation de structures organisées de grande dimension, similaires à celles illustrées sur la figure I.40. Toutefois, les auteurs n'observent ici aucun mécanisme d'appariement pour cette fréquence d'actionnement.

Pour des fréquences d'actionnement plus élevée ($St_H > 1$), la longueur de recirculation mesurée par Chun & Sung [28] est équivalente à celle mesurée pour l'écoulement non contrôlé. Les structures tourbillonnaires générées par le contrôle pour ces fréquences sont similaires à celles observées par Pamart [105] sur rampe descendante, de petite dimension et confinées dans l'épaisseur de la couche de cisaillement.

L'ensemble de ces résultats bibliographiques met donc en évidence des modifications d'écoulement similaires sous l'effet du contrôle entre la marche descendante et une rampe avec un angle supérieur à 30° . En outre, la taille et la dynamique des structures générées par les jets synthétiques évoluent de manière semblable pour les deux types de géométrie en fonction de la fréquence d'actionnement.

Pour des géométries à culot droit éloignées du sol, les stratégies de contrôle étudiées sont différentes. Henning et al. [61] étudient l'influence du contrôle appliqué à un corps non profilé bidimensionnel à culot droit, suffisamment éloigné du sol pour qu'un détachement tourbillonnaire existe. Les orifices des jets synthétiques sont positionnés sur les arêtes supérieure et inférieure du culot, de tel sorte que l'angle de soufflage soit de 45° par rapport à la direction de l'écoulement incident. La stratégie de contrôle des auteurs est d'actionner les jets supérieurs et inférieurs en phase afin de synchroniser le développement des deux couches de cisaillement et de supprimer le détachement tourbillonnaire naturel observé sur la figure I.43(a). Ce détachement tourbillonnaire périodique de type allée de Von Karman est observé pour un nombre de Strouhal $St_H = 0.28$.

L'influence de la fréquence d'actionnement sur la pression moyenne au culot et sur la

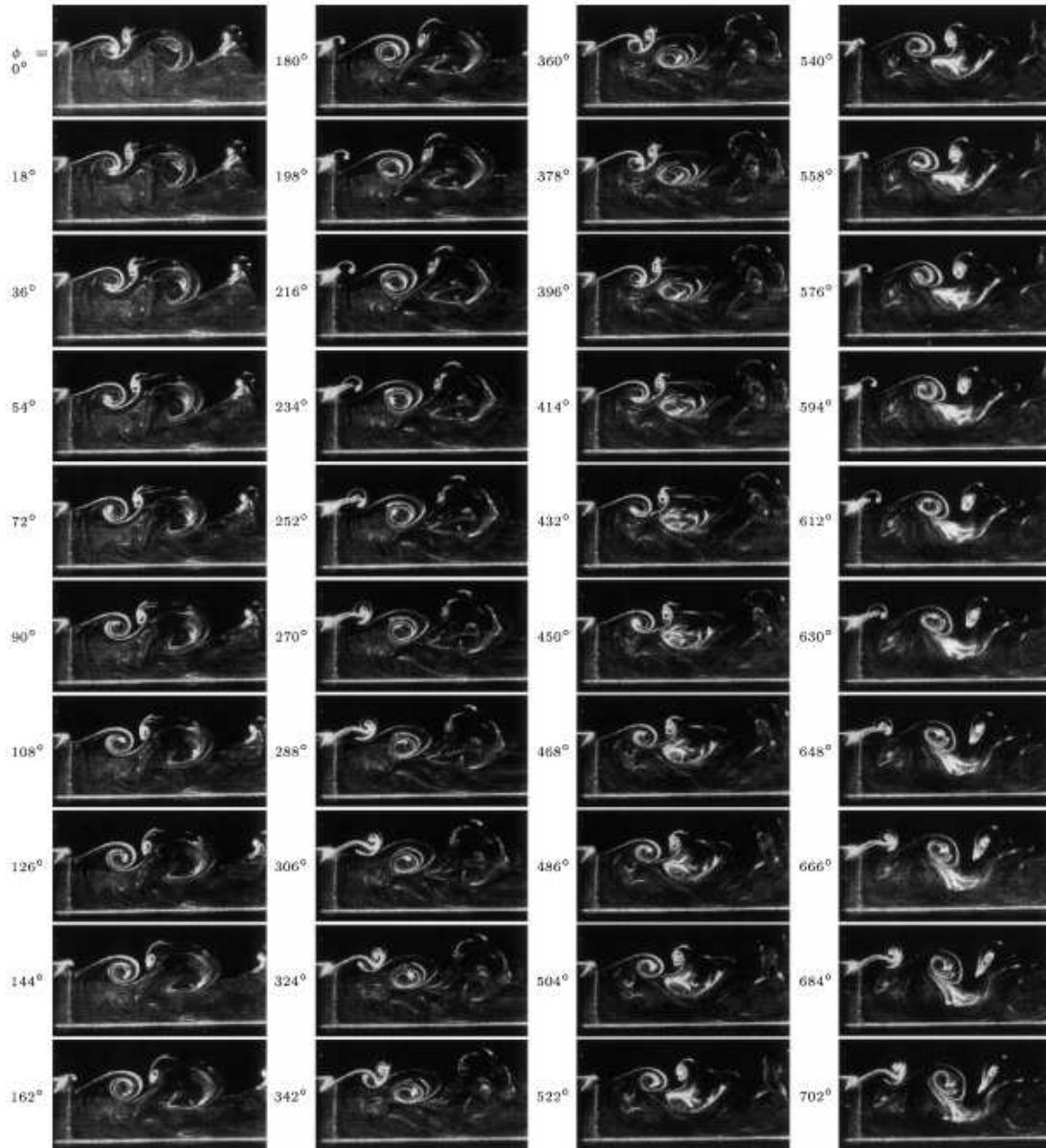


FIGURE I.41 – Mise en évidence par visualisation de l'appariement des structures tourbillonnaires induites par le contrôle par jets synthétiques pour $St_H = 0.477$, d'après Chun & Sung [29].

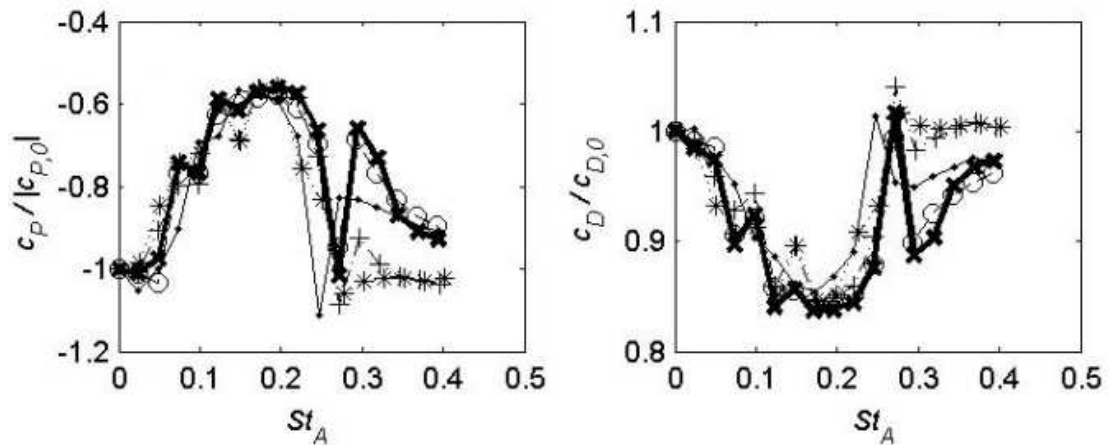


FIGURE I.42 – Evolution du coefficient de pression statique moyenné spatialement au culot (gauche) et du coefficient de traînée (droite) en fonction de la fréquence d'actionnement pour différents nombres de Reynolds, d'après Henning et al. [61].

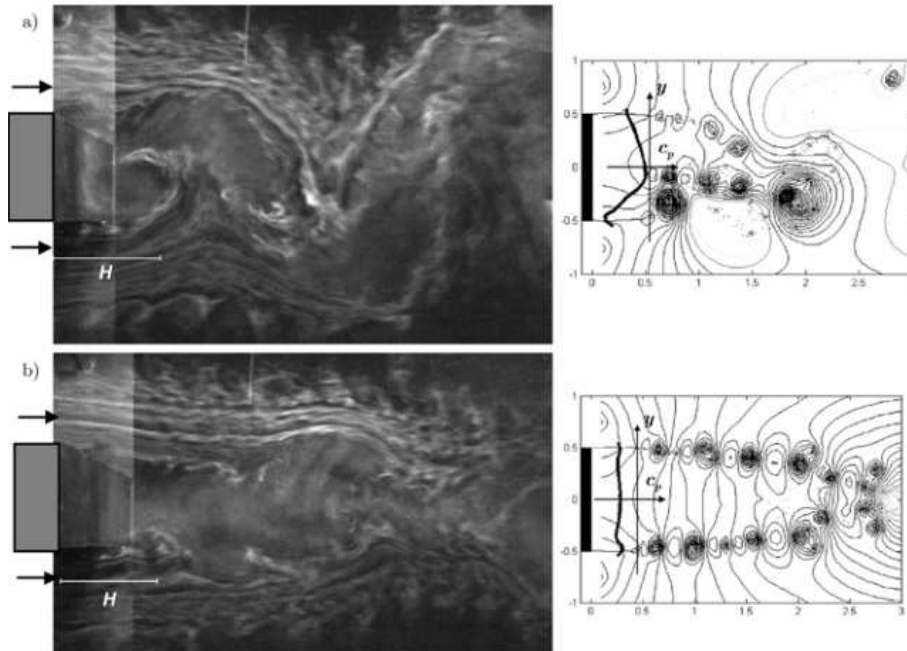


FIGURE I.43 – Visualisations de l'écoulement de sillage et champs instantanés de pression obtenus à partir d'un modèle de tourbillon pour $Re_H = 40000$, d'après Henning et al. [61] : cas non contrôlé (a), cas contrôlé pour $St_H = 0.17$ et $C_\mu = 0.015$ (b).

traînée du corps est donnée en figure I.42. Ces courbes montrent qu'un actionnement du contrôle à $St_H = 0.28$ engendre une forte augmentation de la traînée aérodynamique par rapport à celle mesurée aux autres fréquences d'actionnement. Les auteurs expliquent cette « réponse » de l'écoulement par une amplification de l'instabilité de Von Karman par les actionneurs. En revanche, pour d'autres fréquences d'actionnement, des gains de traînée significatifs sont obtenus. Le gain maximal mesuré est de 15% pour $St_H = 0.17$ et résulte d'une augmentation de la pression moyenne au culot de la maquette d'environ 40%. A cette fréquence, le contrôle génère de manière synchronisée un train de structures organisées de petite dimension dans chaque couche de cisaillement, comme illustré sur les champs de pression en figure I.43(b). Ces trains de structures permettent de synchroniser le développement des couches de cisaillement et de supprimer le mécanisme de détachement tourbillonnaire alterné observé dans le cas non contrôlé, engendrant ainsi une augmentation de la longueur de la zone de recirculation moyenne. Il résulte de cette modification de l'écoulement un profil de pression vertical uniforme au culot et une pression moyenne plus élevée de 40%.

Des simulations numériques de type LES effectuées par Krajnovic & Fernandes [80] sur la même géométrie montrent que ces gains en traînée sont également associés à une diminution des fluctuations de vitesse dans le sillage. Des densités spectrales de puissance (non représentées ici) montrent que le contrôle appliqué à $St_H = 0.17$, permet de fortement diminuer l'amplitude du pic à la fréquence naturelle du détachement tourbillonnaire. Les gains en traînée annoncés par Krajnovic & Fernandes [80] sont cependant bien plus faibles que ceux mesurés par Henning et al. [61], de l'ordre de 1.5%.

Application à des géométries simplifiées de véhicules terrestres.

Afin d'étudier le potentiel d'actionneurs de type jet synthétique pour réduire la traînée aérodynamique des véhicules terrestres, certaines études sur corps de Ahmed à lunette inclinée sont réalisées. Bien qu'en apparence éloignée de la géométrie étudiée dans le cadre de cette thèse, cette géométrie permet d'obtenir certains résultats relatifs au champ de pression sur la lunette arrière qui seront exploités lors de l'analyse des résultats obtenus dans le chapitre III. Dans ses travaux de thèse, Leclerc [86] étudie par voies expérimentale et numérique l'influence du contrôle par jets synthétiques sur l'écoulement derrière un corps de Ahmed à lunette inclinée de 25° pour $Re_H = 9.78 \times 10^5$. Les orifices des jets, de section rectangulaire, sont positionnés juste en amont ou en aval de l'arête formée par le pavillon de toit et la lunette inclinée. Comme illustré sur la figure I.44, Leclerc montre que l'actionnement des jets avec des paramètres optimisés permet de réduire la traînée aérodynamique d'environ 8%. Cette réduction est mesurée pour une fréquence d'actionnement optimale de 520 Hz. Tout comme Alfano et al. [4] sur rampe descendante, cette fréquence optimale est trois à quatre fois supérieure à la fréquence des structures observées dans la couche de cisaillement dans le cas non contrôlé. Contrairement à la fréquence d'actionnement, le coefficient de quantité de mouvement a peu d'influence sur la traînée au delà d'une valeur critique de $C_\mu \geq 1.5 \times 10^{-4}$ (figure I.44(b)). En outre, ces résultats montrent que les actionneurs sont plus performants pour réduire la traînée lorsque ces derniers sont positionnés en aval de la ligne de décollement plutôt qu'en amont.

Comme le montrent les profils de pression dans le plan de symétrie de la maquette, donnés en figure I.45, la réduction de traînée est associée à une augmentation globale de

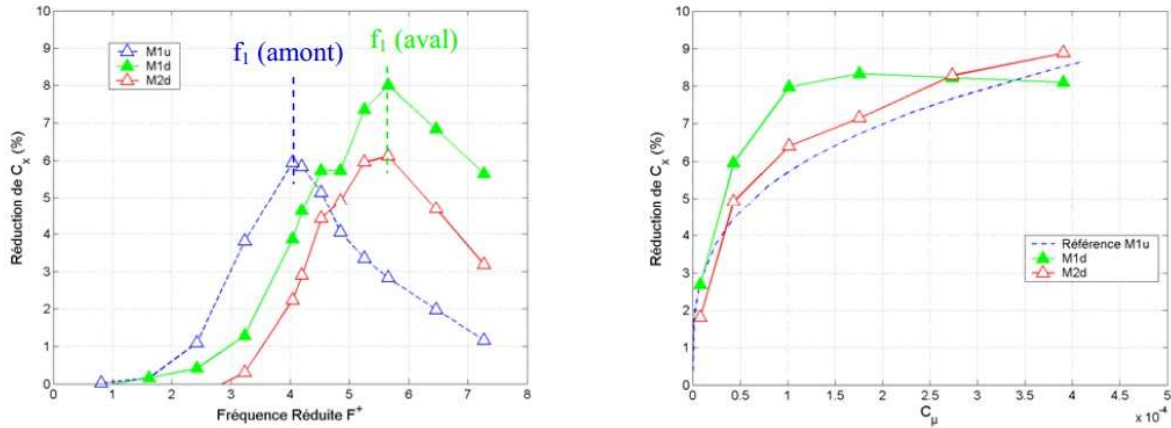


FIGURE I.44 – Evolution de la traînée aérodynamique en fonction de la fréquence d’actionnement (a) et de la vitesse de jet (b), d’après Leclerc [86].

la pression statique au niveau de la lunette arrière et du culot. Tant que le coefficient de quantité de mouvement injecté est inférieur à $C_\mu \geq 1.5 \times 10^{-4}$, la pression augmente avec la valeur de C_μ . Au voisinage de l’arête formée par le pavillon de toit et la lunette arrière, le contrôle engendre localement une diminution de la pression statique, observée sur la figure I.45(a) pour $z/H \in [0.95; 1]$. Cette zone de basse pression est due au fait que l’écoulement est défléchi au passage de l’arête ainsi qu’aux structures tourbillonnaires générées par le jet qui sont proches de la paroi au voisinage de l’orifice.

Leclerc montre par des visualisations pariétales que l’évolution de la pression en fonction du C_μ est associée à la suppression du bulbe de recirculation au niveau de la lunette arrière. Sur ces visualisations, présentées en figure I.46, le bulbe de recirculation est identifié par la lettre *D*. Pour une valeur de C_μ inférieure à la valeur critique de $C_\mu = 1.5 \times 10^{-4}$, la taille du bulbe de recirculation est réduite quasiment de moitié (figure I.46(b)). En revanche, pour $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$, le contrôle permet la suppression complète de ce bulbe de recirculation (figure I.46(c)).

Selon l’auteur, la suppression du bulbe décollé résulte de la formation de petites structures tourbillonnaires transversales qui glissent par entraînement le long de la lunette arrière. Ces petites structures tourbillonnaires, identifiées à partir de cartographies de vorticité et de vitesse moyennées en phase (figure I.47), entraînent de l’écoulement depuis l’extérieur de la couche limite vers l’intérieur, ce qui permet à la couche limite de résister au gradient de pression adverse imposé par la pente de la géométrie. La ligne de décollement est alors située au voisinage de l’arête formée par la lunette et le culot, ce qui permet à la section transversale du sillage d’être fortement diminuée.

Au niveau du culot, deux structures tourbillonnaires superposées et contra-rotatives sont identifiées dans le cas non contrôlé. Le contrôle, actionné avec le couple de paramètre optimal, n’engendre aucune modification significative dans la partie basse du sillage, ce qui peut expliquer les faibles variations de pression à la paroi observées dans le second domaine de la figure I.45(b). En revanche, le contrôle engendre un accroissement de la vorticité portée par la couche de cisaillement qui s’enroule pour former la structure tourbillonnaire supérieure.

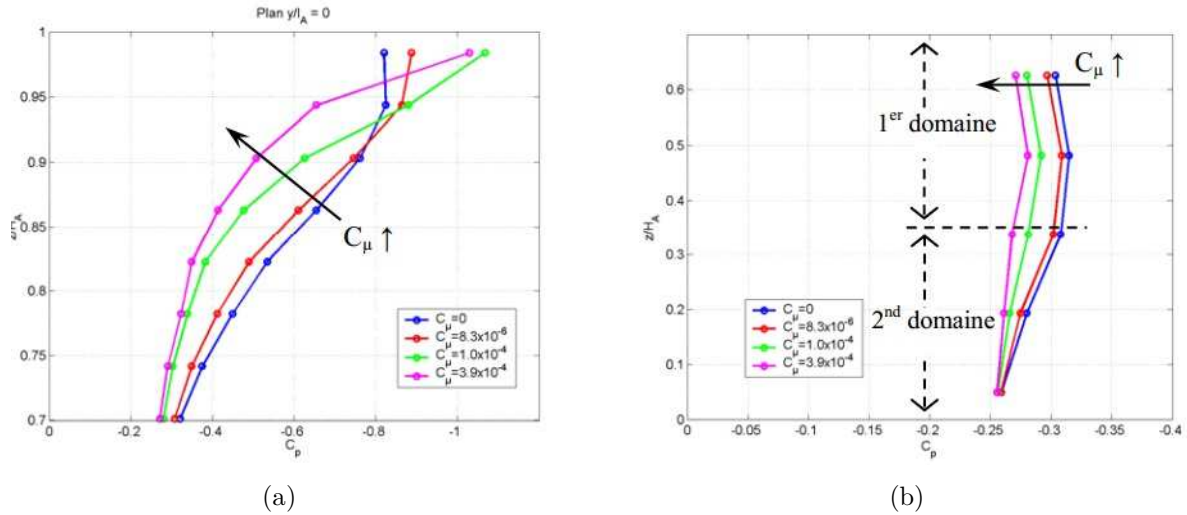


FIGURE I.45 – Evolution du coefficient de pression statique C_p en fonction du coefficient de quantité de mouvement C_μ pour $f_{ac} = 520$ Hz, d’après Leclerc [86] : sur la lunette arrière (a) et sur le culot (b).

Cet enroulement s’effectue plus en aval que dans le cas non contrôlé, ce qui éloigne la structure du culot, et engendre une augmentation de la pression sur la partie supérieure du culot (premier domaine de la figure I.45(b)).

Enfin, Leclerc démontre que le contrôle par jets synthétiques permet également de diminuer l’intensité des fluctuations de vitesse associées aux structures longitudinales se développant à partir des coins de l’arête pour cet angle de lunette arrière. Cette baisse d’intensité provient selon l’auteur de la suppression de l’interaction existante dans le cas non contrôlé entre le bulbe de recirculation et ces structures longitudinales.

La stratégie de contrôle employée par Leclerc en soufflant en aval de l’arête à une fréquence élevée de 520 Hz et une vitesse de jet suffisante permet donc d’obtenir des gains en traînée significatifs pour des maquettes simplifiées de véhicule automobile. Pour un angle de lunette arrière plus important de 35° , Brunn & Nitsch [18] montrent qu’une réduction optimale de traînée d’environ 25% est obtenue pour une fréquence d’actionnement de seulement 50 Hz. Ce gain est associé à une réduction de la longueur de la zone de recirculation derrière le corps de Ahmed d’environ 40%. Cependant, le nombre de Reynolds de l’étude est d’environ $Re_H = 1 \times 10^5$, soit dix fois inférieur à celui de l’étude de Leclerc, ce qui signifie que la fréquence d’actionnement optimale est dépendante du nombre de Reynolds. Ces résultats soulignent également la différence entre une géométrie bidimensionnelle à culot droit et un corps de Ahmed. En effet, pour Henning et al. [61], le gain en traînée est associé à une augmentation de la longueur de recirculation moyenne. Les travaux de Brunn & Nitsch [18] semblent indiquer que cette tendance est inversée sur un corps de Ahmed à 35° . Autrement dit, ces résultats montrent qu’il n’existe pas de stratégie de contrôle unique permettant de réduire la traînée.

El-Alti et al. [41] étudient par des simulations de type LES l’influence des jets synthétiques combinés à des volets inclinés à 30° sur la traînée aérodynamique d’une géométrie simplifiée simulant une tranche horizontale de véhicule poids lourd. Comme illustré par le

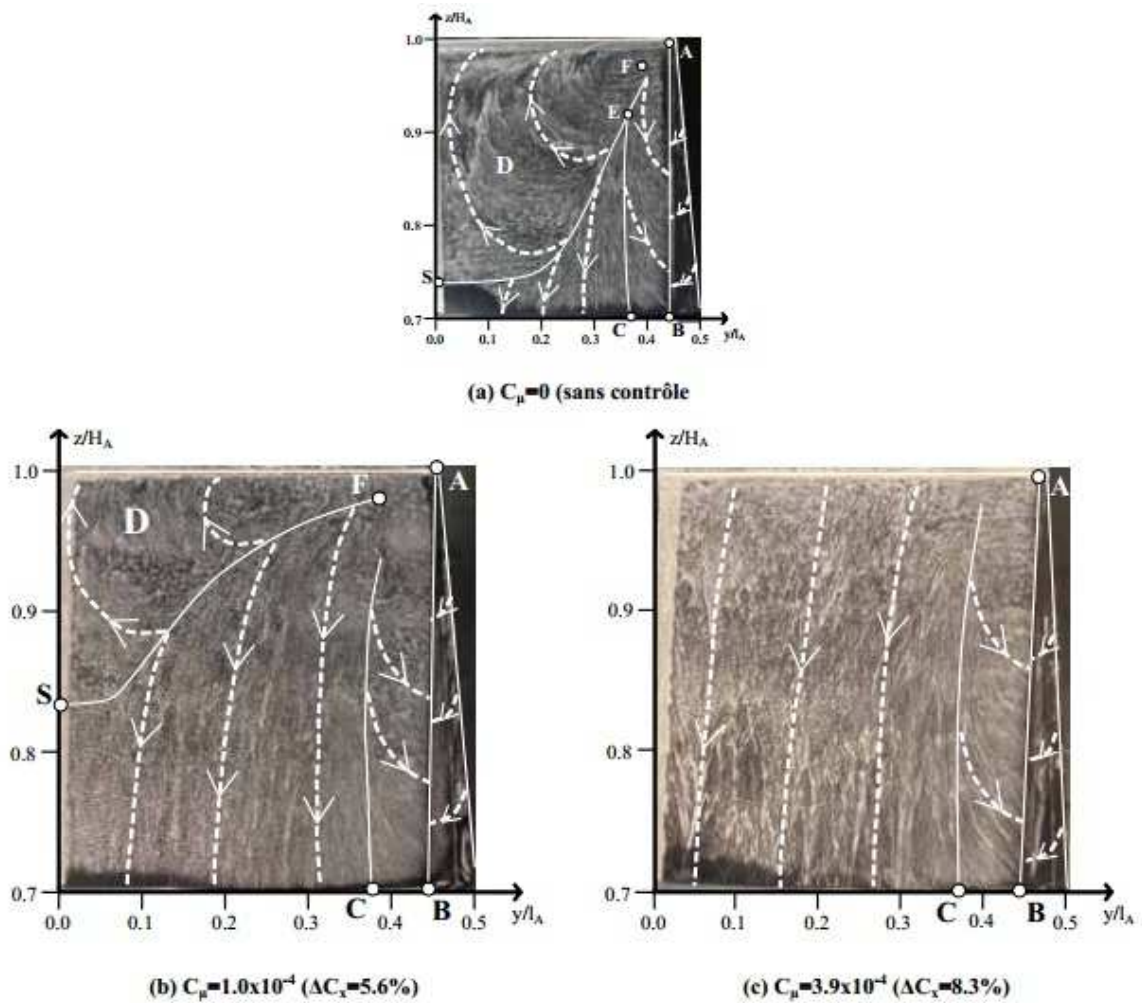


FIGURE I.46 – Visualisations pariétales sur la lunette arrière pour $f_{ac} = 520$ Hz, d’après Leclerc [86].

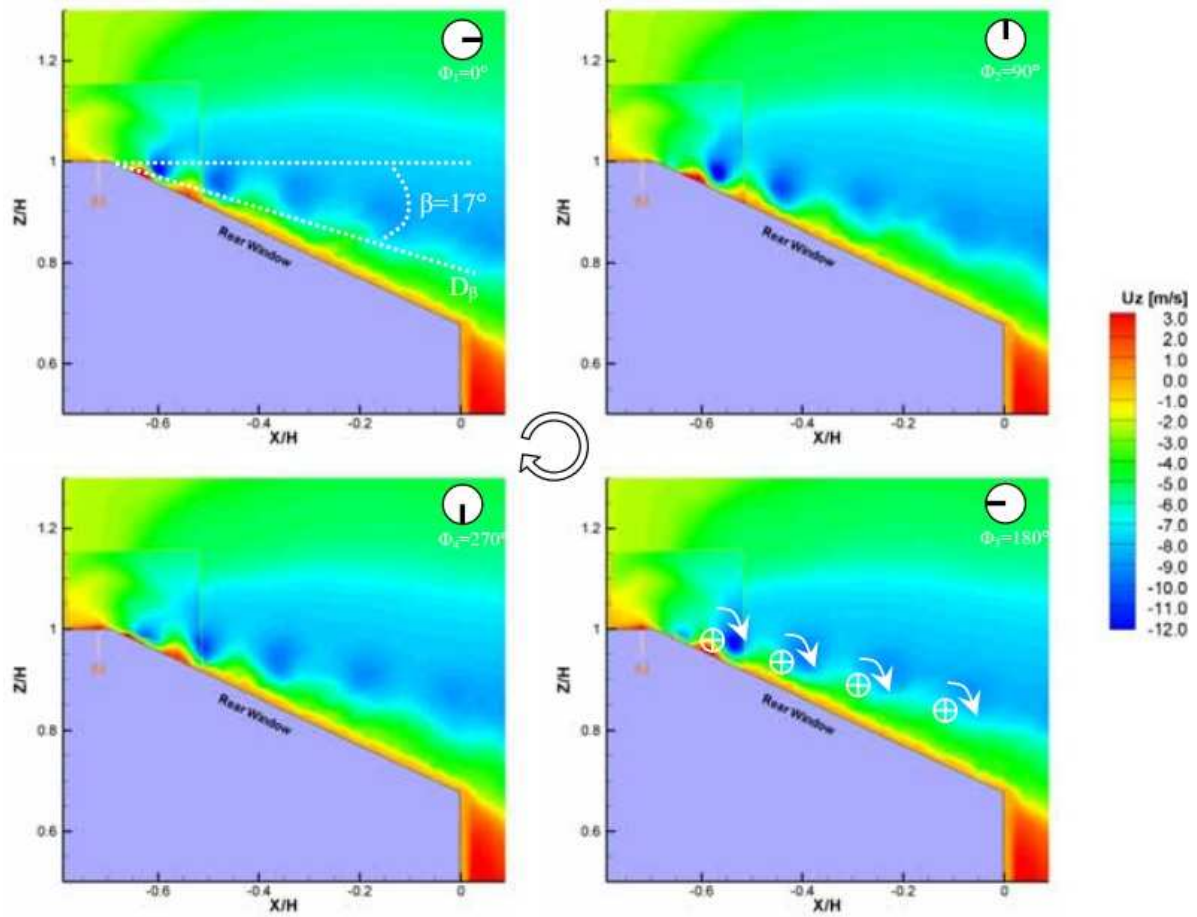


FIGURE I.47 – Mesures par PIV dans le plan de symétrie de la maquette illustrant la composante verticale de la vitesse moyennée en phase pour $f_{ac} = 520$ Hz et $C_\mu = 3.9 \times 10^{-4}$, d'après Leclerc [86].

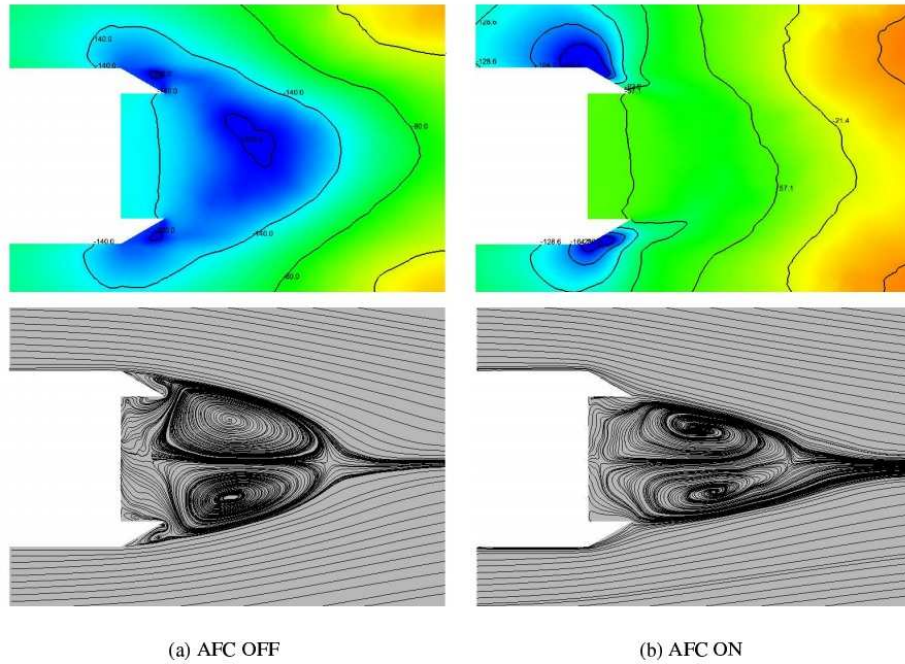


FIGURE I.48 – Champs moyens de pression et des lignes de courant dans le cas non contrôlé (a) et dans le cas contrôlé (b), d’après El-Ali et al. [41].

spectre en figure I.49, un mécanisme de détachement tourbillonnaire périodique est observé dans le cas non contrôlé. En ce qui concerne les actionneurs, ils sont positionnés au niveau des arêtes de sorte à ce que l’angle de soufflage soit de 15° par rapport à la direction de l’écoulement incidente. Pour des paramètres de jet fixés à $f_{ac} = 10$ Hz et $U_{jet} = 0.8 \times U_\infty$, un gain de traînée de 25% est obtenu.

Ce gain est associé à deux modifications principales de l’écoulement de sillage. D’une part, les structures générées par le contrôle permettent à la couche limite de rester attachée à la paroi du volet, ce qui permet de diminuer de manière conséquente la section transversale du sillage, comme illustré par les lignes de courant sur la figure I.48. D’autre part, le champ moyen de pression est fortement modifié sous l’effet du contrôle. Sans contrôle, les zones où la pression est la plus faible se situe en aval du culot et au dessus des volets. Ces faibles pressions sont notamment engendrées par des lâchers de structures tourbillonnaires de grande dimension. Avec contrôle, les perturbations induites par les jets synthétiques créent une dépression locale qui engendre un resserrement et une courbure des lignes de courant amorçant ainsi un effet de vectorisation (figure I.48). Il en résulte une augmentation de la pression globale dans la zone de recirculation ainsi qu’au culot de la maquette.

Cependant, contrairement à ce qui est observé sur culot droit sans volet par Henning et al. [61], le détachement tourbillonnaire périodique n’est pas supprimé mais son intensité est diminuée (figure I.49). Une analyse spectrale de la vitesse montre qu’un pic d’amplitude importante est également observé pour la fréquence d’actionnement des jets synthétiques.

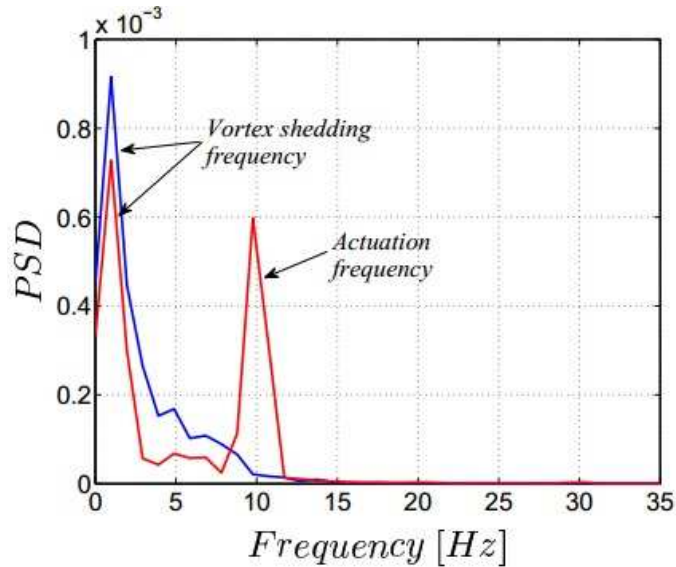


FIGURE I.49 – Densité spectrale de puissance du signal de traînée pour les cas non contrôlé (—) et contrôlé (—), d’après El-Alti et al. [41].

I.3.3.4 Les jets pulsés

Le jet pulsé est un jet périodique à débit moyen positif alternant phase de soufflage et phase de repos. Il est communément généré par des actionneurs de type électrovanne, contrôlés en fréquence par un système de commande, et nécessite une source d’énergie pneumatique pour générer le débit. Ce type d’actionneur est moins étudié dans la littérature que les jets synthétiques. En outre, bien que certaines études intéressantes montrent l’influence de jets pulsés avec des orifices circulaires sur des écoulements derrière des rampes descendantes, les mécanismes aérodynamiques engendrés par ces jets sont similaires à ceux présentés précédemment pour les générateurs de vortex passifs [77]. Par conséquent, ce type de jets circulaires n’est pas discuté dans ce paragraphe.

Contrairement aux jets synthétiques pour lesquels le profil de vitesse temporel au voisinage de l’orifice est proche d’une sinusoïde, celui des jets pulsés est plus proche d’un signal de type créneau, comme illustré sur la figure I.50. Joseph [72] observe également un pic de vitesse important pour des pressions élevées d’alimentation, qui correspond à la phase transitoire d’ouverture de la vanne. De plus, pour cette fréquence de 200 Hz, la vitesse de jet lorsque l’électrovanne est fermée n’est pas exactement nulle. Ce phénomène est également observé de manière plus marquée par Bideaux et al. [14] pour une fréquence d’actionnement de 100 Hz.

Géométries à lunette inclinée

Dans la littérature, les travaux sur corps de Ahmed à lunette inclinée mettent en évidence deux stratégies de contrôle par jets pulsés. La première stratégie, généralement appliquée à l’angle de lunette de 25° , est similaire à celle présentée précédemment via les travaux de Leclerc [86] et consiste en la suppression du bulbe de recirculation au dessus de la lunette.

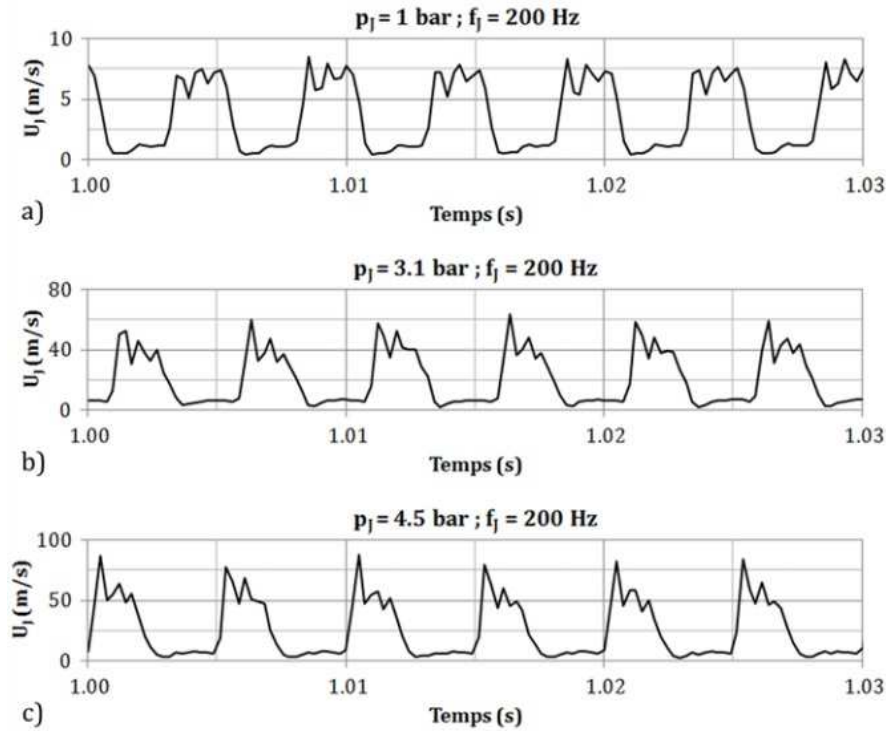


FIGURE I.50 – Evolution temporelle de la vitesse à 1 mm de la fente d'un jet pulsé plan pour $f_{ac} = 200$ Hz en fonction de la pression en amont de l'électrovanne, d'après Joseph [72].

La seconde est généralement appliquée à l'angle de lunette de 35° et consiste à engendrer un décollement massif afin d'éloigner du culot les structures transversales et de supprimer le développement des structures longitudinales, comme schématisé sur la figure I.51.

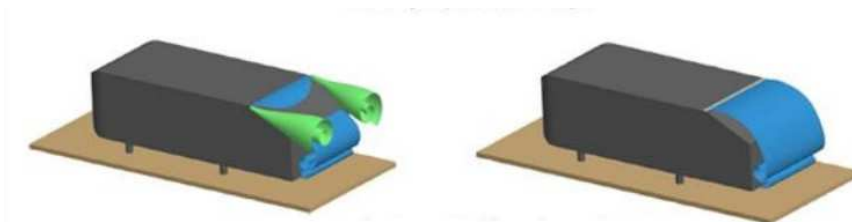


FIGURE I.51 – Principe de la stratégie de contrôle consistant à engendrer un décollement massif, d'après Fourrié et al. [47].

Joseph et al. [72] expérimentent plusieurs configurations de contrôle par jets pulsés afin de réduire la taille du bulbe de recirculation au dessus de la lunette inclinée à 25° d'un corps de Ahmed. En particulier, une étude paramétrique est réalisée en faisant varier la fréquence d'actionnement, la vitesse de jet et la géométrie des fentes de sortie de jet. Comme illustré sur la figure I.52, les injections périodiques sont normales à la paroi et réalisées à travers une fente continue ou des fentes discontinues en aval de l'arête formée par le pavillon de toit et la lunette arrière.

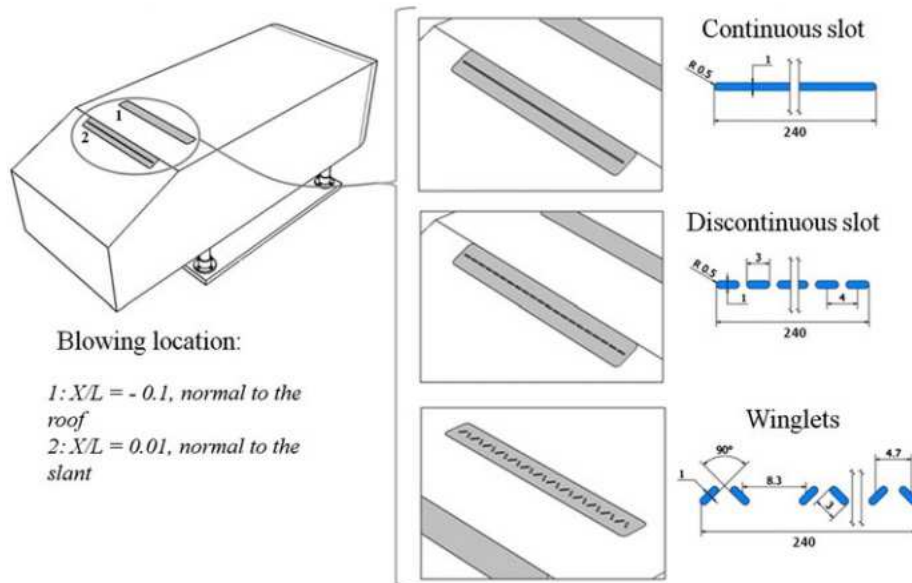


FIGURE I.52 – Différentes configurations de contrôle étudiées par Joseph et al. [71].

Les résultats de pesée, présentés en figure I.53, montrent que des réductions de traînée allant jusqu'à 8% sont mesurées pour les deux configurations. Pour les fentes discontinues (figure I.53(a)), le gain est maximal pour un coefficient de quantité de mouvement $C_\mu = 3 \times 10^{-3}$ et pour $St_j = f_{ac}h/U_\infty > 0.4$ avec h étant la hauteur de la lunette arrière (soit $f_{ac} > 85$ Hz). En revanche, pour la configuration avec la fente continue (figure I.53(b)), le gain maximal est mesuré pour des valeurs de C_μ moins importante et pour des valeurs de St_j comprises entre 0.3 et 0.6. Par conséquent, la fréquence d'actionnement semble donc jouer un rôle important pour cette configuration. En outre, l'évolution de la traînée en fonction des deux paramètres de jets est totalement différente pour les deux configurations de géométrie de fentes. Bien que ce résultat ne soit pas plus explicité par les auteurs, cette différence de résultats semble souligner l'importance de la cohérence transversale des structures générées par le contrôle sur la modification de l'écoulement. Pour la configuration avec la fente continue, le jet doit générer une structure à priori bien plus cohérente sur l'envergure de la maquette que pour la configuration avec les fentes discontinues. L'effet global sur le sillage ainsi que sur la traînée est donc également différent pour un couple de paramètres de jet identique.

Pour la configuration avec les fentes discontinues, des cartographies du coefficient de pertes de pression totale sont données en figure I.54 sans et avec contrôle pour les paramètres d'actionnement optimaux. Elles mettent en évidence trois modifications significatives de l'écoulement associées au gain de traînée de 8%. En effet, la zone de recirculation au dessus de la lunette est réduite sous l'action du contrôle, de même que les pertes associées aux structures longitudinales. En revanche, les pertes de pression totale dans la région en aval du culot sont légèrement plus importantes. La réduction de traînée provient donc de la diminution de la zone de recirculation au dessus de la lunette et de la diminution de l'intensité des structures longitudinales.

Pour un corps de Ahmed avec lunette inclinée à 35° et un nombre de Reynolds de

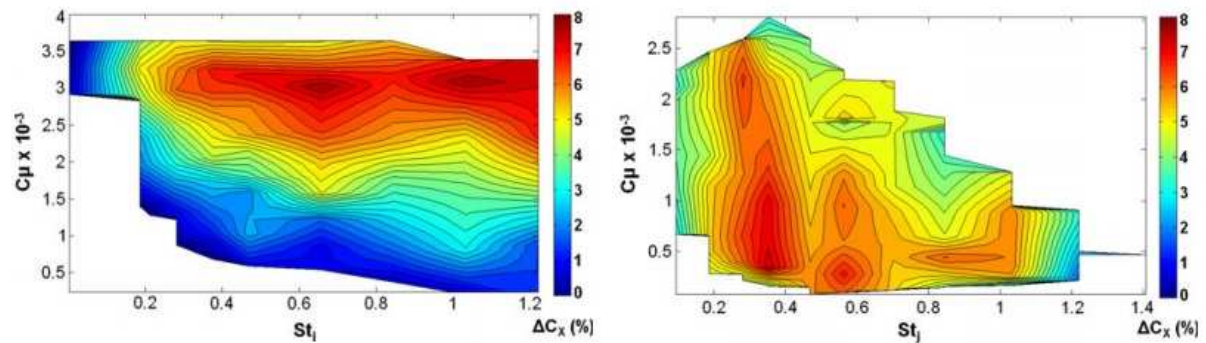


FIGURE I.53 – Evolution du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de la fréquence d'actionnement et de la quantité de mouvement injectée pour des fentes discontinues (a) et pour une fente continue (b), d'après Joseph et al. [71].

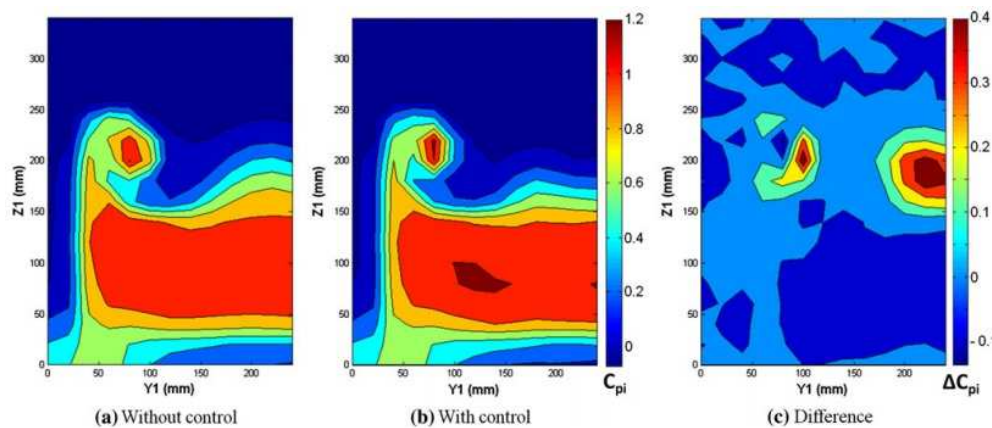


FIGURE I.54 – Cartographies du coefficient de perte de pression totale pour une distance $x/H = 0.5$ du culot : sans contrôle (a), avec contrôle optimal et fentes discontinues (b) et la différence ΔC_{pi} (c), d'après Joseph et al. [71].

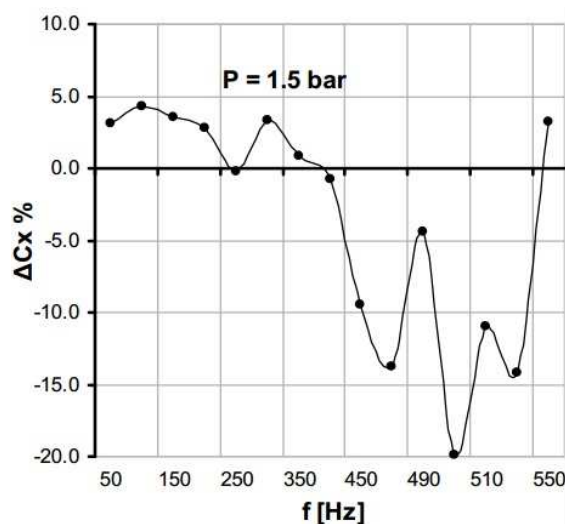


FIGURE I.55 – Evolution de la traînée aérodynamique en fonction de la fréquence d'actionnement, d'après Bideaux et al. [14].

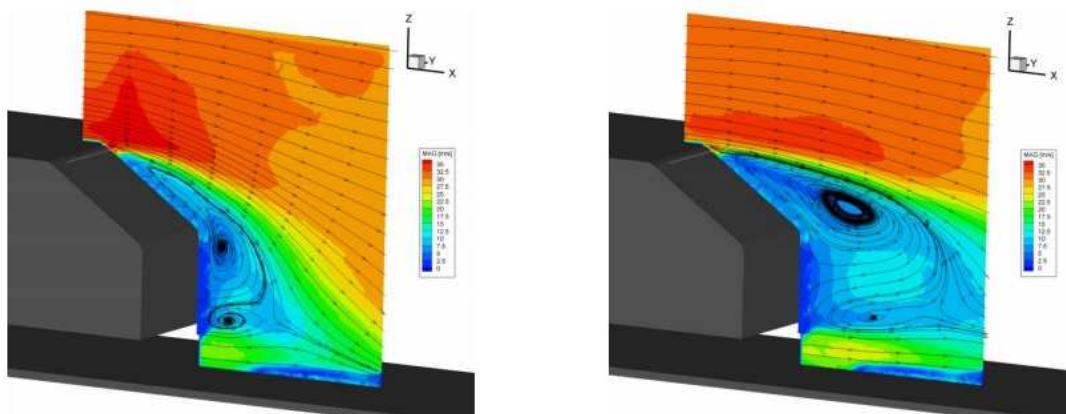


FIGURE I.56 – Cartographies de vitesse moyenne dans le plan de symétrie de la maquette pour le cas non contrôlé (a) et pour le cas contrôlé à 500 Hz (b), d'après Bideaux et al. [14].

$Re_H = 3.9 \times 10^5$, Bideaux et al. [14] étudient l'influence de la fréquence d'actionnement sur la traînée avec des fentes discontinues de 40 mm d'envergure, positionnées à 5 mm en aval de l'arête. L'évolution de la traînée en fonction de la fréquence d'actionnement, donnée sur la figure I.55 montre que des réductions de traînée allant jusqu'à 20% sont obtenues pour des fréquences supérieures à 400 Hz. Toutefois, il est difficile de comprendre si les oscillations de traînée de grande amplitude autour de la fréquence optimale de 500 Hz sont réellement dues à des mécanismes physiques engendrés par les jets. Pour des fréquences inférieures, le contrôle engendre une augmentation de la traînée.

Des mesures de vitesse par PIV permettent d'identifier les différences de topologie de sillage entre les cas non contrôlé et contrôlé à la fréquence permettant d'obtenir le gain de traînée le plus important. Les cartographies moyenne de vitesse sont présentées en figures I.56 pour ces deux cas. Contrairement aux études précédentes, le gain en traînée est associé à une augmentation considérable de la longueur de la zone de recirculation derrière la

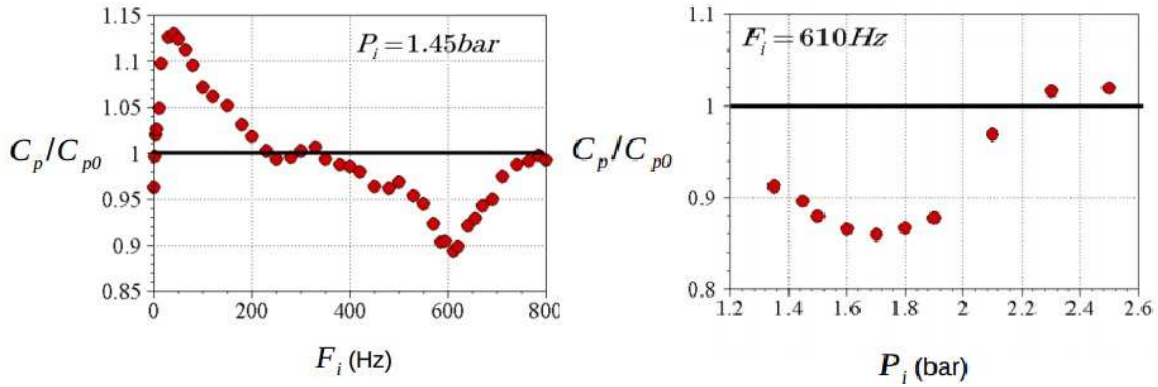


FIGURE I.57 – Evolution de la pression statique moyenne au culot en fonction de la fréquence d’actionnement (a) et de la pression en amont des actionneurs, d’après Barros et al. [6].

maquette. Cette augmentation est accompagnée d’un éloignement des structures tourbillonnaires transversales moyennes de la lunette et du culot.

L’ensemble de ces résultats sur corps de Ahmed à lunette inclinée souligne donc le fait qu’une réduction de traînée peut être obtenue en contrôlant l’écoulement de différentes manières. En revanche, il est compliqué au vu des résultats disponibles dans la littérature de conclure sur la stratégie de contrôle adéquate ou sur les paramètres de jets optimaux.

Géométries à culot droit

Les études impliquant des jets pulsés appliqués à des géométries à culot droit sont peu nombreuses dans la littérature. Deux études récentes sur un corps de Ahmed à culot droit sont ici recensées. Dans ces études, la vitesse de l’écoulement sous la maquette est proche de celle de l’écoulement amont.

Barros et al. [6] étudient expérimentalement l’influence du contrôle par jets pulsés appliqué aux quatre arêtes du culot droit. Le soufflage s’effectue tangentiellement à la direction de l’écoulement incident. Les résultats obtenus montrent que, malgré l’absence de forme passive pour adoucir la géométrie de culot, des augmentations de la pression moyenne au culot sont mesurées. La figure I.57 donne les évolutions de la pression moyenne au culot de la maquette en fonction de la fréquence d’actionnement et de la pression en amont de l’électrovanne et donc de la vitesse de jet. Une augmentation maximale de la pression au culot est mesurée pour une fréquence élevée de 610 Hz et une pression de 1.65 bar. Pour des fréquences d’actionnement inférieures à 200 Hz, le contrôle engendre une diminution de la pression et donc une augmentation de la traînée. Il est également intéressant de noter ici que ces gains sont obtenus pour des échelles de fréquence bien plus importantes que les échelles caractéristiques de l’écoulement de sillage non contrôlé.

Les champs de vecteurs instantanés, présentés en figure I.58, mettent en évidence des structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement supérieure ainsi que dans la zone de recirculation pour le cas non contrôlé. Lorsque les jets sont actionnés à basse fréquence

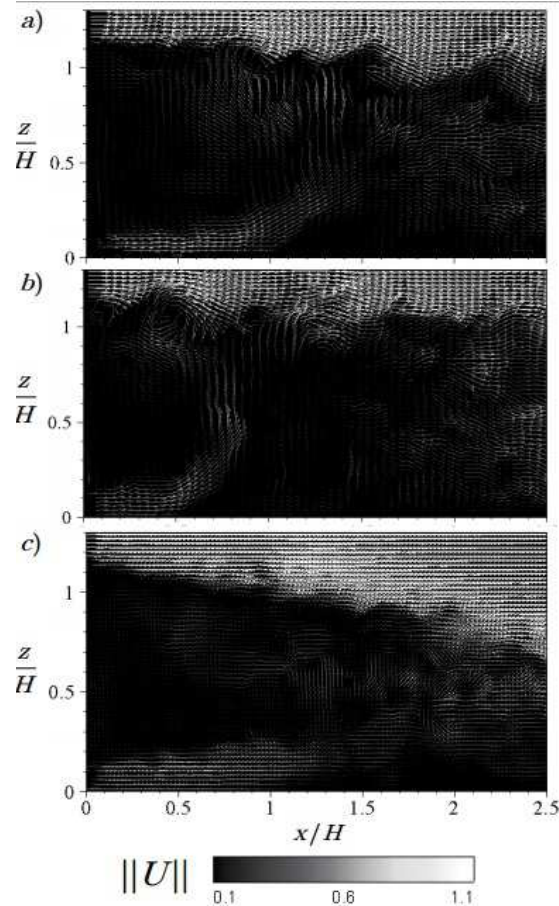


FIGURE I.58 – Champs instantanés de vecteurs coloriés par la norme de la vitesse dans le plan de symétrie de la maquette : cas non contrôlé (a), cas contrôlé à basse fréquence (50 Hz) (b), cas contrôlé à haute fréquence (610 Hz) (c), d’après Barros et al. [6].

(figure I.58(b)), le contrôle intensifie ces structures, ce qui a pour effet de diminuer la taille de la zone de recirculation. En outre, les niveaux des tensions de Reynolds sont considérablement augmentés dans la couche de cisaillement par rapport au cas non contrôlé. En revanche, à hautes fréquences pour lesquelles la pression au culot augmente, la couche de cisaillement est légèrement vectorisée vers le sol et l’enroulement des structures tourbillonnaires est moins visible. Cet effet est également associé à une diminution sensible des tensions de Reynolds dans la couche de cisaillement.

Pour la même géométrie et avec une configuration semblable de jets pulsés, Peres & Pasquetti [109] arrivent à des conclusions similaires à partir de simulation numérique de type LES. En effet, pour une fréquence d’actionnement de 700 Hz, une réduction de traînée d’environ 10% est obtenue. Comme illustré sur la figure I.59(a), cette réduction est associée à une symétrisation du sillage vertical. La zone de recirculation est plus longue mais la section transversale pour une distance du culot donnée est réduite. Comme observé expérimentalement par Barros et al. [6], le contrôle engendre un effet de vectorisation des couches de cisaillement vers l’intérieur du sillage. Le champ de pression résultant (figure I.59(b)) met en évidence des mécanismes aérodynamiques similaires à ceux obtenus par El-Alti [41] et présentés en figure I.48 mais sans la présence d’un volet déflecteur. En effet, on observe un

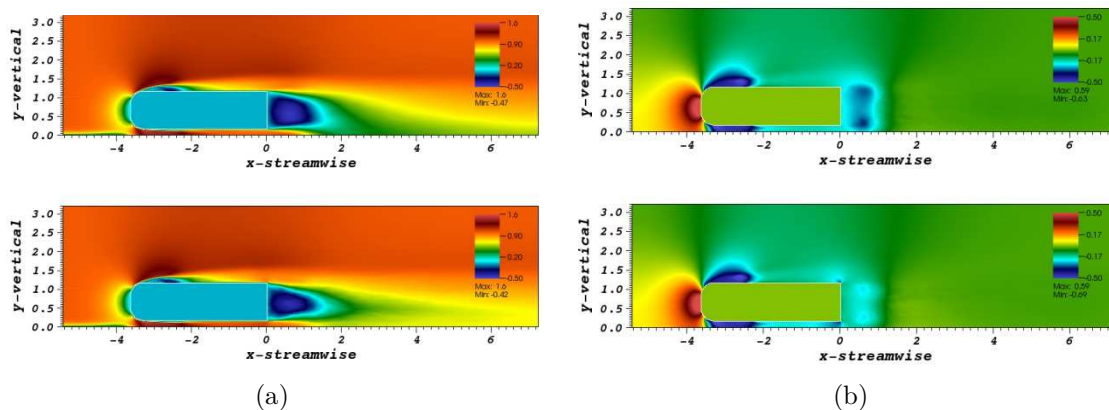


FIGURE I.59 – Cartographies de vitesse moyenne (a) et de pression statique (b) pour les cas non contrôlé (haut) et contrôlé à 700 Hz (bas), d’après Peres & Pasquetti [109].

déplacement des zones de faible pression de la zone de recirculation pour le cas non contrôlé vers les arêtes du culot pour le cas contrôlé. L’effet du contrôle dans le plan horizontal à mi-hauteur (non représenté ici) sur les champs de vitesse et de pression statique est similaire à celui observé dans le plan vertical.

L’actionnement du contrôle à haute fréquence semble être une solution prometteuse en vue de réduire la traînée aérodynamique d’une géométrie à culot droit. L’allongement de la zone de recirculation ainsi que l’orientation des couches de cisaillement vers l’intérieur du sillage semblent être les deux mécanismes moyens permettant d’obtenir les réductions de traînée mesurées.

I.3.3.5 Les applications poids lourd

La dernière section de cette partie propose une synthèse des différentes techniques de contrôle appliquées à des géométries de véhicules poids lourd, à échelle réduite ou réelle. Dans cette optique, les travaux de Englar [45] et de El-Ali et al. [42, 43] sont présentés.

Contrôle par soufflage continu

Afin de réduire la contribution de la remorque à la traînée aérodynamique, Englar [45] étudie l’effet de plusieurs artifices aérodynamiques dont un système de soufflage continu, positionné à l’arrière de la remorque. Ce système est dans un premier temps intégré sur différentes géométries simplifiées à échelle réduite de type modèle GTS et GCM puis ensuite sur un véhicule à échelle réelle. Il consiste à souffler de manière continue et tangentielle à une paroi courbe passive pour générer un effet Coanda [31] et obtenir une vectorisation de l’écoulement vers l’intérieur du sillage. La section transversale de ce dernier se retrouve ainsi considérablement réduite. Comme illustré sur la figure I.61(a), le soufflage continu est appliqué sur les quatre arêtes du culot de la remorque. Les surfaces passives courbes se terminent avec un angle de 30° pour les arêtes supérieure et inférieure et de 90° sur les cotés. Le jet résultant de cette technique est schématisé sur la figure I.60 pour les surfaces à 90° .

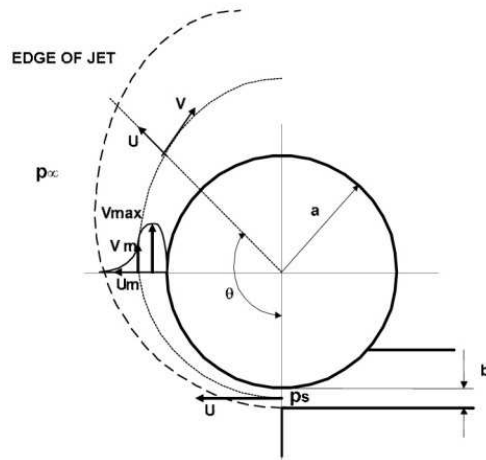
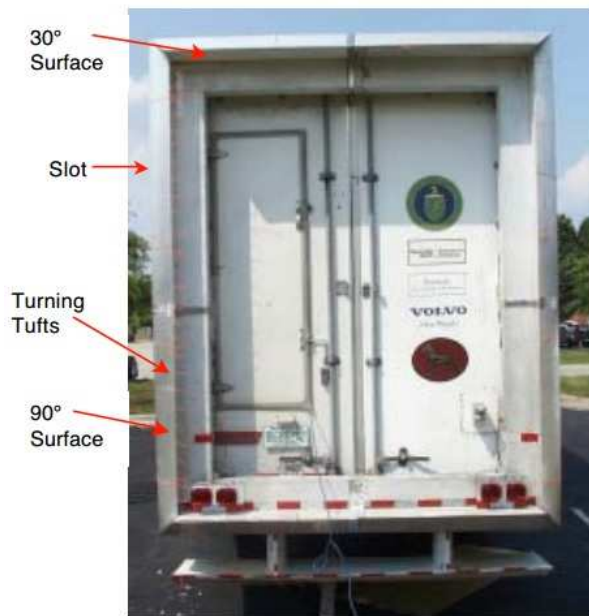
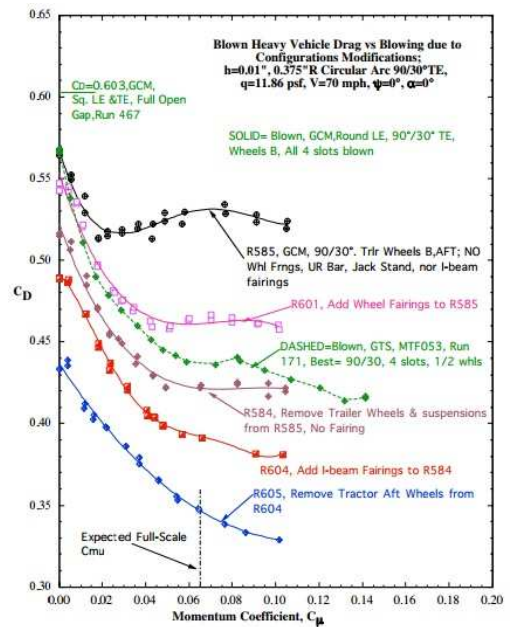


FIGURE I.60 – Schématisation de l’effet Coanda et de la technique de contrôle utilisée par Englar, d’après Newman [100].



(a)



(b)

FIGURE I.61 – Photographie du système de contrôle au culot de la remorque (a) et évolution du C_x en fonction du C_μ pour différentes maquettes (b), d’après Englar [45].

Les essais en soufflerie sur les modèles GTS et GCM montrent la possibilité d'obtenir des gains en traînée de l'ordre de 30 à 35% par l'utilisation du soufflage continu. Malheureusement, aucune mesure n'est réalisée par l'auteur pour identifier les mécanismes aérodynamiques liés à cette réduction de traînée très significative. La figure I.61(b) donne l'évolution de ces gains en fonction de la quantité de mouvement injectée par le soufflage et des différentes géométries étudiées. De manière générale, la traînée diminue de manière monotone avec l'augmentation de la valeur de C_μ . Cette tendance est aussi observée sur des géométries simplifiées à culot droit par Rouméas [116], Pfeiffer & King [110] et Littlewood [90]. Les gains annoncés par soufflage continu dans ces travaux sont donnés dans le tableau I.2 et soulignent le potentiel de ce type de technique de contrôle. Cependant, la quantité de mouvement injectée par soufflage continu est importante dans le cadre de ces travaux, notamment par rapport à celle injectée avec des jets pulsés ou synthétiques. Le bilan énergétique final est alors souvent réduit de manière conséquente.

Auteurs	Géométrie	ΔC_x
Littlewood [90]	Windsor	12%
Pfeiffer & King [110]	Modèle GTS	22%
van Leeuwen [137]	Modèle GTS	20%
Rouméas [116]	Corps de Ahmed	29%

TABLE I.2 – Réductions de traînée obtenues par soufflage continu pour différentes maquettes à culot droit.

Des mesures de consommation de carburant sont également réalisées par Englar sur un véhicule réel en suivant le protocole défini par la SAE [136]. Le système de jet continu est mis à l'échelle et intégré au culot de la remorque tel qu'illustré sur la photographie en figure I.61(a). Des réductions de consommation allant jusqu'à 4% sont obtenues pour différentes vitesses de roulage. Ces dernières ne prennent toutefois pas en compte l'énergie consommée par le système de contrôle.

Contrôle par jets synthétiques

Comme présenté dans la section I.3.3.3, les travaux de El-Altı consistent en l'étude de l'influence d'une association entre un volet déflecteur et des jets synthétiques sur la traînée aérodynamique d'un véhicule poids lourd.

Cette association est testée expérimentalement et numériquement sur une maquette réaliste de Volvo FH16 à l'échelle 1/10^e avec une remorque équipée de volets inclinés de 30° par rapport à la direction de l'écoulement incident. El-Altı et al. [43] étudient l'effet du contrôle pour une plage de fréquence d'actionnement très réduite (de 80 à 120 Hz) et une réduction de traînée maximale de 3.9% est mesurée par balance aérodynamique pour 120 Hz. Des simulations numériques de type DES pour cette fréquence montrent que cette réduction de traînée est à nouveau associée à un recollement sur le volet de l'écoulement incident et à une réduction de la section transversale de la zone de recirculation (figure I.62).

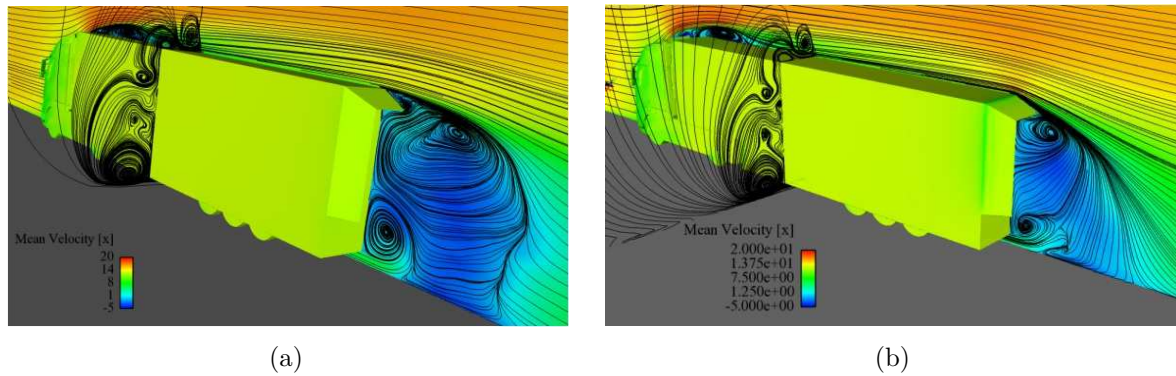


FIGURE I.62 – Cartographies de vitesse moyenne et lignes de courant dans le plan de symétrie de la maquette pour les cas non contrôlé (a) et contrôlé (b), d’après El-Alti et al. [43].



FIGURE I.63 – Photographies du système de contrôle par association entre des volets et des actionneurs jets synthétiques, d’après El-Alti et al. [42].

Des essais sur route sont également réalisés par les auteurs [42] mais ne permettent pas d’obtenir de gain significatif. En effet, la réduction de consommation de carburant la plus importante est de seulement 0.5% et est mesurée pour un volet d’angle 20° . Le dispositif de contrôle utilisé, présenté sur la figure I.63, est peu détaillé et ne permet pas de comprendre les raisons du faible impact du contrôle sur la traînée.

I.3.4 Conclusion de la synthèse bibliographique

La synthèse bibliographique, présentée dans cette partie, permet dans un premier temps d’identifier certaines spécificités des écoulements se développant autour des véhicules poids lourds. En particulier, trois caractéristiques importantes se distinguent des écoulements plus traditionnels :

- Le sillage dans le plan de symétrie vertical du véhicule est fortement dissymétrique.

Cette caractéristique est essentiellement due à la faible vitesse de l'écoulement issu du soubassement de la remorque d'environ $0.2 \times U_\infty$. De plus, elle rend cet écoulement compliqué à simuler expérimentalement, comme le soulignent les maquettes simplifiées utilisées par défaut dans le domaine du poids lourd et présentées dans le paragraphe I.3.2.2. En outre, la répartition de pression au culot de la remorque, de part son aspect stratifié, souligne la cohérence transversale importante de la structure tourbillonnaire dominant la zone de recirculation. Cette répartition met en évidence un comportement de l'écoulement quasiment « bidimensionnel » à proximité du plan de symétrie du véhicule. Par conséquent, l'application du contrôle à un écoulement proche de celui se développant derrière une marche descendante semble être une première approche intéressante en vue d'une application poids lourd. Cette étude est présentée dans le chapitre II.

- La couche limite se développant sur la toiture de la remorque peut prendre des caractéristiques très variées en fonction du réglage entre le déflecteur de pavillon de la cabine et la hauteur de la remorque. Cette grande variété de couches limites est donc à prendre en considération en vue de l'application d'un système de contrôle actif à l'arrière de la remorque. En ce sens, une étude sur la robustesse du contrôle aux caractéristiques de la couche limite incidente aux jets est réalisée dans le chapitre III. Des mesures réalisées en soufflerie sur un véhicule à échelle réelle avec une remorque de référence ont toutefois permis de se faire une idée de l'épaisseur δ de cette couche limite d'environ 500 mm, soit $\delta/H \approx 1/6$.
- Le profil de couche limite se développant sur les parois latérales de la remorque est assez atypique et met en évidence un fort déficit de vitesse jusqu'à une distance importante de la paroi. Cette topologie d'écoulement résulte du sillage des rétroviseurs et des perturbations engendrées par les essieux plus près du sol. Par conséquent, les solutions de contrôle étudiées dans ces travaux de thèse sont appliquées seulement sur la partie supérieure de la remorque.

Dans un second temps, cette synthèse bibliographique permet de mettre en évidence la grande variété de solutions de contrôle ainsi que leur potentiel de modification des caractéristiques de l'écoulement étudié. En particulier, le contrôle par jets synthétiques introduit dans l'écoulement des structures tourbillonnaires de plus ou moins grande dimension selon la fréquence d'actionnement. Ces structures permettent notamment de retarder ou de supprimer le décollement en aval d'une rampe descendante. A faible fréquence d'actionnement, les structures générées par le contrôle sont de grande dimension et permettent d'augmenter les propriétés de mélange dans la couche de cisaillement et dans le bulbe de recirculation. Cet actionnement à basse fréquence est particulièrement intéressant pour réduire la zone de recirculation derrière une marche descendante ou une rampe d'angle important. Pour des fréquences d'actionnement élevées, le contrôle introduit des structures de petite dimension dans la couche de cisaillement. Pour des géométries avec des angles relativement faibles, la fréquence d'actionnement optimale, pour laquelle une suppression complète du bulbe de recirculation est obtenue, est égale à environ trois fois la fréquence des structures naturelles dans la couche de cisaillement.

Pour des géométries tridimensionnelles tels que des corps de Ahmed à lunette inclinée, les structures induites par le contrôle à haute fréquence engendrent les mêmes modifica-

tions de l'écoulement avec une suppression du bulbe de recirculation au dessus de la lunette arrière et permettent d'obtenir des réductions de traînée intéressantes. Ces gains en traînée semblent être plus importants lorsque les jets sont positionnés légèrement en aval de la ligne de décollement naturelle. De manière générale, ils sont associés à une diminution de la section transversale et/ou à une élongation de la zone de recirculation derrière le corps étudié.

Enfin, pour des géométries à culot droit, principal intérêt de ces travaux de thèse, les réductions de traînée présentées dans cette synthèse résultent notamment d'une diminution de la section transversale du sillage ainsi que d'un allongement de la zone de recirculation. La diminution de la section transversale est réalisée en modifiant la direction de l'écoulement incident au voisinage de l'arête du culot. Les termes d'effet de vectorisation et d'orientation de l'écoulement incident sont donc utilisés par la suite pour qualifier ce changement de direction de l'écoulement. Dans la littérature, deux stratégies de contrôle, permettant d'obtenir cet effet de vectorisation et des gains en traînée, peuvent être identifiées :

- La première stratégie consiste à modifier la géométrie du culot avec un artifice de type volet déflecteur. Cette solution passive permet d'obtenir des gains en traînée importants pour des angles d'inclinaison assez faibles. En effet, l'écoulement incident doit nécessairement être attaché au volet pour que cette solution soit efficace. Pour des angles importants, l'écoulement décolle du volet et les gains en traînée sont fortement diminués. Dans le domaine du poids lourd, ce constat, ainsi que la longueur de volet souvent trop importante pour la réglementation européenne, empêchent pour le moment l'application d'une telle solution.
- La seconde stratégie consiste à introduire, par un système de contrôle actif, une perturbation aérodynamique et périodique au voisinage du culot droit afin qu'elle modifie les propriétés de la turbulence dans la couche de cisaillement et que cela engendre la vectorisation de l'écoulement et une réduction de la section transversale du sillage. Des études récentes [6, 109] montrent que ces effets bénéfiques, ainsi qu'une diminution des fluctuations de vitesse dans le sillage, sont obtenus lorsque la fréquence du contrôle est importante, de l'ordre de 600 à 700 Hz. Ces fréquences d'actionnement optimales, sont nettement supérieures à la fréquence de formation des structures tourbillonnaires observées dans la couche de cisaillement pour le cas non contrôlé. Les mécanismes mis en jeu dans ces études restent néanmoins à élucider.

I.4 Objectifs de la thèse

La synthèse bibliographique, présentée dans la partie I.3, permet d'identifier l'allongement de la zone de recirculation et la vectorisation des couches de cisaillement vers l'intérieur du sillage comme étant deux mécanismes aérodynamiques moyens permettant de réduire la traînée d'une géométrie à culot droit. Ces mécanismes peuvent être obtenus par l'utilisation d'un volet déflecteur ou d'un système de contrôle actif par jets.

Par conséquent, l'association d'un volet déflecteur permettant d'adoucir localement la géométrie des arêtes de décollement au culot de la remorque, et d'un actionneur générant une perturbation périodique pourrait permettre de potentialiser les effets obtenus avec respectivement l'une et l'autre de ces stratégies. L'objectif de ces travaux de thèse consiste donc d'une part, à développer de l'expertise aérodynamique sur le contrôle actif de type jets (pulsés et synthétiques) en vue d'une application poids lourd et d'autre part, à étudier l'influence d'une combinaison impliquant un volet déflecteur passif et des jets sur l'écoulement de sillage de géométries simplifiées de poids lourds ainsi que sur la traînée aérodynamique résultante.

Les éléments bibliographiques montrent que pour des géométries simples (rampes descendantes, corps de Ahmed à lunette inclinée,...), il est possible pour des angles pour lesquels l'écoulement non contrôlé est décollé de le forcer à recoller sur la paroi lors de l'actionnement du contrôle par jets. Par conséquent, dans l'optique où l'angle du volet déflecteur est suffisamment élevé pour que l'écoulement non contrôlé décolle, deux questions essentielles, auxquelles ces travaux se proposent de répondre, émanent de l'utilisation d'une combinaison entre un volet et des jets :

- Quels sont les paramètres d'actionnement du contrôle permettant de forcer l'écoulement incident à recoller sur la paroi du volet déflecteur et d'engendrer un effet de vectorisation ?
- Le fait de faire recoller l'écoulement sur le volet par l'actionnement du contrôle par jets permet-il de réduire la traînée aérodynamique par rapport au cas non contrôlé ? Autrement dit, les modifications de l'écoulement engendrées par la perturbation aérodynamique sont-elles associées à un gain en traînée ?

Une attention particulière est également portée sur les caractéristiques de la couche limite incidente aux jets et sur l'écoulement de soubassement, jouant un rôle spécifique sur la structuration du sillage derrière les remorques de poids lourd.

I.5 Synthèse du chapitre

Ce chapitre introductif permet dans un premier temps de poser le contexte général dans lequel ces travaux de thèse se sont déroulés et de présenter l'organisation de ce manuscrit.

Une synthèse bibliographique est ensuite proposée et permet en premier lieu de mettre en évidence les spécificités des écoulements se développant autour des véhicules poids lourds. En particulier, la faible vitesse de l'écoulement sous la remorque engendre le développement d'un sillage vertical fortement dissymétrique. L'application du contrôle à un écoulement proche de celui se développant derrière une marche descendante semble donc être une première approche intéressante en vue d'une application poids lourd. Cette étude est présentée dans le chapitre II.

Dans un second temps, cette synthèse introduit la notion de contrôle d'écoulement et démontre le potentiel de ces solutions afin de modifier les caractéristiques des écoulements étudiés. Pour des géométries à culot droit, des réductions de traînée sont obtenues et résultent notamment d'une diminution de la section transversale du sillage par un effet de vectorisation de l'écoulement incident vers l'intérieur du sillage. Deux stratégies de contrôle permettant d'obtenir cet effet sont présentes dans la littérature. La première consiste en une solution passive et l'utilisation d'artifices géométriques de type volets déflecteurs ou boat-tails, positionnés au niveau du culot. La seconde consiste en l'utilisation d'un système de contrôle actif de type jets périodiques permettant l'introduction dans l'écoulement d'une perturbation aérodynamique à une fréquence donnée. Pour certaines fréquences, cette stratégie permet d'obtenir des gains de traînée significatifs.

Enfin, sur la base des éléments bibliographiques, les objectifs de ces travaux de thèse sont présentés.

II || Etude de l'influence du contrôle sur un corps bidimensionnel

L'influence du contrôle par jets pulsés sur l'écoulement de sillage d'un corps bidimensionnel à culot droit et à proximité d'un sol est étudiée dans ce chapitre. Les objectifs principaux sont, d'une part, de démontrer la faisabilité de réduire la traînée aérodynamique de la maquette par l'utilisation de systèmes de contrôle actif par jets associés ou non à des volets déflecteurs passifs positionnés au culot de la maquette et d'autre part, d'identifier les mécanismes aérodynamiques liés au contrôle et leur rôle éventuel sur la traînée.

La première partie du chapitre présente le dispositif expérimental utilisé lors de cette étude. Les informations essentielles concernant la soufflerie, la maquette et le système de jets sont données. En outre, les différents appareils de mesure ainsi que les paramètres d'acquisition et de post-traitement des données sont présentés.

Avant d'étudier l'influence du contrôle, l'écoulement naturel non contrôlé autour de la maquette à culot droit est caractérisé par des mesures par anémométrie à fil chaud et par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). En particulier, les caractéristiques de la couche limite se développant sur le toit de la maquette ainsi que celle de la couche de cisaillement supérieure sont étudiées. Une description moyenne et fréquentielle de l'écoulement de sillage est également donnée.

L'effet de la fréquence d'actionnement du contrôle par jets pulsés sur la traînée aérodynamique est ensuite quantifié de manière indirecte par l'intermédiaire de mesures de pression statique au culot de la maquette. Une analyse des caractéristiques moyennes, puis instationnaires par une approche par moyennes de phase synchronisées sur le signal de commande des actionneurs est réalisée. Cette analyse permet d'identifier les perturbations aérodynamiques générées par l'actionnement du contrôle et d'étudier certaines de leurs caractéristiques par l'application d'un modèle de tourbillon simplifié. La fréquence élevée des champs de vitesse permet également la détermination d'un coefficient de corrélation spatio-temporelle permettant d'étudier la cohérence des structures dans le sillage.

L'influence de volets déflecteurs associés au système de jets pulsés est ensuite étudiée. L'existence d'un angle de volet, favorable pour l'application du contrôle par jet, est mise en évidence.

II.1 Dispositif expérimental

Cette première partie de chapitre se propose de présenter le dispositif expérimental utilisé lors de cette étude. Les informations essentielles concernant la veine d'essai, la maquette, le système de jets pulsés ainsi que les différents appareils de mesure sont ainsi données.

II.1.1 Soufflerie

La totalité des essais présentés dans ce chapitre a été réalisée dans la soufflerie du Centre Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, sur le campus de l'Ecole centrale de Lyon, à Ecully. Cette soufflerie, principalement dédiée à des essais aéroacoustiques, possède une veine d'essai pouvant accueillir différents types de convergent débouchant dans une chambre anéchoïque de dimensions $10.3 \times 8 \times 7.6 \text{ m}^3$. L'écoulement est généré par un ventilateur centrifuge à 6 pales d'une puissance électrique de 350 kW.

Dans cette étude, le convergent utilisé possède une section de sortie carrée de $500 \times 500 \text{ mm}^2$ avec un taux de contraction de 1.44. Le débit massique maximal pouvant être atteint est de 15 kg.s^{-1} et la vitesse maximale d'environ 70 m.s^{-1} . Pour les vitesses d'écoulement considérées ici, le niveau de turbulence résiduel mesuré par anémométrie à fil chaud est d'environ 2.3%. Ce dernier, assez élevé pour une installation de cette dimension, est essentiellement dû au faible taux de contraction du convergent. La vitesse de l'écoulement est constamment surveillée par un tube de Pitot, positionné en sortie du convergent et relié à un manomètre Furness Control FCO510.

II.1.2 Maquette

La maquette étudiée est un corps bidimensionnel de longueur $L=555 \text{ mm}$, de largeur $l=380 \text{ mm}$ et de hauteur $H=100 \text{ mm}$ maintenu à une distance au sol G par deux plaques latérales, comme illustré figure II.1. Dans cette étude, sauf indication contraire, la vitesse de l'écoulement infini amont U_∞ est fixée à 25 m.s^{-1} , résultant en un nombre de Reynolds Re_H basé sur la hauteur H de 175000. Pour éviter tout décollement au niveau du nez, ce dernier est un profil d'aile NACA0024, tronqué au niveau de son épaisseur maximale. La transition de la couche limite se développant sur le nez vers son état turbulent est assurée par une bande de papier de verre P100 de 50 mm de largeur. La maquette est également modulaire et dispose de plusieurs géométries de culot afin d'étudier l'influence d'éléments passifs couplés aux jets. Ainsi, quatre géométries de culot sont étudiées par la suite : une géométrie à culot droit (angle de 90°) et trois volets déflecteurs de longueur $l_f = 50 \text{ mm}$ et d'angle $\beta=10, 20$ et 30° .

Le montage avec les plaques latérales permet d'une part d'assurer les propriétés bidimensionnelles de l'écoulement et d'autre part, de faire varier G pour étudier l'effet de la proximité du sol et de la vitesse de soubassement U_u (Annexe D). Dans ce chapitre, le rapport G/H est fixé à 0.04 afin que la proximité de la maquette avec le sol permette de générer suffisamment de pertes de charge dans le soubassement pour y limiter la vitesse moyenne d'écoulement. Les propriétés bidimensionnelles de l'écoulement sont vérifiées sur un domaine centré en $z_0 = 0$ et équivalent à 60% de la largeur totale de la maquette l par des profils de vitesse verticaux mesurés par anémométrie à fil chaud à 5 mm de l'arête du culot. La maquette, réalisée en résine Cibatool SL, est creuse, ce qui permet l'implantation du système de contrôle actif et l'intégration de prises de pression statique. Les deux plaques latérales

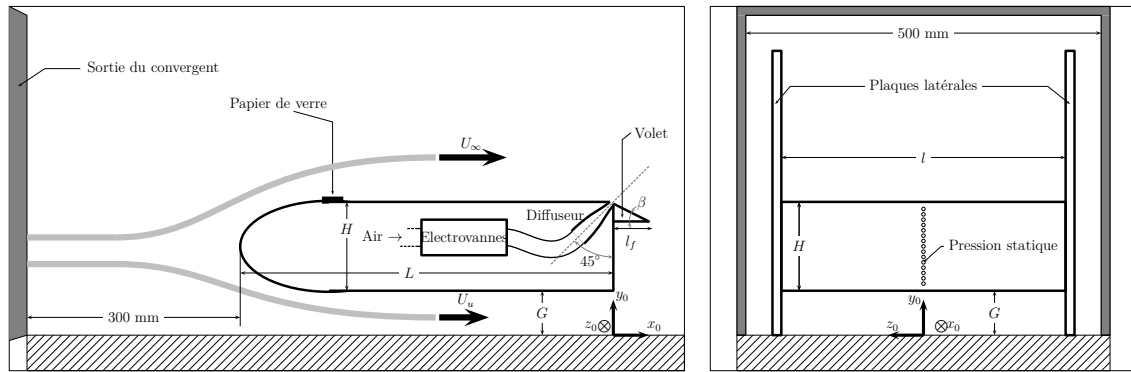


FIGURE II.1 – Schémas de la maquette positionnée dans la veine d'essai ; géométrie à volet en vue de coté (gauche), géométrie à culot droit en vue de derriere (droite).

sont réalisées en PMMA afin de conserver l'accès optique dans le sillage de la maquette pour les mesures de vitesse par PIV. Afin de limiter les perturbations pouvant être engendrées par les bords d'attaque des plaques, ces derniers sont usinés en demi-cylindres de 5 mm de rayon.

La maquette est positionnée dans la veine de sorte que le bord d'attaque du nez soit distant de 300 mm de la section de sortie du convergent. Ce positionnement selon l'axe \vec{x}_0 permet de limiter l'effet de blocage tout en laissant les couches de cisaillement latérales issues du convergent passer à l'extérieur des deux plaques séparatrices. En aval de la maquette, le sol est prolongé d'une longueur de $12H$.

Comme illustré figure II.1, le repère de l'étude est cartésien d'axes $\vec{x} = (\vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0)$. L'origine du repère est fixée en x_0 à la verticale du culot, en y_0 au niveau du sol et en z_0 dans le plan de symétrie de la maquette où l'ensemble des mesures présentées par la suite sont réalisées.

Le système de jets pulsés utilisé est basé sur celui décrit et caractérisé dans l'annexe B. Le schéma en figure II.2 donne le montage expérimental final. Les fentes rectangulaires d'épaisseur $e = 0.3$ mm et de largeur $s = 50$ mm, sont positionnées au niveau de l'arête du culot avec un angle de soufflage par rapport à la direction de l'écoulement fixé à 45° (cf. figure II.1). Cette sélection de l'angle de soufflage est guidée par les travaux de Ben Chiekh et al. [10] effectués au LMFA, qui montrent que cet angle engendre une interaction entre le jet et la couche limite incidente permettant de réduire en moyenne la taille de la zone de recirculation existante en aval du jet. Afin d'appliquer le contrôle sur toute la largeur de la maquette l , un total de sept électrovannes couplées à sept diffuseurs est nécessaire. La pression de l'air comprimé, initialement de 8 bar, est régulée par un détendeur qui permet de fixer la vitesse de jet en sortie de diffuseur et donc la quantité de mouvement injectée. A l'intérieur de la maquette, un réservoir d'environ 1 L de volume joue le rôle de volume tampon et permet de répartir uniformément l'écoulement sur l'ensemble des électrovannes lors de l'actionnement du contrôle. Le module National Instrument et la carte Matrix Speed-Up possédant chacun huit voies, l'actionnement s'effectue de la même façon que pour la caractérisation du jet pulsé dans l'annexe B.

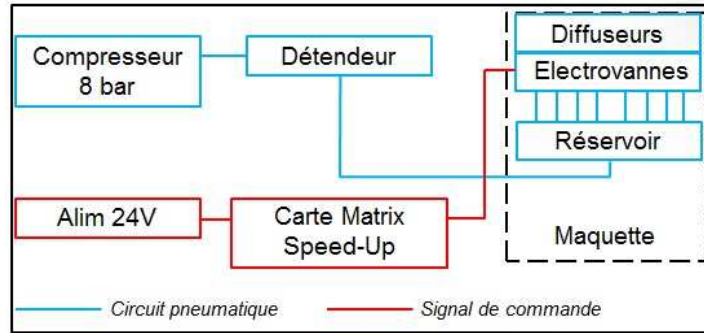


FIGURE II.2 – Schéma illustrant l'implantation du système de jets pulsés dans la maquette.

II.1.3 Métrologie

II.1.3.1 Mesures de pression pariétales

Dans cette étude expérimentale, l'influence du contrôle sur la traînée aérodynamique est estimée de manière indirecte par l'intermédiaire de mesures de pression statique pariétale au culot de la maquette. Au total, le culot est instrumenté de 15 prises de pression. Pour les géométries de maquette avec volet, seulement 12 prises restent disponibles. L'écoulement étant bidimensionnel sur au moins 60% de l'envergure de la maquette autour du plan de symétrie, l'ensemble de ces prises est positionné dans ce plan et raccordé pneumatiquement à un manomètre Furness 0-200 mm H₂O via un système Scanivalve de deux couronnes de 24 voies.

Le manomètre Furness est un capteur de pression différentielle et mesure la différence entre la pression à la paroi p et une pression de référence. Dans cette étude, la pression de référence est choisie comme étant la pression statique de l'écoulement amont p_∞ telle que la mesure donne :

$$\Delta p = p - p_\infty \quad (\text{II.1})$$

L'acquisition de ces mesures s'effectue via un chassis National Instrument PXI-1006 sur un temps de 2 secondes. Par la suite, les mesures sont systématiquement normalisées et présentées sous la forme d'un coefficient de pression statique C_p défini par la formule II.2.

$$C_p = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (\text{II.2})$$

II.1.3.2 Mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud

Dans cette étude, l'anémométrie à fil chaud est utilisée afin de mesurer des profils de vitesse dans la couche limite se développant sur la toiture de la maquette ainsi que dans son sillage. La sonde utilisée pendant cette campagne est une sonde fil chaud coudée Dantec Dynamics 55P15 couplée à un anémomètre Dantec Dynamics Streamline 90N10. Sauf indication contraire, la fréquence d'échantillonnage est de 51.2 kHz, fréquence maximale pouvant être supportée par le module d'acquisition National Instrument 9234. Le temps d'acquisition est de 20 secondes par point de mesure. Le déplacement de la sonde dans les trois dimensions de l'espace est assuré par l'assemblage d'un chariot deux axes (\vec{x}_0, \vec{y}_0) , motorisé et associé à

un encodeur Dynapar et d'un déplacement motorisé vertical (\vec{z}_0).

Pour certains points de mesure, des analyses spectrales sont effectuées. Le calcul de densité spectrale de puissance S_u est effectué en traitant les données mesurées par bloc de 1 seconde. La résolution fréquentielle des spectres présentés est de 1 Hz.

II.1.3.3 Mesures de vitesse par PIV à haute fréquence d'acquisition

Afin de caractériser l'écoulement dans le sillage de la maquette, un système de PIV 2D2C (2 Dimensions, 2 Composantes) à haute fréquence d'acquisition est utilisé dans cette étude.

L'ensemencement est effectué avec de la fumée de spectacle par une machine SAFEX Nebelgerät SNG nébulisant du glycol. Cette dernière est positionnée au niveau de l'aspiration de la soufflerie, ce qui permet d'avoir une bonne homogénéité des particules au niveau du champ de mesure. La densité des particules est réglée en fonction de la vitesse d'écoulement par une télécommande permettant de faire varier la quantité de particules générées par la machine. Ces particules ont un diamètre moyen d'environ un micromètre, ce qui leur permet d'être suffisamment petites et légères pour suivre l'écoulement.

La source lumineuse est un LASER pulsé Nd :YLF double cavité Quantronix Darwin-Duo Dual Oscillator 527-60-M. Afin d'augmenter le contraste de niveau de gris des images, les deux cavités LASER sont réglées au maximum de leur intensité lumineuse pendant les essais. Chaque faisceau LASER, initialement circulaire de diamètre d'environ 3 mm et d'une longueur d'onde de 527 nm, est guidé jusqu'à une optique d'émission par un bras articulé constitué d'un jeu de miroirs. Cette optique, positionnée au dessus de l'écoulement et fixée au chariot de déplacement, est constituée de lentilles sphérique et cylindrique permettant d'obtenir une tranche lumineuse d'une épaisseur de l'ordre de 4 mm mesurée au plancher de la veine. Cette tranche, définissant le plan de mesure, est comprise dans le plan de symétrie de la maquette, défini figure II.1. Le montage est illustré figure II.3(a). Afin de limiter les problèmes de réflexion sur les parois, le culot ainsi que les volets et le toit de la maquette sont peints avec une peinture noire mat. Un fond noir est également collé sur la plaque latérale en arrière plan.

L'acquisition des images se fait par une caméra CMOS 12 bits Phantom V12.0. Cette acquisition est effectuée à travers la plaque latérale en PMMA qui soutient la maquette et qui assure la bidimensionnalité de l'écoulement. Cette dernière étant parallèle au plan de mesure et à l'objectif de la caméra, aucun traitement d'image n'est nécessaire a posteriori de la mesure.

L'objectif utilisé, un Nikon Micro-NIKKOR AF-D de 60 mm, est positionné à environ 380 mm du plan de mesure. La mire d'étalonnage, illustrée figure II.3(b) est utilisée pour la calibration de la caméra et pour l'alignement de la tranche lumineuse. Une dernière mise au point est ensuite réalisée sur les particules dans l'écoulement. Le montage optique permet d'obtenir des dimensions du champ de mesure de $L_x/H = 2.15$ et $L_y/H = 1.34$, le facteur de grossissement du système optique étant de 0.18 mm/px. Lors du post-traitement, les meilleurs résultats de corrélation sont obtenus en utilisant un algorithme d'intercorrélation de type multi-pass avec des fenêtres d'interrogation de taille décroissante de 64×64 à 16×16 pixels². De plus, un recouvrement de 50% des fenêtres d'interrogation est utilisé, résultant en un champ final de vecteurs de 160×99 , soit un total de 15840 vecteurs. La résolution spatiale est donc de

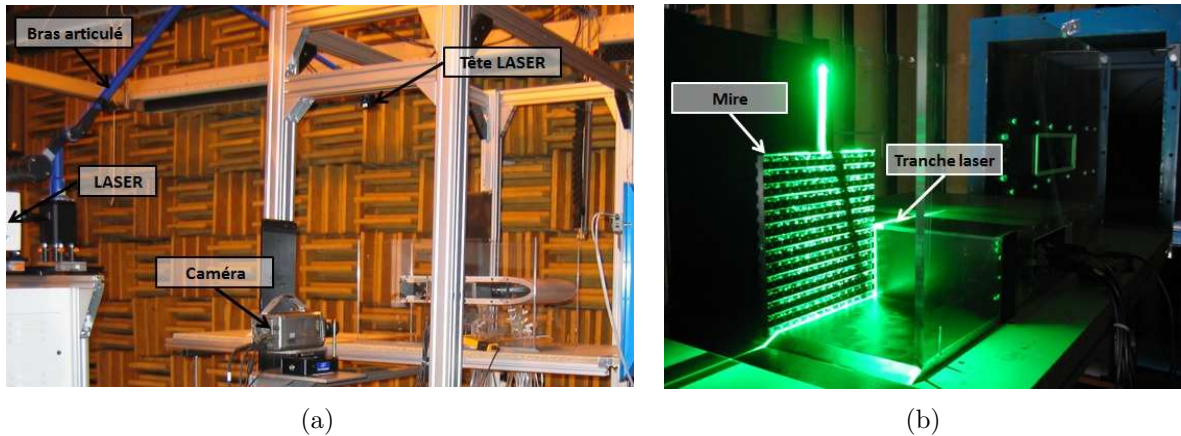


FIGURE II.3 – Photographies du montage du système de mesure PIV

1.44 mm².

Cette étude s'effectuant principalement pour un nombre de Reynolds constant $Re_H = 175000$, l'intervalle dt entre les deux impulsions lumineuses est fixé à $75 \mu s$. Sauf mention contraire, les paramètres d'acquisition définis restent identiques pour l'ensemble des mesures réalisées. Dans cette étude, un compromis entre la résolution temporelle de l'écoulement de sillage et la convergence statistique est effectué. En effet, $N = 2500$ couples d'images sont enregistrés à une fréquence d'acquisition de 3125 Hz. Le temps d'acquisition résultant, de 0.8 secondes, est faible et ne permet pas à l'ensemble des échantillons d'être temporellement décorrélé. Par conséquent, malgré un nombre d'échantillons N important, la convergence statistique n'est pas forcément assurée, en particulier pour les calculs de l'écart-type. Toutefois, la fréquence d'acquisition élevée permet d'avoir une bonne résolution temporelle du champ de vitesse.

Dans la suite de ce travail, les différents résultats obtenus sont présentés sous forme de cartographie en deux dimensions. Les zones noires de ces cartographies définissent les parois de la maquette ou du sol. Les zones blanches représentent quant à elles les zones de l'écoulement où le champ de vitesse n'est pas résolu par manque de luminosité (sous les volets) ou bruit de mesure (au dessus des volets).

II.2 Contrôle par jets pulsés appliqué à la géométrie à culot droit

Dans cette partie, l'influence du contrôle actif par jets pulsés est étudiée pour la maquette à culot droit. Tout d'abord, l'écoulement aérodynamique autour de la maquette est caractérisé sans actionnement du système de contrôle. Une attention particulière est portée au profil de couche limite se développant sur le toit de la maquette en amont du contrôle ainsi que sur le sillage proche. Ensuite, les performances du contrôle sont évaluées en fonction des paramètres d'actionnement par l'intermédiaire de mesures de pression au culot de la maquette. L'analyse des champs de vitesse mesurés dans le sillage de la maquette permet l'identification des perturbations instationnaires générées par l'interaction entre l'écoulement incident et les jets pulsés. Enfin, la dynamique et l'évolution de ces perturbations sont étudiées afin d'établir un lien entre la présence de ces dernières dans le sillage et la pression moyenne au culot.

II.2.1 Caractérisation de l'écoulement non contrôlé

II.2.1.1 Couche limite amont

Dans un premier temps, l'écoulement sans maquette dans la veine et à proximité du sol en sortie de convergent est caractérisé par anémométrie à fil chaud. Les profils de vitesse d'écoulement en proche paroi sont usuellement caractérisés par les épaisseurs de couche limite δ , de quantité de mouvement θ , de déplacement δ^* et par le facteur de forme $H_{\delta^*/\theta}$. L'épaisseur de couche limite δ est définie de manière conventionnelle comme étant la distance à la paroi pour laquelle la vitesse locale \bar{u} est égale à 99 % de la vitesse amont U_∞ tel que défini par l'équation (II.3).

$$\frac{\bar{u}(\delta)}{U_\infty} = 0.99 \quad (\text{II.3})$$

Les épaisseurs de déplacement δ^* et de quantité de mouvement θ représentent respectivement les pertes de débit et de quantité de mouvement due à la présence de la couche limite et sont respectivement définies par les équations (II.4) et (II.5). Le facteur de forme $H_{\delta^*/\theta}$ est, quant à lui, un indicateur du caractère laminaire/turbulent de la couche limite et est défini par le rapport des deux épaisseurs δ^* et θ (équation (II.6)). Pour une couche limite se développant sur plaque plane, $H_{\delta^*/\theta}$ se situe autour de 2.6 dans le cas où la couche limite est laminaire et autour de 1.3 dans le cas où cette dernière est turbulente. Il est également utilisé comme critère de décollement dans certaines applications.

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\bar{u}(y_0)}{U_\infty} \right) dy_0 \quad (\text{II.4})$$

$$\theta = \int_0^\delta \left(1 - \frac{\bar{u}(y_0)}{U_\infty} \right) \left(\frac{\bar{u}(y_0)}{U_\infty} \right) dy_0 \quad (\text{II.5})$$

$$H_{\delta^*/\theta} = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (\text{II.6})$$

Afin de caractériser l'écoulement amont, les mesures de vitesse sont réalisées dans le plan $z_0/H = 0$ en sortie de convergent. Les profils de vitesse moyenne \bar{u} et des fluctuations

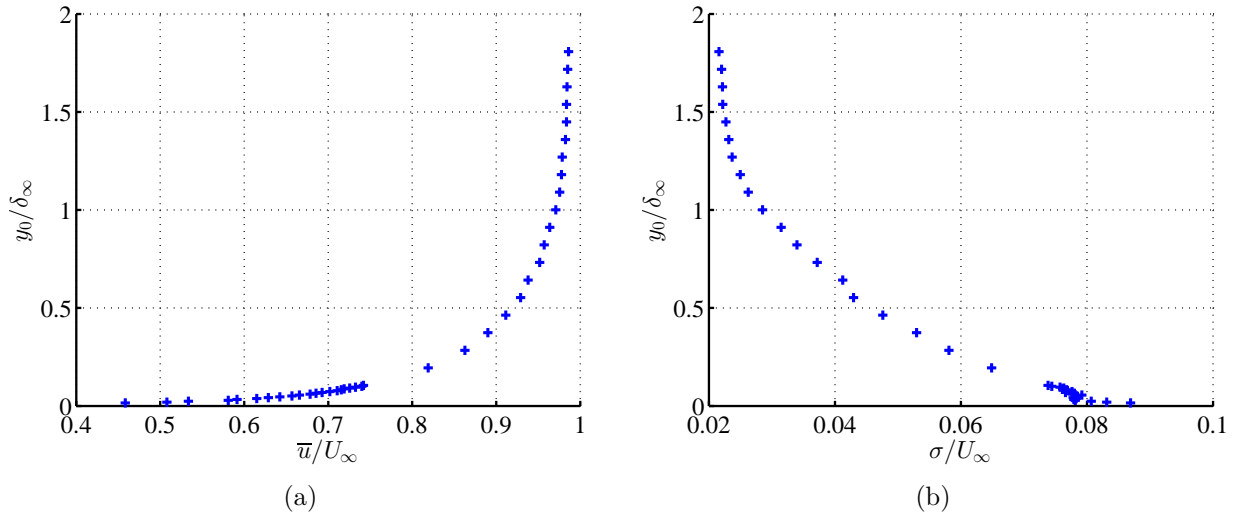


FIGURE II.4 – Profils verticaux de vitesse moyenne (a) et des fluctuations de vitesse (b) mesurés en sortie de convergent ($x_0/H = -8.55$) sans maquette dans la veine.

de vitesse σ sont normalisés par la vitesse infini amont U_∞ et donnés en figure II.4. Les épaisseurs caractéristiques résultantes sont résumées dans le tableau II.1.

δ_∞ (mm)	δ_∞^* (mm)	θ_∞ (mm)	$H_{\delta^*/\theta}$
55.8	5.41	4.34	1.25

TABLE II.1 – Epaisseurs caractéristiques de la couche limite amont, mesurées en sortie de convergent ($x_0/H = -8.55$) sans maquette dans la veine.

Le profil de vitesse moyenne présenté en figure II.4(a) indique que l'épaisseur de la couche limite δ_∞ se développant sur le plancher de la veine est très importante, de l'ordre de 55.8 mm. Le positionnement de la maquette ($G/H = 0.04$) implique donc que le bord d'attaque du nez se situe dans la couche limite. Le profil des fluctuations de vitesse présenté en figure II.4(b) et la valeur du facteur de forme démontrent le caractère turbulent de la couche limite. En effet, les fluctuations de vitesse importantes en proche paroi, liées au frottement pariétal, sont de l'ordre de $0.08U_\infty$. Le niveau de fluctuations baisse en s'écartant ensuite de la paroi. A l'extérieur de la couche limite, le taux de turbulence est relativement élevé comme décrit précédemment dans la partie II.1.1. L'épaisseur de couche limite importante ainsi que ce taux de turbulence élevé dans la zone d'écoulement sain sont dus au faible taux de contraction de l'installation utilisée.

II.2.1.2 Couche limite incidente

Des profils verticaux de vitesse ont été mesurés par anémométrie à fil chaud dans le plan $z_0/H = 0$ à 5 mm en amont de la ligne de décollement, soit $x_0/H = -0.05$. Les profils de vitesse moyenne \bar{u} et de fluctuations de vitesse σ sont donnés en figure II.5.

Le profil de vitesse moyenne ainsi que la valeur du facteur de forme de 1.35 montrent que la couche limite incidente est turbulente et que le profil peut être représenté approximativement par une loi en puissance $1/7^e$, définie par l'équation (II.7).

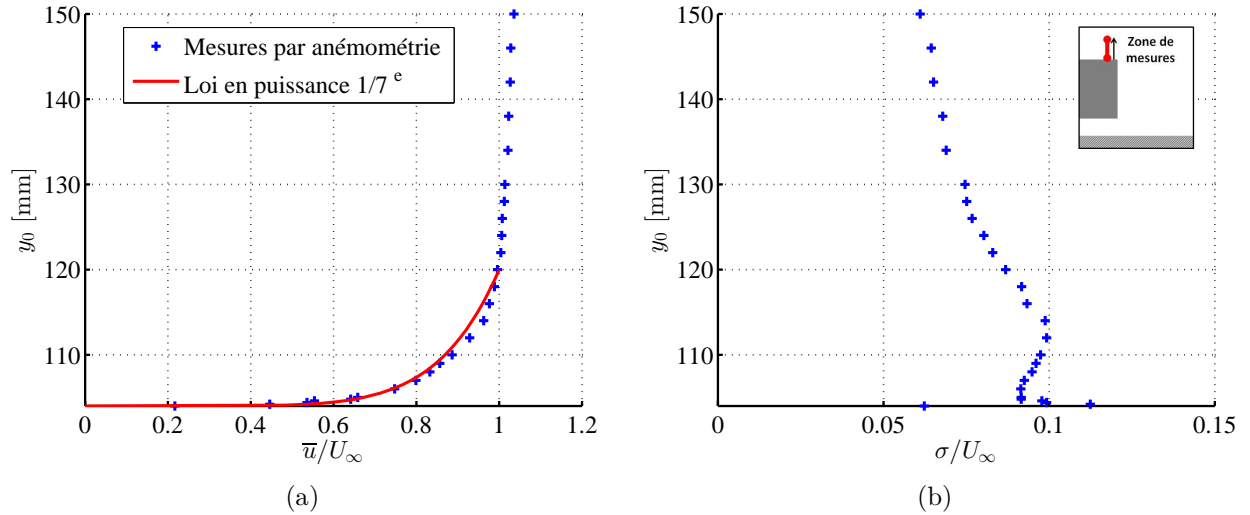


FIGURE II.5 – Profils verticaux de vitesse moyenne (a) et des fluctuations de vitesse (b) à $x_0/H = -0.05$ en amont du système de jets.

$$\frac{\bar{u}(y_0)}{U_\infty} = \left(\frac{y_0}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}} \quad (\text{II.7})$$

Les épaisseurs caractéristiques résultantes sont données dans le tableau II.2. En ce qui concerne le profil de fluctuations de vitesse, il atteint deux maxima locaux dans la couche limite : un premier en proche paroi, caractéristique d'un développement de couche limite turbulente [75] et un second pour $y_0 = 112.5$ mm. Les fluctuations diminuent ensuite lorsque y_0 tend vers δ . A l'extérieur de la couche limite, le niveau de fluctuations reste élevé. En effet, il est de $0.061 \times U_\infty$ pour une distance à la paroi égale à trois fois l'épaisseur de couche limite δ . Ce niveau peut s'expliquer par une intensité turbulente importante dans la veine observée sur la figure II.4 ainsi que par le positionnement de la maquette dont la partie inférieure est immergée dans la couche limite amont qui se développe sur le plancher de la veine.

δ (mm)	δ^* (mm)	θ (mm)	$H_{\delta^*/\theta}$
16	2.87	2.12	1.35

TABLE II.2 – Epaisseurs caractéristiques de la couche limite, mesurées en amont du décollement à $x_0/H = -0.05$

La figure II.6 donne la densité spectrale de puissance S_u au second pic de fluctuations observé sur la figure II.5(b) pour $y_0 = 112.5$ mm. Ce spectre, par son caractère large-bande, témoigne du fait que le niveau de fluctuation, élevé en ce point de mesure, ne résulte pas d'un phénomène aérodynamique organisé de type lâcher tourbillonnaire périodique.

II.2.1.3 Caractérisation du sillage non contrôlé

Une bonne connaissance de l'écoulement de sillage derrière la géométrie sans contrôle est primordiale avant d'étudier l'influence des jets. Cette étude se poursuit donc par une

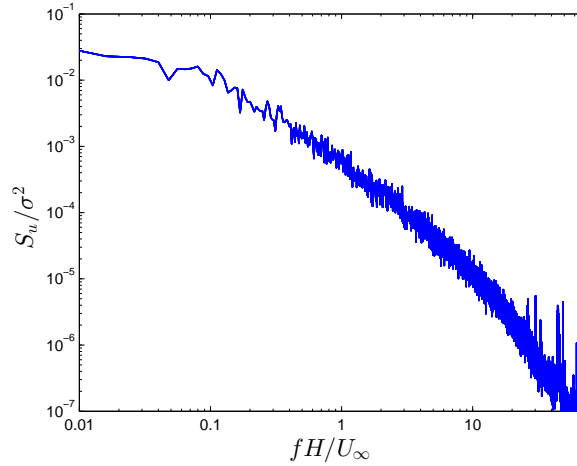


FIGURE II.6 – Densité spectrale de puissance S_u normalisée par la variance, mesurée par anémométrie à fil chaud pour $x_0/H = -0.05$ au pic de fluctuations pour $y_0 = 112.5$ mm.

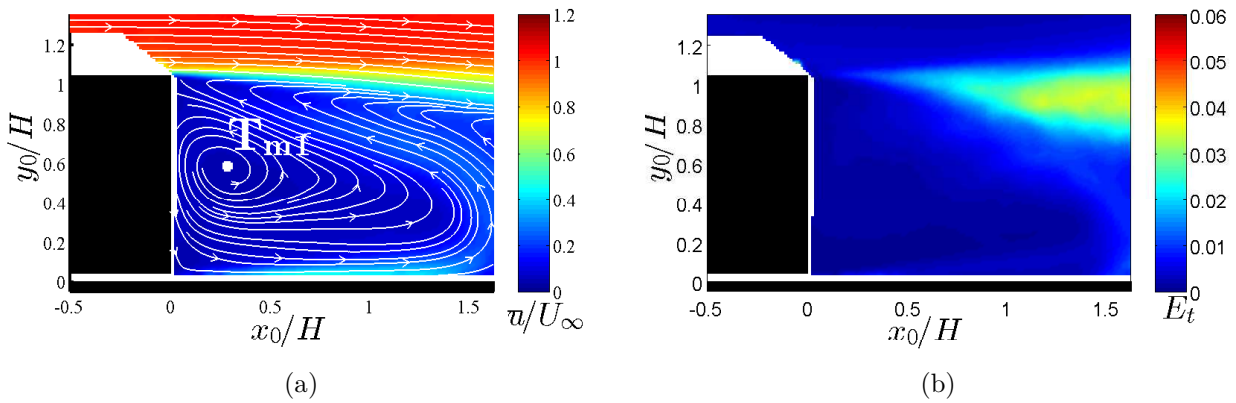


FIGURE II.7 – Cartographies de la norme de la vitesse normalisée \bar{u}/U_∞ (a) et de l'énergie cinétique des fluctuations E_t (b) pour le cas non contrôlé.

description moyenne et fréquentielle du sillage non contrôlé. Des mesures de vitesse par PIV à haute fréquence et par anémométrie à fil chaud sont ainsi réalisées. La description moyenne est réalisée en utilisant les méthodes d'analyse présentées en Annexe A.

Des cartographies de la norme de la vitesse moyenne \bar{u} et de l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse E_t , illustrées en figure II.7, permettent d'obtenir un premier aperçu des caractéristiques du sillage. Tout d'abord, ce dernier est fortement dissymétrique. Cette dissymétrie est due à la faible valeur de la garde au sol G/H et à une vitesse de soubassement moyenne U_s avoisinant $U_\infty/2$. De plus, une structure tourbillonnaire moyenne T_{m1} , issue de l'enroulement de la couche de cisaillement inférieure apparaît comme dominante à proximité du culot. La cartographie de E_t , donnée en figure II.7(b), montre que les fluctuations associées à la zone dans laquelle se situe T_{m1} sont très faibles en comparaison des fluctuations engendrées par la couche de cisaillement dans la partie supérieure du sillage. L'écoulement est donc peu fluctuant dans cette zone du sillage, ce que confirme l'étude des champs ins-

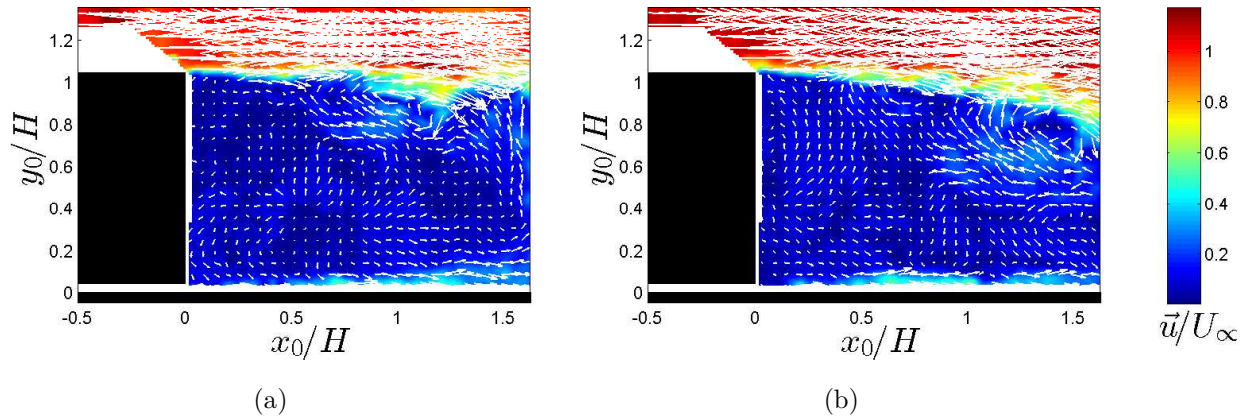


FIGURE II.8 – Exemples de champs instantanés de vecteurs vitesse \vec{u} présentés pour deux instants sélectionnés de manière aléatoire.

tantés de vecteur vitesse \vec{u} dont deux exemples sont donnés par la figure II.8. En outre, un zoom sur la zone de cisaillement supérieure pour ces deux exemples de champ instantané est donné en figure II.9. Dans la couche de cisaillement, l'analyse des champs instantanés ne permet pas d'observer de tourbillons bien structurés résultant d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz. L'absence apparente de telles structures est le résultat d'un cisaillement assez faible dû à l'importante épaisseur de couche limite incidente mise en évidence précédemment. Néanmoins, pour $x_0/H > 1$, l'interaction entre l'écoulement de retour et la couche de cisaillement engendre des petites oscillations de cette dernière ainsi que la formation de tourbillons de petite dimension. Ces deux mécanismes sont à l'origine du niveau d'énergie cinétique des fluctuations plus important observé dans cette zone sur la figure II.7(b).

Des mesures complémentaires de vitesse par anémométrie à fil chaud ont été réalisées le long de profils verticaux pour trois distances au culot $x_0/H = 0.2, 1$ et 3 . Les profils de \bar{u} et des fluctuations de vitesse σ sont donnés sur la figure II.10. Les profils de σ en figure II.10(b) montrent que le niveau maximal des fluctuations de vitesse augmente avec la distance au culot. En effet, le niveau le plus important est mesuré pour $x_0/H = 3$, hors du champ de mesure étudié par PIV, et met en évidence l'existence d'instationnarités éloignées du culot.

Ces profils de fluctuations de vitesse σ permettent également d'identifier la distance au sol y_0/H pour laquelle le niveau de fluctuation est maximal pour chacune des distances au culot x_0/H . En ces points sont effectuées des analyses spectrales mettant en oeuvre le calcul de densités spectrales de puissance S_u par l'utilisation de la méthode de moyenne par blocs décrite dans la partie II.1.3. Les spectres résultants sont donnés en figure II.11 pour les trois valeurs de x_0/H . Etant donné la proximité du sol, aucun détachement tourbillonnaire périodique n'est observé. De plus, l'absence de pic de puissance pour une fréquence donnée dans le spectre en $x_0/H = 0.2$ et en $x_0/H = 1$ confirme l'absence d'une manifestation d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz dans la couche de cisaillement.

Une zone inertielle importante est également identifiée à partir de $x_0/H = 3$ et caractérisée par une loi en $-5/3$. Pour cette distance au culot, l'énergie contenue dans la bande basse fréquence ($fH/U_\infty < 0.1$) est plus importante que pour les deux autres valeurs de

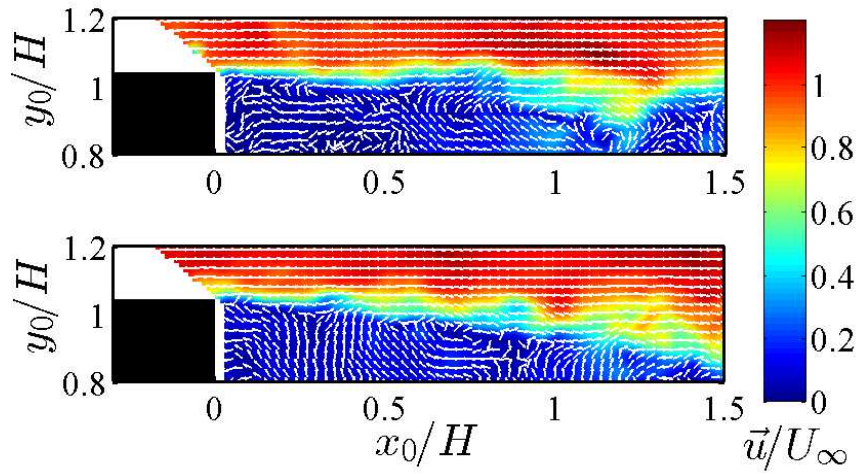


FIGURE II.9 – Zoom dans la zone de la couche de cisaillement supérieure pour les deux exemples de champ de vitesse instantanée donnés en figure II.8. Par soucis de visibilité, les vecteurs sont normalisés par la norme de vitesse locale.

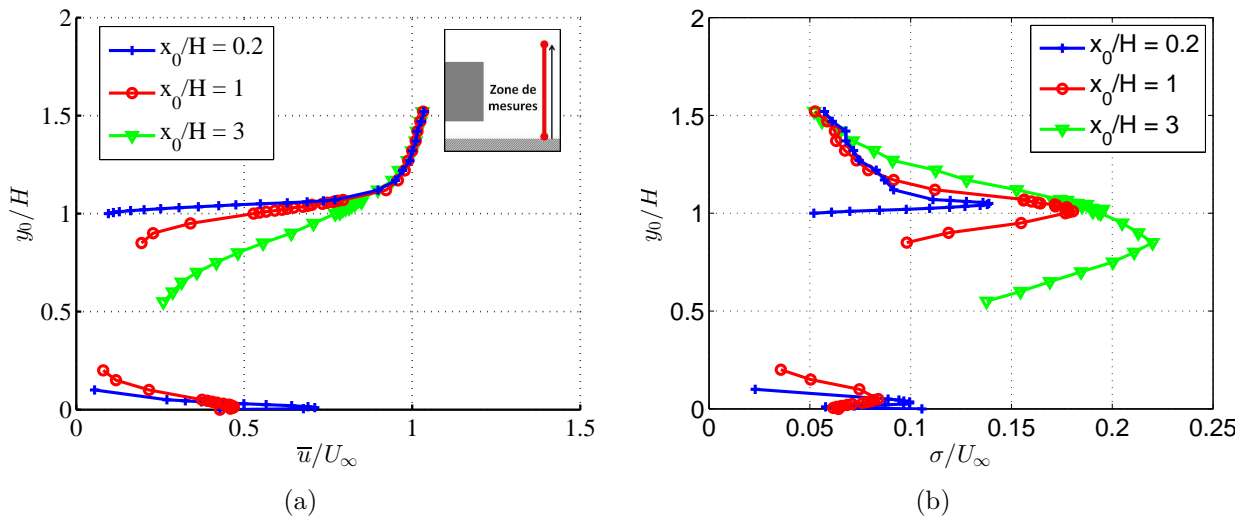


FIGURE II.10 – Profils verticaux de vitesse moyenne \bar{u} (a) et des fluctuations de vitesse σ (b), mesurés par anémométrie à fil chaud dans le sillage de la maquette pour $x_0/H = 0.2$, $x_0/H = 1$ et $x_0/H = 3$. Les zones non renseignées sur la figure sont les points situés dans la zone de recirculation, identifiés à l'aide des mesures PIV et du tube de Pitot.

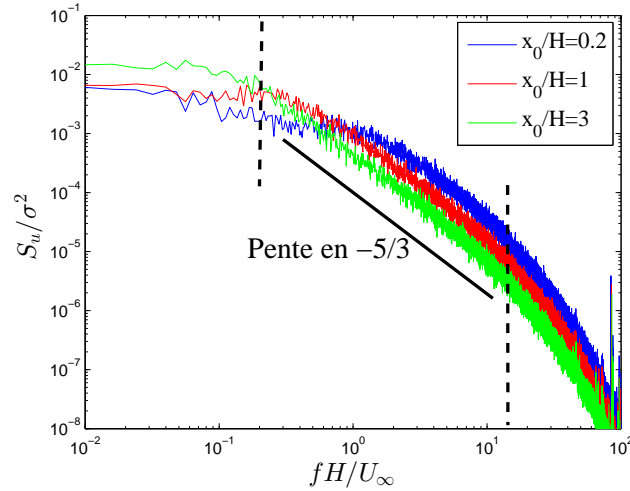


FIGURE II.11 – Densités spectrales de puissance S_u normalisées par la variance, mesurées par anémométrie à fil chaud pour les trois distances du culot $x_0/H = 0.2$, $x_0/H = 1$ et $x_0/H = 3$ au point en y_0/H où le niveau de fluctuations de vitesse σ est maximal.

x_0/H . Ce résultat, associé aux niveaux importants de fluctuations de vitesse sur l'ensemble du profil donné en figure II.10(b), met en évidence l'existence d'instationnarités d'échelle importante à cette distance du culot. En revanche, pour $x_0/H = 0.2$ et $x_0/H = 1$, l'essentiel des instationnarités est constitué de structures de petite échelle contenues dans la couche de cisaillement.

II.2.2 Contrôle par jets pulsés

L'objectif principal de cette section est d'étudier l'influence du contrôle d'écoulement par jets pulsés sur la pression au culot et sur les caractéristiques de l'écoulement de sillage pour la géométrie de maquette avec un culot droit. Dans un premier temps, l'influence de la fréquence d'actionnement des jets pulsés sur la pression au culot est présentée. Ensuite, les modifications du sillage moyen engendrées par le contrôle pour certains cas d'actionnement sont étudiées. Enfin, une analyse instationnaire de l'écoulement de sillage est réalisée par l'application des méthodes de décomposition présentées en annexe A. Cette étude instationnaire se compose d'une description de l'écoulement sous forme de moyennes de phase permettant l'identification des structures tourbillonnaires générées par le contrôle ainsi que leur évolution. Ensuite, un modèle simplifié de tourbillon est utilisé afin d'estimer la taille des structures, leur vitesse de rotation et la dépression engendrée par leur passage dans le sillage de la maquette. Pour finir, la fréquence d'acquisition élevée des champs de vitesse par PIV permet la détermination de coefficients de corrélation spatio-temporelle permettant de mettre en évidence la cohérence des perturbations dans le sillage.

II.2.2.1 Influence de la fréquence d'actionnement sur la pression au culot

Il existe trois paramètres d'actionnement propres à un système de contrôle par jets pulsés pour une géométrie de fente fixée : la fréquence f_{ac} , la vitesse moyenne de jet U_j et le rapport cyclique d'ouverture RCO . Ces paramètres sont définis dans l'annexe B. L'influence de

la fréquence d'actionnement, présentée sous la forme d'un nombre de Strouhal St_H avec la hauteur de la maquette H choisie comme longueur caractéristique, sur la pression au culot est ici étudiée. Les deux autres paramètres restent constants dans cette étude. Les valeurs respectives de U_j , présentée sous la forme d'un coefficient de quantité de mouvement C_μ , et de RCO sont fixées à 6.10^{-4} et à 50% pour l'ensemble des résultats présentés.

Les profils verticaux du coefficient de pression statique C_p , mesurés dans le plan de symétrie de la maquette, sont illustrés sur la figure II.12(a) pour plusieurs fréquences d'actionnement St_H . La première observation pouvant être effectuée est que le contrôle influence de manière significative les niveaux de pression au culot. Toutefois, le contrôle engendre systématiquement une diminution globale du niveau de pression, plus ou moins importante selon la fréquence étudiée. Cette diminution étant nécessairement accompagnée d'une augmentation du C_x , l'application du contrôle à cette géométrie de culot est donc néfaste pour la traînée aérodynamique.

En outre, la distribution de pression au culot est uniforme sur la hauteur de la maquette pour le cas non contrôlé et pour les cas avec contrôle, et cela quelle que soit la fréquence d'actionnement. Par conséquent, bien que le contrôle soit seulement appliqué au niveau de l'arête supérieure de l'arrière de la maquette, il a un effet sur l'ensemble du culot.

Etant donné l'uniformité des profils de C_p observés, il est pertinent pour la suite de l'étude d'utiliser la moyenne spatiale $\overline{C_p}$ du coefficient de pression statique C_p afin de quantifier l'influence du contrôle. La valeur du coefficient de pression dans le cas culot droit sans contrôle C_p^{ref} est choisie comme valeur de référence.

L'évolution de $\overline{C_p}$ en fonction de St_H , donnée en figure II.12(b), consiste en une phase de décroissance jusqu'à atteindre un minimum pour $St_H = 0.12$. Pour des fréquences plus élevées, la valeur de $\overline{C_p}$ augmente de manière asymptotique avec St_H tout en restant inférieure à C_p^{ref} sur la gamme de fréquence étudiée. Par conséquent, le contrôle tel qu'appliqué ici et associé à la géométrie à culot droit, n'apporte aucun bénéfice sur la pression au culot et donc sur la traînée. Pour des fréquences d'actionnement très basses ($St_H \leq 0.04$), la valeur de $\overline{C_p}$ diminue de manière linéaire avec la fréquence, comme illustré en figure II.12 par un modèle de régression linéaire. Ce comportement en basse fréquence est interprété par la suite dans le paragraphe II.2.2.3 à l'aide de mesures par PIV dans le sillage de la maquette.

Une forte similarité existe entre la courbe de longueur de recirculation issue des travaux de Chun & Sung [28] sur marche descendante sans écoulement de soubassement, présentée dans le chapitre I.3 en figure I.39(a) et la courbe de $\overline{C_p}$ donnée en figure II.12(b). Ceci indique donc que la pression au culot augmente avec la longueur du bulbe de recirculation. Les variations de $\overline{C_p}$ observées en fonction de la fréquence d'actionnement doivent donc être associées à des modifications importantes de l'écoulement de sillage.

II.2.2.2 Influence du contrôle sur les caractéristiques du sillage moyen

Malgré le fait que l'actionnement du contrôle par jets pulsés pour cette géométrie à culot droit ne permette pas l'obtention d'un gain en traînée dans la gamme de paramètres étudiée, le contrôle a un effet significatif sur la dépression mesurée au culot, plus ou moins importante selon la fréquence d'actionnement. Dans ce paragraphe, l'étude des caractéristiques du sillage moyen permet d'identifier les modifications de la topologie de l'écoulement de sillage

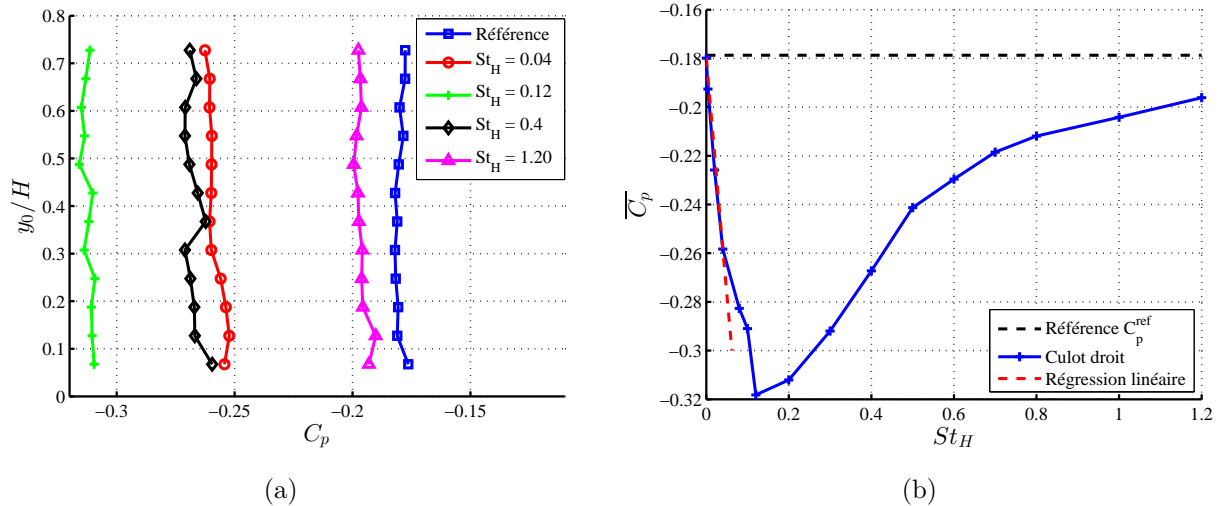


FIGURE II.12 – Profils verticaux de C_p au culot dans le plan $z_0/H = 0$ pour différents cas d'actionnement (a) et évolution du coefficient de pression statique moyen $\overline{C_p}$ en fonction de la fréquence d'actionnement St_H (b). La valeur de $\overline{C_p}$ pour $St_H = 0$ correspond au cas sans contrôle.

moyen engendrées par le contrôle en fonction de St_H .

Afin d'identifier les mécanismes aérodynamiques entraînant ces variations, l'influence de la fréquence d'actionnement du contrôle sur les caractéristiques moyennes du sillage telles que la vitesse moyenne \bar{u} et l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse E_t est étudiée. Les mesures de pression au culot permettent de retenir deux fréquences d'actionnement : une fréquence dite basse, $St_H = 0.1$, pour laquelle le contrôle induit une forte diminution de $\overline{C_p}$ et une fréquence dite haute, $St_H = 1.2$, pour laquelle le contrôle ne modifie que très peu la pression au culot. Afin de faciliter l'analyse des résultats, la cartographie d'une grandeur obtenue pour le cas sans contrôle accompagne systématiquement celles obtenues pour les cas avec contrôle. En outre, d'autres valeurs de St_H sont également étudiées dans le paragraphe II.2.2.3, notamment afin d'interpréter l'évolution linéaire de $\overline{C_p}$ en fonction de St_H à basse fréquence.

Les cartographies de vitesse moyenne \bar{u} et d'énergie cinétique des fluctuations E_t présentées en figure II.13 montrent l'influence du contrôle sur le sillage de la géométrie à culot droit. Lorsque les jets pulsés sont actionnés à $St_H = 0.1$, les lignes de courant en figure II.13(c) montrent que la dépression mesurée au culot est associée à d'importantes modifications des caractéristiques moyennes du sillage. En effet, on observe l'apparition dans le champ de mesure d'une seconde structure tourbillonnaire moyenne T_{m2} , contra-rotative à T_{m1} . En raison de la présence de T_{m2} , T_{m1} est moins étendue spatialement que dans le cas non contrôlé (figure II.13(a)). Il en résulte l'apparition dans le champ de mesure d'un point selle P_s en $x_0/H = 1.19$, situé à la paroi, pour lequel \bar{u} est nulle et les lignes de courant divergent. La cartographie de E_t correspondante (figure II.13(d)) montre que les fluctuations de vitesse sont très élevées dans une grande partie de la zone de recirculation, notamment en comparaison du cas non contrôlé (figure II.13(b)). En effet, pour $x_0/H > 1$, les fluctuations de vitesse sont importantes sur l'ensemble de la hauteur du sillage, ce qui indique que l'actionnement

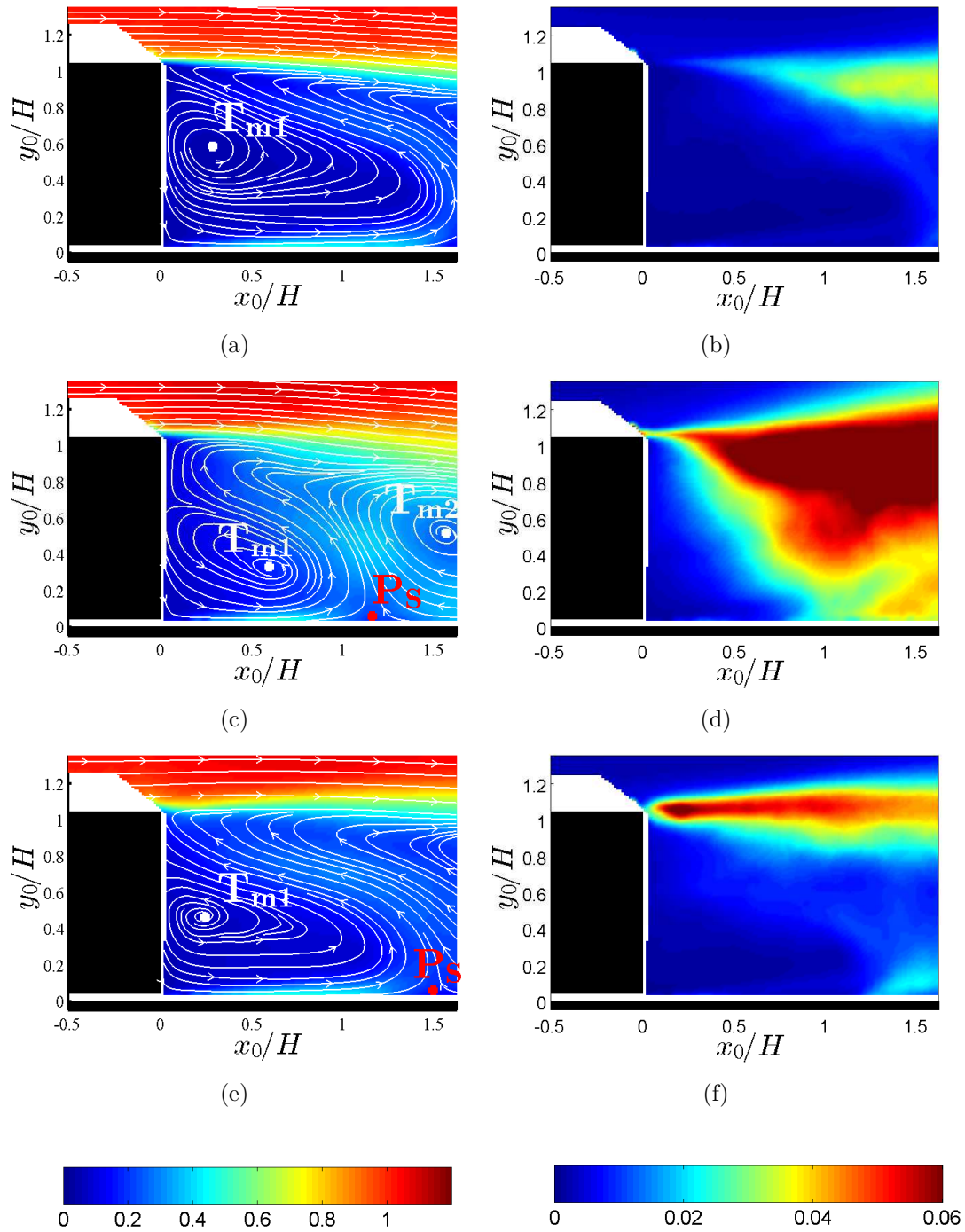


FIGURE II.13 – Cartographies de la norme de la vitesse normalisée \bar{u}/U_∞ avec lignes de courant moyennes pour les cas sans contrôle (a) et avec contrôle à $St_H = 0.1$ (c) et $St_H = 1.2$ (e) et cartographies de l'énergie cinétique des fluctuations E_t pour les cas sans contrôle (b) et avec contrôle à $St_H = 0.1$ (d) et $St_H = 1.2$ (f).

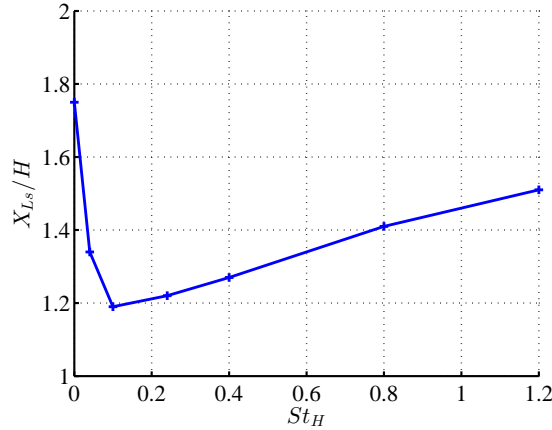


FIGURE II.14 – Evolution de la position X_{L_s} selon l'axe \vec{x}_0 du point selle P_s en fonction de la fréquence d'actionnement St_H .

du contrôle à cette fréquence engendre un écoulement de sillage fortement instationnaire. La structure T_{m2} , identifiée par l'analyse de la topologie des lignes de courant moyennes, est donc la trace moyenne de l'ensemble de ces fluctuations. Une analyse par moyenne de phase, effectuée dans la section suivante (II.2.2.3), apporte des renseignements complémentaires sur les mécanismes engendrés par le contrôle.

Lorsque les jets pulsés sont actionnés à $St_H = 1.2$, le niveau de $\overline{C_p}$ mesuré est légèrement inférieur à C_p^{ref} . La cartographie de \bar{u} présentée en figure II.13(e) montre une topologie de sillage moyen assez similaire à celle du sillage sans contrôle (figure II.13(a)). Toutefois, le contrôle à cette fréquence défléchit légèrement la couche de cisaillement supérieure moyenne vers le haut. En outre, le point selle P_s est positionné plus en aval du culot que celui observé précédemment à basse fréquence. L'absence d'une seconde structure dans le champ de mesure comme celle identifiée pour $St_H = 0.1$ (figure II.13(c)) confirme l'importance de la fréquence d'actionnement sur la nature des perturbations générées par le contrôle. En effet, les niveaux importants de fluctuations de vitesse, illustrés sur la figure II.13(f), sont concentrés dans la couche de cisaillement supérieure. Ce résultat tend à montrer que, contrairement au cas actionné à basse fréquence, les perturbations générées par le contrôle sont de petite dimension et confinées dans la couche de cisaillement autour de $y_0/H = 1$.

L'analyse des champs de vitesse moyenne met également en évidence l'existence d'un point selle P_s dont la position X_{L_s} par rapport au culot est donnée sur la figure II.14 en fonction de la fréquence. L'évolution de X_{L_s} avec la fréquence est fortement corrélée avec l'évolution de $\overline{C_p}$ mesurée au culot. En effet, un rapprochement de P_s est associé à une diminution de la valeur de $\overline{C_p}$ et inversement. De plus, la fréquence d'actionnement pour laquelle la valeur minimale de X_{L_s} est atteinte coïncide avec celle pour laquelle la dépression maximale au culot est mesurée.

II.2.2.3 Identification des structures tourbillonnaires générées par le contrôle

Une analyse des caractéristiques aérodynamiques par moyennes de phase, définie à partir du signal de commande des électrovannes présenté en annexe A, est effectuée dans ce

paragraphe. L'étude du signal d'actionnement synchronisé avec l'acquisition des champs de vitesse permet l'estimation du temps de réponse entre la commande d'ouverture de l'électrovanne et le début du soufflage au niveau de l'arête de la maquette. Ce temps de réponse, pour le montage utilisé, est de 0.8 ms et invariant avec la fréquence d'actionnement. Par soucis de clarté, la phase $\phi = 0^\circ$ est recalée pour toutes les fréquences sur le début du soufflage. Le cycle d'actionnement étudié est nommé p et les cycles précédents $p-1, p-2, \dots$. En outre, afin d'identifier les différentes structures tourbillonnaires générées par le contrôle sur un cycle d'actionnement, les notations suivantes sont utilisées :

- T_s^p : structure tourbillonnaire issue du début de la phase de soufflage du cycle d'actionnement p
- T_f^p : structure tourbillonnaire issue de l'arrêt du soufflage du cycle d'actionnement p .

Cette analyse par moyenne de phase est réalisée pour trois fréquences d'actionnement donnant des résultats de pression au culot très différents : $St_H = 0.04$, $St_H = 0.1$ et $St_H = 1.2$. Pour toutes les cartographies de $\langle u \rangle$ présentées, les vecteurs sont normalisés par la norme de vitesse locale et ont par conséquent une taille unique.

Analyse par moyenne de phase pour $St_H = 0.04$

Les figures II.15 et II.16 donnent respectivement les cartographies de $\langle u \rangle$ et de la composante transversale de la vorticité, $\langle \omega_{z_0} \rangle$, pour différentes phases ϕ permettant de couvrir un cycle complet d'actionnement des jets pulsés   la fréquence $St_H = 0.04$.   cette fréquence, ces figures montrent que les jets génèrent deux perturbations successives dans le sillage de la maquette. La première est générée au début de la phase de soufflage et la seconde prend naissance   l'arrêt du soufflage, pour $\phi = 180^\circ$.

Au début de la phase de soufflage pour $\phi = 0^\circ$ (figures II.15(a) et II.16(a)), le sillage est principalement dominé par une structure tourbillonnaire   proximité du culot et issue du soubassement. L'influence de cette structure sur la pression au culot et sur le contrôle semble peu influente, comme l'indiquent les résultats présentés en Annexe C. Par conséquent, son développement dans le sillage n'est pas décrit dans ce paragraphe. En aval de cette structure, une seconde structure tourbillonnaire de grande dimension, T_f^{p-1} , issue du cycle d'actionnement précédent, est partiellement visible dans le champ de mesure. L'analyse du champ de vitesse en figure II.15(b) pour $\phi = 45^\circ$ permet d'identifier la structure T_s^p , générée au début de la phase de soufflage et convectée rapidement hors du champ de mesure. Des niveaux de vorticité importants (figure II.16(b)) associés   cette structure permettent d'estimer sa dimension verticale   environ $0.4 \times H$. En outre, une zone de survitesse est visible au dessus de T_s^p . Cette accélération de l'écoulement est due   une courbure locale des lignes de courant, engendrée par la présence de T_s^p . La suite de la phase de soufflage de $\phi = 90^\circ$   $\phi = 180^\circ$ (figures II.16(c)   II.16(e)) est associée   des niveaux importants et quasiment constants de vorticité dans la couche de cisaillement supérieure. Ce cisaillement important est principalement dû au jet continu se prolongeant jusqu'  l'arrêt de la phase soufflage pour $\phi = 180^\circ$. Pendant cette phase du cycle d'actionnement, les cartographies de $\langle u \rangle$ (figures II.15(c)   II.15(e)) montrent que l'écoulement de sillage fluctue très peu. Pour $\phi = 225^\circ$, une seconde structure tourbillonnaire T_f^p , est visible   proximité de l'arête supérieure du culot. Cette structure, prenant naissance   la fin de la phase de soufflage   $\phi = 180^\circ$, est issue de l'enroulement de la nappe de vorticité supérieure (figure II.16(f)). Sa dimension verticale est

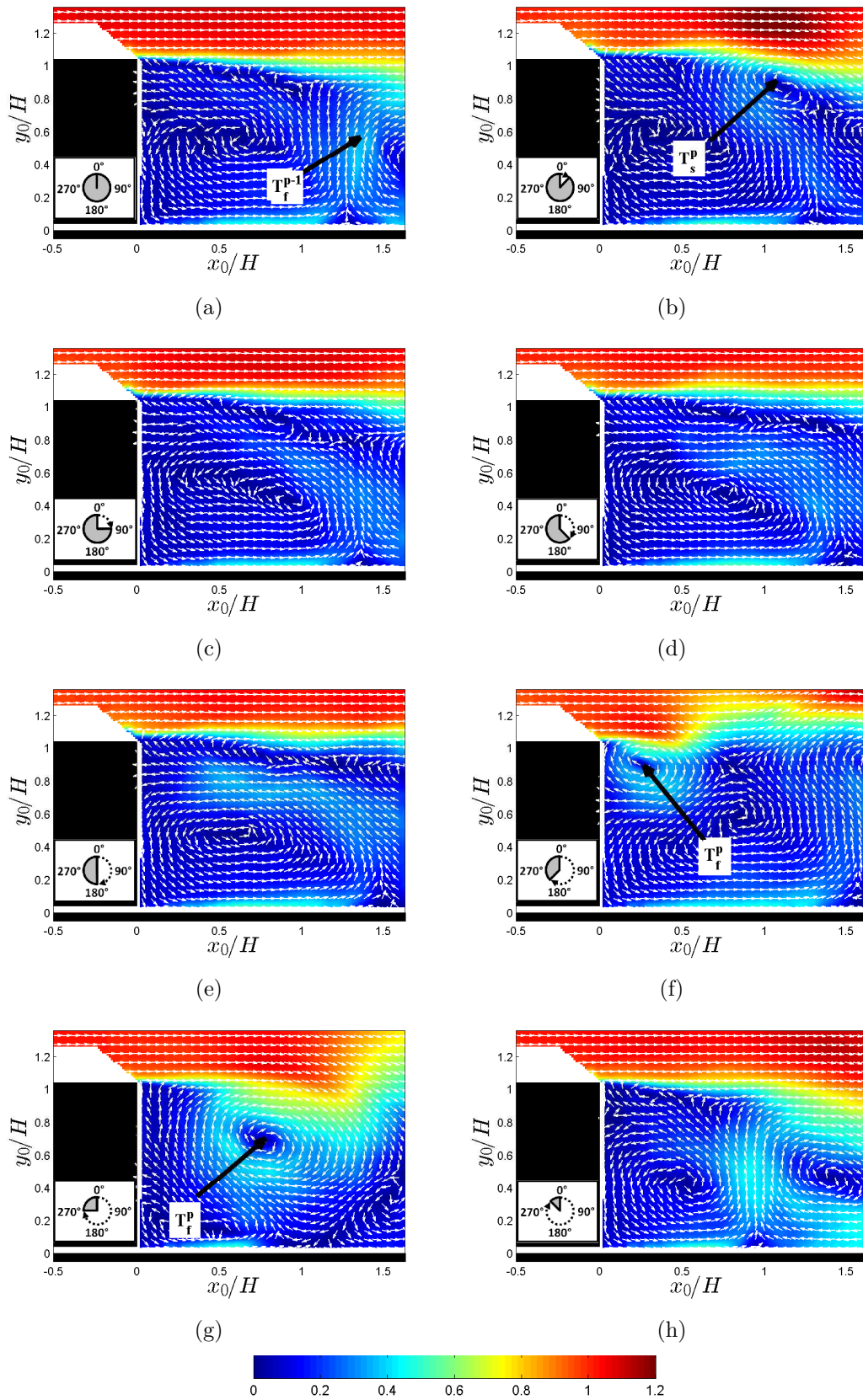


FIGURE II.15 – Cartographies de la norme de la vitesse moyennée en phase $\langle u \rangle$ associée au champ de vecteurs avec contrôle à une fréquence $St_H = 0.04$: $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 45^\circ$ (b), $\phi = 90^\circ$ (c), $\phi = 135^\circ$ (d), $\phi = 180^\circ$ (e), $\phi = 225^\circ$ (f), $\phi = 270^\circ$ (g) et $\phi = 315^\circ$ (h). Les vecteurs sont normalisés par la norme de vitesse locale.

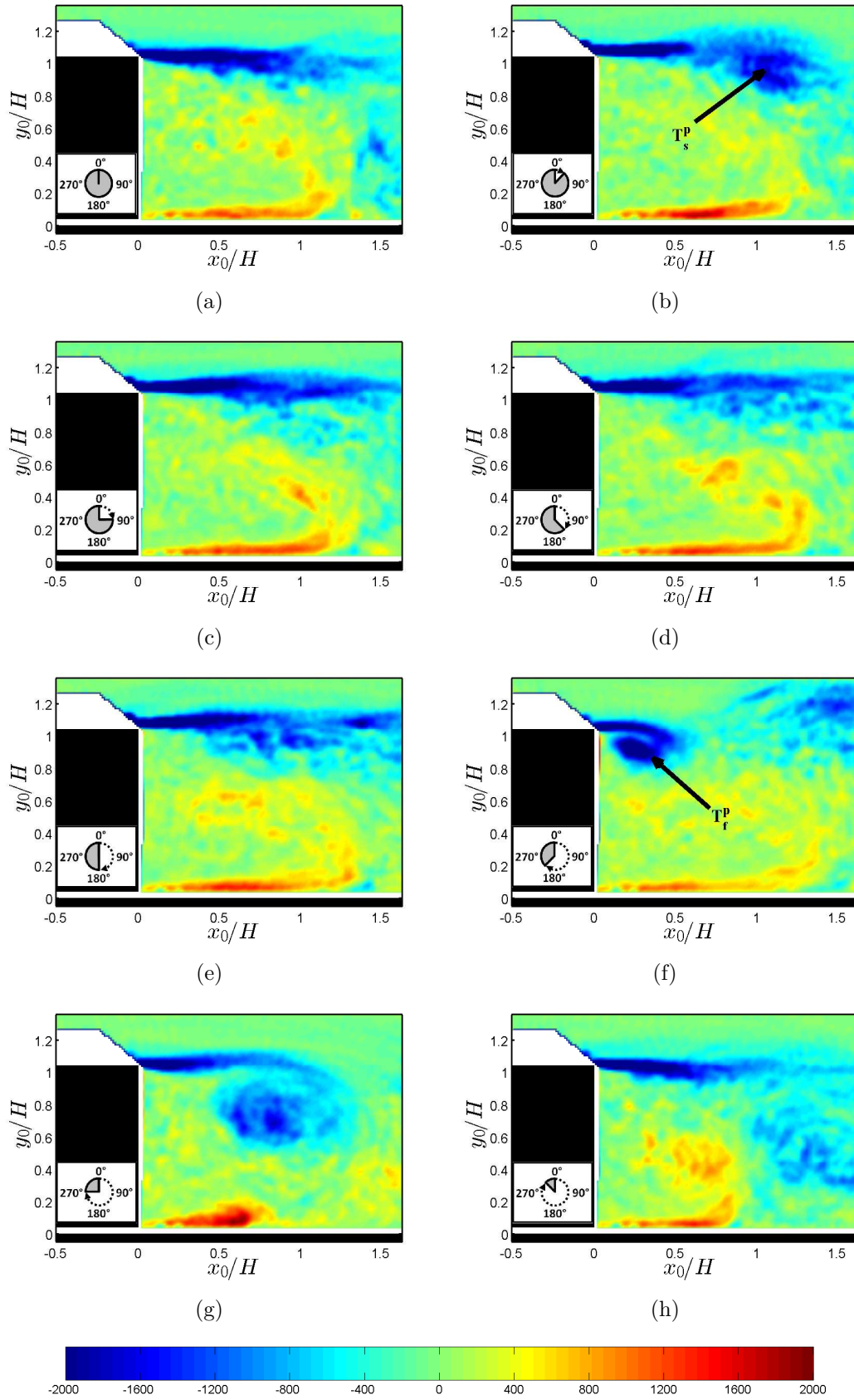


FIGURE II.16 – Cartographies de la vorticité moyennée en phase $\langle \omega_{z_0} \rangle$ avec contrôle à une fréquence $St_H = 0.04$: $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 45^\circ$ (b), $\phi = 90^\circ$ (c), $\phi = 135^\circ$ (d), $\phi = 180^\circ$ (e), $\phi = 225^\circ$ (f), $\phi = 270^\circ$ (g) et $\phi = 315^\circ$ (h).

d'environ $0.3 \times H$ pour $\phi = 225^\circ$. En outre, la naissance de cette structure est associée à une ondulation de la couche de cisaillement d'amplitude importante, comme observée légèrement en aval de T_f^p sur la figure II.15(f). Les cartographies présentées pour les phases suivantes, $\phi = 270^\circ$ en figure II.15(g) et $\phi = 315^\circ$ en figure II.15(h), mettent en évidence l'amplification de ces deux phénomènes. En effet, pour $\phi = 270^\circ$, la dimension verticale de T_f^p est d'environ $0.6 \times H$ (figure II.16(g)) et de H (figure II.16(h)) pour $\phi = 315^\circ$. Pour ces deux phases, T_f^p interagit avec l'écoulement de soubassement qui semble en partie alimenter sa rotation. Cette structure de grande dimension sort du champ de mesure juste après le début du cycle d'actionnement suivant.

Le passage dans le sillage de ces deux structures tourbillonnaires de grande dimension sur un cycle d'actionnement est vraisemblablement responsable d'une partie de la diminution de pression moyenne mesurée au culot. En effet, il semble imposer périodiquement une chute de pression dans le sillage proche de la maquette. En outre, le délai temporel entre la génération des deux structures, imposé par le rapport cyclique d'ouverture de 50%, est de $1/2/f_{ac}$. Ce délai, associé à une vitesse de convection des structures suffisamment élevée, évite une interaction quelconque entre T_s^p et T_f^p à proximité du culot dans le champ de mesure. Par conséquent, pour des fréquences d'actionnement inférieures à $St_H = 0.04$, le délai temporel $1/2/f_{ac}$ impose que ces deux structures (T_s^p issue du début de la phase de soufflage et T_f^p issue de l'arrêt du soufflage) n'interagissent pas. Par exemple, pour une fréquence d'actionnement $St_H = 0.02$, le contrôle engendre deux fois moins de structures sur le temps d'acquisition que pour $St_H = 0.04$. Ces structures se développant de la même manière dans le sillage, cela peut expliquer le comportement linéaire de l'évolution des $\overline{C_p}$ au culot pour $St_H \leq 0.04$. Tant qu'aucune interaction entre T_s^p et T_f^p intervient à proximité du culot, ce comportement linéaire est observé.

Analyse par moyenne de phase pour $St_H = 0.1$

Les figures II.17 et II.18 donnent respectivement les cartographies de $\langle u \rangle$ et de $\langle \omega_{z_0} \rangle$ pour une fréquence $St_H = 0.1$. Les jets, actionnés à cette fréquence, engendrent un niveau de $\overline{C_p}$ au culot proche de la valeur minimale mesurée, pour $St_H = 0.12$. Ces cartographies montrent que l'écoulement de sillage pour cette fréquence d'actionnement est très instationnaire et composé de structures tourbillonnaires de dimension importante, ce qui explique les niveaux de E_t illustrés en figure II.13(d). Comme pour $St_H = 0.04$, les jets pulsés introduisent deux perturbations locales à proximité de l'arête du culot sur un cycle d'actionnement. La première perturbation, issue du début de la phase de soufflage, résulte en une structure tourbillonnaire T_s^p de petite dimension. La seconde, en opposition de phase avec la première, résulte de l'arrêt du soufflage et engendre également une structure tourbillonnaire, T_f^p dont la dimension évolue en fonction de la phase. Toutefois, pour $St_H = 0.1$, ces deux structures interagissent ensemble dans le champ de mesure. Il en résulte un appariement générant une structure tourbillonnaire nommée par la suite T_a^p . Ce mécanisme d'appariement, déjà observé expérimentalement dans certains travaux sur marche descendante [13, 29, 115] pour des valeurs de St_H comprises entre 0.2 à 0.4, est donc observé ici dès $St_H = 0.1$.

Au début du soufflage (figures II.17(a) et II.18(a)) pour $\phi = 0^\circ$, les cartographies font principalement apparaître une structure tourbillonnaire T_f^{p-1} , issue du cycle d'actionnement précédent. Cette structure, de dimension équivalente à $H/2$, est issue de l'enroulement de la couche de cisaillement supérieure. L'analyse de la cartographie de $\langle \omega_{z_0} \rangle$ à la phase

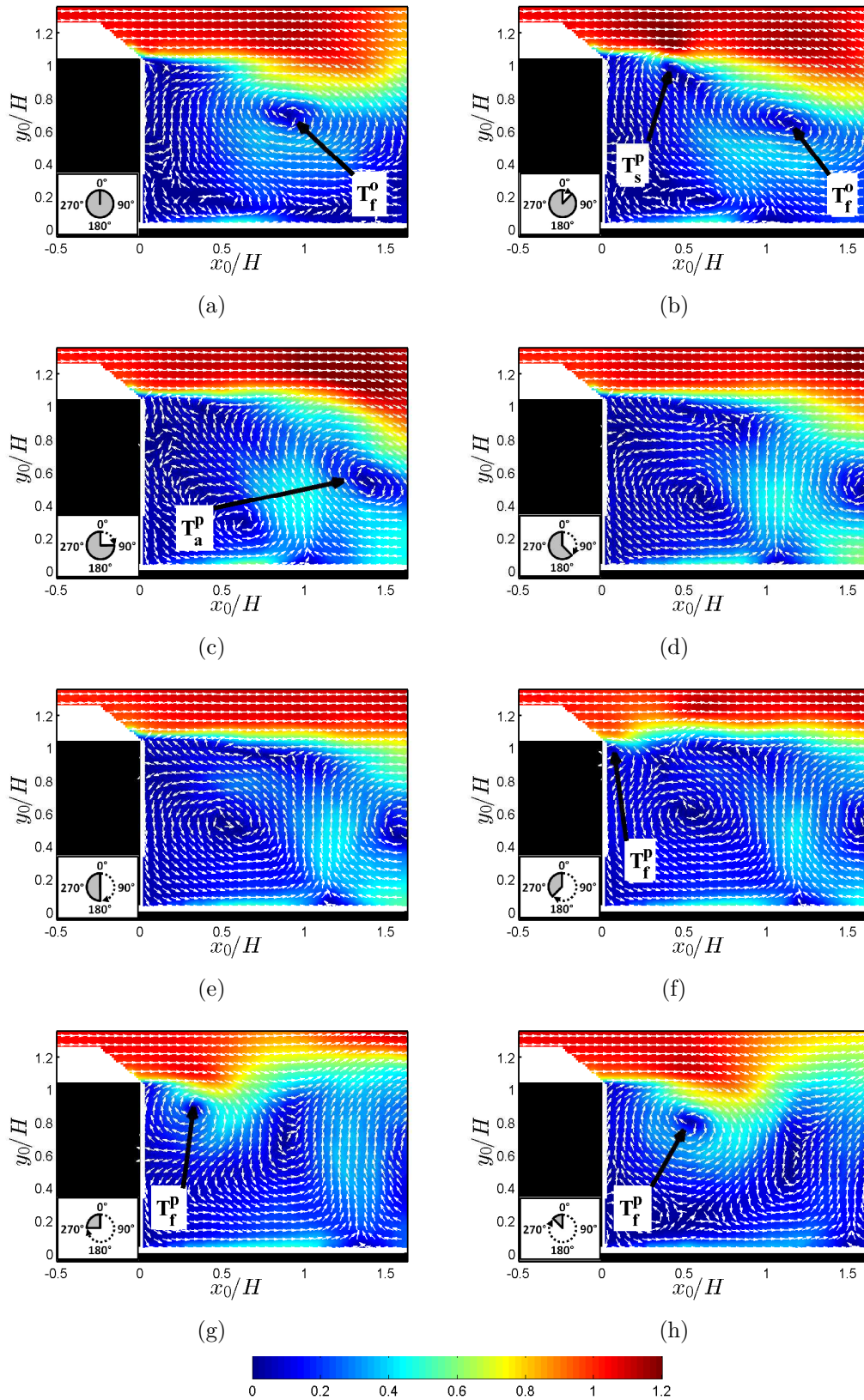


FIGURE II.17 – Cartographies de la norme de la vitesse moyennée en phase $\langle u \rangle$ associée au champ de vecteurs avec contrôle à une fréquence $St_H = 0.1$: $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 45^\circ$ (b), $\phi = 90^\circ$ (c), $\phi = 135^\circ$ (d), $\phi = 180^\circ$ (e), $\phi = 225^\circ$ (f), $\phi = 270^\circ$ (g) et $\phi = 315^\circ$ (h). Les vecteurs sont normalisés par la norme de vitesse locale.

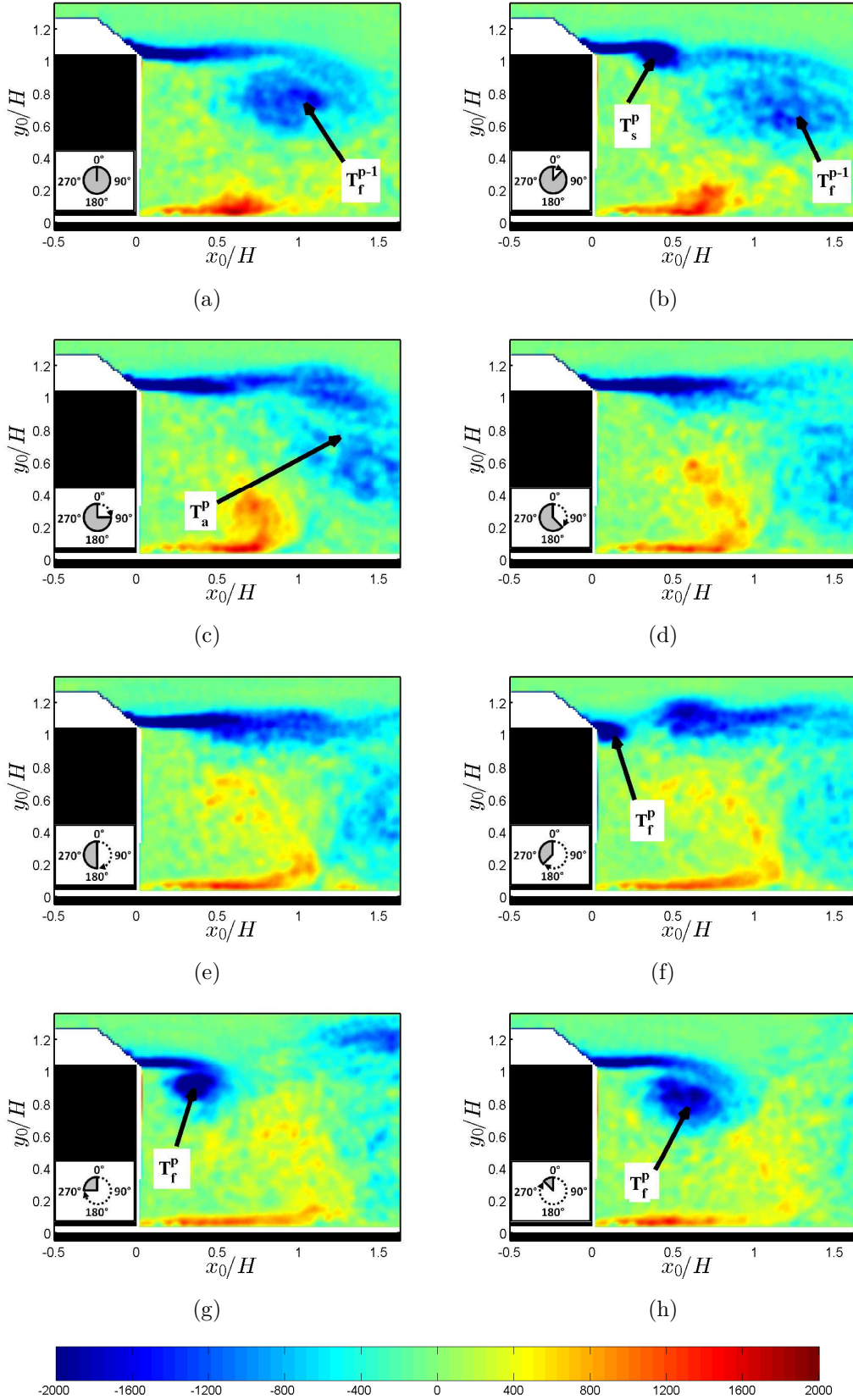


FIGURE II.18 – Cartographies de la vorticité moyennée en phase $\langle \omega_{z_0} \rangle$ avec contrôle à une fréquence $St_H = 0.1$: $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 45^\circ$ (b), $\phi = 90^\circ$ (c), $\phi = 135^\circ$ (d), $\phi = 180^\circ$ (e), $\phi = 225^\circ$ (f), $\phi = 270^\circ$ (g) et $\phi = 315^\circ$ (h).

$\phi = 45^\circ$ (figure II.18(b)) permet d'identifier la structure tourbillonnaire issue du soufflage, T_s^p , d'une dimension d'environ $H/5$. A la verticale de cette structure au dessus de la couche de cisaillement, une zone de survitesse est mise en évidence (figure II.17(b)). Cette dernière est due à la courbure locale des lignes de courant. En outre, la structure T_s^p est rapidement convectée, notamment en comparaison de T_f^{p-1} dont la vitesse de déplacement est peu élevée. En effet, entre le début du soufflage et $\phi = 45^\circ$, le centre de T_s^p s'est déplacé selon l'axe x_0 d'environ $0.5H$ contre environ $0.3H$ pour celui de T_f^{p-1} . De cette différence de vitesse de convection résulte un mécanisme d'appariement entre ces deux structures qui forme une nouvelle structure identifiée par T_a^p pour $\phi = 90^\circ$ sur les figures II.17(c) et II.18(c). La présence de cette structure T_a^p induit également une forte accélération de la vitesse de l'écoulement au dessus de la couche de cisaillement. Pendant la seconde moitié de la phase de soufflage, entre $\phi = 90^\circ$ et $\phi = 180^\circ$, l'écoulement évolue peu dans la zone de recirculation. Malgré la présence seulement partielle de la structure tourbillonnaire T_a^p , certaines observations peuvent être effectuées. En effet, la position de T_a^p n'évolue pas et sa rotation est en partie alimentée par l'écoulement de soubassement. De plus, l'effet de vectorisation observé pour $\phi = 90^\circ$ s'estompe jusqu'à disparaître à la fin de la phase de soufflage pour $\phi = 180^\circ$ (figure II.17(e)). L'arrêt du soufflage génère une importante perturbation locale à proximité de l'arête supérieure du culot. Cette perturbation engendre une ondulation de la couche de cisaillement supérieure (figure II.17(f)) ainsi que la naissance d'une structure tourbillonnaire T_f^p de petite dimension (figure II.18(f)). Les cartographies pour les phases suivantes, $\phi = 270$ et 315° , mettent en évidence l'amplification de ces deux phénomènes. En effet, l'ondulation de la couche de cisaillement à la phase $\phi = 315^\circ$ est de grande amplitude et la partie supérieure de la couche se retrouve hors du champ de mesure pour $x_0/H > 1.2$. En outre, la structure tourbillonnaire T_f^p , initialement de petite dimension après l'arrêt du soufflage, est également amplifiée. Ce mécanisme d'amplification continue jusqu'au début de la phase de soufflage du cycle d'actionnement suivant, à la phase $\phi = 0^\circ$, où la taille de T_f^p est proche de $H/2$.

Analyse par moyenne de phase pour $St_H = 1.2$

Les cartographies de $\langle u \rangle$ dans le cas contrôlé à une fréquence de $St_H = 1.2$ sont données en figure II.19 pour quatre phases ϕ . Elles montrent que les perturbations générées par le contrôle à cette fréquence d'actionnement diffèrent de celles identifiées précédemment pour $St_H = 0.1$. En effet, pour chacune des phases présentées, la topologie de l'écoulement de sillage est similaire à celle du champ moyen présenté en figure II.13(e), à l'exception des perturbations localisées dans la couche de cisaillement supérieure à proximité du culot. Ceci démontre que l'écoulement de sillage adopte un comportement moins instationnaire que pour $St_H = 0.1$, ce qui explique les faibles niveaux de E_t mesurés précédemment. Ces perturbations générées par le contrôle sont donc confinées à proximité de l'arête supérieure du culot de la maquette. Sur ces champs de vitesse moyennés en phase, elles consistent simplement en des ondulations de la couche de cisaillement supérieure qui s'atténuent en s'éloignant du culot. Les champs de vortacité $\langle \omega_{z_0} \rangle$ présentés pour les mêmes phases ϕ sur la figure II.20 permettent d'identifier l'existence des structures tourbillonnaires de petite dimension qui engendrent ces ondulations. En effet, au début de la phase de soufflage pour $\phi = 0^\circ$, deux structures tourbillonnaires, T_a^{p-1} issue du cycle d'actionnement précédent et T_f^{p-1} à proximité de l'arête du culot et issue de l'enroulement de la couche de cisaillement lors de l'arrêt du soufflage du cycle précédent sont visibles dans le champ de mesure. Pour

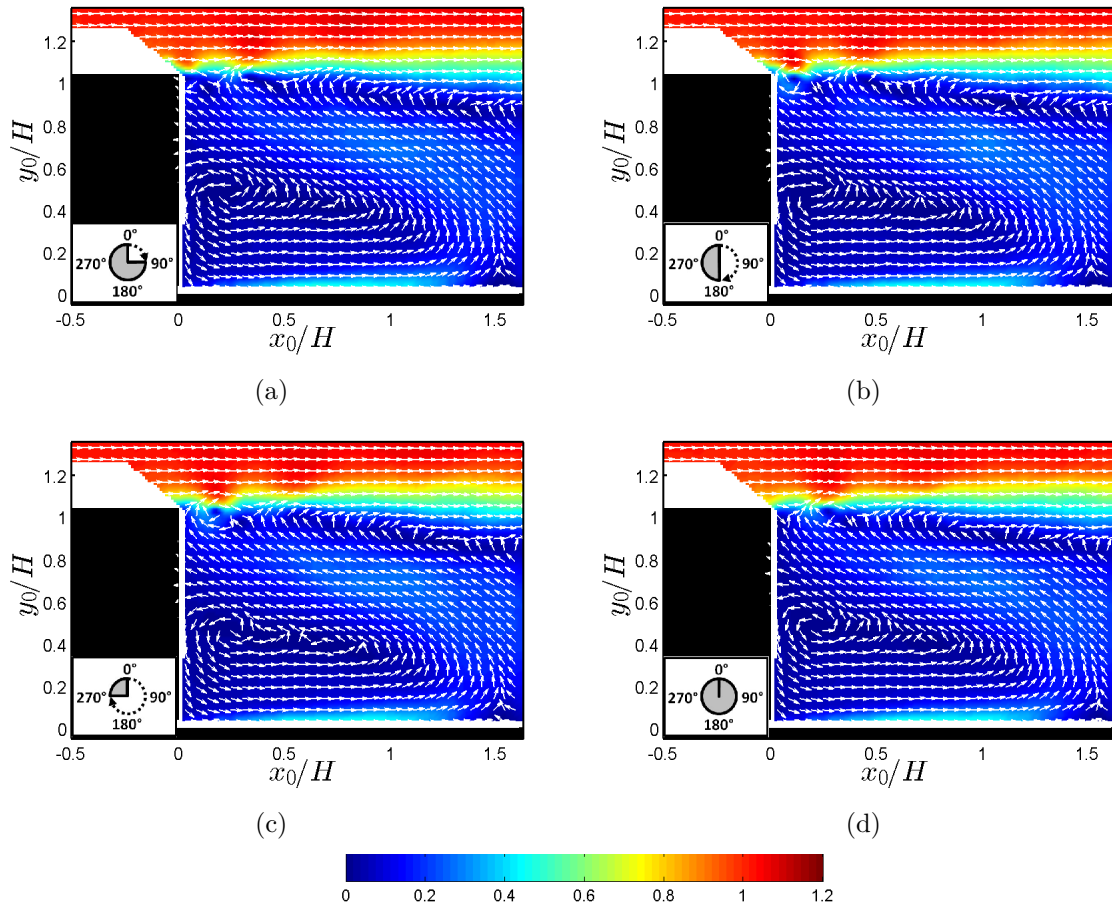


FIGURE II.19 – Cartographies de la norme de la vitesse moyennée en phase $\langle u \rangle$ associée au champ de vecteurs avec contrôle à une fréquence $St_H = 1.2$: $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 90^\circ$ (b), $\phi = 180^\circ$ (c), $\phi = 270^\circ$ (d).

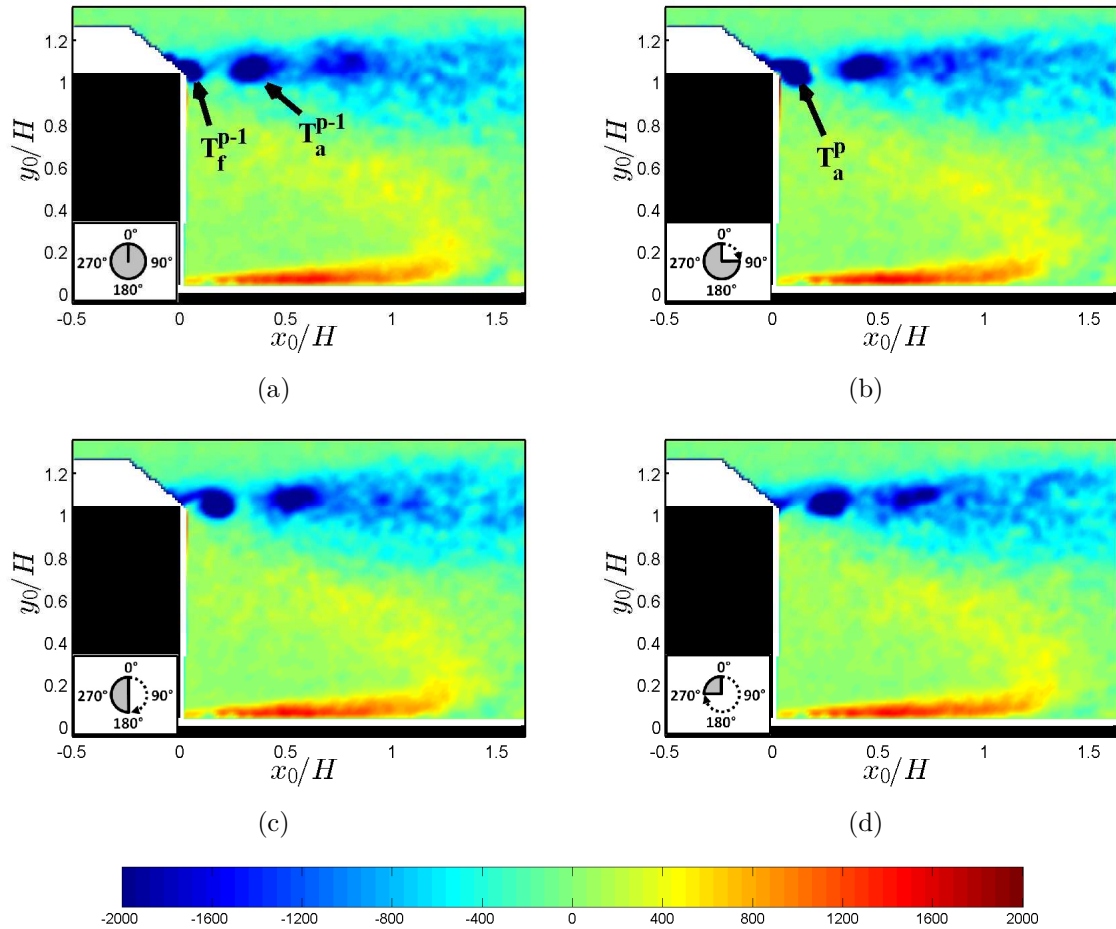


FIGURE II.20 – Champs de vorticité moyennés en phase $\langle \omega_{z_0} \rangle$ avec contrôle à une fréquence $St_H = 1.2$: $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 90^\circ$ (b), $\phi = 180^\circ$ (c), $\phi = 270^\circ$ (d).

$x_0/H > 0.5$, les niveaux de vorticité restent importants dans la couche de cisaillement supérieure mais montrent une dissipation des structures générées par le contrôle lorsque ces dernières s'éloignent du culot. Pendant la phase de soufflage à $\phi = 90^\circ$ (figure II.20(b)), un phénomène similaire au mécanisme d'appariement identifié pour $St_H = 0.1$ se produit de manière très rapide et à proximité du culot. Le tourbillon issu du début du soufflage s'apparie avec T_f^{p-1} à proximité du culot, résultant en une structure T_a^p de dimension similaire à T_f^{p-1} au début du soufflage. Le processus d'appariement ne modifie donc pas la taille de la structure. L'étude des champs de vorticité pour $\phi = 180^\circ$ et 270° montre que cet appariement précoce permet de supprimer l'amplification de T_f^{p-1} observée pour $St_H = 0.04$ et $St_H = 0.1$ pendant la phase de fermeture de l'électrovanne. En effet, le train de structures tourbillonnaires issu du contrôle est convecté sans que sa taille évolue. De plus, la perturbation importante générée lors du soufflage semble engendrer une destruction prématurée de la structure issue du cycle d'actionnement précédent. En effet, le champ de vorticité à la phase $\phi = 270^\circ$ (figure II.20(d)) met en évidence la perte de cohérence spatiale de T_a^{p-1} pour $x_0/H > 0.5$.

Discussions sur l'origine de T_f^p

Plusieurs argumentations concernant le mécanisme physique à l'origine de la formation du tourbillon T_f^p à l'arrêt du soufflage sont ici discutées. En effet, la caractérisation du système de jets pulsés présentée dans l'annexe B met en évidence l'existence d'une seconde perturbation à la fermeture de l'électrovanne. T_f^p étant observée pour chacune des fréquences d'actionnement testées, l'interaction entre ces deux tourbillons contra-rotatifs générés à la fermeture de l'électrovanne et la couche limite incidente pourrait résulter d'une telle structure T_f^p . La technologie des actionneurs utilisés serait alors la cause de son existence. Toutefois, les résultats sur marche descendante de Chun & Sung [29] et de Okada et al. [101] avec un contrôle par jets synthétiques mettent également en évidence ce phénomène. Chun & Sung [29] expliquent que la formation de ce tourbillon est due à la phase d'aspiration et prend naissance au niveau de l'arête amont de la fente, également positionnée sur l'arête de la marche. Cependant, il n'existe pas de phase d'aspiration avec des actionneurs jet pulsé. Okada et al. [101] quant à eux décrivent la naissance de ce tourbillon comme étant due à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Une autre explication possible pourrait être l'interaction entre l'écoulement incident et l'arrêt du soufflage. En effet, lors du soufflage, le jet d'angle de 45° contraint l'écoulement incident à une déviation vers le haut, comme le ferait une paroi solide de petite dimension et d'inclinaison de 45° . La brusque disparition du jet engendre alors une phase transitoire et une discontinuité dans l'évolution temporelle de la vitesse, à l'origine de la création de vorticité. Il en résulte une ondulation de la couche de cisaillement et la naissance, puis l'amplification de cette structure tourbillonnaire T_f^p pour des fréquences d'actionnement faibles pour lesquelles le temps d'établissement du jet et de son effet sur l'écoulement incident est grand.

Bien qu'il soit difficile de conclure sur les mécanismes rentrant en jeu lors de la formation de T_f^p , ce dernier semble avoir un effet important sur la pression mesurée au niveau du culot. Il est donc intéressant d'étudier l'évolution temporelle de T_f^p en fonction de la fréquence d'actionnement. Pour cela, une base de temps $t - T_{ac}/2$, normalisée par U_∞/H , avec $t - T_{ac}/2 = 0$ à l'arrêt du soufflage, est utilisée. La figure II.21 donne les cartographies de vorticité $\langle \omega_{z_0} \rangle$ pour deux fréquences d'actionnement $St_H = 0.1$ et $St_H = 0.4$ et pour deux instants. Ces deux instants permettent de suivre l'évolution de la structure T_f^p entre deux phases de soufflage pour ces deux fréquences et de la comparer.

L'analyse de la figure II.21 met en évidence le fait que la naissance et le début du développement de la structure tourbillonnaire T_f^p sont peu dépendants de la fréquence d'actionnement St_H . En effet, à l'instant $(t - T_{ac}/2)U_\infty/H = 0.55$, la comparaison des cartographies de vorticité $\langle \omega_{z_0} \rangle$ pour $St_H = 0.1$ (figure II.21(a)) et $St_H = 0.4$ (figure II.21(c)) montre que la phase initiale du développement de T_f^p est très semblable dans les deux cas. Les valeurs et les motifs de vorticité observés à proximité de l'arête du culot sont similaires pour les deux fréquences d'actionnement, et cela malgré la proximité éventuelle de la structure T_a^p issue du processus d'appariement décrit précédemment. A $(t - T_{ac}/2)U_\infty/H = 1.10$, le positionnement et la taille de T_f^p sont également similaires pour les deux fréquences d'actionnement $St_H = 0.1$ (figure II.21(b)) et $St_H = 0.4$ (figure II.21(d)).

La différence entre les différents cas d'actionnement provient de la proximité temporelle du début de la phase de soufflage du cycle suivant. En effet, à l'instant $(t - T_{ac}/2)U_\infty/H = 1.10$, le temps avant le début de la phase de soufflage suivante est de 3.65 pour $St_H = 0.1$

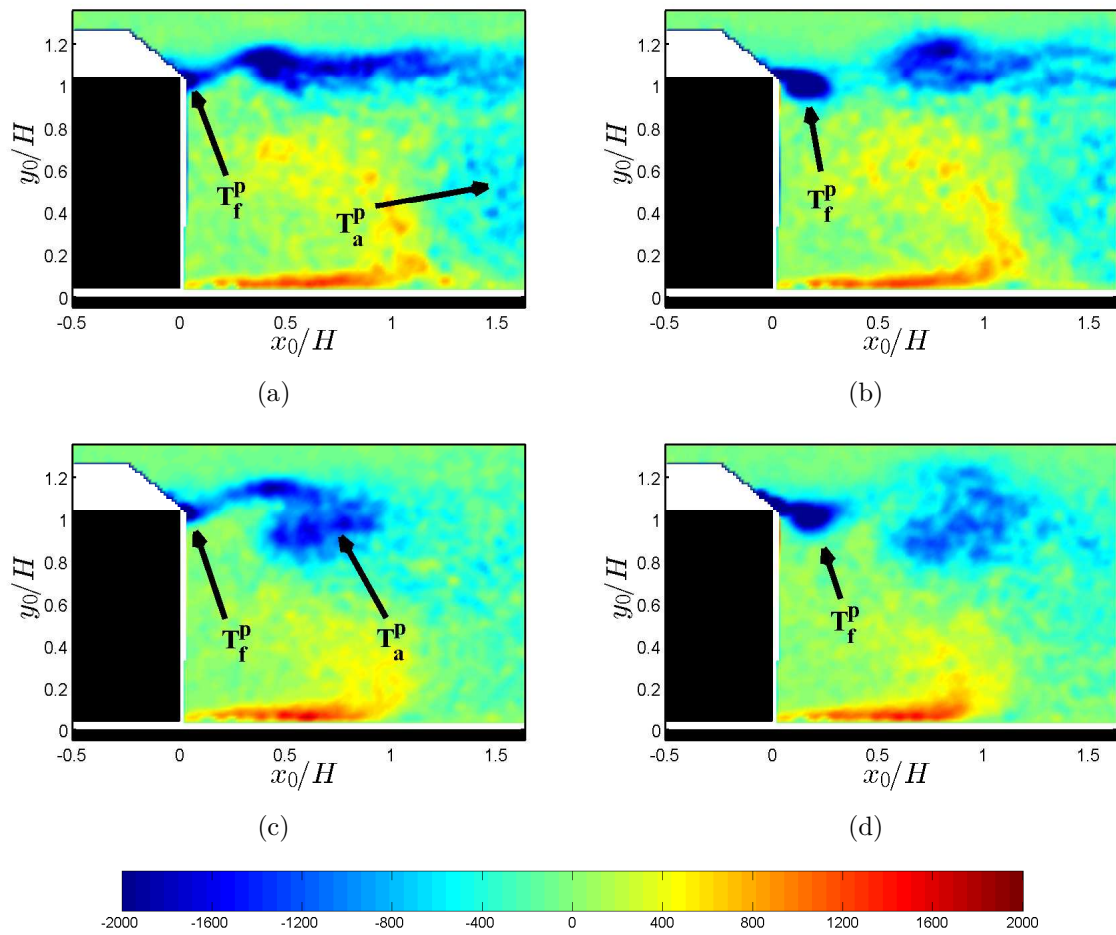


FIGURE II.21 – Champs de vorticité moyennés en phase $\langle \omega_{z_0} \rangle$ pour un contrôle à la fréquence d'actionnement :

- $St_H = 0.1$ pour $(t - T_{ac}/2) U_\infty/H = 0.55$ (a) et $(t - T_{ac}/2) U_\infty/H = 1.10$ (b)
- $St_H = 0.4$ pour $(t - T_{ac}/2) U_\infty/H = 0.55$ (c) et $(t - T_{ac}/2) U_\infty/H = 1.10$ (d).

contre seulement 0.15 pour $St_H = 0.4$. Pour un actionnement à basse fréquence, T_f^p a donc le temps d'évoluer sans l'effet d'une nouvelle perturbation générée par le contrôle. Les interactions entre deux cycles d'actionnement successifs sont donc relativement faibles. En revanche, pour un actionnement à haute fréquence, la perturbation précoce générée par le soufflage du cycle suivant empêche le développement et l'amplification de T_f^p . Plus la période d'actionnement est élevée, moins la structure T_f^p a le temps de se développer.

II.2.2.4 Etude de la dynamique des structures générées par le contrôle

Les résultats présentés jusqu'à présent mettent en évidence l'importance de la fréquence d'actionnement des jets sur les mécanismes amenant à l'existence de structures tourbillonnaires de dimension plus ou moins importante dans le sillage proche de la maquette. En particulier, la structure tourbillonnaire T_f puis la structure T_a , issue du processus d'appariement entre les tourbillons T_f et T_s , semblent jouer un rôle prépondérant sur les niveaux de pression statique mesurés au culot. Par conséquent, on se propose dans ce paragraphe d'étudier la dynamique de ces structures. Par souci de clarté, on se propose de regrouper T_f et T_a sous la notation T_c pour décrire la structure d'intérêt. Afin d'étudier la dynamique de cette structure tourbillonnaire T_c dans le sillage de la maquette et de comprendre son évolution en fonction de la fréquence d'actionnement, le déplacement de son centre est étudié sur un cycle d'actionnement complet. Le centre tourbillonnaire est ici identifié par l'utilisation du critère Γ_1 , introduit par Graftieaux et al. [57]. Pour chacune des fréquences d'actionnement, l'instant $t_a - T_{ac}/2$ et une valeur approximative de la distance au culot x_a/H pour lesquels le processus d'appariement des tourbillons se termine sont renseignés dans le tableau II.3. Sans surprise, les valeurs de $t_a - T_{ac}/2$ et de x_a diminuent avec l'augmentation de la fréquence d'actionnement.

St_H	0.10	0.24	0.40	0.80	1.20
$(t_a - T_{ac}/2) U_\infty/H$	6.6	2.5	1.4	0.7	0.4
x_a/H	1.2	0.5	0.2	< 0.1	< 0.1

TABLE II.3 – Temps normalisé $t_a - T_{ac}/2$ pour lequel le processus d'appariement entre le tourbillon T_f^{p-1} , engendré par l'arrêt du soufflage, et le tourbillon T_s^p , issu de la phase de soufflage du cycle suivant, est complet à une distance approximative x_a/H au culot.

Les déplacements longitudinaux et verticaux du centre de T_c sont donnés en fonction du temps sur la figure II.22 pour six valeurs de St_H . Les résultats obtenus montrent que, quelle que soit la fréquence d'actionnement, les évolutions temporelles de x_c et y_c sont quasiment linéaires. La vitesse de déplacement du centre de T_c est donc quasiment constante dans le champ de mesure et n'évolue pas malgré le processus d'appariement tardif à basse fréquence d'actionnement. La fréquence d'actionnement $St_H = 0.1$, pour laquelle le minimum de $\overline{C_p}$ est atteint, fait toutefois exception à ce résultat pour $(t - T_{ac}/2) U_\infty/H > 7.8$. En effet, la structure ne se déplace pas dans cet intervalle de temps et n'est convectée vers l'aval qu'après le début du cycle d'actionnement suivant. De plus, l'évolution temporelle de la coordonnée y_c/H du centre tourbillonnaire permet de quantifier l'installation du tourbillon dans le sillage proche de la maquette. En effet, la pente de cette évolution suit une décroissance monotone avec l'augmentation de la fréquence d'actionnement. Pour les basses fréquences

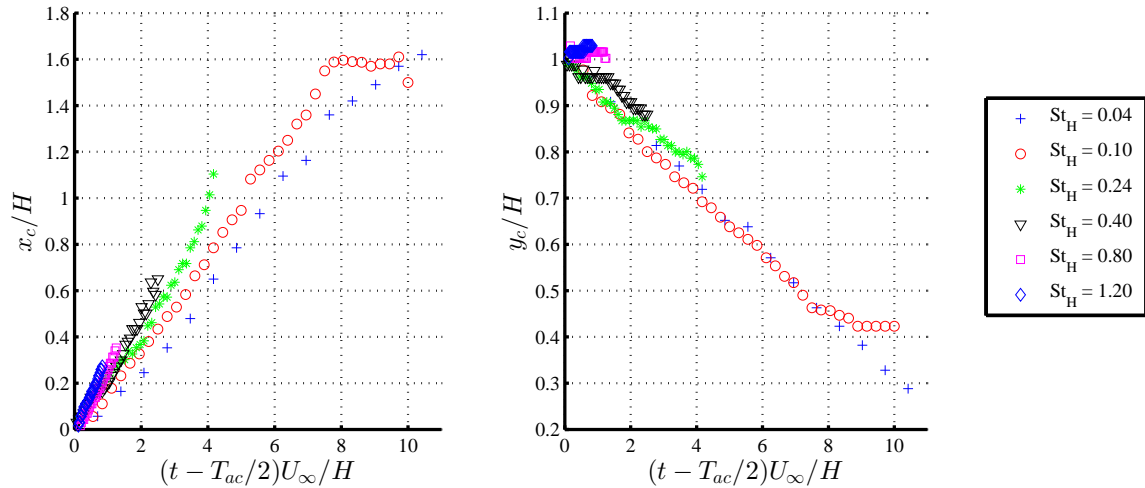


FIGURE II.22 – Evolution des coordonnées x_c/H et y_c/H du centre tourbillonnaire de T_c en fonction du temps $t - t_{ac}/2$ pour les différentes fréquences d'actionnement St_H .

d'actionnement, le mécanisme d'amplification de T_c lui permet de prendre position dans le sillage proche de la maquette. En revanche, plus la fréquence d'actionnement est élevée et plus la phase de soufflage du cycle suivant intervient rapidement. Comme indiqué dans le tableau II.3, il en résulte un processus d'appariement plus rapide qui empêche la croissance puis l'installation de T_c dans le sillage. La trajectoire de T_c est de plus en plus horizontale avec l'augmentation de la fréquence d'actionnement. Pour les deux fréquences testées les plus élevées, $St_H = 0.8$ et $St_H = 1.2$, les trajectoires de T_c sont proches du plan du toit de la maquette, pour $y_0/H = 1.04$.

Pour chacune des fréquences d'actionnement testées, les déplacements du centre de T_c , illustrés sur la figure II.22, permettent d'estimer les composantes de vitesse de déplacement de ce dernier en utilisant un modèle de régression linéaire. Pour le cas d'actionnement à $St_H = 0.1$, les points pour lesquels la structure est statique ne sont pas pris en compte. La figure II.23 donne la norme de la vitesse de déplacement U_d résultante de ce modèle en fonction de la fréquence d'actionnement St_H et montre que cette vitesse augmente de façon monotone avec cette fréquence. Ce résultat s'explique bien par les observations effectuées précédemment sur la position verticale du centre tourbillonnaire. En effet, plus la fréquence d'actionnement est faible et plus T_c prend position derrière le culot de la maquette où la vitesse est quasiment nulle. En revanche, les structures de petite dimension générées pour des fréquences d'actionnement plus élevées sont proches de la couche de cisaillement supérieure, dans une zone de l'écoulement où la vitesse moyenne est plus importante.

II.2.2.5 Caractéristiques de la structure T_c générée par le contrôle

L'objectif de cette section est de compléter l'étude en appliquant à T_c un modèle de tourbillon simplifié afin de quantifier certaines de ses caractéristiques telles que sa taille, sa vitesse de rotation et la chute de pression engendrée à travers ce dernier.

Définition du modèle de tourbillon

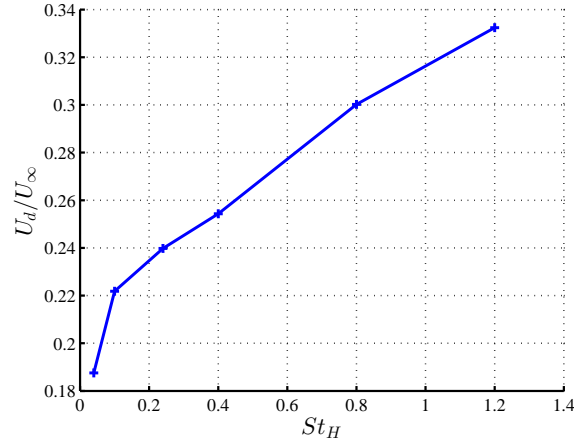


FIGURE II.23 – Vitesse de déplacement U_d de la structure tourbillonnaire T_c générée par le contrôle en fonction de la fréquence d’actionnement des jets St_H .

Dans le cadre de cette étude, deux modèles simplifiés de tourbillon axisymétrique sont envisagés. Le premier est le modèle de tourbillon de Lamb-Oseen qui définit notamment la loi de vitesse tangentielle telle que :

$$u_\theta(r) = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left(1 - \exp\left(-\frac{2\pi\omega_0 r^2}{\Gamma_0}\right) \right) \quad (\text{II.8})$$

La circulation Γ_0 et la vorticité au centre du tourbillon ω_0 sont reliées au rayon du tourbillon r_0 et à sa vitesse caractéristique u_0 par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \omega_0 = 1.753u_0/r_0 \\ \Gamma_0 = 8.773u_0r_0 \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

Plusieurs définitions du rayon d’un tourbillon existent et sont couramment utilisées en mécanique des fluides. Dans cette étude, le rayon interne du tourbillon, r_0 , permet de caractériser l’échelle de la rotation rigide au centre du tourbillon à partir des champs de vitesse mesurés par PIV. Il est donc défini comme le rayon pour lequel le maximum de vitesse tangentielle u_θ est atteint. Le modèle de tourbillon de Lamb-Oseen est solution des équations d’Euler pour un écoulement stationnaire.

Le second modèle de tourbillon envisagé est le modèle de Rankine. Ce modèle néglige les effets visqueux et assimile le tourbillon étudié à un cylindre solide en rotation autour de son axe. La distribution de vorticité est donc constante dans le cylindre et nulle à l’extérieur. Par conséquent, tout profil de vitesse tangentielle $u_\theta(r)$ passant par le centre du tourbillon est linéaire à l’intérieur du tourbillon, pour $r \leq r_0$. A l’extérieur du tourbillon, pour $r > r_0$, la vitesse est modélisée par une loi de vitesse décroissante en $1/r$ permettant d’assurer la continuité du profil en $r = r_0$. Au final, ce modèle donne donc u_θ telle que :

$$\begin{cases} 0 \leq r < r_0 : & u_\theta(r) = r\Omega \\ r > r_0 : & u_\theta(r) = \Omega r_0^2/r \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Afin de choisir le modèle le plus adapté pour quantifier le rayon r_0 et la vitesse caractéristique u_0 du tourbillon T_c , les deux modèles ont été appliqués et comparés aux profils de

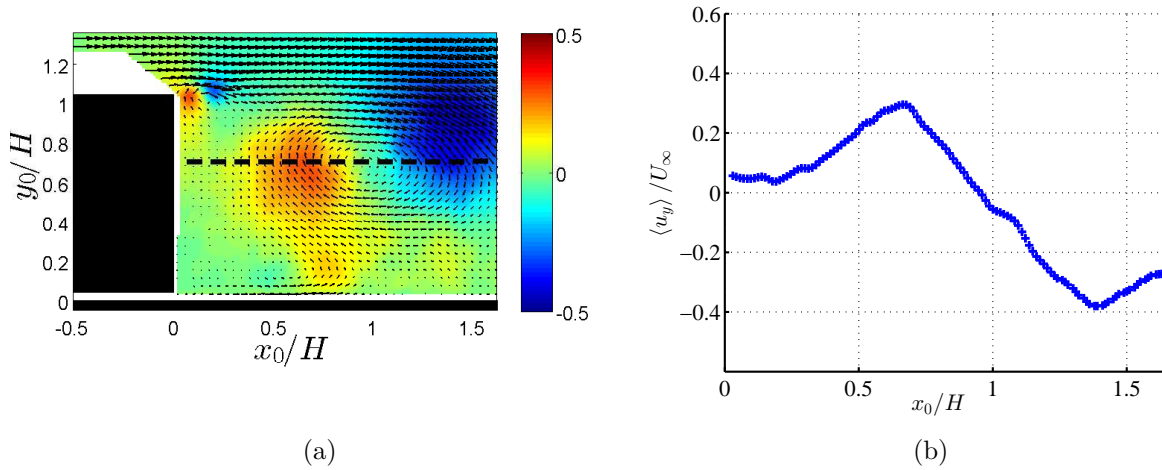


FIGURE II.24 – Cartographie de la composante verticale de vitesse moyennée en phase $\langle u_y \rangle$ et du vecteur vitesse $\langle \vec{u} \rangle$ à la phase $\phi = 0^\circ$ pour $St_H = 0.1$ (a). La ligne horizontale en pointillés passant par le centre de T_c illustre l'emplacement du profil de $\langle u_y \rangle$ donné en (b).

vitesse tangentielle mesurés par PIV pour l'ensemble des configurations d'actionnement. La figure II.24(a) présente un exemple de cartographie de $\langle u_y \rangle$ à la phase $\phi = 0^\circ$ pour un actionnement du contrôle à $St_H = 0.1$. Cette figure illustre également l'emplacement du profil de vitesse tangentielle $\langle u_y \rangle$ passant par le centre de T_c et donné figure II.24(b). Ce profil horizontal de la vitesse tangentielle $\langle u_y \rangle$ au travers du tourbillon adopte un comportement presque linéaire à l'intérieur du tourbillon.

La figure II.25 illustre l'application de ces deux modèles dans la zone d'intérêt du profil de vitesse du côté du culot. Le modèle de tourbillon de Lamb-Oseen surestime la vitesse tangentielle dans le tourbillon, ce qui n'est pas le cas du modèle de Rankine qui modélise bien le profil de vitesse sur l'ensemble du rayon du tourbillon. Dans la zone extérieure au tourbillon, même si le modèle de Lamb-Oseen surestime plus la vitesse que celui de Rankine, les deux modèles se comportent de manière similaire et ne permettent pas une modélisation précise du profil de vitesse. Il est par conséquent difficile d'estimer un gradient de pression entre le culot et le centre du tourbillon pour une phase donnée à l'aide de ces modèles simplifiés de tourbillon. Toutefois, le modèle de Rankine permet de quantifier correctement le rayon du tourbillon r_0 ainsi que le profil de vitesse tangentielle dans le tourbillon et donc u_0 . C'est donc ce dernier qui est utilisé par la suite pour quantifier ces deux caractéristiques ainsi que le saut de pression au travers du tourbillon T_c .

Estimation de la taille et de la vitesse caractéristique de T_c

L'application du modèle retenu dans le paragraphe précédent permet d'estimer le rayon r_0 ainsi que la vitesse caractéristique u_0 de T_c pour chacune des phases ϕ et les différentes fréquences d'actionnement. La figure II.26 donne l'évolution de ces deux caractéristiques en fonction du temps tU_∞/H et pour les fréquences d'actionnement $St_H \in [0.04; 0.4]$. Pour les fréquences d'actionnement supérieures, le modèle appliqué aux tourbillons de faible dimension, et donc moins bien résolus spatialement par la PIV, ne permet pas de caractériser r_0 et u_0 avec suffisamment de précision. Par conséquent, seuls les résultats obtenus pour $St_H \leq 0.4$

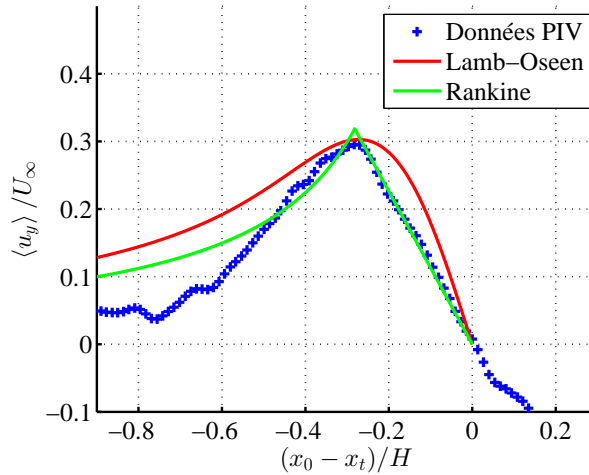


FIGURE II.25 – Exemple d’application des modèles de tourbillon $u_y(r)$ pour le profil de vitesse tangentielle donné figure II.24(b).

sont présentés par la suite.

L’analyse de la figure II.26 permet dans un premier temps de quantifier le taux de croissance de la structure tourbillonnaire T_c ainsi que de sa vitesse caractéristique u_0 en fonction de la fréquence d’actionnement des jets. Excepté pour la fréquence $St_H = 0.10$ au delà de $(t - T_{ac}/2)U_\infty/H = 8$, le rayon r_0 de T_c évolue de manière monotone et croissante avec le temps pour l’ensemble des fréquences étudiées. En outre, les évolutions temporelles de r_0 pour les basses fréquences d’actionnement, $St_H = 0.04$ et $St_H = 0.1$, se superposent, ce qui indique que le taux de croissance de T_c est similaire dans les deux cas. Pour $St_H = 0.04$ après $(t - T_{ac}/2)U_\infty/H = 0.8$, il existe une interaction marquée entre le sol et T_c , ce qui engendre un étirement longitudinal important de T_c . Il en résulte la perte de l’hypothèse d’axisymétrie du tourbillon et un rayon r_0 maximal de $0.56H$. Cette invalidité de l’hypothèse d’axisymétrie ne se présente pas pour les autres fréquences d’actionnement. Pour $St_H = 0.10$, T_c occupe quasiment l’intégralité de la hauteur du sillage avec un rayon maximal de 0.48 atteint pour $(t - T_{ac}/2)U_\infty/H = 8$. A cette fréquence, le processus d’appariement joue un rôle important sur la croissance de T_c . En effet, à la fin du processus pour $t_{0,1}$, le taux de croissance de T_c augmente soudainement.

Pour des fréquences d’actionnement plus importantes, le taux de croissance moyen est plus élevé. En effet, l’évolution de r_0 en fonction du temps indique une croissance plus rapide de T_c pour $St_H = 0.24$ et $St_H = 0.4$. La taille maximale de T_c est estimée à $r_0/H = 0.43$ pour $St_H = 0.24$ juste avant sa sortie du champ de mesure PIV et à $r_0/H = 0.26$ pour $St_H = 0.4$. La valeur maximale de r_0 diminue donc lorsque la fréquence d’actionnement augmente, ce qui est cohérent avec la dimension des tourbillons identifiés par l’analyse par moyenne de phase dans la section II.2.2.3. Enfin, le processus d’appariement n’a que très peu d’influence sur le taux de croissance de T_c pour ces deux fréquences. L’étude de la figure II.26 permet également d’observer l’évolution de T_c avant ce processus. Pour $St_H = 0.04$ et $St_H = 0.1$, le taux de croissance de T_c est identique et confirme les résultats obtenus par les cartographies de vorticités présentées en figure II.21. Toutefois, pour $St_H = 0.24$, le taux de croissance avant le processus d’appariement est plus élevé, ce qui indique que la fréquence

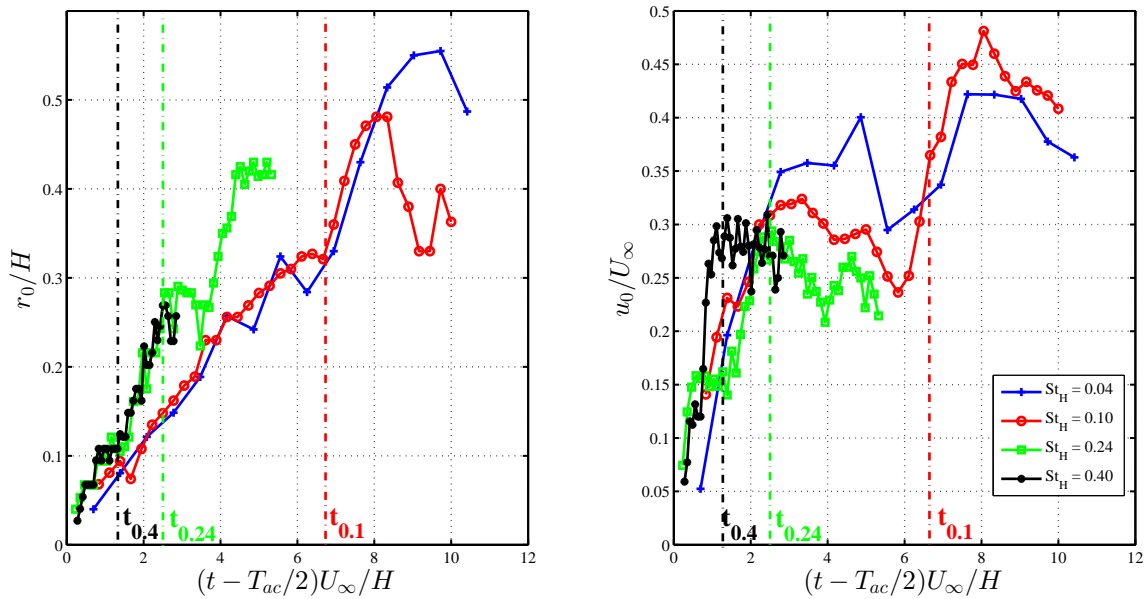


FIGURE II.26 – Evolution temporelle du rayon interne r_0 de la structure T_c , et de u_0 , sa vitesse caractéristique en fonction de la fréquence d'actionnement St_H . Les temps $t_{0.1}$, $t_{0.24}$ et $t_{0.4}$ indiquent respectivement la fin du processus d'appariement pour les fréquences d'actionnement $St_H = 0.1$, $St_H = 0.24$ et $St_H = 0.4$.

d'actionnement joue un rôle sur le mécanisme d'amplification de T_c . En effet, en augmentant la fréquence d'actionnement, la proximité dans le sillage de la structure T_c issue du cycle d'actionnement précédent devient plus grande, ce qui modifie le développement de la structure du cycle suivant. L'appariement intervenant rapidement pour $St_H = 0.4$ ($t_{0.4} = 1.4$), il est ici difficile d'analyser ce qui précède ce dernier. Cependant, l'évolution temporelle du rayon r_0 de T_c est similaire à celui observé pour $St_H = 0.24$.

La figure II.26 illustre également l'évolution de la vitesse caractéristique u_0 de T_c en fonction du temps pour les fréquences d'actionnement testées. Pour les basses fréquences d'actionnement, le mécanisme d'amplification identifié dans la section II.2.2.3 résulte en une augmentation importante de la vitesse de rotation de T_c . L'évolution de cette vitesse en fonction de temps est similaire dans les deux cas. La vitesse maximale est atteinte dans les deux cas à l'instant $(t - T_{ac}/2)U_\infty/H \approx 8$ et est de $0.42U_\infty$ pour $St_H = 0.04$ et de $0.48U_\infty$ pour $St_H = 0.1$.

Pour $St_H = 0.24$, l'évolution de u_0 est également similaire avant le processus d'appariement, plus précoce que pour les basses fréquences d'actionnement. Cependant, l'appariement permet de stopper l'augmentation de la vitesse caractéristique u_0 de T_c . Il en résulte une vitesse de rotation maximale plus faible que pour les basses fréquences, de l'ordre de $0.25U_\infty$. Le même mécanisme est observé pour la fréquence d'actionnement $St_H = 0.4$. Malgré le fait que u_0 augmente plus rapidement que pour les trois autres cas étudiés, la vitesse maximale est similaire à celle atteinte pour $St_H = 0.24$.

L'ensemble de ces résultats, bien issu d'hypothèses importantes, permet d'effectuer un premier lien entre le tourbillon T_c et la pression mesurée au culot de la maquette. En effet,

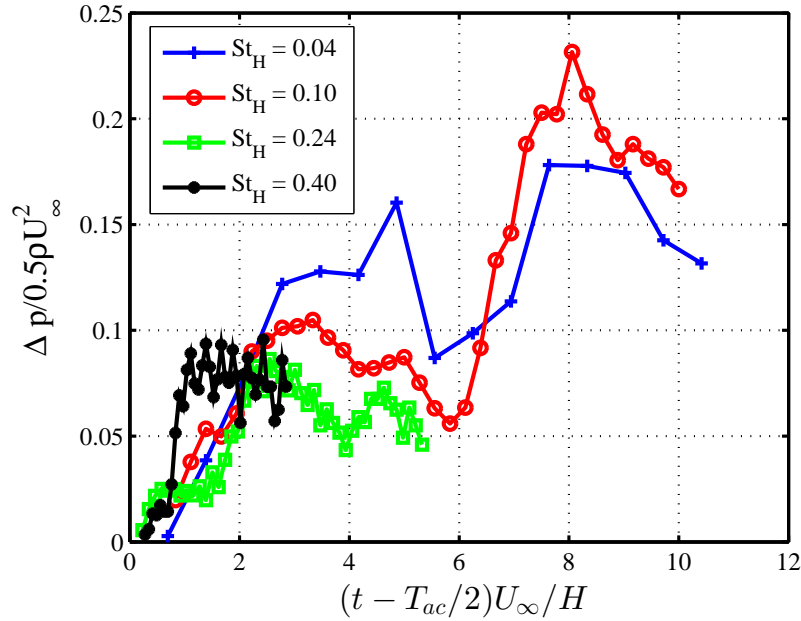


FIGURE II.27 – Evolution du gradient de pression radial Δp à travers T_c en fonction du temps tU_∞/H et de la fréquence d'actionnement St_H .

cette dernière semble être fortement couplée avec les caractéristiques de T_c . A basse fréquence d'actionnement, la diminution de pression au culot est associée à la présence dans le sillage de la maquette d'une structure tourbillonnaire de grande dimension ayant une vitesse de rotation élevée, de l'ordre de $U_\infty/2$. En revanche, pour des fréquences d'actionnement plus importantes, la diminution de la taille et de la vitesse de rotation de cette structure est associée à une augmentation de la pression.

Estimation du gradient radial de pression à travers T_c

L'étude du gradient de pression à travers T_c permet d'estimer un ordre de grandeur de la dépression engendrée par le passage de ce tourbillon dans le sillage. Une relation entre le gradient de pression entre le centre du tourbillon et son rayon r_0 et la vitesse tangentielle u_θ en ce même rayon est établie en utilisant les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible. En négligeant les effets visqueux ainsi que les forces de gravité, l'équation de bilan de quantité de mouvement en coordonnées cylindriques donne :

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \quad (\text{II.11})$$

Le tourbillon étudié étant axisymétrique, la composante de vitesse radiale u_r est nulle, ce qui permet alors d'obtenir une relation simple entre la vitesse tangentielle u_θ et le gradient de pression radial au sein du tourbillon :

$$\frac{u_\theta^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \quad (\text{II.12})$$

En appliquant alors le modèle de tourbillon de Rankine défini précédemment par l'équation II.10, on obtient la relation entre le saut de pression dans le tourbillon et la vitesse

caractéristique du tourbillon présentée équation (II.13). La référence de pression est choisie au centre de la structure tourbillonnaire T_c .

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho u_0^2 \quad (\text{II.13})$$

La figure II.27 donne l'évolution de Δp normalisé par $\frac{1}{2} \rho U_\infty^2$ en fonction du temps pour les fréquences d'actionnement $St_H \in [0.04; 0.4]$. L'écart de vitesse u_0 mis en évidence précédemment entre les basses et les hautes fréquences d'actionnement joue un rôle prépondérant dans les différences de gradient de pression radial engendrées par la présence du tourbillon T_c . Toutefois, cette analyse, reposant sur des hypothèses fortes (axisymétrie, stationnarité,...), pourrait être complétée en essayant de déterminer le champ de pression absolue dans le sillage à partir des mesures de vitesse par PIV [48, 111, 138]. Cependant, l'indisponibilité d'une mesure de pression de référence dans le sillage ne permet pas ici de réaliser une telle étude.

II.2.2.6 Corrélacion spatio-temporelle

Afin d'étudier la cohérence des structures générées par l'interaction entre la couche limite incidente et les jets pulsés, le coefficient de corrélation spatio-temporelle R_{u_y} , défini par l'équation (A.9) en Annexe A, est calculé à partir de la composante verticale de la vitesse u_y . Cette composante est choisie parce que les fluctuations selon l'axe vertical revêtent un caractère plus corrélé que celles selon l'axe longitudinal. Par conséquent, la valeur absolue des pics de corrélation est un peu plus élevée et la visualisation de ces derniers plus aisée.

Dans cette étude, le point fixe est positionné à la sortie du jet et illustré par une croix sur les figures qui suivent. Les résultats sont donnés pour deux valeurs de τ : $\tau_1 = 0$, qui illustre donc les cartographies de corrélation spatiale, et $\tau_2 = T_{ac}/2$, qui correspond à un retard d'une demi-période d'actionnement par rapport à τ_1 .

Les cartographies du coefficient de corrélation spatio-temporelle sont données en figure II.28 pour les fréquences $St_H \in [0.1; 1.2]$. Une première analyse de l'ensemble des cartographies à l'instant τ_1 montre que les perturbations générées par le contrôle induisent des niveaux de corrélation spatiale élevés pour toutes les fréquences d'actionnement étudiées. Par contre, l'étendue de ces motifs de corrélation diminue avec l'augmentation de St_H . En effet, pour $St_H = 0.1$ (figure II.28(a)) et $St_H = 0.24$ (figure II.28(c)), ces motifs occupent quasiment la totalité de la hauteur du sillage et confirment les dimensions importantes des structures générées par le contrôle et mises en évidence par l'analyse par moyenne de phase dans le paragraphe II.2.2.3. Ils indiquent donc que ces structures sont cohérentes sur l'ensemble de la hauteur de la maquette H . A l'instant τ_2 , les motifs de corrélation pour ces fréquences sont similaires à ceux observés à l'instant τ_1 mais se sont déplacés d'une distance égale à la moitié de la longueur d'onde de la perturbation générée par le contrôle. En conclusion, la fréquence d'actionnement des jets impose la fréquence des perturbations dans le sillage. Dans la région du sillage en amont de l'appariement, la fréquence des perturbations est égale à deux fois la fréquence d'actionnement. En revanche, en aval de l'appariement, elle est égale à la fréquence d'actionnement.

Pour des fréquences d'actionnement plus élevées, les motifs de corrélation occupent seulement la partie supérieure du sillage. Les points pour lesquels les niveaux de corrélation sont

maximaux sont situés à proximité du plan du toit de la maquette, ce qui corrèle bien avec la position du centre de T_c selon l'axe y_0 présentée sur la figure II.22 dans la section II.2.2.4. Pour $St_H = 0.8$ (figure II.28(g)) et $St_H = 1.2$ (figure II.28(i)), les motifs de corrélation sont observés à proximité de l'arête supérieure du culot et démontrent que l'interaction entre la couche limite incidente et les jets pulsés génère un train de structures cohérentes de petite dimension. A une distance du culot d'environ $x_0/H = 1$ pour $St_H = 0.8$ et $x_0/H = 0.5$ pour $St_H = 1.2$, les niveaux de corrélation des motifs deviennent plus faibles, ce qui atteste d'une perte de cohérence des structures. Cette perte de cohérence, se produisant de plus en plus proche du culot, est due à une interaction grandissante entre deux cycles consécutifs lorsque la fréquence d'actionnement augmente. Cette interaction est illustrée sur la figure II.29 par des cartographies de vitesse instantanée pour $St_H = 1.2$ couvrant un cycle d'actionnement complet. Pendant la phase de soufflage du cycle d'actionnement p (figure II.29(a)), la structure T_a^p , cohérente et axisymétrique, est visible à proximité de l'arête du culot. A l'arrêt de la phase de soufflage (figure II.29(b)), le champ de vecteurs à proximité de l'arête illustre clairement la déflexion locale de l'écoulement incident. Cette déflexion soudaine a pour effet direct de déformer T_a^p . Le développement (figure II.29(c)) de T_a^{p+1} au début de la phase de soufflage suivante est ensuite à l'origine de la perte de cohérence T_a^p . Au cycle d'actionnement suivant (figure II.29(d)), la perturbation ne résulte plus qu'en une ondulation de la couche de cisaillement. L'étude de ces champs instantanés montre que, pour des fréquences élevées, les structures de petite dimension résultant des cycles d'actionnement précédents sont plus exposées à la perturbation induite par le jet et donc à une éventuelle perte de cohérence spatiale.

En outre, l'analyse des cartographies de R_{u_y} aux instants τ_1 et τ_2 met également en évidence les périodicités spatiale et temporelle des motifs de corrélation. Cet aspect doublement périodique est similaire à celui observé pour la propagation d'une onde d'équation $\cos\left(2\pi\left(\frac{x}{\lambda} - ft\right)\right)$, ce qui permet de définir la longueur d'onde de la perturbation étudiée par λ ainsi que la vitesse de propagation U_c des perturbations (équation (II.14)).

$$U_c = \lambda f \quad (\text{II.14})$$

Le tableau II.4 donne la valeur de λ pour l'ensemble des fréquences étudiées excepté $St_H = 0.1$ pour laquelle le champ de mesure n'est pas suffisamment étendu pour pouvoir mesurer cette grandeur. La valeur de la longueur d'onde λ de la perturbation diminue de manière monotone lorsque la fréquence d'actionnement augmente, ce qui confirme que plus la fréquence est élevée, plus la structure générée par le contrôle est de petite dimension.

Certains travaux expérimentaux sur marche descendante [28, 58] mettent en évidence l'existence d'une fréquence d'actionnement optimale pour laquelle le contrôle augmente le niveau de turbulence dans le sillage et réduit la longueur de recirculation moyenne. Cette fréquence optimale est identifiée comme étant également celle de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dont la fréquence, proportionnelle à l'épaisseur de quantité de mouvement θ à proximité de la ligne de décollement, est de $St_\theta \approx 0.012$. Un actionnement du contrôle à cette fréquence permet alors un effet maximal du contrôle. Toutefois, ici, la longueur d'onde associée aux perturbations générées à la fréquence d'actionnement $St_\theta = 0.012$, est de $\lambda/H = 0.88$ et ne correspond pas à un mode d'instabilité quelconque.

Pour finir, les valeurs de U_c , normalisées par U_∞ , sont présentées dans le tableau II.5. L'évolution de cette vitesse en fonction de la fréquence d'actionnement est différente de la

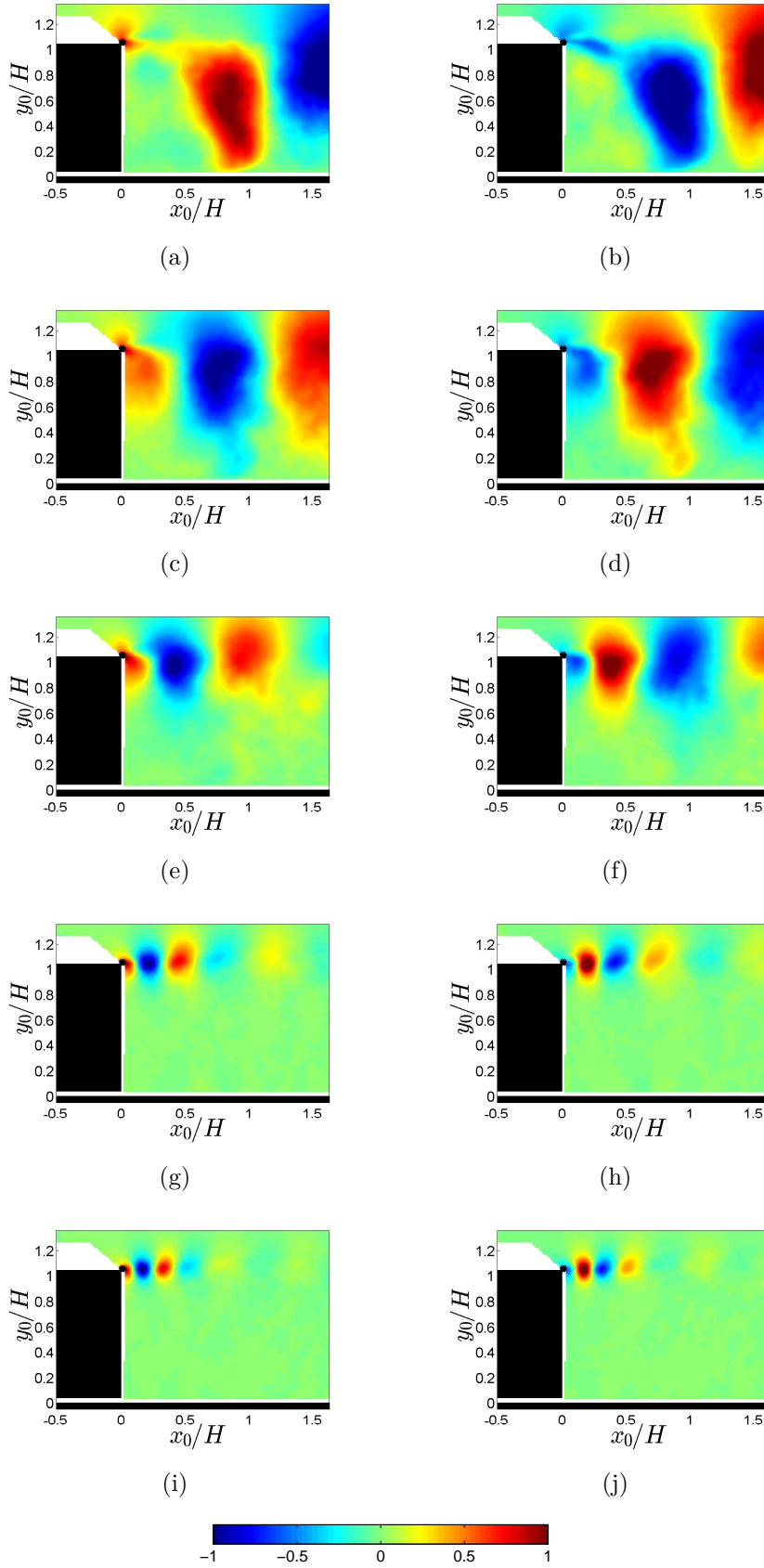


FIGURE II.28 – Cartographies du coefficient de corrélation spatio-temporelle R_{u_y} à l'instant :

- τ_1 pour : $St_H = 0.1$ (a), $St_H = 0.24$ (c), $St_H = 0.4$ (e), $St_H = 0.8$ (g) et $St_H = 1.2$ (i)
- τ_2 pour : $St_H = 0.1$ (b), $St_H = 0.24$ (d), $St_H = 0.4$ (f), $St_H = 0.8$ (h) et $St_H = 1.2$ (j).

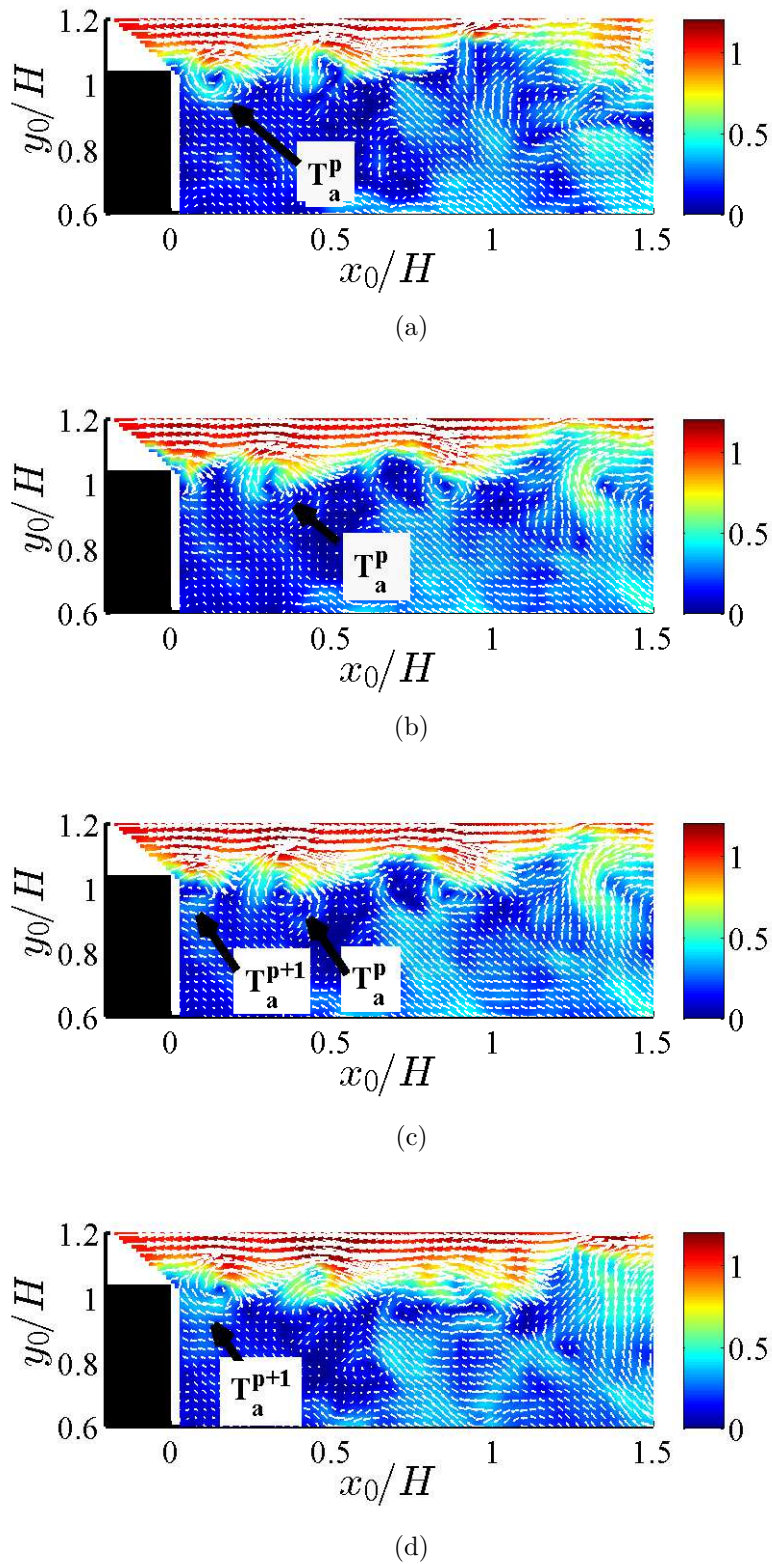


FIGURE II.29 – Cartographies de vitesse instantanée avec contrôle actionné à $St_H = 1.2$ à $tU_\infty/H = 0.155$ pendant la phase de soufflage (a), $tU_\infty/H = 0.620$ lorsque le soufflage est arrêté (b), $tU_\infty/H = 0.697$ au début de la phase de soufflage (c) et $tU_\infty/H = 0.930$ pendant la phase de soufflage (d). Les indices p et $p + 1$ sont utilisés pour désigner les cycles d'actionnement successifs.

St_H	0.24	0.40	0.80	1.20
λ/H	1.62	1.08	0.48	0.32

TABLE II.4 – Evolution de la longueur d'onde λ des perturbations générées par le contrôle en fonction de la fréquence d'actionnement St_H .

vitesse U_d du centre de la structure T_c présentée en figure II.23 et rappelée dans le tableau. En effet, la vitesse U_d évolue de manière monotone et croissante avec la fréquence alors que la vitesse U_c reste quasiment constante et proche de $0.4U_\infty$. Les deux vitesses sont donc très différentes pour les basses fréquences d'actionnement mais proches pour celles plus élevées. Ces différences à basse fréquence d'actionnement peuvent s'expliquer par le fait que les points pour lesquels les niveaux de corrélation sont maximaux sont localisés bien plus haut que le centre de T_c . En effet, les zones de survitesse au dessus de T_c , identifiées en figure II.17, induisent des fluctuations de vitesse verticale importantes dont résultent les niveaux de corrélation élevés. Ces zones de survitesse locale se déplaçant plus rapidement que le centre de T_c , elles induisent une vitesse U_c plus élevée. Cet écart de vitesse est réduit pour les fréquences d'actionnement plus élevées car les ondulations de la couche de cisaillement et les structures tourbillonnaires qui les engendrent se déplacent à des vitesses similaires.

St_H	0.24	0.40	0.80	1.20
U_c/U_∞	0.39	0.43	0.38	0.38
U_d/U_∞	0.24	0.26	0.30	0.33

TABLE II.5 – Evolution de la vitesse de déplacement des motifs de corrélation U_c en fonction de la fréquence d'actionnement St_H .

II.2.2.7 Décomposition triple

L'objectif de cette dernière section est de distinguer les fluctuations de nature périodiques \tilde{u} générées par le contrôle et celles de nature stochastique u'' par l'utilisation de la méthode de décomposition triple présentée en Annexe A. Pour les deux fréquences d'actionnement $St_H = 0.1$ et $St_H = 1.2$, pour lesquelles respectivement la valeur minimale et la valeur maximale de pression au culot $\overline{C_p}$ sont atteintes, les cartographies de E_t , E_{tp} et E_{ts} sont présentées.

La figure II.30 donne ces trois cartographies pour le cas où les jets sont actionnés à $St_H = 0.1$. Pour cette fréquence d'actionnement, les perturbations périodiques issues du contrôle engendrent des niveaux élevés de E_{tp} dans toute la partie supérieure du sillage, pour $y_0/H > 0.5$ (figure II.30(b)). La contribution de E_{tp} à E_t est plus importante que celle de E_{ts} , ce qui souligne le rôle important des perturbations périodiques générées par le contrôle dans la manière dont se structure l'écoulement de sillage.

En revanche, lorsque les jets pulsés sont actionnés à $St_H = 1.2$, les contributions de E_{tp} et de E_{ts} sont inversées. En effet, la figure II.31 montre que l'essentiel des fluctuations dues aux structures périodiques est confiné dans la couche de cisaillement supérieure moyenne pour $x_0/H \leq 0.5$. Ceci est dû à la perte de cohérence et à la dissipation des structures issues du contrôle après $x_0/H = 0.5$ et observées à l'aide des coefficients de corrélation spatio-temporelle figure II.28(i). Cette perte de cohérence spatiale prématurée semble être due aux

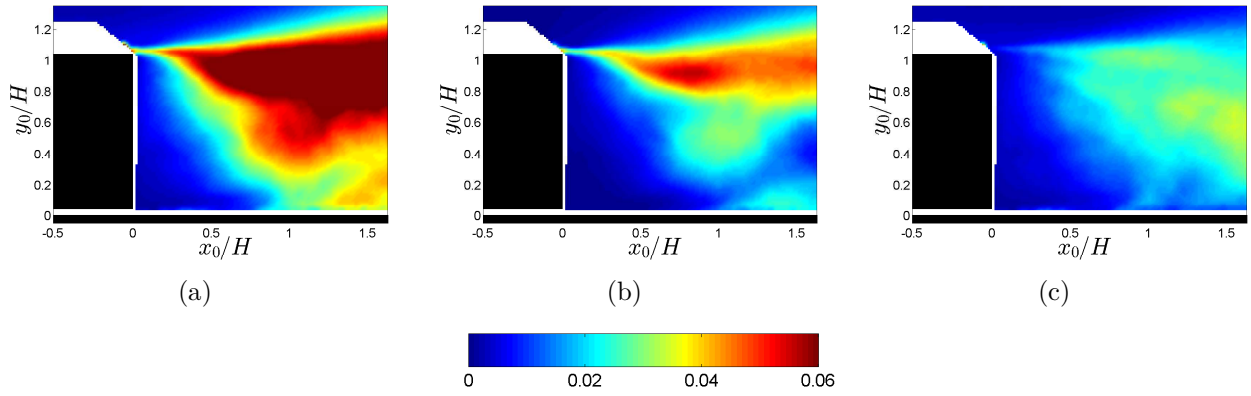


FIGURE II.30 – Cartographies des énergies cinétiques des fluctuations globales E_t (a), de nature périodique E_{tp} (b) et stochastique E_{ts} pour le cas avec contrôle actionné à $St_H = 0.1$.

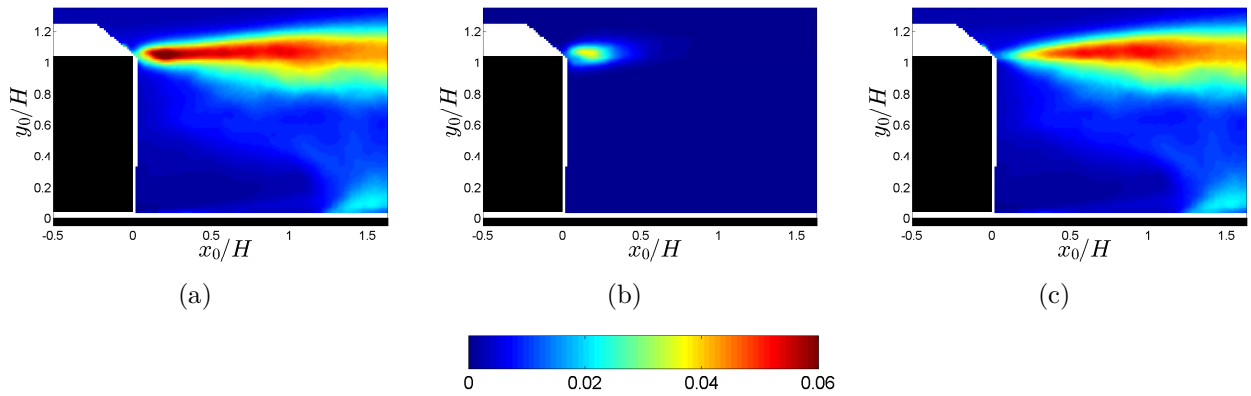


FIGURE II.31 – Cartographies des énergies cinétiques des fluctuations globales E_t (a), de nature périodique E_{tp} (b) et stochastique E_{ts} pour le cas avec contrôle actionné à $St_H = 1.2$.

fortes interactions entre les perturbations périodiques des cycles successifs. La contribution de E_{tp} est peu significative comparée à celle de E_{ts} . Le sillage est donc principalement composé de structures stochastiques et non périodiques pour cette fréquence d'actionnement. Contrairement au cas d'actionnement à $St_H = 0.1$, les niveaux élevés de E_{ts} sont concentrés dans la couche de cisaillement supérieure. Par conséquent, la fréquence d'actionnement du contrôle joue un rôle prépondérant non seulement sur les propriétés des structures périodiques générées mais également sur les structures stochastiques dans le reste du sillage.

II.2.3 Conclusion de l'influence du contrôle sur la géométrie à culot droit

Dans cette partie, l'application d'un système de jets pulsés a permis de modifier l'écoulement de sillage d'une maquette bidimensionnelle à culot droit positionnée à proximité du sol. La caractérisation de l'écoulement sans contrôle permet de mettre en évidence la dissymétrie du sillage naturel due à la proximité du sol. Une analyse instationnaire de la couche de cisaillement montre que cette dernière n'est pas caractérisée par des instabilités

de Kelvin-Helmholtz suffisamment marquées pour être observables, aussi bien par des mesures de vitesse par PIV que par anémométrie à fil chaud.

Pour cette géométrie à culot droit, l'actionnement du contrôle résulte en une diminution de pression mesurée au culot pour l'ensemble des cas d'actionnement étudié. Une diminution maximale de l'ordre de 44% par rapport au cas sans contrôle est obtenue pour une fréquence d'actionnement de $St_H=0.12$. Pour des valeurs de St_H plus élevées, la pression au culot augmente avec la fréquence, tout en restant inférieure à celle du cas sans contrôle.

La description des champs de vitesse moyenne met en évidence une forte corrélation entre les fluctuations de vitesse dans le sillage proche de la maquette et la pression moyenne mesurée au culot. En effet, les dépressions importantes mesurées pour les basses fréquences d'actionnement sont associées à des niveaux de fluctuation élevés et étendus dans le sillage, indiquant que l'écoulement de sillage est très instationnaire. Pour des fréquences plus importantes, les niveaux maximaux de fluctuations sont plus faibles et confinés dans la couche de cisaillement supérieure moyenne, le reste de l'écoulement de sillage étant quasiment stationnaire. L'identification au sol d'un point selle P_s indique qu'une diminution de la longueur de recirculation est obtenue aux basses fréquences d'actionnement.

L'analyse par moyenne de phase permet ensuite d'identifier les différents mécanismes aérodynamiques induits par le contrôle en fonction de la fréquence d'actionnement. Ces mécanismes sont récapitulés sur la figure II.32 en fonction de la fréquence. Le contrôle introduit deux perturbations locales à proximité de l'arête du culot sur un cycle d'actionnement. La première perturbation, issue du début de la phase de soufflage, résulte en une structure tourbillonnaire T_s de petite dimension. La seconde, en opposition de phase avec la première, est due à l'arrêt du soufflage et son évolution dans le sillage est fortement dépendante de la fréquence d'actionnement. Pour des basses fréquences d'actionnement, le temps important entre les deux phases de soufflage engendre la naissance et l'amplification d'une structure tourbillonnaire T_f dans le sillage. Pour $St_H \leq 0.1$, T_f est convectée sans interaction visible avec une autre structure dans le champ de mesure. En revanche, pour $St_H > 0.1$, un mécanisme d'appariement entre T_f et T_s , issue de la phase de soufflage du cycle d'actionnement suivant, est observable. Ce processus d'appariement n'a pas d'effet significatif sur la dynamique de la structure. En revanche, pour les fréquences d'actionnement plus élevées ($St_H > 0.24$), ce processus est plus précoce et empêche l'amplification de la structure. Il en résulte une structure tourbillonnaire de plus en plus petite avec l'augmentation de la fréquence d'actionnement. Pour les fréquences d'actionnement étudiées les plus élevées, une perte de cohérence spatiale prématurée est observée, due aux fortes interactions existantes entre les perturbations générées lors des cycles d'actionnement successifs.

L'application d'un modèle simplifié de tourbillon permet de quantifier l'évolution de certaines caractéristiques de cette structure en fonction du temps. En particulier, l'évolution de sa taille en fonction de la fréquence d'actionnement ainsi que le gradient de pression radial la traversant semblent corrélés avec la pression moyenne mesurée au culot. En effet, l'évolution du saut de pression maximal à travers la structure en fonction de la fréquence d'actionnement est qualitativement similaire à celle des valeurs de $\overline{C_p}$ mesurées au culot. Une étude plus approfondie est toutefois nécessaire pour compléter cette première analyse.

Dans tous les cas, le contrôle appliqué à cette géométrie à culot droit ne permet pas

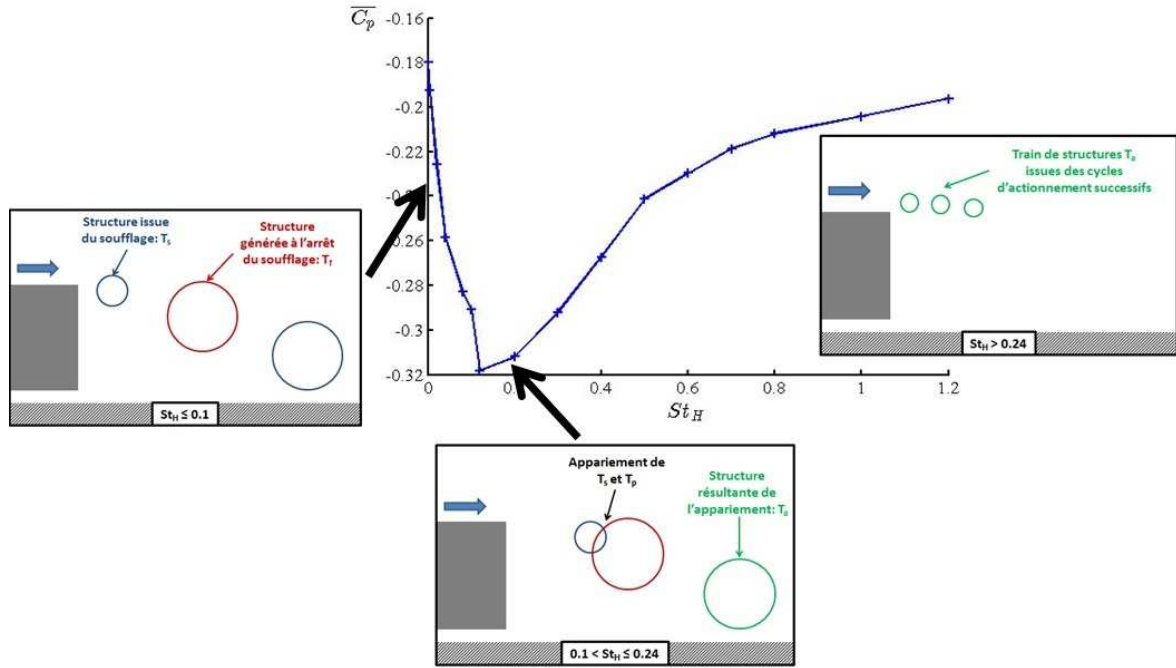


FIGURE II.32 – Synthèse des mécanismes observés en fonction de la fréquence d'actionnement.

d'obtenir une augmentation de pression au culot de la maquette et donc de gain en traînée. Certains travaux impliquant des profils d'ailes avec incidence [5, 92] ou des rampes descendantes [104] montrent que jusqu'à une certaine valeur d'angle, les jets permettent de recoller l'écoulement moyen sur le volet. De nombreuses études associant des jets à un élément déflecteur passif montrent qu'une telle combinaison peut conduire à des gains significatifs en traînée sur des corps non profilés [41, 82, 124]. Par conséquent, la partie suivante propose d'étudier l'influence de volets déflecteurs passifs, combinés avec le système de jets pulsés.

II.3 Adjonction d'éléments passifs

L'influence des jets pulsés combinés à des éléments déflecteurs de type volets positionnés à l'arrière de la maquette, comme illustré sur la figure II.1, est étudiée. L'objectif principal est de comprendre le rôle éventuel joué par le volet déflecteur sur les perturbations introduites par le contrôle et si la combinaison du volet avec les jets pulsés peut éventuellement mener à un gain en traînée aérodynamique.

II.3.1 Influence de l'angle de volet sans contrôle

Dans ce paragraphe, l'influence de l'angle de volet β sans contrôle sur les caractéristiques de l'écoulement de sillage est analysée. Les profils verticaux du coefficient de pression statique C_p pour les différentes géométries de culot sont illustrés sur la figure II.33. La distribution de pression est assez uniforme sur la hauteur de la maquette pour l'ensemble des géométries de culot. De plus, l'angle de volet a une influence significative sur la pression au culot. En effet, l'utilisation du volet d'angle $\beta = 10^\circ$ permet d'augmenter la valeur moyenne de C_p d'environ 20%. Pour des valeurs de β supérieures, cette valeur moyenne diminue avec l'augmentation de β jusqu'à une valeur inférieure à celle mesurée pour la géométrie à culot droit lorsque $\beta = 30^\circ$.

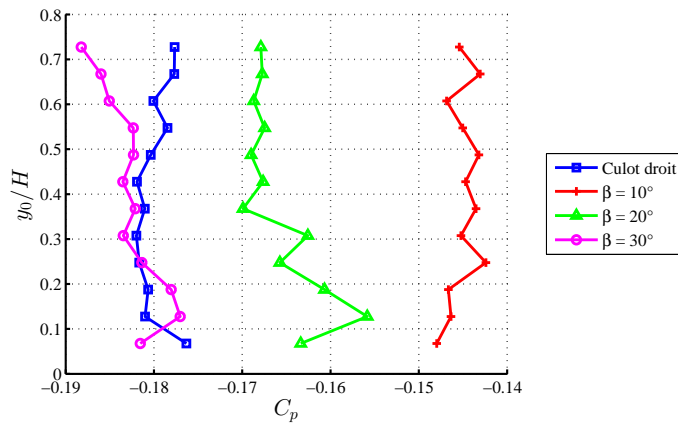


FIGURE II.33 – Profils verticaux de $C_p(y_0)$ au culot dans le plan médian pour les différentes géométries de culot.

Géométrie	Culot droit $\overline{C_p}^{\text{ref}}$	$\beta = 10^\circ$	$\beta = 20^\circ$	$\beta = 30^\circ$
$\overline{C_p}$	-0.180	-0.145	-0.166	-0.183
$\frac{\overline{C_p}^{\text{ref}} - \overline{C_p}}{\overline{C_p}^{\text{ref}}}$	-	+19.4%	+7.8%	-1.7%

TABLE II.6 – Valeurs de $\overline{C_p}$ sans contrôle en fonction de la géométrie de culot de la maquette.

Les cartographies de vitesse moyenne présentées sur la figure II.34 permettent d'associer les différentes valeurs de pression statique observées en figure II.33 à des modifications de la

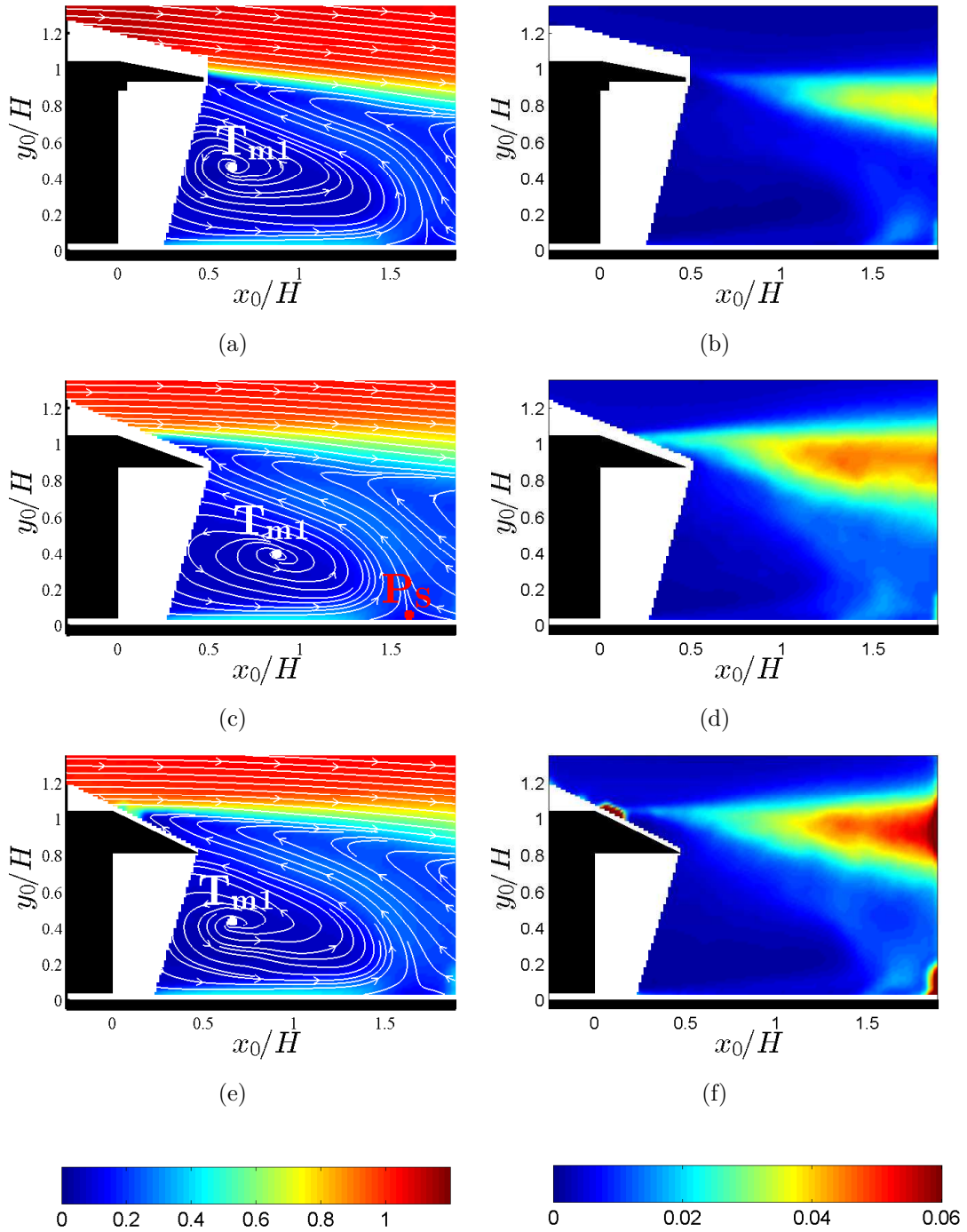


FIGURE II.34 – Cartographies de la norme de la vitesse normalisée \bar{u}/U_∞ avec lignes de courant moyennes pour les cas sans contrôle avec $\beta = 10^\circ$ (a), $\beta = 20^\circ$ (c) et $\beta = 30^\circ$ (e) et cartographies de l'énergie cinétique des fluctuations E_t pour les cas sans contrôle avec $\beta = 10^\circ$ (b), $\beta = 20^\circ$ (d) et $\beta = 30^\circ$ (f).

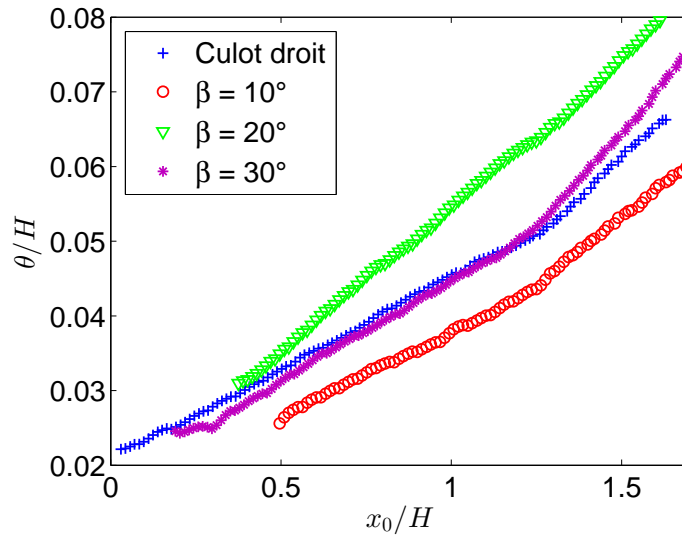


FIGURE II.35 – Evolution de l'épaisseur de quantité de mouvement θ avec x_0/H pour chacune des géométries de culot.

topologie du sillage par le volet. En effet, la couche de cisaillement supérieure est fortement modifiée par les différents éléments passifs. Afin de quantifier ces modifications, une estimation de l'épaisseur de quantité de mouvement θ est effectuée en considérant, pour chaque position x_0 , le profil de vitesse vertical au dessus du point où la composante de vitesse longitudinale $\overline{u_x}$ vaut zéro.

Pour l'angle $\beta = 10^\circ$, le volet induit une vectorisation de l'écoulement, ce qui permet de diminuer la hauteur du sillage. Des profils verticaux de vitesse complémentaires sont obtenus par anémométrie à fil chaud dans la région de l'écoulement au dessus du volet, pour $x_0/H = 0.2$. Ces profils, présentés en figure II.36, montrent que l'écoulement moyen pour $\beta = 10^\circ$ est encore collé à la paroi du volet, ce qui induit cet effet de vectorisation. Par conséquent, le point de décollement de la couche limite se situe en aval de l'arête formée par le toit de la maquette et le volet et la couche limite continue à se développer, malgré le gradient de pression adverse dû à l'angle de volet. La pression statique est donc plus importante au point de décollement que pour les autres géométries de volet pour lesquelles l'écoulement décolle plus en amont. En outre, une analyse de l'évolution de θ en fonction de x_0 (figure II.35) montre que la valeur de θ est plus faible pour $\beta = 10^\circ$ que pour le culot droit. En revanche, le taux de croissance est proche pour les deux géométries.

Pour $\beta = 20$ et 30° , les profils en proche paroi présentés sur la figure II.36 associés aux mesures par tube de Pitot et par PIV (figures II.34(c) et II.34(e)) indiquent la présence d'une zone de recirculation au dessus du volet pour $y_0/H < 1$. Par conséquent, les volets n'induisent pas d'effet de vectorisation comme celui observé pour $\beta = 10^\circ$. Pour $\beta = 20^\circ$, le taux de croissance de la couche de cisaillement, observé en figure II.35, est plus important que pour les autres géométries. Le volet modifie donc de manière non négligeable le développement de la couche cisailée. En revanche, pour $\beta = 30^\circ$, l'évolution de θ est proche de celle observée pour la géométrie à culot droit, ce qui indique que les couches de cisaillement pour ces deux géométries se développent de manière semblable. L'angle de $\beta = 30^\circ$ est donc

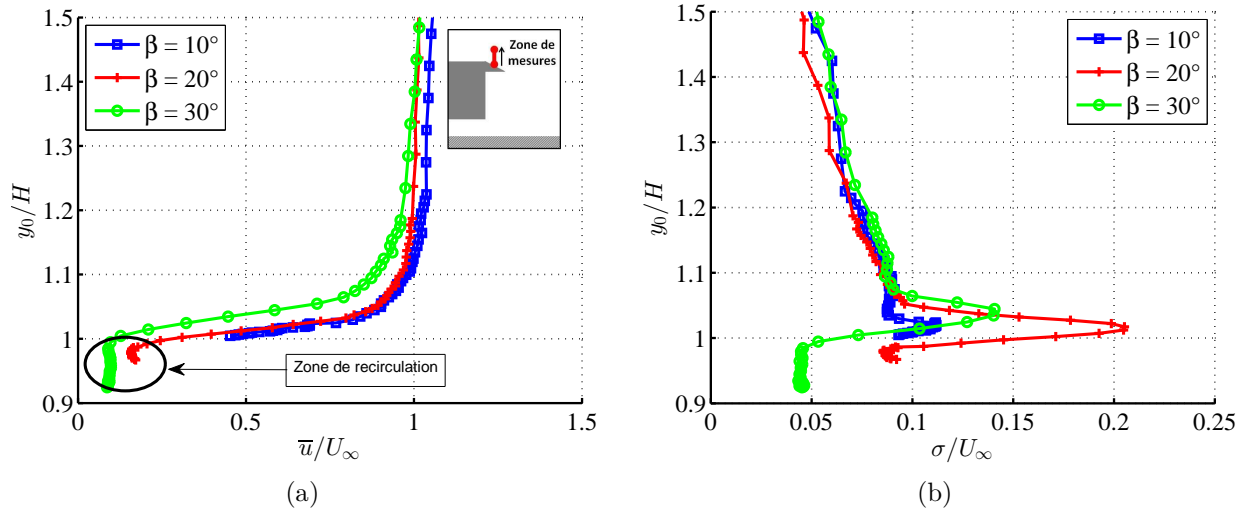


FIGURE II.36 – Profils verticaux de vitesse moyenne (a) et des fluctuations de vitesse (b), mesurés par anémométrie à fil chaud au dessus des volets à $x_0/H=0.2$.

suffisamment important pour ne pas affecter le développement de la couche de cisaillement.

En ce qui concerne la zone de recirculation, la position du centre tourbillonnaire T_{m1} évolue significativement en fonction de l'angle de volet β . En effet, elle fluctue ici entre $x_0/H = 0.5$ et $x_0/H = 1$ pour une hauteur quasiment constante de y_0/H de 0.4. Il est par conséquent difficile d'établir un lien direct entre les caractéristiques de T_{m1} et les niveaux de pression mesurés au culot.

Les cartographies d'énergie cinétique des fluctuations de vitesse E_t apportent des informations supplémentaires sur l'écoulement de sillage. En effet, pour l'ensemble des géométries de volet, les fluctuations sont principalement confinées dans la couche de cisaillement supérieure. Dans le reste du sillage, le niveau de fluctuation reste faible. Pour le volet d'angle $\beta = 20^\circ$, le pic des fluctuations de vitesse observé sur la figure II.36(b) est bien plus important que pour les deux autres valeurs de β . Dans cette région de l'écoulement, la cartographie de E_t en figure II.34(d) montre également un niveau de fluctuations global élevé, associé à un taux de croissance de la couche de cisaillement plus important que pour les autres géométries, comme observé sur la figure II.35. Ces résultats semblent résulter, pour ce nombre de Reynolds, d'une position de la ligne de décollement naturelle située légèrement en aval de l'arête mais intermittente, contrairement au volet $\beta = 30^\circ$ pour laquelle le décollement est fixé au niveau de l'arête.

II.3.2 Evolution de $\overline{C_p}$ en fonction des paramètres de contrôle

Afin d'estimer l'influence de la combinaison d'un volet avec des jets pulsés, des mesures de pression statique au culot de la maquette sont réalisées en faisant varier l'angle du volet β , la fréquence d'actionnement St_H et le coefficient de quantité de mouvement C_μ . La figure II.37(a) donne l'évolution de $\overline{C_p}$ en fonction de St_H et de β pour une valeur de C_μ fixée à 6×10^{-4} .

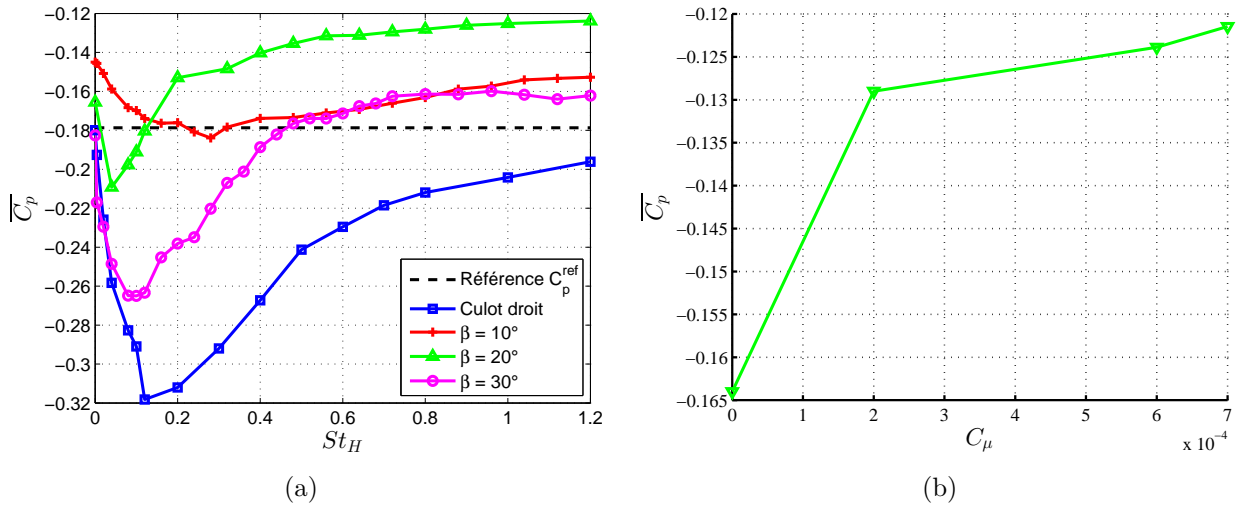


FIGURE II.37 – Evolution du coefficient de pression statique moyen $\overline{C_p}$ en fonction de la fréquence d'actionnement St_H pour $C_\mu = 6 \times 10^{-4}$ (a), du coefficient de quantité de mouvement C_μ pour $\beta = 20^\circ$, $St_H = 1.2$ (b). Les valeurs de $\overline{C_p}$ pour $C_\mu = 0$ et pour $St_H = 0$ correspondent aux cas sans contrôle.

Les courbes de $\overline{C_p}$ montrent que l'association d'un volet et de jets pulsés a une influence significative sur les niveaux de pression au culot de la maquette. En effet, pour des paramètres d'actionnement identiques, des niveaux de $\overline{C_p}$ différents sont obtenus en fonction de l'angle β . Cependant, quelle que soit la valeur de β , l'évolution de $\overline{C_p}$ avec St_H consiste en une phase de décroissance suivie d'une phase de croissance. Pour $\beta = 10^\circ$, l'évolution de $\overline{C_p}$ sur la plage de fréquence étudiée est plus faible que pour les autres angles, ce qui indique une influence moindre du contrôle pour cette valeur de β . Ceci peut éventuellement s'expliquer par le fait que le décollement est situé à proximité du bord de fuite du volet, comme illustré sur la figure II.34(a). Par conséquent, la perturbation générée par les jets pulsés n'est pas introduite à proximité de la ligne de décollement naturelle et évolue différemment dans le sillage de la maquette. De plus, tout comme pour la géométrie à culot droit, l'actionnement du contrôle ne permet pas d'augmenter la pression au culot par rapport au cas sans contrôle.

Avec l'adjonction d'un volet déflecteur passif d'angle β de 20 ou 30° , les dépressions maximales mesurées au culot pour des basses fréquences d'actionnement sont moins importantes que pour la géométrie à culot droit. De plus, elles sont atteintes pour des valeurs de St_H plus faibles, respectivement 0.04 et 0.08 pour $\beta = 20$ et 30° . Pour des fréquences d'actionnement supérieures, l'augmentation de St_H s'effectue de manière asymptotique. La valeur maximale de $\overline{C_p}$ est atteinte pour $St_H = 1.2$ et $\beta = 20^\circ$, et correspond à une augmentation de pression de 31.1% comparé à $\overline{C_p}^{ref}$ et de 25.3% comparé à la valeur de pression obtenue par l'apport du volet seul et identifiée dans le tableau II.7 par $\overline{C_p}^0$. En revanche, pour $\beta = 30^\circ$, le gain maximal obtenu est limité à 11% comparé à $\overline{C_p}^{ref}$. Le contrôle est donc plus efficace lorsqu'il est combiné à l'angle de volet 20° .

L'influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ est donnée en figure II.37(b) pour le cas d'actionnement permettant d'obtenir le gain en $\overline{C_p}$ le plus important : $\beta = 20^\circ$ et

Géométrie	Culot droit	$\beta = 10^\circ$	$\beta = 20^\circ$	$\beta = 30^\circ$
\overline{C}_p^0	$\overline{C}_p^{\text{ref}} = -0.180$	-0.145	-0.166	-0.183
$\overline{C}_p^{\text{max}}$	-0.196	-0.153	-0.124	-0.162
$(\overline{C}_p^0 - \overline{C}_p^{\text{max}}) / \overline{C}_p^0$	-8.9%	-5.5%	25.3%	11.5%
$(\overline{C}_p^{\text{ref}} - \overline{C}_p^{\text{max}}) / \overline{C}_p^{\text{ref}}$	-8.9%	15.0%	31.1%	10%

TABLE II.7 – Récapitulatif des gains en pression obtenus par le contrôle selon les géométries de culot. \overline{C}_p^0 représente la valeur de pression pour le volet seul et $\overline{C}_p^{\text{max}}$ représente le gain maximal obtenu avec le contrôle.

$St_H = 1.2$. Les mesures réalisées montre que ce paramètre est moins influent sur la pression au culot que la fréquence d'actionnement. En effet, une fois les jets actionnés, l'écart maximal de \overline{C}_p mesuré est seulement de 6% entre $C_\mu = 2 \times 10^{-4}$ et 7×10^{-4} , la valeur de C_μ maximale atteignable lors de ces essais. Une légère augmentation de la pression au culot est observée avec un C_μ croissant. La courbe indique toutefois que les gains pourraient être plus importants pour des valeurs de C_μ supérieures à 7×10^{-4} . Toutefois, ceci engendrerait également une augmentation de l'énergie consommée par le système de contrôle.

Etant donné la faible influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ comparée à celle de la fréquence d'actionnement St_H , la valeur de C_μ reste fixée à 6×10^{-4} dans la suite du chapitre.

II.3.3 Analyse des caractéristiques du sillage moyen

Les résultats de pression au culot présentés dans la section précédente montrent que l'adjonction d'un volet déflecteur passif combiné aux jets pulsés ne modifie que peu la manière dont la pression évolue avec la fréquence d'actionnement. En effet, pour toutes les géométries de culot, un actionnement à basse fréquence engendre une diminution de la pression moyenne au culot jusqu'à atteindre une valeur minimale. Une fois ce minimum de pression atteint, la pression au culot augmente avec la fréquence d'actionnement. Cependant, les niveaux de \overline{C}_p pour une fréquence d'actionnement donnée sont eux dépendants de l'angle de volet β . Afin de déterminer l'influence de β , les cartographies de vitesse moyenne \overline{u} et d'énergie cinétique E_t sont respectivement données pour les volets d'angle $\beta = 10, 20$ et 30° sur les figures II.38, II.39 et II.41 pour deux fréquences d'actionnement : $St_H = 0.1$ et $St_H = 1.2$. Afin de faciliter l'analyse des résultats, la cartographie obtenue pour le cas sans contrôle accompagne systématiquement celles obtenues pour les cas avec contrôle.

Ces cartographies montrent que l'action du contrôle sur les caractéristiques moyennes de l'écoulement de sillage dépend fortement de l'angle de volet β . Pour $\beta = 10^\circ$ (figure II.38), les modifications engendrées par le contrôle à $St_H = 0.1$ et à $St_H = 1.2$ sont moins importantes que pour la géométrie à culot droit, ce qui corrèle bien avec les faibles variations de pression observées précédemment. En effet, la comparaison des champs de \overline{u} avec le cas sans contrôle ne met en évidence aucune différence significative. La topologie de l'écoulement est similaire et l'effet de vectorisation apporté par le volet n'est pas modifié par le contrôle. En revanche, les cartographies de E_t montrent que l'actionnement du contrôle augmente légèrement les niveaux de fluctuations de vitesse dans la région de la couche de cisaillement supérieure. Dans le reste du sillage, le niveau de E_t est légèrement plus élevé pour $St_H = 0.1$ que pour

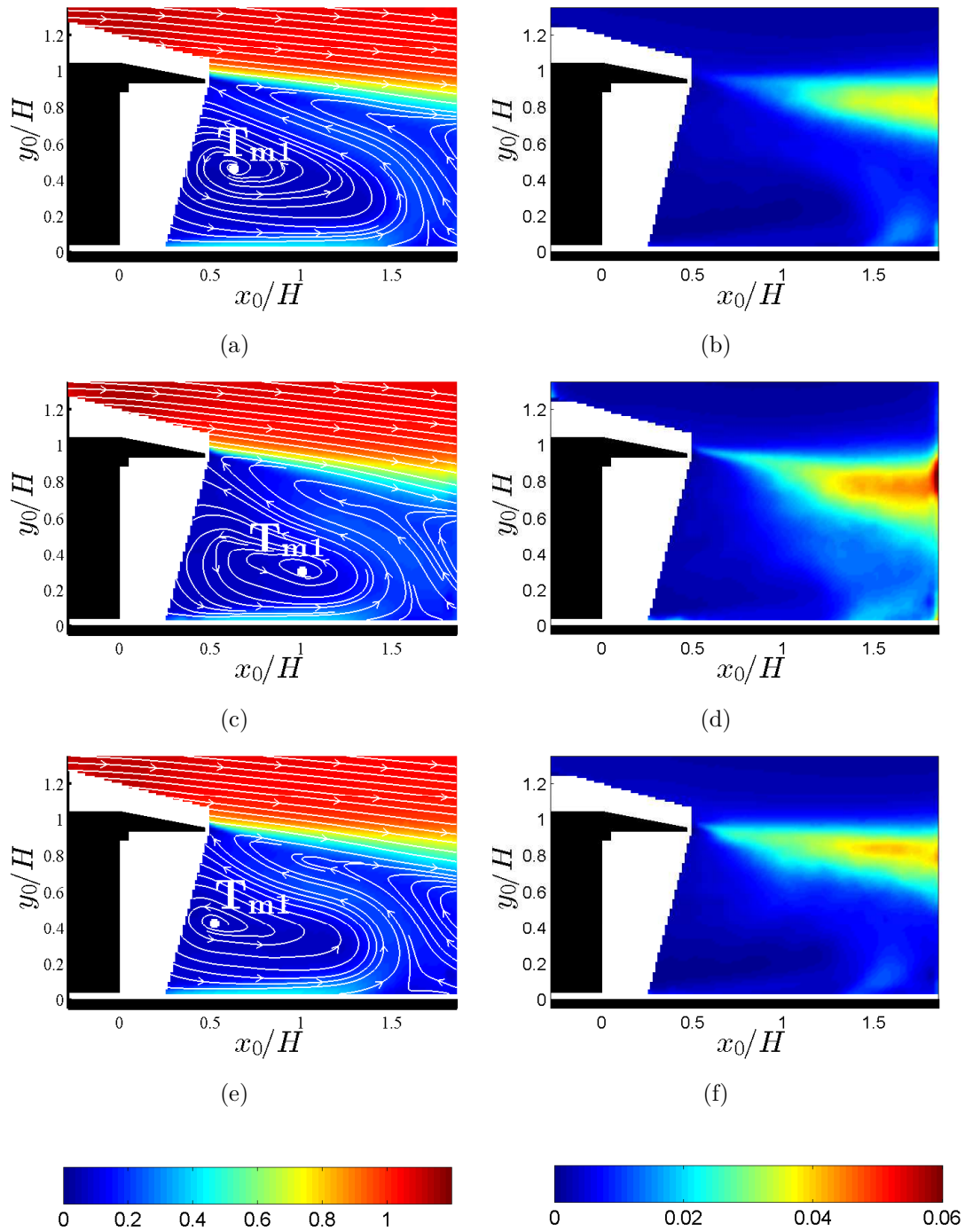


FIGURE II.38 – Cartographies de la norme de la vitesse normalisée \bar{u}/U_∞ avec lignes de courant moyennes pour les cas sans contrôle (a) et avec contrôle à $St_H = 0.1$ (c) et $St_H = 1.2$ (e) et cartographies de l'énergie cinétique des fluctuations E_t pour les cas sans contrôle (b) et avec contrôle à $St_H = 0.1$ (d) et $St_H = 1.2$ (f), pour la géométrie de culot avec volet d'angle $\beta = 10^\circ$.

$St_H = 1.2$. Toutefois, le peu de différences notables entre les caractéristiques moyennes des écoulements de sillage sans contrôle et avec contrôle souligne la faible influence des perturbations générées pour cet angle de volet et explique les faibles évolutions de $\overline{C_p}$ observées en figure II.37(a). Ces résultats illustrent l'importance du positionnement des jets par rapport à la ligne de décollement naturelle de l'écoulement sur le développement des perturbations instationnaires générées par le contrôle. En effet, les résultats issus de l'étude bibliographique montrent que le contrôle est généralement appliqué à proximité de la ligne de décollement naturelle pour une efficacité maximale [71, 86].

La géométrie de culot avec un volet d'angle $\beta = 20^\circ$, combinée à un actionnement des jets à $St_H = 1.2$, est la configuration pour laquelle l'augmentation de pression mesurée au culot est la plus importante. Pour cette fréquence d'actionnement, les lignes de courant en figure II.39(e) montrent que la couche de cisaillement supérieure reste collée jusqu'au bord de fuite du volet sous l'effet du contrôle. Il en résulte un effet important de vectorisation de l'écoulement moyen ainsi qu'une diminution de la hauteur du sillage. Afin de quantifier cette diminution, H_s est défini comme étant la hauteur du sillage à une distance $x_0/H = 1$ du culot et correspondant à la distance verticale entre le sol et le point de la couche de cisaillement où la vitesse moyenne est égale à $U_\infty/2$. L'évolution de H_s en fonction de St_H est donnée sur la figure II.40(b) et montre qu'une diminution maximale de H_s d'environ 30% est atteinte pour $St_H \geq 0.1$. Toutefois, pour $St_H = 0.1$, cet effet est associé à un niveau de fluctuation de vitesse très important, comme illustré en figure II.39(d) par la cartographie de E_t . Ces niveaux importants indiquent que l'écoulement de sillage est fortement instationnaire. Ils sont probablement la trace moyenne de mécanismes instationnaires similaires à ceux engendrés à basse fréquence d'actionnement pour la géométrie à culot droit et identifiés dans la partie II.2.2. Pour $St_H = 1.2$, l'analyse de la cartographie de E_t (figure II.39(f)) montre que les perturbations générées par le contrôle à cette fréquence permettent de diminuer de manière conséquente les fluctuations dans le sillage. En effet, ces dernières sont essentiellement confinées dans la couche de cisaillement supérieure et le niveau de fluctuation dans les autres régions du sillage est grandement diminué par rapport au cas sans contrôle (figure II.39(b)). Enfin, l'évolution de la position du point selle P_s , X_{L_s} , telle que définie dans la section II.2.2, est donnée en fonction de St_H sur la figure II.40(a). A basse fréquence, une diminution de X_{L_s} est associée à une diminution de la pression au culot, ce qui corrèle bien avec les résultats présentés pour la géométrie à culot droit. En revanche pour des fréquences d'actionnement plus élevées où des gains en pression au culot sont mesurés, la valeur de X_{L_s} est proche de celle obtenue dans le cas non contrôlé, ce qui indique que l'augmentation de $\overline{C_p}$ au culot n'est pas liée à l'éloignement de ce point du culot. Ce résultat souligne donc que la diminution de la hauteur de sillage moyenne joue un rôle important dans l'augmentation des pressions au culot.

L'évolution de $\overline{C_p}$ en fonction de la fréquence d'actionnement pour la géométrie avec le volet d'angle $\beta = 30^\circ$ est similaire à celle observée pour la géométrie à culot droit. L'étude de la cartographie de vitesse moyenne \bar{u} pour $St_H = 0.1$ montre que la topologie du sillage moyen sous l'effet du contrôle est similaire à celle observée pour la géométrie à culot droit en figure II.13(c). En effet, l'actionnement des jets ne permet pas à l'écoulement moyen de rester collé sur le volet. Par conséquent, l'écoulement n'est pas autant vectorisé que pour $\beta = 20^\circ$ à la même fréquence d'actionnement. De plus, une structure tourbillonnaire moyenne T_{m2} , contra-rotative à T_{m1} est présente dans la champ de mesure. Cette structure moyenne est la trace de mécanismes instationnaires similaires à ceux identifiés dans la section II.2.2 et

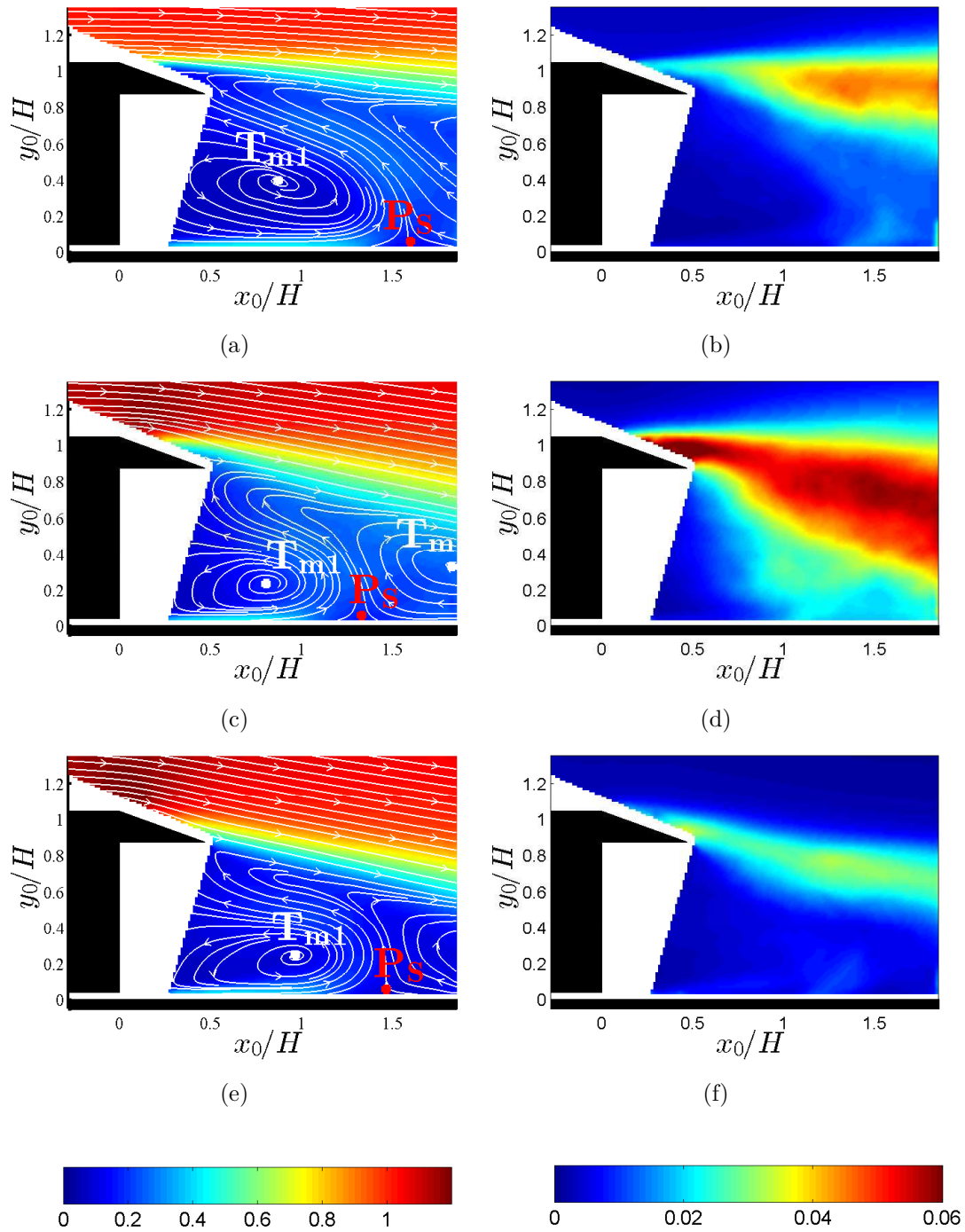


FIGURE II.39 – Cartographies de la norme de la vitesse normalisée \bar{u}/U_∞ avec lignes de courant moyennes pour les cas sans contrôle (a) et avec contrôle à $St_H = 0.1$ (c) et $St_H = 1.2$ (e) et cartographies de l'énergie cinétique des fluctuations E_t pour les cas sans contrôle (b) et avec contrôle à $St_H = 0.1$ (d) et $St_H = 1.2$ (f), pour la géométrie de culot avec volet d'angle $\beta = 20^\circ$.

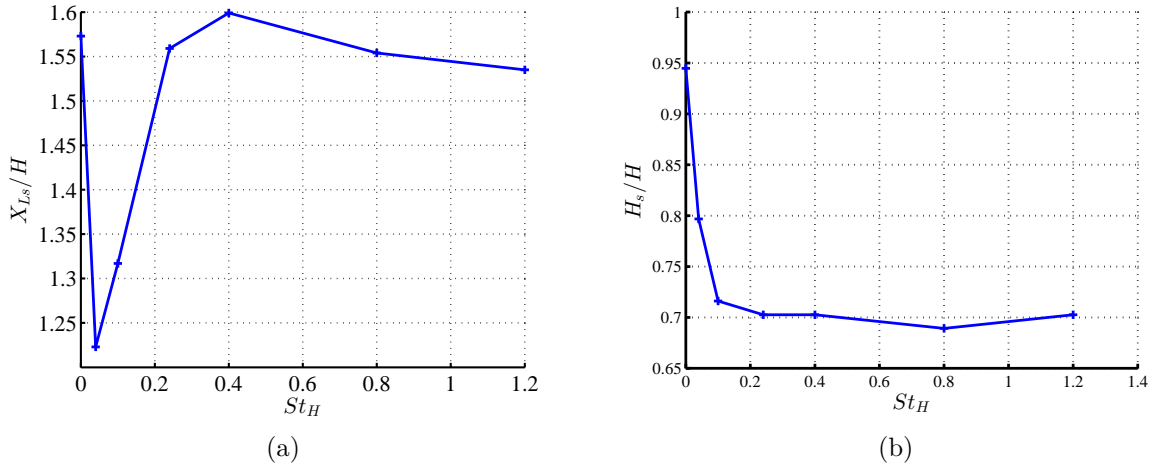


FIGURE II.40 – Evolution de la position X_{L_s} selon l'axe \vec{x}_0 du point selle P_s (a) et de la hauteur de sillage H_s (b) en fonction de la fréquence d'actionnement St_H .

engendrés par le contrôle pour cette fréquence d'actionnement. Le niveau des fluctuations de vitesse observé dans l'ensemble du sillage sur la cartographie de E_t en figure II.41(d) atteste également du caractère fortement instationnaire de l'écoulement de sillage.

Pour $St_H = 1.2$, l'effet des perturbations générées par le contrôle sur les caractéristiques moyennes du sillage est similaire à celui observé précédemment pour $\beta = 20^\circ$. En effet, malgré un angle β plus important, l'effet de vectorisation est identique pour les deux géométries. En revanche, l'étude des lignes de courant (figure II.41(e)) montre que le sillage se symétrise sous l'effet du contrôle avec l'apparition dans le champ de mesure d'une structure tourbillonnaire moyenne T_{m2} , positionnée au dessus de T_{m1} . La cartographie de E_t sur la figure II.41(f) indique que les niveaux de fluctuation sont élevés dans la couche de cisaillement supérieure et plus particulièrement dans la région au dessus du volet. L'ensemble de ces résultats montre que cet angle de 30° est trop important pour l'application du contrôle dans cette étude.

Ces résultats ainsi que ceux présentés dans la section II.3.2 soulignent la nécessité de combiner le système de jets pulsés tel que conçu dans cette étude, à un volet passif d'angle adapté afin d'augmenter la pression au culot de la maquette et donc d'obtenir d'éventuelles réductions de traînée aérodynamique. En effet, les modifications des caractéristiques moyennes de l'écoulement de sillage par le contrôle sont différentes selon l'angle de volet β et traduisent une évolution des perturbations générées par le contrôle différente pour chaque géométrie. En particulier, la combinaison d'un volet d'angle $\beta = 20^\circ$ et des jets actionnés à $St_H = 1.2$ permet d'obtenir une augmentation maximale de pression au culot. Cette augmentation est associée à une vectorisation importante de l'écoulement incident engendrant une hauteur de sillage réduite ainsi qu'à une forte diminution des fluctuations de vitesse dans le sillage proche de la maquette. L'actionnement des jets pulsés associé aux deux autres angles β étudiés $\beta = 10$ et $\beta = 30^\circ$ permettant d'obtenir des augmentations de pression moins significatives, la suite de ce chapitre porte sur la géométrie de culot avec le volet d'angle $\beta = 20^\circ$.

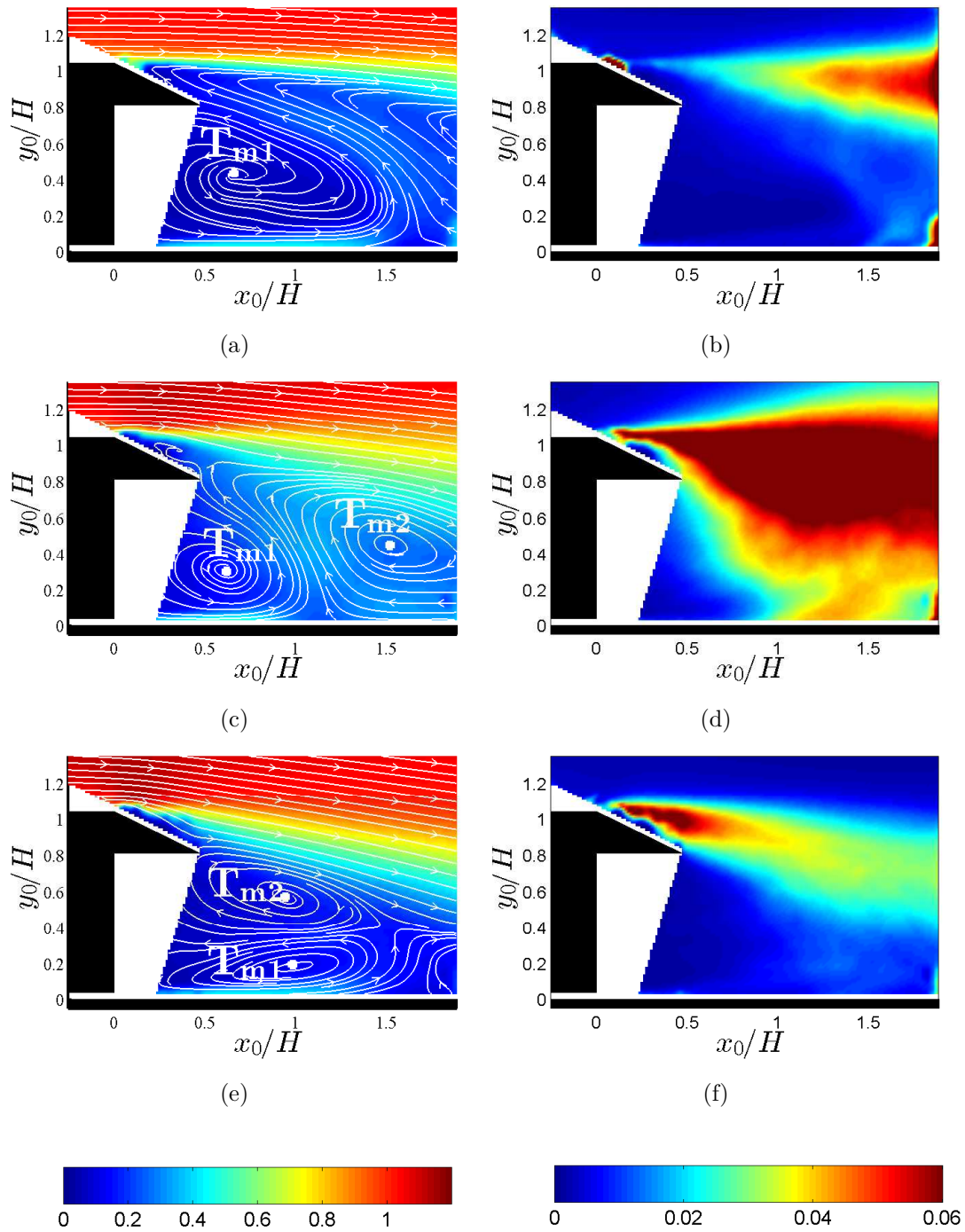


FIGURE II.41 – Cartographies de la norme de la vitesse normalisée \bar{u}/U_∞ avec lignes de courant moyennes pour les cas sans contrôle (a) et avec contrôle à $St_H = 0.1$ (c) et $St_H = 1.2$ (e) et cartographies de l'énergie cinétique des fluctuations E_t pour les cas sans contrôle (b) et avec contrôle à $St_H = 0.1$ (d) et $St_H = 1.2$ (f), pour la géométrie de culot avec volet d'angle $\beta = 30^\circ$.

II.3.4 Analyse par moyenne de phase pour le volet d'angle $\beta = 20^\circ$

Afin d'étudier l'influence du volet d'angle $\beta = 20^\circ$ sur l'évolution des perturbations générées par le contrôle dans le sillage de la maquette, une analyse par moyenne de phase est réalisée. Tout comme pour la géométrie à culot droit dans le paragraphe II.2.2.3, la phase $\phi = 0^\circ$ est calée sur le début du soufflage. L'objectif de l'analyse par moyenne de phase étant d'identifier les perturbations générées par le contrôle, la zone de circulation dans la partie inférieure du sillage et son évolution temporelle ne sont pas discutées par la suite.

Analyse par moyenne de phase pour $St_H = 0.1$

La figure II.42 donne les cartographies de $\langle u \rangle$ normalisée par U_∞ pour un actionnement du contrôle à $St_H = 0.1$. Les vecteurs sont normalisés par la norme de vitesse locale et ont par conséquent une taille unique. L'analyse des caractéristiques moyennes de l'écoulement de sillage ayant montré que l'écoulement était fortement instationnaire, un cycle d'actionnement complet est étudié au travers de huit cartographies successives de vitesse espacées de 45° . Ces cartographies montrent que les niveaux élevés de fluctuations observés sur la figure II.39(d) sont dus aux passages consécutifs de deux structures tourbillonnaires dans le sillage. En effet, comme pour la géométrie à culot droit, le contrôle introduit deux perturbations locales à proximité de l'arête formée par le toit et le volet sur un cycle d'actionnement. Toutefois, sous l'influence du volet, les perturbations engendrées évoluent différemment.

Au début du soufflage (figure II.42(a)) pour $\phi = 0^\circ$, la zone de recirculation consiste principalement en une structure tourbillonnaire T_f^{p-1} de taille importante et issue du cycle d'actionnement précédent. En outre, l'écoulement est décollé de la paroi du volet. A la phase $\phi = 45^\circ$ (figure II.42(b)), la perturbation, générée au début de la phase de soufflage, engendre un effet de vectorisation local dans la région de l'écoulement au dessus du volet. A la phase $\phi = 90^\circ$ (figure II.42(c)), la structure tourbillonnaire T_s^p , issue du début de la phase de soufflage, quitte le bord de fuite du volet et est observable dans le champ de mesure. Contrairement à son équivalent pour la géométrie à culot droit (figure II.17(b)), elle est de plus grande dimension et plus proche du culot. En outre, la structure T_f^{p-1} est convectée et sort du champ de mesure. Le mécanisme d'appariement observé entre les deux structures pour la géométrie à culot droit n'a donc pas lieu ici. Entre les phases $\phi = 90^\circ$ et $\phi = 225^\circ$, T_s^p est amplifiée jusqu'à atteindre une dimension proche de la hauteur de la maquette H et à occuper l'ensemble de son sillage proche. L'arrêt de la phase de soufflage pour $\phi = 180^\circ$ engendre une nouvelle perturbation de l'écoulement. Cette dernière génère un nouvel effet de vectorisation au dessus du volet à la phase $\phi = 225^\circ$ avec un phénomène de battement de la couche de cisaillement supérieure. A la phase $\phi = 270^\circ$ (figure II.42(g)), une partie de l'écoulement vectorisé s'enroule pour former une nouvelle structure tourbillonnaire T_f^p qui va être à son tour amplifiée et convectée dans le sillage. Tout comme pour la géométrie à culot droit, on observe également la présence de régions de survitesse ($\approx 1.2U_\infty$) situées au dessus de T_f^p et de T_s^p .

Cette analyse par moyenne de phase met en évidence les quelques spécificités du développement des perturbations générées par le contrôle à $St_H = 0.1$. En effet, pour cette fréquence d'actionnement, les deux perturbations issues du début et de l'arrêt de la phase de soufflage engendrent deux structures tourbillonnaires de dimension équivalente à la hauteur

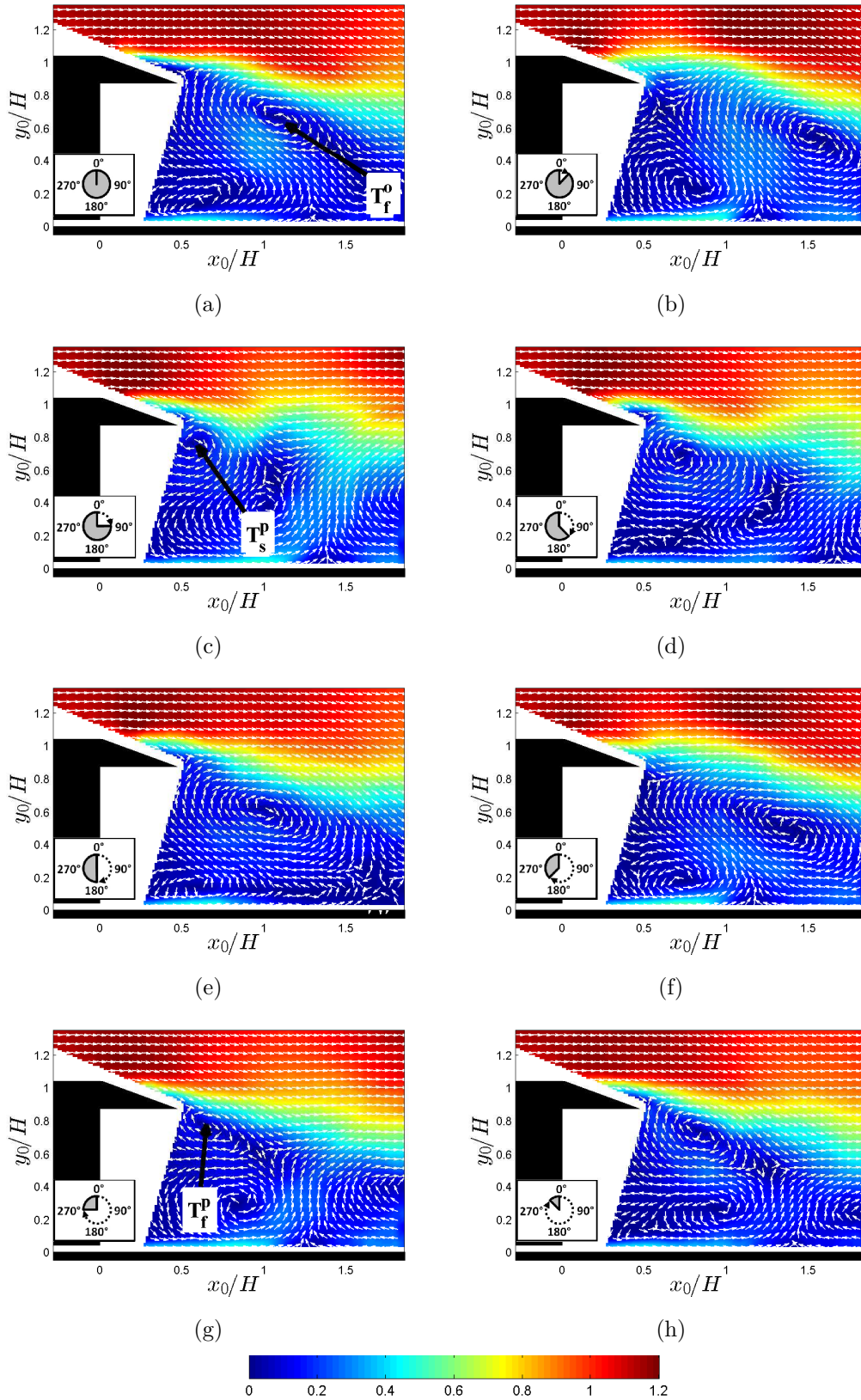


FIGURE II.42 – Cartographies de $\langle u \rangle$ pour la géométrie à volet $\beta = 20^\circ$ avec contrôle à $St_H = 0.1$: $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 45^\circ$ (b), $\phi = 90^\circ$ (c), $\phi = 135^\circ$ (d), $\phi = 180^\circ$ (e), $\phi = 225^\circ$ (f), $\phi = 270^\circ$ (g) et $\phi = 315^\circ$ (h). Les vecteurs sont normalisés par la norme de vitesse locale.

de la maquette H . En outre, la structure T_f se déplaçant plus rapidement que dans le cas de la géométrie à culot droit, aucun mécanisme d'appariement n'est ici observé entre T_f et T_s . Le volet joue donc un rôle primordial dans le devenir des perturbations locales engendrées par le contrôle à cette fréquence d'actionnement.

Analyse par moyenne de phase pour $St_H = 1.2$

Les cartographies de $\langle u \rangle$ pour le cas contrôlé à $St_H = 1.2$ sont données en figure II.43 pour quatre phases ϕ . Ces cartographies montrent que les perturbations générées par le contrôle à cette fréquence d'actionnement sont similaires à celles identifiées pour la géométrie à culot droit pour cette même fréquence. En effet, ces perturbations résultent en des ondulations de faible amplitude de la couche de cisaillement supérieure. Pour toutes les phases, la topologie de l'écoulement est proche de celle du champ moyen présenté sur la figure II.39(e), excepté dans la couche de cisaillement à proximité du bord de fuite du volet pour $x_0/H < 1$. Pour $x_0/H > 1$, l'amplitude des ondulations engendrées par les cycles d'actionnement précédents est atténuée et ces dernières sont dissipées. En outre, l'effet de vectorisation engendré par le contrôle est permanent, contrairement à ce qui est observé pour une fréquence d'actionnement $St_H = 0.1$. Cet effet de vectorisation génère, d'une part, une région de survitesse au dessus de l'arête formée par le toit de la maquette et le volet due à la courbure locale des lignes de courant et d'autre part, une interaction importante entre la couche de cisaillement et l'écoulement de retour issu de l'enroulement de l'écoulement de soubassement. Cette interaction est à nouveau mise en évidence et discutée dans la section II.3.6.

Les cartographies de vorticité $\langle \omega_{z_0} \rangle$, présentées pour les mêmes phases ϕ sur la figure II.44, permettent d'identifier l'existence de structures tourbillonnaires de petite dimension dans la région de l'écoulement au dessus du volet. Pour $x_0/H > 0.5$ en aval du bord de fuite du volet, les niveaux de vorticité sont importants dans la couche de cisaillement supérieure mais le manque de cohérence spatiale des motifs de vorticité indique la destructuration des tourbillons générés par le contrôle. Comme pour la géométrie   culot droit, cette perte de cohérence est caus e par une interaction importante entre les structures générées par les cycles d'actionnement successifs. De plus, la vectorisation permanente observée sur les champs de vitesse est due   la présence systématique durant tout le cycle d'actionnement d'une structure tourbillonnaire dans la région au dessus du volet. En effet, la structure tourbillonnaire générée pendant le cycle d'actionnement étudié est toujours localisée au dessus du volet pour $\phi = 270^\circ$, comme l'indique le motif de vorticité observé sur la figure II.44(d). Elle atteint le bord de fuite du volet seulement au début du cycle d'actionnement suivant (figure II.44(a)). Des niveaux importants de vorticité sont également observés dans la région de l'écoulement du soubassement de la maquette autour de $x_0/H = 0.5$. Ces motifs de vorticité évoluent dans le sillage   la même vitesse que les perturbations générées par le contrôle. Ces perturbations dans le soubassement n'existant pas pour la géométrie   culot droit, elles sont probablement la conséquence de l'interaction entre la couche de cisaillement supérieure et l'écoulement de soubassement. Une hypothèse plausible pourrait être que cette interaction engendre des ondes de pression synchronisées avec le contrôle et résultant en des fluctuations de vitesse dans l'écoulement de soubassement. Pour étudier la validité d'une telle hypothèse, des essais impliquant des mesures de pression instationnaire localisées en plusieurs endroit au culot pourraient être réalisés.

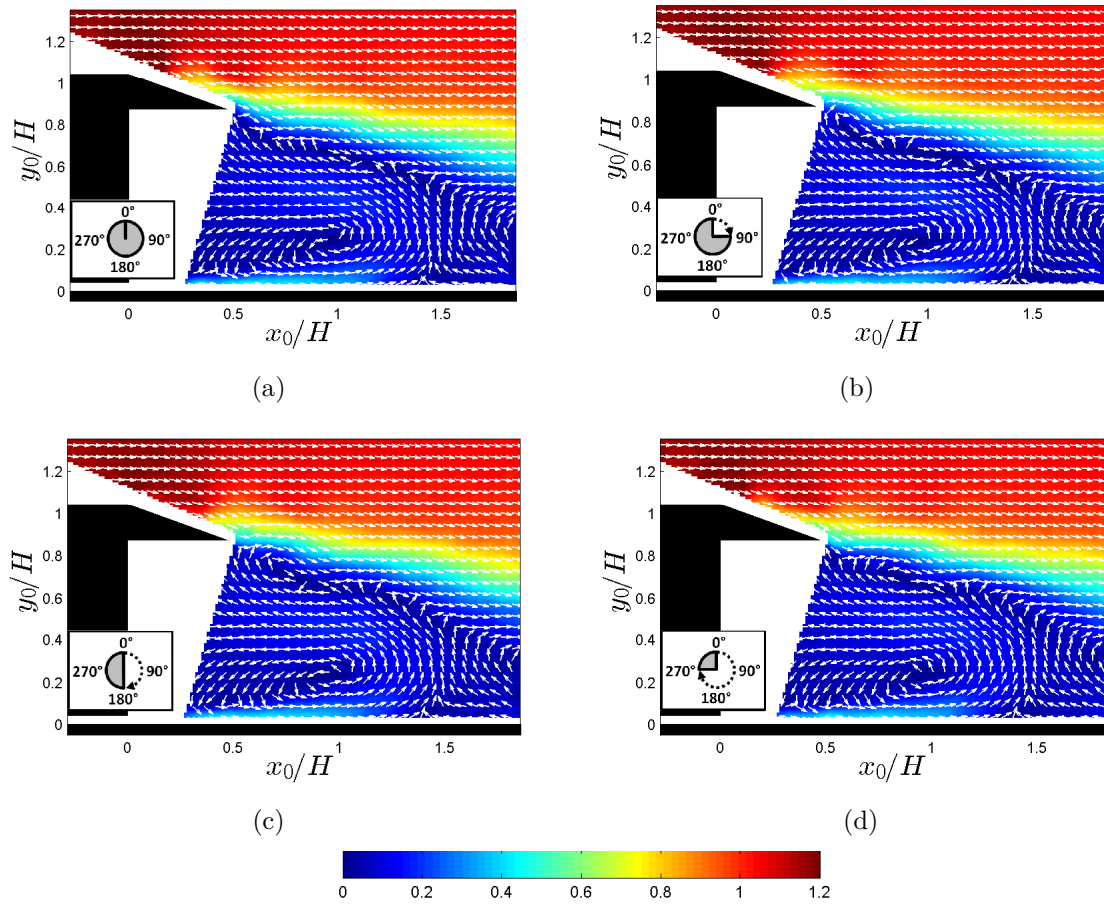


FIGURE II.43 – Cartographies de $\langle u \rangle$ pour la géométrie à volet $\beta = 20^\circ$ avec contrôle à $St_H = 1.2.1$: $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 90^\circ$ (b), $\phi = 180^\circ$ (c), $\phi = 270^\circ$ (d). Les vecteurs sont normalisés par la norme de vitesse locale.

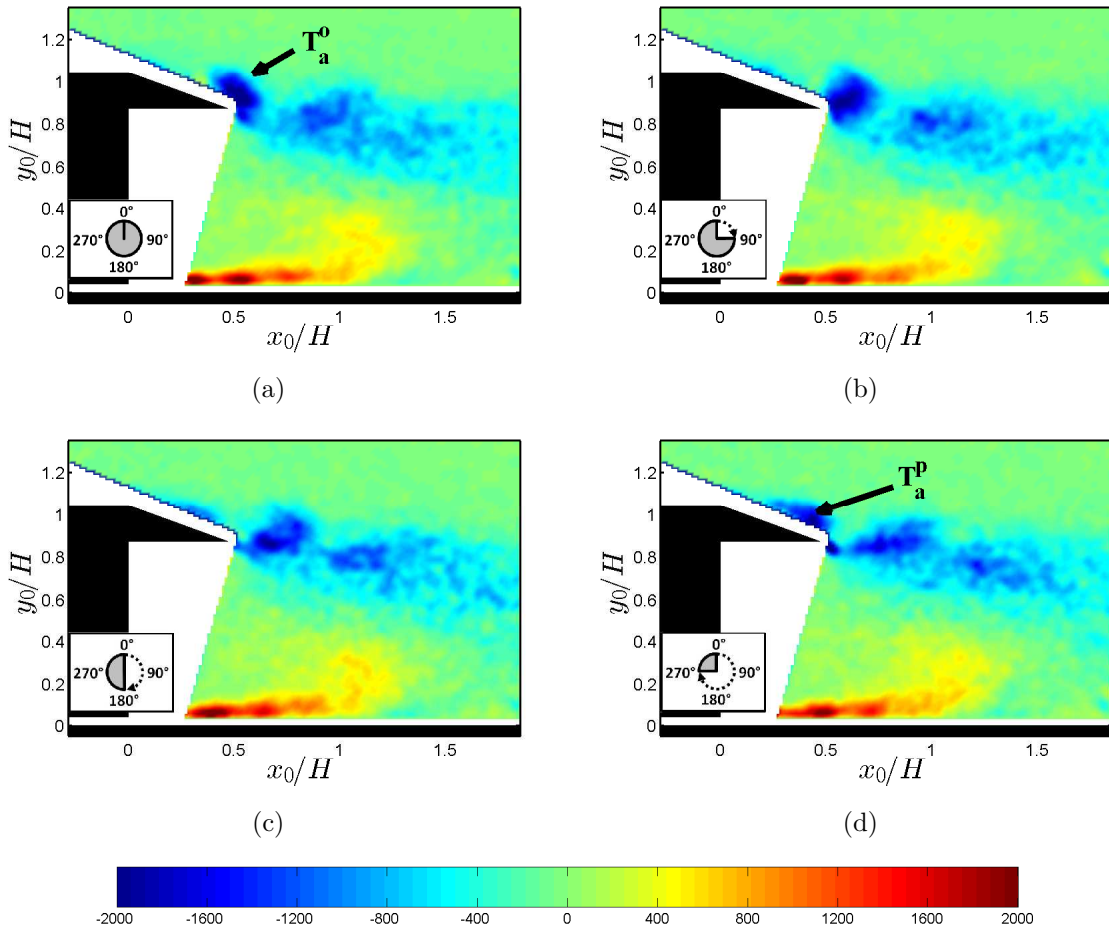


FIGURE II.44 – Cartographies de vorticité moyennés en phase $\langle \omega_{z_0} \rangle$ pour la géométrie de culot avec le volet d'angle $\beta = 20^\circ$ avec contrôle à une fréquence $St_H = 1.2$: $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 90^\circ$ (b), $\phi = 180^\circ$ (c), $\phi = 270^\circ$ (d).

La région de l'écoulement au dessus du volet n'étant pas intégralement résolue, il n'est ici pas possible d'étudier l'existence éventuelle du mécanisme d'appariement identifié pour cette fréquence avec la géométrie à culot droit. Cependant, la nature locale de ce mécanisme pour $St_H = 1.2$ et le fait d'observer une seule structure tourbillonnaire par cycle d'actionnement semblent indiquer que la présence du volet n'empêche pas l'appariement d'avoir lieu.

Les résultats présentés dans cette section et comparés à ceux obtenus pour la géométrie à culot droit ne permettent pas de conclure sur l'impact du volet et du contrôle sur les écarts de $\overline{C_p}$ mesurés au culot pour une fréquence d'actionnement donnée. En effet, pour $St_H = 0.1$, un écart de 35% de $\overline{C_p}$ est mesuré alors que le contrôle, associé au volet d'angle $\beta = 20^\circ$, engendre deux structures tourbillonnaires de grande dimension contre une seule pour la géométrie à culot. Il est donc nécessaire d'effectuer la même étude que pour la géométrie à culot droit afin de quantifier certaines caractéristiques des tourbillons générés à basse fréquence d'actionnement. Pour $St_H = 1.2$, l'augmentation de $\overline{C_p}$ observée est associée à l'effet de vectorisation permanent engendré par le contrôle ainsi que la diminution des fluctuations de vitesse dans le sillage proche de la maquette.

II.3.5 Caractéristiques des structures générées à basse fréquence

L'objectif de cette section est d'utiliser le modèle de tourbillon défini dans le paragraphe II.2.2.5 afin d'estimer les caractéristiques des tourbillons T_s et T_f engendrés par le contrôle à basse fréquence d'actionnement pour $St_H = 0.04$ et $St_H = 0.1$. L'analyse réalisée permet d'effectuer un premier lien entre les écarts de pression mesurés au culot pour la géométrie à culot droit et celle avec le volet d'angle $\beta = 20^\circ$ pour une fréquence d'actionnement donnée. Pour des fréquences supérieures, la présence du volet casse l'axisymétrie de ces tourbillons et empêche l'application du modèle. La base de temps utilisée, tU_∞/H , est égale à zéro au début de la phase de soufflage pour $\phi = 0^\circ$.

L'analyse de la figure II.45 permet de quantifier l'évolution de la taille des structures tourbillonnaires T_s et T_f ainsi que de celle de leur vitesse caractéristique u_0 en fonction du temps. Pour les deux fréquences d'actionnement étudiées, le rayon r_0 des structures tourbillonnaires T_s et T_f augmente fortement et atteint rapidement une valeur proche de $H/2$. La présence du volet n'a donc pas d'effet significatif sur la taille maximale de ces structures, similaire à celle observée pour la géométrie à culot droit. Pour $St_H = 0.04$, la structure T_f , prenant naissance à la fin de la phase de soufflage, atteint une taille légèrement plus importante que celle de T_s , dont la croissance s'arrête pour $tU_\infty/H = 7.5$ avec un rayon de $r_0/H \approx 0.4$. En revanche, lorsque les jets sont actionnés à la fréquence $St_H = 0.1$, les développements de T_s et T_f sont similaires, et espacés temporellement d'un délai de $tU_\infty/H = 5$, correspondant à une demi-période d'actionnement $T_{ac}/2$. Pour $tU_\infty/H \approx 7.5$, T_f prend naissance au niveau du bord de fuite du volet juste avant que T_s ne sorte du champ de mesure. Sur un cycle d'actionnement complet, il existe donc toujours une des structures dans le champ de mesure, visible à proximité du culot.

Bien que les dimensions de T_s et de T_f soient similaires à celle de T_c pour la géométrie à culot droit, l'évolution de u_0 en fonction du temps montre que le volet joue un rôle important sur le développement de T_s et de T_f . En effet, le volet induit une forte diminution des vitesses caractéristiques de rotation des tourbillons pour les deux fréquences étudiées. Pour la géométrie à culot droit, les valeurs maximales de u_0/U_∞ sont respectivement d'environ 0.43 et 0.48 pour $St_H = 0.04$ et $St_H = 0.1$. Avec le volet d'angle $\beta = 20^\circ$, ces dernières diminuent fortement et sont inférieures à 0.10 pour ces deux mêmes fréquences d'actionnement. Pour $St_H = 0.04$, les vitesses caractéristiques de T_s et T_f atteignent des valeurs maximales identiques et proches de 0.09. En revanche, pour $St_H = 0.1$, les vitesses maximales sont seulement de 0.06 pour T_s et de 0.075 pour T_f .

L'évolution temporelle des gradients de pression Δp associés à la présence de ces tourbillons est donnée sur la figure II.46. Etant donné les faibles vitesses de rotation observées sur la figure II.45, les gradients de pression dans les tourbillons T_s et T_f , sont également faibles, notamment en comparaison de celui estimé à travers le tourbillon T_c pour la géométrie à culot droit à fréquence d'actionnement identique. En effet, les gradients de pression $\Delta p/0.5\rho U_\infty^2$ sont de l'ordre de 0.09 pour $St_H = 0.04$ et d'environ 0.07 pour $St_H = 0.1$. L'ordre de grandeur de ces gradients est donc deux à trois fois plus faible que sans volet. Cette différence de gradient de pression est associée aux écarts importants de pression mesurés au culot de la maquette à basse fréquence d'actionnement pour les deux géométries. De plus, la différence observée de Δp pour les deux fréquences d'actionnement étudiées corrèle également bien avec le fait que les valeurs de $\overline{C_p}$ mesurées au culot pour $St_H = 0.04$ soient plus faibles que pour $St_H = 0.1$.

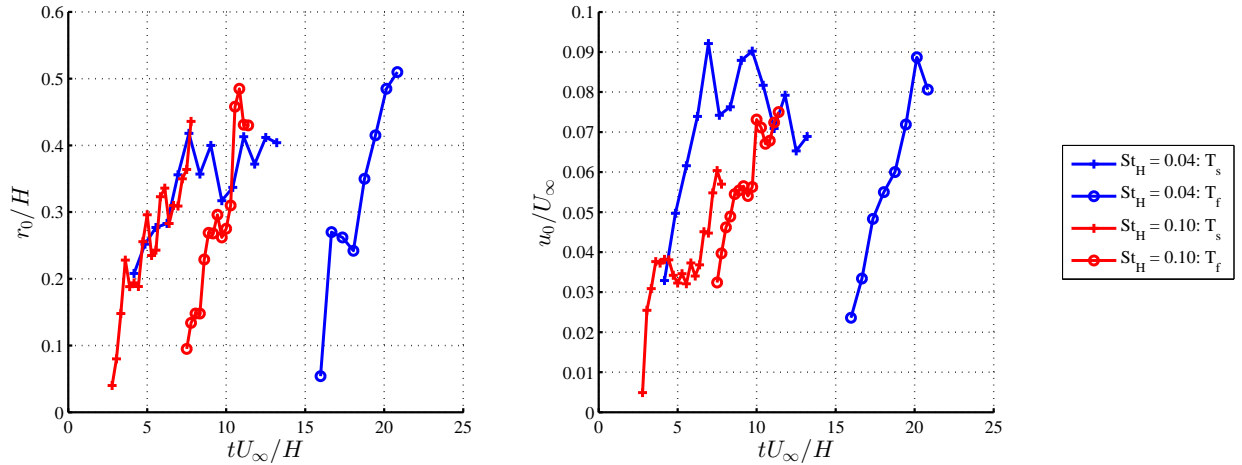


FIGURE II.45 – Evolutions temporelles du rayon interne r_0 des structures T_s et T_f et de u_0 , leur vitesse caractéristique pour deux fréquences d'actionnement : $St_H = 0.04$ et $St_H = 0.1$

II.3.6 Corrélation spatio-temporelle

Afin d'étudier la cohérence des structures issues de l'interaction des jets pulsés avec le volet d'angle $\beta = 20^\circ$ et identifiées dans la section II.3.4, les cartographies du coefficient de corrélation spatio-temporelle R_{u_y} sont présentées sur la figure II.47 pour l'ensemble des fréquences d'actionnement étudiées excepté $St_H = 0.8$, dont les résultats sont assez proches de ceux obtenus pour $St_H = 1.2$. Le point fixe est à nouveau choisi à la sortie du jet mais un peu plus éloigné de la fente que pour la géométrie à culot droit. Il est illustré par un point sur les figures qui suivent et les résultats sont à nouveau donnés pour deux valeurs de τ : $\tau_1 = 0$, qui donne les valeurs du coefficient de corrélation spatiale, et $\tau_2 = T_{ac}/2$, qui correspond à un retard d'une demi-période d'actionnement par rapport à τ_1 .

L'analyse de l'ensemble des cartographies de R_{u_y} à l'instant τ_1 montre que les perturbations générées par le contrôle pour une fréquence d'actionnement donnée induisent des motifs de corrélation similaires à ceux obtenus pour la géométrie à culot droit et présentés sur la figure II.28. En effet, la hauteur de ces motifs de corrélation est proche de la hauteur de la maquette H à basse fréquence d'actionnement et diminue progressivement avec l'augmentation de cette dernière. Ces résultats confirment donc que la combinaison des jets pulsés avec le volet ne permet pas de diminuer la taille des structures générées, et ce quelle que soit la fréquence d'actionnement.

Toutefois, à basse fréquence, les niveaux de corrélation sont moins élevés comme pour $St_H = 0.1$ (figure II.47(c)), ce qui indique que la cohérence des structures est moins importante avec le volet à 20° que pour la géométrie à culot droit. Pour des fréquences d'actionnement plus élevées ($St_H > 0.4$), les niveaux de corrélation sont similaires avec ceux observés pour la géométrie à culot droit. En particulier, pour $St_H = 1.2$, les motifs de corrélations sont situés dans la région de l'écoulement au dessus du volet et en aval du bord de fuite jusqu'à $x_0/H \approx 1$. L'étendue de ces motifs est légèrement plus importante que sans volet et l'effet de vectorisation du train de perturbations, engendré par le volet, est claire-

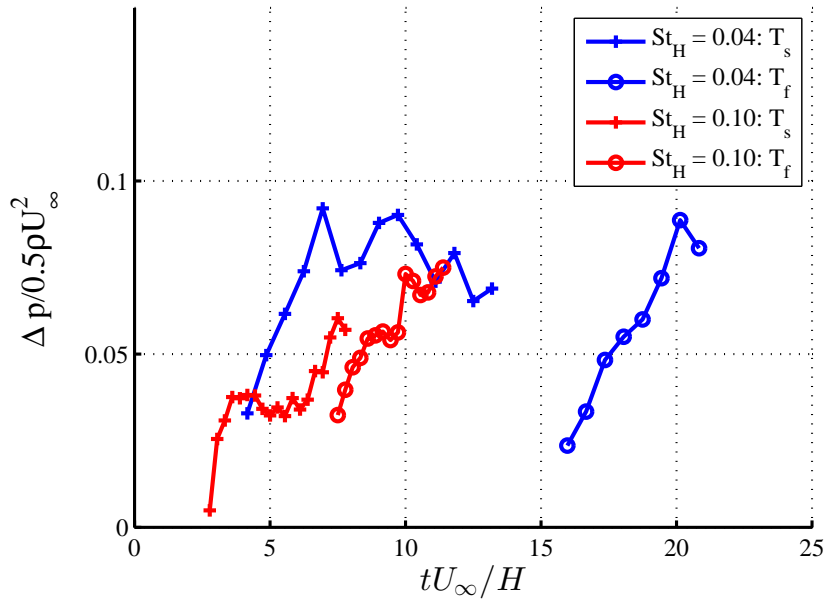
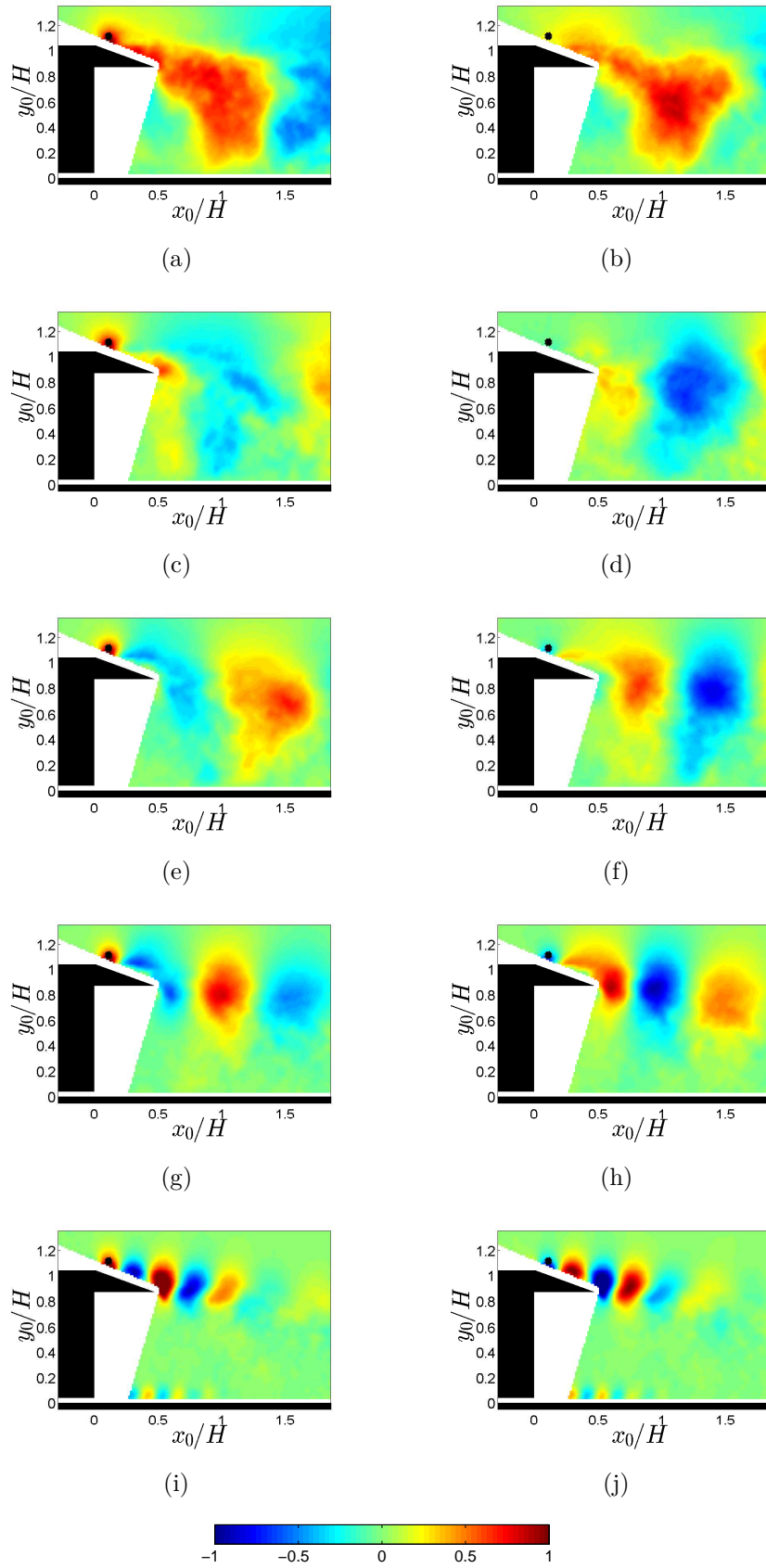


FIGURE II.46 – Evolution du gradient de pression radial Δp à travers T_s et T_f en fonction du temps tU_∞/H pour deux fréquences d'actionnement : $St_H = 0.04$ et $St_H = 0.1$

ment visible sur la figure II.47(i). En aval du bord de fuite du volet pour $x_0/H > 0.5$, la déformation des motifs semble résulter d'un cisaillement important. En outre, la valeur des pics de corrélation devient plus faible en aval, ce qui atteste d'une perte de cohérence spatiale des structures. Toutefois, cette perte de cohérence se produit plus loin du culot que pour la géométrie à culot droit.

L'analyse des cartographies à l'instant τ_2 souligne les différences existantes entre les cas à basse et haute fréquence d'actionnement. En effet, pour $St_H = 0.04$ (figure II.47(b)) et $St_H = 0.1$ (figure II.47(d)), le signe des motifs de corrélation ne change pas par rapport à la cartographie correspondante à τ_1 , ce qui indique que la fréquence prédominante dans le sillage est un harmonique de la fréquence d'actionnement des jets tel que $fH/U_\infty = 2kSt_H$ avec $k \geq 1$ et entier. Des mesures complémentaires par anémométrie à fil chaud présentées sous forme de spectre en figure II.48 permettent de montrer que cette fréquence est le double de la fréquence d'actionnement ($k = 1$) pour $St_H = 0.1$. Les structures T_s et T_f , identifiées sur la figure II.42, prennent donc naissance en opposition de phase et se déplacent à la même vitesse dans le sillage de la maquette.

Pour des fréquences d'actionnement supérieures à $St_H = 0.24$, le mécanisme d'appariement entre T_s et T_f a lieu dans la région au dessus du volet. Dans le sillage de la maquette, les motifs se sont déplacés d'une distance égale à la moitié de la longueur d'onde de la perturbation générée par le contrôle pendant un temps égale à $T_{ac}/2$ et la fréquence dominante dans la couche de cisaillement est donc bien égale à la fréquence d'actionnement. Le spectre donné en figure II.48 et mesuré par anémométrie à fil chaud, confirme ces résultats pour $St_H = 1.2$. Enfin, des niveaux de corrélation importants dans la région de l'écoulement de soubassement indiquent que le train de perturbations, identifié par l'intermédiaire des cartographies de vorticité en figure II.44, est corr el  avec les perturbations g en er es par le contr ole


 FIGURE II.47 – Cartographies du coefficient de corrélation spatio-temporelle R_{u_y} à l'instant :

- τ_1 pour $St_H = 0.04$ (a), $St_H = 0.1$ (c), $St_H = 0.24$ (e), $St_H = 0.4$ (g) et $St_H = 1.2$ (i)
- τ_2 pour $St_H = 0.04$ (b), $St_H = 0.1$ (d), $St_H = 0.24$ (f), $St_H = 0.4$ (h) et $St_H = 1.2$ (j).

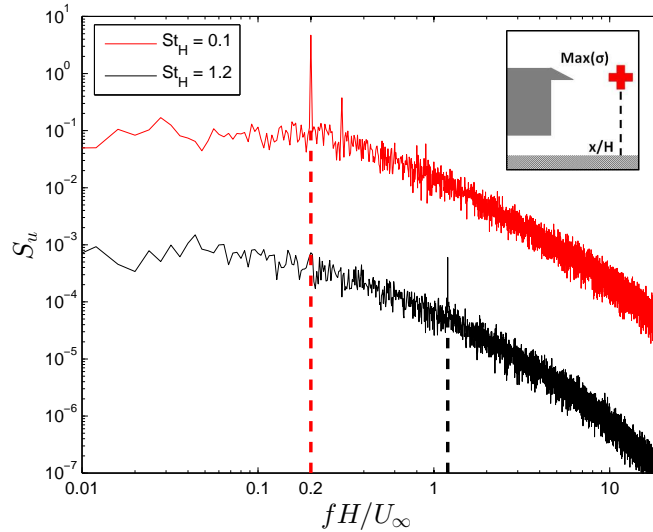


FIGURE II.48 – Densité spectrale de puissance mesurée par anémométrie à fil chaud pour $x_0/H = 1$ au point où les fluctuations de vitesse σ sont maximales dans la couche de cisaillement supérieure. Un facteur 10^{-2} est appliqué au spectre pour $St_H = 1.2$ pour des raisons de clarté.

au niveau de l'arête supérieure. De plus, l'étude du signe du coefficient de corrélation pour τ_1 et τ_2 indique que ces perturbations se déplacent à la même vitesse que celle générées par le contrôle.

Les valeurs de la longueur d'onde λ/H sont données dans le tableau II.8 en fonction de St_H . Comme pour la géométrie à culot droit, la longueur d'onde décroît de façon monotone avec la fréquence d'actionnement. Toutefois, cette diminution est moins marquée pour cette géométrie. En effet, pour $St_H = 0.24$ et $St_H = 0.4$, les valeurs de λ/H sont plus faibles pour la géométrie avec volet alors que pour les hautes fréquences d'actionnement, elles sont plus élevées qu'avec la géométrie à culot droit. Le volet n'a donc pas la même influence sur les perturbations générées par le contrôle selon la fréquence d'actionnement.

St_H	0.24	0.40	0.80	1.20
λ/H	1.40	0.90	0.58	0.43

TABLE II.8 – Evolution de la longueur d'onde λ/H des perturbations générées par le contrôle en fonction de la fréquence d'actionnement St_H pour la géométrie de culot avec volet d'angle $\beta = 20^\circ$.

La vitesse de déplacement des perturbations U_c , définie par l'équation (II.14), est donnée en fonction de la fréquence d'actionnement St_H dans le tableau II.9. Contrairement à la vitesse de déplacement des perturbations quasiment constante en fonction de St_H pour la géométrie à culot droit, U_c évolue ici de manière monotone avec St_H . Pour $St_H = 1.2$, la vitesse de déplacement des motifs de corrélation est égale à $U_c/U_\infty = 0.51$, soit une augmentation d'environ 16% par rapport à la géométrie à culot droit.

St_H	0.24	0.40	0.80	1.20
U_c/U_∞	0.33	0.36	0.46	0.51

TABLE II.9 – Evolution de la vitesse de déplacement des motifs de corrélation U_c en fonction de la fréquence d'actionnement St_H pour la géométrie de culot avec volet d'angle $\beta = 20^\circ$.

II.3.7 Conclusion

Les résultats présentés dans cette partie montrent qu'il est possible d'obtenir une augmentation de la pression moyenne au culot de la maquette en combinant le système de jets pulsés avec un volet passif. Toutefois, l'angle du volet a un fort impact sur les gains de pression pouvant être obtenus. Dans cette étude, le volet d'angle $\beta = 20^\circ$ est celui qui permet d'obtenir l'augmentation la plus importante et une analyse instationnaire de l'écoulement de sillage est effectuée pour comprendre comment ce volet affecte les caractéristiques des structures tourbillonnaires engendrées par le contrôle. A basse fréquence d'actionnement, bien que le volet ne modifie pas le mécanisme d'amplification observé pour la géométrie à culot droit et les dimensions finales des tourbillons, il empêche le mécanisme d'appariement d'avoir lieu et diminue fortement la vitesse de rotation des tourbillons. Par conséquent, le gradient de pression à travers les tourbillons générés par le contrôle dans le sillage est alors moindre avec le volet à 20° qu'avec la géométrie de culot, ce qui corrèle bien avec les niveaux de $\overline{C_p}$ plus élevés au culot. Une analyse plus complète est toutefois nécessaire pour remonter au champ de pression complet et étudier les différentes contributions du sillage à la pression au culot lors de l'utilisation du contrôle. Pour des hautes fréquences d'actionnement, les augmentations de pression au culot sont associées à un effet de vectorisation des structures, engendré par le volet, et à des fluctuations diminuées dans le sillage de la maquette.

II.4 Synthèse du chapitre

L'étude expérimentale effectuée dans ce chapitre a permis de démontrer la faisabilité d'obtenir des gains de pression statique au culot par l'utilisation d'un système de contrôle actif par jets sur une géométrie bidimensionnelle de type culot droit.

L'étude de l'effet d'un système de jets pulsés sur l'écoulement de sillage d'une maquette positionnée à proximité du sol ($G/H = 0.04$) a mis en évidence la nécessité de combiner aux jets un élément passif adapté afin d'obtenir des augmentations significatives de pression au culot. En outre, l'influence de deux paramètres propres aux jets a été évaluée et la fréquence d'actionnement St_H a été identifiée comme étant le paramètre le plus influent sur la pression au culot en comparaison avec la quantité de mouvement injectée C_μ . Pour des faibles valeurs de St_H , d'importantes diminutions de pression au culot ont été mesurées, notamment pour la géométrie à culot droit. En revanche, pour $St_H \geq 0.6$, des augmentations significatives de pression sont obtenues lorsque les jets sont couplés avec un volet. En particulier, l'utilisation d'un volet d'angle $\beta = 20^\circ$ couplé avec une fréquence d'actionnement des jets pulsés $St_H = 1.2$ engendre une augmentation de pression au culot de l'ordre de 31%.

L'analyse des caractéristiques moyennes du sillage par des mesures de champs de vitesse par PIV a permis d'identifier les différents mécanismes influents sur la pression au culot en fonction de la fréquence d'actionnement. En effet, les niveaux de pression mesurés au culot sont étroitement liés aux niveaux d'énergie cinétique des fluctuations de vitesse dans le sillage. Pour des basses fréquences d'actionnement, le niveau des fluctuations est important et réparti sur l'ensemble du sillage, ce qui indique que l'écoulement est fortement instationnaire. En revanche, pour des fréquences d'actionnement élevée, le niveau de fluctuations important est confiné dans la couche de cisaillement supérieure et l'écoulement dans les autres régions du sillage semble être quasiment stationnaire.

Ensuite, une approche par moyenne de phase a permis l'identification des perturbations instationnaires générées par le contrôle et d'étudier la dynamique des structures résultantes dans le sillage proche en fonction de la fréquence d'actionnement. L'application d'un modèle de tourbillon simplifié a permis d'estimer certaines caractéristiques de ces structures telles que le gradient de pression radial engendré par leur présence. L'ordre de grandeur de ces sauts de pression évolue de manière similaire avec la pression mesurée au culot en fonction de la fréquence. La détermination d'un coefficient de corrélation spatio-temporelle basé sur la composante de vitesse verticale a permis l'estimation d'échelles de cohérence selon la fréquence. En particulier, pour $St_H = 1.2$, l'étude a montré que la perte de cohérence spatiale du train de structures s'effectue plus lentement avec la présence du volet. En effet, les structures, de taille légèrement plus importante, se dissipent plus tard que pour la géométrie à culot droit.

L'ensemble de ces mécanismes, moyens et instationnaires, est également observé lorsque le système de jets pulsés est remplacé par un système de contrôle par jets synthétiques géométriquement identique (position, fentes et angle de soufflage). En effet, une étude complémentaire, présentée en Annexe D, montre que les phénomènes dans le sillage sont qualitativement similaires et que les évolutions de pression au culot en fonction de la fréquence d'actionnement sont proches (figure D.5). Par conséquent, le chapitre suivant propose l'application d'un système de jets synthétiques à une géométrie simplifiée de véhicule industriel.

III || Application à une géométrie simplifiée à l'échelle 1/8^e

L'étude présentée dans le chapitre précédent a permis de mettre en évidence le potentiel des systèmes de contrôle par jets pour augmenter la pression statique au culot d'une géométrie bidimensionnelle de petite échelle. Dans ce chapitre, un système de contrôle par jets synthétiques est appliqué à l'écoulement de sillage d'une géométrie simplifiée de véhicule industriel à l'échelle 1/8^e afin de confirmer ce potentiel sur une maquette tridimensionnelle de dimension plus importante. Outre l'étude des effets d'échelle, l'influence sur la traînée de paramètres tels que la longueur du volet ou les caractéristiques de la couche limite incidente aux jets est également étudiée.

Dans une première partie (III.1), le dispositif expérimental utilisé lors de cette étude est présenté. Les informations essentielles concernant la soufflerie et les appareils de mesure sont données.

La maquette étudiée est ensuite présentée dans la partie III.2. En particulier, une étude numérique est réalisée pour étudier l'influence d'un dispositif de pertes de charge permettant la réduction de la vitesse de soubassement sur la représentativité de l'écoulement de sillage. Ces résultats numériques permettent également la sélection d'un angle de volet supérieur, considéré comme adapté pour l'application des jets.

Dans la partie III.3, l'écoulement non contrôlé est d'abord caractérisé en soufflerie et comparé à l'écoulement de sillage derrière un véhicule poids lourd réel. Les caractéristiques de la couche limite incidente, ainsi que la répartition de pression au culot et l'écoulement de sillage, sont également détaillés.

Des mesures de traînée et de pression statique au culot permettent dans la partie III.4 d'étudier l'influence des paramètres d'actionnement du contrôle sur la traînée aérodynamique de la maquette. De plus, les contributions des surfaces arrières de la maquette à la traînée sont quantifiées grâce à des mesures de pression statique pariétale sur le volet. Pour les configurations d'actionnement intéressantes, des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud et par PIV sont réalisées dans le sillage de la maquette.

Enfin, les influences respectives des caractéristiques de la couche limite incidente aux jets et de la longueur du volet sur la traînée sont étudiées.

III.1 Dispositif expérimental

III.1.1 Soufflerie

Les essais présentés dans ce chapitre ont été réalisés dans la soufflerie aérodynamique de la société Aero Concept Engineering (ACE) de Nevers Magny-Cours. Cette installation, principalement dédiée aux essais aérodynamiques automobiles, possède une section d'essais rectangulaire de largeur 2300 mm et de hauteur 2200 mm. Sa configuration en circuit fermé, associée à un ventilateur de 250 kW et un taux de contraction de 7, permet à l'écoulement de pouvoir atteindre des vitesses allant jusqu'à 40 m.s⁻¹. Pour la vitesse d'écoulement de cette étude, $U_\infty = 25 \text{ m.s}^{-1}$, le niveau de turbulence résiduelle mesuré par anémométrie à fil chaud est de 0.19%. Un système d'aspiration, positionné à l'entrée de la section d'essais, comme illustré sur la figure III.1, permet de diminuer l'épaisseur de la couche limite se développant sur le sol de la veine.

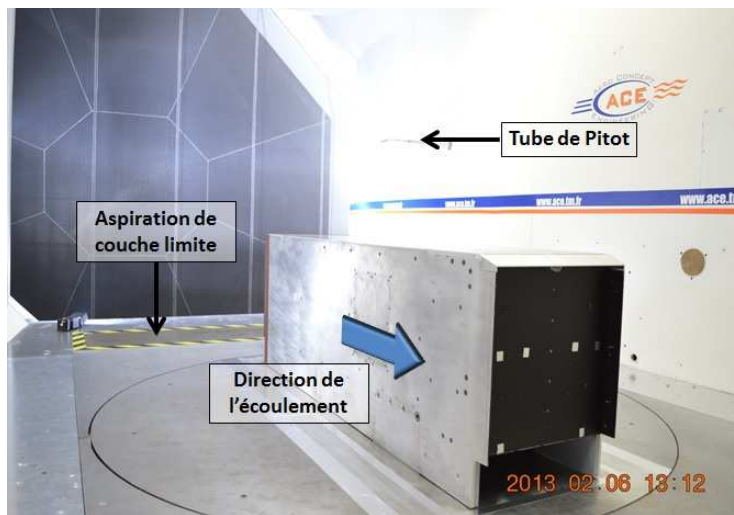


FIGURE III.1 – Photographie de la soufflerie aérodynamique d'Aero Concept Engineering dans laquelle la maquette étudiée est positionnée.

Les conditions d'écoulement dans la soufflerie sont monitorées en permanence par un tube de Pitot et un thermocouple, positionnés en sortie de convergent et permettant de mesurer respectivement la vitesse amont de l'écoulement ainsi que sa température.

III.1.2 Métrologie

III.1.2.1 Mesures de la force de traînée

Lors de cette campagne d'essais, la force de traînée aérodynamique est mesurée par une balance aérodynamique à une composante, ce qui permet de quantifier directement l'influence du contrôle sur le coefficient de traînée C_x . La maquette est reliée à la balance, positionnée sous le plancher de la veine d'essais, par l'intermédiaire de ses jupes latérales visibles sur le schéma en figure III.4.

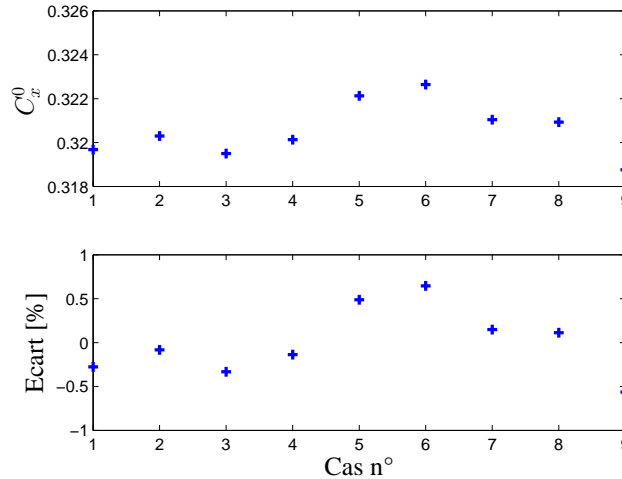


FIGURE III.2 – Evolution du coefficient de traînée aérodynamique C_x^0 de référence de la maquette au cours de la campagne d'essais.

Les simulations numériques fournissent un coefficient de traînée $C_x \approx 0.34$ pour cette maquette. Pour une vitesse d'écoulement de 25 m.s^{-1} , l'effort de traînée associé à cette valeur de C_x est d'environ 22 N . Parmi les gammes de capteur disponibles, la gamme $0\text{-}50 \text{ N}$, offrant le meilleur compromis entre la précision de mesure et la valeur maximale mesurable, a été choisie.

La bonne convergence temporelle des mesures de traînée est évaluée à l'aide de pesées préliminaires avec des temps d'acquisition allant jusqu'à 120 secondes. Les valeurs de C_x présentées dans la suite de ce chapitre sont moyennées temporellement sur 60 secondes, temps d'acquisition pour lequel les mesures sont convergées de façon satisfaisante. Afin de s'assurer de l'absence d'hystérésis dans la balance et de la répétabilité des mesures, un certain nombre de pesées est effectué pour la maquette de référence dans le cas non contrôlé. Les résultats sont présentés pour neuf pesées sur la figure III.2 et permettent de déterminer une précision de la balance de $\pm 0.6\%$ de la valeur mesurée pour cette étude.

III.1.2.2 Mesures de pression pariétales

Des mesures de pression statique à l'arrière de la maquette sont également réalisées afin d'étudier l'influence du contrôle sur la pression au culot et sur le volet supérieur. Au total, le culot est implémenté de 43 prises de pression réparties sur l'ensemble de sa surface et représentées par des croix sur les cartographies de pression présentées dans ce chapitre. Le volet est lui implémenté de 6 prises de pression statique dans le plan de symétrie de la maquette $z_0 = 0$, comme illustré sur la photographie en figure III.5(a). L'ensemble de ces prises est raccordé pneumatiquement à deux instruments de mesures de type Scanivalve ZOC22b 32 voies, chacune des voies comportant un capteur de pression miniature différentiel de gamme $0\text{-}2500 \text{ Pa}$. Lors de l'acquisition, chacune des voies est scannée à une fréquence de 20 kHz . Les résultats sont présentés sous la forme d'un coefficient de pression statique C_p , défini par l'équation (II.2), avec la pression de référence p_∞ choisie comme étant la pression statique de l'écoulement infini amont mesurée par le tube de Pitot de la soufflerie (figure III.1).

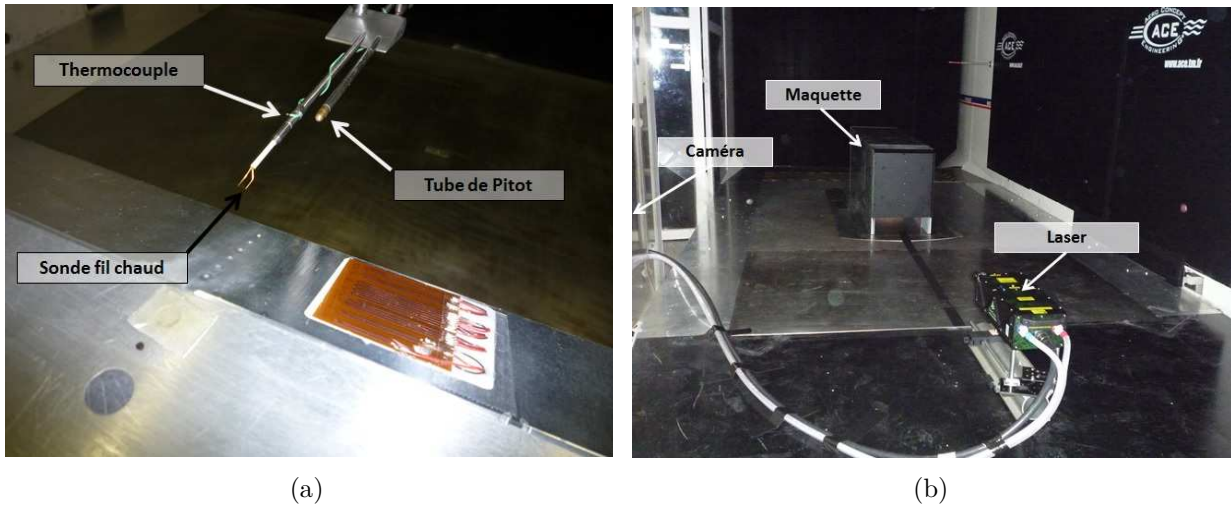


FIGURE III.3 – Photographies des montages fil chaud (a) et PIV (b) utilisés pendant cette campagne d'essais.

Tout comme pour les mesures de traînée, des mesures préliminaires avec des temps d'acquisition importants ont été réalisées afin de vérifier la convergence des mesures de pression. Au final, les valeurs de C_p présentées dans ce chapitre sont moyennées temporellement sur 60 secondes.

III.1.2.3 Mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud

Dans cette étude, des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud sont réalisées dans la couche limite se développant sur le pavillon de toit de la maquette ainsi que dans son sillage. La sonde utilisée est une sonde fil chaud 1D Dantec Dynamics 55P05 couplée à un anémomètre Dantec Dynamics Streamline 90N10. L'acquisition des données s'effectue par l'intermédiaire de deux cartes NI PXI-4472 placées dans un châssis NI PXI-1036. La fréquence d'acquisition est fixée à 51.2 kHz avec un temps d'acquisition de 30 secondes par point de mesure.

Le déplacement de la sonde est assuré par un mât dans deux directions de l'espace suivant les axes \vec{x}_0 et \vec{y}_0 . Toutes les mesures présentées par la suite sont réalisées dans le plan de symétrie $z_0 = 0$.

L'étalonnage de la sonde fait appel à un tube de Pitot relié à un manomètre Furness FCO510 0-200 mmH₂O et positionné à coté du fil chaud, comme illustré sur la figure III.3(a). Les variations locales de température de l'écoulement sont également prises en compte via un thermocouple positionné au niveau du support de sonde.

III.1.2.4 Mesures de vitesse par PIV

Afin de caractériser l'écoulement de sillage, des mesures de vitesse sont réalisées à l'aide d'un système de PIV 2D2C.

L'ensemencement de la veine est réalisé avec des particules d'huile d'olive injectées en aval de la section d'essais, ce qui permet d'obtenir une bonne homogénéité des particules dans l'écoulement dans le plan de mesure.

La source lumineuse utilisée est un LASER pulsé Nd-YAG double cavité Quantel Ever-Green 200 de 2×200 mJ de puissance. Comme illustré sur la photographie en figure III.3(b), l'optique d'émission du LASER est positionnée dans la veine d'essais, à 1500 mm en aval du culot de la maquette (soit une distance de $x_0/H = 3.75$). Des mesures de traînée ont permis de vérifier qu'aucune variation significative de traînée n'est engendrée par le LASER. L'optique d'émission du LASER permet la génération d'un faisceau lumineux d'une longueur d'onde de 532 nm. Ce faisceau passe par deux lentilles, une première sphérique et une seconde cylindrique, permettant d'obtenir une tranche lumineuse au niveau du plan de mesure, positionnée dans le plan de symétrie de la maquette. L'ensemble des mesures étant réalisé pour une vitesse d'écoulement $U_\infty = 25$ m.s⁻¹, l'intervalle de temps entre les deux impulsions lumineuses dt est fixé à 75 μ s. Afin de limiter les problèmes liés aux réflexions sur les parois, la partie arrière de la maquette est peinte avec une peinture noire mat. En outre, des panneaux noirs sont installés dans le fond et au plafond de la section d'essais.

L'acquisition des couples d'images s'effectue à l'aide d'une caméra 12 bits PCO Sensicam d'une résolution de 1280×1024 pixels, positionnée à l'extérieur de la veine d'essais. Afin d'obtenir des champs de mesure de dimension importante, un objectif Nikon NIKKOR AF-D de focale 24 mm est ici utilisé et positionné à 1600 mm du plan de mesure. Il permet d'obtenir une dimension du champ de mesure de 509×407 mm², soit $L_x/H = 1.27$ et $L_y/H = 1.02$. Une fois la calibration effectuée, le facteur de grossissement est calculé à 0.397 mm/px. Le post-traitement est réalisé à l'aide du logiciel commercial DaVis de Lavisision, en utilisant un algorithme d'inter-corrélation itératif avec des fenêtres d'interrogation de taille décroissante de 64×64 à 16×16 px² sans recouvrement de ces fenêtres. Il en résulte un champ de vecteurs final de 80×64 . La résolution spatiale est par conséquent de 6.36 mm dans chaque direction.

Pour certaines régions de l'écoulement de sillage telles que la sortie du soubassement ou le bord de fuite du volet supérieur, des champs de mesure de plus petite dimension ont également été réalisés en utilisant un objectif Nikon NIKKOR-Q de focale 135 mm. Les dimensions du champ de mesure sont alors de 95.4×76.2 mm², soit $L_x/H = 0.24$ et $L_y/H = 0.19$. Le même algorithme de post-traitement étant utilisé, la résolution spatiale associée à ces champs est donc de 1.19 mm.

Pour chacune des acquisitions, $N = 2000$ couples d'images sont enregistrés à une fréquence de 4 Hz, soit un temps d'acquisition de 500 secondes. Contrairement à l'analyse par moyenne de phase réalisée dans le chapitre II, le signal de commande des actionneurs est ici utilisé pour synchroniser l'acquisition des images à une phase ϕ du cycle d'actionnement. L'objectif de ces acquisitions étant d'obtenir une description de l'écoulement contrôlé par l'analyse de moyennes de phase, vingt valeurs différentes de ϕ sont fixées successivement pour décrire un cycle complet d'actionnement. Pour chacune de ces vingt phases, 250 couples d'images sont enregistrés.

III.2 La maquette

L'objectif de cette partie est de présenter la maquette étudiée dans ce chapitre. Dans un premier temps, les caractéristiques géométriques de la maquette et l'intégration du système de contrôle sont décrites. Ensuite, des résultats numériques sont utilisés comme une aide à la conception afin de sélectionner un angle du volet supérieur adapté en vue de l'application du contrôle. En outre, l'influence d'un dispositif de pertes de charge, positionné dans le soubassement de la maquette, sur la topologie du sillage est étudiée. Les résultats démontrent la nécessité d'un tel dispositif pour l'obtention de caractéristiques représentatives de l'écoulement de sillage des remorques. Des mesures préliminaires de traînée par balance aérodynamique soulignent également l'importance de ces caractéristiques lors de l'actionnement du contrôle.

III.2.1 Description de la maquette

Une maquette simplifiée, communément appelée modèle GTS, est généralement utilisée pour simuler l'écoulement autour d'un convoi européen complet (tracteur COE plus remorque). Toutefois, les différents éléments bibliographiques, présentés dans la partie I.3, montrent que ce modèle générique de véhicule industriel, bien que souvent positionné à proximité d'un sol, ne permet pas de reproduire de manière représentative le profil de vitesse d'écoulement en sortie de soubassement de remorque. Pour cette raison, une maquette, permettant de prendre en compte cette caractéristique d'écoulement et de modifier la géométrie du culot aisément, a spécialement été conçue et fabriquée pour cette étude.

Cette maquette simplifiée de tracteur-remorque est un corps non profilé de longueur $L = 1500$ mm, de largeur $l = 367$ mm et de hauteur $H = 400$ mm. Comme illustré sur la figure III.4, le corps principal de la maquette repose sur deux jupes latérales creuses de 100 mm de hauteur qui permettent le passage des différents câbles pour les instruments de mesure et pour le contrôle du système de jets. Ces jupes sont directement reliées à la balance aérodynamique par l'intermédiaire de quatre pieds traversant le plancher de la soufflerie. En outre, elles permettent le positionnement d'un dispositif de pertes de charge dans le soubassement de la maquette. Ce dispositif, constitué d'une cage d'aluminium de 8 mm de long remplie de billes de plastique de 6 mm de diamètre, permet d'obtenir une forte diminution de la vitesse de l'écoulement en aval de ce dernier. Il est fixé par serrage sur les parois intérieures des jupes latérales et sur la paroi inférieure du corps principal pour éviter tout débit de fuite. Enfin, afin de minimiser le débit de fuite pouvant passer sous la cage, le bord inférieur des jupes latérales est positionné à une distance légèrement inférieure à 3 mm du sol de la veine. Il en résulte une garde au sol G d'environ 103 mm, soit un rapport $G/H \approx 0.26$, similaire à celui d'un véhicule poids lourd. Au final, l'aire frontale de la maquette S vaut 0.183 m² et l'effet de blocage une fois la maquette positionnée dans la veine d'essais est de 3.6%.

À l'avant de la maquette, les rayons de courbure r des bords supérieur et latéraux du nez sont choisis afin d'éviter le décollement de l'écoulement. Pour cela, une formule, déterminée expérimentalement par Cooper [32] et permettant de calculer le rayon de courbure critique en fonction du nombre de Reynolds, est utilisée. Pour la vitesse d'écoulement minimale utilisée pendant cette campagne, cette formule donne un rayon critique de 81 mm. Cependant, par sécurité, un rayon de courbure $r = 100$ mm est finalement choisi pour les bords supérieur

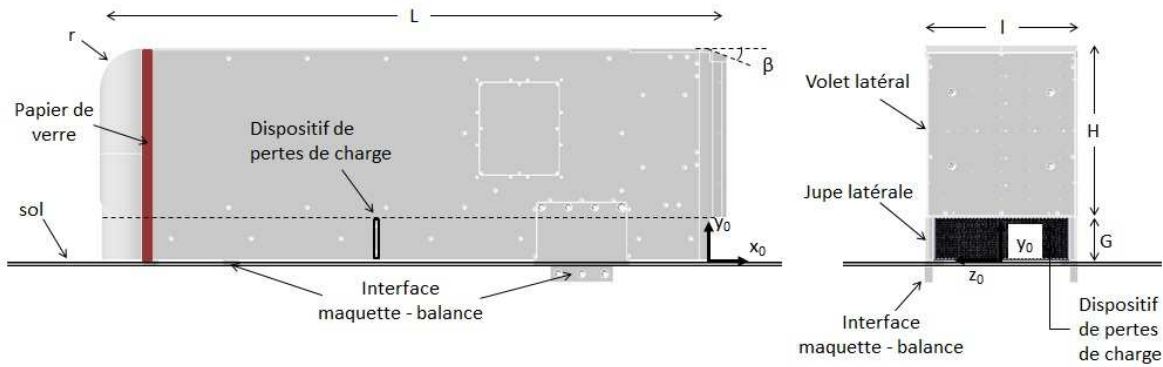


FIGURE III.4 – Schémas de la maquette en vue de coté (gauche) et de derriere (droite).

et latéraux du nez. Le rayon du bord inférieur est quant à lui fixé à 50 mm. Juste en aval du nez, des bandes de 50 mm de papier de verre P100 sont utilisées afin de fixer la position des points de la transition des couches limites se développant sur les parois de la maquette.

La partie arrière de la maquette, présentée sur la figure III.5(a), est munie de trois volets sur les bords supérieur et latéraux et est modulable. Plusieurs modules sont fabriqués et permettent de faire varier l'angle du volet supérieur β de 7.5° à 30° par pas de 2.5° , tout en conservant une arête vive, comme illustré sur le schéma de la figure III.5(b). L'angle d'inclinaison des volets latéraux est fixé à 7° pour tous les essais. La longueur des volets, l_f , est de 50 mm. Deux extensions de ces volets de longueur 25 et 50 mm sont utilisées pour étudier l'influence de l_f sur le rendement du contrôle.

A l'exception du nez réalisé en carbone et de la partie intérieure des jupes latérales usinée dans du LAB, la maquette est constituée d'aluminium : des profilés pour la structure et des plaques pour les parois extérieures. L'utilisation de ce matériau permet d'avoir une réalisation finale de maquette respectant les tolérances géométriques définies lors de la conception. Le respect des tolérances est ici particulièrement important, en particulier pour l'arête formant l'angle entre le pavillon de toit et le volet supérieur. En outre, le corps creux de la maquette permet l'intégration de certains outils métrologiques présentés dans la section III.1.2. Enfin, lors du positionnement de la maquette dans la veine d'essais, des lasers sont utilisés pour vérifier son parallélisme avec l'écoulement.

Le système de contrôle par jets synthétiques utilisé ici est décrit et caractérisé dans l'annexe B. Un schéma illustrant l'intégration des jets sur la maquette est donné sur la figure III.5(b). Deux actionneurs de type haut-parleur sont intégrés à des cavités débouchantes chacune sur deux fentes. Ces fentes, de section de sortie rectangulaire d'épaisseur $e = 2$ mm et de largeur $s = 80$ mm, sont positionnées à 1 mm en aval de l'arête formée par le pavillon de toit et le volet. L'angle de soufflage par rapport à la direction de l'écoulement incident reste fixé à 45° .

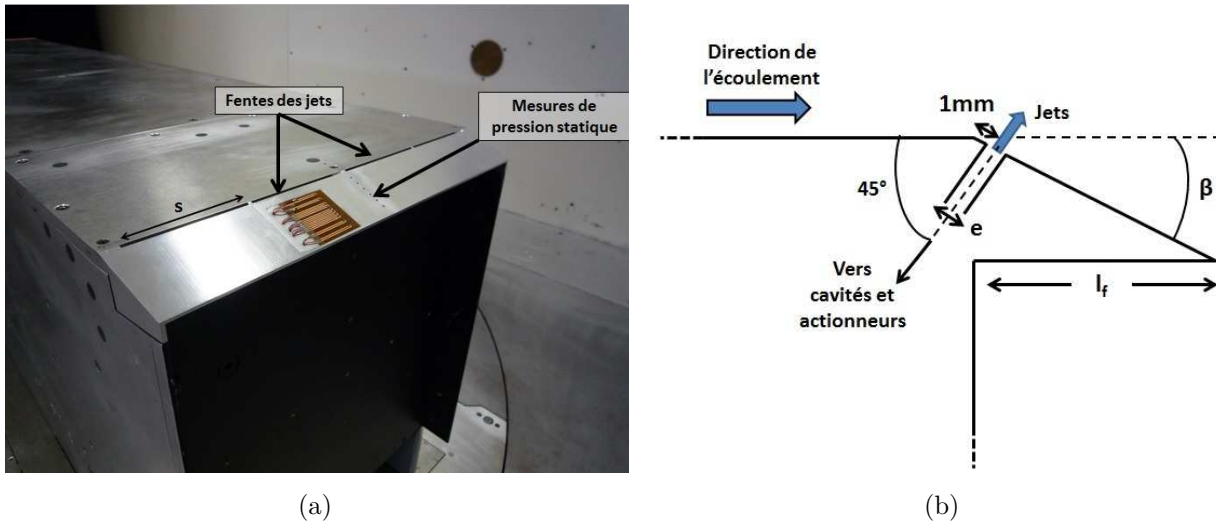


FIGURE III.5 – Photographie de l'arrière de la maquette illustrant l'emplacement des fentes ainsi que la métrologie utilisée sur le volet (a) et schéma d'intégration des jets (b).

III.2.2 Influence de l'angle de volet

L'objectif de cette section est d'étudier l'influence de l'angle β du volet supérieur sur la traînée aérodynamique de la maquette, afin de sélectionner un angle de volet adapté pour l'application des jets synthétiques (partie III.4). Le critère de sélection pour cet angle est double. En effet, l'écoulement non contrôlé doit être décollé de la paroi du volet, ce qui impose une valeur minimale pour β . En outre, la valeur de β ne doit pas non plus être trop élevée afin que le contrôle par jets synthétiques puisse permettre le recollement de l'écoulement à la paroi du volet. Ce second point est clairement plus subjectif que le premier pour lequel une étude préliminaire peut être réalisée.

Initialement, la sélection de l'angle de volet β devait être effectuée à l'aide d'une campagne d'essais préliminaire et d'analyses de simulations numériques. Cependant, des problèmes de métrologie rencontrés lors des essais n'ont pas permis d'obtenir les résultats souhaités. Par conséquent, cette sélection est réalisée à partir des seuls résultats numériques disponibles et présentés dans cette section. Ces résultats sont issus de simulations réalisées par Renault Trucks [24]. Le code utilisé est un code commercial de la société CD-adapco, STAR-CCM+, et le modèle de turbulence sélectionné est un modèle stationnaire RANS $k - \epsilon$. La vitesse en entrée de domaine est fixée à $U_\infty = 25 \text{ m.s}^{-1}$, soit un nombre de Reynolds de $Re_H = U_\infty H / \nu \approx 7.10^5$.

La figure III.6 présente l'évolution du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de l'angle de volet β . Ces résultats numériques montrent que β a une grande influence sur le coefficient de traînée aérodynamique C_x . En effet, une réduction maximale de C_x de 6.6% est obtenue pour une valeur de β de 20° . En outre, l'évolution de C_x en fonction de β peut être correctement modélisée par régression avec un polynôme du second ordre. Cette dépendance quadratique de la traînée à l'angle β est également observée expérimentalement sur des corps non profilés à nombre de Reynolds équivalent par de nombreux auteurs [1, 56, 89]. Toutefois, la valeur minimale de traînée est obtenue pour des angles bien plus faibles, allant de 6° [56] à 12° [1, 89]. Cette différence d'angle optimal peut éventuellement s'expliquer par la

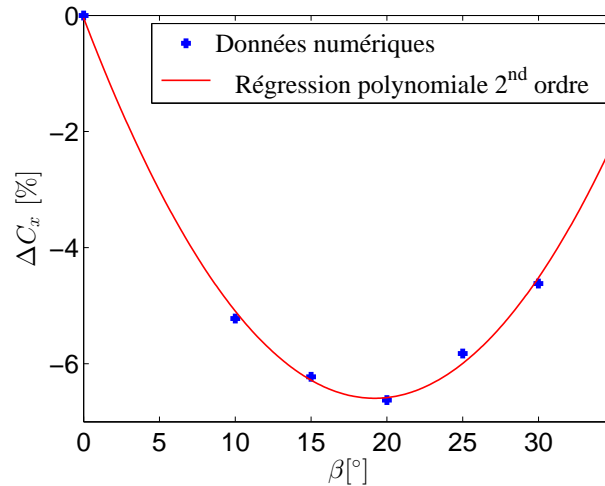


FIGURE III.6 – Evolution du coefficient de traînée aérodynamique ΔC_x en fonction de l’angle de volet β .

topologie de sillage, différente dans notre étude au regard de la vitesse de soubassement faible.

Les variations de traînée observées en fonction de l’angle de volet β sont associées à des variations des valeurs de pression statique au niveau du volet supérieur et du culot de la maquette. Les cartographies de C_p à l’arrière de la maquette, données en figure III.7 pour trois valeurs de β ; 10, 20 et 30 °, montrent qu’une diminution de traînée résulte d’une augmentation de la pression globale au culot et inversement. En effet, le changement d’angle β influe sur l’intégralité des pressions au culot. Pour l’angle $\beta = 20^\circ$ (figure III.7(b)) pour lequel la traînée minimale est obtenue, la pression au culot est plus élevée que pour les angles 10 ° et 30 °, pour lesquels les niveaux de pression, de même que les valeurs de C_x , sont proches.

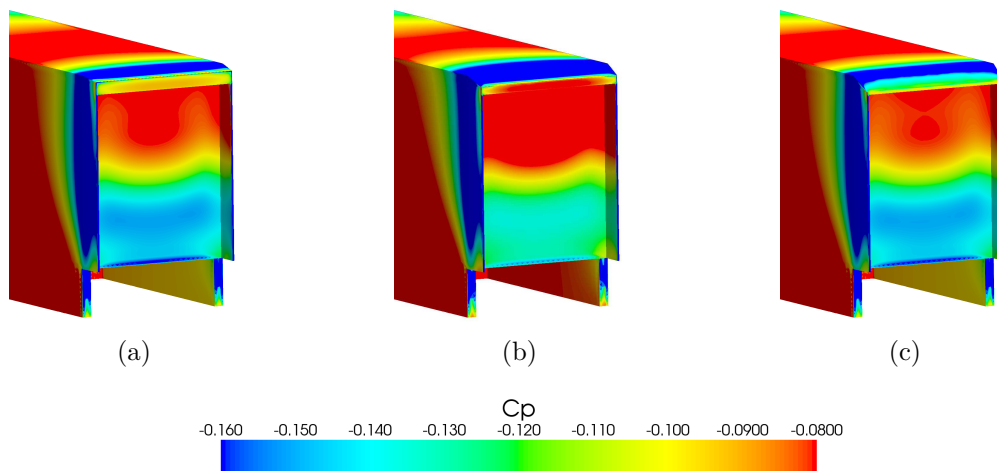


FIGURE III.7 – Cartographies du coefficient de pression statique C_p pour les angles de volet $\beta = 10^\circ$ (a), $\beta = 20^\circ$ (c) et $\beta = 30^\circ$ (c), d’après Chacaton [24].

Les cartographies de vitesse moyenne ainsi que les lignes de courant au voisinage du volet pour $z_0/H = 0$ sont données en figure III.8 pour les trois valeurs de β considérées. Le changement d'angle de volet permet de modifier l'orientation de l'écoulement incident, ce qui a un effet direct sur le coefficient de traînée C_x . En effet, les angles $\beta = 10^\circ$ et $\beta = 20^\circ$ sont suffisamment faibles pour que la ligne de décollement soit coïncidente avec le bord de fuite du volet, ce qui a pour effet d'orienter l'écoulement vers le sol, notamment pour $\beta = 20^\circ$. Pour cet angle, il en résulte une diminution conséquente de la hauteur de la zone de recirculation ainsi qu'une diminution de traînée. En revanche, pour $\beta = 30^\circ$, l'angle est trop important et la ligne de décollement se situe au voisinage de l'arête formée par le pavillon de toit et le volet. Il en résulte une hauteur de la zone de recirculation moins élevée et similaire à celle obtenue pour $\beta = 10^\circ$. Or, pour les deux angles, les valeurs de C_x sont proches.

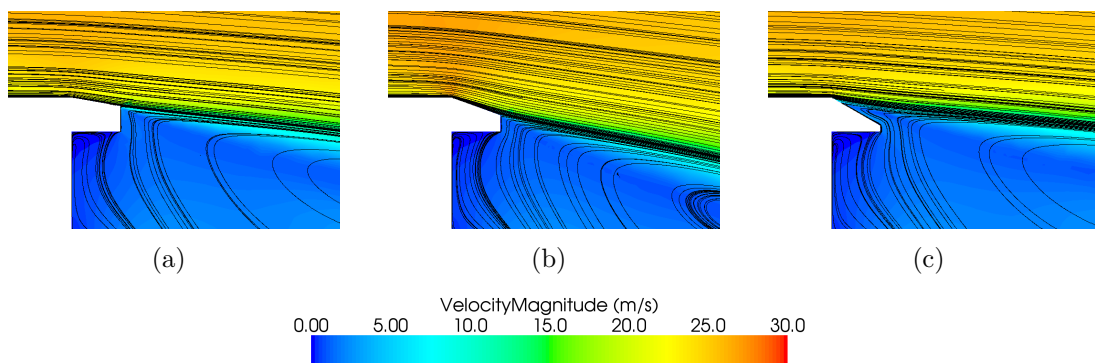


FIGURE III.8 – Cartographies de la vitesse moyenne dans le plan de symétrie de la maquette avec les lignes de courant associées pour les angles de volet $\beta = 10^\circ$ (a), $\beta = 20^\circ$ (b) et $\beta = 30^\circ$ (c), d'après Chacaton [24].

Toutefois, les différentes orientations de l'écoulement engendrées par les volets d'angle $\beta = 10$ et 20° induisent également une forte diminution de la pression sur le volet, comme observé sur les figures III.7(a) et III.7(b). Ces dépressions sont dues à la courbure des lignes de courant qui engendrent une accélération locale de l'écoulement au dessus de l'arête et contribuent à une augmentation de l'effort de traînée.

Au regard des résultats numériques présentés dans cette partie, un angle de volet de $\beta = 22.5^\circ$ est sélectionné pour réaliser l'étude expérimentale en soufflerie avec l'intégration du système de contrôle par jets synthétiques. Ce choix de $\beta = 22.5^\circ$ et non d'une valeur plus élevée résulte de la volonté d'étudier une géométrie pour laquelle le contrôle par jets synthétiques permette le recollement de l'écoulement sur la paroi du volet.

III.2.3 Influence du dispositif de soubassement

III.2.3.1 Contribution du dispositif à la traînée

Le dispositif de soubassement étant pesé dans le cadre des essais présentés dans ce chapitre, il est important d'avoir une idée de sa contribution à la traînée aérodynamique de l'ensemble de la maquette. L'étude numérique réalisée permet de séparer la traînée aérodynamique globale de la géométrie en deux contributions, celle du corps principal de la

maquette et celle du dispositif de soubassement. Les différentes contributions à la traînée sont indiquées dans le tableau III.1 et montrent que le dispositif de soubassement contribue à 60% de la traînée globale de la maquette.

C_x global	C_x maquette	C_x dispositif	Contribution dispositif
0.345	0.138	0.207	60%

TABLE III.1 – Contribution du dispositif de soubassement à la traînée globale de la géométrie étudiée.

Cette contribution est plus élevée que la contribution du soubassement d'un convoi complet tracteur-remorque classique d'environ 30% (voir section I.3.2). Par conséquent, la contribution de la traînée de pression de l'arrière de la maquette est nécessairement plus faible que celle de l'arrière d'une remorque réelle, ce qui conduit à sous-estimer les gains de traînée obtenus par l'actionnement du contrôle dans cette étude. Cet aspect est à nouveau discuté par la suite dans la section III.4.1.

III.2.3.2 Topologies du sillage

La figure III.10 donne des cartographies de vitesse moyenne dans le plan de symétrie de la maquette pour les configurations sans (figure III.10(a)) et avec (figure III.10(b)) dispositif de soubassement. Des topologies de sillage très différentes sont mises en évidence. Sans dispositif, la vitesse moyenne de soubassement pour $x_0 = 0$ est proche de la vitesse de l'écoulement amont U_∞ , comme le montre le profil de \bar{u} mesuré par anémométrie à fil chaud, en figure III.9. Par conséquent, le sillage vertical est quasiment symétrique avec deux structures tourbillonnaires moyennes de dimensions comparables et contra-rotatives. De plus, l'écoulement de sillage possède un caractère fortement tridimensionnel avec la présence à proximité du culot d'une structure torique, comme celle présentée sur la figure I.17(b) [137]. La présence de ce tore engendre d'importantes dépressions dans le sillage, également visibles sur la cartographie de C_p au culot en figure III.11(a). Une surpression locale au centre du culot, due à l'écoulement de retour, est également observée. En revanche, lorsque la maquette est équipée du dispositif, la vitesse de soubassement est de l'ordre de $0.1U_\infty$ (figure III.9). Il en résulte un sillage fortement dissymétrique (figure III.10(b)) et similaire à celui observé derrière les remorques réelles (voir figure I.12). La faible vitesse de soubassement empêche la formation de la structure torique, ce qui a pour effet de rendre l'écoulement plus « bidimensionnel » au voisinage du plan de symétrie de la maquette, comme en atteste la distribution de pression au culot (figure III.11(b)), stratifiée verticalement avec des gradients de pression transversaux faibles. Cette distribution de pression au culot est cependant légèrement différente de celle observée sur la figure I.13 avec notamment l'absence du spot de surpression qui s'explique par la topologie des lignes de courant (figure III.10(b)). En outre, la présence de volets déflecteurs et l'uniformité du profil de vitesse moyenne (figure III.9) en sortie de soubassement ont probablement un rôle non négligeable dans la structuration du sillage. Ces résultats montrent donc que le dispositif de pertes de charge est nécessaire afin d'étudier un sillage représentatif de celui derrière une remorque réelle.

En outre, afin d'étudier l'influence du contrôle par jets synthétiques sur le C_x de la configuration de maquette sans le dispositif, des mesures d'effort sont réalisées en soufflerie. Ces mesures sont présentées dans ce chapitre sous la forme d'une variation relative ΔC_x

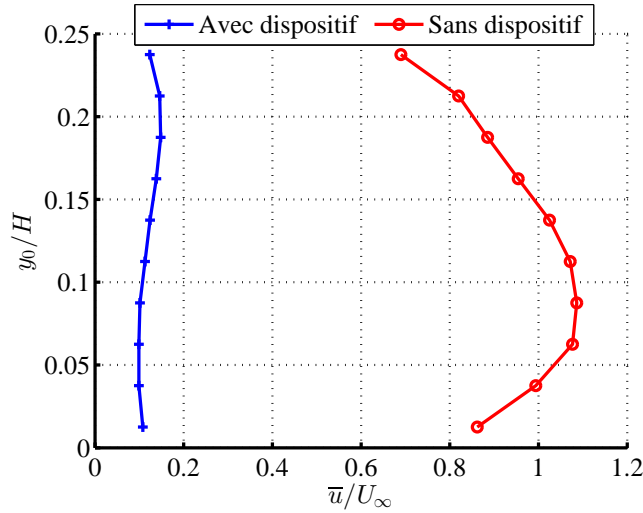


FIGURE III.9 – Profils de vitesse moyenne mesurés dans le soubassement par anémométrie à fil chaud pour $x_0 = 0$ dans le plan de symétrie de la maquette.

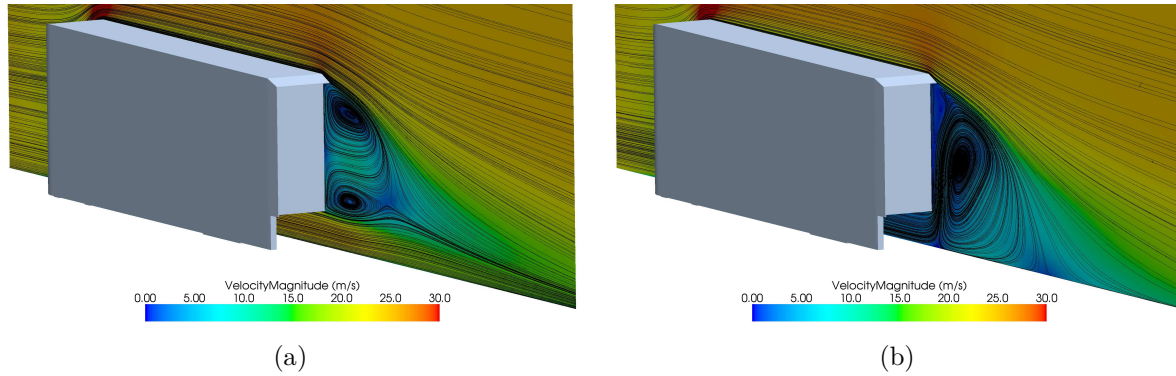


FIGURE III.10 – Cartographies de la vitesse moyenne dans le plan de symétrie de la maquette $z_0 = 0$ avec les lignes de courant associées sans (a) et avec (b) la cage positionnée dans le soubassement, d'après Chacaton [24].

du coefficient de traînée, définie par l'équation (III.1) avec C_x^0 le coefficient de traînée de la maquette dans le cas non contrôlé.

$$\Delta C_x = \frac{C_x - C_x^0}{C_x^0} \quad (\text{III.1})$$

L'évolution du coefficient de traînée en fonction de la fréquence d'actionnement des jets est donnée en figure III.12, pour un coefficient de quantité de mouvement constant de $C_\mu = 4 \times 10^{-4}$. Sans le dispositif de pertes de charge, aucun gain de traînée n'est obtenu pour la gamme de fréquence d'actionnement étudiée. Une augmentation maximale de traînée de 9.5% est observée pour $St_H = 0.8$. Pour des valeurs de St_H plus élevées, la traînée diminue de manière monotone avec la fréquence jusqu'à revenir à sa valeur dans le cas non contrôlé.

Ces résultats tendent à indiquer que, sans le dispositif, le contrôle appliqué seulement au niveau de l'arête supérieure ne permet pas de modifier la manière dont le sillage se structure,

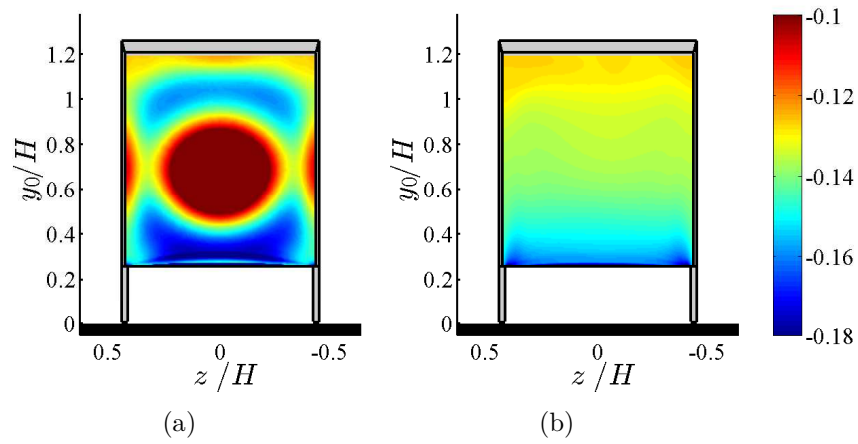


FIGURE III.11 – Cartographies du coefficient de pression statique C_p au culot de la maquette pour la configuration sans (a) et avec (b) la cage positionnée dans le soubassement, d’après Chacaton [24].

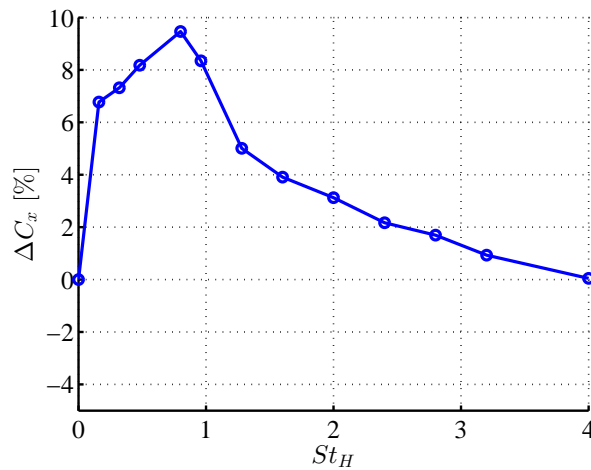


FIGURE III.12 – Evolution de la traînée ΔC_x en fonction de la fréquence d’actionnement St_H pour la maquette sans le dispositif de pertes de charge.

ce qui pourrait expliquer que la valeur de traînée sans contrôle soit similaire à la valeur avec contrôle à haute fréquence d'actionnement. Pour cette configuration de maquette, il serait alors pertinent, dans une prochaine étude, de regarder l'influence d'un système de contrôle synchronisé sur les deux arêtes supérieure et inférieure. Ces mesures de traînée, couplées à celles réalisées pour la maquette avec le dispositif et présentées par la suite (partie III.4), soulignent l'importance de la topologie du sillage non contrôlé sur l'effet du contrôle. Par conséquent, seule la maquette avec le dispositif de soubassement, représentative d'un véhicule poids lourd, est étudiée expérimentalement dans la suite de ce chapitre.

III.3 Caractérisation expérimentale de l'écoulement non contrôlé

L'objectif de cette partie est de caractériser expérimentalement l'écoulement se développant autour de la maquette équipée du volet d'angle $\beta = 22.5^\circ$.

III.3.1 Effet du nombre de Reynolds

Afin d'évaluer l'influence du nombre de Reynolds sur la traînée aérodynamique de la maquette, des pesées sont réalisées pour plusieurs vitesses d'écoulement U_∞ allant de 15 m.s^{-1} à 40 m.s^{-1} . Dans la suite du chapitre, l'appellation C_x^0 est utilisée pour désigner le coefficient de traînée dans le cas non contrôlé. L'évolution du coefficient de traînée C_x^0 en fonction de Re_H , présentée en figure III.13, met en évidence l'existence d'un effet du nombre de Reynolds sur la force de traînée. En effet, un écart de traînée maximal d'environ 3.7% est mesuré entre $Re_H = 4.2 \times 10^5$ et 11.2×10^5 . Toutefois, pour $U_\infty \geq 25 \text{ m.s}^{-1}$ ($Re_H = 7 \times 10^5$), la traînée évolue peu avec le nombre de Reynolds. Par conséquent, la sensibilité de la traînée au nombre de Reynolds est assez faible pour la vitesse d'écoulement de l'étude.

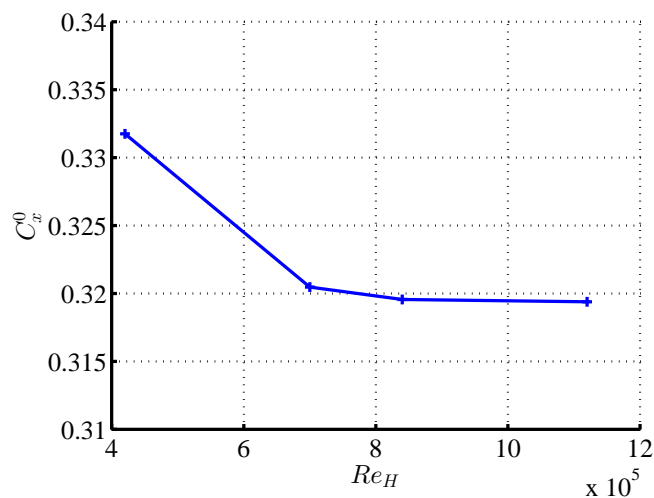


FIGURE III.13 – Evolution du coefficient de traînée aérodynamique C_x^0 en fonction du nombre de Reynolds Re_H pour l'écoulement non contrôlé.

On remarque également que pour la vitesse d'écoulement de l'étude, $U_\infty = 25 \text{ m.s}^{-1}$, la valeur de C_x^0 est mesurée expérimentalement à 0.321, soit environ 7% de moins que sa valeur de 0.345 déterminée numériquement. Cet écart peut s'expliquer par la non prise en compte des instationnarités de l'écoulement par le modèle RANS ainsi que du profil de turbulence résiduelle en entrée du domaine de calcul.

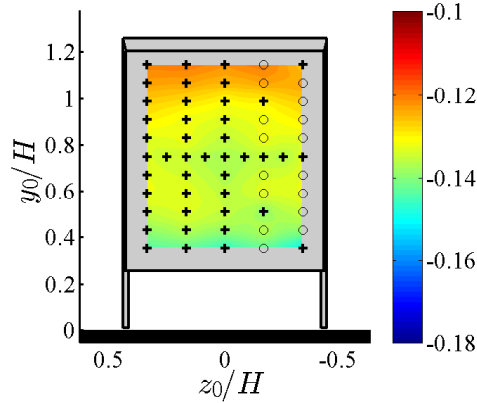


FIGURE III.14 – Cartographie du coefficient de pression statique $C_{p,c}$ au culot de la maquette pour l'écoulement non contrôlé pour $Re_H = 7 \times 10^5$.

III.3.2 Distribution des pressions au culot

Des mesures de pression statique sont effectuées afin de caractériser la distribution des coefficients de pression statique à l'arrière de la maquette. Dans la suite du chapitre, les appellations $C_{p,c}$ et $C_{p,v}$ sont respectivement utilisées pour désigner les coefficients de pression statique au culot et sur le volet. La cartographie de $C_{p,c}$ au culot pour un nombre de Reynolds de 7×10^5 est donnée sur la figure III.14. Les valeurs de pression sont proches de celles observées sur le culot d'une remorque réelle (figure I.13). Cependant, et bien que la distribution de la pression soit stratifiée, on remarque l'absence du spot de surpression et l'inversion du signe du gradient de pression vertical avec des pressions plus importantes sur la partie haute du culot. Ces différences peuvent s'expliquer par la présence de volets déflecteurs et la géométrie simple de la maquette au niveau de la sortie de soubassement. En effet, cette géométrie avec un angle droit ne permet pas de reproduire les structures tourbillonnaires observées sur la figure I.12 et principalement générées par la barre anti-encastrement d'une remorque réelle. En plus de la vitesse de l'écoulement de soubassement, ce résultat démontre donc également l'importance de la géométrie de la remorque en partie basse.

III.3.3 Couche limite en amont des jets

Afin de caractériser l'écoulement se développant sur le pavillon de toit de la maquette en amont des jets, des mesures de vitesse sont réalisées par anémométrie à fil chaud dans le plan de symétrie de la maquette. Ces profils verticaux sont effectués pour trois valeurs de Re_H à une distance de 20 mm en amont de l'arête formée par le pavillon et le volet, soit $x_0/H = -0.05$. La figure III.15 donne les résultats de vitesse moyenne \bar{u} et de l'écart-type σ , tous deux normalisés par la vitesse de l'écoulement amont U_∞ .

Pour les trois nombres de Reynolds étudiés ici, les profils de \bar{u} et σ sont très similaires. Tout d'abord, les profils de \bar{u} ainsi que les valeurs des facteurs de forme H_{δ^*}/θ , proches de 1.3, montrent que la couche limite en amont des jets est turbulente et pleinement développée. Les épaisseurs caractéristiques des couches limites sont consignées dans le tableau III.2.

Une légère survitesse est observée en sortie de couche limite pour $y/\delta \in [1; 5]$. La vitesse

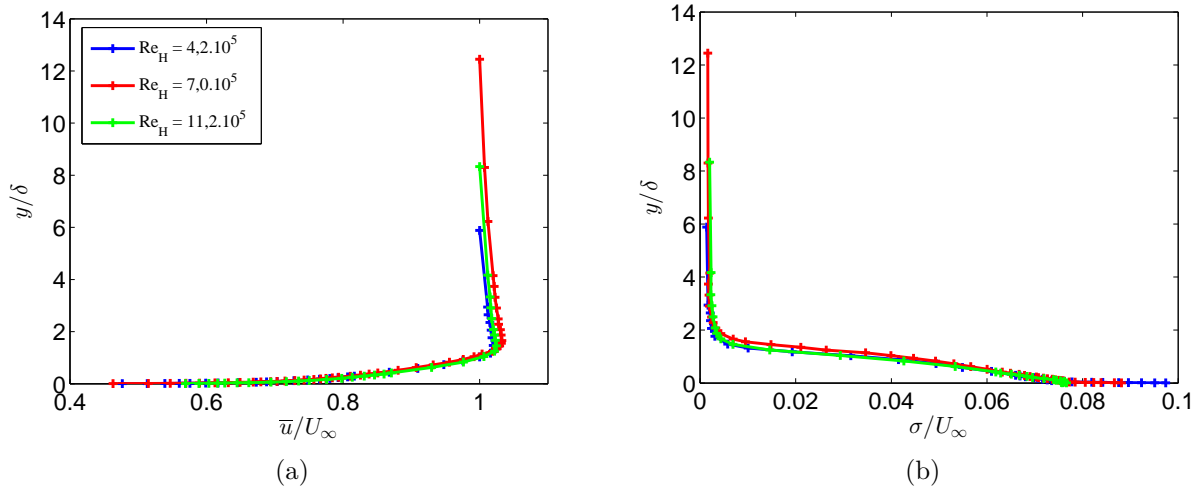


FIGURE III.15 – Profils verticaux de vitesse mesurés à $x_0/H = -0.05$ en fonction du nombre de Reynolds Re_H : vitesse moyenne \bar{u} (a) et écart-type des fluctuations de vitesse σ (b). L'origine de l'axe des ordonnées $y/\delta = 0$ est choisie à la paroi du pavillon de toit.

maximale, de l'ordre de $1.03 \times U_\infty$, est obtenue pour $y/\delta \approx 1.5$. Cette accélération locale de l'écoulement est un effet potentiel dû à l'existence, dans cette région de l'écoulement, d'un gradient de pression longitudinal négatif. En effet, la présence du volet à 20 mm en aval de la mesure engendre une zone de faible pression au dessus de l'arête, comme illustré dans la partie III.2.2.

U_∞ (m.s ⁻¹)	Re_H	δ (mm)	δ^* (mm)	θ (mm)	$H_{\delta^*/\theta}$
15	4.2×10^5	29.50	3.97	3.02	1.31
25	7×10^5	24.10	3.44	2.70	1.27
40	11.2×10^5	21.90	2.87	2.28	1.26

TABLE III.2 – Epaisseurs caractéristiques de la couche limite se développant sur le pavillon de toit de la maquette, pour trois valeurs de Re_H .

Les caractéristiques des couches limites présentées dans le tableau III.2 mettent également en évidence la diminution de l'épaisseur de couche limite δ et du facteur de forme $H_{\delta^*/\theta}$ lorsque Re_H augmente. Ce résultat est classique des développements de couche limite turbulente sur plaque plane lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Pour les trois valeurs de Re_H étudiées, les profils verticaux de σ , donnés sur la figure III.15(b), sont également similaires à ceux obtenus pour des couches limites turbulentes pleinement développées sur plaque plane [75].

III.3.4 Caractérisation du sillage

Des mesures de vitesse, notamment par PIV, sont réalisées pour $Re_H = 7 \times 10^5$ dans le plan de symétrie de la maquette et permettent de donner une description moyenne et

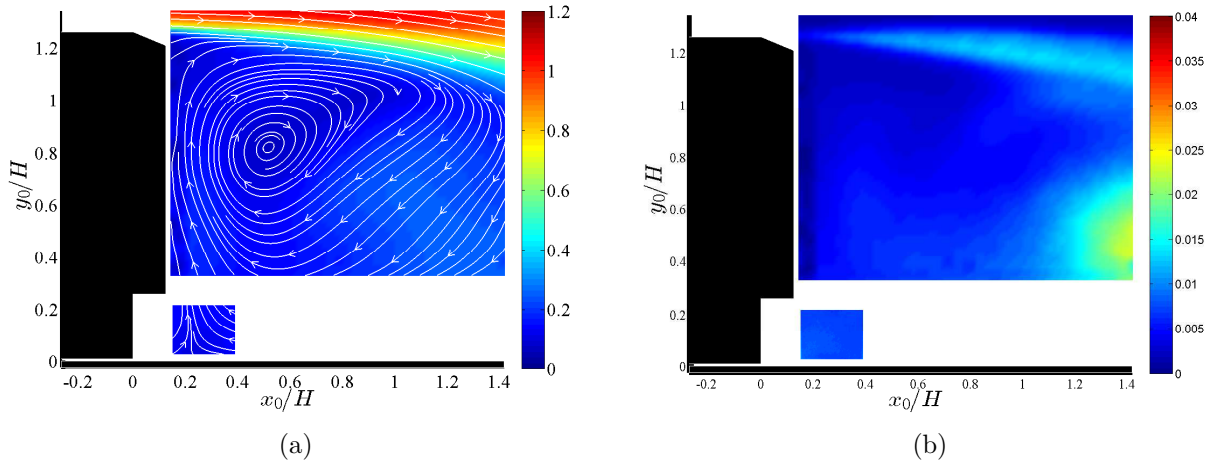


FIGURE III.16 – Cartographies de la norme de la vitesse moyenne \bar{u} avec lignes de courant (a) et de l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse E_t (b) pour le cas non contrôlé.

fréquentielle de l'écoulement de sillage non contrôlé.

La figure III.16 présente les cartographies de la norme de la vitesse moyenne \bar{u} et de l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse E_t . L'analyse des lignes de courant (figure III.16(a)) permet de mettre en évidence la forte dissymétrie de l'écoulement dans le plan vertical. En effet, la zone de recirculation est dominée par une structure tourbillonnaire moyenne de grande dimension. De plus, les lignes de courant de la cartographie réalisée avec l'objectif de 135 mm permettent de distinguer une brusque remontée du fluide issu du soubassement dans la partie basse du culot. Ces résultats démontrent donc que la présence de la cage dans le soubassement de la maquette, permet de diminuer suffisamment la vitesse en sortie de soubassement pour empêcher le développement de la structure torique observée en l'absence de cage dans la section III.2.3 ainsi que dans la littérature pour les différents modèles de tracteur-remorque simplifiés [79, 119, 137]. Malgré sa contribution importante à la traînée globale de la maquette, le dispositif de soubassement est donc nécessaire à la bonne représentativité du sillage. Enfin, comme souhaité, l'écoulement moyen est naturellement décollé de la paroi du volet supérieur d'angle $\beta = 22.5^\circ$.

La cartographie de E_t est donnée en figure III.16(b). Cette cartographie montre que les niveaux de fluctuation sont de manière générale assez faibles, notamment dans la région à proximité du culot pour $x_0/H < 1$. Les niveaux plus élevés sont essentiellement localisés dans la couche de cisaillement supérieure et en fin de zone de recirculation pour $x_0/H > 1$.

Des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud sont réalisées dans la couche de cisaillement supérieure pour deux distances au culot : $x_0/H = 0.12$ dans la région d'écoulement au dessus du bord de fuite du volet et pour $x_0/H = 1$. Pour les points en y_0 pour lesquels les valeurs maximales de σ sont atteintes, la densité spectrale de puissance S_u est calculée en utilisant un algorithme FFT appliqué à des blocs consécutifs de 1 seconde. Les spectres résultants sont présentés en figure III.17. Pour les deux valeurs de x_0/H , les spectres ne présentent pas de pic associé à une fréquence caractéristique dans la couche de cisaillement. Une zone inertielle, pouvant être caractérisée par une loi en $-5/3$, est également identifiée dans les deux cas. Toutefois, cette dernière débute de plus en plus tôt lorsque l'on s'éloigne du

culot et que la couche de cisaillement s'épaissit. En effet, elle débute vers $fH/U_\infty \approx 2$ pour $x_0/H = 0.12$ et vers $fH/U_\infty \approx 0.8$ pour $x_0/H = 1$. Pour $x_0/H = 0.12$, une bosse de faible amplitude centrée en $fH/U_\infty \approx 2$ peut également être observée. Cette bosse est observable pour une fréquence qui semble être trop importante pour être associée à un phénomène de battement (aussi appelé « flapping ») de la couche de cisaillement [39, 131] et trop faible pour être associée à des instabilités de type Kelvin-Helmholtz [63].

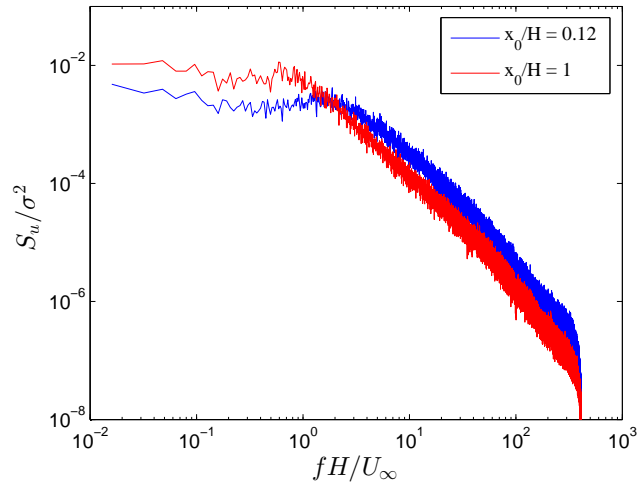


FIGURE III.17 – Densité spectrale de puissance S_u normalisée par la variance et mesurée par anémométrie à fil chaud pour des distances $x_0/H = 0.12$ et $x_0/H = 1$ du culot et au point en y_0/H où le niveau de fluctuation de vitesse σ est maximal.

III.4 Contrôle par jets synthétiques

III.4.1 Influence des paramètres d'actionnement

L'effet du contrôle par jets synthétiques sur la traînée aérodynamique de la maquette est étudié dans cette section. En particulier, l'influence de la fréquence d'actionnement St_H ainsi que celle du coefficient de quantité de mouvement C_μ sont présentées. Les contributions à la traînée des différents parois composant l'arrière de la maquette sont également quantifiées à l'aide de mesure de pression statique au niveau du culot et du volet supérieur d'angle $\beta = 22.5^\circ$.

III.4.1.1 Influence de la fréquence d'actionnement

Dans ce paragraphe, l'influence de la fréquence d'actionnement f_{ac} sur la traînée aérodynamique et la pression à l'arrière de la maquette est étudiée. La forme adimensionnelle de f_{ac} , définie par un nombre de Strouhal St_H dans l'équation (B.1), est utilisée. Le coefficient de quantité de mouvement injectée par les actionneurs, C_μ (équation (B.2)), est conservé constant et fixé à 4×10^{-4} .

Mesures de traînée

L'évolution de la traînée en fonction de la fréquence d'actionnement St_H est présentée sur la figure III.18. Ces résultats montrent que le contrôle par jets synthétiques a une forte influence sur la traînée. En effet, pour une fréquence d'actionnement inférieure à $St_H = 1.3$, l'utilisation du contrôle engendre une forte augmentation de traînée pouvant atteindre jusqu'à 8.2% pour $St_H = 0.4$. En revanche, l'actionnement du contrôle à une fréquence supérieure à $St_H = 1.3$ permet de diminuer la traînée. Le gain maximal mesuré de C_x de 4.4% par rapport au cas sans contrôle est atteint pour une fréquence de $St_H = 4$. Pour les valeurs de St_H comprises entre 1.3 et 4, la traînée diminue de manière asymptotique avec l'augmentation de la fréquence. La pente existante pour $St_H = 4$ semble indiquer que des gains en traînée plus importants pourraient être obtenus pour des fréquences d'actionnement plus élevées. Cependant, les actionneurs utilisés dans le cadre de cette étude ne permettent pas d'augmenter la fréquence d'actionnement tout en maintenant le coefficient de quantité de mouvement C_μ à 4×10^{-4} .

Mesures de pression à l'arrière de la maquette

Les cartographies de pression au culot sont présentées en figure III.19 pour les cas avec contrôle à $St_H = 0.32$ et à $St_H = 3.2$. Afin de faciliter la comparaison avec le cas sans contrôle, la cartographie de pression pour ce dernier est rappelée. Bien que les jets soient positionnés à proximité de l'arête formée par la toiture et le volet supérieur, le contrôle engendre des variations de pression importantes sur l'ensemble de la surface du culot. En outre, l'aspect de stratification verticale de la pression observé dans le cas sans contrôle est conservé avec l'actionnement des jets pour l'ensemble des fréquences étudiées.

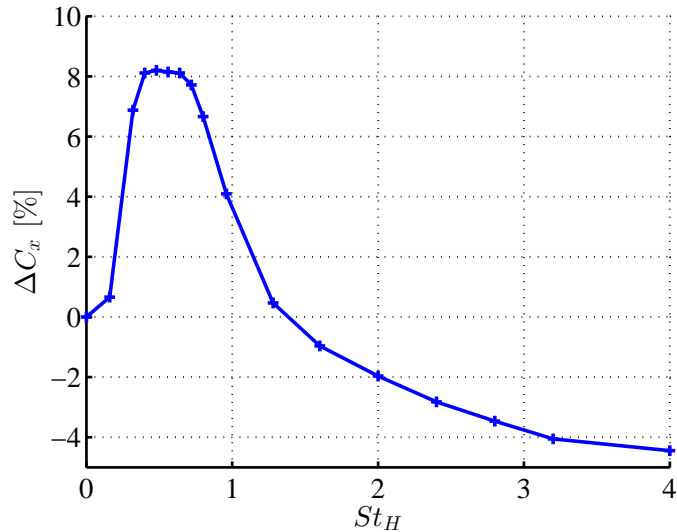


FIGURE III.18 – Evolution du coefficient de traînée aérodynamique ΔC_x en fonction de la fréquence d'actionnement St_H pour $C_\mu = 4 \times 10^{-4}$.

Pour $St_H = 0.32$ (figure III.19(b)), l'augmentation de traînée observée précédemment est globalement corrélée avec une diminution de la pression statique au culot. Les profils de pression, verticaux dans le plan de symétrie de la maquette et transversaux pour $y_0/H = 0.75$, sont respectivement donnés en figures III.20(a) et III.20(b). L'étude des profils verticaux montre que, pour cette fréquence d'actionnement, le contrôle induit une diminution de la pression légèrement plus importante sur la partie basse du culot que sur la partie haute. En revanche, les profils transversaux restent uniforme sous l'effet du contrôle.

Pour $St_H = 3.2$ (figure III.19(c)), la diminution de traînée est associée à une augmentation de la pression statique sur toute la surface du culot de la maquette. Les profils de pression verticaux, donnés sur la figure III.20(a), mettent en évidence une augmentation de pression un peu plus importante dans la partie haute du culot. Contrairement au cas où les jets sont actionnés à $St_H = 0.32$, l'action du contrôle est donc plus importante sur la région supérieure de l'écoulement de sillage pour cette fréquence. En revanche, le profil transversal de C_p donné en figure III.20(b) reste à nouveau uniforme.

La figure III.21 donne le profil de pression sur le volet dans le plan $z_0 = 0$ pour les trois cas étudiés. Comme décrit précédemment dans la partie III.3, l'écoulement moyen non contrôlé décolle au niveau de l'arête formée par la toiture de la maquette et le volet supérieur. La valeur de $C_{p,v}$ résultante est donc presque uniforme le long de la paroi du volet et de l'ordre de -0.21 . Le contrôle induit une diminution de la pression à la paroi du volet. Cette diminution évolue en fonction de St_H et est particulièrement importante au voisinage des jets. Pour $St_H = 0.32$, le contrôle introduit une diminution de la pression statique tout le long de la paroi du volet. Bien qu'une augmentation monotone de la pression avec x_0 soit observée, la tendance semble indiquer que la pression au niveau du bord de fuite du volet est plus faible que dans le cas non contrôlé.

Pour $St_H = 3.2$, le contrôle induit une forte diminution de la pression au voisinage des

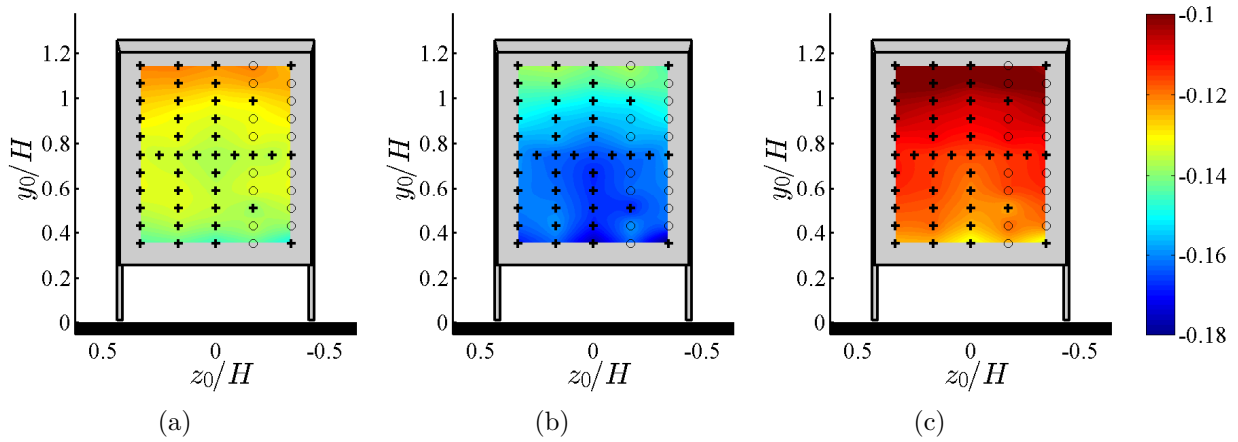


FIGURE III.19 – Cartographies du coefficient de pression statique $C_{p,c}$ au culot de la maquette pour l'écoulement non contrôlé (a) et contrôlé à $St_H = 0.32$ (b) et à $St_H = 3.2$.

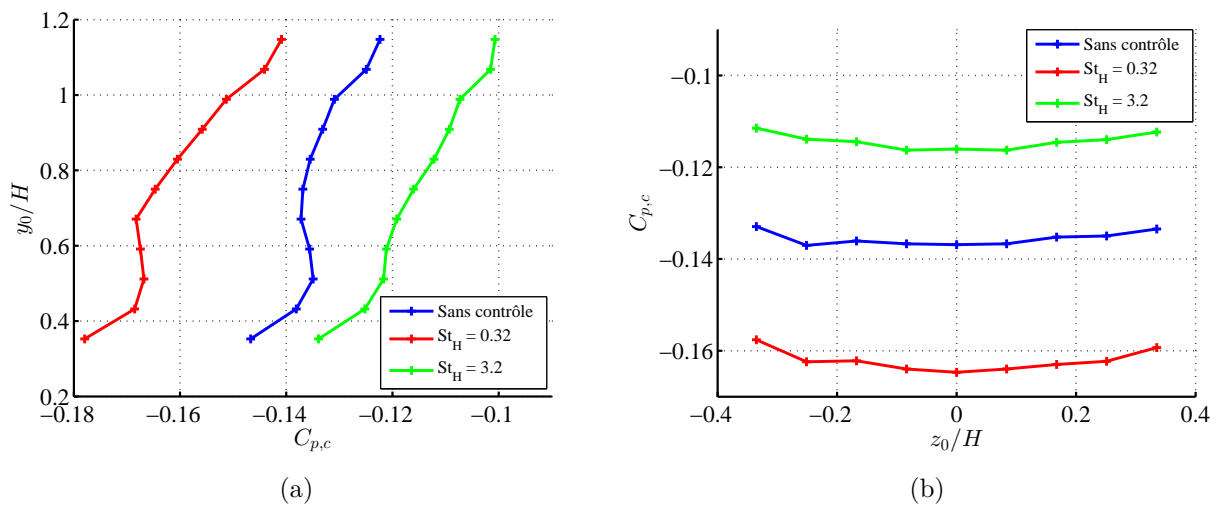


FIGURE III.20 – Profil du coefficient de pression statique $C_{p,c}$ au culot en fonction du cas d'actionnement : vertical selon y_0 (a) et transversal selon z_0 (b)

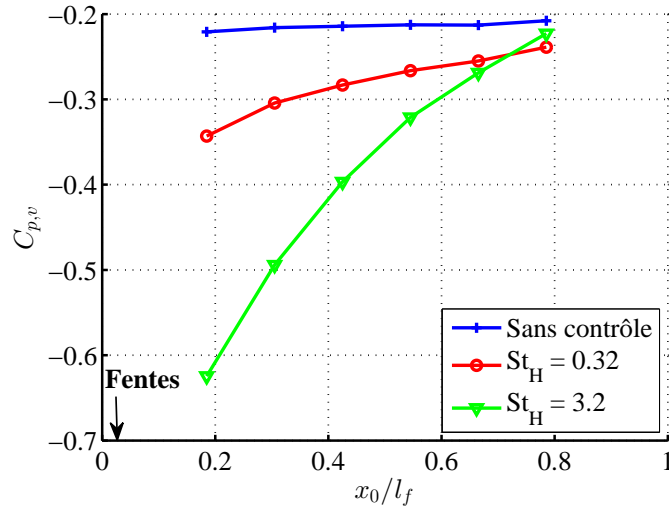


FIGURE III.21 – Profils du coefficient de pression statique $C_{p,v}$ le long de la surface du volet en fonction du cas d’actionnement.

jets. En effet, au niveau du premier point de mesure, la valeur de $C_{p,v}$ est de -0.63 , ce qui représente une diminution de la pression en ce point de près de 200% par rapport au cas non contrôlé. Cependant, la pression augmente rapidement le long du volet jusqu’à être proche de la pression dans le cas non contrôlé pour le dernier point de mesure à $x_0/l_f = 0.78$. Le fort gradient de pression observé dans ce cas suggère donc que la pression au niveau du bord de fuite du volet est plus importante que dans le cas non contrôlé. L’ensemble de ces résultats montre toutefois clairement que même pour des fréquences d’actionnement élevées, la pression au niveau du volet est plus faible que dans le cas non contrôlé. Cette dépression, contribuant à une augmentation de la traînée, semble résulter de deux mécanismes. D’une part, les jets induisent une diminution importante de la pression locale en aval de la fente, ce qui permet à l’écoulement de recoller sur la paroi du volet. D’autre part, le changement de direction de l’écoulement engendre nécessairement une courbure des lignes de courant, qui participe aussi à la diminution de la pression. Il est également intéressant de noter que ces évolutions de $C_{p,v}$ sont cohérentes avec celles obtenues dans les travaux de El-Alti [41] dans lesquels les gradients de pression sont associés au recollement de l’écoulement moyen sur le volet sous l’effet de l’actionnement des jets synthétiques.

Afin de pouvoir quantifier l’influence de la fréquence d’actionnement St_H sur la pression, les valeurs du coefficient de pression statique sont intégrées spatialement pour obtenir des valeurs moyennes, dénotées $\overline{C_{p,c}}$ pour le culot et $\overline{C_{p,v}}$ pour le volet. Les évolutions de ces coefficients en fonction de St_H sont données en figure III.22. L’évolution de $\overline{C_{p,c}}$ en fonction de St_H (figure III.22(a)) indique que l’actionnement des jets pour une fréquence d’actionnement inférieure à $St_H = 1.3$ résulte en une diminution de la pression moyenne au culot. Une valeur minimale de $\overline{C_{p,c}}$ de -0.161 est atteinte pour $St_H = 0.4$, ce qui représente une diminution de la pression d’environ -18% par rapport au cas non contrôlé. En revanche, pour une fréquence d’actionnement supérieure à $St_H = 1.3$, le contrôle induit une augmentation de la pression moyenne au culot. Entre $St_H = 1.3$ et $St_H = 4$, ce gain en pression augmente de manière monotone et asymptotique jusqu’à atteindre une valeur maximale d’environ 18% .

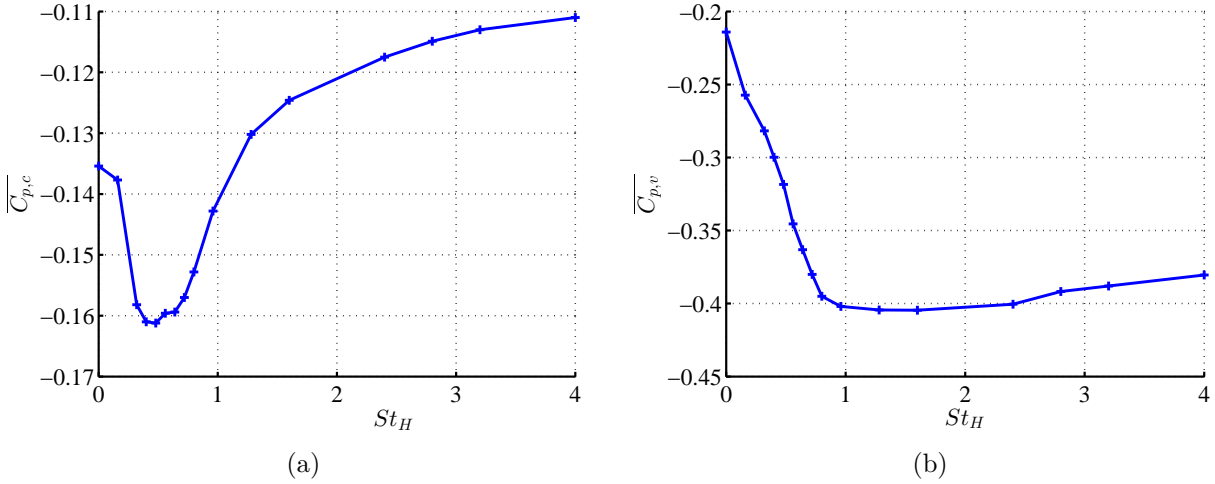


FIGURE III.22 – Evolution de la pression moyenne au culot $\overline{C_{p,c}}$ (a) et au volet $\overline{C_{p,v}}$ (b) en fonction de la fréquence d'actionnement St_H .

Ces tendances montrent donc clairement qu'une diminution de pression au culot est associée à une augmentation de traînée et qu'à l'inverse, une augmentation de pression est associée à une diminution de traînée. Toutefois, bien que l'évolution de $\overline{C_{p,c}}$ soit similaire à l'inverse de l'évolution de ΔC_x présentée en figure III.18, les niveaux de $\overline{C_{p,c}}$ ne sont pas tout à fait proportionnels avec ΔC_x . En effet, pour la fréquence d'actionnement pour laquelle le minimum de pression est obtenu, $St_H = 0.4$, la diminution de pression de -18% par rapport au cas non contrôlé correspond à une augmentation de la traînée d'environ 8%. En revanche, pour $St_H = 4$, fréquence pour laquelle le maximum de pression est obtenu, l'augmentation de pression de 18% par rapport au cas non contrôlé est associée à une diminution de la traînée de seulement 4.4%. Ce constat souligne donc l'importance de prendre en compte les dépressions mesurées au volet, malgré une contribution à la traînée aérodynamique en apparence plus faible due à l'angle de volet β , mais en fait associée à des valeurs de $\overline{C_{p,v}}$ pouvant atteindre environ -0.6.

L'étude de la figure III.22(b), donnant l'évolution de $\overline{C_{p,v}}$ en fonction de St_H , montre que le contrôle induit une dépression moyenne au niveau de la paroi du volet, et cela pour l'ensemble des fréquences d'actionnement étudiées. Cette évolution en fonction de St_H est similaire à celle de la longueur de recirculation sur rampe descendante présentée en figure I.38 [104]. Pour des fréquences d'actionnement faibles allant jusqu'à $St_H = 0.8$, les valeurs de $\overline{C_{p,v}}$ diminuent linéairement avec l'augmentation de St_H . Une valeur minimale quasiment constante de -0.40 est atteinte pour $St_H \geq 1.3$. Cette dépression importante a donc un impact fortement négatif sur l'effort de traînée. Afin d'en tenir compte, $\overline{C_{p,a}}$ est défini par l'équation (III.2) comme étant l'intégration spatiale de la pression sur toute la surface arrière de la maquette, S_c et S_v étant les surfaces respectives du culot et du volet.

$$\overline{C_{p,a}} = \frac{1}{S_c + S_v} \left(\overline{C_{p,c}} \cdot S_c + \overline{C_{p,v}} \cdot S_v \cdot \sin(\beta) \right) \quad (\text{III.2})$$

Il est à noter que l'on effectue l'hypothèse que la pression sur le volet est uniforme selon l'axe transversal \vec{z}_0 .

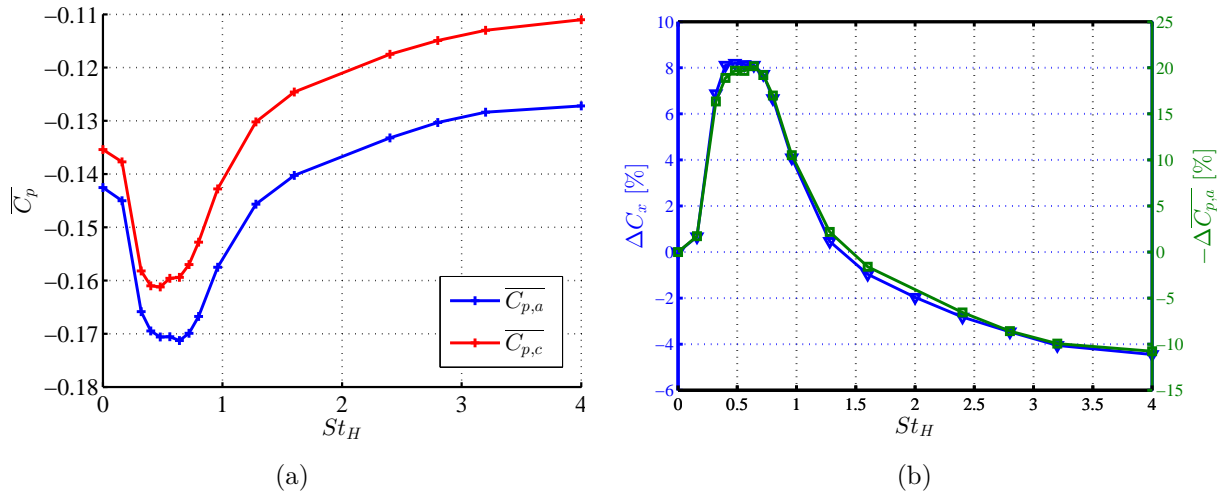


FIGURE III.23 – Evolution des coefficients de pression statique $\overline{C_{p,a}}$ à l'arrière de la maquette et $\overline{C_{p,c}}$ (a) et des écarts de traînée ΔC_x et de pression $\Delta \overline{C_{p,a}}$ (b) en fonction de la fréquence d'actionnement St_H .

La figure III.23(a) donne l'évolution de $\overline{C_{p,a}}$ en fonction de St_H et illustre l'importance de la prise en compte de la pression sur le volet lors de l'actionnement du contrôle. En effet, sur l'ensemble des fréquences étudiées, la pression moyenne globale à l'arrière de la maquette $\overline{C_{p,a}}$ est plus basse que celle du culot $\overline{C_{p,c}}$. Par conséquent, les fortes dépressions, générées par le contrôle au niveau du volet, limitent le gain en traînée et donc le potentiel des jets synthétiques.

Enfin, la figure III.23(b) met en évidence la forte corrélation qui existe entre les niveaux de pression statique mesurés à l'arrière de la maquette et la traînée aérodynamique mesurée par la balance. Pour $St_H = 0.32$, la diminution de 20% de la pression à l'arrière de la maquette correspond ici à l'augmentation de la traînée de 8%. L'actionnement du contrôle à la fréquence $St_H = 4$ permettant d'augmenter la valeur de $\Delta \overline{C_{p,a}}$ de 11%, le gain de traînée correspondant est de 4.4%.

En comparaison avec les travaux impliquant des géométries de type culot droit avec des systèmes de contrôle actif présentés dans le tableau III.3, les gains en traînée sont faibles par rapport aux augmentations de pression mesurées. En effet, la valeur du rapport $C_x/\Delta \overline{C_{p,a}}$ dans cette étude est de -0.40, soit environ deux fois moins que pour Pastoor [107] et Rouméas [117]. Ce faible gain en traînée s'explique par une plus faible contribution de l'arrière à l'effort de traînée global. En effet, comme expliqué dans la partie III.2, l'utilisation du dispositif de pertes de charge dans le soubassement de la maquette contribue à hauteur de 60% à la traînée aérodynamique globale de la maquette. La contribution de l'arrière de la maquette est donc a fortiori considérablement réduite, ce qui pénalise les gains en C_x .

Les résultats de traînée et de pression à l'arrière de la maquette, présentés dans cette section, mettent en évidence les similarités entre les courbes de pression au culot obtenues dans le chapitre II et celles présentées ici. De plus, la corrélation entre l'augmentation des pressions au culot et la réduction de traînée indique que le contrôle influe seulement sur la traînée de pression induite par l'arrière de la maquette. Le contrôle ne modifie donc pas la

Auteurs	Type de contrôle	Gain en $\overline{C_p}$	Réduction de C_x	$C_x/\Delta\overline{C_{p,a}}$
Pastoor [107]	Jets synthétiques	15%	11%	-0.73
Rouméas [117]	Soufflage continu	35%	29%	-0.83
Ici	Jets synthétiques	11%	4.4%	-0.40

TABLE III.3 – Réductions de traînée engendrées par des augmentations de pression moyenne au culot dans les études de Pastoor [107] et Rouméas [117].

topologie de l'écoulement en amont des jets.

Enfin, ces résultats questionnent également sur les effets d'échelle et en particulier sur la pertinence du choix de la hauteur de la maquette H , de la longueur de volet l_f , ou encore de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite en amont des jets θ comme longueur caractéristique pour définir le nombre de Strouhal. En effet, le minimum de pression moyenne au culot est ici atteint pour une fréquence d'actionnement $f_{ac} \approx 30$ Hz tout comme pour la maquette bidimensionnelle. De même, des augmentations de pression significatives sont mesurées à partir de $f_{ac} \geq 100$ Hz dans les deux études. L'ensemble de ces résultats va donc à l'encontre d'une fréquence optimale d'actionnement associée à l'existence d'une fréquence caractéristique de l'écoulement se développant autour de la maquette.

III.4.1.2 Influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ

Dans ce paragraphe, l'influence du coefficient de quantité de mouvement C_μ sur la traînée aérodynamique de la maquette est étudiée pour une fréquence d'actionnement donnée. L'actionnement des jets à une fréquence de $St_H = 3.2$ (soit $f_{ac} = 200$ Hz) permettant d'obtenir des gains de traînée de l'ordre de 4.2%, cette fréquence est choisie pour mener l'étude.

Mesures de traînée

La courbe de traînée, présentée en figure III.24, montre que l'évolution de ΔC_x en fonction de C_μ est cohérente avec celle des $\overline{C_p}$ au culot observée précédemment en figure II.37(b) pour la maquette bidimensionnelle avec un système de contrôle par jets pulsés. En effet, pour des valeurs de C_μ inférieures à 2×10^{-4} , la traînée diminue de manière monotone et quasiment linéairement avec la quantité de mouvement injectée. Au delà d'une valeur critique comprise entre $C_\mu = 2 \times 10^{-4}$ et 4×10^{-4} , soit une vitesse de jet U_j comprise entre 6 et 8.4 m.s⁻¹, le gain en traînée sature à 4.2%. Par conséquent, augmenter la valeur de C_μ ne permet pas d'obtenir des gains en traînée plus importants. Cette saturation du gain est également observée sur les courbes de $\overline{C_p}$ au culot de la maquette bidimensionnelle (chapitre II), pour une valeur critique proche de C_μ pour laquelle la saturation est atteinte, de l'ordre de $C_\mu = 4 \times 10^{-4}$.

Mesures de pression à l'arrière de la maquette

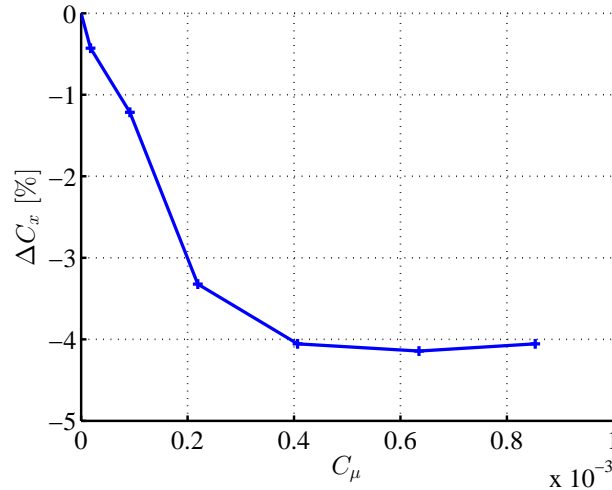


FIGURE III.24 – Evolution du coefficient de traînée aérodynamique ΔC_x en fonction du coefficient de quantité de mouvement injectée C_μ pour $St_H = 3.2$.

L'évolution du coefficient moyen de pression statique au culot $\overline{C_{p,c}}$ avec le coefficient de quantité de mouvement C_μ , donnée en figure III.25, corrèle bien avec les mesures de traînée présentées sur la figure III.24. En effet, une augmentation de la pression statique moyenne au culot est associée à une diminution de la traînée et inversement. La saturation du gain en traînée observée précédemment est également associée à une saturation de la pression au culot, atteinte pour la même valeur critique, $C_\mu \approx 4 \times 10^{-4}$. Le gain maximal de $\overline{C_{p,c}}$ est de 16.7% et résulte d'un gain en traînée d'environ 4.2% obtenu pour $C_\mu = 6.3 \times 10^{-4}$.

Cependant, l'étude de la figure III.26, présentant les profils du coefficient de pression statique $C_{p,v}$ le long du volet, met en évidence la contribution négative du volet à la traînée lorsque les jets sont actionnés. En effet, comme déjà observé précédemment, le contrôle induit systématiquement une diminution de pression statique à proximité de la fente. Jusqu'à la valeur critique de $C_\mu = 4 \times 10^{-4}$, le niveau de pression mesuré diminue à proximité de la fente et le gradient de pression adverse selon \vec{x}_0 devient de plus en plus important. Par contre, pour des valeurs de C_μ supérieures à 4×10^{-4} , les profils de pression se superposent, ce qui souligne à nouveau le fait qu'augmenter le C_μ n'engendre plus de modifications de l'écoulement au delà de cette valeur critique.

Comme dans les chapitres précédents, les résultats présentés montrent que la fréquence d'actionnement des jets a un effet plus important et complexe sur la traînée aérodynamique que le coefficient de quantité de mouvement, notamment au delà de la valeur critique de C_μ pour laquelle une saturation du gain est observée. Par conséquent, seul l'effet de la fréquence est étudiée dans la suite du chapitre. La valeur de C_μ est elle fixée à $C_\mu = 4 \times 10^{-4}$, ce qui, au regard des résultats présentés dans cette section, permet d'avoir un gain en traînée saturé.

III.4.2 Modifications de l'écoulement de sillage

Afin d'identifier les modifications de l'écoulement de sillage engendrées par le contrôle, des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud et par PIV ont été réalisées dans le

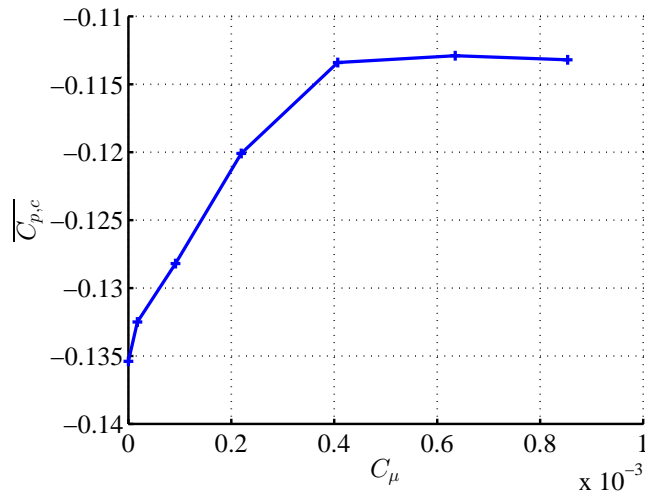


FIGURE III.25 – Evolution du coefficient de pression statique au culot $\overline{C}_{p,c}$ en fonction de C_μ .

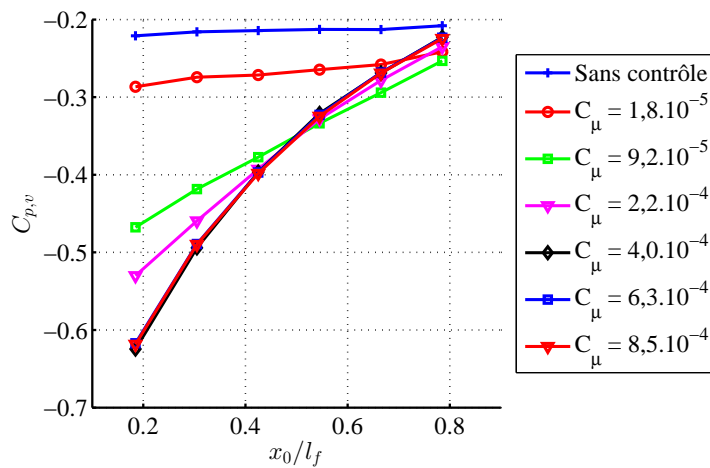


FIGURE III.26 – Profils du coefficient de pression statique $C_{p,v}$ le long du volet en fonction de C_μ .

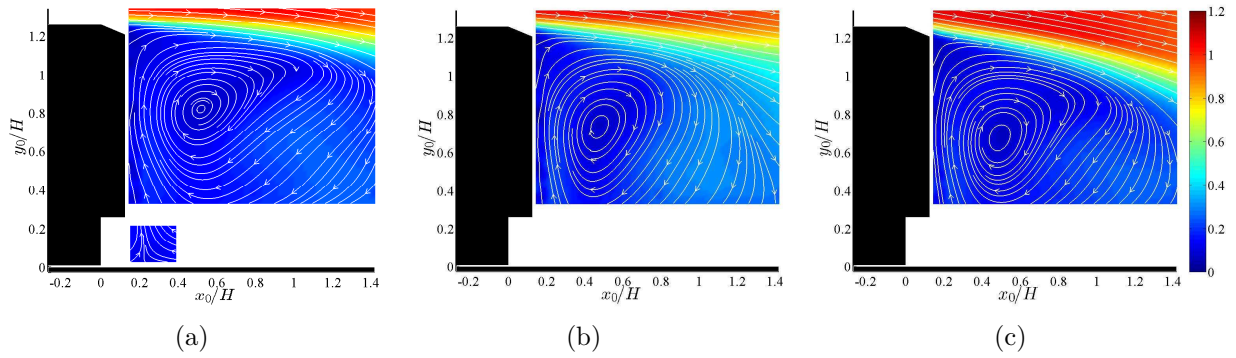


FIGURE III.27 – Cartographies de la norme de la vitesse moyenne \bar{u} avec lignes de courant pour le cas non contrôlé (a) et les cas contrôlés pour $St_H = 0.32$ (b) et $St_H = 3.2$ (c)

plan de symétrie de la maquette. Dans cette section, ces mesures permettent de caractériser l'écoulement de sillage et d'identifier les mécanismes responsables des évolutions de traînée et de pression statique au culot présentées précédemment.

La figure III.27 présente les cartographies de la norme de la vitesse moyenne \bar{u} pour le cas sans contrôle et pour les deux cas avec contrôle aux fréquences $St_H = 0.32$ et $St_H = 3.2$. Pour rappel, une augmentation de traînée de l'ordre de 8% est obtenue lorsque le contrôle est actionné à $St_H = 0.32$ alors que pour $St_H = 3.2$, un gain d'environ 4% est obtenu. L'étude des cartographies de \bar{u} pour chacun des cas montre que le contrôle ne modifie pas fondamentalement la topologie du champ moyen de vitesse dans la zone de recirculation. En effet, la zone de recirculation dans les cas contrôlés reste dominée par une structure tourbillonnaire moyenne, tournant dans le sens horaire. La position du centre de cette structure n'évolue que très peu avec le contrôle et reste à une distance du culot d'environ $x_0/H = 0.5$. Toutefois, lorsque le contrôle est actionné à $St_H = 0.32$, le niveau de vitesse important dans le sillage pour $x_0/H > 1$, de l'ordre de $\bar{u}/U_\infty = 0.4$, ainsi que les lignes de courant verticales associées, indiquent une fermeture de la zone de recirculation plus proche du culot que dans les deux autres cas étudiés. Ce raccourcissement apparent est en partie dû à un taux de croissance de la couche de cisaillement plus important pour cette fréquence. Ce résultat met ainsi à nouveau en évidence la corrélation existante entre l'évolution de la longueur de recirculation moyenne [28, 60] et celle de la pression au culot avec la fréquence d'actionnement.

En outre, le contrôle induit un effet de vectorisation de la couche de cisaillement supérieure. En effet, pour $St_H = 0.32$ (figure III.27(b)), la hauteur du sillage H_s , telle que définie dans le chapitre II pour une distance $x_0/H = 1$ du culot, est égale à 1.13 contre 1.21 pour le cas non contrôlé (figure III.27(a)). Pour $St_H = 3.2$ (figure III.27(c)), l'orientation de la couche de cisaillement ainsi que le niveau de vitesse au niveau du bord de fuite semblent suggérer que l'écoulement n'est pas complètement attaché à la paroi du volet. Cependant, la hauteur de sillage H_s est tout de même diminuée de 12.3% par rapport au cas non contrôlé, soit $H_s = 1.06$. Cet effet de vectorisation implique également l'existence d'une courbure locale des lignes de courant moyennes dans la région de l'écoulement à proximité de l'arête, ce qui explique la forte dépression locale observée sur le volet en figure III.21.

Les cartographies de E_t sont données en figure III.28 pour les trois cas étudiés et per-

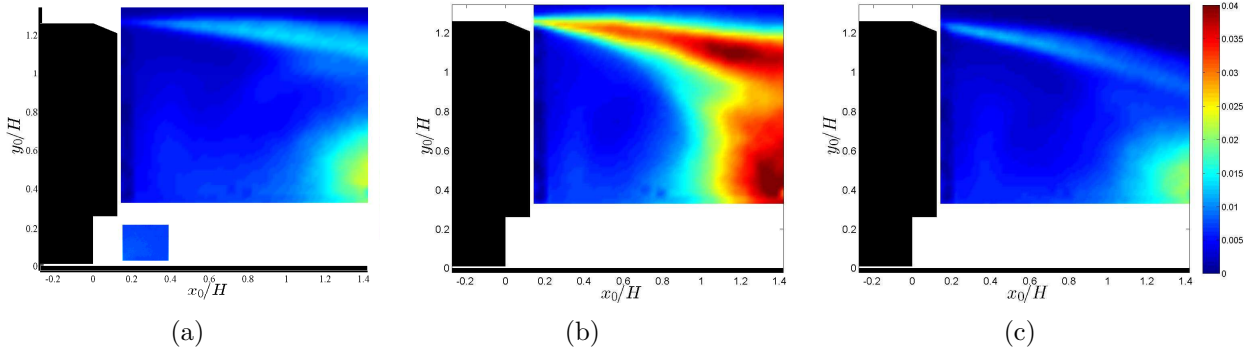


FIGURE III.28 – Cartographies d'énergie cinétique des fluctuations de vitesse E_t pour le cas non contrôlé (a) et les cas contrôlés pour $St_H = 0.32$ (b) et $St_H = 3.2$ (c)

mettent de quantifier l'intensité des fluctuations de vitesse dans le sillage. De manière générale, les fortes valeurs de E_t sont localisées dans la couche de cisaillement supérieure et à proximité de la fermeture de la zone de recirculation, pour $x_0/H > 1$. A proximité du culot, les fluctuations sont assez faibles pour les trois cas étudiés. Pour $St_H = 0.32$ (figure III.28(b)), le contrôle induit une augmentation considérable des fluctuations dans la couche de cisaillement et pour $x_0/H > 1$. La forte diminution des valeurs de $\overline{C_p}$ au culot observée en figure III.19(b) est donc associée à une augmentation des fluctuations dans le sillage. Ces fluctuations importantes, réparties sur toute la hauteur du sillage, mettent en évidence la forte instationnarité de l'écoulement et la nécessité de réaliser une analyse par moyenne de phase afin d'identifier les différents phénomènes en jeu lors de l'actionnement du contrôle à cette fréquence. Cette analyse est réalisée dans la section suivante.

En revanche, pour $St_H = 3.2$ (figure III.28(c)), le contrôle induit une diminution globale des fluctuations dans le sillage par rapport au cas non contrôlé. Les fluctuations de vitesse sont essentiellement confinées dans les deux zones que sont la couche de cisaillement et la fermeture de la zone de recirculation à proximité du sol pour $x_0/H = 1.2$. De plus, ces deux zones de production de E_t semblent découplées spatialement sous l'effet du contrôle, contrairement aux autres cas étudiés.

Ces résultats mettent en évidence d'importantes similarités entre les modifications de l'écoulement de sillage moyen observées ici et celles observées dans le chapitre précédent pour la maquette bidimensionnelle. En effet, pour chacune des géométries, le contrôle par jets, couplé à la présence du volet, induit un effet de vectorisation plus ou moins important selon la fréquence d'actionnement. A basse fréquence d'actionnement, le contrôle engendre une augmentation des fluctuations dans le sillage qui est associée à une diminution de pression au culot et donc une augmentation de la force de traînée. Par contre, à haute fréquence d'actionnement, le contrôle engendre une diminution des fluctuations dans le sillage associée à une augmentation des pressions au culot et donc à un gain en traînée.

III.4.3 Analyse par moyenne de phase

Dans cette section, une analyse par moyenne de phase est menée afin d'identifier les perturbations générées dans le sillage de la maquette par l'actionnement des jets synthétiques. Par la suite, les résultats sont présentés pour les deux fréquences d'actionnement étudiées $St_H = 0.32$ et $St_H = 3.2$ et pour quatre phases ϕ permettant de couvrir un cycle d'actionnement complet :

- $\phi = 0^\circ$: début de la phase de soufflage
- $\phi = 90^\circ$: milieu de la phase de soufflage
- $\phi = 180^\circ$: début de la phase d'aspiration
- $\phi = 270^\circ$: milieu de la phase d'aspiration

III.4.3.1 Avec contrôle pour $St_H = 0.32$

Les cartographies de $\langle u \rangle$ sont présentées sur la figure III.29 pour un actionnement du contrôle à $St_H = 0.32$. Ces cartographies montrent que le développement de la couche de cisaillement supérieure est fortement modifié par les jets. En effet, cette dernière est soumise à des ondulations de grande amplitude sur chacun des champs de vitesse. Ces ondulations expliquent l'augmentation des fluctuations de vitesse observée dans la région cisailée sur la figure III.28(b). En revanche, contrairement, à la maquette bidimensionnelle étudiée dans le chapitre II, la structure tourbillonnaire, présente à proximité du culot, n'évolue que très peu sur un cycle d'actionnement de par la position statique de son centre tourbillonnaire.

Au début de la phase de soufflage pour $\phi = 0^\circ$ (figure III.29(a)), la structure tourbillonnaire issue des jets synthétiques n'a pas eu le temps de se former. Par conséquent, la couche de cisaillement est décollée de la paroi du volet et se développe « horizontalement » jusqu'à une distance $x_0/H = 1$ du culot. Au delà, une ondulation de grande amplitude, générée par le contrôle lors du cycle d'actionnement précédent, est observable. Dans le champ de mesure, cette ondulation engendre une courbure locale importante de la couche de cisaillement. La région de survitesse de $\langle u \rangle / U_\infty \approx 0.5$ dans la partie basse de la zone de recirculation pour $x_0/H \in [0.6, 1]$ indique qu'une partie de l'écoulement, rabattu par l'ondulation, alimente la rotation de la structure tourbillonnaire à la phase considérée. A la phase $\phi = 90^\circ$ (figure III.29(b)), cette ondulation est hors du champ de mesure et la perturbation générée par le contrôle au début du cycle d'actionnement étudié est visible en $x_0/H \approx 0.3$. De cette perturbation résulte également une nouvelle ondulation de la couche de cisaillement, de faible amplitude qui permet à l'écoulement de ponctuellement recoller à la paroi du volet. Au début de la phase d'aspiration pour $\phi = 180^\circ$ (figure III.29(c)), l'ondulation induite par le contrôle s'est déplacée de $x_0/H = 0.5$, soit une vitesse de convection proche de $U_\infty/2$. Pendant la phase d'aspiration pour $\phi = 270^\circ$, l'étude de la cartographie présentée en figure III.29(d) met en évidence la faible influence de l'aspiration sur la couche de cisaillement. En effet, l'aspiration ne permet pas de faire recoller l'écoulement sur la paroi du volet. Il en résulte un développement de la couche de cisaillement proche de celui observé pour le cas moyen sans contrôle jusqu'à $x_0/H = 0.5$. A une distance plus éloignée du culot de la maquette, l'ondulation de la couche de cisaillement est convectée, toujours avec une vitesse proche de $U_\infty/2$. L'amplitude de cette ondulation a considérablement augmenté entre les phases $\phi = 90$ et $\phi = 270^\circ$.

La figure III.30 donne les cartographies de $\langle \omega_{z_0} \rangle$ et montre que l'ondulation de la couche de cisaillement, observée en figure III.29, est associée à des niveaux de vorticités élevés. Pour

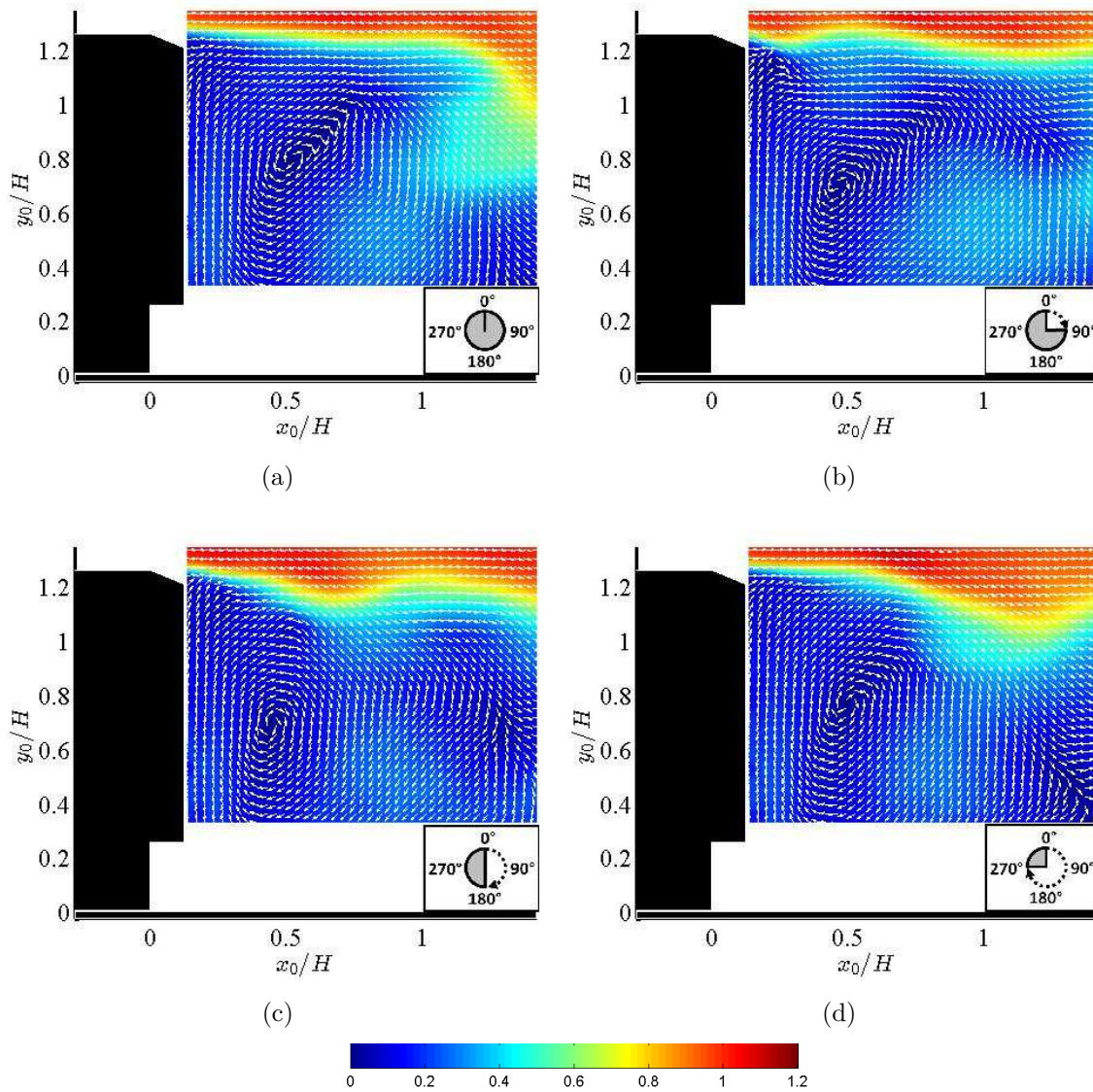


FIGURE III.29 – Cartographies de la norme de la vitesse moyennée en phase $\langle u \rangle$ avec contrôle à la fréquence $St_H = 0.32$ pour les phases $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 90^\circ$ (b), $\phi = 180^\circ$ (c) et $\phi = 270^\circ$ (d).

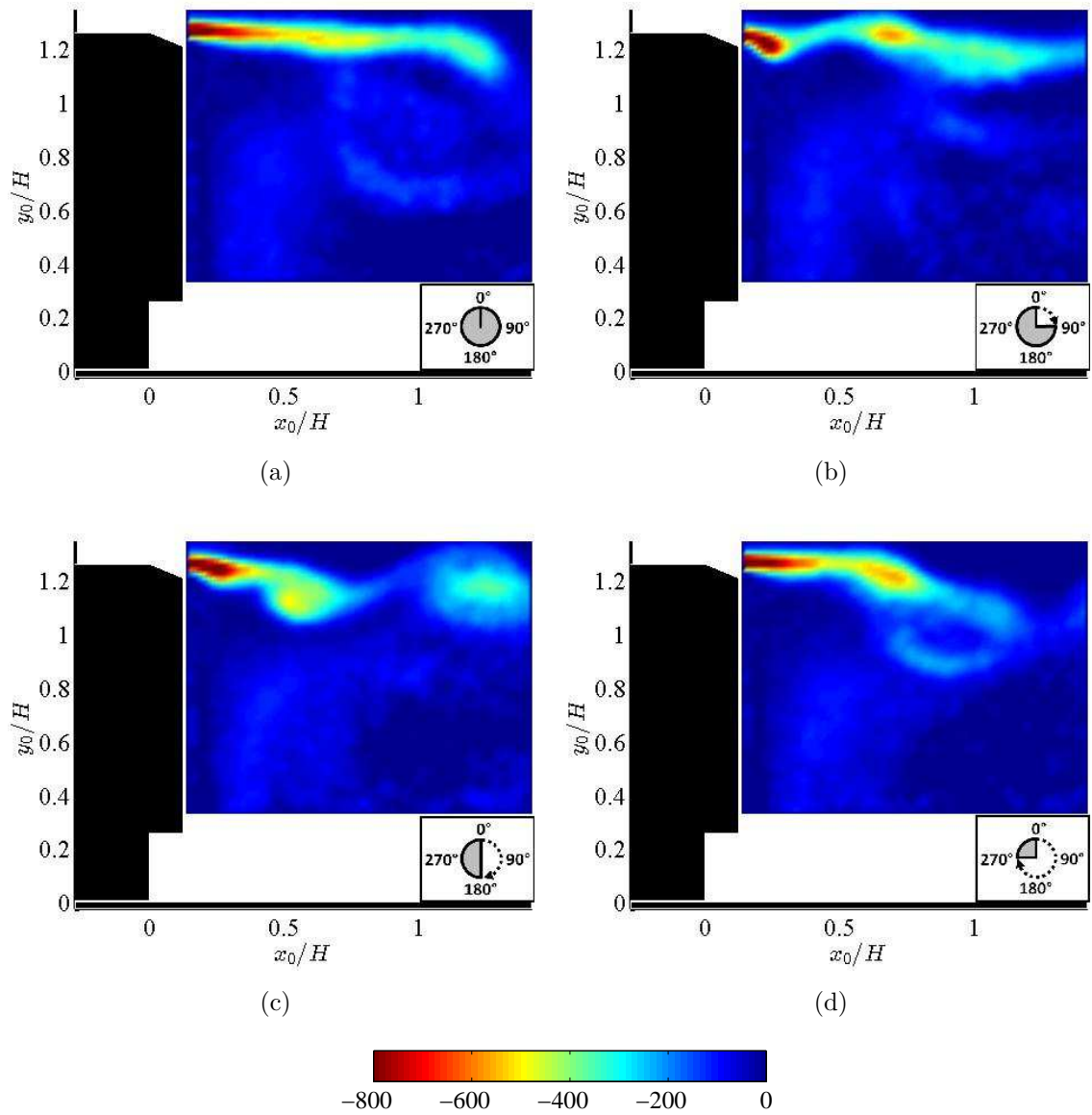


FIGURE III.30 – Cartographies de la vorticité moyennée en phase $\langle \omega_{z_0} \rangle$ avec contrôle à la fréquence $St_H = 0.32$ pour les phases $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 90^\circ$ (b), $\phi = 180^\circ$ (c) et $\phi = 270^\circ$ (d).

cette fréquence d'actionnement, une seule et unique perturbation est identifiée par cycle d'actionnement. Au début de la phase de soufflage pour $\phi = 0^\circ$ (figure III.30(a)), les valeurs de vorticité observées dans la partie sup erieure du champ de mesure sont principalement associées au cisaillement pour $x_0/H < 0.7$. Au del a de cette distance du culot, la nappe de vorticité s'enroule. Cet enroulement est associée   l'ondulation observée en figure III.29(a) et engendre une r egion de circulation de dimension $0.6H$ au bout de la couche cisail ee. Cette r egion est convect ee hors du champ de mesure pour $\phi = 90^\circ$ (III.30(b)). Par cons equent, elle n'interagit pas avec la perturbation issue du cycle d'actionnement étudiée et identifiée   proximité du bord de fuite du volet sup erieur pour la m eme phase. Cette perturbation, de petite dimension, introduit une discontinuité dans les valeurs de vorticité dans la couche de cisaillement qui semble être   l'origine de la formation de l'ondulation observée sur les cartographies de $\langle u \rangle$. Pendant la phase d'aspiration pour les phases $\phi = 180^\circ$ (figure III.30(c)) et $\phi = 270^\circ$ (figure III.30(d)), cette perturbation est amplifiée tout en étant convectée   une vitesse proche de $U_\infty/2$. A la phase $\phi = 270^\circ$, la perturbation engendre l'enroulement de la nappe de vorticité,   l'origine de la zone de circulation observée   la phase $\phi = 0^\circ$ en figure III.30(a). En amont de la perturbation, la nappe cisail ee est horizontale, ce qui confirme que la phase d'aspiration ne permet pas   l'écoulement de rester attaché sur la paroi du volet entre deux cycles de soufflage. Son influence sur l'écoulement de sillage est donc négligeable par rapport   celle de la phase de soufflage. En outre, pendant la phase d'aspiration, les caract eristiques de l'écoulement montrent des similarités avec l'écoulement non contr ol . Ce r esultat tend   d emontrer que la diminution de pression au culot observée pour $St_H = 0.32$ est due   la perturbation g n er e pendant la phase de soufflage.

Bien qu'une seule et unique perturbation soit g n er e par les jets synthétiques sur un cycle d'actionnement, les mécanismes identifiés pour une fréquence de 20 Hz ($St_H = 0.32$) sont similaires   ceux identifiés pour la maquette bidimensionnelle avec jets pulsés pour $f_{ac} = 25$ Hz. En effet, l'actionnement des jets   basse fréquence confère   l'écoulement de sillage un caractère fortement instationnaire. De plus, le délai temporel entre deux phases de soufflage permet   la perturbation, initialement de petite dimension, d'être amplifiée et convectée. Cette perturbation engendre ensuite,   une distance d'environ $x_0/H = 1$ du culot, l'enroulement de la couche de cisaillement. Cet enroulement est   l'origine d'un r tr ecissement longitudinal moyen de la zone de recirculation, observé en figure III.27(b). De plus, cette similarité dans les mécanismes aérodynamiques observés est cohérente avec les niveaux de pression mesurés   basse fréquence d'actionnement dans les deux études.

III.4.3.2 Avec contrôle pour $St_H = 3.2$

La figure III.31 présente les cartographies de $\langle u \rangle$ pour $St_H = 3.2$. Comme attendu au regard de la cartographie de E_t présentée en figure III.28(c), l'écoulement de sillage évolue très peu sur un cycle d'actionnement. En effet, excepté au voisinage du bord de fuite du volet, les cartographies de vitesse pour les quatre phases présentées sont similaires   la cartographie de la norme de la vitesse moyenne \bar{u} en figure III.27(c). Les perturbations introduites par le contrôle   cette fréquence restent localisées dans la r egion au dessus du volet et légèrement en aval de son bord de fuite. De plus, elles sont de faible amplitude, notamment en comparaison avec les ondulations de la couche de cisaillement observées lorsque les jets sont actionnés   $St_H = 0.32$ (figure III.29). Par cons equent, afin de pouvoir étudier la dynamique de ces perturbations plus aisément, les cartographies correspondantes de vorticité $\langle \omega_{z_0} \rangle$ sont données en figure III.32. Pour cette fréquence d'actionnement, les niveaux de vorticité sont

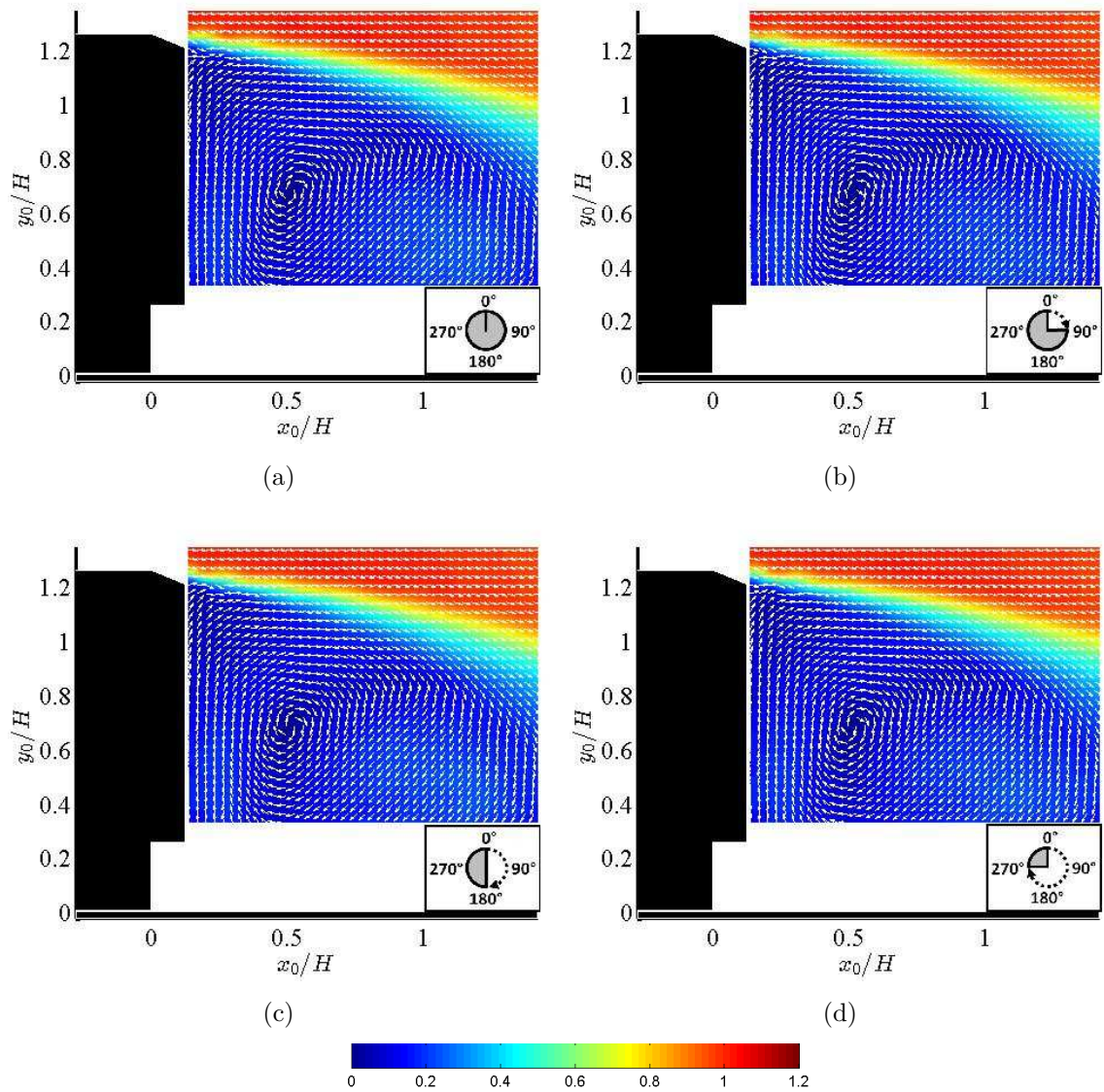


FIGURE III.31 – Cartographies de la norme de la vitesse moyennée en phase $\langle u \rangle$ avec contrôle à la fréquence $St_H = 3.2$ pour les phases $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 90^\circ$ (b), $\phi = 180^\circ$ (c) et $\phi = 270^\circ$ (d).

faibles dans le sillage et sont essentiellement associés à la couche de cisaillement supérieure. De plus, des niveaux de vorticit e importants mettent clairement en  evidence les structures tourbillonnaires de petite dimension g en er es par le contr ole  a cette fr equance, ainsi que leur d eplacement.

Au d ebut de la phase de soufflage pour $\phi = 0^\circ$ (figure III.32(a)), trois zones circulaires restreintes o u la vorticit e est  elev ee sont visibles au voisinage du bord de fuite du volet. Ces zones correspondent aux ondulations de la couche de cisaillement observ ees en figure III.31(a) et indiquent la pr esence de structures organis ees de petite dimension dans la couche de cisaillement. Ces structures sont issues des cycles d'actionnement pr ec edents du contr ole. Pour $x_0/H > 0.4$, les motifs de vorticit e indiquent une d esorganisation de la structure issue du cycle d'actionnement $p - 3$ dans la couche de cisaillement. Par cons equent, les structures g en er es par le contr ole pour cette fr equance perdent leur coh erence spatiale  a proximit e du culot, contrairement  a celle des structures g en er es pour $St_H = 0.32$, qui semble perdurer hors du champ de mesure. En outre, la pr esence d'une structure dans la r egion de l' ecoulement au dessus du volet  a la phase $\phi = 0^\circ$ prouve qu'il existe toujours une structure pr esente dans cette r egion au cours du temps pour cette fr equance d'actionnement. Pour les phases ϕ suivantes, le train de structures organis ees se d eplace  a une vitesse d'environ 15 m.s^{-1} , soit $0.6U_\infty$. Cette vitesse de convection, l eg erement plus importante que pour $St_H = 0.32$, s'explique par le fait que les structures induites par le contr ole se d eveloppent dans une zone o u l' ecoulement est issu du bord de fuite du volet. Par cons equent, la vitesse moyenne y est plus  elev ee que pour $St_H = 0.32$.

Le contr ole  a des fr equances  elev ees, de l'ordre de 200  a 300 Hz, engendre des m ecanismes a erodynamiques similaires dans le sillage des deux g eom etri es  etudi ees dans ces travaux de th ese. En effet, un train de structures organis ees de petite dimension est g en er e par le contr ole et se d eveloppe dans la couche de cisaillement dans les deux cas. Ce train de structures a pour effet de faire recoller l' ecoulement moyen sur la paroi du volet et semble « stabiliser » la couche de cisaillement ainsi que la zone de recirculation. Ces m ecanismes ont pour effet d'augmenter la pression au culot des maquettes, ce qui r esulte d'une diminution de la tra inee.

III.4.3.3 Evolution de la hauteur de sillage H_s

Pour conclure cette analyse par moyenne de phase, une  etude de l' evolution de la hauteur du sillage H_s pour $x_0/H = 1$ en fonction de la phase ϕ est r ealis ee dans ce paragraphe. La figure III.33 montre que l' evolution de H_s en fonction de ϕ d epend fortement de la fr equance d'actionnement du contr ole. En effet, pour $St_H = 0.32$, des variations importantes de H_s sont observ ees et soulignent  a nouveau le caract ere fortement instationnaire de l' ecoulement de sillage. La hauteur de sillage varie en effet de H  a $1.2H$. Le minimum de H_s est atteint  a la phase $\phi = 250^\circ$ et correspond au passage de l'ondulation de la couche de cisaillement. Une fois cette ondulation pass ee, la hauteur de sillage augmente jusqu' a une valeur de $H_s = 1.2$. Cette hauteur de sillage est  egalement celle observ ee pour l' ecoulement moyen non contr ol e, ce qui montre que la couche de cisaillement semble reprendre un d eveloppement similaire  a celui sans contr ole, jusqu' a la perturbation du cycle d'actionnement suivant.

En revanche, lorsque les jets sont actionnées  a haute fr equance pour $St_H = 3.2$, la hauteur de sillage est plus faible, de l'ordre de $H_s/H = 1.06$ et n' evolue pas au cours d'un cycle d'ac-

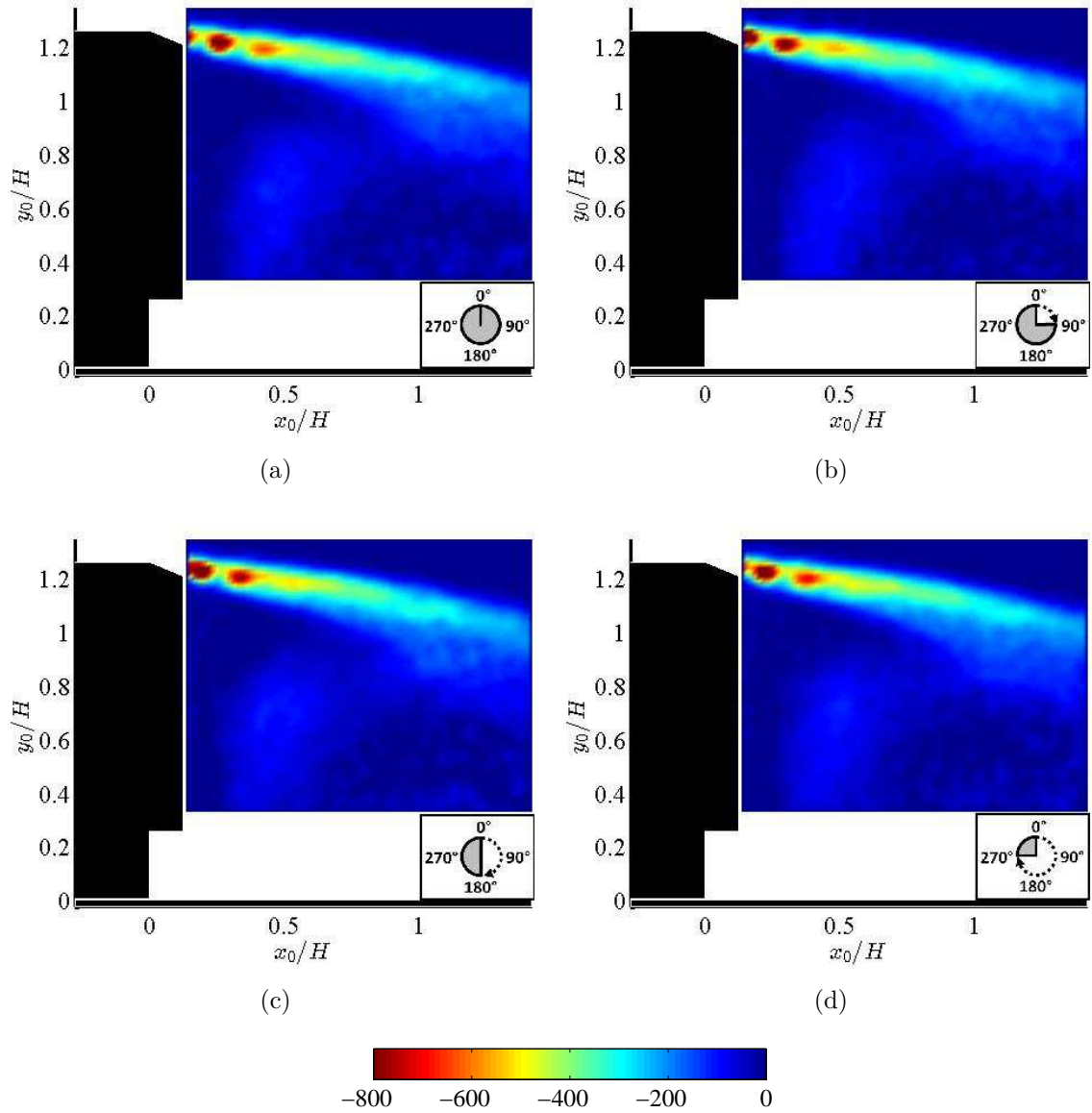


FIGURE III.32 – Cartographies de la vorticité moyennée en phase $\langle \omega_{z_0} \rangle$ avec contrôle à la fréquence $St_H = 3.2$ pour les phases $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 90^\circ$ (b), $\phi = 180^\circ$ (c) et $\phi = 270^\circ$ (d).

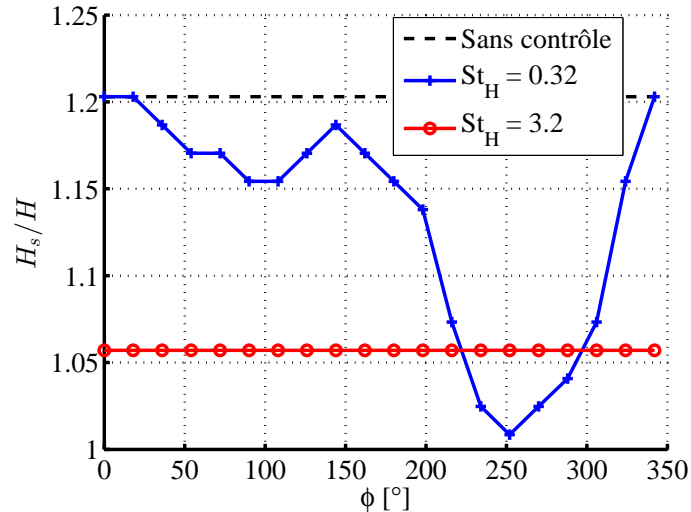


FIGURE III.33 – Evolution de la hauteur du sillage H_s pour $x_0/H = 1$ avec la phase ϕ pour les deux fréquences d'actionnement étudiée : $St_H = 0.32$ et $St_H = 3.2$.

tionnement. En effet, la courbe en palier indique que les variations de H_s sont inférieures à la précision avec laquelle H_s est déterminée. Cette précision est dépendante de la résolution spatiale du champ de mesure par PIV, ici de 6.36 mm soit environ 1.6% de la hauteur de la maquette H . Ce résultat met en évidence le comportement quasiment « stationnaire » de la couche de cisaillement et explique donc les faibles niveaux de fluctuation de vitesse observés dans ce cas d'actionnement en figure III.28(c).

III.4.3.4 Conclusion de l'analyse par moyenne de phase

L'analyse par moyenne de phase permet donc de mettre en évidence les différents mécanismes instationnaires importants lors de l'actionnement des jets. A basse fréquence d'actionnement, la perturbation générée par le contrôle est amplifiée et engendre un enroulement de la couche de cisaillement. Bien qu'aucune mesure effectuée ne permette d'étayer cette affirmation, ce mécanisme est probablement relié à la diminution de la pression au culot et donc à l'augmentation de traînée. A haute fréquence, le contrôle induit un train de structures organisées de petite dimension qui permet à l'écoulement de rester attaché de façon permanente sur le volet et par conséquent de réduire la hauteur du sillage. Les niveaux de vorticité dans la couche de cisaillement montrent que ces structures semblent rapidement perdre leur cohérence spatiale, contrairement   celle de la perturbation induite   basse fréquence qui elle, perdure loin du culot. Cette perte de cohérence et les niveaux de vorticité faibles dans la zone de recirculation semblent être la cause principale de l'augmentation des pressions au culot et donc des gains mesurés en traînée. En outre, des similarités avec les études présentées dans les chapitres précédents ont été soulignées pour les deux fréquences d'actionnement étudiées.

III.5 Etude paramétrique

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

Confidentiel Renault Trucks

III.6 Synthèse du chapitre

L'étude réalisée dans ce chapitre permet de confirmer la faisabilité de réduire la traînée aérodynamique d'une maquette simplifiée de tracteur-remorque à l'échelle 1/8^e par l'utilisation d'un système de jets synthétiques combiné à un volet déflecteur.

Dans un premier temps, la géométrie de la maquette, permettant de simuler expérimentalement l'écoulement de sillage derrière une remorque, a été présentée. En particulier, une étude numérique montre que l'utilisation d'un dispositif permettant de réduire la vitesse d'écoulement dans le soubassement est nécessaire à l'obtention d'un sillage représentatif. Les résultats numériques mettent également en évidence une dépendance quadratique de la traînée à l'angle du volet supérieur β . Un angle de volet β de 22.5°, permettant d'avoir un écoulement non contrôlé décollé de la paroi, est ensuite sélectionné pour l'intégration du système de contrôle.

Ensuite, l'effet des paramètres d'actionnement des jets synthétiques sur la traînée aérodynamique et sur la pression statique à l'arrière de la maquette est étudié. Une réduction maximale de traînée est obtenue à partir d'une valeur critique du coefficient de quantité de mouvement inférieure à $C_\mu = 4 \times 10^{-4}$. Par conséquent, la fréquence d'actionnement est identifiée comme étant le paramètre important lors de l'actionnement des jets. L'évolution de la traînée en fonction de la fréquence montre l'existence d'une gamme de fréquence inférieure à $St_H = 1.3$ pour laquelle les jets induisent une augmentation de la traînée pouvant atteindre 8% en comparaison du cas non contrôlé. Pour des fréquences supérieures, la traînée diminue de manière asymptotique et des gains sont mesurés. Un gain maximal de traînée de 4.4% est obtenu pour $St_H = 4$. Toutefois, la tendance de la courbe invite à penser que des gains plus importants peuvent être atteints avec des fréquences d'actionnement plus élevées, ce qu'il n'a malheureusement pas été possible de tester dans ce travail.

Des mesures de pression à l'arrière de la maquette montrent que les gains en traînée obtenus à haute fréquence d'actionnement sont associés à une hausse significative de la pression au culot. En revanche, le contrôle introduit une dépression locale importante sur le volet à proximité de la fente. Bien que la pression au bord de fuite semble plus importante que dans le cas non contrôlé, une diminution de la pression moyenne, intégrée sur la surface du volet, est mesurée. Cette diminution contribue donc de manière négative à la traînée et souligne l'importance de prendre en considération la pression au volet.

Ces évolutions de traînée et de pression en fonction de la fréquence d'actionnement sont associées à d'importantes modifications de la topologie moyenne de la zone de recirculation. Pour $St_H = 0.32$, l'augmentation de la traînée est engendrée par une diminution de la longueur de la zone de recirculation. Une nette augmentation des fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement et dans la région de fermeture de la zone de recirculation est également observée, ce qui démontre le caractère fortement instationnaire de l'écoulement pour cette fréquence. Pour $St_H = 3.2$, la diminution de la traînée est engendrée par le recollement de l'écoulement moyen sur le volet, permettant ainsi de réduire de manière conséquente la dimension verticale de la zone de recirculation. Cette vectorisation de l'écoulement incident vers le sol nécessite la courbure des lignes de courant, conduisant à la zone de faible pression mesurée à proximité de la fente. De plus, une diminution des fluctuations de vitesse dans le sillage est observée. Les zones de production de E_t que sont la couche de ci-

saillement et la fermeture de la zone de recirculation semblent alors spatialement découplées.

Une analyse par moyenne de phase permet ensuite l'identification des perturbations générées par le contrôle. Pour $St_H = 0.32$, le raccourcissement de la longueur de la zone de recirculation et l'augmentation des fluctuations de vitesse sont dus à la génération d'une ondulation de grande dimension de la couche de cisaillement supérieure. Cette ondulation engendre l'enroulement de la couche de cisaillement à proximité du culot. Il en résulte une longueur de recirculation oscillant fortement autour de sa valeur moyenne au cours d'un cycle d'actionnement. Ces mécanismes sont associés à l'augmentation de la traînée mesurée. Pour $St_H = 3.2$, le recollement de l'écoulement moyen sur le volet et la diminution des fluctuations de vitesse découlent de l'introduction par le contrôle de structures tourbillonnaires organisées de petite dimension. Ces structures se développent dans la couche limite sur la paroi du volet et perdent rapidement leur cohérence spatiale une fois dans la couche de cisaillement en aval du bord de fuite du volet. Ce mécanisme semble être à l'origine d'un découplage spatial entre la couche de cisaillement et la zone de recirculation.

[Paragraphe confidentiel]

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que le contrôle par jets synthétiques, couplé à un volet passif, constitue une solution prometteuse en vue de réduire la traînée des véhicules poids lourds. Toutefois, dans cette étude, pratiquement toutes les mesures sont réalisées dans le plan de symétrie de la maquette. Il est donc nécessaire d'avoir une meilleure connaissance des effets tridimensionnels autour de la maquette. En particulier, une étude de la cohérence transversale des structures générées par le contrôle ainsi que l'effet de ces structures sur les tourbillons longitudinaux se développant aux bords de l'arête formée par le toit et le volet pourrait être intéressante. De même, l'utilisation d'actionneurs sur les parois latérales pourrait éventuellement permettre d'augmenter les gains en traînée obtenus dans ces travaux.

IV || Conclusion

Cette étude constitue une première mise en œuvre du contrôle actif d'écoulement appliqué à des corps non profilés à culot droit chez Renault Trucks et au LMFA. Des actionneurs de laboratoire permettant la génération de jets pulsés et de jets synthétiques sont donc développés et intégrés à des maquettes dont le sillage est représentatif de celui derrière un véhicule réel.

Ce type de solution de contrôle ayant donné lieu à de nombreuses études dans les domaines de l'aéronautique et de l'automobile, une synthèse bibliographique est proposée dans un premier temps. Deux stratégies de contrôle, dont l'objectif est principalement de réduire la section transversale du sillage, se démarquent pour des applications sur des géométries à culot droit. La première, dite passive, consiste en une modification géométrique du culot par l'utilisation d'un artifice de type volet déflecteur. Les réductions de traînée engendrées par cette stratégie sont connues et certaines applications industrielles sont recensées. La seconde consiste à introduire une perturbation aérodynamique et périodique par un système de contrôle actif afin d'exciter une instabilité naturelle de l'écoulement décollé et/ou de modifier les propriétés de la turbulence dans les couches de cisaillement. Bien que des réductions de traînée soient obtenues dans certains cas, cette stratégie de contrôle en est au stade de la recherche et certains mécanismes mis en jeu lors de son application restent à identifier. Une combinaison de ces deux stratégies, portant sur l'association d'un volet déflecteur et de jets pulsés ou synthétiques, est étudiée expérimentalement dans ces travaux.

En outre, la synthèse bibliographique, ainsi que des simulations numériques réalisées par Renault Trucks [24]., mettent en évidence certaines spécificités importantes des écoulements se développant autour des véhicules poids lourds. En particulier, la faible vitesse de l'écoulement dans le soubassement conduit à un sillage fortement dissymétrique et à une stratification verticale du champ de pression au culot de la remorque, ce qui semble traduire un comportement quasiment « bidimensionnel » de l'écoulement en très proche sillage.

Par conséquent, en première approche, l'effet d'un contrôle par jets pulsés sur le sillage d'un corps bidimensionnel à culot droit, positionné à proximité du sol, est étudié. L'influence du contrôle sur la traînée aérodynamique est estimée de manière indirecte par des mesures de pression statique au culot. Des champs de vitesse moyenne, mesurés par PIV, montrent que l'évolution de la pression en fonction de la fréquence des jets est corrélée avec celle de la longueur de la zone de recirculation. Les résultats obtenus sont cohérents avec les éléments bibliographiques portant sur le contrôle d'écoulement derrière des marches descendantes mais dans lesquels aucune mesure de pression à la paroi verticale n'est effectuée. Toutefois, tel qu'appliqué dans ces travaux et pour les paramètres d'actionnement étudiés, le contrôle induit systématiquement une augmentation de la traînée.

Ce résultat conforte donc la stratégie de contrôle principalement étudiée dans cette thèse, associant les jets à un volet déflecteur. En effet, pour un angle suffisamment élevé pour que l'écoulement non contrôlé soit décollé du volet, le contrôle par jets pulsés engendre une augmentation importante de la pression statique au culot de la maquette pour des fréquences d'actionnement supérieures à 100 Hz. Des mesures de vitesse (PIV, anémométrie à fil chaud) montrent que ce gain est associé au recollement de l'écoulement incident sur le volet et à une diminution conséquente de la hauteur de sillage et des fluctuations de vitesse dans la zone de recirculation. Une étude instationnaire, réalisée par une analyse par moyenne de phase et par la détermination de corrélations spatio-temporelles, permet d'identifier les perturbations aérodynamiques introduites par le contrôle. Aux fréquences d'actionnement pour lesquelles

une augmentation de pression au culot est mesurée, le contrôle introduit un train de structures tourbillonnaires cohérentes de petite dimension, permettant d'une part, de diminuer la pression au voisinage de l'arête formée par le toit et le volet et donc d'amorcer le changement de direction de l'écoulement incident, et d'autre part, de maintenir l'écoulement attaché à la paroi le long du volet. En aval du bord de fuite, la cohérence spatiale et le caractère périodique de ces structures s'estompent rapidement. Un actionnement par jets synthétiques pour ces fréquences engendre également des mécanismes et des gains similaires (annexe D). Une étude complémentaire est cependant nécessaire pour vérifier si ces structures engendrent une modification des échelles spatiales de la turbulence dans la couche de cisaillement pour une distance plus éloignée du culot. En outre, la réalisation de mesures de pression instationnaire au culot et sur le volet semble également pouvoir apporter des éléments d'informations supplémentaires, nécessaires à la compréhension de l'effet des mécanismes identifiés sur la pression moyenne au culot.

L'approche sur maquette bidimensionnelle ayant mis en évidence des gains significatifs, une maquette simplifiée de poids lourd à l'échelle $1/8^e$, équipée d'actionneurs jets synthétiques, est ensuite conçue et étudiée. Des simulations numériques préliminaires de type RANS sont effectuées pour vérifier la représentativité du sillage selon la vitesse de l'écoulement de soubassement et la sélection d'un angle de volet, pour lequel l'écoulement non contrôlé est décollé de la paroi. Des mesures de traînée en soufflerie montrent que le contrôle engendre des gains significatifs lorsque les jets sont actionnés à des fréquences supérieures à 200 Hz et pour des débits relativement faibles ($C_\mu \approx 4 \times 10^{-4}$). Ces gains sont associés à des phénomènes aérodynamiques semblables à ceux observés pour la maquette bidimensionnelle. En outre, leurs évolutions respectives en fonction des paramètres d'actionnement présentent d'étonnantes similarités avec celles observées pour la maquette bidimensionnelle. Ces résultats questionnent donc sur les effets tridimensionnels et sur l'importance de la cohérence transversale des structures générées par le contrôle.

[Paragraphe confidentiel]

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus dans ces travaux de thèse démontre donc la faisabilité de réduire la traînée aérodynamique d'une géométrie à culot droit par l'association d'un volet et d'un système de contrôle actif d'un point de vue scientifique. Sur le plan industriel, ces travaux montrent qu'une telle solution de contrôle est prometteuse en vue de réduire la traînée d'un véhicule poids lourd. Les échéances d'une éventuelle industrialisation semblent toutefois se dessiner sur le long terme. En effet, de nombreuses investigations doivent encore être conduites. En particulier, certains axes d'études importants, non étudiés dans ces travaux, peuvent être identifiés :

- Bien que ces travaux sur géométries à échelle réduite montrent que le débit de jet permettant un gain de traînée maximal est assez faible, la réalisation d'un bilan énergétique est nécessaire afin d'estimer les gains de puissance engendrés par le contrôle, et donc les gains en consommation de carburant.
- La détermination d'éventuelles lois de similitude, qui permettraient la mise à l'échelle et le dimensionnement d'actionneurs pour des véhicules réels.
- L'optimisation de la forme du volet déflecteur ainsi que celle des paramètres de contrôle, propres aux jets.
- La sensibilité de l'efficacité du contrôle au vent latéral, phénomène important et marqué dans le domaine du poids lourd.

- Les problématiques vibratoires et acoustiques pouvant émerger de l'intégration d'une telle solution sur un véhicule complet.

Ces axes de réflexion démontrent donc que les activités liées au contrôle d'écoulement ont encore quelques beaux jours devant elles...

Annexes

A || Méthodes d'analyse des champs de vitesse mesurés par PIV

Cette annexe a pour objectif de présenter les méthodes d'analyse et de traitement utilisées dans ces travaux de thèse afin d'analyser les mesures de champs de vitesse par PIV. Comme décrit succinctement dans les différentes parties métrologie de ce manuscrit, les mesures par PIV permettent de déterminer le champ de vitesse instantanée \vec{u} . Les notations utilisées sont définies dans l'équation (A.1) pour un point de coordonnées \vec{x} .

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = u_x(\vec{x}, t) \vec{x}_0 + u_y(\vec{x}, t) \vec{y}_0 \quad (\text{A.1})$$

A.1 Décomposition triple

L'étude des écoulements turbulents et incompressibles est usuellement réalisée en utilisant des méthodes de décomposition. La plus couramment utilisée est la décomposition de Reynolds donnée par l'équation (A.2) qui permet de dissocier la composante moyenne $\bar{q}(\vec{x})$ de la composante fluctuante q' d'une grandeur physique $q(\vec{x}, t)$. Dans les cas contrôlés pour lesquels les cycles d'actionnement fournissent une base de temps périodique, la décomposition triple, définie par l'équation (A.3), est utilisée afin de séparer q' en une composante périodique \tilde{q} et une composante stochastique q'' .

$$q(\vec{x}, t) = \bar{q}(\vec{x}) + q'(\vec{x}, t); \quad (\text{A.2})$$

$$q(\vec{x}, t) = \bar{q}(\vec{x}) + \tilde{q}(\vec{x}, \phi) + q''(\vec{x}, t) = \langle q \rangle(\vec{x}, \phi) + q''(\vec{x}, t) \quad (\text{A.3})$$

Le terme $\langle q \rangle$ désigne la moyenne de phase. Cette moyenne de phase d'une quantité q est définie par l'équation (A.4) comme la moyenne de toutes les occurrences q_i à la phase ϕ , ϕ étant obtenue par la mesure du signal de commande des actionneurs lors des acquisitions par PIV. Un exemple de signal est donné en figure A.1 pour un actionnement du contrôle par jets pulsés à une fréquence de $f_{ac} = 25$ Hz et un rapport cyclique d'ouverture de 50%.

$$\langle q \rangle(\vec{x}, \phi) = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k q_i(\vec{x}, \phi) \quad (\text{A.4})$$

Cette approche par moyenne de phase est utilisée dans ces travaux de thèse afin d'étudier la dynamique des perturbations issues de l'interaction entre la couche limite incidente et les jets. Dans le chapitre II, la stabilité de l'horloge du système de mesure PIV ainsi que la fréquence d'acquisition élevée permettent de calculer les moyennes de phase a posteriori de la mesure. Ainsi, une période d'actionnement T_{ac} est divisée en 36 phases ϕ d'une largeur de 10° dans lesquelles environ 70 échantillons des $N = 2500$ champs instantanés sont regroupés puis moyennés selon l'équation (A.4). Comme illustré sur la figure A.1, la phase $\phi_1 = 0^\circ$ est ici choisie à l'ouverture de l'électrovanne. Dans le chapitre III, le signal de commande des actionneurs est utilisé pour synchroniser l'acquisition des images à une phase ϕ du cycle d'actionnement.

Dans le cadre de ces travaux de thèse, le champ de vitesse est principalement étudié. Afin d'estimer l'intensité des fluctuations de vitesse, l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse E_t est définie par l'équation (A.5) à partir des écarts types des composantes fluctuantes obtenus en utilisant la formule (A.6).

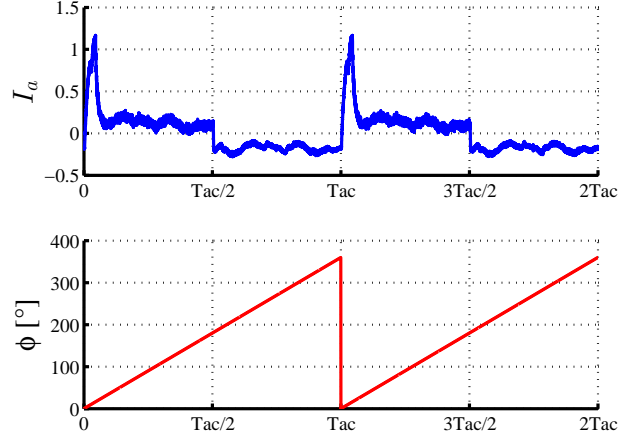


FIGURE A.1 – Evolution temporelle du signal de commande des actionneurs jets pulsés pour $f_{ac} = 1/T_{ac} = 25$ Hz et $RCO = 50\%$ et définition de la phase ϕ correspondante.

$$E_t = \frac{1}{2} \frac{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}{U_\infty^2} \quad (\text{A.5})$$

$$\sigma_x = \sqrt{u'_x(\vec{x}, t)^2} \quad \sigma_y = \sqrt{u'_y(\vec{x}, t)^2} \quad (\text{A.6})$$

De la même manière, la détermination des écarts types des fluctuations u'_x et u'_y , respectivement σ_{sx} et σ_{sy} , permet de calculer l'énergie cinétique des fluctuations de nature stochastique E_{ts} définie par l'équation (A.7).

$$E_{ts} = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{sx}^2 + \sigma_{sy}^2}{U_\infty^2} \quad (\text{A.7})$$

L'énergie cinétique des fluctuations de nature périodique E_{tp} est également calculée à partir des écarts types σ_{px} et σ_{py} des fluctuations de phase \tilde{u}_x et \tilde{u}_y afin d'être comparé à E_{ts} .

La composante transversale de vorticité est également étudiée dans ces travaux de thèse. Cette dernière permet en effet de visualiser les zones d'écoulement où les gradients de vitesse sont importants telles que les couches de cisaillement ou les structures tourbillonnaires. Elle est calculée   partir de la circulation du champ de vitesse et est définie par l'équation (A.8), la circulation étant calculée en utilisant un schéma carré centré.

$$\omega_{z_0}(\vec{x}, t) = \text{rot}(\vec{u}(\vec{x}, t)) \quad (\text{A.8})$$

A.2 Corrélation spatio-temporelle

Afin d'étudier la cohérence des structures générées par l'interaction entre la couche limite incidente et les jets pulsés, le coefficient de corrélation spatio-temporelle R_{u_y} , défini par l'équation A.9, est calculé   partir de la composante verticale fluctuante de la vitesse u'_y . Entre deux points de mesure séparés de \vec{r} dans l'espace et d'un délai temporel de τ , on a donc :

$$R_{u_y} = \frac{\overline{u'_y(\vec{x}, t) u'_y(\vec{x} + \vec{r}, t + \tau)}}{\overline{u_y'^2(\vec{x}, t)}} \quad (\text{A.9})$$

Il est important de noter qu'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 $[-1; 1]$. Sauf mention contraire, le point fixe est positionné à la sortie du jet et est illustré par une croix sur les cartographies de R_{u_y} .

B || Caractérisation expérimentale des systèmes de contrôle actif

Cette annexe porte sur la description et la caractérisation des systèmes de contrôle d'écoulement conçus et utilisés dans le cadre de ces travaux de thèse. Dans un premier temps, les paramètres de contrôle ainsi que leurs formes normalisées sont présentés. Ensuite, le système de jets pulsés étudié dans le chapitre II est décrit. Le jet pulsé généré par ce système est caractérisé expérimentalement par des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud et par PIV. Des caractérisations similaires sont également réalisées pour les deux systèmes de jets synthétiques étudiés dans le cadre de ces travaux de thèse.

B.1 Définition des paramètres d'actionnement

Outre les paramètres géométriques tels que la forme de la fente ou encore l'angle d'inclinaison du jet par rapport à l'écoulement, deux paramètres principaux interviennent dans l'actionnement d'un système de contrôle par jets périodiques.

Le premier paramètre d'actionnement est la fréquence f_{ac} qui permet de caractériser l'aspect périodique du jet. Dans la littérature, cette fréquence prend deux formes adimensionnelles :

- La fréquence réduite F^+ qui représente le rapport entre la fréquence d'actionnement et une fréquence caractéristique de l'écoulement à contrôler (par exemple la fréquence de formation des structures tourbillonnaires naturelles dans le cas non contrôlé)
- Un nombre de Strouhal $St = f_{ac}L_c/U_\infty$ avec L_c une échelle de longueur caractéristique et U_∞ la vitesse de l'écoulement étudié.

Dans le cadre de ces travaux de thèse, un nombre de Strouhal est utilisé. Au vu des différents éléments bibliographiques présentés dans le chapitre I.3, l'échelle de longueur caractéristique choisie est la hauteur H de la maquette. La pertinence de ce choix d'échelle pour la définition du Strouhal est cependant discutée dans ces travaux. Au final, la forme adimensionnelle utilisée est donnée par l'équation (B.1) :

$$St_H = \frac{f_{ac}H}{U_\infty} \quad (\text{B.1})$$

Le second paramètre d'actionnement est la quantité de mouvement injectée par les jets dans l'écoulement. Ce paramètre est le plus souvent étudié sous la forme adimensionnelle d'un coefficient de quantité de mouvement C_μ , définie 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. Il existe de nombreuses définitions de ce coefficient dans la littérature et certaines études utilisent même un simple rapport de vitesses U_j/U_∞ . La définition du coefficient de quantité de mouvement utilisée dans ces travaux de thèse, introduite par Seifert et al. [123], est donnée par l'équation (B.2).

$$C_\mu = \frac{S_j U_j^2}{S U_\infty^2} \quad (\text{B.2})$$

avec S_j étant l'aire de la section transversale en sortie de fente, S l'aire frontale de la maquette étudiée et U_∞ la vitesse de l'écoulement amont.

La vitesse U_j caractéristique du jet est ici choisie comme étant la moyenne temporelle du signal de vitesse mesuré au centre de la fente et à une distance de 1 mm de cette dernière.

Pour les jets synthétiques, cette moyenne est effectuée seulement sur la phase de soufflage et la vitesse lors de la phase d'aspiration est considérée comme nulle. Cette vitesse est mesurée par anémométrie à fil chaud ou par PIV et permet une estimation de la valeur de C_μ . Toutefois, au vu des profils transversaux de vitesse moyenne présentés dans la suite de cette annexe, cette estimation du coefficient de quantité de mouvement surestime sensiblement la valeur réelle. En outre, cette expression ne prend pas en considération les effets de compressibilité de l'air injecté dans l'écoulement et implique que la masse volumique de l'air injecté ρ_j soit égale à celle de l'air ambiant.

Enfin, un troisième paramètre vient s'ajouter dans le cas des jets pulsés : le rapport cyclique d'ouverture RCO . Ce paramètre représente la proportion du temps de soufflage par rapport à la période d'actionnement du contrôle T_{ac} . Il est défini par l'équation (B.3) et s'exprime généralement en termes de pourcentage.

$$RCO = T_s f_{ac} = \frac{T_s}{T_{ac}} \quad (\text{B.3})$$

avec T_s le temps de soufflage.

B.2 Le système de jets pulsés

Le système de jets pulsés décrit dans cette partie est celui utilisé dans le chapitre II. La génération d'un jet pulsé est ici principalement réalisée par un circuit pneumatique constitué en partie d'une électrovanne et d'un diffuseur. Le modèle d'électrovanne utilisé, de référence Matrix MX821, est schématisé sur la figure B.1(a). Il permet un débit d'air maximal de 100 L/min dans une gamme de fréquence d'actionnement de 0 à 500 Hz. Entre l'électrovanne et la source d'air comprimé, un compresseur de 8 bars, se trouve un détendeur permettant de régler la pression de l'air en amont de la vanne, et donc la quantité de mouvement injectée. En aval de l'électrovanne, le diffuseur, présenté sur la figure B.1(b), permet la formation d'un jet plan. En effet, le diffuseur passe d'une section d'entrée circulaire à une section de sortie rectangulaire de largeur $s = 50$ mm et d'épaisseur $e = 0.3$ mm, en conservant l'aire de la section transversale constante selon la direction du jet.

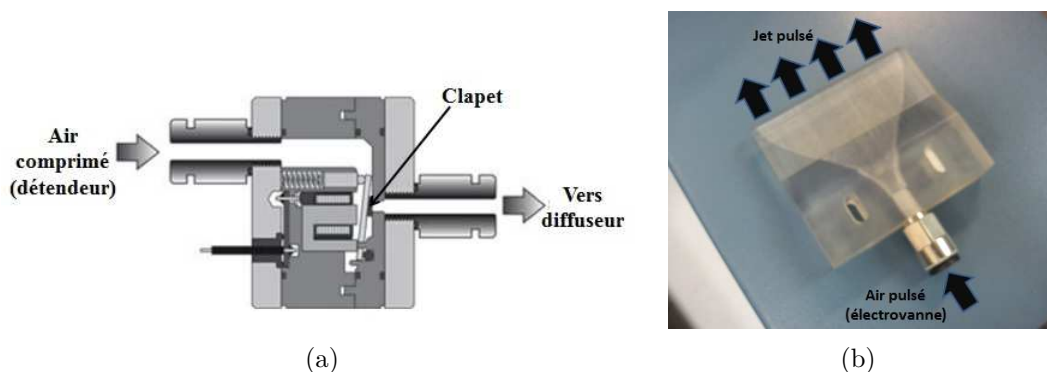


FIGURE B.1 – Schéma de l'électrovanne, adapté du catalogue Matrix Mechatronics (a) et photographie d'un diffuseur (b).

L'électrovanne est commandée en boucle ouverte par une carte électronique de commande

Matrix HSDB900 Speed-Up, générant un signal de type carré et de période T_{ac} . Cette période d'actionnement est commandée par l'intermédiaire d'un module National Instrument 9474 permettant la génération d'un signal analogique, ce module étant lui-même contrôlé via le logiciel LabView. L'ensemble de cette électronique de commande est alimenté en 24 V.

La caractérisation d'un jet pulsé est effectuée par des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud et par PIV à haute fréquence d'acquisition. Pour l'anémométrie à fil chaud, la vitesse \overline{u}_j est moyennée à partir d'un signal de 20 secondes acquis à une fréquence de 51.2 kHz. Ces mesures sont réalisées dans un repère local lié à la fente de l'actionneur et schématisé en figure B.2.

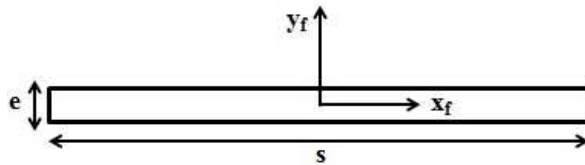


FIGURE B.2 – Schéma du repère local lié à la fente du système de contrôle.

Les profils transversaux de \overline{u}_j sont donnés en figure B.3 pour des mesures réalisées à 1 mm de distance de la fente. La fréquence d'actionnement est de $f_{ac} = 10$ Hz et la pression en amont des électrovannes de 1.4 bar. Le rapport cyclique d'ouverture est ici fixé à 50%. Le profil de vitesse pour $y_f = 0$ (figure B.3(a)) permet de vérifier l'uniformité transversale du jet sur la largeur de fente. Sur l'ensemble des points de mesures, l'écart-type est en effet seulement de 0.58 m.s^{-1} . Selon l'épaisseur de fente pour $x_f = 0$ (figure B.3(b)), le profil de vitesse semble être parabolique, bien que le maximum de vitesse ne semble pas avoir été capté par le maillage spatial réalisé. La vitesse U_j est ici la vitesse moyenne au point de coordonnées $(x_f/s, y_f/e)=(0,0)$.

La connaissance de U_j permet ensuite la détermination du coefficient de quantité de mouvement C_μ en utilisant les paramètres du chapitre II avec $U_\infty = 25 \text{ m.s}^{-1}$ et S l'aire frontale de la maquette. L'évolution de C_μ en fonction de la fréquence est donnée sur la figure B.4 pour une pression constante de 1 bar. Ces résultats montrent que la valeur de C_μ évolue relativement peu avec la fréquence d'actionnement. Par conséquent, dans le chapitre II, le C_μ est considéré comme invariant en fonction de la fréquence d'actionnement pour une valeur fixée de pression P en amont des électrovannes. Avec cette hypothèse, l'erreur sur l'estimation de la valeur de C_μ est de l'ordre $+/- 4\%$.

Des mesures de vitesse par PIV sont réalisées dans le plan $x_f = 0$ afin de caractériser le développement du jet lors d'un cycle d'actionnement. Le matériel utilisé pour ces mesures est identique à celui présenté dans le chapitre II et les paramètres d'acquisition sont donnés dans le tableau B.1. Le montage optique permet d'obtenir des dimensions du champ de mesure de $L_y/e = 33.19$ et $L_z/e = 70.97$. L'algorithme d'inter corrélation est de type multi-pass avec des fenêtres d'interrogation décroissante de 64×64 à 8×8 pixels. Un recouvrement de 50% des fenêtres d'interrogation est utilisé, résultant en un champ final de vecteurs de 101×216 , soit un total de 21816 vecteurs. La résolution spatiale est donc de 0.0985 mm^2 . Les méthodes de décomposition présentées dans l'annexe A sont utilisées pour réaliser une analyse du jet

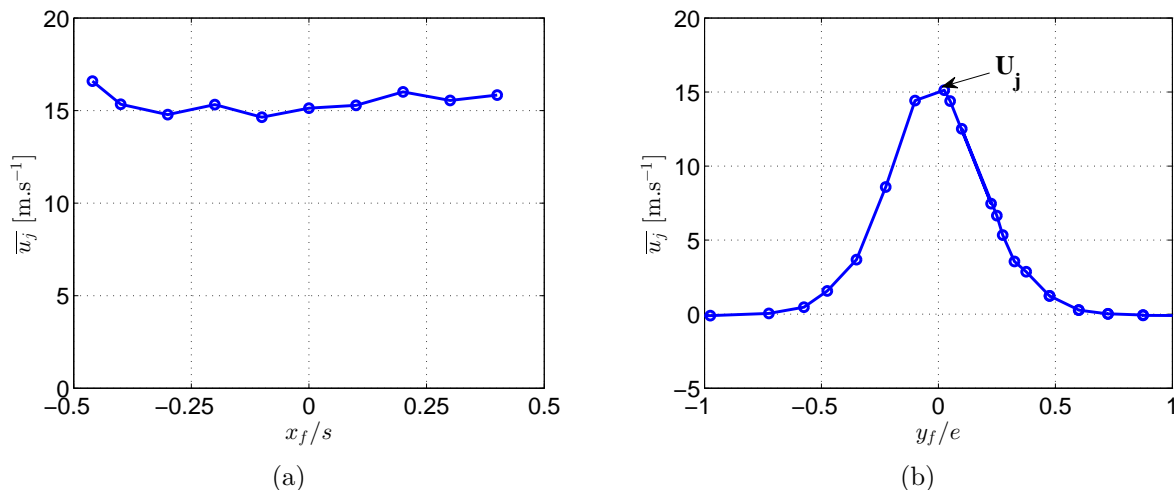


FIGURE B.3 – Profils de vitesse moyenne \bar{u}_j mesurés par anémométrie à fil chaud : dans la largeur de fente pour $y_f = 0$ (a) et dans l'épaisseur de fente pour $x_f = 0$ (b), pour $f_{ac} = 10$ Hz et $P = 1.4$ bar.

par moyenne de phase.

Nombre d'échantillons N	Fréquence d'acquisition	Temps d'acquisition	dt
4000	1105 Hz	3.59 s	$3 \mu s$

TABLE B.1 – Paramètres d'acquisition pour les mesures PIV.

Les cartographies de $\langle u \rangle$ sont données en figure B.5 et mettent en évidence le développement du jet pulsé dans le plan $x_f = 0$ au cours d'un cycle d'actionnement complet pour une fréquence de $f_{ac} = 200$ Hz et une pression en amont de la vanne de $P = 1$ bar. A la phase $\phi = 0^\circ$ (figure B.5(a)), on observe le développement du jet au début de la phase de soufflage. Pour ces paramètres d'actionnement, la valeur de $\langle u \rangle$ au centre du jet est de l'ordre de 25 m.s^{-1} . Bien que le jet ait parcouru une distance d'environ $10 \times e$, aucune structure tourbillonnaire n'est visible sur cette cartographie. En revanche, pour $\phi = 40^\circ$ (figure B.5(b)), une paire de structures tourbillonnaires contra-rotatives est observable. Ces structures sont déjà d'une dimension bien plus importante que l'épaisseur de la fente, de l'ordre de $10 \times e$. Elles sont convectées et leur taille augmente avec la phase jusqu'à leur sortie du champ de mesure. En outre, une légère dissymétrie du jet par rapport à l'axe \vec{z}_f est observée sur les figures B.5(b), B.5(c) et B.5(d) et semble être essentiellement due au développement de la paire de structures. Le rapport cyclique d'ouverture étant de 50%, la fin du soufflage, liée à la fermeture de l'électrovanne, se situe à la phase $\phi = 180^\circ$. Toutefois, pour $\phi = 200^\circ$ (figure B.5(f)), la vitesse au voisinage de la fente et au centre du jet pour $y_f = 0$ est de l'ordre de 10 m.s^{-1} . Bien que cette vitesse soit grandement inférieure à celle mesurée pendant la phase de soufflage, elle reste tout de même importante. La vitesse en ce point redevient nulle à la phase $\phi = 240^\circ$ (figure B.5(g)). La cartographie de $\langle u \rangle$ pour $\phi = 320^\circ$ (figure B.5(i)) permet d'identifier une seconde perturbation engendrée par le système de jets pulsés sur un cycle d'actionnement. Cette perturbation est observée pour toutes les fréquences d'actionnement f_{ac} testées et semble être engendrée à la fermeture de l'électrovanne. Cette perturbation est

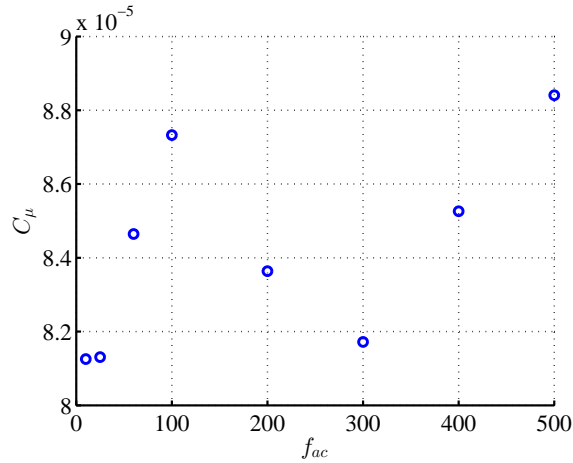


FIGURE B.4 – Evolution du coefficient de quantité de mouvement en fonction de la fréquence d’actionnement pour $P = 1$ bar.

très rapidement « rattrapée » par le début de la phase de soufflage du cycle d’actionnement suivant à une distance $z_f/e \approx 10$ de la fente. Le rôle éventuel de cette perturbation dans les mécanismes aérodynamiques observés en aval de la maquette bidimensionnelle est discuté dans le chapitre II.

En conclusion, cette caractérisation d’un jet pulsé permet dans un premier temps de mettre en évidence les variations peu significatives du coefficient de quantité de mouvement C_μ en fonction de f_{ac} pour une pression donnée en aval de l’électrovanne. Par conséquent, dans le chapitre II, la valeur de C_μ est considérée comme constante en fonction de la fréquence. Ensuite, des mesures de vitesse permettent de vérifier l’uniformité transversale de l’écoulement de jet. Pour finir, des mesures de vitesse par PIV à haute fréquence d’acquisition permettent le calcul de champs de vitesse moyennés en phase. Ces mesures mettent en évidence la formation d’une paire de structures tourbillonnaires contra-rotatives lors de la phase de soufflage ainsi que la génération d’une seconde perturbation à la fin du cycle d’actionnement.

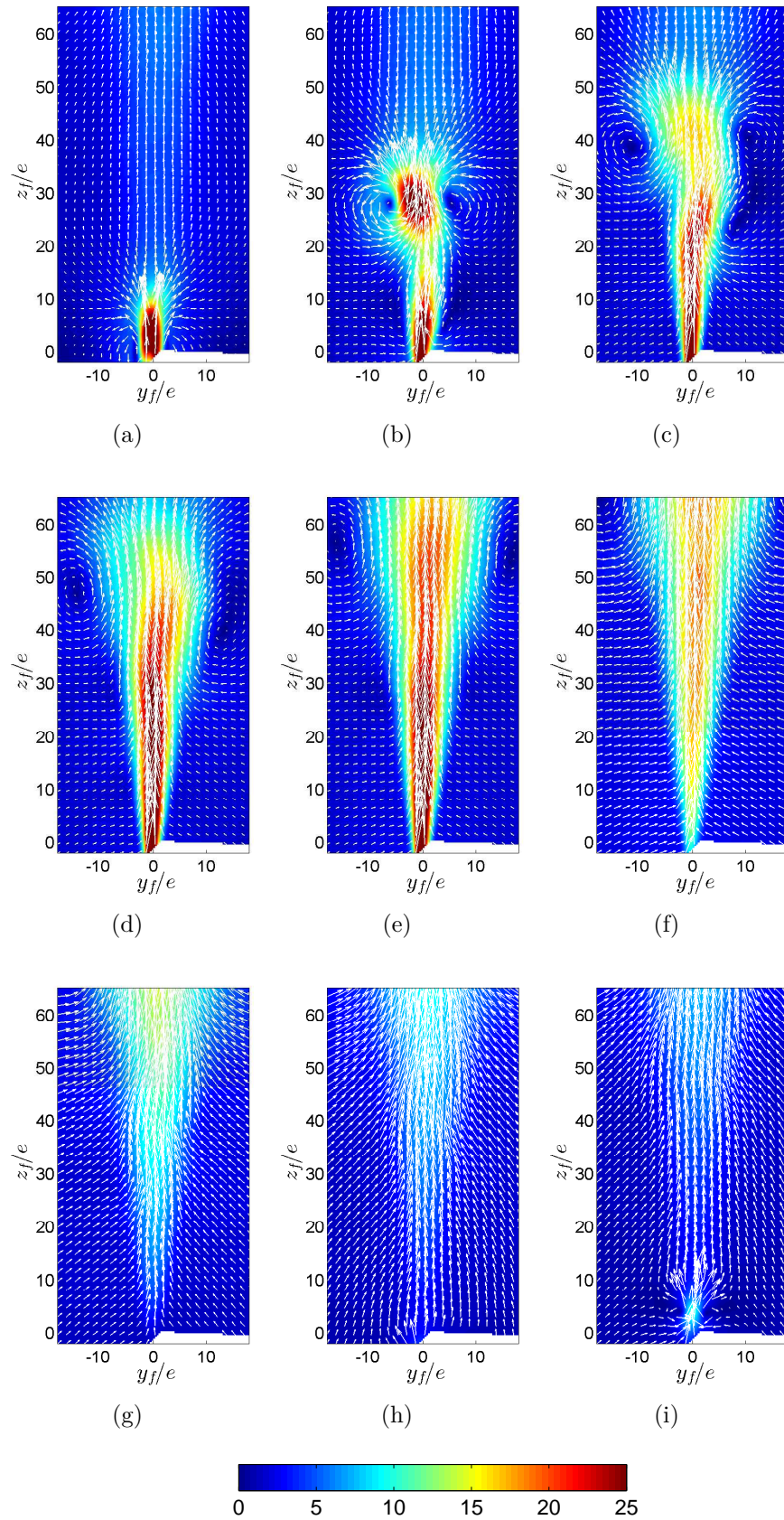


FIGURE B.5 – Cartographies de $\langle u \rangle$ pour $f_{ac} = 200$ Hz et $P = 1$ bar pour les phases $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 40^\circ$ (b), $\phi = 80^\circ$ (c), $\phi = 120^\circ$ (d), $\phi = 160^\circ$ (e), $\phi = 200^\circ$ (f), $\phi = 240^\circ$ (g), $\phi = 280^\circ$ (h), $\phi = 320^\circ$ (i).

B.3 Les systèmes de jets synthétiques

Deux systèmes de jets synthétiques sont conçus et étudiés dans le cadre de cette thèse. Le premier système est intégré à la maquette bidimensionnelle étudiée dans l'annexe D et est présenté dans la première section. Le second système, de plus grande dimension, est intégré à la maquette étudiée dans le chapitre III et présenté dans la seconde section.

B.3.1 Jets synthétiques LMFA (Annexe D)

Le système de jets synthétiques caractérisé dans cette partie est celui intégré dans la maquette bidimensionnelle (Annexe D). L'écoulement de jet synthétique est généré par un actionneur haut-parleur Monacor SP-5/8SQ de petite dimension ($50 \times 50 \text{ mm}^2$), intégré dans une cavité débouchante sur un orifice de section rectangulaire de largeur $s = 50 \text{ mm}$ et d'épaisseur $e = 0.3 \text{ mm}$. Géométriquement, cet orifice de sortie est identique à celui conçu et présenté précédemment pour le jet pulsé. Par conséquent, le même repère local que celui défini pour ce dernier est utilisé dans cette section. L'actionneur est commandé par un signal sinusoïdal de fréquence f_{ac} et d'amplitude A_{ac} , généré par un générateur de fonction Agilent 33220A couplé à un amplificateur B&K Type 2718.

Afin de caractériser l'écoulement généré par le système, des mesures de vitesse par PIV sont réalisées dans le plan $x_f = 0$. Le matériel utilisé pour ces mesures ainsi que les paramètres d'acquisition et de post-traitement sont identiques à ceux utilisés dans la partie B.2. Un exemple de cartographie de vitesse moyenne est donné en figure B.6(a), pour $f_{ac} = 200 \text{ Hz}$ et $A_{ac} = 8 \text{ V}$. Cette cartographie montre que les caractéristiques moyennes du jet synthétique sont assez proches de celles d'un jet continu [54].

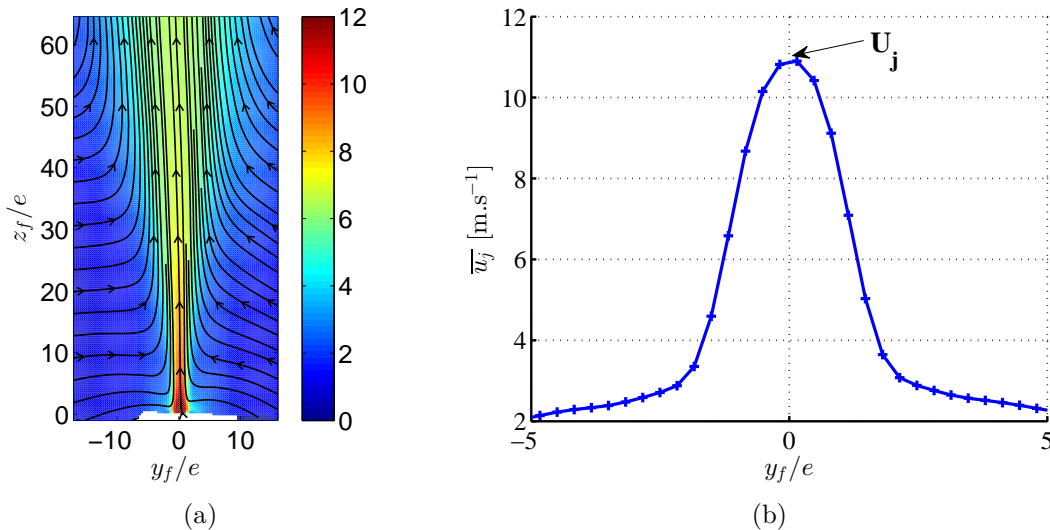


FIGURE B.6 – Cartographie de \bar{u}_j (a) et profil transversal de \bar{u}_j pour $z_f = 1 \text{ mm}$ (b), pour $f_{ac} = 200 \text{ Hz}$ et $A_{ac} = 8 \text{ V}$.

En outre, le profil transversal de \bar{u}_j pour $z_f = 1 \text{ mm}$ est présenté sur la figure B.6(b) pour les mêmes paramètres d'actionnement. Pour chaque couple de paramètres, ce profil trans-

versal permet de déterminer la valeur de U_j pour $y_f/e = 0$ et ainsi de calculer le coefficient de quantité de mouvement C_μ . L'évolution du coefficient de quantité de mouvement C_μ en fonction des paramètres d'actionnement est donnée par la cartographie en figure B.7.

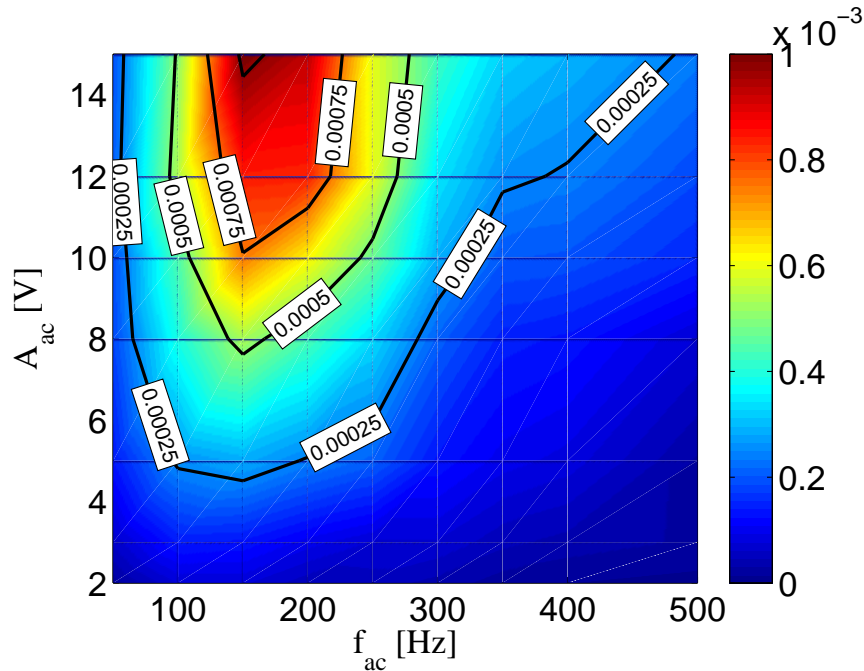


FIGURE B.7 – Evolution du coefficient de quantité de mouvement C_μ en fonction de la fréquence d'actionnement f_{ac} et de l'amplitude du signal de commande A_{ac} .

Contrairement aux résultats observés pour les jets pulsés, la valeur de C_μ évolue de manière significative avec la fréquence d'actionnement pour une valeur de A_{ac} donnée. Des valeurs maximales de C_μ sont obtenues pour des fréquences d'environ 150 Hz, autour de la fréquence de résonance de la membrane. Pour des fréquences d'actionnement inférieures à 100 Hz, des amplitudes du signal de commande importantes sont nécessaires pour obtenir des valeurs de C_μ élevées. Dans l'annexe D, cette cartographie est utilisée pour faire varier les paramètres d'actionnement indépendamment l'un de l'autre.

L'étude des cartographies de $\langle u \rangle$, présentées en figure B.8, met en évidence un écoulement de jet synthétique sans aucune particularité. Au début de la phase de soufflage, la vitesse au centre du jet et au voisinage de la fente augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur maximale d'environ 25 m.s^{-1} pour $\phi = 80^\circ$ (figure B.8(c)). On observe également la formation de structures tourbillonnaires contra-rotatives, de dimension équivalente à celles observées pour le jet pulsé. Au début de la phase d'aspiration pour $\phi = 200^\circ$ (figure B.8(f)), ces structures sont suffisamment éloignées de la fente pour ne pas être aspirées. Le champ de vecteurs, à proximité de la fente, montre que l'aspiration s'effectue sur les 180° de l'espace. En outre, un point selle devient visible dans le champ de mesure au voisinage de la fente. Comme observé par Glezer & Amitay [54], la distance entre ce point singulier et la fente augmente pendant la phase d'aspiration et cela jusqu'à la phase de soufflage du cycle suivant.

Contrairement à l'exemple présenté ici, pour des fréquences d'actionnement $f_{ac} > 300 \text{ Hz}$ et pour toutes les valeurs de A_{ac} étudiées, les mesures de vitesse réalisées montrent que la

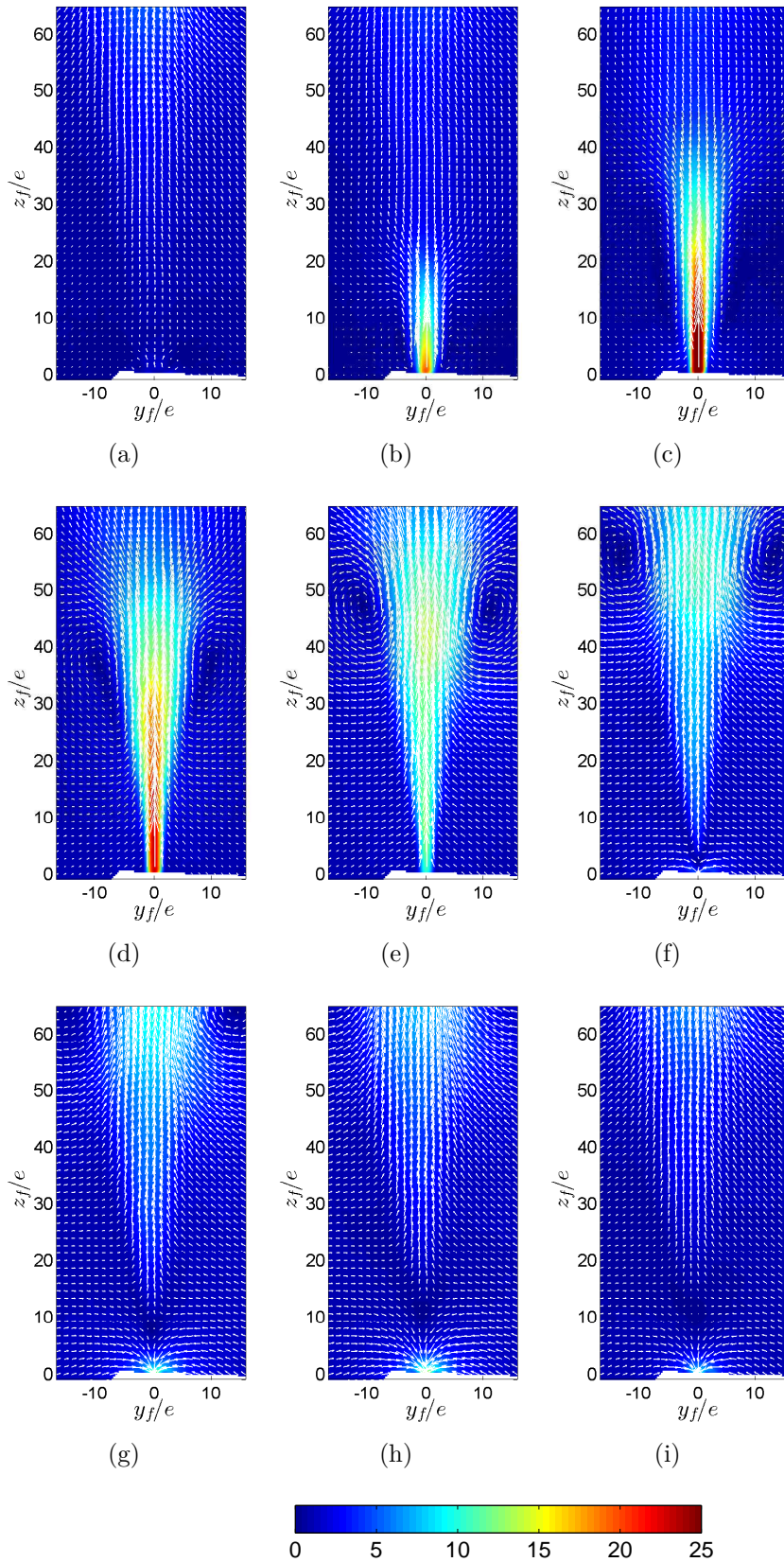


FIGURE B.8 – Cartographies de $\langle u \rangle$ pour $f_{ac} = 200$ Hz et $A_{ac} = 8$ V pour les phases $\phi = 0^\circ$ (a), $\phi = 40^\circ$ (b), $\phi = 80^\circ$ (c), $\phi = 120^\circ$ (d), $\phi = 160^\circ$ (e), $\phi = 200^\circ$ (f), $\phi = 240^\circ$ (g), $\phi = 280^\circ$ (h), $\phi = 320^\circ$ (i).

vitesse de convection de ces structures n'est plus suffisamment élevée pour que ces dernières ne soient pas aspirées lors de la phase d'aspiration. Pour conserver un écoulement de type jet synthétique, la fréquence d'actionnement ne doit donc pas dépasser $f_{ac} = 300$ Hz.

En conclusion, cette caractérisation expérimentale du jet synthétique permet de mettre en évidence l'évolution de l'estimation de C_μ en fonction de la fréquence d'actionnement. La cartographie, présentée en figure B.7, est utilisée dans ces travaux de thèse pour faire varier les deux paramètres de jet St_H et C_μ de manière indépendante. Enfin, une analyse de l'écoulement de jet par moyenne de phase montre le développement du jet ainsi que la formation et la convection d'une paire de structures contra-rotatives pour des fréquences d'actionnement allant jusqu'à 300 Hz.

B.3.2 Jets synthétiques ACE (chapitre III)

Le système de jets synthétiques caractérisé dans cette partie est celui intégré dans la maquette à échelle $1/8^e$ étudiée dans le chapitre III. Il est constitué de deux actionneurs de type haut-parleurs (référence Audax HM 210 Z), chacun intégré dans une cavité débouchante sur deux orifices rectangulaires de largeur $s = 80$ mm et d'épaisseur $e = 2$ mm. Les haut-parleurs sont commandés en phase par un signal sinusoïdal de fréquence f_{ac} et d'amplitude A_{ac} , généré par un générateur de fonction Agilent 33220A couplé à un amplificateur B&K Type 2718.

Dans un premier temps, des mesures de déplacement de la membrane du haut-parleur sont réalisées pour différents couples de paramètres d'actionnement. Ensuite, la caractérisation des jets est effectuée par des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud. La vitesse moyenne est calculée à partir d'un signal de 20 secondes acquis à une fréquence de 51.2 kHz. Ces mesures sont réalisées dans un repère local lié à la fente de l'actionneur similaire à celui utilisé précédemment et présenté en figure B.2. Toutefois, un actionneur haut-parleur débouchant ici sur deux fentes, le centre du repère est positionné entre les deux fentes étudiées.

Afin de vérifier l'évolution du déplacement de la membrane du haut-parleur, et donc du volume de la cavité, en fonction des paramètres d'actionnement, des mesures de déplacement du centre de la membrane sont réalisées en utilisant un capteur confocal de référence Micro-Epsilon IFS2405-10. Le montage expérimental utilisé est présenté sur la figure B.9(b) et les résultats obtenus sont donnés en figure B.10.

Dans un premier temps, on observe que l'amplitude crête à crête d_{max} du déplacement sinusoïdal de la membrane augmente avec l'amplitude du signal de commande A_{ac} sur toute la gamme de fréquence étudiée. De plus, la valeur de d_{max} diminue avec l'augmentation de la fréquence d'actionnement f_{ac} . Pour $A_{ac} = 3$ V, la membrane se déplace d'environ 8 mm pour $f_{ac} = 10$ Hz contre seulement 1.3 mm pour $f_{ac} = 100$ Hz. Comme présenté par la suite, cette diminution de la valeur de d_{max} s'accompagne d'une diminution du coefficient de quantité de mouvement injectée C_μ .

Les profils transversaux de la vitesse de jet sont donnés en figure B.11 pour des mesures réalisées par fil chaud à 1 mm de distance de la fente. Le montage expérimental est illustré en figure B.9(a). La fréquence d'actionnement du jet est de $f_{ac} = 100$ Hz avec une amplitude

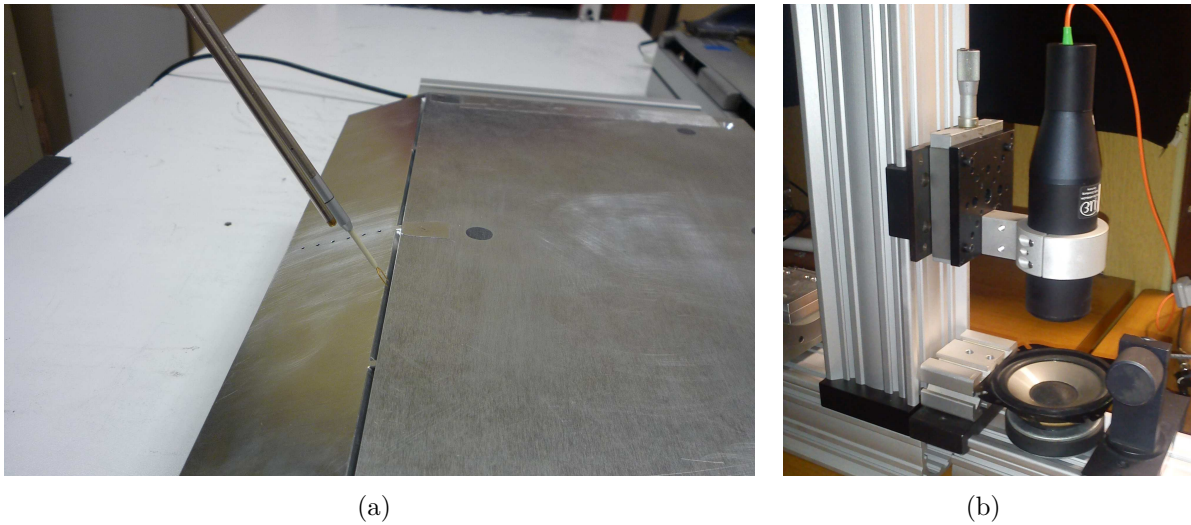


FIGURE B.9 – Mesures de vitesse en sortie de jet par anémométrie à fil chaud (a) et mesures du déplacement de la membrane du haut-parleur par un capteur de déplacement confocal (b).

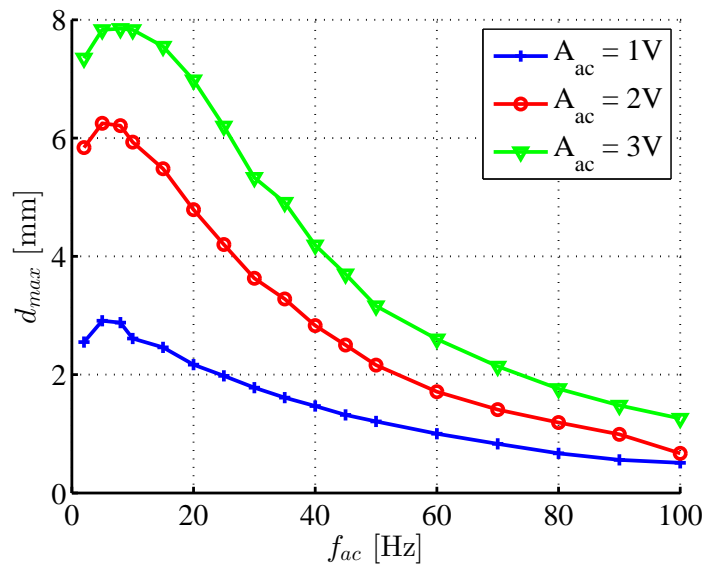


FIGURE B.10 – Evolution de l'amplitude d_{max} du déplacement de la membrane en fonction de la fréquence d'actionnement et de l'amplitude du signal de commande.

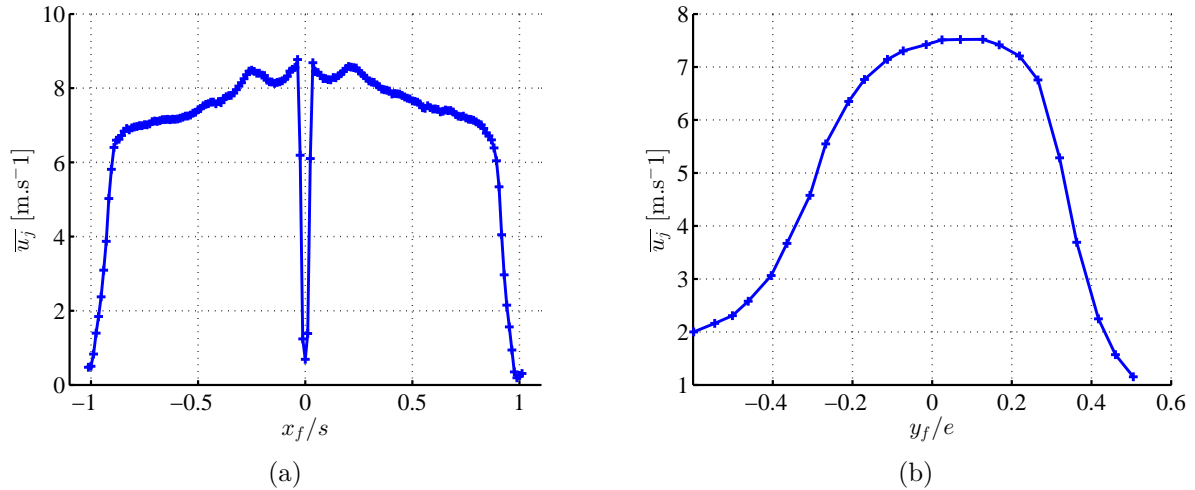


FIGURE B.11 – Profils de vitesse moyenne mesurés par anémométrie à fil chaud : dans la largeur de fente pour $y_f = 0$ (a) et dans l'épaisseur de fente pour $x_f/s = 0.5$ (b), pour $f_{ac} = 100$ Hz et $A_{ac} = 8$ V.

du signal de commande de $A_{ac} = 8$ V. Le profil de vitesse moyenne \bar{u}_j réalisé pour $y_f = 0$ dans la largeur de deux fentes communes à un actionneur est donné en figure B.11(a). Tout d'abord, la discontinuité de 3 mm entre les deux fentes engendre trois points centrés autour de $x_f/s = 0$ pour lesquels la vitesse \bar{u}_j est quasiment nulle. Ensuite, le profil spatial de vitesse moyenne n'est pas parfaitement uniforme dans la largeur. En effet, au voisinage de $x_f/s = 0$, la vitesse est maximale, de l'ordre de 8.8 m.s^{-1} pour ce couple de paramètres d'actionnement. Pour $|x_f/s| > 0.2$, on observe une légère diminution monotone de la vitesse jusqu'à $|x_f/s| = 0.9$, où la vitesse moyenne est de l'ordre de 7.2 m.s^{-1} . Pour $|x_f/s| > 0.9$, la vitesse chute rapidement vers zéro en s'approchant de l'extrémité des fentes. Ce profil non uniforme semble résulter du volume déplacé par la membrane, plus important au centre de l'actionneur.

Le profil spatial de \bar{u}_j dans l'épaisseur de la fente, donné en figure B.11(b), observe une légère dissymétrie par rapport au centre du jet. En effet, la valeur maximale de vitesse ne se situe pas exactement au centre du jet, ce qui semble être dû à la présence du volet (voir figure B.9(a)). En outre, la fente d'épaisseur égale à $e = 2$ mm engendre un profil de vitesse moins parabolique que pour les deux systèmes caractérisés précédemment pour lesquels $e = 0.3$ mm.

Afin de pouvoir faire varier indépendamment les paramètres d'actionnement adimensionnels (St_H , C_μ) dans l'étude présentée dans le chapitre III, des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud sont réalisées au centre d'une fente, pour $x_f/s = 0.5$ et $y_f/s = 0$, à une distance de 1 mm de la fente. Comme pour les systèmes de contrôle précédents, l'objectif est de pouvoir estimer l'évolution du coefficient de quantité de mouvement C_μ en fonction de la fréquence d'actionnement f_{ac} et de l'amplitude A_{ac} du signal de commande. La valeur de U_j est la valeur moyenne de la vitesse au centre d'une fente pour $(x_f/s, y_f/s) = (0.5, 0)$. En outre, le C_μ est calculé en considérant S_j comme étant l'aire de la section transversale des quatre fentes ainsi que $U_\infty = 25 \text{ m.s}^{-1}$, la vitesse d'écoulement de l'étude dans le chapitre III.

La cartographie en figure B.12 donne l'évolution de la valeur du C_μ en fonction des

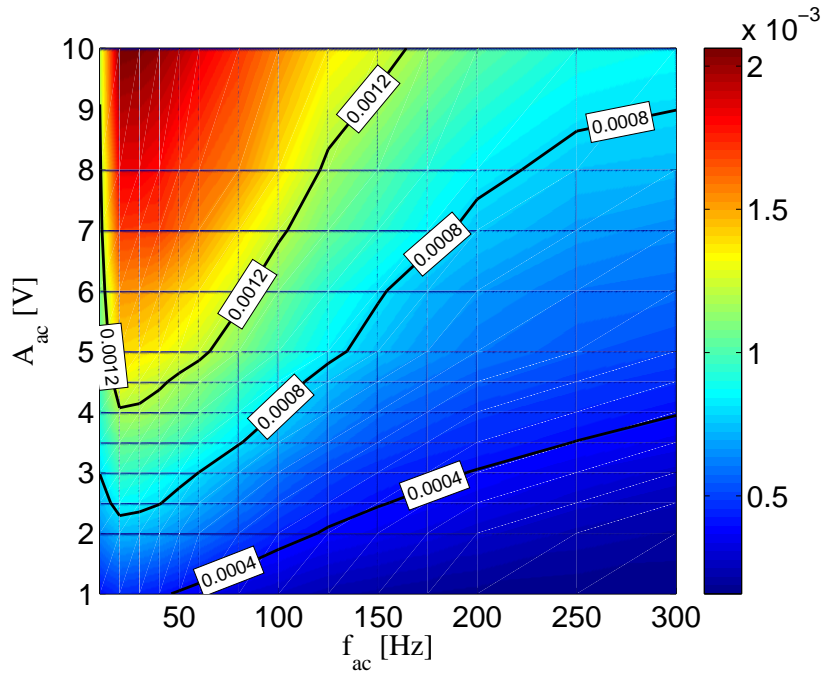


FIGURE B.12 – Evolution du coefficient de quantité de mouvement C_μ en fonction de la fréquence d'actionnement f_{ac} et de l'amplitude du signal de commande A_{ac} .

paramètres d'actionnement. Comme attendu au vu de l'évolution de d_{max} en fonction de la fréquence d'actionnement (figure B.10), le coefficient de quantité de mouvement évolue fortement en fonction de f_{ac} pour une valeur de A_{ac} donnée. Pour des fréquences d'actionnement faibles inférieures à 50 Hz, des valeurs de A_{ac} de l'ordre de 3 V engendrent des coefficients de quantité de mouvement de l'ordre de 1×10^{-3} . En revanche, pour maintenir cette valeur de C_μ pour une fréquence de 300 Hz, l'amplitude du signal de commande nécessaire est de l'ordre de $A_{ac} = 10$ V. La puissance consommée par le système de jet est alors plus importante.

Cette cartographie permet donc de faire évoluer les paramètres d'actionnement (St_H , C_μ) indépendamment l'un de l'autre. Par exemple, lors de l'étude de l'influence de la fréquence d'actionnement sur la traînée aérodynamique de la maquette étudiée dans le paragraphe III.4.1.1, le coefficient de quantité de mouvement est conservé constant à $C_\mu = 4 \times 10^{-4}$ en suivant l'isoline correspondante dans l'espace (f_{ac}, A_{ac}) .

C || Influence de l'écoulement de soubassement

Cette annexe propose une étude portant sur l'influence de l'écoulement de soubassement sur la maquette bidimensionnelle étudiée dans le chapitre II. Elle correspond à un papier publié au 3th Symposium du GDR 2502 Contrôle des décollements dont la référence est la suivante :

Chaligné, S., Castelain, T., Chacaton, D., Michard, M., Juvé, D. (2013) Fluidic control of wake-flow behind a two-dimensional square-back bluff body, 3th Symposium du GDR 2502 Contrôle des décollements.

Abstract

This experimental study deals with wake-flow fluidic control behind a two-dimensional square back geometry positioned close to the ground. The fluidic control system is made of pulsed jets positioned at the upper edge of the model base. The objective of the fluidic action is to modify the wake-flow development, and as a consequence the static pressure distribution over the model base and hence the pressure drag. The main concern of this study is to determine to what extent the presence of a flow confined between the model and the floor influences the effectiveness of the control. Static pressure measurements at the model base and wake-flow characteristics derived from PIV measurements at a high acquisition frequency indicate global similarities between a case where an underbody flow exists and a case where this underbody flow is absent. For low actuation frequencies, discrepancies in the way the coherent structures due to the control develop in the shear layer appear.

Une méthode de contrôle d'écoulement en boucle ouverte est appliquée à un écoulement de sillage d'une maquette bidimensionnelle à culot droit. Un système de jets pulsés soufflant à l'arrêt du culot de la maquette est utilisé. L'objectif de l'action fluidique est de modifier le développement de l'écoulement de sillage et par conséquent la répartition de pression statique au culot de la maquette, donc la traînée de pression. Une attention particulière est portée dans cette étude à l'influence d'un écoulement de soubassement entre la maquette et le sol de la veine d'essais sur la pertinence du contrôle. Des mesures de pression statique au culot et les caractéristiques principales de l'écoulement à l'aval de la maquette, obtenues par l'analyse de mesures PIV à haute fréquence d'acquisition, indiquent des similitudes entre un cas où un écoulement de soubassement existe et un cas sans écoulement de soubassement. Pour les plus faibles fréquences d'actionnement testées, on observe des spécificités propres à chaque cas dans la manière dont les structures cohérentes induites par le contrôle se développent dans la couche de cisaillement.

C.1 Introduction

Fluidic control has been experimentally tested on a two-dimensional square back geometry of height H positioned at a distance G from the ground.

The case where the ground clearance G is not null, in other words where an underbody flow develops, is of primary interest in ground vehicles aerodynamics. The aim of this study is to shed some light on the differences in the results obtained for two different configurations. The first one corresponds to a zero underbody flow condition ($G/H = 0$), thus a backward-facing step for which flow control have been previously implemented for instance in channel flows [28]. The second configuration corresponds to a ratio G/H non-null but still small. This configuration will be considered here as a reference configuration and will thus be analysed more in details than the other one. The motivation to set G/H to a small value is twofold. It is well known that the vortex shedding present in the wake of two-dimensional blunt bodies placed in free stream no longer exists if a flat surface is sufficiently close to the body [15, 127]. Also the mean drag is known to be significantly higher when a vortex shedding occurs [27]. Thus a sufficiently small value of G/H prevents vortex shedding and allows the comparative study with a backward-facing step-like flow. Furthermore, this geometrical characteristic can be found for example on the long-haul truck trailers where the ratio G/H ranges from 0.3 down to very low values, depending on the trailer type.

C.2 Experimental setup

Experiments are conducted in an open test section wind tunnel. The flow comes out of a nozzle with an exit square section of $500 \times 500 \text{ mm}^2$. The free stream velocity U_∞ is set to 25 m.s^{-1} and constantly monitored by using a Pitot tube. The model used is a two-dimensional bluff body represented in Figure C.1. This model is positioned at a distance of 300 mm from the nozzle. Its length L , height H and width W are respectively 555 mm, 100 mm and 380 mm, resulting in a Reynolds number Re_H of 176 000.

Two configurations are reported here, depending on the associated value of the ground clearance ratio G/H . The first one corresponds to $G/H = 0$, and the second one to $G/H = 0.04$. In the latter configuration, the underbody flow velocity U_u has been measured to 0.6 times the free stream velocity. Two lateral transparent plates are positioned on each side of the model to ensure two-dimensional statistical flow properties in the central part of the geometry, where pressure and velocity measurements are performed. These properties are confirmed in the central upper part of the model by comparing the velocity profiles at different locations in the Y direction, 5 mm upstream the rear edge. The velocity profiles compare well over at least 60% of the model width, the reference profile being that measured in the median plane.

The description of the control system is given in details in [26]. In brief, a pulsed jet system consisting of seven rapid solenoid valves placed upstream of circular-to-rectangular nozzles is used here. Each nozzle exit section corresponds to a rectangular slot of 0.3 mm thickness and 50 mm spanwise length. Slots are positioned at the upper rear edge of the model and are oriented so that the jet angle with respect to the free stream flow direction is equal to 45° , as illustrated in Figure C.1. The solenoid valves are driven in open loop and in

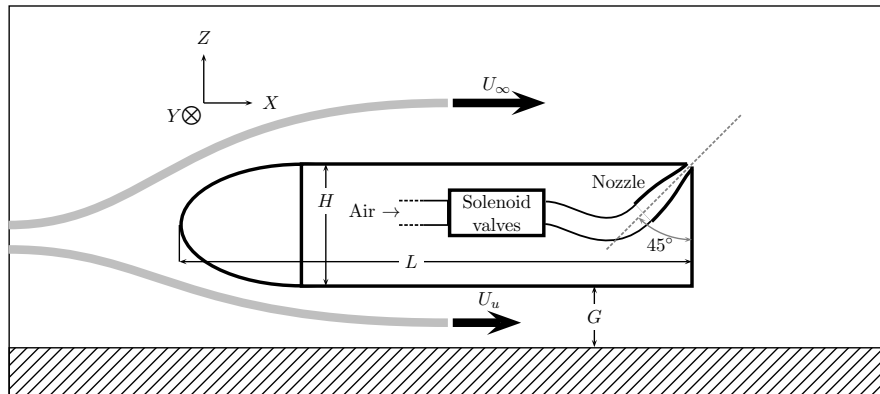


FIGURE C.1 – Side view of the two-dimensional model with pulsed jet system. The normal to the plane of symmetry is the Y axis.

phase with an actuation frequency F_{ac} and a duty cycle of 50%. The pressure upstream the valves is set to 1 bar. Wall pressure measurements are carried out at the base of the model. Fifteen wall pressure taps are distributed along the median plane, each being connected to a Scanivalve system coupled with a Furness 0-200 mm H_2O manometer. Time-averaged values over two seconds are collected and the spatial average of these values provides an estimate of the mean pressure \bar{p} at the model base. The results are provided here in terms of mean pressure coefficient $\overline{C_p}$, defined in (C.1) by use of the air density ρ and the free stream static pressure p_0 .

$$\overline{C_p} = \frac{\bar{p} - p_0}{1/2\rho U_\infty^2} \quad (C.1)$$

Particle Image Velocimetry measurements are performed in the near-wake median plane. The PIV set-up and the processing details are described in [26]. In brief, sets of 2500 image couples are recorded at a rate of 3125 Hz. The dimensions of the field-of-view are $L_X/H=2.15$ horizontally and $L_Z/H=1.34$ vertically.

C.3 Results

The analysis of the mean pressure and flow-field characteristics is given first for the cases without control. On this basis, the results for controlled configurations are further discussed.

C.3.1 Mean pressure coefficient at the model base

The measured values of the mean pressure coefficient at the model base without control are reported in Table C.1. These values are used in the following as reference values, and are therefore noted $\overline{C_p}^{ref}$. The mean pressure coefficient in the $G/H=0.04$ case is, in absolute value, about 50% higher than that of the $G/H=0$ case. This result is consistent with the monotonic decrease of $\overline{C_p}$ with G/H obtained in previous experimental studies [50, 26]. The mean pressure coefficient values obtained with control are presented in Figure C.2 for the two values of ground clearance considered here. In each case on this Figure, the corresponding reference value $\overline{C_p}^{ref}$ obtained with the pulsed jet system off is subtracted to the actual mean

	$G/H = 0$	$G/H = 0.04$
$\overline{C}_p^{\text{ref}}$	-0.122	-0.180

TABLE C.1 – Reference mean pressure coefficients $\overline{C}_p^{\text{ref}}$ at the model base, without control, for the two different configurations

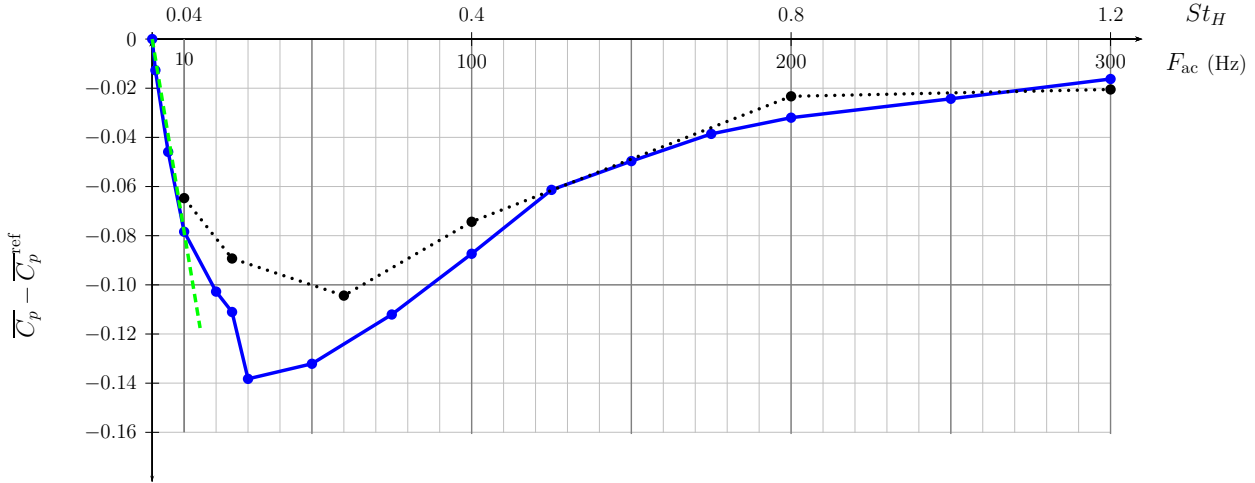


FIGURE C.2 – Mean static pressure coefficient \overline{C}_p measured at the base of the model function of the actuation frequency F_{ac} . The values of the pressure coefficient are relative to the reference value $\overline{C}_p^{\text{ref}}$ obtained without control (for $F_{ac} = 0$, the pulsed jet system is off). (•••••) $G/H = 0$; (—) $G/H = 0.04$; (— — —) linear fit for the low-frequency actuation

pressure coefficient value. In each case also, the evolution of \overline{C}_p with the actuation frequency presents a minimum value for an actuation frequency around 50 Hz, the precise value of the actuation frequency depending on the configuration; for higher actuation frequencies, the mean pressure coefficient keeps increasing and seems to reach an asymptotic value below $\overline{C}_p^{\text{ref}}$. Thus, the control only decreases the base pressure with respect to the reference case, and as a consequence increases the pressure drag. The similarity in the evolution of \overline{C}_p between the two configurations contrasts with the very different values of $\overline{C}_p^{\text{ref}}$ commented above. The fact that for given actuation frequencies, a doubling in the \overline{C}_p values with respect to $\overline{C}_p^{\text{ref}}$ is obtained, is linked to changes in the wake flow characteristics, as will be described in Section C.3.2. Moreover, the presence of a minimum in the evolution of \overline{C}_p with the actuation frequency suggests that different control-induced flow phenomena contribute to a diminution of \overline{C}_p . Finally, one may note that, for the $G/H = 0.04$ configuration, the evolution of \overline{C}_p with the actuation frequency, for the low-frequency values up to $F_{ac} = 10$ Hz, exhibits a linear behaviour. It is supposed that this property also applies to the $G/H = 0$ configuration, even if the lack of data in the low-frequency region for this configuration does not permit to prove this assumption. This linear behaviour is further interpreted on the basis of the wake flow characteristics.

C.3.2 Near wake-flow development

The analysis of the velocity flow-field is performed by use of statistical approaches. For the reference flows, the classical Reynolds decomposition allows to separate in any quantity

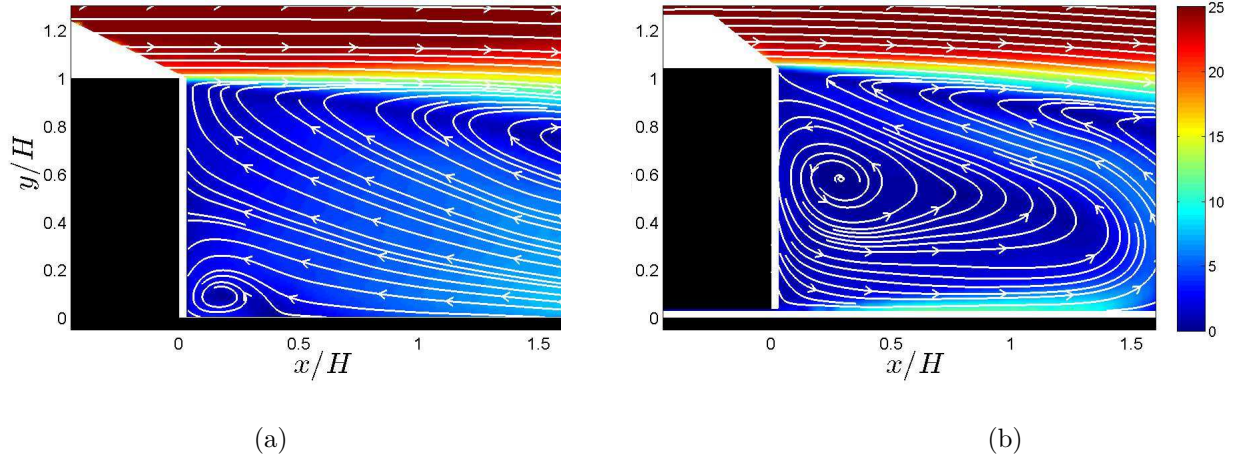


FIGURE C.3 – Norm of mean velocity \bar{u} , without control, for (a) $G/H = 0$, (b) $G/H = 0.04$.

$q(\mathbf{x}, t)$ the time-average value $\bar{q}(\mathbf{x})$ from the fluctuating part q' , using equation (C.2). In controlled cases moreover, where the actuation cycles provide a periodic time basis, the triple decomposition is also used to separate in the fluctuating part of q , the contribution of periodic perturbations \tilde{q} at the actuation frequency from the stochastic fluctuations q'' , as illustrated in equation (C.3). The phase average $\langle q \rangle$ of the quantity q is also defined in equation (C.3), noting τ as the time delay within the period of one actuation cycle.

$$q(\mathbf{x}, t) = \bar{q}(\mathbf{x}) + q'(\mathbf{x}, t) \quad (\text{C.2})$$

$$q(\mathbf{x}, t) = \bar{q}(\mathbf{x}) + \tilde{q}(\mathbf{x}, \tau) + q''(\mathbf{x}, t) = \langle q \rangle(\mathbf{x}, \tau) + q''(\mathbf{x}, t) \quad (\text{C.3})$$

C.3.2.1 Mean-flow characteristics without control

Velocity maps given in Figure C.3 clearly highlight the fundamental differences in the wake flow between the two configurations considered. For $G/H = 0$, the wake region close to the ground is dominated by the recirculating flow coming from the region downstream the field of view; a small counter-clockwise rotating recirculation is located next to the bottom corner of the model. For $G/H = 0.04$, the underbody flow is responsible for a recirculation located at mid-height in the wake of the model and much larger than that observed in the $G/H = 0$ case. These features are thought to induce the differences in $\overline{C_p}^{\text{ref}}$ values presented in section C.3.1. In the other hand, the shear layer development is not significantly affected by the presence of the underbody flow in the $G/H = 0.04$ case, over the X/H range considered here. To illustrate quantitatively this property, an estimate of the momentum thickness δ_θ is computed by considering, for each longitudinal location X , the vertical profile above the point where the longitudinal velocity is zero. The evolution of δ_θ with X/H , presented in Figure C.4, compares well between the two cases.

This being said, the δ_θ values are larger for the $G/H = 0$ case than for the $G/H = 0.04$ case; this is attributed to an installation effect consisting in a change in the boundary layer thickness over the model and is therefore not characteristic of any underbody flow effect.

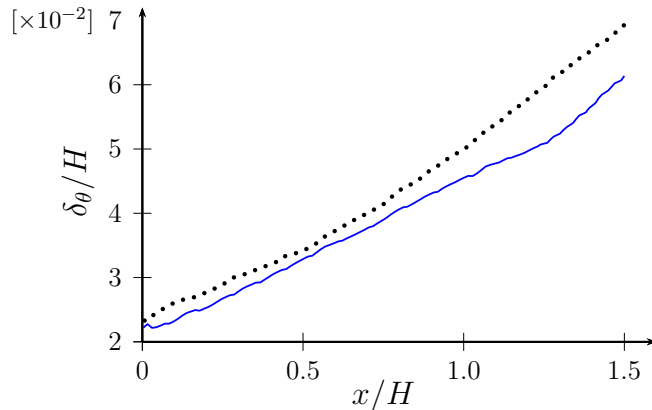


FIGURE C.4 – Evolution of δ_θ with x/H . (.....) $G/H = 0$; (—) $G/H = 0.04$

C.3.2.2 Mean-flow characteristics with control

The effects of the control are illustrated here on the mean flow characteristics. Of particular interest are the actuation frequencies $F_{ac} = 10$ Hz and 100 Hz, which provide, for a given ground clearance, nearly the same diminution in the mean pressure coefficient, as indicated in Figure C.2. In Figure C.5 are presented the corresponding velocity maps for $G/H = 0$ and 0.04. A recirculation region is visible in the mean wake-flow. The control has a noticeable effect on the location of the recirculation centres, that additionally depends on the ground clearance value. Indeed, one may notice that the recirculation centre in the $G/H = 0$ case is considerably moved downstream when the actuation frequency varies from 10 to 100 Hz (Figure C.5 (a) and (c)); in the other hand, the displacement of the recirculation centre visible in the velocity map in the case $G/H = 0.04$ is much less marked (Figure C.5 (b) and (d)).

Moreover, in the low actuation frequency case, the velocity fluctuations (not shown here for conciseness) are comparable in magnitude to that presented in Figure 4 of [26]. In a large part of the wake-flow, the high velocity fluctuations are a consequence of a highly non-stationary process; this process is therefore analysed in the following by use of a triple decomposition.

C.3.2.3 Phase averaging for controlled cases

In Figure C.6 are presented the phase average of y-component vorticity, $\langle \omega_y \rangle(\mathbf{x}, \tau)$, as defined in equation (C.3) for different time delay τ covering a complete actuation cycle and for the two actuation frequencies studied in the previous section. For the control at frequency $F_{ac} = 10$ Hz (Figure C.6.I), two perturbations are induced successively in the wake-flow. One, generated when the control jets start (a), develops in the shear layer with a convection speed about $U_\infty/2$. This structure is thus visible in (b) around $X/H = 1.5$, and keeps on being convected such that it leaves the field of view in the following map. After, the phase average vorticity is mainly associated with a nearly-constant shear within the shear layer (c to e). The other perturbation is associated with the stop in control jets blowing (f). This structure rolls-up in such a way that it interacts with the underbody flow and develops over a vertical dimension close to the model height (g and h). It may be assumed that such perturbations (or at least one of these perturbations) are responsible for a decrease in the mean pressure coefficient, because they may impose periodically an overall drop in the base pressure. These two perturbations apparently do not interact before $x/H = 1.6$, because

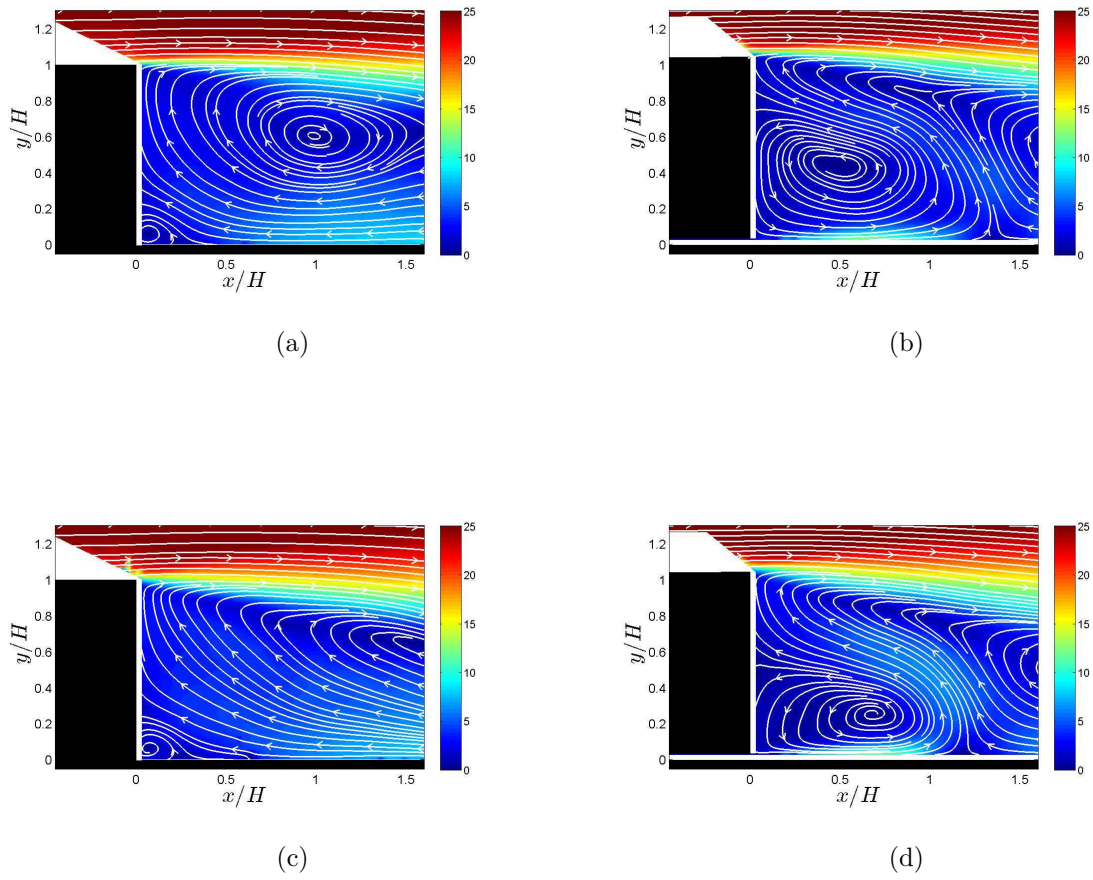


FIGURE C.5 – Norm of mean velocity \bar{u} , with control, for (a,c) $G/H = 0$, (b,d) $G/H = 0.04$ and controlled jets actuated at (a,b) $F_{ac} = 10$ Hz and (c,d) $F_{ac} = 100$ Hz.

their convection speed and the time delay of $1/2/F_{ac}$ corresponding to the duty-cycle of 50% imposed to the control jets are sufficiently high. Thus, it is obvious that for actuation frequencies lower than 10 Hz, these two structures during each actuation cycle will not interact close to the model base. As a consequence, the same kind of structures induced directly (at the beginning of blowing) or indirectly (at the end of blowing) is to be found for any actuation frequency at least up to 10 Hz. For an actuation frequency of 5 Hz for instance, these two perturbations will occur two times less than for an actuation frequency of 10 Hz, but with the same magnitude. This may explain the good fit between the experimental data and the linear behaviour of the left part of the curves in Figure C.2, between $F_{ac} = 0$ and 10 Hz. As long as no interaction occurs, the linear behaviour of $\overline{C_p}^{ref}$ with F_{ac} prevails.

The analysis now concerns the data in Figure C.6.II where $F_{ac} = 100$ Hz. When the control jets start (a), a small perturbation is induced next to the top base, in the vicinity of an existing structure coming from the previous actuation cycle, as highlighted hereafter. These two structures interact (b) and the resulting pattern develops as it is convected downstream (c to f). After the stop of control jets (f), one perturbation is induced in the flow, into the form of an undulation of the shear layer (g), which partly interacts with the existing structure (g). In the same time, part of the undulation of the shear layer rolls-up around the model base, and forms the vortical structure that will interact at the beginning of the next actuation cycle with the new perturbation introduced. Thus this interaction promote a mechanism that differs from that observed at $F_{ac} = 10$ Hz.

Phase average results for the two values of ground clearance are given for $F_{ac} = 10$ Hz and 100 Hz in Figure C.7. For the highest actuation frequency (Figure C.7.II), one may note that the phase average vorticity maps present the same features in the two configurations. For example, the undulation of the shear layer associated with the stop of control jets is very well retrieved in the $G/H = 0$ case. This is interpreted as the result of the little influence, for this actuation frequency, of the underbody flow on the development of the structures in the upper shear-layer. Indeed, a closer observation of Figure C.6.II indicates that the characteristics of the phase average vorticity in the underbody flow region are quite constant from one time delay τ to another, which holds also in the configuration related to Figure C.7.II and suggests that the underbody flow does not present a significant response at the actuation frequency. The same comparison for $F_{ac} = 10$ Hz (Figure C.7.I) indicates that, to some extent, the similarity between the two configurations also holds. One may notice that the vortical patches in the maps obtained for $\tau F_{ac} = 2/3$ are a bit different in intensity and location, and that those visible in the maps obtained for $\tau F_{ac} = 7/9$ also differs in orientation. This is postulated to result from the interaction with the underbody flow in the $G/H = 0.04$ case.

These results are finally used to determine possible links between the vortical structures induced by the control and the local diminution of pressure over the model base. In the $F_{ac} = 10$ Hz case, in both configurations, two noticeable vortices were induced in the flow in phase opposition by the control, and convected downstream. From a phase average point of view, it exists in this case phases during an actuation cycle where the wake-flow do not present vortical structures close to the model, but is essentially marked by mean shear in the shear layer. In the $F_{ac} = 100$ Hz case, again for both configurations, the interaction between the generated structures happen close to the model. These structures remain smaller than that observed for $F_{ac} = 10$ Hz, but they are present in the wake-flow for all the phases examined in the phase average study. Thus, the very similar values of $\overline{C_p}$ obtained for these

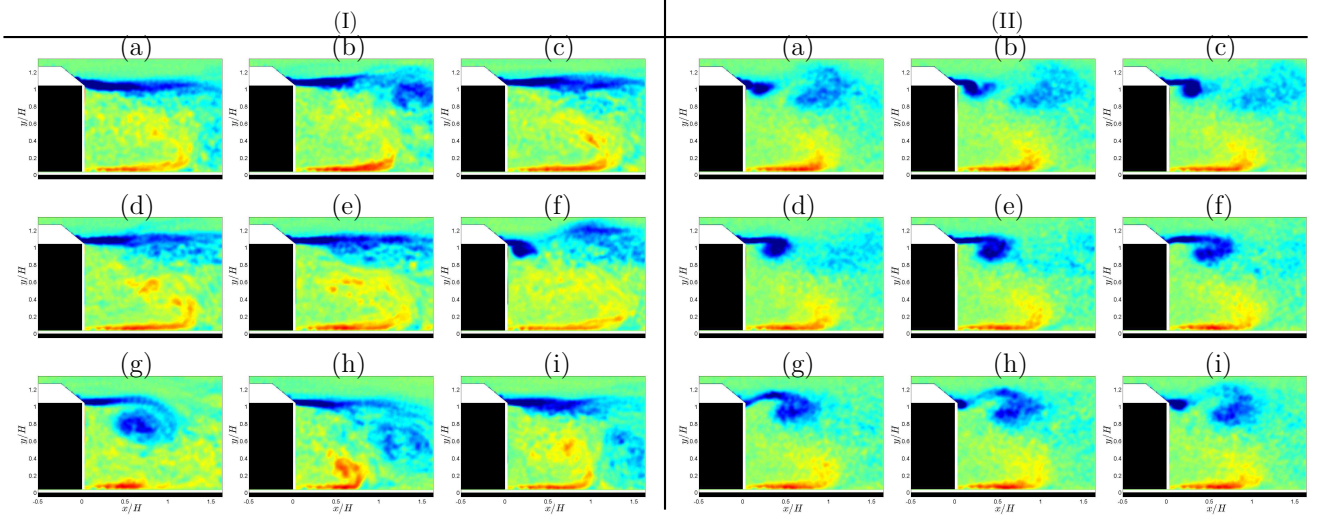


FIGURE C.6 – Maps of $\langle \omega_y \rangle$ for the $G/H = 0.04$ configuration with control at $F_{ac} = 10$ Hz (I) and 100 Hz (II). The maps are equally spaced within one actuation cycle, which corresponds to a difference in time delay τ between two successive maps of $1/9/F_{ac}$; the map (a) corresponds to the beginning of blowing. For color coding, see the colormap of Figure C.7.

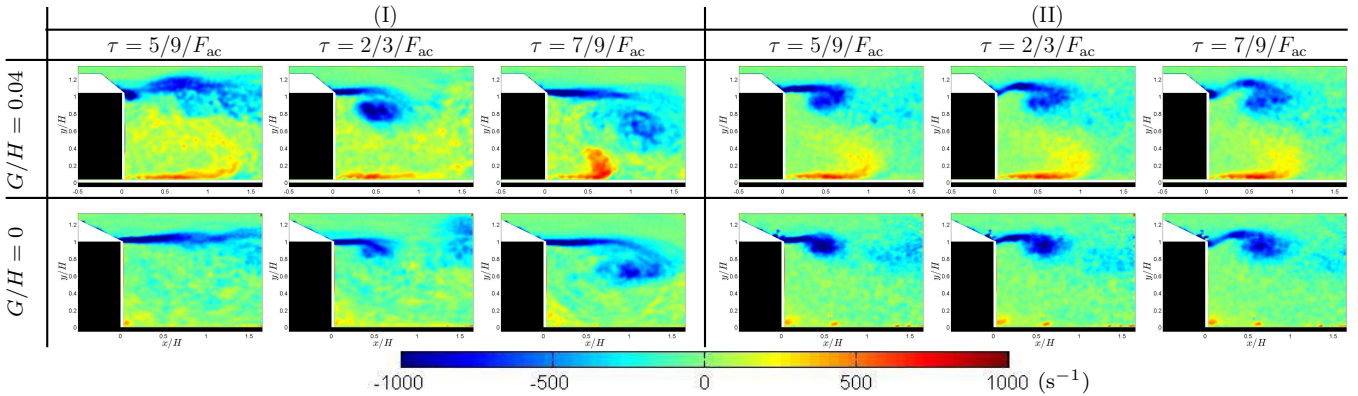


FIGURE C.7 – Maps of $\langle \omega_y \rangle$ with control at $F_{ac} = 10$ Hz (I) and 100 Hz (II). The results obtained for the configurations $G/H = 0$ and 0.04 are compared at values of $\tau \times F_{ac}$ of 5/9, 2/3 and 7/9

two actuation frequencies are likely to result from a balance between the intensity of the vortical structures generated by the control and the frequency at which they are generated.

C.4 Conclusions

This experimental study of flow control around a square back model focuses on the influence of an underbody flow between the model and the floor on the control effects. The phase average analysis indicate that the perturbations induced by the control dominate over the natural wake-flow differences between the configurations with or without underbody flow. Striking similarities between controlled cases particularly for the high actuation frequency cases are observed. The role of the actuation frequency is also considered, by comparing pressure coefficient data and wake-flow characteristics for two actuation frequencies, chosen

because they offer highly comparable values in $\overline{C_p}$ reduction. The study of the vortical structures development in each case suggests that a balance between the intensity of the vortical structures generated by the control and the frequency at which they are generated governs the $\overline{C_p}$ reduction.

Further developments of the present analysis will rely on synchronized pressure-velocity measurements in the wake flow to correlate the evolution of the pressure on the model base over one actuation cycle and the generation and development of vortical structures in the main shear layer.

D || Contrôle du sillage d'un corps bi-dimensionnel par jets synthétiques

Cette annexe présente une étude portant sur l'application d'une solution de contrôle par jets synthétiques à un écoulement de sillage ayant des caractéristiques proches de celles d'un sillage de véhicule industriel. Afin de simuler expérimentalement cet écoulement, la maquette bidimensionnelle, utilisée dans le chapitre II, est dans un premier temps adaptée pour obtenir des rapports géométrique G/H et de vitesses U_u/U_∞ proches de ceux des véhicules réels. Cette nouvelle version de maquette permet également l'intégration d'un système de contrôle par jets synthétiques. Enfin, des mesures de vitesse par PIV et par anémométrie à fil chaud permettent de mettre en évidence des mécanismes aérodynamiques engendrés par les jets synthétiques similaires à ceux observés dans le chapitre II pour les jets pulsés, et cela malgré une proximité du sol moins marquée.

D.1 Adaptation de la maquette bidimensionnelle

Une des spécificités des écoulements de sillage des véhicules industriels est la faible vitesse de soubassement U_u à la verticale du culot de la remorque malgré une distance au sol G/H importante. Comme décrit dans la partie I.3.2, la garde au sol d'une remorque de référence est d'environ un mètre pour quatre mètres de hauteur totale. Il en résulte un rapport géométrique G/H proche de 0.3 avec un rapport de vitesses U_u/U_∞ au culot d'une remorque d'environ 0.2. Par conséquent, afin de réduire la vitesse U_u , un dispositif générant d'importantes pertes de charges est placé dans le soubassement de la maquette.

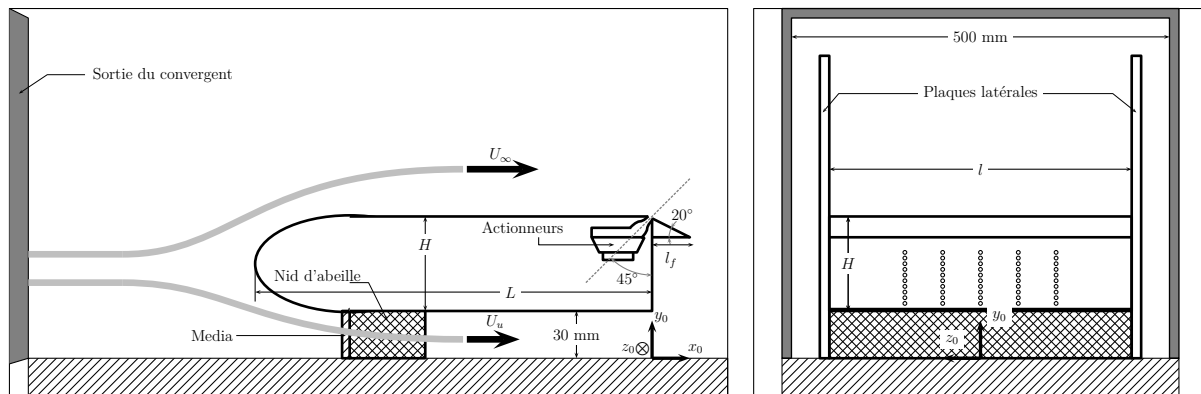


FIGURE D.1 – Schémas de la maquette positionnée dans la veine d'essai pour $G/H = 0.3$ avec l'intégration du système de jets synthétiques et l'ajout de prises de pression statique au culot ; en vue de coté (gauche) et en vue de derrière (droite).

Comme illustré figure D.1, ce dispositif est constitué d'un média à fibres en polyester d'épaisseur 10 mm suivi d'une structure en nid d'abeille de 100 mm et permet d'obtenir des profils verticaux de vitesses moyenne et fluctuante quasiment uniformes sur la hauteur G dans le plan $x_0/H = 0$. Ces profils, mesurés par anémométrie à fil chaud, sont donnés figure D.2 et montrent que la présence du dispositif dans le soubassement engendre une vitesse moyenne de l'écoulement \overline{U}_u/U_∞ assez proche de 0.2. De plus, le fait que l'arrière du dispositif soit positionné en $x_0/H = -3$ permet de limiter l'intensité des fluctuations au niveau du culot. En effet, l'ordre de grandeur de cette dernière est de seulement deux fois le niveau de turbulence résiduel de l'écoulement non perturbé dans la veine d'étude.

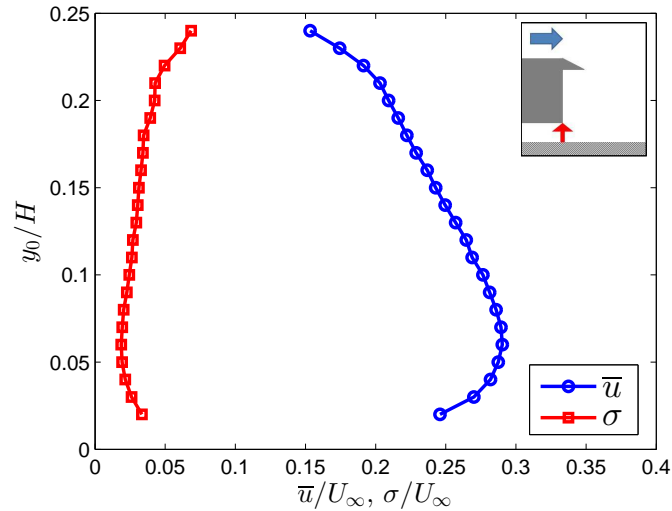


FIGURE D.2 – Profils verticaux de vitesse moyenne \bar{u} et des fluctuations de vitesse σ de l'écoulement de soubassement, mesurés par anémométrie à fil chaud dans le plan $\vec{x}_0 = 0$.

L'adaptation de l'arrière de la maquette permet également l'intégration d'un système de contrôle par jets synthétiques. Les caractéristiques géométriques des fentes sont identiques à celles du système de jets pulsés, étudié dans le chapitre II. Le contrôle, appliqué sur toute la largeur l de la maquette, est effectué par sept actionneurs haut-parleur, positionnés à l'arrière de la maquette comme schématisé figure D.1. Comme décrit dans l'annexe B, chacun des actionneurs est inclus dans une cavité avec un orifice permettant la génération du jet. Ces orifices, positionnés au niveau de l'arête avec un angle de soufflage de 45° , sont de section rectangulaire d'épaisseur $e = 0.3$ mm et de largeur $s = 50$ mm. L'espace entre deux orifices adjacents est également identique à celui pour les jets pulsés, soit 3 mm.

Dans cette étude, les actionneurs sont commandés par un signal sinusoïdal émis par un générateur de fonction Métrix GX239. Afin de conserver la valeur du coefficient de quantité de mouvement C_μ constante avec la fréquence d'actionnement, un amplificateur de puissance B&K Type 2718 est utilisé et permet de varier l'amplitude du signal en fonction de la fréquence en suivant les isolignes de C_μ données en figure B.7. La stabilité de la fréquence d'actionnement est également monitorée en permanence via un GBF Hameg positionné en mode lecture qui permet d'avoir un affichage précis de la fréquence en fonction du temps. Enfin, afin d'étudier les performances du système de contrôle par jets synthétiques, la configuration avec le volet d'angle $\beta = 20^\circ$, pour laquelle des augmentations de pression au culot ont été mesurées dans le chapitre II, est ici utilisée.

La dernière évolution de la maquette est l'intégration de 45 prises de pression statique au culot, réparties en une matrice de 9 lignes, 5 colonnes. Les espacements horizontal et vertical entre les prises sont respectivement de 50 mm et de 7.5 mm. Les valeurs de $\overline{C_p}$ présentées par la suite sont donc intégrées spatialement sur ces 45 mesures. Enfin, dans cette étude, le temps d'acquisition sur lequel la pression est moyennée est de 10 secondes.

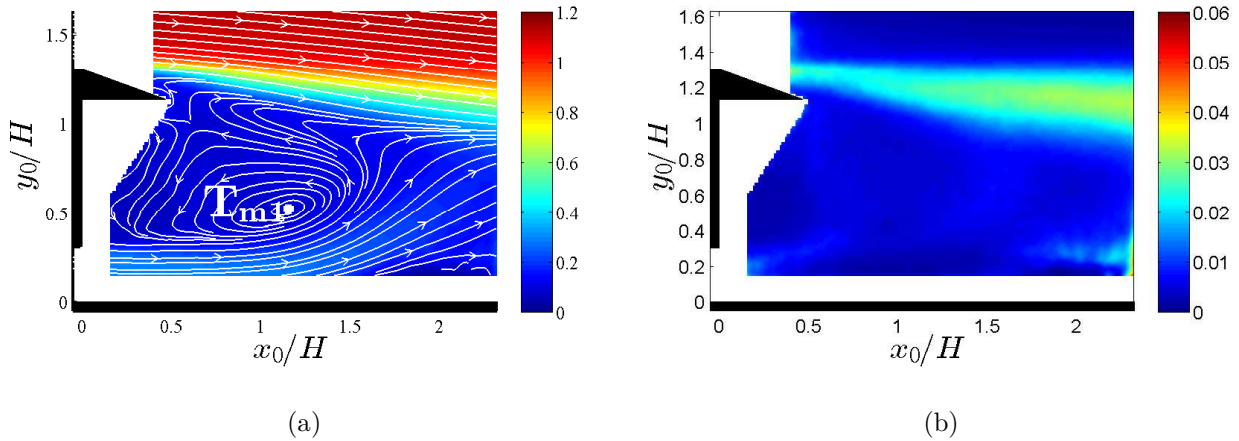


FIGURE D.3 – Cartographies de la norme de la vitesse \bar{u}/U_∞ (a) et de l'énergie cinétique des fluctuations E_t (b) pour le cas non contrôlé.

D.2 Caractérisation de l'écoulement non contrôlé

Une description de l'écoulement de sillage non contrôlé est donnée dans cette section à travers la présentation de mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud et par PIV. Dans cette étude, certains paramètres d'acquisition des mesures de vitesse par PIV du chapitre II sont modifiés. L'acquisition de 2780 couples d'images est ici réalisée à une fréquence de 1675 Hz, résultant en un temps d'acquisition de 1.67 s. La valeur de dt et la résolution spatiale sont respectivement de $75\mu s$ et de 1.44 mm^2 .

L'étude de la cartographie de vitesse moyenne \bar{u} , donnée figure D.3(a), permet de caractériser la topologie de l'écoulement de sillage moyen. Tout d'abord, la faible vitesse de soubassement engendre une dissymétrie prononcée du sillage. Le sillage est composé d'une structure tourbillonnaire T_{m1} , analogue à celle identifiée pour la configuration $G/H = 0.04$ dans le chapitre II de part sa position moyenne dans le sillage. La vitesse de l'écoulement dans cette zone étant toutefois très faible, l'étude des lignes de courant est par conséquent à prendre avec précaution. En outre, l'absence de vectorisation de la couche de cisaillement supérieure semble indiquer que l'écoulement décolle naturellement au voisinage de l'arête. Enfin, l'étude de la cartographie d'énergie E_t montre que les niveaux élevés de fluctuations de vitesse sont confinés dans la couche de cisaillement.

La figure D.4 donne le spectre de puissance calculé à partir des mesures de vitesse par fil chaud effectuées à une distance $x_0/H = 1.5$ du culot pour le point de mesure dans la couche de cisaillement supérieure où les fluctuations de vitesse sont maximales. Aucun pic de puissance n'est observable pour une fréquence donnée. Cette absence de fréquence caractéristique naturelle confirme donc qu'aucun mécanisme de détachement alterné de tourbillons de type allée de Von Karman n'est présent dans le sillage, malgré une garde au sol G/H assez élevée.

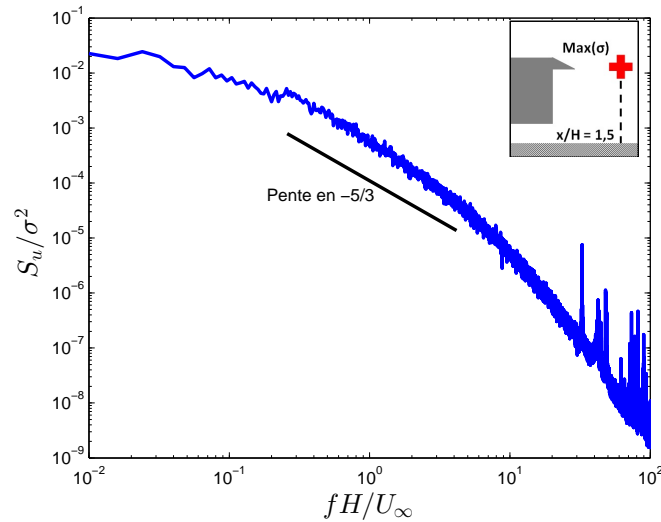


FIGURE D.4 – Densité spectrale de puissance, normalisée par la variance et mesurée par anémométrie à fil chaud pour $x_0/H = 1.5$ au point en y_0 où les fluctuations de vitesse sont maximales.

D.3 Contrôle par jets synthétiques

D.3.1 Evolution de la pression au culot

L'évolution de la pression au culot en fonction de la fréquence d'actionnement St_H des jets synthétiques et pour un coefficient de quantité de mouvement C_μ constant de 2.5×10^{-4} est donnée sur la figure D.5.

La courbe de $\overline{C_p}$ montre que le contrôle par jets synthétiques a un effet significatif et permet d'obtenir des augmentations de pression significatives au culot. En effet, l'évolution de $\overline{C_p}$ en fonction de la fréquence des jets synthétiques adopte des tendances similaires à celles observées avec les jets pulsés pour une garde de sol de $G/H = 0.04$ dans le chapitre II. Dans la gamme de basses fréquences ($St_H \leq 0.4$), l'actionnement du contrôle génère une diminution de la pression au culot. Le minimum de $\overline{C_p}$ mesuré est d'environ -0.21 et obtenu pour une fréquence de $St_H \approx 0.1$. Pour des fréquences d'actionnement plus importantes, la pression augmente avec la fréquence jusqu'à une valeur de $\overline{C_p} = -0.138$, soit en gain de 17.4% par rapport au cas non contrôlé avec le volet, atteint pour $St_H = 1.2$. Les évolutions de $\overline{C_p}$ en fonction de St_H pour les deux technologies d'actionneurs (jets synthétiques et pulsés) sont donc similaires, ce qui met en avant le fait que les effets aérodynamiques engendrés par ces deux systèmes sur le sillage semblent assez proches. En outre, ce résultat signifie également que la phase d'aspiration des jets synthétiques a peu d'impact sur la pression au culot et son influence semble être négligeable devant celle de la phase de soufflage. Dans la section suivante, l'effet du contrôle par jets synthétiques sur les caractéristiques du sillage de la maquette est étudié.

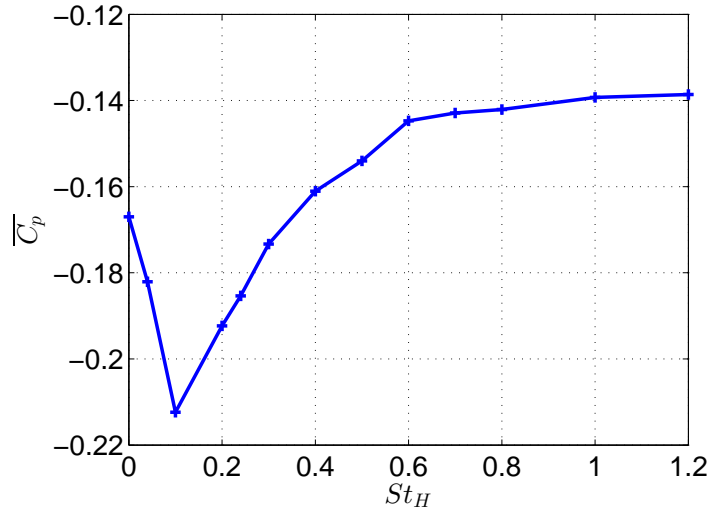


FIGURE D.5 – Evolution du coefficient de pression statique \overline{C}_p en fonction de St_H des jets synthétiques. La valeur de \overline{C}_p donnée pour $St_H = 0$ est celle correspondant au cas non contrôlé.

D.3.2 Effet du contrôle sur le sillage

L'influence du contrôle par jets synthétiques sur le sillage proche de la maquette est étudiée pour deux fréquences d'actionnement : $St_H = 0.1$ pour laquelle la valeur de \overline{C}_p minimale est mesurée et $St_H = 1.2$ pour laquelle le gain en \overline{C}_p maximal est obtenu. Des mesures de vitesse par PIV sont ainsi réalisées dans le sillage proche de la maquette. Pour ces deux fréquences d'actionnement, la figure D.6 donne les cartographies de vitesse moyenne et d'énergie cinétique des fluctuations.

De manière générale, les caractéristiques moyennes du sillage sont très similaires à celles obtenues par le contrôle par jets pulsés pour une distance au sol $G/H = 0.04$ dans le chapitre II. Ceci explique que des niveaux de pression semblables soient mesurés au culot pour les deux types d'actionneurs.

Pour une fréquence d'actionnement de $St_H = 0.1$, les cartographies de \overline{u} et de E_t respectivement présentées en figures D.6(a) et D.6(b) montrent que la dépression mesurée au culot est associée aux mêmes modifications de l'écoulement que celles identifiées précédemment pour les jets pulsés. En effet, on observe l'apparition dans le champ de mesure de la structure tourbillonnaire T_{m2} qui représente la trace moyenne de fluctuations de vitesse importantes. Pour $x_0/H > 2$, le niveau de fluctuation élevé est réparti sur la totalité de la hauteur du sillage, ce qui indique que l'écoulement est fortement instationnaire dans cette région de l'écoulement.

Pour une fréquence d'actionnement de $St_H = 1.2$ où une augmentation de \overline{C}_p est mesurée, les mêmes modifications que pour le contrôle par jets pulsés peuvent également être identifiées dans le sillage de la maquette. En effet, l'actionnement des jets à cette fréquence permet d'une part de vectoriser la couche de cisaillement supérieure avec un angle proche de l'angle de volet β , ce qui a pour effet de diminuer la hauteur du sillage, et d'autre part de diminuer le niveau de fluctuation de vitesse. En effet, la cartographie de E_t donnée en

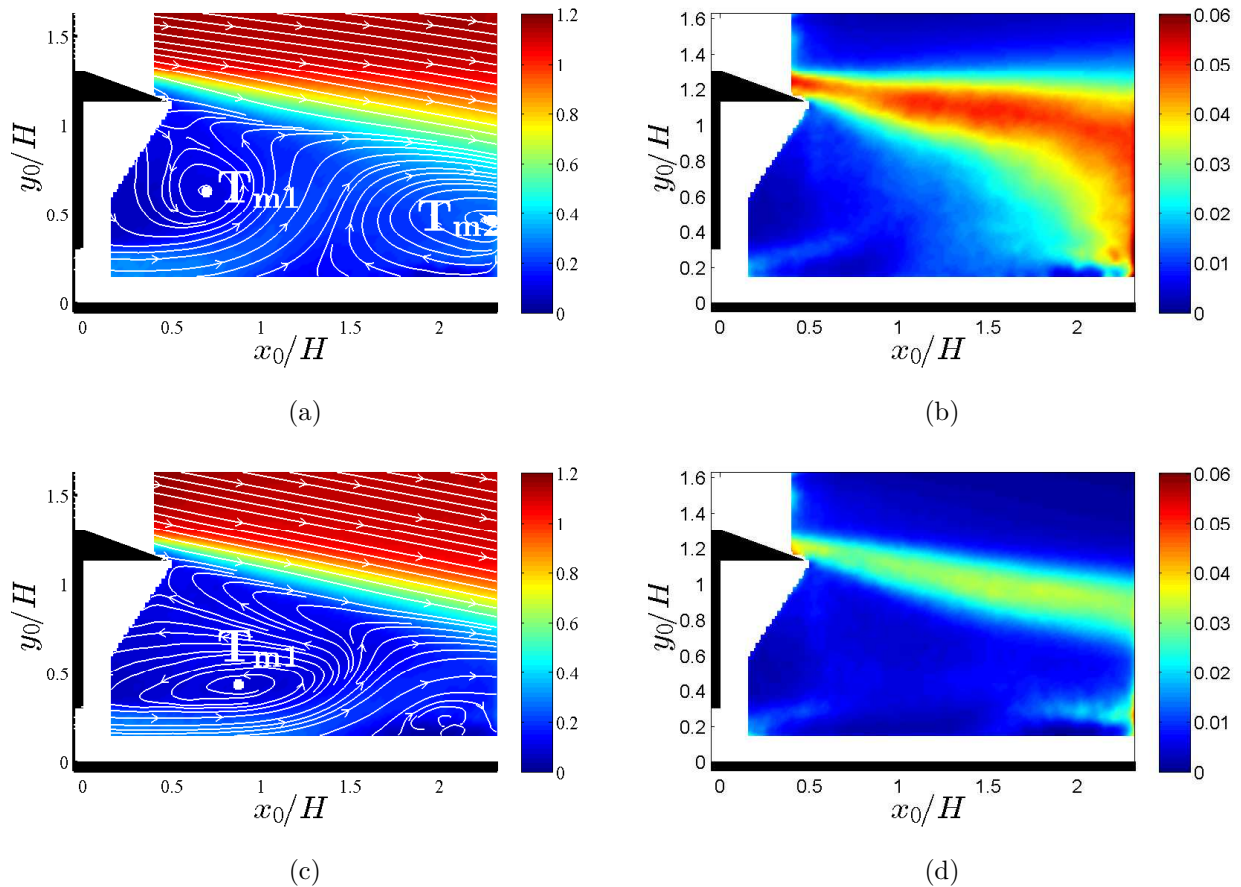


FIGURE D.6 – Cartographies de la norme de la vitesse moyenne normalisée \bar{u}/U_∞ pour $St_H = 0.1$ (a) et pour $St_H = 1.2$ (c) et de l'énergie cinétique des fluctuations E_t pour $St_H = 0.1$ (b) et pour $St_H = 1.2$ (d).

figure D.6(d) montre que les niveaux importants de fluctuation sont localisés dans la couche de cisaillement supérieure. Dans les autres régions du sillage, le niveau est proche d'être nul ce qui indique que l'écoulement est quasiment stationnaire.

D.4 Conclusion

L'étude réalisée dans cette annexe a permis de mettre en évidence le potentiel du contrôle par jets synthétiques, couplé à un volet d'angle de 20° , afin d'augmenter la pression au culot d'une maquette bidimensionnelle ayant des caractéristiques de sillage proches de celles des véhicules industriels. Des similarités importantes entre les résultats obtenus avec jets synthétiques et jets pulsés (chapitre II) sont mises en évidence. En effet, l'évolution de la pression statique au culot en fonction de la fréquence d'actionnement est équivalente pour les deux technologies d'actionneurs. De plus, les gains en $\overline{C_p}$, de même que les modifications engendrées dans le sillage proche de la maquette, sont également très proches dans les deux cas.

Bibliographie

- [1] Ahmed, S., Ramm, G., Faitin, G. (1984) Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake. SAE technical report 840300.
- [2] Aider, J.-L., Lasserre, J.-J., Beaudoin, J.-F., Herbert, V., Wesfreid, J.-E. (2009). Contrôle d'écoulement en aérodynamique automobile. 19^e Congrès Français de Mécanique, Marseille, 1-6.
- [3] Aider, J.-L., Beaudoin, J.-F., Wesfreid, J.-E. (2010). Drag and lift reduction of a 3D bluff-body using active vortex generators. *Exp Fluids* 48, 771–789.
- [4] Alfano, D., Corre, C., Lerat, A. (2004). Optimization of active control parameters using a multi-objective genetic algorithm. 39^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée AAAF, Paris.
- [5] Amitay, M., Glezer, A. (2002) Role of actuation frequency in controlled flow reattachment over a stalled airfoil. *AIAA Journal* Vol. 40 No. 2.
- [6] Barros, D., Cordier, L., Noack, B.R., Borée, J., Ruiz, T., Östh, J., Krajnovic, S. (2013). Active flow control for drag reduction of vehicles using large eddy simulation, experimental investigations and reduced order modeling. International Symposium On Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-8), Poitiers, Août 2013.
- [7] Beaudoin, J.-F., Aider, J.-L., Cadot, O., Wesfreid, J.-E. (2006). Utilisation de générateurs de vortex mécaniques passifs ou mobiles pour réduire la traînée d'un corps 3D. GDR Contrôle des Écoulements du 10 mai 2006, Poitiers.
- [8] Beaudoin, J.-F., Cadot, O., Aider, J.-L., Wesfreid, J.-E. (2006) Drag reduction of a bluff body using adaptive control methods. *Physics Of Fluids* 18, 085107.
- [9] Benard, N., Braud, P., Jolibois, J., Moreau, E. (2008). Contrôle par actionneur plasma de la separation au bord d'attaque d'un profil NACA0015 en incidence : Analyse spatio-temporelle par PIV rapide. Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2008, Futuroscope.
- [10] Ben Chiekh, M., Béra, C., Sunyach, M. (2003). Synthetic jet control for flows in a diffuser : vectoring, spreading and mixing enhancement. *Journal of Turbulence*, Volume 4, Art. n° 32.
- [11] Béra, J.-C., Michard, M., Sunyach, M., Comte-Bellot, G. (2000) Changing lift and drag by jet oscillation : experiments on a circular cylinder with turbulent separation. *Eur. J. Mech. B - Fluids* 19 (2000) 575–595.
- [12] Berta, C., Bonis, B. (1980). On shape experimental research of ideal aerodynamic characteristics for industrial vehicles. SAE Paper No. 801 402.
- [13] Bhattacharjee, S., Scheelke, B., Troutt, B. (1986). Modification of vortex interactions in a reattaching separated flow. *AIAA Journal* 24, 623-629.

-
- [14] Bideaux, E., Bobillier, P., Fournier, E., Gilliéron, P., El Hajem, M., Champagne, J.-Y., Gilotte, P., Kourta, A. (2011) Drag reduction by pulsed jets on strongly unstructured wake : towards the square back control. *International Journal of Aerodynamics*, Vol. 1, Nos. 3/4.
- [15] Bosch, G., Kappler, M., Rodi, W. (1996). Experiments on the flow past a square cylinder placed near a wall. *Experimental Thermal and Fluid Science* 13(3), 292–305.
- [16] Browand F., Radovich, C., Boivin, M. (2005). Fuel Savings by Means of Flaps Attached to the Base of a Trailer : Field Test Results. SAE paper 2005-01-1016.
- [17] Bruneau C.-H., Mortazavi, I., Gilléron, P. (2008). Passive Control Around the Two-Dimensional Square Back Ahmed Body Using Porous Devices. *Journal of Fluids Engineering* Vol. 130 / 061101-1.
- [18] Brunn, A., Nitsche, W. (2006). Active control of turbulent separated flows over slanted surfaces. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 27, 748-755.
- [19] Cadot, O., Thiria, B., Beaudoin, J.-F. (2009). Passive Drag Control of a Turbulent Wake by Local Disturbances. M. Braza and K. Hourigan (eds.), *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control*, IUTAM Bookseries 14.
- [20] Cattafesta, L.N., Tian, T., Mittal, R. (2009). Adaptive Control of Post-Stall Separated Flow Application to Heavy Vehicles. *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics* Volume 41, 151-160.
- [21] Cattafesta, L.N., Sheplak, M. (2011) Actuators for Active Flow Control. *Annual Review of Fluid Mechanics*. 43 :247–72.
- [22] Chabert, T., Dandois, J., Garnier, E., Jacquin, L. (2013). Experimental detection of a periodically forced turbulent boundary layer separation. *Exp Fluids* 54, 14-30.
- [23] Chacaton, D. (2009) CFD Analysis, Renault Trucks Optifuel Lab step 1. Volvo 3P internal Engineering Report, ER-614256.
- [24] Chacaton, D. (2013) Aerodynamics CFD study for CALY1209 project | Evaluation of the boat-tail angle on a 1 :8 simplified mock-up. Volvo GTT internal Engineering Report, ER-651435.
- [25] Chaligné, S. (2012) Aerodynamic drag reduction of a two-dimensional bluff body using pulsed and synthetic jet systems. Volvo GTT internal Engineering Report, ER-628550.
- [26] Chaligné, S., Castelain, T., Michard, M., Juvé, D. (2013). Active control of the flow behind a two-dimensional bluff body in ground proximity. *C. R. Mécanique* Vol. 341 : 289-297.
- [27] Choi, H., Jeon, W.P., Kim, J. (2008). Control of flow over a bluff body. *Annual Review of Fluid Mechanics* 2008. 40 :113-139.
- [28] Chun, K.B., Sung, H.J. (1996). Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing. *Exp. Fluids* 21, 417–426.
- [29] Chun, K.B., Sung, H.J. (1998). Visualization of a locally-forced separated flow over a backward-facing step. *Exp. Fluids* 25, 133–142.
- [30] Comité National Routier (2013). Enquête CNR longue distance 40T, publication de Mai 2013. (<http://www.cnr.fr>)
- [31] Coanda, H. (1936). Lifting Device Coanda Effect. US Patent n. 3261162.

- [32] Cooper, K.R. (1985). The effect of front-edge rounding and rear-edge shaping on the aerodynamic drag of bluff vehicles in ground proximity. SAE paper 850288.
- [33] Cooper, K.R. (2004). Commercial Vehicle Aerodynamic Drag Reduction : Historical Perspectives as a Guide. In : The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics Volume 19, 9-28, Springer.
- [34] Corke, T.C., Enloe, C.L., Wilkinson S.P. (2010) Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Flow Control. *Annual Review of Fluid Mechanics* 42 :505–29.
- [35] Vehicle Weights and Dimensions on Classes of Highways Regulation, Council Directive 96/53/EC.
- [36] Proposal for a Directive of the European Parliament and of the Council amending Council Directive 96/53/EC. 15/4/2013.
- [37] Dandois, J., Garnier, E., Sagaut, P. (2007) Numerical simulation of active separation control by a synthetic jet. *Journal of Fluid Mechanics*, vol.574, 25–58.
- [38] Devesa, A., Indinger, T. (2012) Fuel Consumption Reduction by Geometry Variations on a Generic Tractor-Trailer Configuration. SAE International 2012-01-0105.
- [39] Driver, D. M., Seegmiller, H. L., Marvin, J. G. (1987). Time-dependent behavior of reattaching shear layer. *AIAA Journal* 25, 914.
- [40] Duell, E.G. George, A.R.(1999) Experimental study of a ground vehicle body unsteady near wake. SAE paper 1999-01-0812.
- [41] El-Alti, M., Kjellgren P., Davidson L. (2009). Drag reduction for trucks by active flow control of the wake behind the trailer. In : Proceedings of the Sixth International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, 2009.
- [42] El-Alti, M., Chernoray, V., Kjellgren P., Hjelm, L., Davidson L. (2010). Computations and full-scale tests of Active Flow Control Applied on a VOLVO Truck-Trailer. (<http://www.tfd.chalmers.se/>)
- [43] El-Alti, M., Chernoray, V., Jahanmiri, M., Davidson L. (2011) Experimental and computational studies of active flow control on a model truck-trailer. Proceedings of the International Conference, EFM 2011, Vol. 2. pp. 600-615.
- [44] Englar, R. J. (2000) Development of Pneumatic Aerodynamic Devices to Improve the Performance, Economics, and Safety of Heavy Vehicles. SAE Technical Paper, 2000-01-2208.
- [45] Englar, R. J. (2005). Improved pneumatic aerodynamics for drag reduction, fuel economy, safety and stability increase for heavy vehicles. SAE Technical paper 2005-01-3627.
- [46] Font G. (2004). Boundary Layer Control with Atmospheric Plasma Discharges, AIAA paper 2004-3574.
- [47] Fourrié, G., Keirsbulck, L., Labraga, L., Gilliéron, P. (2009). Contrôle passif de l'écoulement autour d'une géométrie simplifiée de véhicule. 19ème Congrès Français de Mécanique, Marseille.
- [48] Fujisawa, N., Tanahashi, S., Srinivas, K. (2005). Evaluation of pressure field and fluid forces on a circular cylinder with and without rotational oscillation using velocity data from PIV measurement. *Meas. Sci. Technol.* 16, 989–996.

- [49] Gad-El-Hak., M. (2000) Flow Control : Passive, Active and Reactive Flow Management. Cambridge University Press.
- [50] Garry, K.P. (1996). 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, 1-10.
- [51] Getin, N. (2000). Simulation numérique du contrôle actif par jets pulsés de l'écoulement turbulente autour d'un cylindre circulaire. Thèse de Doctorat de l'École centrale de Lyon. 2000-15.
- [52] Gilhaus, A., Hau, E. (1982). Drag reduction on trucks by aerodynamic parts and covers. *International symposium on vehicle aerodynamics*.
- [53] Gilliéron, P., Kourta, A. (2013). Aerodynamic drag control by pulsed jets on simplified car geometry. *Experiments in Fluids* 54 :1457.
- [54] Glezer, A., Amitay, M. (2002). Synthetic jets. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34 :503–29.
- [55] Götz, H. (1977). Die aerodynamik des nutzfahrzeuges - Massnahmen zur kraftstoffeinsparung. *Fortschr, Berichte der VDI-Zeitschriften, Series 12, No. 31*.
- [56] Grandemange, M., Mary, A., Gohlke, M., Cadot, O.(2013). Effect on drag of the flow orientation at the base separation of a simplified blunt road vehicle. *Exp. Fluids* 54, 1529.
- [57] Graftieaux, L., Michard, M., Grosjean, N. (2001). Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Meas. Sci. Technol.* 12 (2001) 1422–1429.
- [58] Hasan, M.A.Z. (1992). The flow over a backward-facing step under controlled perturbation : laminar separation. *Journal of Fluid Mechanics* 238, 73–96.
- [59] Henning, L., King, R. (2005). Drag reduction by closed-loop control of a separated flow over a bluff body with a blunt trailing edge. *Proceedings, in : 44th IEEE Conference on Decision and Control, and the European Control Conference*.
- [60] Henning, L., King, R. (2007). Robust Multivariable Closed-Loop Control of a Turbulent Backward-Facing Step Flow. *Journal of Aircraft* 44, n° 1.
- [61] Henning, L., Pastoor, M., King, R., Noack, B.R., Tadmor, G. (2007) Feedback Control Applied to the Bluff Body Wake. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design (NNFM) Volume 95*, 369-390.
- [62] Hjelm., L., Bergqvist, B., (2009) European Truck Aerodynamics : a comparison between conventional and coe truck aerodynamics and a look into future trends and possibilities. *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics Volume 41*.
- [63] Ho, C. M., Huerre, P. (1984). Perturbed free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16, 365-422.
- [64] Hucho, W.-H. (1998). *Aerodynamics of road vehicle (4th edition)*. Society of Automotive Engineers. Inc. ISBN 0-7680-0029-7.
- [65] Hucho, W.-H. (1998). *Aerodynamics of road vehicles : From fluid mechanics to vehicle engineering*, Cambridge University Press.
- [66] Hussain, A.K.M.F., Reynolds, W.C. (1972). The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow : part. 2. experimental results. *Journal of Fluid Mechanics* 54, 241–261.

- [67] Iaccarino, G., de Maio, B., Verzicco, R., Khalighi, B. (2004). RANS simulations of passive and active drag reduction devices for a road vehicle. *The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics Volume 19*, 267-275, Springer.
- [68] Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) (2007). *Climate change 2007 : Synthesis Report*. (<http://www.ipcc.ch>)
- [69] Jiang, M., Wu, H., Tang, K., Kim, M., Senthoooran, S., Friz, H., Zhang, Y. (2011). Evaluation and Optimization of Aerodynamic and Aero-Acoustic Performance of a Heavy Truck using Digital Simulation. SAE International paper 2011-01-0162.
- [70] Johansson, M. (2010). The effects of oscillatory boat-tail flaps on the near wake of a prototypical heavy vehicle. Master's thesis in Engineering, Lulea University of Technology.
- [71] Joseph, P., Amandolèse, X., Aider, J.-L. (2011) Drag reduction on the 25 ° slant angle Ahmed reference body using pulsed jets. *Experiments in Fluids* 52 :1169–1185.
- [72] Joseph, P. (2012) Application du contrôle par jets pulsés à un corp non profilé. Thèse de doctorat de l'Université de Pierre et Marie Curie.
- [73] Khalighi, B., Zhang, S., Koromilas, C., Balkanyi, S.R., Bernal, L.P., Iaccarino, G., Moin, P. (2001). Experimental and Computational Study of unsteady Wake Flow behind a Bluff Body with a Drag Reduction Device, SAE Technical paper 2001-01-1042.
- [74] King, R., Becker, R., Garon, M., Henning, L. (2004). Robust and adaptive closed-loop control of separated shear flows. In : proceedings of 2nd AIAA Flow Control Conference. AIAA 2004-2519.
- [75] Klebanoff, P.S. (1955). Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. NACA Report 1247.
- [76] Koike, M., Nagayoshi, T., Hamamoto, N. (2004). Research on aerodynamic drag reduction by vortex generators. *Mitsubishi Motors Technical Review* 16, 11-16.
- [77] Kostas, J., Foucaut, J.-M., Stanislas, M. (2007) The flow structure produced by pulsed-jet vortex generators in a turbulent boundary Layer in an adverse pressure gradient. *Flow Turbulence Combustion* 78 :331–363.
- [78] Kourta, A., Gilliéron, P. (2009). Impact of the Automotive Aerodynamic Control on the Economic Issues. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 2(2), 69–75.
- [79] Krajnovic, S., Davidson, L., (2003). Numerical study of the flow around a bus shaped body. *Journal of Fluids Engineering* 125, 500-509.
- [80] Krajnovic, S., Fernandes, J., (2011). Numerical simulation of the flow around a simplified vehicle model with active flow control. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 32, 192-200.
- [81] Kral, L.D. (1998) Active flow control technology, ASME Fluids Engineering Division Technical Brief.
- [82] Krentel, D., Muminovic, R., Brunn, A., Nitsche, W., King, R., (2010). Application of active flow control on generic 3D car models, in : R. King (Ed.), *Active Flow Control II*, in : Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, vol. 108, Springer, Berlin, Heidelberg, 2010, pp. 223–239.
- [83] Landman, D., Wood, R., Seay, W., Bledsoe, J. (2009). Understanding Practical Limits to Heavy Truck Drag Reduction. SAE paper 2009-01-2890.

- [84] Lav, C. (2013). Three dimensional CFD analysis on aerodynamic drag reduction of a bluff tractor trailer body using vortex generators. SAE International 2013-01-2458.
- [85] Leclerc, C., Levallois, E., Kourta, A., Gilliéron, P. (2006). Aerodynamic drag reduction by synthetic jet : a 2D numerical study around a simplified car. Technical report 2006-3337, in : 3rd AIAA Flow Control Conference.
- [86] Leclerc, C. (2008) Réduction de la trainée d'un véhicule automobile simplifié à l'aide du contrôle actif par jets synthétiques. Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Janvier 2008.
- [87] Leuschen, J., Cooper, K. R. (2006). Full-Scale Wind Tunnel Tests of Production and Prototype, Second-Generation Aerodynamic Drag Reducing Devices for Tractor-Trailers. SAE Paper 2006-01-3456.
- [88] Lienhart, H., Stoots., C., Becker, S. (2002). Flow and turbulence structures in the wake of a simplified car model (Ahmed model). Notes on Numerical Fluid Mechanics 77, 323-330.
- [89] Littlewood, R.P., Passmore, M. A. (2010). The Optimization of Roof Trailing Edge Geometry of a Simple Square-Back. SAE paper 2010-01-0510.
- [90] Littlewood, R.P., Passmore, M. A. (2012). Aerodynamic drag reduction of a simplified squareback vehicle using steady blowing. Exp. Fluids 53, 519-529.
- [91] McCallen, R.C, Salari, K., Ortega, J.M., Dechant, L.J, Hassan, B., Roy, C.J, Pointer, D.W, Browand, F., Hammache, M., Hsu, T.-Y., Leonard, A., Rubel, M., Chatelain, P., Englar, R.J., Ross, J. Satrant, D., Heineck, J.T., Walker, S., Yaste, D., Storms, B. (2006). DOE's Effort to Reduce Truck Aerodynamic Drag – Joint Experiments and Computations Lead to Smart Design. AIAA 2004-2249 : 34th AIAA Fluid Dynamics Conference.
- [92] McCormick, D.C. (2000). Boudary layer separation control with directed synthetic jets. AIAA paper 2000-0519.
- [93] Martini, H., Hjelm, L., Bergvist, B., Löfdahl, L. (2011). Aerodynamics effects of roof deflector and cab side extenders for truck-trailer combinations. SAE International 2011-01-2284.
- [94] Ministère de l'écologie, du développement durable et de l'énergie (2013). Repères : Chiffres clés du climat France et Monde. Edition 2013. (<http://www.developpement-durable.gouv.fr>)
- [95] Modi, V.J., Ying, B., Yokomizo, T. (1990). Boundary Layer Control of Bluff Bodies Through Momentum Injection, SAE Paper 902225.
- [96] Modi, V.J. (1997). Moving surface boundary layer control : A review. Journal of Fluids and Structures 11, 627–663.
- [97] Modi, V.J., Akinturk, A. (2002). Effect of Momentum Injection on Drag Reduction of a Barge-like Structure. In : Proceedings of The Twelfth International Offshore and Polar Engineering Conference.
- [98] Mu, X. (2011). Numerical Simulations of the Flow around a Yawing Truck in Wind Tunnel. Master's thesis in Automotive Engineering, Chalmers University of Technology.
- [99] Muirhead, V.U., Saltzman, E.J. (1979). Reduction of Aerodynamic Drag and Fuel Consumption for Tractor-Trailer Vehicles. Journal of Energy vol. 3 no 5, 79-4153.

- [100] Newman, B.G. (1961) The Deflexion of Plane Jets by Adjacent Boundaries, in Coanda Effect, Boundary Layer and Flow Control. Edited by Lachmann, G. V., Vol. 1, Pergamon Press, Oxford, 232-264.
- [101] Okada, K., Nonomura, T., Fujii, K., Miyaji, K. (2012). Computational Analysis of Vortex Structures Induced by a Synthetic Jet to Control Separated Flows. *International Journal of flow control* 4, issue 1/2, p.47.
- [102] Onorato, M., Costelli, A.F., Garonne, A.(1984) Drag measurement through wake analysis, SAE International congress and Exposition, No. SP6569, 85-93.
- [103] Ortega, J., Salari, K., Storms, B. (2009). Investigation of Tractor Base Bleeding for Heavy Vehicle Aerodynamic Drag Reduction. *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics Volume 41*, 161-178.
- [104] Pamart, P.-Y., Dandois, J., Garnier, E., Sagaut, P. (2010). Large Eddy Simulation study of synthetic jet frequency and amplitude effects on a rounded step separated flow. In : proceedings of 6th Flow Control Conference, AIAA 2010-5086.
- [105] Pamart, P.-Y. (2011). Contrôle des décollements en boucle fermée. Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie.
- [106] Pankajakshan, R., Mitchell, B., Whitfield, D.L. (2009). Full-Scale Simulations of Drag Reduction Devices for Class 8 Trucks. *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics Volume 41*, 339-348.
- [107] Pastoor, M., Henning, L., Noack, B.R., King, R., Tadmor, G. (2008). Feedback shear layer control for bluff body drag reduction. *Journal of Fluid Mechanics* 608, 161–196.
- [108] Pearcey, H.H. (1961). *Boundary Layer and Flow Control, its Principles and Applications*. Oxford, UK : Pergamon Press.
- [109] Peres, N., Pasquetti, R. (2013) Numerical study of drag reduction of a car model by active control using micro-jets. 21^e Congrès Français de Mécanique, Bordeaux, Août 2013.
- [110] Pfeiffer, J., King, R. (2012). Multivariable closed-loop flow control of drag and yaw moment for a 3D bluff body. In : proceedings of 6th AIAA Flow Control Conference, AIAA 2012-2802.
- [111] Pu., J., Ke, Z-Q., Wang, J-H., You, H-D, Du, Z-N. (2013). An experimental investigation on fluid flow characteristics in a real coolant channel of LP turbine blade with PIV technique. *Experimental Thermal and Fluid Science* 45, 43–53.
- [112] Raffel, M., Willert, C.E., Wereley, S.T., Kompenhans, J. (2007). *Particle Image Velocimetry, A practical guide*. 2nd edition, Springer book.
- [113] Ramasamy, M., Wilson, J.S., Martin, P.B. (2010). Interaction of Synthetic Jet with Boundary Layer Using Microscopic Particle Image Velocimetry. *Journal Of Aircraft* Vol. 47, No. 2.
- [114] Rhee, G.H., Sung, H.J. (2000) Numerical prediction of locally forced turbulent separated and reattaching flow. *Fluid Dynamics Research* 26, 421-436.
- [115] Roos, F.W., Kegelman, J.T. (1986). Control of coherent structures in a reattaching laminar and turbulent shear layers. *AIAA Journal* 24, 1956-1963.

- [116] Rouméas, M. (2006). Contribution à l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu. Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Juin 2006.
- [117] Rouméas, M., Gilliéron, P., Kourta, A. (2009). Analysis and control of the near-wake flow over a square-back geometry. *Computers & Fluids* 38, 60–70.
- [118] Salari, K., McWherter-Payne, M. (2003), Computational Flow Modeling of a Simplified Integrated Tractor-Trailer Geometry. Sandia technical report SAND2003-3383.
- [119] Salari, K., Ortega, J.M., Castellucci P.J. (2004). Computational prediction of aerodynamic forces for a simplified integrated tractor-trailer geometry. AIAA 2004-2253, 34th AIAA Fluid Dynamics Conference.
- [120] Scholz, P., Ortmanns, J., Kälher C.J., Radespiel, R. (2006). Leading Edge Separation Control by Means of Pulsed Jet Actuators. AIAA 2006-2850, 3rd AIAA Flow Control Conference.
- [121] Schoon, R.E. (2007). On-Road Evaluation of Devices to Reduce Heavy Truck Aerodynamic Drag. SAE Technical paper 2007-01-4294.
- [122] Schubauer, G.B., Spangenberg, W.G. (1960) Forced mixing in boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 8, 10–32.
- [123] Seifert, A., Bachat, T., Koss, D., Shepshelovich, M., Wygnanski, I. (1993) Oscillatory blowing : A tool to delay boundary-layer separation. *AIAA Journal*, Vol. 31, No.11, 2052-2060.
- [124] Seifert, A., Stalnov, O., Sperber, D., Arwatz, G., Palei. V., David, S., Dayan, I., Fono, I. (2008). Large Trucks Drag Reduction Using Active Flow Control. In : Proceedings of 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA 2008-743.
- [125] Seifert, A., Stalnov, O., Sperber, D., Arwatz, G., Palei. V., David, S., Dayan, I., Fono, I. (2009) Large Trucks Drag Reduction using Active Flow Control. *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics* Volume 41, 115-133.
- [126] Serveau, M., (2013). Inventaire des émissions de polluants atmosphériques et de gaz à effet de serre en France series sectorielles et analyses étendues - Format SECTEN. Rapport CITEPA 1057. (www.citepa.org)
- [127] Shi, L.L., Liu, Y.Z., Wan J.J. (2010). Influence of wall proximity on characteristics of wake behind a square cylinder : PIV measurements and POD analysis. *Exp. Thermal and Fluid Science* 34, 28–36.
- [128] Shi, L.L., Liu, Y.Z., Sung H.J. (2010). On the wake with and without vortex shedding suppression behind a two-dimensional square cylindre in proximity to a plane wall. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 98, 492–503.
- [129] Smith, B.L., Glezer, A. (1994) Vectoring of a high aspect ratio air jet using zero-net-mass-flux control jet, *Bulletin of American Physical Society*, Vol.39.
- [130] Smith, B.L., Glezer, A. (1996) The formation and evolution of synthetic jets. *Physics of Fluids*, Vol. 10, No. 9, pp. 2281-2297.
- [131] Spazzini, P.G., Iuso, G., Onorato, M., Zurlo, N., Di Cicca, G.M. (2001). Unsteady behavior of back-facing step flow. *Exp. Fluids* 30, 551–561.
- [132] Storms, B.L., Satran, D.R., Heineck, J.T., Walker, S.M. (2006) A Summary of the Experimental Results for a Generic Tractor-Trailer in the Ames Research Center 7- by 10-Foot and 12-Foot Wind Tunnels. NASA/TM–2006-213489.

- [133] Surcel, M.-D., Michaelsen, J., Provencher, Y. (2008). Track-test Evaluation of Aerodynamic Drag Reducing Measures for Class 8 Tractor-Trailers. SAE Technical paper 2008-01-2600.
- [134] Taubert, L., Wagnanski, I. (2009). Preliminary Experiments Applying Active Flow Control to a 1/24th Scale Model of a Semi-Trailer Truck. The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics Volume 41, 105-113.
- [135] Thomas, F., Kozlov, A., Corke, T. (2008). Plasma actuators for bluff body flow control. AIAA Journal 46 :1921–31.
- [136] Truck and Bus Aerodynamics and Fuel Economy Committee (1986). Joint TMC/SAE Fuel Consumption Test Procedure-Type-II. SAE J1321.
- [137] Van Leeuwen, P.M. (2009). Computational analysis of base drag reduction using active flow control. Master of Science Thesis of Delft University of Technology.
- [138] Van Oudheusden, B.W., Scarano, F., Roosenboom, E.W.M., Casimiri, E.W.F., Souverein L.J., Evaluation of integral forces and pressure fields from planar velocimetry data for incompressible and compressible flows. Exp Fluids 43, 153–162.
- [139] Van Raemdonck, G.M.R. Design of an aerodynamic aid for a tractor trailer combination. Master's thesis, Delft University of Technology, 2006.
- [140] Veluri, S.P., Roy, C.J, Ahmed, A., Rifki, R. (2006). Preliminary RANS Simulations and Experimental Study of a Simplified Tractor/Trailer Geometry. In : Proceedings of the 24th Applied Aerodynamics Conference, AIAA 2006-3857.
- [141] Wengle, H., Huppertz, A., Bärwolff, G., Janke, G. (2001). The manipulated transitional backward-facing flow : an experimental and direct simulation investigation. European Journal of Mechanics B-Fluids 20, 25-46.
- [142] Yoshioka, S., Obi, S., Masuda, S. (2001). Organized vortex motion in periodically perturbed turbulent separated flow over a backward-facing step. International Journal of Heat and Fluid Flow 22, 301-307.