HAL
open science

Contrôle en boucle fermée pour la réduction active de traînée aérodynamique des véhicules

Kévin Mariette

To cite this version:

Kévin Mariette. Contrôle en boucle fermée pour la réduction active de traînée aérodynamique des véhicules. Systèmes et contrôle [cs.SY]. Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2020. Français. NNT : . tel-03192637v1

HAL Id: tel-03192637

https://hal.science/tel-03192637v1

Submitted on 8 Apr 2021 (v1), last revised 27 Apr 2021 (v2)

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

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

N°d'ordre NNT : 2020LYSEI088

THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON
opérée au sein de
L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Ecole Doctorale N° 160
EEA de Lyon

Spécialité de doctorat : Automatique

Soutenue publiquement le 09/11/2020, par :
Kévin MARIETTE

Contrôle en boucle fermée pour la réduction active de traînée aérodynamique des véhicules

---

Devant le jury composé de :

Braud, Caroline	Chargée de Recherche HDR	LHEEA	Rapporteure
Polyakov, Andrey	Chargé de Recherche HDR	INRIA	Rapporteur
Queinnec, Isabelle	Directrice de recherche	LAAS	Examinatrice
Kourta, Azeddine	Professeur	PRISME	Examinateur
Borée, Jacques	Professeur HDR	Pprime	Examinateur
Bideaux, Eric	Professeur HDR	Ampère	Directeur de thèse
Ebérard, Damien	Maître de Conférences	Ampère	Co-encadrant
Bribiesca-Argomedo, Federico	Maître de Conférences	Ampère	Co-encadrant
Castelain, Thomas	Maître de Conférences HDR	LMFA	Invité
Sesmat, Sylvie	Ingénieure de recherche	Ampère	Invitée

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	**CHIMIE DE LYON** http://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr INSA : R. GOURDON	**M. Stéphane DANIELE** Institut de recherches sur la catalyse et l'environnement de Lyon IRCELYON-UMR 5256 Équipe CDFA 2 Avenue Albert EINSTEIN 69 626 Villeurbanne CEDEX directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	**ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE** http://edeea.ec-lyon.fr Sec. : M.C. HAVGOUDOUKIAN ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr	**M. Gérard SCORLETTI** École Centrale de Lyon 36 Avenue Guy DE COLLONGUE 69 134 Écully Tél : 04.72.18.60.97 Fax 04.78.43.37.17 gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	**ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION** http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : H. CHARLES secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	**M. Philippe NORMAND** UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Université Claude Bernard Lyon 1 Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX philippe.normand@univ-lyon1.fr
EDISS	**INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ** http://www.ediss-lyon.fr Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : M. LAGARDE secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	**Mme Sylvie RICARD-BLUM** Institut de Chimie et Biochimie Moléculaires et Supramoléculaires (ICBMS) - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Curien - 3ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tel : +33(0)4 72 44 82 32 sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr
INFOMATHS	**INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES** http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	**M. Hamamache KHEDDOUCI** Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tel : 04.72.44.83.69 hamamache.kheddouci@univ-lyon1.fr
Matériaux	**MATÉRIAUX DE LYON** http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bât. Direction ed.materiaux@insa-lyon.fr	**M. Jean-Yves BUFFIÈRE** INSA de Lyon MATEIS - Bât. Saint-Exupéry 7 Avenue Jean CAPELLE 69 621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.85.28 jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr
MEGA	**MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE** http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Stéphanie CAUVIN Tél : 04.72.43.71.70 Bât. Direction mega@insa-lyon.fr	**M. Jocelyn BONJOUR** INSA de Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69 621 Villeurbanne CEDEX jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr
ScSo	**ScSo*** http://ed483.univ-lyon2.fr Sec. : Véronique GUICHARD INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.72.76 veronique.cervantes@univ-lyon2.fr	**M. Christian MONTES** Université Lyon 2 86 Rue Pasteur 69 365 Lyon CEDEX 07 christian.montes@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Table des matières

Table des matières **i**

Table des figures **iii**

Liste des tableaux **viii**

Liste des symboles **x**

Remerciements **xxiii**

Introduction générale **1**

1 Contexte de la thèse **11**

1 Méthodes de contrôle de la traînée aérodynamique 11

2 Dispositif expérimental 25

Conclusion 33

2 Modèle d'écoulement des couches de mélange **34**

1 Sillage dans le cas naturel 36

2 Modèle local par les équations de Navier-Stokes 48

3 Description des jets pulsés 63

4 Actionnement en boucle ouverte 72

Conclusion 87

3 Dissymétries du sillage **88**

1 Cas du corps d'Ahmed 90

2 Dissymétrie naturelle du sillage 103

3 Dissymétries par actionnement du sillage 116

4 Modélisation et simulation des dynamiques du barycentre 132

Conclusion 139

4 Contrôle par mode glissant des dissymétries latérales **140**

1 Présentation de la méthode 142

2 Résultats expérimentaux préliminaires 147

3 Prise en compte du retard d'actionnement 153

4 Effets des jets latéraux sur la pression au culot lors du contrôle de symétrie 168

Conclusion 172

5 Contrôle de la traînée par *extremum seeking* 174

1 Présentation de la méthode 176
2 Cas monovariable 184
3 Cas multivariable 193
4 Robustesse pour une vitesse d'écoulement variable 203
Conclusion 207

6 Utilisation combinée des techniques de contrôle 208

1 Effets des actionnements haut et bas en boucle ouverte 210
2 Contrôle par mode glissant et actionnement haut-bas 219
3 Réglage des stratégies de contrôle de la symétrie par extremum seeking . 228
Conclusion 246

Conclusion 249

Références 262

Annexes 282

A Annexes au Chapitre 1 282
B Annexes au Chapitre 2 287
C Annexes au Chapitre 3 300
D Annexes au Chapitre 4 312
E Annexes au Chapitre 5 321
F Annexes au Chapitre 6 335
Tableaux des annexes E et F 341

Table des figures

0.1 Graphique de répartition des efforts résistants 2
0.2 Traînée d'un véhicule 2
0.3 Partenaires 5
0.4 Organisation du projet ActivROAD 6
0.5 Organisation du manuscrit 10

1.1 Phénomènes de traînée sur les véhicules 12
1.2 Tube de courant autour d'un véhicule en mouvement 13
1.3 Positions de prises de pression 15
1.4 Systèmes actifs et passifs de réduction de traînée d'une remorque de camion 17
1.5 Couplage passif/actif 18
1.6 Actions en boucle ouverte du contrôle par jets pulsés 21
1.7 Maquette expérimentale 24
1.8 Coandas sur le culot 26
1.9 Soufflerie S620 (ENSMA, Poitiers) 27
1.10 Veine d'essai et intégration de la maquette 27
1.11 Capteurs de pression sur la maquette 28
1.12 Schéma du passage de l'air dans l'EV 29
1.13 Diffuseurs et fentes 30
1.14 Schéma de la commande des électrovannes 31
1.15 Cycle ouverture/fermeture d'une électrovanne 32

2.1 Feuille de route du chapitre 2 35
2.2 Maquette ActivROAD et directions 36
2.3 Sillage de l'écoulement naturel 38
2.4 Organisation torique du sillage 40
2.5 Effets de la vitesse sur la zone de recirculation 42
2.6 Évolutions de $\overline{v_x}(x, z)$ 43
2.7 Visualisation de la diffusion de la couche de mélange supérieure à 25 m/s 44
2.8 Impact d'un volet sur le bord supérieur d'un camion 45
2.9 Démarche de modélisation 46
2.10 Repère local au bord de fuite 47
2.11 Analogie d'écoulement 49
2.12 Schéma de la particule fluide 50

2.13 Schéma de l'écoulement en aval du culot 53
2.14 Évolution de la pression à la traversée de la CM 56
2.15 Comparaison entre un canal hydraulique et une couche de mélange 58
2.16 Évolution des vitesses de jets 65
2.17 Comparaison des vitesses de jets pour différentes fréquences f 65
2.18 Cartographie des C_μ moyens 68
2.19 Cartographie des débits moyens 69
2.20 Déviation d'un jet par effet coanda 70
2.21 Schéma de la maquette ActivROAD pour le contrôle en BO 72
2.22 Actionnement boucle ouverte 73
2.23 Lignes de niveau des vitesses dans le sillage contrôlé 75
2.24 Déviations maximales des lignes de champs lors du contrôle 76
2.25 Évolution de α 77
2.26 Évolutions de ζ et de γ_p lors du contrôle 78
2.27 Corrélations entre déviation et vitesse d'éjection maximale 80
2.28 Gains en pression au culot de la maquette 81
2.29 Rendements de contrôle en boucle ouverte 83
2.30 Données de contrôle en boucle ouverte 85

3.1 Feuille de route du chapitre 3 90
3.2 Domaines de la bistabilité 95
3.3 Photographies du sillage bistable 96
3.4 Sillages non alignés 97
3.5 Schéma de la cavité et du barreau à l'arrière du corps d'Ahmed 99
3.6 Montage avec volets latéraux indépendants 100
3.7 Contrôle en boucle fermée de la bistabilité 102
3.8 Schéma de la maquette 104
3.9 Indicateurs de la symétrie du sillage 106
3.10 Contenu fréquentiel de l'écoulement bistable 107
3.11 Champs de pressions au culot 108
3.12 Analyse des transitoires 109
3.13 Stabilisation de la pression au culot par une cavité 111
3.14 Modèle linéaire de la transition 112
3.15 États asymétriques naturels dans le cas du dérapage 115
3.16 Commande unilatérale 118
3.17 Basculements provoqués 120
3.18 Variations du barycentre lors de l'actionnement 122
3.19 Affectation des commandes modulées 124
3.20 Modulation gauche/droite 126

3.21 Gains lors des modulations 127
3.22 Effets impulsionnels des actionneurs 128
3.23 Transition pulsée 131
3.24 Schéma du pendule inversé 133
3.25 Équilibres bistables. 135
3.26 Simulations de la bistabilité 136
3.27 Simulation de la bistabilité en BO 137
3.28 Contenu fréquentiel des basculements simulés 138

4.1 Feuille de route du chapitre 4 142
4.2 Convergence vers la surface de glissement 144
4.3 Schéma bloc du CMG 145
4.4 Simulations de contrôle en boucle fermée 147
4.5 Schéma de la maquette ActivROAD pour le CMG des asymétries latérales 147
4.6 Effets du contrôle direct 148
4.7 Chute de la pression lors du contrôle 150
4.8 Contenu fréquentiel d'actionnement par jets faibles 151
4.9 Définition d'un retard 153
4.10 Schéma-bloc du contrôle en BF avec prédicteur de Smith. 153
4.11 Simulations du retard 155
4.12 Données simulées avec prédicteur 155
4.13 Cas de contrôle avec prédicteur simple 157
4.14 Schéma-bloc du contrôle avec prédicteur et zone morte et prédicteur . . . 158
4.15 Contrôle avec prédicteur et zone morte 160
4.16 Effets sur la pression moyenne 162
4.17 Effets du contrôle pour des variations dynamiques de β 164
4.18 Comparaison pour un cas aligné et en dérapage 166
4.19 Moyennes corrélées des impulsions du contrôle avec zone morte 169
4.20 Coefficient de pression moyen stabilisé 171

5.1 Feuille de route du chapitre 5 175
5.2 Commande par extremum seeking classique 177
5.3 Schéma bloc pour une commande par extremum seeking à un seul paramètre 182
5.4 Convergence monovariable en fréquence 185
5.5 Convergence monovariable depuis $f_0 = 700$ Hz 187
5.6 États de pressions au culot par la commande par extremum seeking . . . 188
5.7 Convergence de P_i 190
5.8 Comparaison des vitesses de convergence 195
5.9 Convergence à trois paramètres par CES 198
5.10 Évolution des fréquences d'actionnement latérales en dérapage 200

5.11 CES pour des vitesses variables 205

6.1 Feuille de route du chapitre 6 209
6.2 Modulation par trois côtés du sillage 212
6.3 Accélération des dynamiques par action des côtés haut et bas 214
6.4 Effet des actionnements additionnels sur les basculements 216
6.5 Effets du contrôle combiné dans le cas aligné 221
6.6 Moyennes corrélées aux actionnements 223
6.7 Effets du contrôle combiné pour $\beta = 1.7°$ 225
6.8 Effet du contrôle mixte pour CC+h en dérapage 233
6.9 Contrôles mixtes en dérapage pour $\alpha_e \geq 1$ 236
6.10 Modulation par seuil 240
6.11 Commande par extremum seeking de la modulation d'actionnement latéral 241
6.12 État symétrie du sillage par modulation et CES 244
CCL.1 Bilan des effets des jets sur le sillage 254
CCL.2 Champs potentiels donnant la position du barycentre 259
A.1 Écoulements tridimensionnels du sillage 283
A.2 Contrôle d'écoulement 284
A.3 Approche BO et BF 285
A.4 Classification des modèles pour le contrôle en boucle fermée 287
A.5 Schéma détaillé des EVs 288
A.6 Documentation technique SMC - Présentation 289
A.7 Documentation technique SMC - Caractéristiques 290
B.1 Nappe laser pour PIV 291
B.2 Intégration de mesure PIV sur route 291
B.3 Comparaison de résultats de simulation 3D 294
B.4 Champs de vorticité pour le corps d'Ahmed à culot droit 295
B.5 Organisation torique du sillage 296
B.6 Analyse POD des pressions et vitesses du sillage 296
B.7 Cas de contrôle avec coanda 298
B.8 Positions du barycentre en boucle ouverte 299
C.1 Effets de réduction de la force de traînée par suppression des asymétries . . 301
C.2 Effets de la profondeur de la cavité sur les asymétries 302
C.3 Contrôle par opposition de la bistabilité 305
C.4 Contrôle sans modèle 307
C.5 Volet dynamique pour contrôle d'écoulement 308
C.6 Schéma bloc de régulation selon Brackston *et al.* 310
C.7 Comparaison des dynamiques d'attractions 311
D.1 Effets de P_i sur le contrôle direct 313

D.2 Invariance avec le RC 314
D.3 Effets de f sur le contrôle direct 315
D.4 Essais expérimentaux de contrôle avec prédicteur simple 316
D.5 Schéma du contrôle par mode glissant avec zone morte et dérivée 318
D.6 Contrôle par dérivée 319
D.7 Amplitudes des variations du barycentre et gains en pression selon ε_0 . . 320
E.1 Détails de la commande par extremum seeking par Henning et King . . . 322
E.2 Contrôle par cylindre rotatif 323
E.3 Dispositif de commande par extremum seeking de Brackston *et al.* 325
E.4 Convergence de P_i 326
E.5 Limite de P_i en fonction de la fréquence f 328
E.6 Convergences vers les domaines R_1 et R_3. 329
E.7 Convergence de trois paramètres par commande par extremum seeking . 332
F.1 Contrôle mixte aligné avec $\alpha_e = 0$ 336
F.2 Contrôle mixte aligné avec $\alpha_e \neq 0$ 340

Liste des tableaux

1.1 Dimensions de la maquette ActivROAD 25
1.2 Capteurs de pression différentiels de la maquette ActivROAD. 28

2.1 Fréquences, résonances et rapports cycliques 68

3.1 Caractéristiques de l'état bistable à 35 m/s. 105
3.2 Coefficient de pression durant les transitions 110
3.3 Coefficients pour un modèle linéaire de transitions bistables 113
3.4 États asymétriques du sillage en dérapage 114
3.5 Effets du contrôle asymétrique sur le positionnement du barycentre . . . 117
3.6 Identification des dynamiques des basculements provoqués 123
3.7 Paramètres de simulation de la bistabilité 136

4.1 Effets de paramètres de contrôle direct sur le sillage 150
4.2 Valeurs expérimentales du modèle de prédiction 154
4.3 Cas de contrôle par mode glissant avec prédicteur simple 156
4.4 Cas de contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte 160
4.5 Récapitulatif des gains par contrôle avec prédicteur et zone morte 163
4.6 Récapitulatif des cas actionnés avec zone morte 165

5.1 Organisation des essais de CES du chapitre 5 184
5.2 Caractéristiques des états stabilisés 187
5.3 CES multivariable (f, P_i) 194
5.4 Convergence découplée à gauche et à droite 199
5.5 Commandes obtenues par CES pour différentes vitesses d'écoulement . . 206

6.1 Gains en pression et rendement 212
6.2 Dynamiques des basculements provoqués avec action des côtés haut et bas 215
6.3 Résultats de contrôle combiné 221
6.4 Résultats de contrôle combiné en dérapage 225
6.5 Résultats des contrôles mixtes 232
6.6 Paramètres de modulations et gains en pression au culot 243
6.7 Symétrie du sillage par CES et modulation d'actionnement latéral 244
D.1 Fréquences testées avec le contrôle direct 314
D.2 Effets de paramètres de contrôle avec zone morte par dérivée sur le sillage 319

E.1 CES pour $f = 350$ Hz 327
E.2 Résultats de la CES à trois paramètres 333
T.1 Paramètres de CES monovariable 341
T.2 Paramètres de CES multivariable 341
T.3 Paramètres des contrôles mixtes avec CMG et CES multivariable 342
T.4 Paramètres des contrôles mixtes modulation de fréquence 342

Liste des symboles

1. Acronymes

2D	Bidimensionnel	
3D	Tridimensionnel	
ACP	Analyse par Composantes Principales	
ANR	Agence Nationale de la Recherche	
BC	Barycentre de pression au culot de la maquette ActivROAD	
BF	Boucle Fermée	
BO	Boucle Ouverte	
BP	Basse Pression	
HP	Haute Pression	
CC+h/hb/b	Contrôle Combiné, c'est-à-dire contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte à $\varepsilon_0 = 0.8$ utilisant en plus un actionnement à fréquence fixe en haut (h) et/ou en bas (b) du culot de la maquette ActivROAD	
CM	Couche de mélange	
CMG	Contrôle par Mode Glissant	(*Sliding mode control*)
ENS	Équations de Navier Stokes	
ESV	Équations de Saint-Venant	
EV(s)	Électrovanne(s)	
PDF	Fonction Densité de Probabilité	(*Probability density function*)
PID	Proportionnel-Intégrateur-Dérivée	
POD	Décomposition en modes Propres Orthogonaux	(*Proper orthogonal decomposition*)
PSD	Puissance de Densité Spectrale	(*Power spectral density*)
RC	Rapport Cyclique	
TTL (signal)	Signal logique (0-5 V)	Convention *Transistor-Transistor Logic*

2. Alphabet grec

α	Angle de déviation des couches de mélanges	[°]	
α_d	Amplitude de perturbation virtuelle		
α_e	Coefficient de pondération de la mesure d'énergie pneumatique dans la définition de Π_e		
α_k	Coefficient de pondération de la métrique $\mathcal{M}_k$	[1]	
α_p	Coefficient de pondération de la mesure de pression au culot dans la définition de Π_e		
β	Angle de dérapage	[°]	
γ_{C_x}	Ratio de coefficient de traînée (cas contrôlé/cas sans contrôle)	[1]	
γ_p	Ratio de coefficient de pression moyen (cas contrôlé/cas sans contrôle)	[1]	
$-\Delta\gamma_p$	Gain en augmentation de pression au culot de la maquette	[%]	
$-\Delta\gamma_{C_x}$	Gain en réduction de traînée aérodynamique	[%]	
Δt	Période de temps arbitraire	[s]	
δ	Largeur de la couche de mélange (selon un coupe de normale $\overrightarrow{x_1}$)	[1]	Adimensionnée par H
$\Delta\zeta$	Gain en augmentation de la déviation maximale du sillage	[%]	
ε_0	Seuil d'erreur définissant la demi-largeur de la zone morte dans le CMG avec prédicteur	[1]	$\varepsilon_0 \in [0\,;\,1]$
ε_b	Frontière de la couche de mélange au niveau de la zone de recirculation	[1]	Adimensionnée par H
ε_∞	Frontière de la couche de mélange au niveau de l'écoulement externe	[1]	Adimensionnée par H
ε	Erreur par rapport à la consigne	[1]	$\varepsilon = X_0 - X$
ε_d	Paramètre de réglage de la partie intégrateur du contrôleur pour la CES		
ε_τ	Erreur de la valeur prédite de X par rapport à l'objectif de régulation	[1]	
ζ	Déviation globale cumulée de la CM au bord du sillage (cas contrôlé)	[1]	

ζ_0	Déviation globale cumulée de la CM au bord du sillage (sans contrôle)	[1]	
η	Rendement énergétique de l'actionnement par jets pulsés	[%]	
θ	Position angulaire	[rad]	
θ_e	Position angulaire à l'équilibre	[rad]	
κ_f	Constante du modèle de bistabilité	[1]	
$-\lambda_l$	Pôle réel la fonction de transfert du 1er ordre identifiée à partir des transitions du barycentre	[/s]	$\lambda_l = 1/\tau_l$
μ	Viscosité dynamique du fluide	[Pas]	$\mu_{air,\, T=25\,^\circ C,\, p_{atm}} = 1.8 \times 10^{-5}$ Pas
μ_t	Viscosité turbulente du modèle de Goertler	[Pas]	
ν_g	Facteur d'influence de la commande dans le modèle de bistabilité	[1]	
Π_e	Fonction de coût à minimiser par CES	[1]	
ρ	Densité volumique de l'air	[kg/m^3]	
σ	Écart type d'une distribution de mesure		
σ_f	Constante du modèle de bistabilité	[/s^2]	
σ_{V_j}	Écart type de la distribution de vitesse d'un jet pulsé sur une période de soufflage	[m/s]	
σ_{y_b}	Écart type de la répartition de y_b	[1]	
σ_{y_b}	Écart type des variations de y_b	[1]	
τ	Retard convectif du barycentre par rapport à u	[s]	
τ_l	Temps caractéristique de la fonction de transfert du 1er ordre identifiée à partir des transitions du barycentre	[s]	
τ_m	Temps de montée total pour les transitions du barycentre	[s]	$\tau_m = 2 \times 2.2\tau_l$
τ_r	Durée totale des transitions du barycentre	[s]	$\tau_{tr} = 2 \times 3\tau_l$
$\underline{\underline{\tau}}$	Tenseur des contraintes visqueuses du fluide		
ϕ	Déphasage d'actionnement modulé entre les côtés latéraux du culot	[rad]	

$\mathbf{\Omega}$	Composante antisymétrique du déviateur du tenseur des gradients de vitesse, ou encore, tenseur du taux de rotation du fluide		
ω_d	Pulsation de perturbation dans la méthode de CES par perturbation virtuelle sinusoïdale	[rad/s]	
ω_y	Composante transverse de la vorticité	[/s]	
$\overrightarrow{\omega}$	Vecteur vorticité		

3. Alphabet latin

A_k	Coefficient de raideur réduit	[/ms^2]	
$\mathcal{B}$	Barreau perturbateur placé dans le flux d'air sous la maquette ActivROAD		
B	Coefficient d'amortissement visqueux réduit	[/ms]	
b	Coefficient d'amortissement visqueux	[kg/s]	
$\check{C}_p$	Moyenne statistique de C_p lors des transitions du barycentre	[1]	
$\mathcal{C}$	Bloc de contrôle de la méthode CES		
C_μ	Coefficient de quantité de mouvement	[1]	
C_b	Couple de perturbation (bruit) réduit	[/s^2]	
c_b	Couple de perturbation (bruit)	[Nm]	
C_g	Coefficient d'accélération réduit	[/s^2]	
C_j	Coefficient relatif à la force des jets	[/s^2]	
C_m	Couple moteur réduit	[/s^2]	
c_m	Couple moteur	[Nm]	
$C_{b_{eff}}$	Valeur efficace de C_b	[/s^2]	
$C_{p,\,D}$	Coefficient de pression pour le capteur le plus à droite du culot de la maquette ActivROAD	[1]	Ordonnée $z = 0$ (repère $\mathcal{R}_m$)
$C_{p,\,G}$	Coefficient de pression pour le capteur le plus à gauche du culot de la maquette ActivROAD	[1]	Ordonnée $z = 0$ (repère $\mathcal{R}_m$)
$C_{p,\,C}$	Coefficient de pression moyenné sur les capteurs autour du centre du culot de la maquette ActivROAD	[1]	
$C_{p,\,ref\ max}$	Valeur de référence de C_p utilisée pour adimensionner $\mathcal{M}_p$	[1]	

$C_{p_0,\,ref}$	Valeur de référence de C_p utilisée pour ramener $\mathcal{M}_p$ autour de 1	[1]	
C_{p_0}	Coefficients de pression réduit de référence, sans contrôle	[1]	
C_{p_k}	Coefficient de pression calculé pour le capteur k	[1]	
C_p	Moyenne spatiale des variables discrètes C_{p_k}	[1]	
C_x	Coefficient de traînée	[1]	
C_y	Coefficient d'effort transverse	[1]	Construit sur le modèle de C_x
C_z	Coefficient de portance	[1]	Construit sur le modèle de C_x
$\mathcal{D}$	Bloc de dérivation ou filtrage passe-haut		
$d\mathcal{V}$	Élement de volume de fluide mésoscopique	[m^3]	
d_t	Signal de perturbation virtuelle pour le paramètre r dans la technique de CES		
d_{y_b}	Écart statistique maximal par rapport à zéro	[1]	
$d_{y_{b_0}}$	Écart par rapport à zéro de y_b dans le cas sans contrôle	[1]	
dX_{lim}	Seuil d'amplitude de la valeur dérivée de X pour utiliser le contrôle par dérivée	/s]	
e	Énergie interne du fluide	[J]	
$\mathcal{F}$	Filtrage passe-bas		
f	Fréquence d'actionnement	[Hz]	
f_0	Fréquence d'actionnement initiale	[Hz]	
f_1	Fréquence d'actionnement des côtés haut et bas de la maquette ActivROAD réglée par CES ou bien fixée	[Hz]	
f_2	Fréquence d'actionnement des côtés droit et gauche de la maquette ActivROAD réglée par CES	[Hz]	
f_D	Fréquence d'actionnement du côté droit de la maquette ActivROAD réglée par CES	[Hz]	

f_G	Fréquence d'actionnement du côté gauche de la maquette ActivROAD réglée par CES	[Hz]	
f_m	Fréquence de modulation des actionnements pulsés haute fréquence	[Hz]	
f_s	Fréquence du signal sinusoïdal primordial du contrôle mixte par modulation	[Hz]	
f_{1_0}	Fréquence d'actionnement initiale des côtés haut et bas	[Hz]	
f_{2_0}	Fréquence d'actionnement initiale des côtés droit et gauche	[Hz]	
f_{D_0}	Fréquence d'actionnement initiale du côté droit	[Hz]	
f_{G_0}	Fréquence d'actionnement initiale du côté gauche	[Hz]	
f_{PB}	Fréquence de coupure du filtre passe-bas de la CES	[Hz]	
f_{PH}	Fréquence de coupure du filtre passe-haut de la CES	[Hz]	
f_{vol}	Forces volumiques appliquées sur un fluide	[N]	
F_x	Force de traînée aérodynamique	[N]	
F_y	Effort transverse aérodynamique	[N]	
F_z	Effort vertical	[N]	
$\overrightarrow{g}$	Accélération standard de pesanteur	[m/s^2]	$g = 9.81\ m.s^{-2}$
G	Garde au sol	[m]	$G = 0.05$ m
G_g	Centre de masse du pendule		
$\mathcal{H}$	Fonction de transfert identifiée pour la transition du barycentre naturelle ou dans les cas contrôlés		
H	Hauteur de la maquette ActivROAD	[m]	$H = 0.30$ m
h	Hauteur des fentes de soufflage	[mm]	$h = 1$ mm
H^*	Rapport d'aspect	[1]	$H^* = {}^{W}/_{H}$
h_s	Hauteur de seuil de domaine passant du contrôle mixte par modulation	[1]	
K	Coefficient de vitesse de transition empirique barycentre	[/s]	
k	Coefficient de raideur	[kg/s^2]	

k_e	Constante expérimentale du modèle de Goertler	[1]	
K_l	Gain de la fonction de transfert du 1er ordre identifiée à partir des transitions du barycentre	[1]	
K_i	Coefficient de la partie intégrateur du contrôleur $\mathcal{C}$		
K_p	Coefficient de la partie proportionnelle du contrôleur $\mathcal{C}$		
ℓ	Longueur de pendule	[m]	
L	Longueur de la maquette ActivROAD	[m]	$L = 1$ m
l	Largeur des fentes de soufflage	[mm]	$l = 40$ mm
L_l	Longueur du domaine d'observation de la couche de mélange	[1]	Adimensionnée par H
$\mathcal{M}_k$	Métrique contribuant à la définition de Π_e		
m	Coefficient de modulation	[1]	$m = {}^{f}/_{f_m}$
M_a	Moment mesuré sur la maquette ActivROAD dans la direction $\overrightarrow{a}$	[Nm]	
m_g	Masse du pendule	[kg]	
$N_{p/t}$	Nombre de pulses haute fréquence par période du sinus primordial du contrôle mixte par modulation	[1]	
$\mathcal{N}$	État asymétrique *négatif* (à gauche) du sillage		
$\tilde{P}_i$	Valeur réelle de la pression dans le réservoir interne de la maquette ActivROAD	[MPa]	
p	Pression statique appliquée à la surface du corps du véhicule	[Pa]	
p_e	Perturbations extérieures inconnues		
P_i	Valeur de consigne de la pression dans le réservoir interne de la maquette ActivROAD	[MPa]	
p_∞	Pression statique dans l'écoulement externe	[Pa]	
$P_{i,\,ref\ max}$	Pression d'alimentation maximale employable et utilisée pour adimensionner $\mathcal{M}_e$	[MPa]	
P_{i_0}	Pression d'alimentation initiale	[MPa]	

$P_{i_{min}}$	Valeur minimale (empirique) de pression d'alimentation des EVs pour une fréquence f donnée	[MPa]	
p_k	Valeur de pression pariétale pour le capteur k	[Pa]	
p_{pitot}	Pression totale dans l'écoulement issue du capteur Pitot	[Pa]	
p_{ref}	Pression statique de référence dans l'écoulement	[Pa]	
p_t	Pression totale dans une zone de l'écoulement	[Pa]	
$\mathcal{P}$	État asymétrique *positif* (à droite) du sillage		
$\overrightarrow{q}$	Vecteur de quantité de chaleur	[J]	
Q	Critère de caractérisation des niveaux tourbillonnaires		
$Q_{V,\,ref\ max}$	Débit maximal observé utilisé pour adimensionner $\mathcal{M}_e$	[L/min]	
Q_V	Débit d'air de l'actionnement	[L/min]	
$\tilde{r}$	Consigne de modification du paramètre de commande r		
r	Paramètre influençant la commande u et modifié par CES		
R^2	Coefficient de détermination	[1]	
r_0	Valeur initiale du paramètre de commande r		
R_1	Domaine fréquentiel autour de la première résonance pneumatique du système d'actionnement par jets pulsés		$f \in R_1 \Rightarrow f \sim 350$ Hz
R_2	Domaine fréquentiel autour de l'anti-résonance pneumatique du système d'actionnement par jets pulsés		$f \in R_2 \Rightarrow f \sim 700$ Hz
R_3	Domaine fréquentiel autour de la troisième résonance pneumatique du système d'actionnement par jets pulsés		$f \in R_3 \Rightarrow f \sim 1$ kHz
R_{aero}	Force résistante à l'avancement d'origine aérodynamique	[N]	
r_c	Rayon des barreaux utilisés comme surfaces coandas	[mm]	$r = 9$ mm

R_{int}	Force résistante à l'avancement due aux transmissions mécaniques et au fonctionnement du moteur	[N]	
R_{roul}	Force résistante à l'avancement due au roulement	[N]	
RC	Valeur du rapport cyclique d'actionnement		
RC_s	Rapport cyclique équivalent fournit par la valeur du seuil h_s	[1]	
Re_H	Nombre de Reynolds	[1]	Relativement à la hauteur H
$\mathbf{S}$	Composante symétrique du déviateur du tenseur des gradients de vitesse ou encore tenseur du taux de déformation du fluide		
S	Surface du culot de la maquette	[m^2]	$S = HW = 0.108\ m^2$
S_j	Surface additionnée des fentes d'éjection	[m^{2}m]	
s_l	Vitesse de transition identifiée du barycentre d'une position bistable à l'autre	[/s]	
S_x	Surface frontale d'un corps	[m^2]	Dans un plan de normale $\overrightarrow{x}$
St_H	Nombre de Strouhal	[1]	Relativement à la hauteur H
T	Période d'oscillations obtenues par le CMG simple	[s]	
t_c	Temps convectif de l'écoulement	[s]	
T_{ref}	Température de référence dans l'écoulement	[K]	
$\mathcal{U}$	Bloc de génération de commande u		
u	Signal de commande		
u^*	Commande optimisant le système et recherchée par CES		
uP_i	Valeur de commande de la pression dans le réservoir interne de la maquette Activ-ROAD	[MPa]	
$\mathcal{V}(y_b)$	Variance de y_b	[1]	
$\overline{V_j}$	Vitesse moyenne de jet pulsé	[m/s]	
$\overrightarrow{v_b}$	Vitesse de l'écoulement dans la zone de recirculation hors de la CM	[m/s]	

V_∞	Vitesse de l'écoulement en amont d'un corps	[m/s]	
$V_{j,\,eff}$	Vitesse efficace de jet pulsé	[m/s]	
$V_{j,\,max}$	Vitesse maximale de jet pulsé	[m/s]	
W	Largeur de la maquette ActivROAD	[m]	$W = 0.36$ m
x	État du système dans le modèle de la bistabilité	[1]	
X	État du système asymétrique à réguler par CMG		
X_0	Objectif de la boucle de régulation par CMG		
$\check{y}_b$	Transition moyenne statistique de y_b	[1]	
$\mathscr{Y}$	Valeur de sortie d'un système avec perturbations extérieures		
$\tilde{y}_b$	Évolutions de y_b lors des transitions du barycentre selon le modèle linéaire d'ordre 1 identifié de $\mathcal{H}$	[1]	
Y	Valeur de sortie d'un système à optimiser par CES		
Y^*	Valeur optimale de sortie d'un système		
y_b	Coordonnée latérale du barycentre dans le repère $\mathcal{R}_m$	[1]	
z_b	Coordonnée verticale du barycentre dans le repère $\mathcal{R}_m$	[1]	

4. Notations

$\mathbb{N}$	Ensemble des entiers naturels
$\mathbb{R}$	Ensemble des réels
$a'(t)$	Partie variable d'une quantité a dans la décomposition de Reynolds
$\nabla\cdot$	Opérateur de divergence
∇^2	Opérateur laplacien
$\vec{\nabla}$	Opérateur de gradient
$\vec{\nabla}\times$	Opérateur rotationnel
$a_{s,\,D}$	Paramètre du contrôle mixte par modulation relatif au côté droit du culot
$a_{s,\,G}$	Paramètre du contrôle mixte par modulation relatif au côté gauche du culot
δ_{ij}	Symbole de Kronecker

ε_{ijk}	Symbole d'alternance, dit de Levi-Civita		
$\in$	Inclus dans		Pour un ensemble ou un domaine
$\langle a \rangle$	Moyenne spatiale de a		
$\overline{a}$	Moyenne temporelle de a		
$\forall$	Pour tout(e) (objet, valeur, quantité)		
$\mathcal{S} = 0$	Surface de glissement		
s	Variable de Laplace		
$\overrightarrow{a}$	Vecteur de norme a		
v_a	Norme de la vitesse d'écoulement projetée dans la direction $\overrightarrow{a}$, $a = \{x, y, z\}$ dans les repères $\mathcal{R}_b$ et $\mathcal{R}_m$	[m/s]	

5. Repère lié au centre du culot de la maquette $\mathcal{R}_m$

$\mathcal{R}_m$	Repère $(O, \overrightarrow{x}, \overrightarrow{y}, \overrightarrow{z})$ lié à la maquette		
O	Centre du culot de la maquette (ou d'un véhicule)		
$\overrightarrow{x}$, x	Axe longitudinal et coordonnée longitudinale	[1]	Adimensionnée par H
$\overrightarrow{y}$, y	Axe transversal et coordonnée transversale	[1]	Adimensionnée par H
$\overrightarrow{z}$, z	Axe vertical (montant) et coordonnée verticale	[1]	Adimensionnée par H

6. Repère lié au bas du culot de la maquette $\mathcal{R}_b$

$\mathcal{R}_b$	Repère $(O_b, \overrightarrow{x}, \overrightarrow{y}, \overrightarrow{z})$ lié au sol, à l'arrière du véhicule ou de la maquette		
O_b	Point à l'aplomb du culot du corps ou de la maquette dans le plan de symétrie latérale		

7. Repère de la couche de mélange $\mathcal{R}_l$

$\mathcal{R}_l$	Repère $(O_l, \overrightarrow{x_1}, \overrightarrow{x_2}, \overrightarrow{x_3})$ au bord de fuite du côté supérieur du culot de la maquette ActivROAD dans le plan de symétrie latérale		
O_l	Centre du bord de fuite du côté supérieur du culot de la maquette ActivROAD		

v_i	Norme de la vitesse d'écoulement projetée dans la direction $\overrightarrow{i}$, $i = \{1, 2, 3\}$ dans le repère $\mathcal{R}_l$	[m/s]	
$\overrightarrow{x_1}$, x_1	Axe longitudinal et coordonnée longitudinale	[1]	Adimensionnée par H
$\overrightarrow{x_2}$, x_2	Axe vertical (descendant) et coordonnée verticale	[1]	Adimensionnée par H
$\overrightarrow{x_3}, x_3$	Axe transversal et coordonnée transversale	[1]	Adimensionnée par H

8. Repère du pendule $\mathcal{R}_g$

$\mathcal{R}_g$	Repère $(O_g, \overrightarrow{x_q}, \overrightarrow{z_g})$ centré sur l'axe de torsion d'un pendule inversé		cf. figure 3.24
$\overrightarrow{x_g}$	Axe latéral		
$\overrightarrow{z_g}$	Axe vertical (montant)		

Remerciements

Ce travail de thèse n'aurait pas pu être mené à bien sans les équipes d'experts, de techniciens, d'amis et, bien sûr, sans ma famille qui ont tous participés à me soutenir, à me faire réfléchir et à me donner envie de partager ces travaux.

Tout d'abord, je remercie ceux qui m'ont encadré et supporté pendant ces mois trépidants : merci à Éric, mon directeur de thèse, pour son soutien et sa générosité. Je remercie également chaleureusement Damien et Federico pour leur patience et leurs idées. Parmi les membres du laboratoire Ampère qui m'ont accueilli et qui ont partagé mes journées, je veux particulièrement remercier Sylvie pour sa gentillesse et sa ténacité indéfectible.

Je remercie également l'Agence Nationale pour la Recherche et son implication dans le projet Activ'Road qui m'a permis de faire se rejoindre l'aérodynamique et l'automatique. Au sein de ce projet, je remercie Jacques, Thomas et Marc pour leur mentorat et leur aide. Merci également mon ami Yann pour son aide tout au long de cette thèse et pour sa compagnie en congrès, en formation et durant les journées d'essais. Merci également aux membres du LMFA à Lyon et ceux de l'Institut P' : François, Christophe, Laurent, Andreas et, en particulier, merci à Jean-Marc. Je remercie également les partenaires industriels d'Activ'Road représentés par Damien pour Volvo Trucks, et Fabien et Vincent pour PSA.

Merci également à mes collègues d'Ampère et de l'école doctorale EEA-160 qui ont participé à la réalisation de ma thèse, Jacques, Bruno, Laura, Pascal, Gérard, Jeff, Vincent, Romain, Jean-Yves, Xavier, Arnaud, Paolo, Michael, Willy, Laurent, et à tous les autres. Merci également à Arnaud Sandel pour m'avoir permis de participer à l'enseignement mécanique et à Léon Ratsifandrihana pour m'avoir incité à me lancer dans l'aventure.

Un grand merci maintenant à la Guilde del Gringo et pour les autres contrats précaires du Laboratoire Ampère : Jérémie, Thibault, Vincent, Elliot, Kévin, Aboubacar, David, Laurent, Tanguy, Iris, Tahereh, Xiaokang, Setareh, Maya, Angel et Maria.

Merci finalement, à ma famille qui m'a porté jusqu'ici, tout au long de mes études et de mes difficultés. Pour terminer, je dédie ce travail, les battements de mon cœur, et une infinité de remerciements à celle qui est devenue mon épouse.

Q : "How to get things done ?"
A : "Do it."
——————— Anonyme.

Introduction générale

La traînée aérodynamique

Pour tout corps se déplaçant dans un milieu fluide (avion, voiture, cycliste, balle de golf ...), il existe une force de résistance à l'avancement appelée communément la *traînée aérodynamique*. La force de traînée est liée à la forme, à la taille, et à la vitesse de l'objet considéré.

L'effet de cette force, qui est opposée au déplacement, peut être exploité pour ralentir un objet, comme un parachutiste par exemple, ou bien il peut être indésirable. Dans le secteur des transports qui nous intéresse, la traînée est un phénomène critique et indésirable qui impacte tous les véhicules terrestres, aériens et nautiques. Dans le cas des véhicules de transport routier (voitures ou camions), la force de traînée aérodynamique est la principale force de résistance à l'avancement pour au delà de 60 km/h environ. La figure 0.1 présente l'évolution des contributions des sources de consommation d'énergie pour une voiture à moteur thermique [1] en fonction de sa vitesse. On y voit clairement la prédominance de la résistance aérodynamique R_{aero} aux vitesses les plus élevées sur la résistance au roulement R_{roul} et la résistance due aux frottements internes R_{int} du moteur et de la chaîne de transmission (données de la compagnie Michelin (2003)).

De plus, au sein de la traînée aérodynamique, on distingue principalement deux contributions :

- la traînée de friction, due aux frottements visqueux du fluide et s'appliquant *tangentiellement* aux surfaces du véhicule ;
- la traînée de pression, ou encore de forme, due aux différences de pression environnant le véhicule et s'appliquant orthogonalement aux surfaces.

En pratique, plus un objet est bien profilé, comme une aile d'avion par exemple, et plus la composante de pression de la traînée est réduite. À l'inverse, moins un corps est profilé et plus la traînée de pression augmente. La traînée de pression est donc la contribution prépondérante au sein de la traînée aérodynamique pour la majorité des objets non profilés se déplaçant à grande vitesse dans l'air. Ainsi, pour les véhicules routiers, la traînée aérodynamique est constituée, en moyenne, à 80 % par la *traînée de pression* et à 20 % par la traînée de friction (Wahba et al. (2012), Wood (2004)).

1. De masse 1.1 t, une surface frontale de 2.5 m^2 et un coefficient de traînée de 0.26.

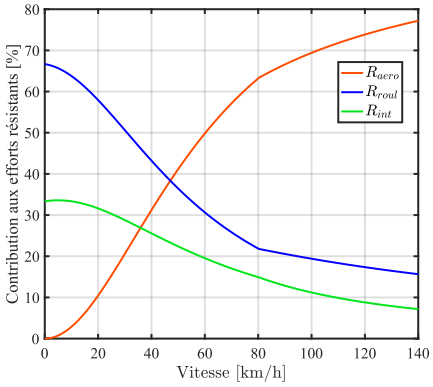


FIGURE 0.1 – Répartition des efforts résistants à l'avancée d'un véhicule en fonction de la vitesse (Michelin, 2003).

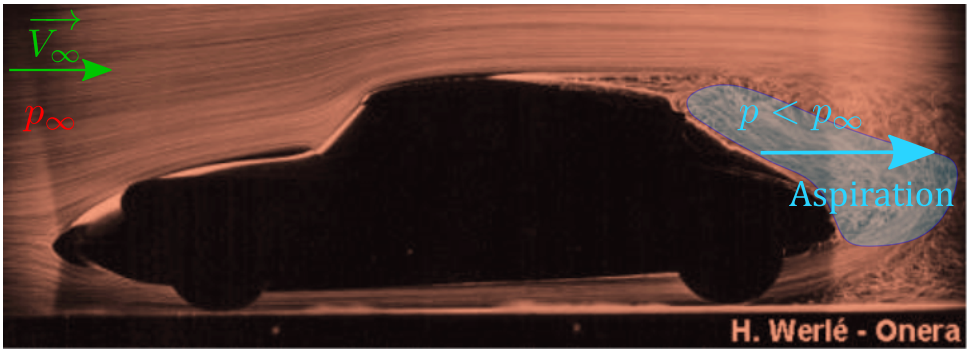


FIGURE 0.2 – Exemple de champ de vitesses autour d'un véhicule particulier en mouvement (par H. Werlé, ONERA) (Louisnard, 2012).

À titre d'illustration, la figure 0.2 présente une photographie d'un test en canal d'écoulement hydrodynamique d'une maquette de voiture. Cette image montre la trajectoire de bulles d'air injectées en amont de la maquette indiquant approximativement l'évolution des lignes de courant autour d'une voiture. La direction de déplacement de l'air relativement à la maquette de voiture est représentée par la flèche verte du vecteur $\overrightarrow{V_\infty}$. On observe que les lignes de courant sont bien régulières à l'avant du véhicule et deviennent perturbées à l'arrière. La séparation entre les deux régimes d'écoulement s'appelle un *décollement*. Après le décollement, les lignes ne sont plus parallèles à la surface du véhicule et un sillage se développe à l'arrière de la maquette.

Ce sillage s'accompagne de phénomènes de recirculations et de tourbillons qui provoquent une diminution de la pression sur le corps à l'arrière du véhicule. Cette réduction de la pression appliquée sur la face arrière, le culot, de la voiture, en comparaison à la pression globale p_∞ du reste de l'écoulement, induit un phénomène d'aspiration du corps du véhicule vers l'arrière (voir schéma à la figure 0.2) et crée la traînée de pression freinant le véhicule.

Problématique des véhicules routiers

Bien que la réduction de traînée soit un sujet qui motive de nombreuses recherches depuis plusieurs décennies, l'augmentation des contraintes économiques sur les carburants et les problématiques écologiques font que l'optimisation de la traînée des véhicules est toujours un enjeu capital pour la société actuelle (BP Stats Analysis, 2017).

Selon les études de Wood (2003), en 2000, 16 % de l'énergie employée par l'ensemble des États-Unis a servi à lutter contre la traînée aérodynamique affectant les véhicules de transport. Selon les estimations de l'étude, cela correspondait alors à un coût d'environ 60 milliards de dollars annuel pour le pays.

Dans ses travaux, Joseph (2012) estime que pour un véhicule particulier du gabarit d'un véhicule familial roulant à 120 km/h, une réduction de 20 % de la traînée représenterait une économie de 1.4 L de carburant pour 100 km parcourus. En tenant compte de la distance parcourue en France par ces véhicules en 2010, cette économie s'élèverait à 2.4 milliards de litres de carburant, soit plus de 2.7 millions de tonnes de CO_2 qui ne participeraient pas au réchauffement climatique. Extrapolée sur les 28 états membres de l'UE en 2012, cela représentait une réduction de plus de 15 % de la consommation annuelle européenne en pétrole.

Il est clair alors que la traînée est un levier puissant pour la réduction de la consommation des véhicules, l'économie de ressources énergétiques et la réduction des émissions de gaz à effet de serre. De plus, la réduction de la traînée des véhicules électriques contribuerait à un allongement considérable de leur autonomie et à une amélioration de leurs performances.

Même si la nécessité de réduire la consommation énergétique des véhicules est une réalité et un besoin partagé par tous les acteurs du secteur des transports, une autre problématique est posée par la forme des véhicules. Économiquement, la forme des véhicules actuels est très importante :

- les véhicules particuliers doivent suivre les modes, proposer suffisamment d'espace pour du transport de biens ou de grandes familles ;
- les véhicules de transport professionnels doivent permettre d'optimiser la charge utile alors que leurs dimensions sont réglementées, notamment en Europe.

Pour ces raisons, le concepteur de véhicules, soucieux de rendre son produit plus aérodynamique ne peut pas simplement lui donner une forme profilée, même si celle-ci réduit la traînée et donc la consommation du véhicule : il doit se conformer à la fonction du véhicule, à la législation en vigueur et au goût de l'acheteur.

Il apparaît alors que la forme des véhicules ne peut pas être utilisée pour réduire la traînée aérodynamique. Ainsi, avec une forme et une taille de véhicule fixées par les

contraintes économiques et réglementaires, la traînée de pression est devenue un des leviers principaux étudiés pour réduire la traînée des véhicules.

Une alternative par le contrôle actif

Au lieu de se contenter de réduire *passivement* la traînée d'un objet en modifiant sa forme, une alternative consiste à agir *activement* pour impacter la traînée grâce à des actionneurs alimentés en énergie. Une multitude d'applications de contrôle actif sur des corps non profilés existe dans la littérature. Leur intérêt réside dans la possibilité de réduire la traînée aérodynamique sans effectuer de modification radicale de la forme des véhicules. En raison des contraintes économiques fortes pesant sur les véhicules, la plupart des résultats (Bideaux et al. (2011), Cooper and Leuschen (2005), McCallen et al. (2004), Schmidt et al. (2015)) traitent des cas d'application de contrôle actif de la traînée sur les poids lourds et les voitures. On trouve également de nombreux exemples d'application du contrôle actif sur des corps axisymétriques (Brackston et al. (2016b), Oxlade et al. (2015)), les irrégularités de surface (Garwon and King (2005), Gautier and Aider (2013)), ou des ailes d'avion (Nagib et al., 2004).

Un autre avantage des systèmes de contrôle actifs réside dans leur adaptabilité à différentes configurations (vitesse de véhicule, direction du vent environnant ...). En comparaison avec un contrôle passif qui peut être optimal pour des conditions environnementales données, le contrôle actif peut être utilisé afin de fournir un actionnement variable permettant une amélioration de la traînée dans une plus grande variété de cas.

Ainsi, dans l'objectif de conserver les formes des véhicules et d'augmenter les capacités des stratégies de réduction de traînée, le développement de systèmes actifs de réduction de traînée est crucial pour le développement des futurs moyens de transport.

La thèse

Cette thèse intitulée *contrôle en boucle fermée pour la réduction active de traînée aérodynamique des véhicules* a pour but de développer des méthodes de réduction de la traînée aérodynamique en boucle fermée en se basant sur la compréhension et la modélisation des phénomènes dynamiques du sillage liés à la traînée de pression. Notre approche s'intéresse au développement et à l'application expérimentales de méthodes de réduction de la traînée efficaces mais aussi économes en énergie. On comparera donc régulièrement la rentabilité énergétique du contrôle actif implémenté afin de proposer des approches potentiellement compatibles avec le besoin d'économie d'énergie des véhicules du futur.

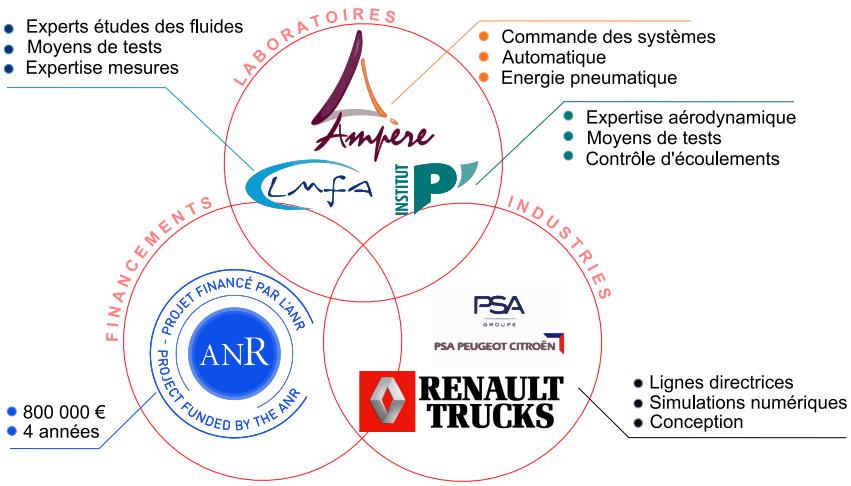


FIGURE 0.3 – Récapitulatif de la liste des acteurs du projet ActivROAD et de leurs apports respectifs au projet.

Projet ActivROAD

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet ANR ActivROAD (15-CE22-0002) lancé dans l'optique d'explorer de nouvelles méthodes de contrôle actif de la traînée de pression des véhicules. Le projet rassemble trois laboratoires : le Laboratoire Ampère à l'INSA de Lyon, le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) à l'École Centrale de Lyon, et l'Institut Pprime de l'ENSMA à Poitiers ; ainsi que deux industriels : PSA Peugeot-Citroën et Renault Trucks. Il est supporté par un financement sur 48 mois de l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) à partir d'octobre 2015. La figure 0.3 récapitule les apports de chaque partenaire au sein du projet.

Dans ce rapport de thèse, tous les résultats expérimentaux présentés ont pu être obtenus au cours de campagnes d'essais réalisées à l'Institut Pprime à Poitiers avec le support précieux du personnel technique et des chercheurs investis dans le projet ActivROAD.

Le projet ActivROAD vise à développer de nouvelles méthodes de contrôle de la traînée de pression des véhicules par l'utilisation d'un contrôle actif par jets d'air pulsés à haute fréquence à l'arrière du corps du véhicule. Deux configurations différentes de véhicules sont à considérer : les voitures et les poids lourds avec remorque. Ces deux configurations sont étudiées en parallèle par les différentes équipes des laboratoires du projet. Elles sont respectivement simplifiées par les appellations *voiture* et *camion*.

La démarche de contrôle actif se base sur les études précédentes de :

- Chaligné (2013) (LMFA, Renault Trucks) ;
- Barros (2015) (Pprime, PSA) ;
- Szmigiel (2017) (LMFA, Renault Trucks) ;
- Li (2017) (Pprime, PSA).

Ces études antérieures ont permis de définir certains comportements globaux de l'écoulement à haute vitesse autour des deux types de véhicules (voitures et camions) dans des cas

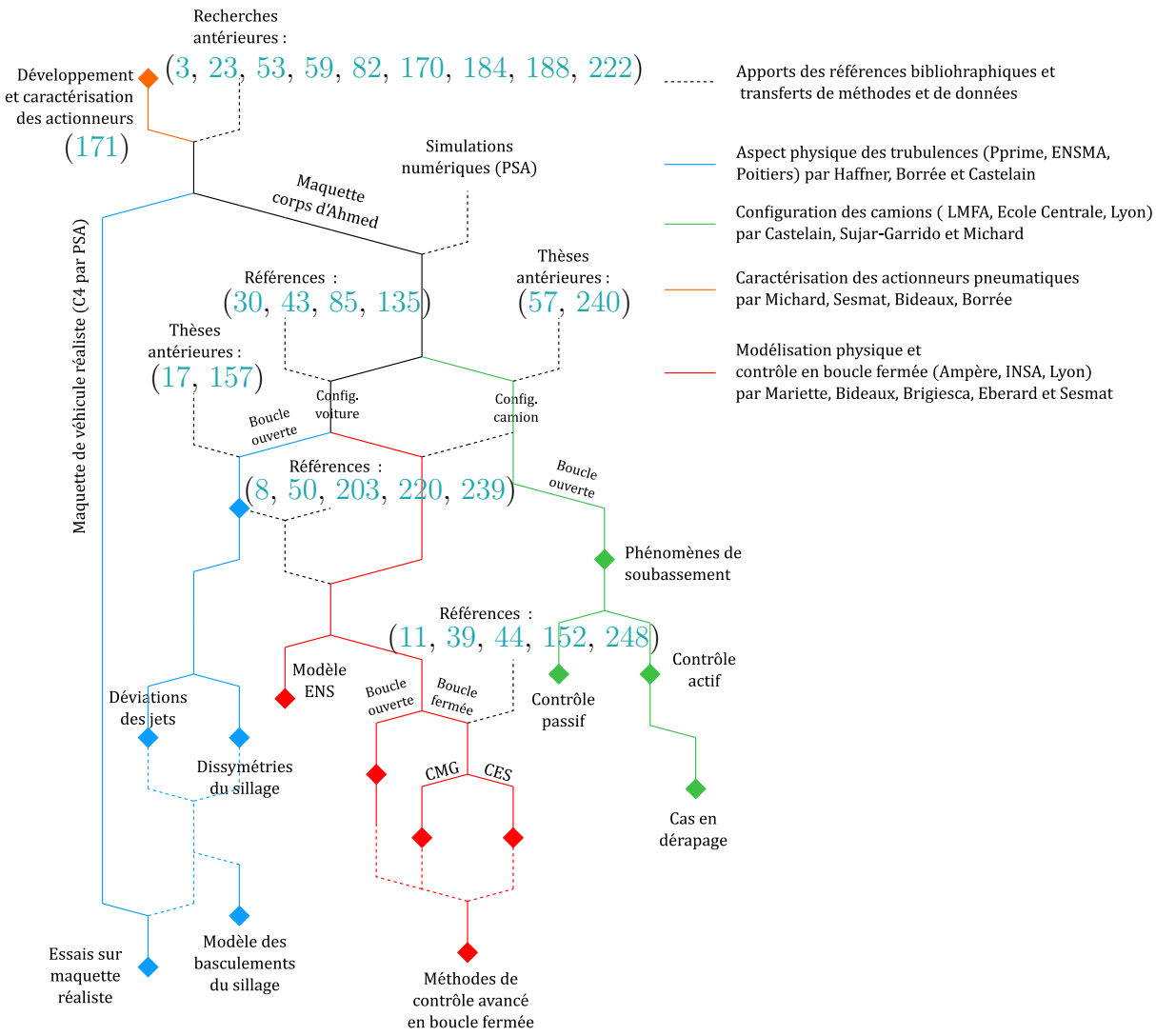


FIGURE 0.4 – Arborescence du projet ANR ActivROAD avec les différents axes de recherches développés.

passifs (Szmigiel, 2017), en boucle ouverte (Barros (2015), Chaligné (2013)) et en boucle fermée (Li, 2017) avec des jets d'air pulsés avec une fréquence maximale limitée à 600 Hz.

Or les études fréquentielles ont montré une une diminution de plus en plus importante de la traînée aérodynamique avec l'augmentation de la fréquence d'actionnement des jets sur des maquettes de véhicules simplifiés. Ces résultats préliminaires ont motivé le lancement du projet ActivROAD pour explorer les capacités de l'actionnement pulsé à des fréquences plus importantes, jusqu'à 1 kHz.

L'architecture globale du projet ActivROAD est illustrée à la figure 0.4 par les axes de développements correspondant aux branches :

Conception d'un système d'actionnement très haute fréquence par jets pulsés :

Conception du système d'actionnement par jets d'air pulsés jusqu'à 1 kHz par le Laboratoire Ampère et caractérisation des jets pouvant être obtenus par le système. Les principaux résultats seront présentés en section 3 du chapitre 2. En particulier, des phénomènes importants de résonance acoustique ont pu être observés Michard et al. (2017a) et seront détaillés en section 3.

Création d'une maquette expérimentale

Développement d'une maquette expérimentale pouvant être utilisée en configurations voiture et camion. La maquette devait pouvoir contenir le système d'actionnement et s'intégrer dans la soufflerie S620 de l'ENSMA à Poitiers. La maquette a été réalisée directement sur le site de l'ENSMA à Poitiers et a pu bénéficier des moyens de simulation des partenaires industriels du projet ActivROAD.

Étude des actionnements haute fréquence sur la configuration camion :

Étude de l'action haute fréquence des jets sur la configuration *camion* de la maquette pour différentes conditions d'écoulement (aligné ou par vent transverse) et pour différentes organisations du soufflage au culot de la maquette simplifiée (Sujar-Garrido et al., 2018).

Étude des actionnements haute fréquence sur la configuration voiture :

Étude de l'action haute fréquence des jets sur la configuration *voiture* de la maquette simplifiée. Cet axe a été développé au cours de travaux de doctorat de Haffner (Haffner (2018), Haffner et al. (2020b)) portant sur les couplages des jets pulsés à haute fréquence avec les structures dynamiques de l'écoulement et les mécanismes des phénomènes asymétriques du sillage. Des essais sur une maquette réaliste de voiture (à échelle 1/4) (Haffner, 2020) ont été réalisés dans le cadre de ces recherches.

Définition de lois de contrôle pour réduction de la traînée par les jets pulsés à haute fréquence :

Développement de lois de contrôle en boucle fermée pour réduire la traînée des véhicules par l'action des jets pulsés à haute fréquence. Cet axe de développement d'ActivROAD correspond aux réalisations de cette thèse.

Comme le montre la figure 0.4, les validations expérimentales des lois de contrôle ont été proposées sur la configuration voiture de la maquette de type corps d'Ahmed. Des travaux futurs pourraient permettre de transposer les résultats obtenus dans cette thèse sur la configuration camion du corps d'Ahmed et/ou sur la maquette réaliste de voiture.

Problématique et objectifs de la thèse

La problématique générale de la thèse est la suivante :

Comment employer un contrôle actif à base de jets d'air pulsés sur une maquette de véhicule à échelle réduite pour assurer une réduction de traînée performante, robuste et énergétiquement rentable ?

Les objectifs de la thèse sont :

- comprendre et modéliser les phénomènes dynamiques du sillage dans les cas sans contrôle et dans les cas avec contrôle pour réduire la traînée ;
- définir des stratégies de réduction de la traînée de pression énergétiquement viables ;
- valider expérimentalement les démarches de contrôle proposées sur une maquette simplifiée de véhicule en soufflerie.

Organisation du manuscrit

Le manuscrit est organisé en six chapitres (cf. figure 0.5) : les trois premiers présentent le sillage des véhicules routiers non profilés comme les voitures ou les camions et les efforts réalisés dans nos études pour le modéliser ; et les trois derniers chapitres sont consacrés à l'implémentation expérimentale de méthodes de contrôle de la traînée.

Tout d'abord, le premier chapitre présente un rapide état de l'art du contrôle de traînée passif et actif des véhicules. Il se termine sur la présentation des moyens expérimentaux disponibles et utilisés au cours de la thèse.

Ensuite, le chapitre 2 décrit en détail l'écoulement naturel du sillage des véhicules en s'appuyant sur des données expérimentales de l'écoulement à l'arrière de maquettes simplifiées de voiture et de camion. Le chapitre développe une méthode de transformation des équations de Navier-Stokes pour un domaine précis de l'écoulement dont on souhaiterait établir un modèle de connaissances. Le chapitre se poursuit sur une analyse de l'impact des jets sur la forme du sillage d'une maquette simplifiée de voiture.

Le chapitre 3 concerne la présentation des dissymétries du sillage des corps à culot droit. Le contrôle en boucle fermée des dissymétries du sillages est intéressant pour obtenir une réduction de traînée de pression dans des cas d'écoulement variables à un coût énergétique potentiellement réduit. À la fin du chapitre, un modèle des phénomènes aléatoires dissymétriques sera développé et utilisé en simulation.

Dans la continuité du chapitre 3, le chapitre 4 porte sur le contrôle par mode glissant des dissymétries du sillage. La description du contrôle et des résultats expérimentaux pour des cas d'écoulements alignés et avec du vent transverse sont présentés. Ces études font l'objet des publications en conférences (Haffner et al. (2020d), Mariette et al. (2020)).

Ensuite, le chapitre 5 développe une méthode de commande par extremum seeking visant à optimiser automatiquement les paramètres d'actionnement pour obtenir une commande de la traînée applicable à un environnement variable ou des types de véhicules différents sans caractérisations expérimentales préliminaires.

La thèse se termine sur le chapitre 6 qui présente des lois de contrôle des phénomènes dissymétriques du sillage combinées aux techniques de réduction globale de traînée. L'ensemble de nos expérimentations conduit à des propositions et des recommandations sur l'usage des jets pulsés dans le contrôle en boucle fermée de la traînée des véhicules en particulier par mode glissant et par extremum seeking.

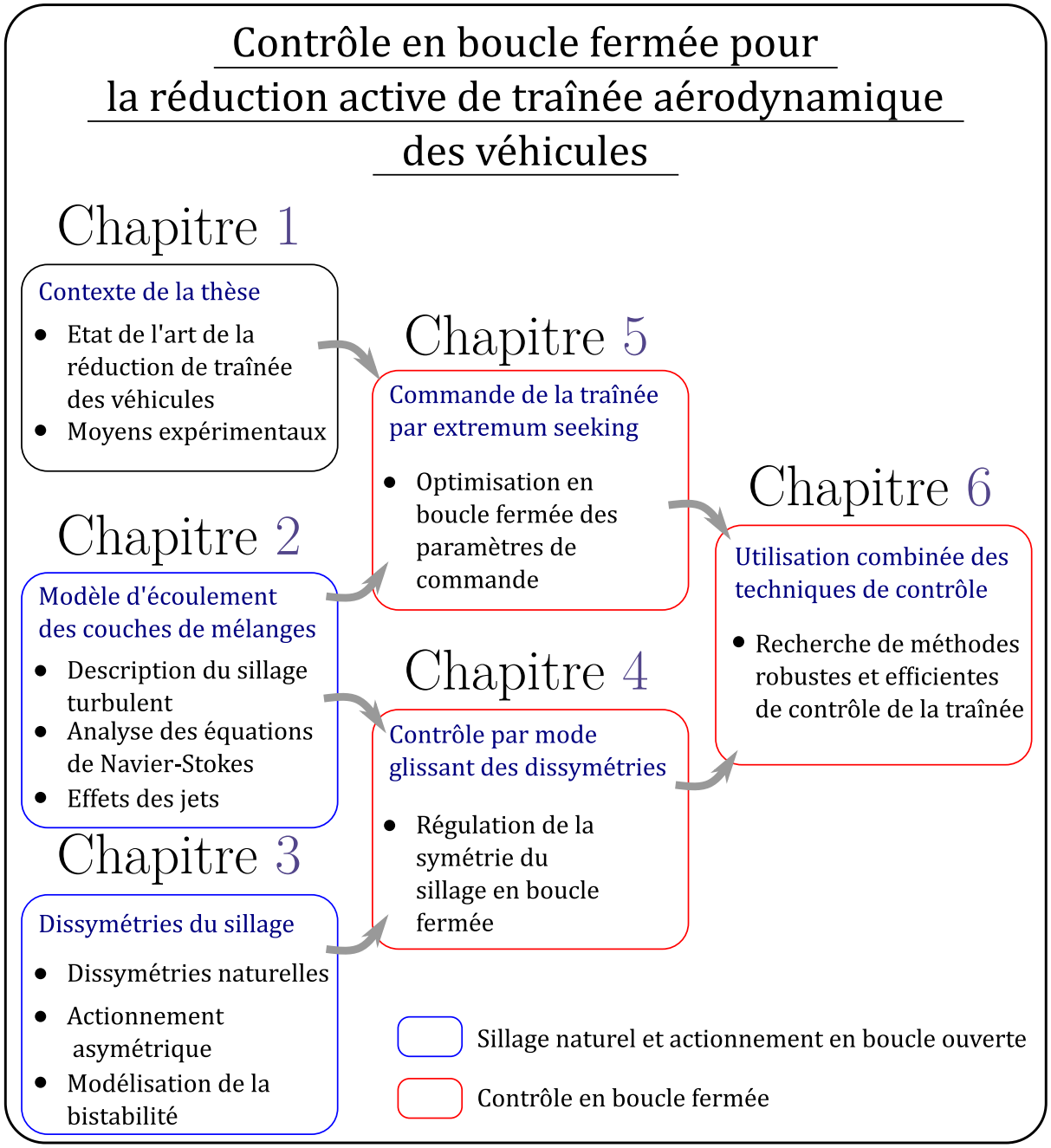


FIGURE 0.5 – Ordre et contenu des chapitres de la thèse avec indication des relations liant les chapitres entre eux. Les couleurs distinguent les parties sections dédiées à l'écoulement naturel ou actionné en boucle ouverte, des analyses en boucle fermée.

Chapitre 1

Contexte de la thèse

1 Méthodes de contrôle de la traînée aérodynamique

1.1 Vocabulaire de la traînée de pression

Force de traînée

On note la force de traînée par le vecteur $\overrightarrow{F_x}$ dirigé selon l'axe x comme représenté sur la figure 1.1, c'est-à-dire le long de l'axe longitudinal du véhicule et dans la direction opposée à celle de l'avancement. On définit les autres directions $\overrightarrow{y}$ et $\overrightarrow{z}$ selon le repère direct lié au véhicule $\mathcal{R}_m = (\overrightarrow{x}, \overrightarrow{y}, \overrightarrow{z})$ ($\overrightarrow{z}$ pris vertical ascendant).

Lorsque la direction de l'écoulement est alignée avec l'axe x du véhicule, on parlera d'écoulement *aligné*. Dans ce cas-là, la composante transverse F_y des forces du fluide est nulle en moyenne.

On définit classiquement un coefficient de force de traînée [1], C_x sans dimension qui lie l'amplitude de F_x à la vitesse de l'objet par rapport au fluide environnant selon :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2} S_x \rho V_\infty^2} \tag{1.1}$$

où

- S_x est la surface frontale l'objet (dans un plan de normale $\overrightarrow{x}$) ;
- ρ est la masse volumique du fluide à la température ambiante ;
- V_∞ est la vitesse du fluide autour du véhicule

Le coefficient C_x permet de distinguer deux objets de surface S_x équivalente, mais de forme aérodynamique différente, comme une sphère et un cube, par exemple. Plongés dans un fluide en mouvement (ou en mouvement dans un fluide), ils ne subiront pas la même force de traînée. Par exemple, à surfaces frontales S_x égales, le C_x d'une sphère vaut 0.47 et celui d'un cube vaut 0.80 (Hoerner, 1965).

En aérodynamique automobile, il est commun d'utiliser le paramètre $S_x C_x$ pour

1. Aussi noté C_D dans la littérature anglo-saxonne et C_w dans certaines publications en allemand.

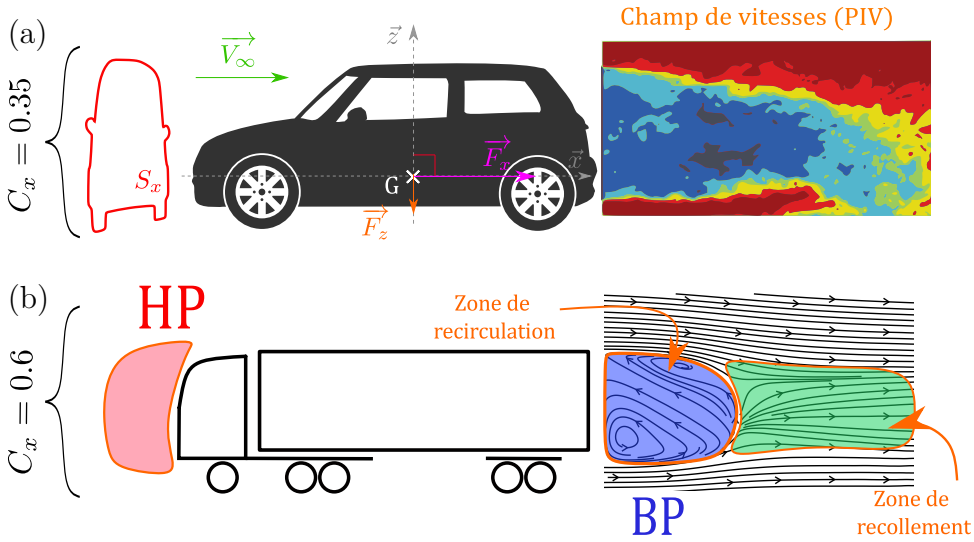


FIGURE 1.1 – Schémas récapitulatifs des grandeurs liées à l'étude de la traînée aérodynamique (valeurs de C_x tirées du manuel édité par Michelin (2003)) : (a) forces s'appliquant sur une voiture immergée dans un fluide de vitesse relative V_∞ (sillage turbulent tiré de Barros et al. (2016)) ; (b) illustration des zones de surpression à l'avant et de dépression à l'arrière dans le cas d'un camion.

étudier la traînée aérodynamique de différents véhicules pour lesquels il est possible d'optimiser les paramètres C_x et S_x (Hucho and Sovran (1993), Ragatz and Thornton (2016)). En général, les camions possèdent une surface frontale S_x et un coefficient C_x supérieurs à ceux des véhicules plus petits à cause de leurs plus grandes dimensions [2].

Comme présenté auparavant, les dimension et la forme non profilée à l'arrière des véhicule est imposée par leur usage. Il n'est donc pas toujours permis de travailler sur le couple S_xC_x. Dans l'objectif de conserver la forme pratique des véhicules de transports, on s'intéresse donc ici à la modification de C_x seul grâce aux effets de phénomènes turbulents liés à la traînée de pression qui sont communs entre les voitures et les camions.

Pour ce faire, une bonne compréhension des phénomènes apparaissant dans le sillage des véhicules est cruciale. La figure 1.1 présente notamment la relation entre la localisation d'une zone de recirculation du fluide à l'arrière d'un véhicule et la zone dépressionnaire (comme vu à la figure 0.2). Dans le cas 1.1(a) (d'après Barros et al. (2016)), les vitesses turbulentes en bleu dénotent une valeur négative correspondant à la zone de basse pression (BP) relevée sur la figure 1.1(b), avant la zone de recollement du sillage représentée en vert.

Malgré l'amélioration de la compréhension du phénomène de traînée, cette force est difficile à mesurer dans un cas d'application réel. En effet, bien que les mesures expérimentales, par exemple, dans des souffleries, puissent utiliser des balances mesurant

2. Il est toutefois possible que certaines voitures présentent un coefficient de traînée C_x du même ordre que celui des camions.

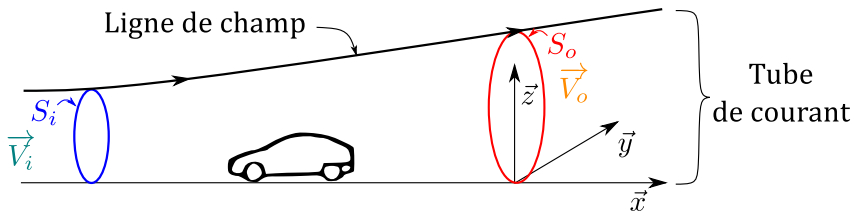


FIGURE 1.2 – Tube de courant entourant un véhicule pour effectuer le bilan conduisant à la relation à l'équation (1.2) (Beaudoin, 2004).

la force appliquée sur un objet par le fluide, ce type de système ne peut pas être utilisé pour un véhicule en mouvement. Le contrôle direct en boucle fermée de la traînée des véhicules est alors impraticable en configuration réelle. Cela a poussé les démarches de réduction de la traînée des véhicules à chercher des méthodes indirectes pour évaluer ces efforts et les réduire.

Contributions à la traînée de pression

Comme vu en introduction, la traînée des véhicules routiers est principalement constituée de traînée de pression. Celle-ci peut être vue comme une action de l'écoulement sur le véhicule. De l'énergie est cédée au véhicule pour le ralentir et l'effet de ce transfert d'énergie doit donc se retrouver dans le fluide autour du véhicule. Les recherches pionnières de Ahmed et al. (1984) ont permis de révéler que le sillage des véhicules routiers classiques est constitué de phénomènes tridimensionnels complexes. Plus tard, des travaux expérimentaux et des simulations numériques ont validé ces observations et précisé les structures tridimensionnelles qui se déploient dans le sillage des véhicules non profilés. Citons par exemple les travaux de simulation d'Eulalie (2014), de Franck et al. (2009), Guilmineau and Queutey (2018), Rouméas et al. (2009) illustrant la structure tridimensionnelle du sillage à l'arrière de maquettes simplifiées de véhicules, ainsi que les études expérimentales détaillées de ces structures tridimensionnelles par Beaudoin (2004), Pavia et al. (2018), Roumeas (2006). Toutes ces études montrent que l'écoulement majoritairement unidimensionnel en amont de l'objet en mouvement dans un fluide se convertit en une structure tourbillonnaire favorisant les transports et les échanges de matière dans le sillage (Choi et al., 2014). Une description plus précise de ces structures est reportée en annexe A.1.

Les mouvements transverses de l'écoulement du sillage poussent à considérer la traînée de pression comme un phénomène énergétique mettant en jeu des transferts de quantité de mouvement tridimensionnels. Certains auteurs (Aider et al. (2010), Beaudoin (2004), Onorato et al. (1984)) proposent d'évaluer la traînée de pression à partir de mesures dans l'écoulement en amont et en aval d'un véhicule. En se basant sur les conventions de la figure 1.2, un bilan des quantités de mouvement dans un tube de courant de surface

d'entrée S_i et de sortie S_o permet d'écrire :

$$F_x = \underbrace{\frac{\rho V_i^2}{2} \iint_{S_o} \left[1 - \left(\frac{V_{ox}}{V_i}\right)^2\right] ds}_{(1)} + \underbrace{\frac{\rho V_i^2}{2} \iint_{S_o} \left[\left(\frac{V_{oy}}{V_\infty}\right)^2 + \left(\frac{V_{oz}}{V_i}\right)^2\right] ds}_{(2)} + \underbrace{\iint_{S_o} (p_{t,1} - p_t)\ ds}_{(3)} \tag{1.2}$$

où on décompose les vitesses de l'écoulement dans les surfaces S_i et S_o respectivement selon : $\overrightarrow{V_i} = V_{i_x}\overrightarrow{x}$ et $\overrightarrow{V_o} = (V_{ox},\ V_{oy},\ V_{oz})$ dans le référentiel de la voiture, et où la pression p_t se développe en $p_t = p + \frac{1}{2}\rho V^2$ avec ρ la densité de l'air considéré comme faiblement compressible.

Cette définition de la traînée est découpée en trois termes correspondant aux contributions principales de la traînée de pression :

(1) le déficit de la vitesse longitudinale dans le sillage ;

(2) les vitesses transverses retardant la stabilisation du sillage ;

(3) la différence de pression entre le fluide environnant et la zone de recirculation.

La diminution de chacun de ces termes ainsi que de la section S_2 du tube de courant en aval du véhicule contribue à réduire la traînée aérodynamique. Cependant, cette relation nécessite la connaissance de nombreuses données qu'il est difficile de mesurer (Aider et al., 2010). Pour déterminer les amplitudes des différents termes constituant la force de traîné, il faut disposer d'un appareillage de mesure dans l'écoulement (Hucho and Sovran, 1993) et/ou de données simulées. Dans un premier, cas, les mesures dans l'écoulement peuvent compromettre la validité des données en perturbant l'écoulement lui-même, et dans l'autre cas, les simulations numériques peuvent nécessiter des temps de calcul trop grands être utilisées directement afin de réguler la traînée aérodynamique en temps réel.

Un modèle simplifié des termes de l'équation (1.2), comme la relation des pressions (terme (3)), permettrait, en revanche, de prévoir les évolutions de F_x et de contrôler la traînée.

Toutefois, les couplages entre vitesses et pression et la non-linéarité de l'équation (1.2) rendent difficile la définition de modèles simplifiés. Ainsi, les méthodes de réduction de traînée visant, par exemple, le déficit de pression dans le sillage doivent prendre en compte les modifications des champs de vitesse qu'elles induisent par couplage dans les termes (1) et (2) de l'équation (1.2).

Traînée de pression via les mesures pariétales de pression

Comme la mesure directe de traînée n'est praticable que dans le cas de conditions de tests en soufflerie et que la mesure précise des valeurs de vitesse et de pression du sillage est fortement contrainte, le contrôle de la traînée de pression se concentre sur la modification de la pression statique au culot des véhicules. La modification de cette valeur

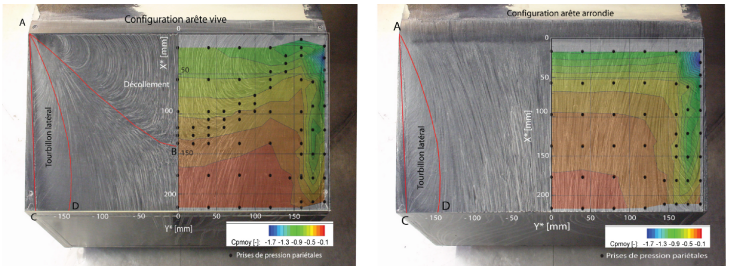


FIGURE 1.3 – Illustration de Thacker (2010) présentant deux maillages de capteurs de pression sur l'arrière incliné de deux maquettes simplifiées de véhicule : à gauche avec une arête vive entre le toit et la lunette ; à droite avec une arête courbée. Les capteurs sont notés par des ronds noirs (•) et le champ de pression reconstitué par ces mesures est représenté en dégradé de couleurs.

de pression, impactant le corps du véhicule sur toute sa surface arrière, contribue à réduire le terme de pression (3) de l'équation (1.2). De plus, le suivi des évolutions de la pression sur la surface du véhicule est possible à partir de prises de pression pariétale réparties sur la surface des corps expérimentaux (voir figure 1.3 par Thacker (2010)).

Ces pressions sont exprimées sous la forme d'un coefficient de pression sans dimension pour chaque capteur k, noté $C_{p,\,k}$ et défini par :

$$C_{p,\,k} = \frac{p_k - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2} \tag{1.3}$$

où p_k est la pression à la position du capteur k, p_∞ est la pression de l'écoulement mesurée par une prise de pression de référence dans la veine d'essai et $\frac{1}{2}\rho V_\infty^2$ est la pression dynamique de l'écoulement à haute vitesse. Au culot, en dépression, les mesures de $C_{p,\,k}$ sont donc *négatives*.

Les moyennes temporelles et spatiales des coefficients de pression sont alors définies par :

- Moyenne temporelle sur l'intervalle $[t_1, t_2]$, $\overline{C_{p,\,k}}$:

$$\overline{C_{p,\,k}} = \frac{1}{t_2 - t_1}\int_{t_1}^{t_2} C_{p,\,k}(t)\,\mathrm{d}t \quad , \quad k \in \mathbb{N} \tag{1.4}$$

- Moyenne spatiale des coefficients de pression $C_{p,\,k}$, $k = 1 \ldots N_k$, notée $C_p = \langle C_{p,\,k}\rangle$:

$$C_p = \langle C_{p,\,k}\rangle_{|k=1\ldots N_k} = \frac{1}{N_k}.\sum_{k=1}^{N_k} C_{p,\,k} \tag{1.5}$$

Dans le cas des mesures de pression, on utilise principalement :

- la valeur moyenne spatiale des coefficients de pression : $C_p = \langle C_{p,\,k}\rangle$ dépendante du temps, et dénommée, pour plus de simplicité, *le coefficient de pression réduit* ;

- la moyenne temporelle de C_p sur un certain intervalle de temps : $\overline{C_p}$ indépendant du temps, et dénommé, pour plus de simplicité, *le coefficient de pression moyen* ;

Afin de quantifier l'impact d'une stratégie de contrôle sur le coefficient de pression réduit C_p, on utilise γ_p, le rapport entre la mesure de C_p et la mesure d'un coefficient de pression de référence, sans contrôle, noté C_{p_0} selon :

$$\begin{aligned}\gamma_p &= \frac{C_p}{C_{p_0}} = \sum_{k=1}^{N_k} \frac{p_k - p_\infty}{p_{k_0} - p_\infty} \\ &= \begin{cases} < 1 \text{ si} \quad C_{p_0} < C_p < 0 \quad \Rightarrow \quad \text{pression supérieure à la pression de référence} \\ > 1 \text{ si} \quad C_p < C_{p_0} < 0 \quad \Rightarrow \quad \text{pression inférieure à la pression de référence} \end{cases}\end{aligned} \tag{1.6}$$

Ces indicateurs de pression sont largement utilisés dans les études traitant de la réduction de traînée des véhicules (Barros (2015), Grandemange (2013), Thacker (2010)).

On utilise le ratio γ_p moyenné sur un certain intervalle de temps, $\overline{\gamma_p}$, c'est-à-dire *le ratio de coefficient de pression moyen* pour calculer l'écart relatif :

$$\Delta\gamma_p = \overline{\gamma_p} - 1 = \frac{\overline{C_p} - C_{p_0}}{C_{p_0}} \tag{1.7}$$

Cet écart sera exprimé la plupart du temps sous forme de pourcentage et peut représenter un gain (en pourcentage) de la stratégie de contrôle par rapport au cas naturel sous sa forme : $-\Delta\gamma_p$. On peut alors classifier les performances des contrôles sur la pression au culot (et la traînée) selon :

$-\Delta\gamma_p > 0$: $\overline{\gamma_p} < 1$, la pression au culot est supérieure à la pression de référence sans contrôle, on obtient un gain *positif*.

$-\Delta\gamma_p < 0$: $\overline{\gamma_p} > 1$, la pression au culot est inférieure à la pression de référence sans contrôle ;

On peut également définir un gain pour le coefficient de pression C_x : $-\Delta\gamma_{C_x}$, qui permet de quantifier par un gain positif une réduction de la traînée et par un gain négatif, une augmentation de la traînée.

1.2 Méthodes passives et méthodes actives

On distingue deux façons de modifier l'écoulement autour d'un véhicule se déplaçant dans un fluide :

1. Passivement : on modifie la forme de l'objet ;
2. Activement : on utilise une source d'énergie pour interagir avec l'écoulement.

En pratique, les méthodes passives sont les plus simples à mettre en œuvre et assurent un gain énergétique net si le système réduit la traînée (Choi et al. (2014), Chuan Eun et al. (2018)). Par exemple, à l'aide de simulations numériques, McCallen et al. (2004)

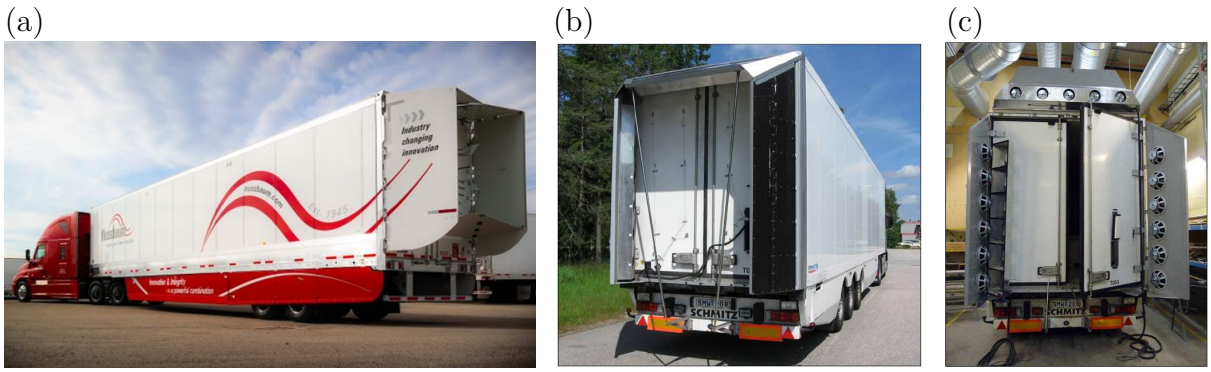


FIGURE 1.4 – Systèmes passifs et actifs de réduction de traînée de pression à l'arrière d'une remorque de camion : (a) Systèmes passifs (Nussbaum Transportation (2017) (Roberts, 2017)) : remorque équipée de jupes latérales et de volets déflecteurs escamotables à l'arrière ; (b) et (c) Système passif et actif (El-Alti, 2012) : volets déflecteurs et haut-parleurs pour génération de jets synthétiques.

rapportent une possibilité de réduction de traînée de 15 % avec des volets déflecteurs passifs orientés à 20° à l'arrière d'une remorque de poids lourd. Malheureusement, il est difficile d'optimiser les solutions passives pour différentes situations d'écoulement.

À l'opposé, un système actif peut potentiellement être utilisé dans un plus grand nombre de configurations d'écoulement en adaptant le contrôle appliqué. En revanche, le contrôle actif ne fournit pas un gain net, car il requiert une source d'énergie pour fonctionner.

La figure 1.4 présente des exemples de systèmes passifs et actifs pour le cas de remorques de camion. Ces études ont la particularité de concerner des modèles de véhicules à échelle réelle.

Pour les deux modèles de remorque de la figure 1.4, on note la présence de volets déflecteurs à l'arrière. Ces volets ont pour objectif de réduire le décollement de l'écoulement à l'arrière de la remorque du camion. La réduction de la taille et de l'intensité des instabilités du sillage (Evrard et al., 2016) qui s'en suit permet une réduction non négligeable de la traînée de pression, mais les deux configurations sont différentes. Les volets de l'image 1.4(a) sont des surfaces uniquement passives qui dévient le fluide. Ils sont plus grands que ceux de l'image 1.4(b-c) pour lesquels les volets passifs sont couplés à des actionneurs fluidiques. En effet, les haut-parleurs visibles dans l'image 1.4(c) servent à générer des jets d'air à travers des fentes fines placées sur les volets. L'apport du contrôle actif permet alors une réduction de la taille des volets et de l'encombrement du système de réduction de traînée.

Quantitativement, pour une maquette à échelle réduite testée en soufflerie avec des volets inclinés à 30° par rapport aux flancs de la remorque, El-Alti et al. (2012) rapportent une réduction de la traînée de 1.8 % lors de l'usage du système passif seul (cf. figure 1.4(b)). Dans le cas de l'utilisation additionnelle de jets synthétiques obtenus grâce aux

FIGURE 1.5 – Images de la configuration expérimentale de Englar (2005) avec une remorque de camion complète équipée de surfaces passives arrondies et un zoom avec la vectorisation de l'air visible par les brins de laine restant collés aux surfaces par effet Coanda.

haut-parleurs (cf. figure 1.4(c)), ils obtiennent une réduction de traînée de 3.9 %.

En revanche, pour un camion à échelle réelle, testé sur piste en plein air, El-Alti (2012) ne rapportent pas de gain positif sur la consommation de carburant par l'usage du contrôle passif-actif.

Néanmoins, les résultats prometteurs obtenus en soufflerie par El-Alti et al. (2012), promeuvent le développement de méthodes passives et actives pour la réduction de traînée.

Un autre exemple de contrôle actif sur une remorque de camion à échelle réelle est fourni par Englar (2001, 2004, 2005). Il s'agit d'un actionnement par jets d'air continu couplé à des surfaces arrondies placées à l'arrière d'une remorque de camion (voir figure 1.5 et l'air soufflé suivant les surfaces arrondies par effet Coanda).

Lors d'essais à échelle réduite en soufflerie, Englar *et al.* ont réussi à obtenir une réduction prévisionnelle de 16 % de la consommation de carburant par modification de la forme d'un camion avec remorque et de 23 % lors de l'ajout de jets d'air continus déviés par effet Coanda. Toutefois, les tests sur route à échelle réelle n'ont également pas pu valider de telles économies de carburant.

Ces résultats mitigés montrent que la réduction de traînée par le contrôle actif ne conduit pas nécessairement à un gain réel sur la consommation de carburant. L'utilisation de méthodes de contrôle en boucle fermée prenant en compte la rentabilité de leur actionnement devrait pouvoir néanmoins contribuer à l'amélioration de la rentabilité des méthodes de réduction de la traînée.

Variables adimensionnelles

En mécanique des fluides, il est nécessaire d'adimensionner les variables avec lesquelles on travaille. On introduit ici deux adimensionnements classiques pour l'étude d'écoulement à haute vitesse (Candel, 1995) :

- Le nombre de Reynolds qui représente le rapport entre les efforts inertiels et visqueux. On calcule le nombre de Reynolds Re par rapport à la taille H d'un objet dans un fluide en fonction de la vitesse de l'écoulement V_∞ :

$$Re_H = \frac{HV_\infty}{\nu} \tag{1.8}$$

  où ν est la viscosité cinématique du fluide à température ambiante.

- Le nombre de Strouhal qui normalise la fréquence f d'un phénomène par rapport à une pulsation caractéristique de l'écoulement :

$$St_H = \frac{Hf}{V_\infty} \tag{1.9}$$

1.3 Contrôle actif de la traînée

Les précédents exemples illustrent la nécessité de maîtriser les technologies passives et actives pour définir une méthode de réduction de traînée efficace pour les véhicules routiers. Par exemple, de nombreux systèmes passifs permettent déjà d'améliorer l'aérodynamique des camions (Cooper and Leuschen, 2005). De même, il existe plusieurs types de systèmes actifs de contrôle des fluides qui présentent des actions et domaines de fonctionnement différents (Cattafesta and Sheplak (2011), Wang et al. (2012)). Également, une classification des domaines fréquentiels de ces actionneurs et de leur force d'actionnement peut être trouvée dans les travaux de Bell et al. (2005).

Pour simplifier, il existe trois familles d'actionneurs principaux : les générateurs de jets d'air pulsés ou synthétiques (fluidiques), les actionneurs avec des surfaces mobiles (Beaudoin et al. (2006b), Modi et al. (1991)) ou vibrantes, et les actionneurs à plasma (par flux de gaz ionisés) (Cattafesta and Sheplak, 2011).

Parmi ces familles, les actionneurs fluidiques présentent un fort impact sur les fluides, ils sont répartis en deux classes principales :

- les systèmes par jets synthétiques : pouvant être utilisés à très haute fréquence ($\sim$ 10 kHz), ils utilisent l'air ambiant pour fonctionner et sont peu gourmands en énergie ;
- les systèmes par jets pulsés : applicables pour des fréquences d'actionnement plus faibles ($\leq$ 1 kHz), ils nécessitent une source d'air comprimé afin de générer des jets mais présentent des débits d'air plus importants que les jets synthétiques.

Dans le cadre de cette thèse, on utilise des jets pulsés en raison de leur impact important sur le sillage et de leur bonne applicabilité pour la réduction de la traînée de pression à haute vitesse d'écoulement ($Re_H \sim 10^5$) (Barros et al., 2016).

La diversité des solutions de contrôle des écoulements est issue d'une grande richesse d'études du contrôle des fluides. Les applications industrielles du contrôle de fluides existent en effet depuis plusieurs années (contrôle des décollements (Aubrun et al. (2017), Bons et al. (2002), De Giorgi et al. (2015), Greenblatt and Wygnanski (2000)), maîtrise de la forme des jets dans un fluide (Sinha et al., 2010), réduction de phénomènes acoustiques (Illingworth et al., 2012) et optimisation du mélange de fluides (Shaqarin et al., 2018)). L'application de méthodologies de contrôle en boucle fermée du sillage des véhicules à grande vitesse est, en revanche, relativement récente (Brunton and Noack, 2015) [3].

Il est tout d'abord commun de trouver des études des effets du contrôle actif de la traînée des véhicules par boucle ouverte. En pratique, les méthodes de contrôle en boucle ouverte nécessitent une très bonne connaissance du comportement du système à contrôler ou sont employées pour explorer les effets d'un contrôle sur un système. Elles permettent d'affecter une commande précédemment validée à une situation donnée mais nécessite de tester de très nombreux cas de contrôle pour rendre la méthode applicable. En revanche, les approches de contrôle en boucle fermée qui utilisent l'analyse automatique de mesure effectuées sur le système peuvent automatiquement adapter une commande à une modification même imprévue de l'environnement. Toutefois, les difficultés de la modélisation des phénomènes turbulents ont longtemps limité les études de contrôle en boucle fermée des écoulement.

On trouve par exemple chez Joseph et al. (2012) des caractérisations de l'effet de l'actionnement en boucle ouverte par jets continus et périodiques sur la lunette arrière (inclinée à 25°) d'un corps d'Ahmed (Ahmed et al., 1984) (représentant une voiture). Ces études permettent d'afficher une réduction de traînée de 8 % pour des actionnements par jets pulsés à des fréquences proches de celles des instabilités naturelles du sillage. Cette évolution de la traînée de pression correspond également à une augmentation de la pression sur la surface inclinée et le culot du corps d'Ahmed étudié. Bien que les gains en traînée et en pression présentent des ordres de grandeur différents (jusqu'à 40 % de gain en pression sur la lunette arrière), la correspondance entre la possible réduction de la dépression à l'arrière d'un corps non profilée et la réduction de la traînée de pression peut être clairement établie. En complément, des essais sur un cas de véhicule réel (Aider et al., 2014) ont confirmé la possibilité d'appliquer le contrôle par jets pulsés, plus économe, pour réduire aussi la traînée aérodynamique.

Des essais de contrôle de la traînée de pression pour les corps d'Ahmed à culot

3. Plus de détails sur les classifications des méthodes de contrôle et la distinction entre boucle ouverte et boucle fermée peuvent être trouvés en annexe A.2.

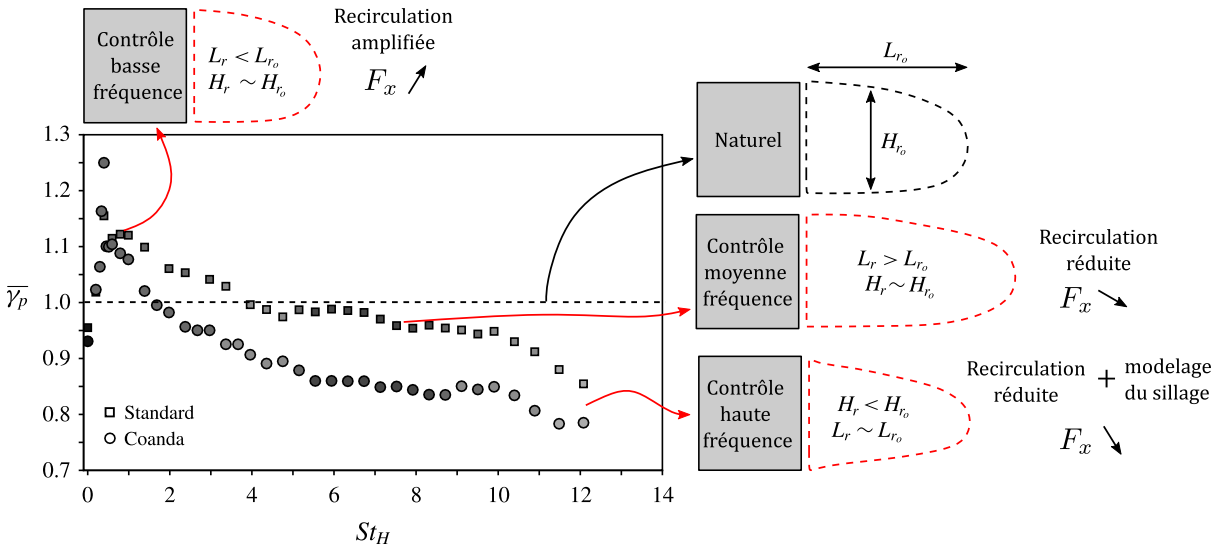


FIGURE 1.6 – Réduction de $\overline{\gamma_p}$ par actionnement par jets pulsés des quatre côtés du culot d'un corps d'Ahmed (Barros et al., 2016) : Cas sans surfaces coandas □ et cas avec effet Coanda déviant les jets ∘. Les schémas décrivent le sillage, sa modification suite à l'actionnement et la réduction qualitative de traînée associée.

droit, c'est-à-dire sans lunette inclinée, ont également été conduits par Barros et al. (2016) avec des jets pulsés à haute fréquence et l'ajout de surfaces courbes en bord de fente d'éjection des jets. Ces surfaces courbes, comme dans le cas d'Englar (2005) (voir figure 1.5) dévient l'actionnement fluidique par effet Coanda vers la zone de recirculation. Pour cette configuration de maquette, Barros et al. (2016) parviennent à une réduction de traînée de 18 % avec un actionnement des quatre côtés du culot à une fréquence de 600 Hz. Selon les auteurs, ce contrôle nécessiterait 5 fois moins d'énergie que l'énergie économisée grâce à la réduction de traînée. De plus, la tendance obtenue semble montrer que la réduction de traînée pourrait être encore améliorée avec un actionnement à des fréquences encore plus élevées ($\sim$ 1 kHz) mais que le dispositif expérimental de l'étude (Barros et al., 2016) ne peut pas atteindre.

L'effet de l'actionnement par jets pulsés, déviés par la surface coanda passive, est visible sur l'évolution des ratios de pression moyens $\overline{\gamma_p}$ à la figure 1.6 (d'après Barros et al. (2016)). La figure présente aussi la modification de la forme du sillage reportée par Barros et l'effet qualitatif sur la recirculation dans le sillage et la traînée. Grâce aux surfaces coandas, les auteurs notent une nette modification de la forme du sillage avec un rétrécissement de sa section et de sa longueur qui est propice à une faible recirculation et une réduction de la traînée.

Récemment, le développement de méthodes de contrôle d'écoulement en boucle fermée permet d'observer l'augmentation du nombre d'études traitant des configurations variables d'écoulements ou proposant une réduction globale de l'énergie du système, actionnement compris.

Toutefois, pour le cas des véhicules en mouvements, comme précisé en partie 1.1, la mesure des efforts aérodynamiques dans l'écoulement n'est pas accessible. De nombreuses méthodes de régulation en boucle fermée basées sur une mesure des effets du contrôle en aval de l'écoulement (Berk et al. (2017), Gautier and Aider (2013), Illingworth et al. (2012)) ne sont alors pas applicables sans disposer d'un modèle des effets du contrôle sur les paramètres dynamiques du sillage.

Dans le cas du sillage turbulent es véhicules, les problèmes de modélisation des non-linéarités et des couplages de la dynamique des fluides peuvent être abordés par des modèles partiels et/ou locaux. Ces modèles se basent sur les analyses d'actionnements en boucle ouverte par approximation linéaire (Brackston et al. (2016a), Kim and Bewley (2007)), ou bien sur les dynamiques principales de l'écoulement (Dalla Longa et al., 2017), ou encore sur des simulations numériques préliminaires (Evstafyeva et al. (2017), Podvin et al. (2020)).

Ces méthodes peuvent également être complétées par d'autres approches en boucle fermée utilisant des modèles de comportement, comme la connaissance de points de fonctionnement optimaux pour réaliser un contrôle adaptatif (Beaudoin et al. (2006a), Brackston et al. (2016b), Li et al. (2016), Pastoor et al. (2008)), l'adaptation de familles de contrôle pour un modèle local (Chovet et al. (2019), Plumejeau et al. (2019)), ou l'analyse de données par intelligence artificielle (Li et al., 2017).

En particulier, on relève :

- chez Pastoor et al. (2008) : une réduction de traînée de 15 % et une augmentation de pression au culot de 40 % sur un corps bidimensionnel grâce à des méthodes d'optimisation du contrôle, et,
- chez Li et al. (2017) : une réduction de traînée de 22 % et une augmentation de pression au culot de 33 % grâce à la définition de lois de contrôle par algorithme d'apprentissage génétique. Toutefois, ces résultats sont obtenus à partir d'identification des actionnements les plus rentables sur le système étudié, c'est-à-dire qu'ils demandent un certain temps d'adaptation (ou de convergence). Ces méthodes peuvent donc être mises en défaut si l'environnement varie plus rapidement que le temps de convergence des méthodes.

En pratique, la régulation de traînée en boucle fermée se heurte donc au manque de modèle précis liant les dynamiques du sillage, l'actionnement effectué au bord de la zone de recirculation à l'arrière du véhicule, et la traînée de pression. À cause des verrous techniques pour modéliser l'écoulement complet à l'arrière des véhicules, les études se concentrent en général sur un phénomène en particulier qui permet, par son contrôle, d'obtenir des réductions de traînée indirectes (Brackston et al., 2018a). C'est le cas de Li et al. (2016) qui vise les dynamiques aléatoires du sillage des corps de type voiture

et leur réduction pour obtenir une augmentation de pression au culot de 2 %, ou encore de Plumejeau et al. (2019) qui, très récemment, ont pu appliquer une commande sans modèle pour contrôler ces mêmes dynamiques, avec un gain en traînée de 2.5 %.

Toutefois, bien que des exemples de régulation de la traînée de pression des véhicules existent, il est rare de trouver des lois de contrôles en boucle fermée visant directement des gains nets d'énergie. Un exemple peut être trouvé dans les travaux de Beaudoin et al. (2006a) qui utilisent une technique adaptative pour réduire la traînée d'un obstacle dans un fluide à un moindre coût énergétique.

Pour finir, bien que l'utilisation d'un modèle permettrait une prise en compte efficace et rapide des fluctuations de l'environnement du système sans avoir à utiliser de méthodes de simulation ou d'apprentissage, impraticables en temps réel, un tel modèle reste difficile à développer. Il faudrait pour cela pouvoir extraire les dynamiques essentielles représentant les interactions entre le contrôle, le sillage et la traînée par exemple (Rigas et al. (2017), Stella et al. (2017)).

1.4 Récapitulatif

Dans les paragraphes précédents, les problématiques de la traînée des véhicules ont été présentées et les apports des solutions de contrôle actif couplées à des équipements passifs ont été discutés. Les grandeurs descriptives de la traînée ont également été introduites et les problématiques de définition de modèles pour le contrôle de traînée ont été illustrées. Afin de répondre à la problématique de la thèse et de réaliser les objectifs définis pour y arriver, nous pouvons relever différents points dans cette analyse de la littérature :

1. Les mesures directes de la force de traînée ne sont pas applicables à une utilisation industrielle réelle. Il est donc plus cohérent de travailler avec les valeurs de pression pariétales pour évaluer les évolutions de la traînée aérodynamique.
2. L'actionnement par jets pulsés à très haute fréquence (~ 1 kHz) qui n'a pas encore été testé dans la littérature pourrait permettre des réductions de traînée importantes.
3. Il est nécessaire de pouvoir proposer des stratégies de contrôle par boucle fermée qui permettent d'assurer des réductions de traînée de pression dans une grande variété de cas que ceux pouvant être explorer pour développer des approches de contrôle par boucle ouverte.
4. Les démarches de contrôle en boucle fermée reposent généralement sur l'utilisation d'un modèle qui permet d'ajuster l'actionnement en fonction des besoins du contrôle. Les modèles utilisant davantage d'informations tirées de la représentation physique des phénomènes peuvent être plus facilement critiqués et adaptés aux objectifs de contrôle que des modèles identifiés à partir de données ou obtenus par intelligence artificielle. Il serait donc préférable de se baser sur des modèles physiques pour définir un contrôle de traînée aérodynamique performant. Néanmoins, en l'absence

de tels modèles, des méthodes de contrôle adaptatives pourraient également être appliquées plus rapidement pour répondre aux besoins industriels.

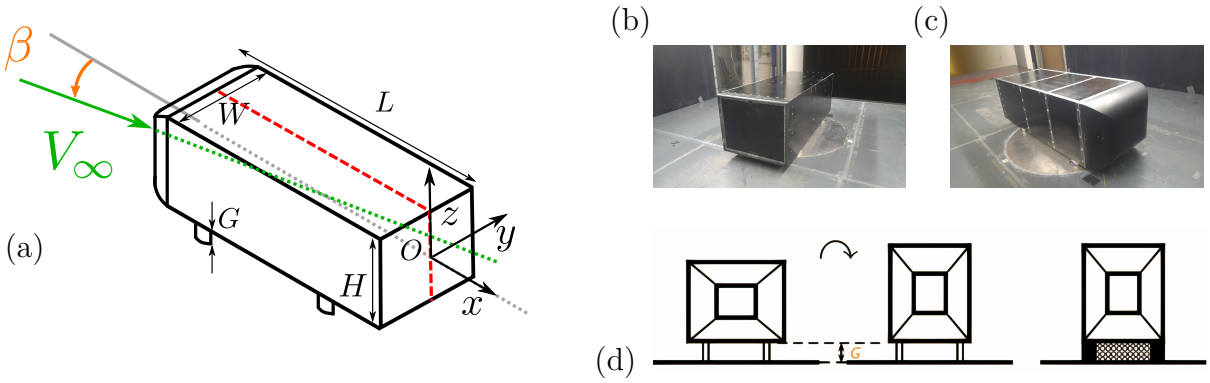


FIGURE 1.7 – Maquette ActivROAD : (a) vue de l'arrière en configuration voiture, (b-c) photographies de la maquette montée dans la veine d'essai, (d) description des configurations voiture et camion obtenues par pivotement, (d), maquette ActivROAD en configuration camion avec ajout de grilles de pertes de charge pour étudier l'impact du flux sous le véhicule sur le sillage.

Maquette		Fentes	
Hauteur	$H = 0.30\,\mathrm{m}$	Hauteur des fentes	$h = 1\,\mathrm{mm}$
Largeur	$W = 0.36\,\mathrm{m}$		
Longueur	$L = 1.00\,\mathrm{m}$	Largeur des de fentes	$l = 40\,\mathrm{mm}$
Garde au sol	$G = 50\,\mathrm{mm}$		

Tableau 1.1 – Dimensions de la maquette ActivROAD (en configuration voiture) et des fentes de soufflage.

2 Dispositif expérimental

2.1 Maquette expérimentale

Le projet ActivROAD utilise une maquette de véhicule routier réduit à l'échelle 1/6 (cf. figure 1.7 et tableau 1.1). Cette maquette est un corps d'Ahmed à culot droit (Ahmed et al., 1984). On retrouve ce type de maquette expérimentale dans de nombreuses études sur la compréhension et la réduction de la traînée aérodynamique, comme en témoigne Beaudoin (2004). La maquette, désignée par *maquette ActivROAD*, présente une face arrière entièrement verticale, le *culot*, représentant le cas classique des remorques de camions et des véhicules particuliers (tourisme ou de transport léger). Le design de la maquette ActivROAD a été validé par des simulations numériques menées par PSA en amont de sa fabrication pour assurer une bonne stabilité de la couche limite turbulente sur le corps de la maquette avant la discontinuité terminale du culot.

En configuration camion, les dimensions H et W sont interverties. Cela modifie le rapport d'aspect de la maquette défini par :

$$H^* = \frac{W}{H} = \begin{cases} > 1 \implies \text{configuration voiture} \\ < 1 \implies \text{configuration camion} \end{cases} \tag{1.10}$$

Ce design permet de convertir la maquette d'une configuration de type voiture à une configuration de type camion à remorque droite par simple rotation (cf. figure 1.7). La configuration camion de cette maquette a permis l'étude de l'effet du flux d'air sous le véhicule sur la traînée dans les travaux de Sujar-Garrido et al. (2019) suite aux recherches de Szmigiel (2017).

La maquette est équipée de générateurs de jets pulsés permettant d'influer sur le sillage. Ces jets sont éjectés depuis des fentes de dimensions $1 \times 40\ \mathrm{mm}^2$ (cf. tableau 1.1) placées sur l'intégralité de la périphérie du culot de la maquette. De plus, en référence aux précédentes études concernant la réduction de traînée, un système passif est couplé à ce système actif. Il s'agit de surfaces arrondies déviant passivement par effet Coanda le fluide des jets à la sortie des fentes (Barros (2015), Englar (2005)) (cf. figure 1.8). Le

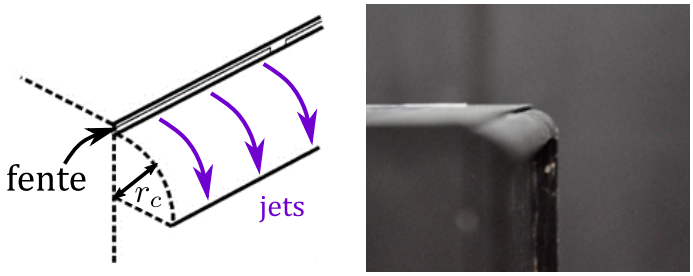


FIGURE 1.8 – Schéma et photographie des surfaces coandas placées sous les fentes d'expulsion de l'air (photographie d'après Haffner (2017)).

rayon caractéristique de ces pièces est noté r_c, et ne dépasse pas $9 \times h$ (9 mm), soit 3 % de la hauteur du culot.

2.2 Instrumentation de la maquette

Soufflerie

La maquette ActivROAD est utilisée dans la soufflerie à retour de type S620 de l'ISAE-ENSMA, à Poitiers. Elle est opérée et gérée par l'Institut Pprime, contributeur essentiel d'ActivROAD. La figure 1.9 présente un schéma de la soufflerie et de ses composants. Lorsque le fluide rencontre un coude dans le retour de la soufflerie, des panneaux en bois favorisent sa courbure pour que le virage évite de générer une grande quantité de turbulences. Avant le passage dans la section expérimentale, la veine d'essai, un réseau de nids-d'abeilles métalliques de maillage décroissant réduit le taux de turbulence de l'écoulement avant la veine d'essais.

Les expériences peuvent être réalisées dans la veine d'essai, avec un fluide de vitesse homogène présentant un taux de turbulence de l'ordre de 0.5 % pour les différentes vitesses de fonctionnement employées (de 20 à 45 m/s).

Enfin, la soufflerie est équipée en capteurs de pression (p_{ref}), de température de référence (T_{ref} (°C)) ainsi que d'un tube de Pitot (p_{pitot}) permettant de déterminer la vitesse de l'écoulement V_∞ selon la relation :

$$V_\infty^2 = \frac{2(p_{pitot} - p_{ref})}{\rho} \quad \text{avec } \rho = \frac{p_{ref}}{\mathrm{R}T_{ref}} \tag{1.11}$$

où $\mathrm{R} = \dfrac{R}{M_{air}}$ est la constante associée à l'air dans l'équation d'état des gaz parfaits (R est la constante universelle des gaz parfaits et M_{air} est la masse molaire de l'air).

De plus, dans la veine d'essai, la maquette ActivROAD est surélevée sur un plancher aérodynamique comme décrit à la figure 1.10, de façon à ce qu'elle ne se trouve pas plongée dans la couche limite de l'écoulement dans la soufflerie

Instrumentation

Tout d'abord, la maquette ActivROAD est pourvue de capteurs de pression pariétaux

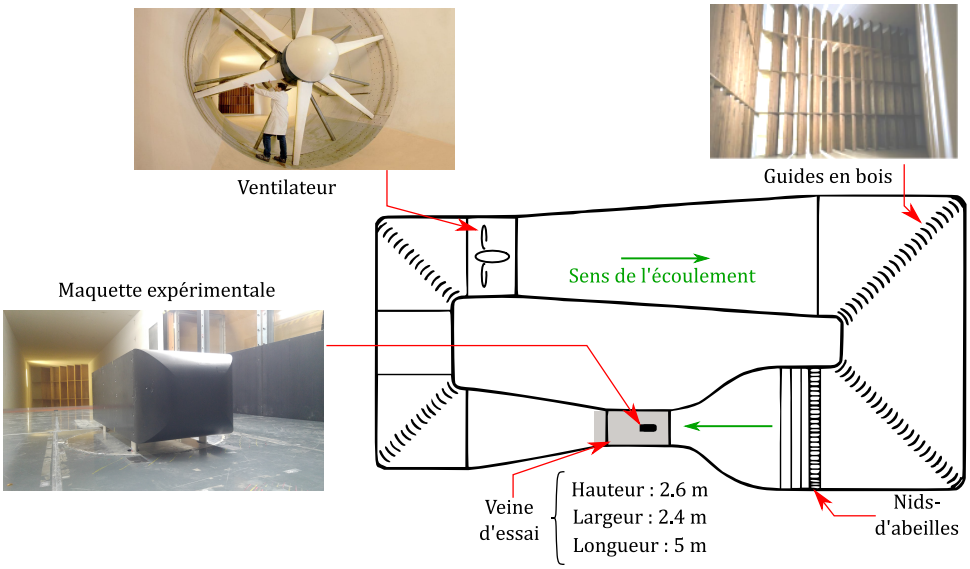


FIGURE 1.9 – Schéma de la soufflerie S620 de l'ENSMA à Poitiers et de ses constituants : photographies du ventilateur principal, des panneaux de bois guidant les déviations de l'écoulement et de la maquette dans la soufflerie.

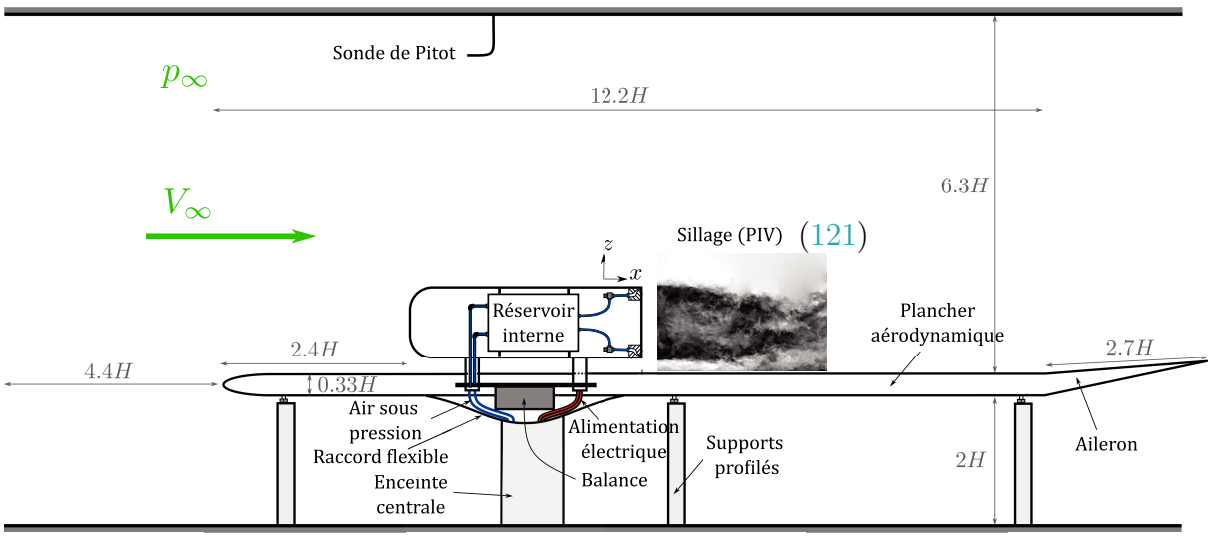


FIGURE 1.10 – Schéma de la maquette ActivROAD (configuration voiture) placée dans la veine d'essais (par Haffner (2017), Haffner et al. (2020b)).

TABLEAU 1.2 – Capteurs de pression différentiels de la maquette ActivROAD.

Capteurs différentiels	Stationnaires	Instationnaires
Bande passante	325 Hz	2 kHz
Acquisition	200 Hz	2 kHz
Plage de mesures	10^3 Pa	250 Pa
Précision	0.15 %	0.10 %
Quantité	64	12
dont sur le culot	35	12

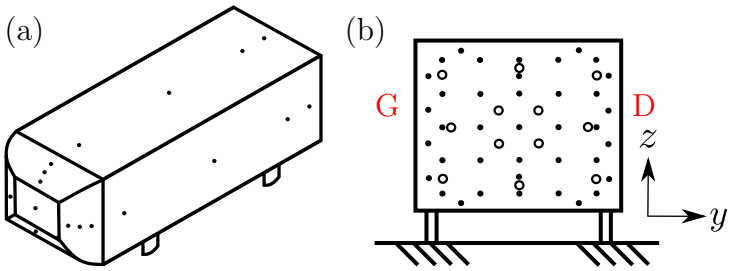


FIGURE 1.11 – Répartition des capteurs de pression sur la maquette ActivROAD (a) et sur le culot (b) : capteurs stationnaires • et capteurs instationnaires ∘ (reprise de Haffner et al. (2020b)). La convention gauche/droite des côtés latéraux est précisée par G et D.

différentiels permettant en particulier de mesurer la dépression au culot afin de servir d'indicateur d'évolution de la traînée lors des phases de contrôle. Les capteurs de pression sont de deux types décrits dans le tableau 1.2.

Grâce aux capteurs dits *stationnaires*, on obtient des données moyennes spatiales précises de la répartition de pression, et grâce aux capteurs dits *instationnaires*, on observe les phénomènes de pression au culot de la maquette avec une importante résolution temporelle. La figure 1.11 présente la répartition des capteurs de pression sur la maquette avec une vue (a) en perspective de l'avant et une vue (b) du culot.

La maquette ActivROAD est également montée sur une balance aérodynamique Kistler 9129AA (cf. figure 1.10) qui repose sur une platine pivotante pilotable. Cette balance utilise des capteurs piézoélectriques et permet des mesures d'efforts dans une plage de ±10 kN donnant après traitement numérique les 3 efforts : F_x, F_y, F_z ; et les 3 moments : M_x, M_y, M_z s'appliquant sur la maquette. Les signaux de la balance sont enregistrés à travers une interface et un système d'acquisition dédié. Un signal de synchronisation lie donc les mesures de balance avec les signaux de pression. Enfin, les axes de la maquette et ceux de la balance sont toujours alignés.

La platine pivotante est actionnée par un moteur pour effectuer des rotations de petites amplitudes de l'ordre de 2.5° autour de l'axe vertical $\vec{z}$. Toute amplitude supérieure implique un démontage partiel du système de fixation de la maquette. L'angle imposé entre la direction de l'axe x de la maquette et la direction de l'écoulement dans la veine d'essai est nommé *angle de dérapage* et est noté β tel que représenté en figure 1.7.

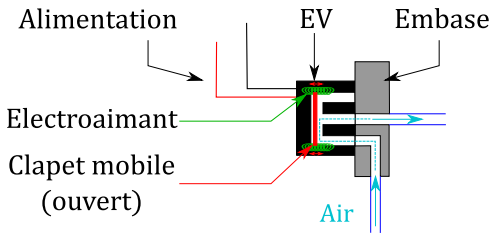


FIGURE 1.12 – Schéma de la structure interne d'une électrovanne et du passage de l'air lors d'une phase d'ouverture.

2.3 Système d'actionnement

L'actionnement est assuré par des électrovannes (EVs) pneumatiques haute fréquence permettant de générer des jets d'air sur tout le pourtour du culot de la maquette. On utilise des électrovannes haute fréquence de type SX11-AJ de SMC avec une fréquence maximale d'utilisation de l'ordre de 1 kHz. Les EVs sont constituées d'un canal d'accès, d'un électroaimant, d'un clapet métallique et d'un canal d'éjection, comme illustré en figure 1.12. Le fonctionnement des EVs repose sur le déplacement d'un clapet métallique qui ouvre et ferme le passage de l'air sous pression. En particulier, la fermeture de chaque EV est assurée par un ressort pneumatique. Plus de détails sur le fonctionnement de ce type d'EVs peut être trouvé dans Xiang et al. (2010) et dans la documentation technique reportée en annexe A.3.

Les EVs ne peuvent pas fonctionner sans air sous pression car il faut assurer l'action du ressort pneumatique sur le clapet [4], et, en pratique, la pression minimale d'utilisation dépend de la fréquence d'actionnement ($0 < f < 1$ kHz).

La maquette ActivROAD contient par conséquent un réservoir interne d'air sous pression régulé à une pression de consigne P_i par un correcteur PID (cf. figure 1.10).

À la sortie de chaque EV, des tubulures en plastique flexible conduisent l'air sous pression vers deux diffuseurs débouchant sur les fentes d'éjection [5]. Ces diffuseurs ont été dimensionnés pour réaliser une transition à section constante (à savoir 40 mm^2) entre les tubes et les fentes rectangulaires (voir figure 1.13). Ce dispositif permet d'obtenir des vitesses *moyennes* de jet proches de celle de l'écoulement du fluide autour de la maquette (maximum 45 m/s environ).

Les jets sont pilotés à partir de quatre signaux de commande $0 - 5$ V de type TTL générés par un système de prototypage rapide MicrolabBox de dSpace. Chaque signal carré TTL pilote un côté de la maquette via un boîtier de commande alimentant identiquement les EVs du côté (cf. figure 1.14. Ce signal carré est défini par la loi de commande ou directement par les réglages de l'expérimentateur en fixant une fréquence d'actionnement f et un rapport cyclique (RC $\in [0, 1]$).

4. La documentation technique du produit préconise une pression d'alimentation minimale de 0.25 MPa.

5. à l'exception de deux EVs situées à proximité des coins supérieur droit et inférieur gauche de la maquette

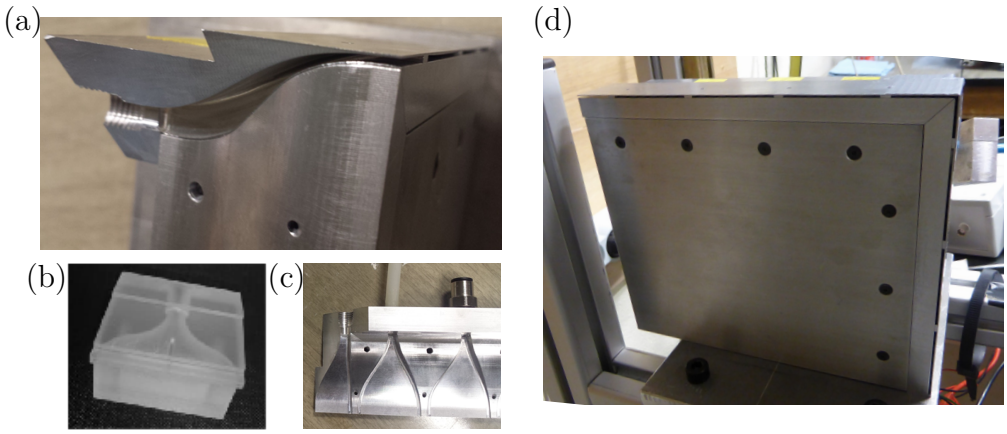


FIGURE 1.13 – Illustrations de la forme des chambres de diffusion des jets et de leur intégration dans un quart de culot prototype de la maquette : (a) coupe d'un diffuseur placé au coin de la maquette (non utilisé pendant les essais) ; (b) vue d'un diffuseur semblable d'après Bideaux et al. (2011) ; (c) partie supérieure des diffuseurs du haut de la maquette montrant le développement de la forme de la chambre de diffusion jusqu'à une section rectangulaire ; (d) quart de culot prototype de la maquette montrant les fentes réparties sur le bord du culot.

Comme le même actionnement est imposé à chaque EV d'un côté, on dira par la suite qu'un côté est :

- *activé* lorsque les EVs alimentant les fentes lui étant associées sont actionnées ;
- *éteint* lorsque le signal de commande des EVs est maintenu à 0 V.

Les boîtiers de commande délivrent un signal amplifié de 24 V et pilotent au maximum quatre EVs (cf. figure 1.14). Ils ont été développés au sein du Laboratoire Ampère afin d'exploiter les dynamiques élevées des EVs et tester des actionnements par jets pulsés à très haute fréquence. Chaque boîtier est équipé d'une mesure du courant permettant de vérifier le bon fonctionnement de la voie alimentant une EV.

La figure 1.15 montre un exemple de l'évolution du courant dans une EV en fonction du signal de commande TTL (0-5 V) pour deux fréquences d'actionnement (350 Hz et 1050 Hz) et présente deux régimes caractéristiques de fonctionnement :

- Lors de la commande d'ouverture (ON) (signal 5 V) :
  - La tension de 24 V est appliquée à l'électroaimant durant $t_o = 480$ μs de façon à établir un courant élevé ($\sim$ 1 A) et déclencher rapidement le déplacement du clapet métallique. Physiquement, l'apparition d'un point d'inflexion PI dans la caractéristique de l'intensité marque l'ouverture du clapet.
  - Ensuite, un contrôle en intensité de 500 mA est imposé pour garantir l'ouverture de l'EV sans provoquer la surchauffe de l'électroaimant (phase de maintien t_p) durant tout le temps restant pour lequel le signal vaut 5 V.
- Lors de la commande de fermeture (OFF) (signal 0 V) :

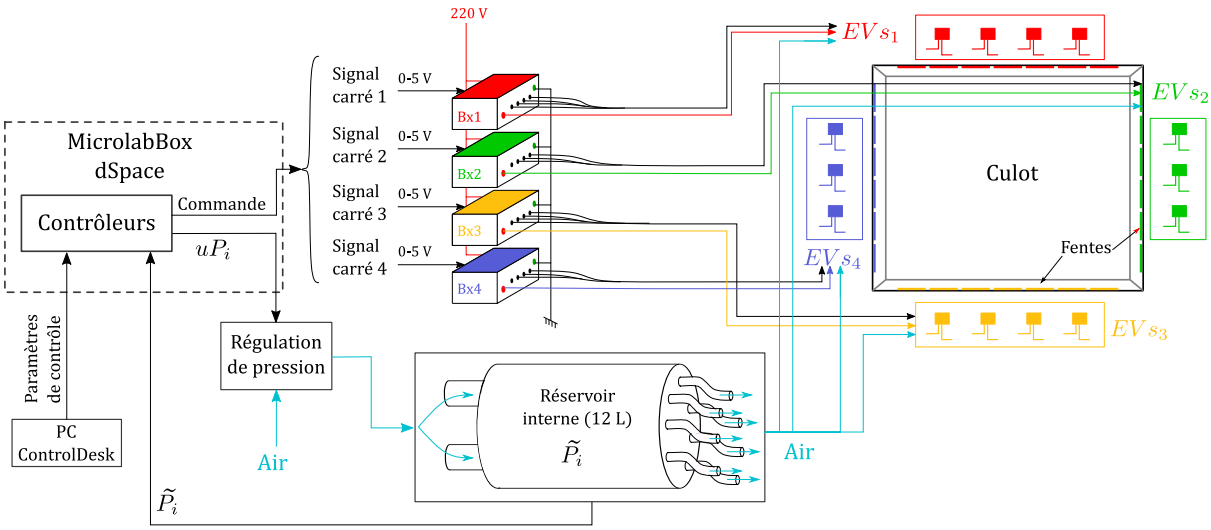


FIGURE 1.14 – Schématisation de l'attribution de la commande aux EVs.

– La tension dans l'EV est rendue négative pour annuler le courant dans l'électroaimant le plus rapidement possible (phase de fermeture $t_c \sim 120$ μs) et fermer le clapet métallique. En raison de possible retard à la fermeture des EVs, les schémas de la figure 1.15 présentent une période de soufflage effective plus longue que la période où $I \neq 0$ dans l'électroaimant.

Au cours d'un cycle, les durées nécessaires à l'ouverture totale de l'EV et à sa fermeture totale sont fixées par le type d'électrovanne utilisé. Ces contraintes définissent la limite maximale de fréquence applicable aux EV, à savoir 1050 Hz, ainsi que la gamme de variation du RC selon la fréquence d'actionnement (voir figure 1.15). Le régime de fonctionnement à $f = 1050$ Hz et $RC = 0.5$ s'est révélé satisfaisant expérimentalement, et sera largement utilisé dans la thèse. Cependant, cette fréquence est la limite d'utilisation des EVs, ce qui induit un comportement particulier des jets détaillé en section 3 du chapitre 2.

L'intégration de la maquette dans la veine d'essai nécessite de générer le moins de perturbations possible dans l'écoulement par les dispositifs de mesure et d'actionnement. De ce fait, les câbles des commandes des EVs, les tuyaux d'alimentation du réservoir interne et les câbles des signaux des capteurs de pression de la maquette transitent tous par les pieds de la maquette à travers le plancher aérodynamique, puis via une enceinte centrale profilée à travers le plancher de la soufflerie vers l'extérieur de la veine d'essai.

Détails du contexte expérimental

Comme il a été présenté ici, le système expérimental utilisé lors de cette thèse est complexe et son accès est limité. En effet, malgré l'étroite collaboration des membres du projet ActivROAD, les équipes du laboratoire Ampère, basé à Lyon, et celles de l'Institut Pprime, basé à Poitiers ont pu seulement convenir de quelques accès à la

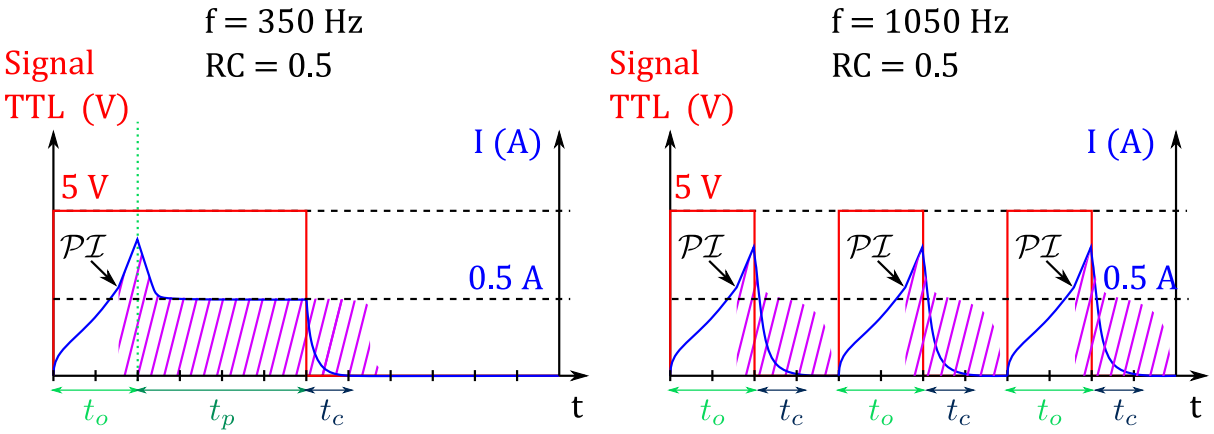


FIGURE 1.15 – Représentation de l'évolution du courant dans l'EV lors des cycles d'ouverture et de fermeture pour deux fréquences d'actionnement : 350 Hz, et 1050 Hz. Les hachures violettes représentent les phases de soufflage approximatives.

soufflerie de l'ENSMA à Poitiers. Ces accès étaient limités dans le temps et chaque nouvelle utilisation de la maquette ActivROAD nécessitait une période de montage et de démontage relativement importante.

Dans un premier temps, les études expérimentales ont exploré les capacités du système d'actionnement pour agir sur le sillage à l'arrière de la maquette pour spécifier les démarches de contrôle en boucle fermée offertes par l'actionnement à très haute fréquence ($f \sim 1$ kHz). Durant le temps alloué aux essais, il n'était cependant pas possible de traiter l'entièreté des données au fur et à mesure. Ainsi, nous avons favorisé les cas de tests qui semblaient les plus pertinents aux cours de nos expérimentations. A posteriori, l'analyse complète des données recueillies montre des effets qu'il aurait été intéressant d'approfondir si le temps alloué aux expériences avait pu être étendu.

Cette thèse présente objectivement les cas les plus intéressants pour la résolution de ses problématiques. Elle appelle naturellement à des essais futurs qui puissent bénéficier de l'expérience récoltée au cours de nos travaux.

Conclusion

Pour synthétiser cette partie, on peut dire que le contrôle de traînée des véhicules est un moyen pertinent de réduire la consommation énergétique des véhicules tout en conservant une forme adaptée à l'usage actuel des véhicules de transport. En effet, le contrôle passif seul ou le contrôle en boucle ouverte permettent d'ores et déjà de modifier la traînée de pression des véhicules. En revanche, ces approches gagnent à être complétées de méthodes plus robustes de contrôle de la traînée via des techniques en boucle fermée.

Bien qu'applicable pour le cas du sillage des véhicules, le contrôle de traînée en boucle fermée se heurte au manque de modèle complet entre le sillage des véhicules, l'actionnement du fluide et la traînée aérodynamique.

Ce chapitre ouvre des perspectives de développement pour des méthodes de contrôle robustes et rentables de la traînée aérodynamique, mais aussi des verrous techniques importants :

- Peut-on utiliser les jets pulsés de la maquette ActivROAD à haute fréquence pour réduire la traînée ?
- Comment définir un modèle d'écoulement permettant de représenter les relations entre actionnement, sillage et traînée pour les véhicules routiers ?
- Comment adapter les stratégies de contrôle à appliquer en fonction des différences environnementales qui modifient ces relations ?
- Comment prendre en compte l'énergie nécessaire à l'actionnement dans le contrôle en vue de réaliser des gains énergétiques ?

La thèse permettra d'aborder ces différentes tâches au fil des chapitres suivants. Dans un premier temps, nous nous concentrons sur la compréhension de l'écoulement à l'arrière de la maquette à culot droit en vue d'établir un modèle physique des relations de la traînée à partir des équations de Navier-Stokes.

Chapitre 2

Modèle d'écoulement des couches de mélange

Sommaire

1 Méthodes de contrôle de la traînée aérodynamique 11

1.1 Vocabulaire de la traînée de pression 11

1.2 Méthodes passives et méthodes actives 16

1.3 Contrôle actif de la traînée 19

1.4 Récapitulatif 23

2 Dispositif expérimental 25

2.1 Maquette expérimentale 25

2.2 Instrumentation de la maquette 26

2.3 Système d'actionnement 29

Conclusion 33

Introduction et organisation

Ce chapitre vise à définir un modèle d'écoulement à l'arrière d'un corps d'Ahmed générique à culot droit représentant un véhicule routier. Un tel modèle permettrait d'apporter une solution à l'absence de mesures dans le sillage des véhicules afin de réduire efficacement la composante majoritaire de la traînée aérodynamique, la traînée de pression, grâce à un contrôle en boucle fermée.

Dans un premier temps, en partie 1, une étude des vitesses de l'écoulement dans le sillage et des symétries des structures turbulentes s'y développant est réalisée à partir de données de la littérature et de l'analyse de champs de vitesses fournis par les acteurs d'ActivROAD. Cette première étape nous permet de définir un modèle de comportement de la structure du sillage et de l'évolution des pressions.

Dans un deuxième temps, en partie 2, les équations de Navier-Stokes, sous la forme turbulente des équations de Reynolds, sont utilisées pour développer une forme d'équations

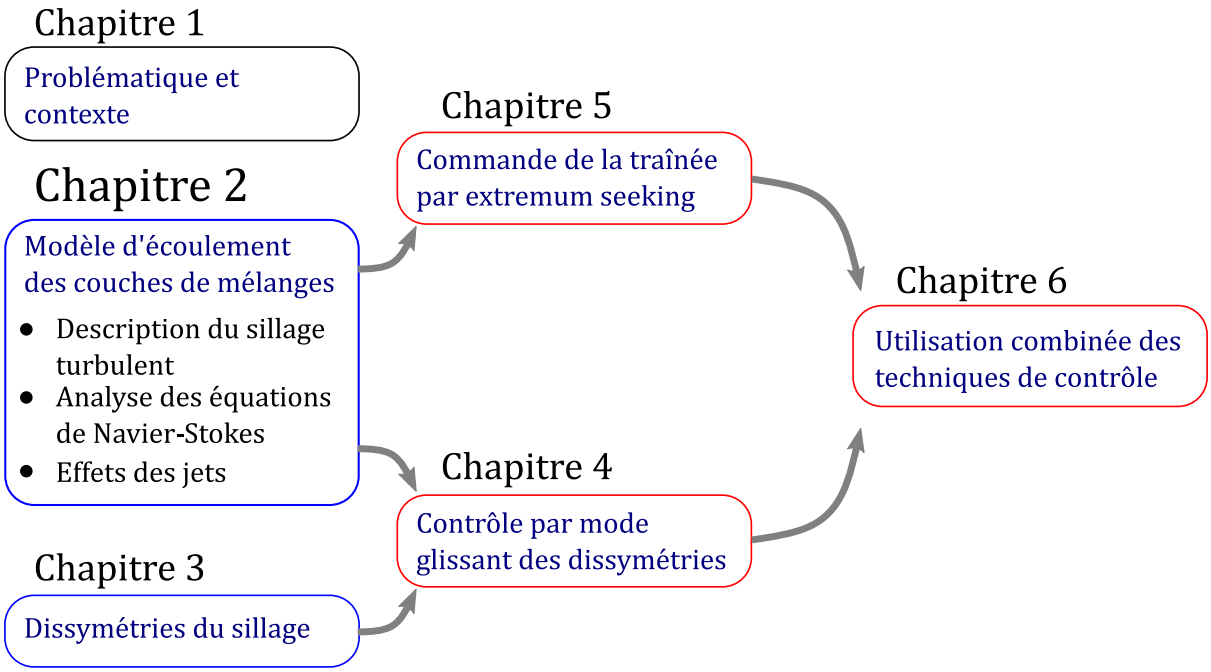


FIGURE 2.1 – Positionnement du chapitre 2 dans la thèse avec détail des parties principales le composant.

dynamiques qui pourrait être appliquée au contrôle des couches de mélanges à l'interface entre l'écoulement externe à haute vitesse et la zone de recirculation.

Ensuite, la nécessité de connaître les conditions limites au bord du domaine à modéliser conduit à étudier les dynamiques des jets pulsés utilisés pour le contrôle du sillage. Ce volet est développé en partie 3.

Enfin, on présente les principaux effets des jets sur le sillage de la maquette Activ-ROAD en vue de définir des relations entre l'excitation fréquentielle du sillage et les modifications de la forme du sillage et de la pression au culot.

Ce chapitre est une partie charnière de la thèse car il présente les dynamiques globales du sillage naturel (sans contrôle) mais aussi celles du sillage actionné en boucle ouverte. Il décrit notamment les difficultés de l'établissement d'un modèle physique basé sur les équations de la dynamique des fluides et les obstacles à franchir pour le développer. De plus, il présente l'action des jets qui vont être employés tout au long des sections expérimentales des chapitres 4, 5 et 6. Son intégration parmi les autres chapitres est illustrée par la figure 2.1.

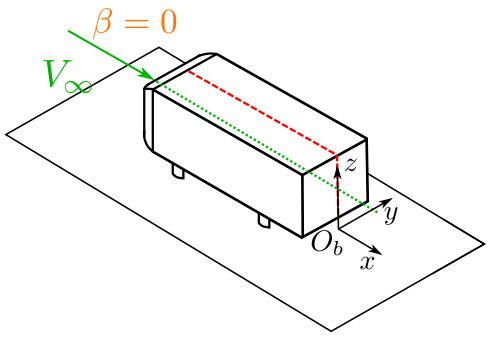


FIGURE 2.2 – Maquette ActivROAD alignée avec l'écoulement et repère de référence $\mathcal{R}_b$, (– –) plan de symétrie vertical.

1 Sillage dans le cas naturel

1.1 Vitesses du fluide dans le sillage

Analyse des vitesses

Tout d'abord, on présente certaines conventions sur l'étude du sillage d'un véhicule. On définit le repère $\mathcal{R}_b = (O_b, \overrightarrow{x}, \overrightarrow{y}, \overrightarrow{z})$ avec O_b placé sur le plancher et contenu dans le plan de symétrie vertical de la maquette ActivROAD (cf. figure 2.2).

Par la suite, *toutes les coordonnées et longueurs sont adimensionnées par la hauteur de la maquette H.*

Les directions du repère lié à la maquette sont employées pour étudier les champs de vitesse se développant dans le sillage. On définit la vitesse de l'écoulement par :

$$\overrightarrow{v} = v_x \overrightarrow{x} + v_y \overrightarrow{y} + v_z \overrightarrow{z} \tag{2.1}$$

Les composantes de la vitesse du fluide sont dépendantes du temps et de l'espace. Aussi, on sera amené à représenter leurs valeurs dans un domaine d'étude spatial selon leur forme instantanée (eg. v_x) ou bien moyennée temporellement (eg. $\overline{v_x}$).

Par ailleurs, la déformation des lignes de champ de la vitesse sous l'effet des turbulences induit des phénomènes d'enroulement. On mesure ces enroulements via la vorticité $\overrightarrow{\omega}$ de l'écoulement définie selon (Hunt et al. (1988), Pope (2001)) :

$$\overrightarrow{\omega} = \overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{v} \tag{2.2}$$

En particulier, la composante de la vorticité dans la direction $\overrightarrow{y}$ s'écrit :

$$\omega_y = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x}\right) \tag{2.3}$$

De plus, la vitesse de l'air est une quantité dont la mesure est majoritairement

possible grâce à des mesures unidimensionnelles. C'est le cas des tubes de Pitot, des anémomètres, et des capteurs par fils chauds, par exemple. Il est également possible d'obtenir des informations sur les directions des champs de vitesses sur une surface par l'observation de fils de laine ou de l'entraînement de grains de sable. Dans l'espace, en revanche, l'observation des mouvements d'un fluide nécessite le suivi de lignes de fumée, de bulles, pour un canal hydraulique, ou, pour plus de précision, l'analyse de l'évolution de champs de particules par PIV (Particle Image Velocimetry).

Dans cette thèse, des mesures de vitesse par fil chaud et des données issues de PIV sont largement étudiées. De manière succincte :

- La mesure par fil chaud emploie un filament conducteur chauffé dont la résistance électrique varie en fonction de sa température. Il existe alors une relation proportionnelle entre la résistance du filament et la vitesse dans l'écoulement où est plongé le capteur à cause de la variation de température du filament due à la convection de l'air. La mesure par fil chaud permet d'obtenir l'amplitude de la vitesse dans l'écoulement, mais ne permet pas de distinguer sa direction.
- La PIV est une technique consistant à ensemencer un écoulement avec des particules fines (de la fumée) et à photographier une nappe d'écoulement éclairée par un laser. En prenant des photographies avec un intervalle de temps très court, on peut capturer le déplacement des particules entre chaque photo. Cette analyse fournit un champ d'évolution des particules dans deux directions de l'espace dont la résolution peut être suffisamment grande pour étudier des phénomènes turbulents. En revanche, l'usage de la PIV pour un contrôle en boucle fermée reste anecdotique à cause de sa difficulté d'implémentation et du coût qu'elle représenterait si elle devait être utilisée pou rune application industrielle.

Plus de détails sur ces méthodes de mesure de vitesse sont fournis en annexe B.1.

Description

On se base sur la figure 2.3 tirée des travaux de Barros (2015) afin de présenter les différentes composantes de la vitesse dans le sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit.

Ces champs de vitesse sont observés par mesure PIV dans le plan de symétrie latérale de la maquette (plan vertical (O_b, x, z)) pour un écoulement aligné, sans contrôle, sans surface coanda, et pour une vitesse $V_\infty = 15$ m/s ($Re_H = 3 \times 10^5$).

2.3(a) Écoulement turbulent du sillage :
Cette figure représente les niveaux d'amplitude de la composante v_x de la vitesse de l'écoulement à un instant donné. On note la différence entre le domaine externe du champ PIV (en rouge) qui présente une vitesse homogène et positive, et la zone de recirculation (en bleu) où v_x est négative et fluctuante.
Les zones de transition entre l'écoulement externe et la zone de recirculation (couleurs

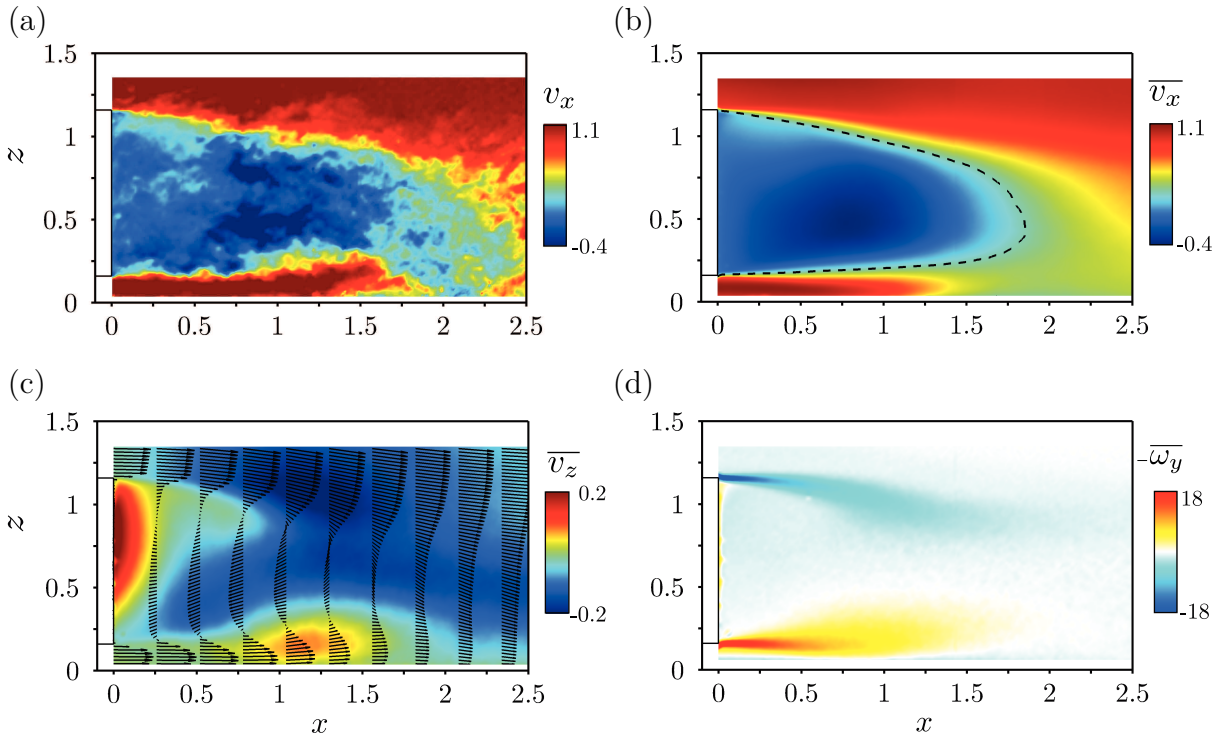


FIGURE 2.3 – Illustrations du sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit prises dans le plan de symétrie latérale ($y = 0$) selon Barros (2015) dans un cas non contrôlé d'écoulement à $V_\infty = 15$ m/s : a) valeurs instantanées de v_x ; b) valeurs moyennes $\overline{v_x}$ avec ligne de niveau à $\overline{v_x} = 0.25V_\infty$ en pointillés (– –) ; c) valeurs $\overline{v_z}$ et champs de $\overrightarrow{v}$ dans le plan à différentes positions x ; d) champs de vorticité moyenne $-\overline{\omega_y}$ dans le sillage illustrant les concentrations de vorticité dans les couches de mélange.

jaunes) sont des couches de mélange turbulentes qui concentrent des gradients de vitesse et de pression importants.

2.3(b) Champ de vitesse $\overline{v_x}$:
Les fluctuations de vitesse sont atténuées par la moyenne [1]. On y retrouve la zone d'écoulement extérieur, les zones de mélange et la zone de recirculation.
Bien que le champ de vitesse moyennée ne présente plus de signes de turbulence et de vorticité, il n'est pas comparable à celui d'un champ non turbulent, même moyenné.

2.3(c) Champ de vitesse $\overline{v_z}$ et champ de vitesse $\overrightarrow{v}$ à différentes abscisses :
Un flux vertical ascendant est concentré sur la partie haute du culot, tandis que la vitesse longitudinale $\overline{v_x}$ est faible en valeur absolue. Au bord du culot, v_x est convertie en v_z en un mouvement s'enroulant dans la zone de recirculation.
De plus, le champ de vitesse complet $\overrightarrow{v}$, représenté pour différentes abscisses sous forme de flèches noires, montre l'évolution de $\overrightarrow{v}$ dans le sillage et le recollement à partir de l'abscisse $x = 1.5$ où v_x devient strictement positive sur toute la hauteur du sillage.

1. sur 2500 champs de vitesse enregistrés pendant 9 minutes

2.3(d) Vorticité $\overline{\omega_y}$:

La vorticité quantifie l'enroulement tourbillonnaire dans l'écoulement. Bien qu'elle soit générée par des phénomènes rapides et turbulents, la vorticité est une quantité à moyenne temporelle non nulle. On voit que les plus hauts niveaux de vorticité (en valeur absolue) sont localisés au niveau des couches de mélange, puis que les enroulements sont transportés par convection vers l'aval de l'écoulement.

Le sillage d'une maquette simplifiée de véhicule présente donc des dynamiques spatiales complexes qu'il est primordial de comprendre pour lier les évolutions structurelles du sillage aux pressions appliquées sur le culot des véhicules.

En termes de modélisation de l'écoulement à l'arrière de la maquette, la représentation de l'impact des fluctuations turbulentes sur l'évolution moyenne du sillage est un verrou critique. En effet, les phénomènes turbulents rapides ont des conséquences macroscopiques sur l'écoulement moyen, et une mauvaise représentation des niveaux de turbulence peut fausser la reconstruction de l'état du sillage ou sa simulation.

Dans les méthodes de simulations numériques, des modèles permettent de représenter les effets de la turbulence et de simplifier les calculs effectués. La résolution des équations complètes de la mécanique des fluides (équations de Navier-Stokes) en simulations, n'est, en revanche, pas adaptée pour la régulation en temps réel du sillage des véhicules à cause de temps de calculs importants.

De ce fait, un modèle permettant de représenter globalement les effets principaux des turbulences locales sur le sillage pourrait être utilisé pour développer une loi de commande des évolutions de pression du sillage basée sur l'utilisation de mesures clés physiquement obtenable sur un produit industriel. Le challenge principal à relever est donc de définir des modèles nécessitant des temps de calcul réduits et permettant une représentation correcte des variations rapides du système à partir de ces mesures.

Dans le cas du sillage de véhicule, même sous la forme simplifiée du corps d'Ahmed, les modèles d'écoulement tridimensionnels sont rares car l'écoulement demeure très complexe. Certains auteurs proposent cependant des pistes de modélisation de cas bidimensionnels qui pourraient permettre de prendre en compte certains des phénomènes apparaissant en 3D comme le corps d'Ahmed à culot droit (Feingesicht et al. (2016), Illingworth et al. (2012), Stella et al. (2017)).

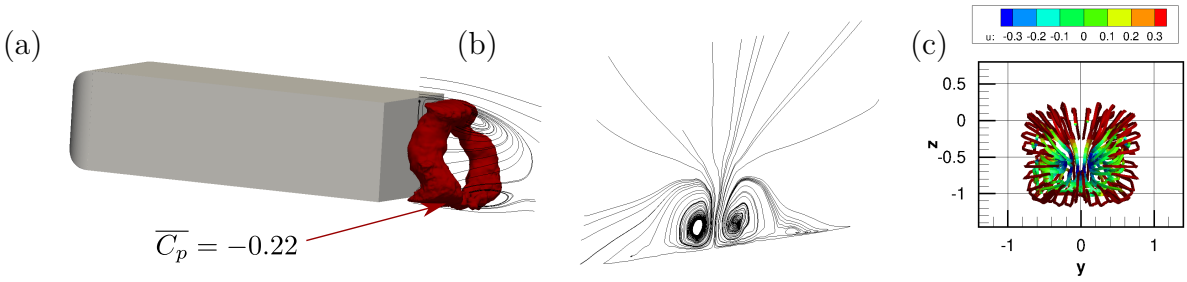


FIGURE 2.4 – Organisation du sillage tridimensionnel des corps d'Ahmed à culot droit à haute vitesse : (a) iso surface du champ de pression à $C_p = -0.22$ et lignes de champ de vitesse (Evstafyeva, 2018) ($Re_H = 3.3 \times 10^4$) ; (b) lignes de champ de vitesse en aval du corps dans un plan de normale $\overrightarrow{x}$ (Evstafyeva, 2018) ; c) Représentation des lignes de courant et des amplitudes de vitesse $u = v_x$ en moyenne dans la zone de recirculation (Podvin et al., 2020) ($Re_H = 10^4$).

1.2 Relations de symétrie dans le sillage

Les résultats de simulations numériques obtenus ces dernières années ont grandement contribué à la compréhension de la structure du sillage des véhicules. Une description détaillée des avancées sur la représentation des turbulences et de la structure tridimensionnelle du sillage de différents corps d'Ahmed est reporté en annexe B.2. Ces simulations permettent principalement de mettre en évidence des structures symétriques, en moyenne, pour les niveaux de pression et des phénomènes convectifs dans le sillage des véhicules.

Les études par simulation de Rouméas et al. (2009), Evstafyeva (2018), Pellerin et al. (2016) et Podvin et al. (2020) portent sur la compréhension des phénomènes turbulents de la recirculation à l'arrière des corps d'Ahmed à culot droit et de leur impact sur les valeurs moyennes de pression et de vitesse.

Ainsi, la figure 2.4(a) présente la géométrie tridimensionnelle du sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit obtenue par simulations numériques pour un nombre de Reynolds $Re_H = 3.3 \times 10^4$ (d'après Evstafyeva (2018)). Les simulations numériques mettent à jour une structure torique formée par la surface à iso pression $\overline{C_p} = -0.22$ (qui correspond à une pression relativement faible) dans le sillage de la maquette numérique. Les lignes de champ de vitesse sont tracées en noir dans la figure pour visualiser comment le tore relie les zones tourbillonnaires moyennes de la zone de recirculation entre elles. On peut aussi observer dans un plan transverse (y, z) (cf. figure 2.4(b)) la manière dont l'écoulement se prolonge en aval du corps : deux tourbillons longitudinaux s'y trouvent, aspirant la matière depuis le culot vers l'arrière de l'écoulement.

En complément, la figure 2.4(c) (d'après Podvin et al. (2020)) présente les lignes de champ de vitesses moyennes de la zone de recirculation au bord du culot colorées selon les amplitudes de la vitesse longitudinale $u = v_x$. L'agencement structurel suit à nouveau un enroulement torique comme à la figure 2.4(a) pour les niveaux de pression.

Malgré des temps de calculs importants, les études numériques permettent de comprendre et d'étudier les phénomènes tridimensionnels turbulents et moyennés du sillage en vue de les modéliser. Il est notamment possible de trouver des relations de symétrie claires dans les structures des champs de pression et de vitesses moyennes qui dépendent des fluctuations turbulentes rapides.

Les sections suivantes présentent les caractéristiques importantes des écoulements moyens en 2D dans les plans de symétrie (O_b, x, z) de la maquette ActivROAD afin de définir une méthodologie de modélisation, tout d'abord bidimensionnelle. Dans un autre temps, dans le cas des corps d'Ahmed à culot droit, nous voudrions pouvoir utiliser les symétries dans les répartitions spatiales des pressions et des vitesses au culot pour généraliser ce modèle bidimensionnel en 3D. Cette démarche n'a toutefois pas été encore développée dans nos travaux.

1.3 Zone de recirculation et couches de mélange

Afin de modéliser les comportements principaux de l'écoulement à l'arrière d'un véhicule, on se concentre d'abord sur la structure moyennée temporellement des écoulements dans le sillage.

On étudie ici l'impact de la vitesse de l'écoulement V_∞ sur la zone de recirculation. La figure 2.5 permet la comparaison des champs de $\overline{v_x}$ et des lignes de courant pour des cas d'écoulements sans contrôle de 11 à 35 m/s ($Re_H = 3 \times 10^4$ à 9×10^4) à l'arrière d'une *maquette de camion* (rapport d'aspect $H^* = W/H < 1$) à échelle réduite.

Ces données ont été partagées par l'équipe du LMFA (Centrale Lyon) impliquée dans le projet ActivROAD afin de rechercher plus précisément le lien entre la vitesse d'écoulement, la pression au culot et la forme de l'écoulement de recirculation moyen.

Pour les différentes vitesses d'écoulement traitées, les sillages sont constitués d'une zone de recirculation avec deux vortex principaux :

- un vortex antihoraire localisé sur la partie basse du culot ;
- un vortex dans le sens horaire plus éloigné du culot, plus petit, en haut de la zone de recirculation.

On peut remarquer que cette organisation des vortex est opposée à celle de l'illustration de Barros (2015) en figure 2.3 qui utilise une maquette de voiture (rapport d'aspect $H^* > 1$).

L'augmentation de la vitesse d'écoulement V_∞ entraîne une augmentation de la traînée aérodynamique. Les champs de vitesses ci-dessus devraient donc montrer une intensification des phénomènes turbulents qui modifient les niveaux de pression dans la zone de recirculation. Toutefois, les champs de vitesse des cinq cas de la figure 2.5 sont

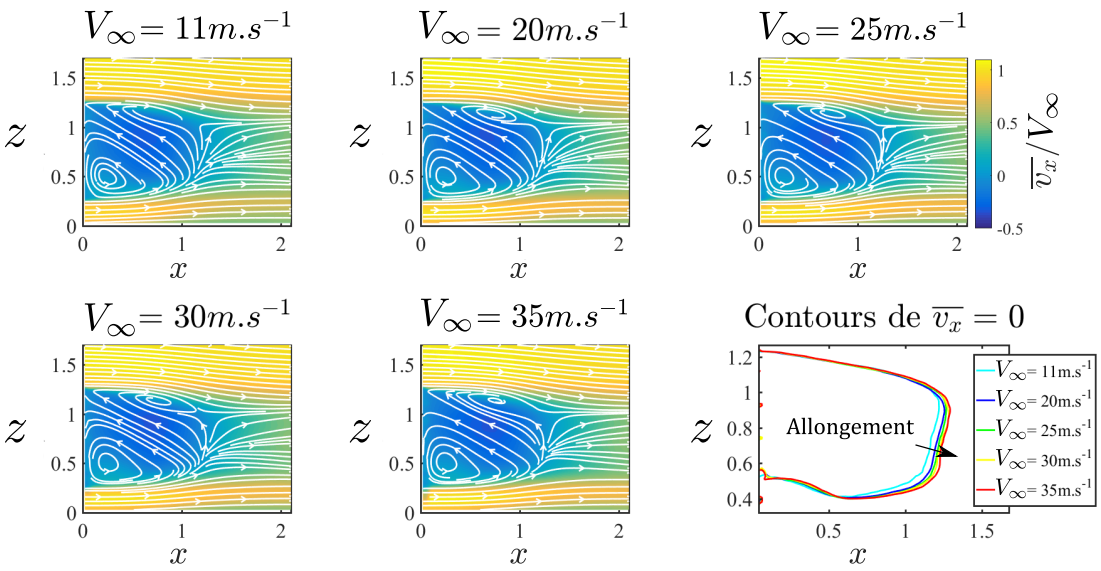


FIGURE 2.5 – Sillages d'une maquette de camion à culot droit, sans contrôle, pour différentes vitesses d'écoulement dans le plan (O_b, x, z).

très similaires : l'augmentation de V_∞ entraîne seulement un léger allongement de la zone de recirculation (cf. graphique des contours de $\overline{v_x} = 0$).

Comme pour des vitesses croissantes, la traînée aérodynamique augmente, l'allongement de la zone de recirculation pourrait être un indicateur qui caractérise l'effet dépressionnaire dans le sillage.

Il n'est cependant pas suffisant d'imposer une zone de recirculation la plus petite possible pour réduire la traînée aérodynamique.

En effet, dans les travaux de Barros et al. (2016), on peut trouver des sillages (actionnés par jets pulsés) avec des zones de recirculation courtes qui peuvent présenter une traînée supérieure à celle de sillages très allongés. En particulier, la réduction de la hauteur (et de la largeur) du sillage, même avec des longueurs de zones de recirculation plus grandes, produit des sillages de traînée *réduite*. En définitive, la forme des couches de mélange aux bords de la zone de recirculation impacte la traînée de pression. Un approfondissement de l'analyse des champs de vitesse disponibles est donc nécessaire.

On se concentre maintenant sur la couche de mélange au niveau du bord de fuite supérieur d'un corps d'Ahmed à culot correspondant à la maquette ActivROAD en configuration voiture. On se place à nouveau dans le plan de symétrie (O_b, x, z) de la maquette. On fait ici l'hypothèse que cette zone est commune aux maquettes de véhicules à culot droit, quel que soit leur rapport d'aspect. Ces données utilisent une résolution spatiale plus importante que celles de la figure 2.5, en se concentrant sur un champ plus petit.

La figure 2.6 présente les tracés des évolutions de $\overline{v_x}$ et de leur variation par rapport

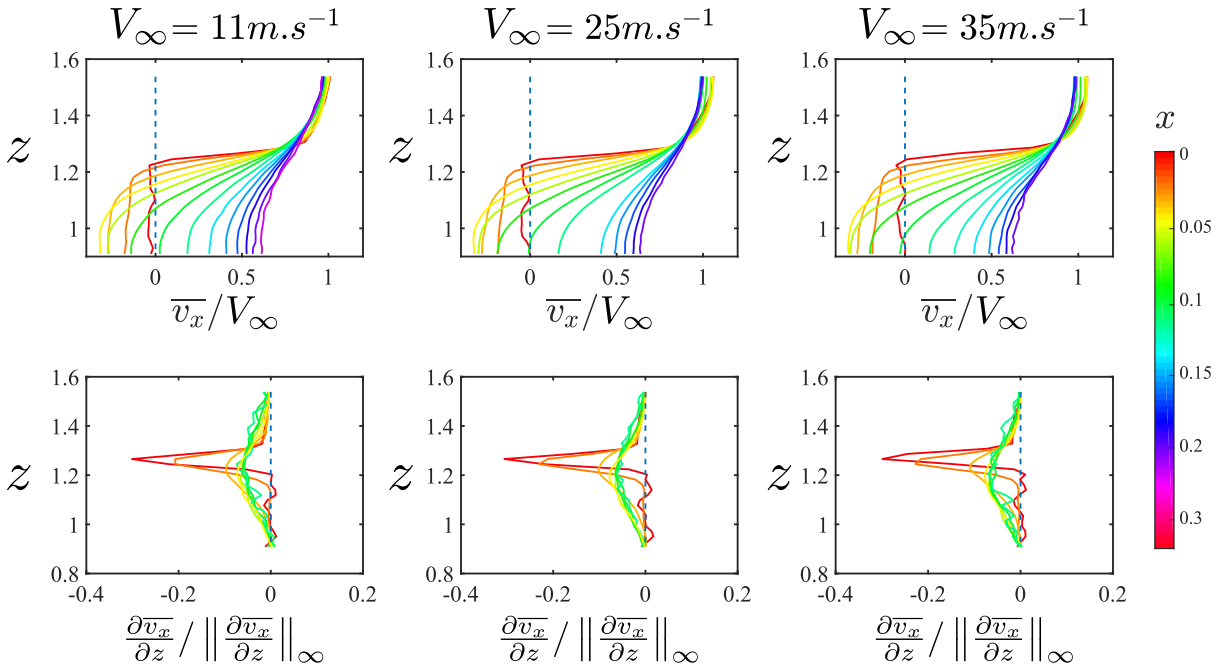


FIGURE 2.6 – Comparaison de la forme des courbes $\overline{v_x}(z)$ en fonction de la distance au culot pour différentes vitesses V_∞ : évolutions de $\overline{v_x}$ au niveau du bord supérieur du culot d'un corps d'Ahmed à culot droit ; tracé des dérivées $\dfrac{\partial \overline{v_x}}{\partial z}(x, z)$, pour $x \in [0\ ;\ 0.1]$.

à y pour différentes abscisses de x depuis le culot de la maquette et pour trois vitesses d'écoulement différentes. Les échelles de couleurs correspondent à différentes abscisses $x \in [0\ ;\ 0.2]$.

On note que la forme de $\overline{v_x}(x, z)$ est caractéristique de celle d'une zone de mélange (Pope (2001), Schlichting and Gersten (2017)) entre deux couches de fluides de vitesses différentes. Pour les trois vitesses d'écoulement, les évolutions de $\overline{v_x}$ et de sa dérivée, présentent des caractéristiques très semblables comme vu à la figure 2.5. On note toutefois, un entraînement plus important pour les plus grandes vitesses avec le décalage des courbes de $\overline{v_x}$ vers la droite des graphiques.Les allures des courbes de dérivées de $\overline{v_x}(x, z)$ correspondent à des courbes quasi gaussiennes centrées. L'empreinte du pied de ces courbes peut alors nous renseigner sur l'évolution de la taille de la zone de mélange dans le sillage.

La figure 2.7 trace pour les données de l'écoulement naturel à $V_\infty = 25$ m/s :

2.7(a) En rouge (—), l'évolution de l'ordonnée du point d'inflexion de $\overline{v_x}(x, z)$ pour les différentes abscisses $x \in [0; 2]$, et les courbes des dérivées $\dfrac{\partial \overline{v_x}}{\partial z}(x, z)$ directement à la position d'abscisse correspondante.

2.7(b) En rouge (—), l'évolution du point d'inflexion en comparaison avec l'évolution de 2σ, en vert foncé (—), soit deux fois l'écart type des courbes en cloche.

Ces deux graphiques permettent de voir une déviation globale du point d'inflexion de

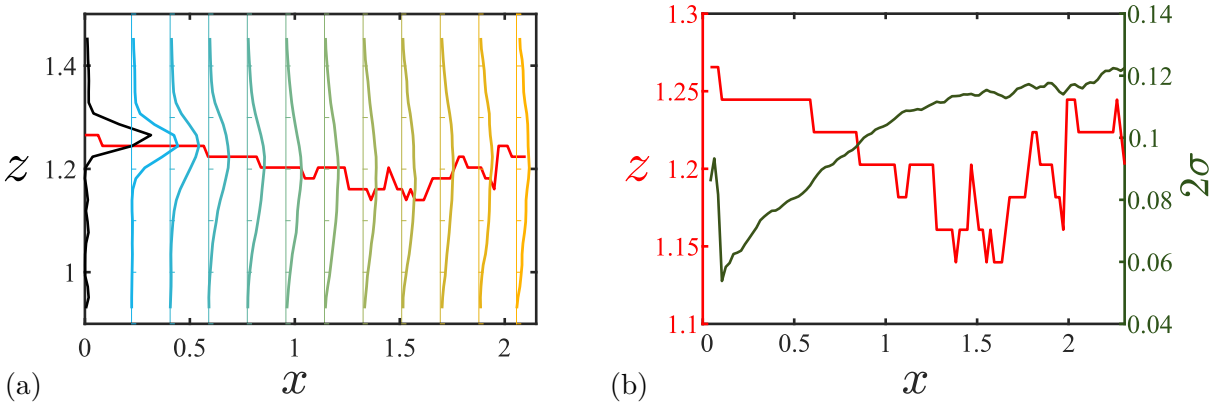


FIGURE 2.7 – Détails sur l'évolution de la couche de mélange supérieure dans le cas d'un corps d'Ahmed à culot droit dans un fluide aligné à 25 m/s ($Re_H = 1.17 \times 10^5$) : (a) visualisation de l'évolution du point d'inflexion des vitesses longitudinales dans la couche de mélange (—) et des formes gaussiennes de la dérivée $\frac{\partial \overline{v_x}}{\partial z}(x, z)$; (b) évolution de la position z du point d'inflexion (—) et de l'écart type des courbes dérivées (—).

la vitesse longitudinale vers le bas lors du développement de la couche de mélange. Cette déviation est nette jusqu'à $x \sim 1.5$, c'est-à-dire jusqu'à l'abscisse du point de recollement du sillage. La couche de mélange subit également d'une diffusion visible par l'étalement des courbes des dérivée de la vitesse (figure 2.7(a)). Loin du culot, la diffusion de la zone de mélange perturbe la précision de la localisation du point d'inflexion de $\overline{v_x}$, mais la largeur de la couche de mélange semble toujours se développer vers une valeur asymptotique.

Ces évolutions de la couche de mélange sont cruciales pour la modélisation de l'écoulement à l'arrière du corps d'Ahmed à culot droit. Il serait intéressant de pouvoir caractériser les mêmes évolutions de la couche de mélange dans le cas d'un contrôle de traînée par jets pulsés. En revanche, une bonne résolution spatiale des données PIV de la couche de mélange est nécessaire et des campagnes de mesures dédiées manquent pour affiner cette étude..

1.4 Impact de la modification des couches de mélange

La modification de la forme des couches de mélange qui pourrait impacter favorablement la forme du sillage pour réduire la traînée de pression peut toutefois générer des effets antagonistes sur le corps du véhicule. On présente le cas des travaux de Szmigiel et Chacaton (2017) à la figure 2.8.

Ces champs de vitesses et de pressions obtenus par simulations numériques comparent le cas d'une remorque classique, à arrière droit et d'une remorque avec un volet déflecteur (incliné à 22°) placé au niveau du bord supérieur du culot. On voit dans l'image (c) que l'ajout du volet déflecteur provoque une modification importante de la direction des lignes de champ de l'écoulement et de la zone de recirculation.

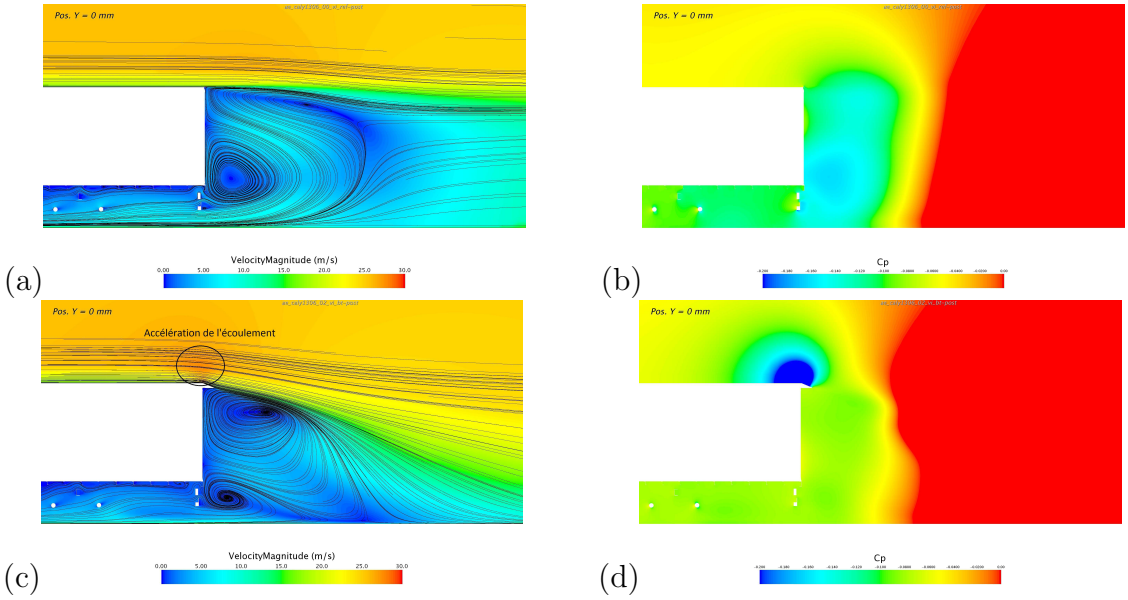


FIGURE 2.8 – Comparaison des zones de recirculation et des champs de pression statique dans le plan vertical de symétrie (O_b, x, z) obtenus par simulation : (a-b) remorque de camion à culot droit classique ; (c-d) remorque avec un volet déflecteur placé au bord de fuite supérieur, d'après Szmigiel et Chacaton, Renault Trucks (2017).

Le changement de condition aux bords au niveau de l'arête supérieure modifie la courbure de la couche de mélange. La modification de l'écoulement dans le sillage est favorable à la réduction de la traînée comme le montre le champ de pression (d) puisque la pression au culot est plus grande que dans le cas (b). Cependant, l'accélération du fluide au niveau du bord de fuite du toit est à l'origine d'une dépression sur le volet (zone bleue, image (d)). Cette dépression peut causer un effort supplémentaire sur la surface du corps qui s'ajoute à celui de la traînée de pression classique. Ainsi, même si les niveaux de pression sur le culot sont plus élevés, la dépression apparaissant lors de la vectorisation du champ aux bords du culot contribue à augmenter la traînée.

La déviation des lignes de champ moyennes vers la zone dépressionnaire peut donc jouer un rôle crucial dans la modification de la zone de recirculation et l'augmentation de la pression moyenne au culot. L'effet du volet déflecteur de la figure 2.8 sur le sillage montre que les zones de mélanges sont des lieux propices pour ces modifications. Cette zone de mélange doit donc faire l'objet des efforts de modélisation de la thèse.

1.5 Démarche de modélisation

L'observation de l'écoulement naturel après un corps d'Ahmed non profilé a permis de montrer que la réduction de traînée aérodynamique était liée à la maîtrise de l'évolution des vitesses dans les couches de mélange qui se développent depuis les bords du culot. On a pu voir également que l'étude des champs de vitesse moyennés était suffisamment riche

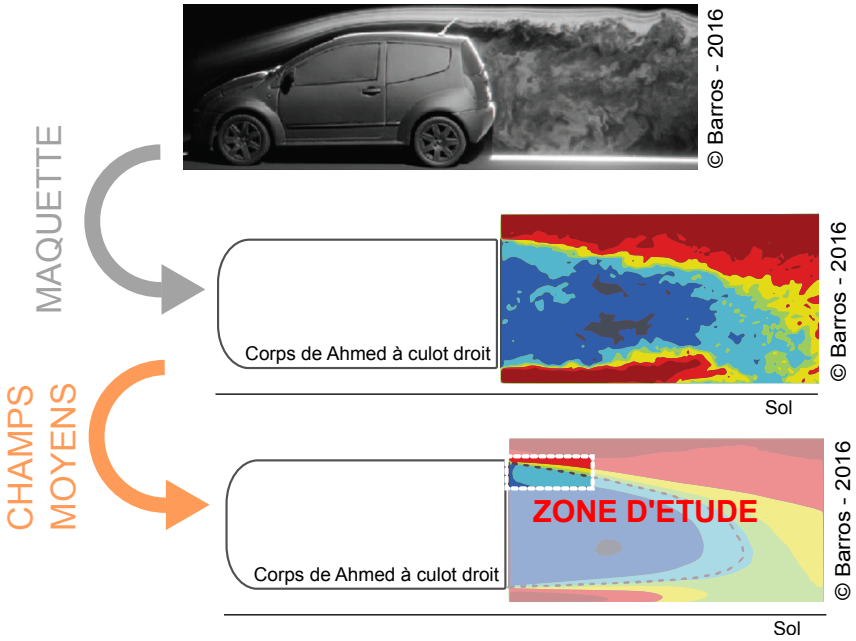


FIGURE 2.9 – Définition du domaine de modélisation bidimensionnel du sillage des véhicules.

pour permettre de proposer des relations entre la forme du sillage et la traînée de pression.

Le schéma en figure 2.9 présente le processus d'analyse proposé pour définir un modèle simplifié de l'écoulement à partir des observations expérimentales et de la physique de l'écoulement.

En se basant sur la maquette du corps d'Ahmed pour représenter un véhicule, on peut étudier l'écoulement turbulent dans le sillage d'un véhicule générique. Cet écoulement turbulent peut être simplifié par la moyenne temporelle des champs de vitesse et de pression. Cette moyenne permet la modélisation des organisations et des dynamiques moyennes engendrées par les turbulences. Ensuite, la zone de décollement où s'amorcent les mélanges de fluide aux bords du sillage semble être une zone cruciale pour deux raisons :

- il s'agit du lieu où les quantités de vitesse et de niveau de pression subissent leurs plus grandes fluctuations ;
- il s'agit de l'endroit où l'actionnement pourra impacter le sillage.

C'est donc logiquement cette zone spécifique que l'on devrait d'abord modéliser pour permettre l'utilisation de démarches de contrôle en boucle fermée pertinentes sur le sillage.

Comme observé lors de l'analyse de champs simulés de l'écoulement à l'arrière du corps d'Ahmed en 3D, les champs moyennés et globaux présentent des symétries. Cela permet d'envisager l'utilisation des modèles locaux 2D pour potentiellement générer un modèle 3D simple, composé de la superposition de modèles bidimensionnels pourvus de conditions limites différentes, pour une application en boucle de contrôle en temps réel.

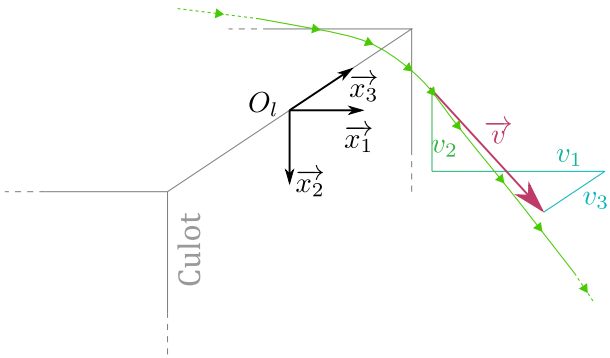


FIGURE 2.10 – Schéma de représentation du repère $\mathcal{R}_l = (O_l,\ \overrightarrow{x_1},\ \overrightarrow{x_2},\ \overrightarrow{x_3})$ au bord de fuite du culot et de la décomposition de $\overrightarrow{v}$ employée dans cette partie.

Il est donc proposé de suivre la méthodologie de modélisation suivante pour le développement d'une méthode de contrôle permettant la réduction de la traînée :

I. Proposer une zone d'étude générique simple du sillage en 2D ;
II. Définir les équations qui y régissent les champs de vitesse et de pression ;
III. Simplifier ces équations pour en obtenir des solutions simples, voire analytiques ;
IV. Définir les conditions aux bords applicables pour différents types d'actionnement ;
V. Conduire des expérimentations validant les hypothèses de la modélisation et de la forme des conditions aux bords
VI. Pouvoir appliquer en pratique un contrôle simple basé sur le modèle identifié en 2D ;
VII. Étendre l'approche à un modèle 3D composé de sous-modèles 2D, par exemple.

2 Modèle local par les équations de Navier-Stokes

Cette partie présente une démarche de modélisation des dynamiques du fluide dans la zone de couche de mélange au bord de fuite supérieur du culot de la maquette. Cette couche de mélange s'apparente à un système turbulent à l'interface entre deux écoulements de vitesses différentes. Ce système, étudié depuis les années 1970, permet de démontrer certains résultats analytiques qui pourraient être mis en application dans un modèle de connaissance employant les équations de Navier-Stokes.

On définit un nouveau repère de travail permettant de mieux correspondre aux dynamiques que l'on veut représenter : le repère local $\mathcal{R}_l = (O_l,\ \overrightarrow{x_1},\ \overrightarrow{x_2},\ \overrightarrow{x_3})$ est constitué selon le graphique de la figure 2.10. On associe donc les indices numériques de 1 à 3 aux composantes des vecteurs que l'on emploie, notamment la vitesse $\overrightarrow{v}$ va s'écrire ici :

$$\overrightarrow{v} = \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix}_{\mathcal{R}_l} \tag{2.4}$$

Pour les études en 2D, on confondra directement le repère $\mathcal{R}_l$ avec $(O_l,\ \overrightarrow{x_1},\ \overrightarrow{x_2})$ avec $\overrightarrow{x_2}$ orienté vers le bas.

2.1 Analogie de la couche de mélange

Si on se concentre sur la zone de couche de mélange comme suggéré précédemment, on peut décrire le décollement au niveau du coin supérieur du culot de la maquette par :

- un domaine d'écoulement à haute vitesse, l'écoulement externe ; et
- un domaine à vitesse faible, voire négative : la zone de recirculation, proche du culot.

Selon cette distinction, la couche de fluide à haute vitesse glisse sur la couche de vitesse plus faible. L'interface entre ces deux couches est le siège des échanges générant la couche de mélange et l'entraînement de quantités de la zone externe vers la zone interne (et vice-versa). La figure 2.11 compare la configuration du fluide dans la zone d'étude du coin supérieur de la maquette et une image de couche de mélange parfaite entre deux fluides de vitesses différentes (Attili et al., 2014).

Sur les deux images 2.11, illustrant les couches de mélange turbulentes, on a superposé une courbe calquée sur celles décrivant la vitesse $\overline{v_x}$ obtenue dans des mesures PIV en soufflerie (voir figure 2.6). Dans les deux cas, la couche turbulente évolue le long d'une ligne légèrement déviée vers le bas par rapport à l'axe $\overrightarrow{x_1}$. De plus, la zone de mélange se dilate avec la progression de l'écoulement. La différence principale vient de la condition au bord du domaine où, dans le cas de gauche, la vitesse inférieure est négative ou nulle [2],

2. Elle doit être strictement nulle contre le bord du culot, mais négative pour x>0.

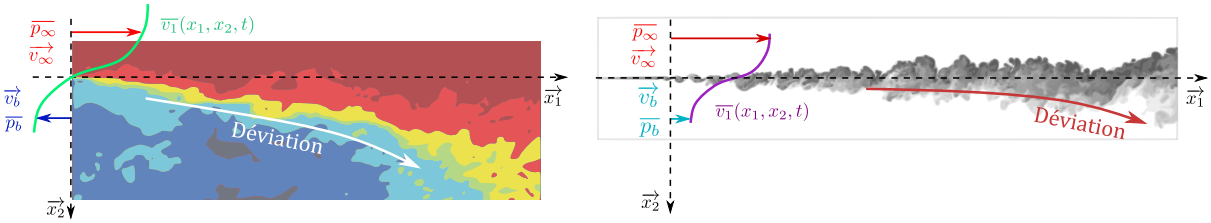


FIGURE 2.11 – Présentation de l'analogie entre l'écoulement se mélangeant à l'aval de la discontinuité au niveau de l'arête supérieure du culot avec une couche de mélange turbulente entre deux fluides de vitesses différentes (Attili et al. (2014), Schlichting and Gersten (2017)).

et, dans le cas de droite, elle est positive inférieure à V_∞.

Alors que l'écoulement turbulent au niveau du bord de fuite du culot est complexe à analyser, sa comparaison avec une couche de mélange classique permet de proposer une fonction analytique décrivant la vitesse moyenne de l'écoulement longitudinal : $\overline{v_1}(x_1, x_2)$.

Les parties suivantes développent les outils et les hypothèses nécessaires pour obtenir :

- un système d'équations dynamiques représentant l'écoulement ;
- une solution analytique simple pour les composantes longitudinales du champ de vitesses moyennes.

2.2 Équations générales des fluides

Les équations de Navier-Stokes (ENS) représentent classiquement le mouvement des fluides visqueux et newtoniens [3]. De plus, les hypothèses suivantes s'appliquent pour l'écoulement à l'arrière d'un véhicule :

- subsonique : $M < 0,3$, où M est le nombre de Mach ;
- incompressible (White, 2011) ;
- turbulent : $Re_H > 10^5$, où Re_H est le nombre de Reynolds calculé relativement à H, la hauteur de la maquette (cf. équation (1.8)), cela implique qu'il existe des fluctuations rapides de l'écoulement et que des contraintes supplémentaires apparaissent au sein du fluide.

Pour écrire les ENS, on considère un système mécanique constitué d'un fluide (liquide ou gazeux) continu contenu dans un volume $\mathcal{V}$ et passant d'un état initial A à un état B à un instant $t > 0$. On applique les trois principes suivants :

- la conservation de la masse ;
- la conservation de la quantité de mouvement
- la conservation de l'énergie.

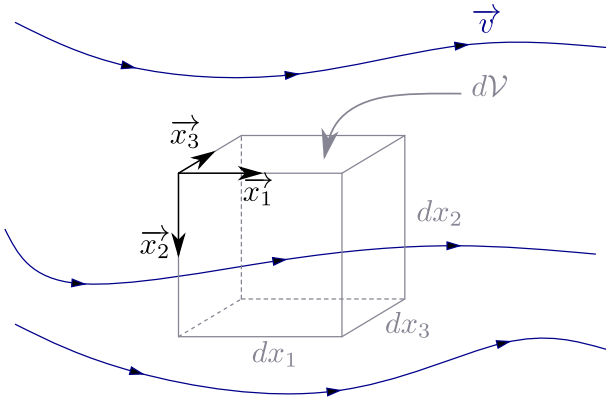


FIGURE 2.12 – Particule fluide dans un fluide en mouvement avec représentation du repère fixe associé (Anderson, 1994).

Ces trois principes fondamentaux sont appliqués localement à la particule de fluide $d\mathcal{V}$ évoluant avec le fluide à la vitesse $\overrightarrow{v}$. L'élément de fluide est représenté en figure 2.12 avec les conventions énoncées précédemment.

Sur le petit volume $d\mathcal{V}$, les ENS sous forme locale s'écrivent dans le cas général :

$$\nabla \cdot \overrightarrow{v} = 0 \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial(\rho\overrightarrow{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\underline{\underline{\overrightarrow{v}\,\overrightarrow{v}}}) = -\overrightarrow{\nabla}p + \mu\nabla^2\overrightarrow{v} + \rho\overrightarrow{f_{vol}} \tag{2.6}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(e + \frac{v^2}{2}) + \nabla \cdot \rho\overrightarrow{v}(e + \frac{v^2}{2}) = -\nabla \cdot \overrightarrow{q} + \nabla \cdot (\underline{\underline{\tau}} \cdot \overrightarrow{v}) - \nabla \cdot (p\overrightarrow{v}) \tag{2.7}$$

Dans les équations ci-dessus :

- $\nabla\cdot$ désigne l'opérateur de *divergence* ;
- $\underline{\underline{\overrightarrow{v}\,\overrightarrow{v}}}$ désigne le tenseur des composantes $(v_i v_j)_{i,j\in\{1,2,3\}}$;
- $\overrightarrow{\nabla}p$ désigne le *gradient* de la pression p ;
- ∇^2 désigne l'opérateur du *laplacien* ;
- $\overrightarrow{f_{vol}}$ sont les forces volumiques appliquées sur le fluide ;
- e désigne l'énergie interne massique du fluide contenu dans $d\mathcal{V}$;
- $\overrightarrow{q}$ désigne le flux de chaleur dans $d\mathcal{V}$ (supposé *nul* dans le cas de l'écoulement d'air à haute vitesse) ;
- $\underline{\underline{\tau}}$ est le tenseur des contraintes visqueuses. Dans le cas d'un fluide newtonien, ses composantes s'expriment selon :

$$\underline{\underline{\tau}} = (\tau_{ij})_{i,j\in\{1,2,3\}} = \left(\mu\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \overrightarrow{v})\delta_{ij}\right)_{i,j\in\{1,2,3\}} \tag{2.8}$$

3. Les contraintes internes dues à la viscosité sont proportionnelles aux gradients des champs de vitesse.

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker et μ est la viscosité dynamique du fluide [4].

Les ENS sont un système d'équations qui représente les interactions entre les champs de vitesse et de pression du fluide avec les forces et les flux de chaleur qui s'y appliquent. Classiquement (2.5) est appelée *conservation de la masse*, (2.6) *conservation de la quantité de mouvement* et (2.7) *conservation de l'énergie totale*.

La complexité de ce système non linéaire pousse les mécaniciens des fluides à utiliser des simulations numériques afin de représenter à petite échelle les phénomènes dynamiques gouvernés par ces équations. Par ailleurs, des modèles spécifiques peuvent être employés pour représenter certains termes des équations et obtenir des solutions analytiques. Ces cas sont toutefois particuliers et le système général, comme celui du sillage turbulent à l'arrière des véhicules par exemple, ne correspond pas à ces types d'écoulements.

2.3 Modèle de turbulence

L'écoulement autour des véhicules est, la plupart du temps, turbulent. Du fait de la vitesse importante de l'écoulement par rapport au véhicule, mais aussi de la forme irrégulière des carrosseries, la turbulence est une composante essentielle de l'écoulement (Hucho and Sovran, 1993) autour des véhicules.

Classiquement, la turbulence s'étudie à partir des *équations de Reynolds*. Ces équations sont établies sous l'hypothèse que les champs variables (vitesse, pression, température) sont décomposables en une partie moyenne et une partie turbulente. Le postulat des équations de Reynolds (Tardut, 2011) est le suivant :

Pour toute grandeur $v(x,t)$ de l'espace et du temps, présentant de la turbulence, il existe une décomposition telle que :

$$v(x,t) = \overline{v(x,t)} + v'(x,t) \tag{2.9}$$

où $\overline{v}$ est la moyenne temporelle de la variable $v(x,t)$ sur une période Δt arbitraire.

Si on exprime les variables dynamiques des ENS selon cette décomposition et que l'on en calcule la moyenne dans un intervalle de temps Δt, les champs turbulents disparaissent, car leur moyenne temporelle est nulle par définition. En revanche, les *corrélations croisées* qui sont les produits moyennés des parties turbulentes sont elles, en général, non nulles.

La conservation de la quantité de mouvement de l'équation (2.6), par exemple, se

4. $\mu_{air} = 1,8.10^{-5} Pa.s$ dans les conditions de l'Atmosphère Normale de Référence.

réécrit pour la composante $i \in \{1;\ 2;\ 3\}$ [5] :

$$\rho \frac{\partial(\overline{v_i})}{\partial t} + \rho \overline{v_j} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 \overline{v_i} + \rho \overline{f_{vol}} - \rho \frac{\partial \overline{v_i' v_j'}}{\partial x_j} \tag{2.10}$$

Ces équations sont particulièrement importantes pour définir un modèle des champs moyens dans la zone de mélange. Elles sont basées sur les ENS découlant de considérations physiques et s'expriment directement dans un formalisme distinguant les parties moyennes et turbulentes. Elles contiennent donc un haut niveau de lien à la physique tout en se trouvant être adaptées à la démarche de modélisation que l'on désire appliquer ici.

En pratique, notre application concerne l'écoulement dynamique de l'air dans la zone de mélange en haut du culot. On estimera alors que :

$$\overline{f_{vol}} = 0 \tag{2.11}$$

Le domaine de modélisation est représenté à la figure 2.13. Il s'agit d'une couche de mélange (CM) générée par la différence de vitesse entre les deux couches de fluide créées par la discontinuité au bord de fuite supérieur du culot de la maquette.

On distingue trois zones dans la figure 2.13 :

1. Fluide non perturbé, unidirectionnel, à vitesse constante ;
2. Couche de mélange (CM) turbulente de dimensions variables ;
3. Fluide de vitesse réduite et de sens contraire par rapport à celui de la zone 1.

La zone dessinée a comme portée L_l dans la direction $\overrightarrow{x_1}$, définie comme une longueur suffisamment petite devant H, la hauteur du culot, mais également suffisamment grande pour que, en toute position $0 < x_1 < L_l$, on vérifie :

$$\frac{\delta(x_1, t)}{L_l} << 1 \tag{2.12}$$

où $\delta(x_1, t)$ est l'épaisseur totale (selon $\overrightarrow{x_2}$) de la CM.

On trouve dans l'équation (2.10) un terme qui n'existait pas dans l'équation (2.6) et qui est communément appelé *contraintes de Reynolds* : il s'agit de la corrélation croisée $-\rho \overline{v_i' v_j'}$.

Afin de résoudre complètement le système d'équations de Reynolds, il est commun d'utiliser un modèle du comportement des contraintes de Reynolds pour la zone présentant de la turbulence. Différentes hypothèses de fermetures existent pour ces modèles de représentation. Dans notre approche, on utilise le modèle de Boussinesq pour sa simplicité.

5. On utilise la notation d'Einstein pour l'indice j : $j \in \{1;\ 2;\ 3\}$, pour un i donné, il faut sommer selon les différentes valeurs de j.

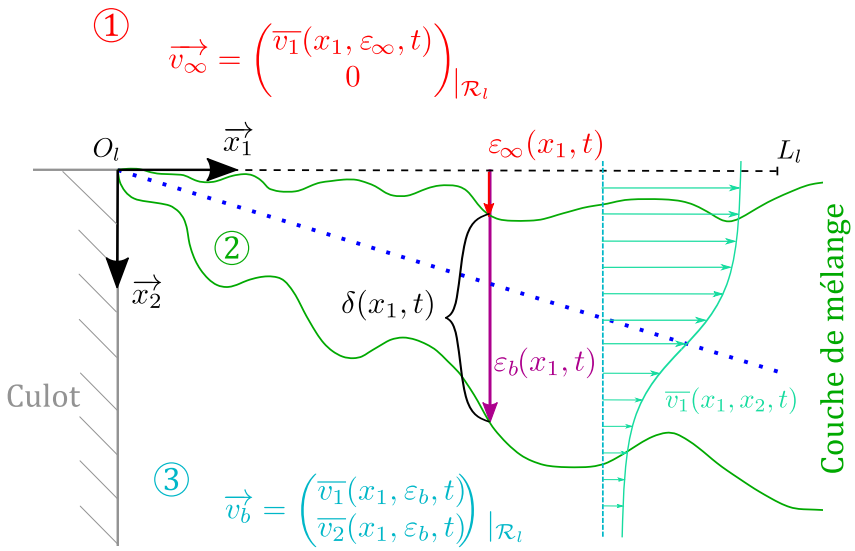


FIGURE 2.13 – Schématisation de la partie supérieure de l'arrière du culot et des grandeurs décrivant la couche de mélange. La ligne en pointillés bleus décrit la direction globale de déviation de l'écoulement au bord du culot.

D'après Schlichting and Gersten (2017) et Candel (1995), sous l'hypothèse de Boussinesq, les contraintes de Reynolds s'écrivent :

$$-\rho \overline{v_i' v_j'} = \mu_t(\delta) \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i} \right) \tag{2.13}$$

Cette hypothèse de fermeture fait correspondre la contrainte de Reynolds à des contraintes réelles calquées sur le modèle du fluide newtonien avec l'ajout d'une viscosité cinématique turbulente μ_t qui dépend de l'épaisseur de couche de mélange δ (Candel, 1995). Comme toutes les hypothèses de fermeture en mécanique des fluides, la résolution d'une composante inconnue entraîne l'introduction de nouvelles composantes inconnues à identifier ou à modéliser. Un bon exemple de l'augmentation du niveau de la complexité des ENS avec l'augmentation de leur résolution est l'introduction de cette viscosité cinématique turbulente dont la valeur est a priori indéterminée.

On adopte ensuite la démarche de Goertler (Candel, 1995) pour exprimer les dépendances de la viscosité cinématique turbulente :

$$\mu_t = k_e \rho (v_\infty - v_b) \delta(x_1, t) \tag{2.14}$$

avec k_e une constante, ρ la masse volumique du fluide, v_b l'amplitude de la vitesse dans la partie inférieure de la CM et δ l'épaisseur de la CM supposée ne déprendre que de son éloignement à la discontinuité du bord de fuite.

Le système complet des équations de Reynolds sous l'hypothèse de la viscosité

cinématique turbulente présentée ci-dessus s'écrit alors (en considérant que $\dfrac{\partial \mu_t}{\partial x_2} = 0$) :

$$\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_1} + \frac{\partial \overline{v_2}}{\partial x_2} = \frac{\partial v_1'}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2'}{\partial x_2} = 0 \tag{2.15}$$

$$\begin{aligned}\rho\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial t} + \rho\overline{v_1}\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_1} + \rho\overline{v_2}\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_2} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_1} + 2\mu_t\frac{\partial^2 \overline{v_1}}{\partial x_1^2} + \frac{\partial \mu_t}{\partial x_1}\left(2\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_1}\right) \\ &\quad + \mu_t\left(\frac{\partial^2 \overline{v_1}}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \overline{v_2}}{\partial x_1 \partial x_2}\right)\end{aligned} \tag{2.16}$$

$$\begin{aligned}\rho\frac{\partial \overline{v_2}}{\partial t} + \rho\overline{v_1}\frac{\partial \overline{v_2}}{\partial x_1} + \rho\overline{v_2}\frac{\partial \overline{v_2}}{\partial x_2} &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_2} + 2\mu_t\frac{\partial^2 \overline{v_2}}{\partial x_2^2} + \frac{\partial \mu_t}{\partial x_1}\left(\frac{\partial \overline{v_2}}{\partial x_1} + \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_2}\right) \\ &\quad + \mu_t\left(\frac{\partial^2 \overline{v_2}}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \overline{v_1}}{\partial x_1 \partial x_2}\right)\end{aligned} \tag{2.17}$$

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \overline{v_1}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_1} + \overline{v_2}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_2} = -\overline{v_1'\frac{\partial p'}{\partial x_1}} - \overline{v_2'\frac{\partial p'}{\partial x_2}} \tag{2.18}$$

Notons que les termes de l'équation (2.10) dépendant des contraintes visqueuses via μ sont négligés devant les termes turbulents dans la couche de mélange turbulente.

Par la suite, au vu des hypothèses présentées pour le modèle de Goertler concernant la viscosité cinématique turbulente (cf. équation 2.14), on pourra écrire :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mu_t}{\partial x_1} &= \frac{\partial \mu_t}{\partial \delta}\frac{\partial \delta}{\partial x_1} \\ &= \frac{\mu_t(\delta)}{\delta}\frac{\partial \delta(x_1)}{\partial x_1}\end{aligned} \tag{2.19}$$

Par ailleurs, grâce à ce modèle de turbulence, des résultats existent concernant la composante moyenne de la vitesse de l'écoulement dans la zone de mélange, $\overline{v_1}$. Par la méthode des solutions auto semblables, pour un instant t et une abscisse x_1, la solution de Goertler (Candel, 1995) s'exprime par :

$$\overline{v_1}(x_2)|_{t,\,x_1} = \frac{v_\infty - v_b}{2}\left[1 - \mathrm{erf}\left(k_e\frac{x_2}{\delta}\right)\right] + v_\infty \tag{2.20}$$

où k_e est la constante de l'équation (2.14), et erf est *la fonction erreur* définie par :

$$\begin{aligned}\mathrm{erf}\ &: \mathbb{R} \longrightarrow\ ]-1;1[\\ x &\longmapsto \mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x e^{-\gamma^2}\ d\gamma\end{aligned} \tag{2.21}$$

Cette forme du champ de vitesse est représentée sur la figure 2.13. On retrouve des vitesses compatibles sur les bornes supérieure et inférieure de la CM. Cette fonction de

forme nous permet de proposer une estimation de l'évolution de la vitesse longitudinale à travers la couche de mélange. Cependant, sa validité dépend de différentes hypothèses dont notamment le modèle de turbulence bidimensionnel dérivé de celui de Boussinesq avec la viscosité turbulente de Goertler, et une évolution de l'épaisseur de couche de mélange *affine* en x_1. Par ailleurs, la solution analytique en erf implique une vitesse transverse nettement plus faible que la vitesse longitudinale : $\overline{v_2} << \overline{v_1}$

Dans ce cadre-là, de façon à respecter les hypothèses donnant la forme analytique de $\overline{v_1}(x_2)$ à x_1 et t fixés, on utilise la relation de dominance :

$$\overline{v_2} \sim \frac{\delta}{L_l}\overline{v_1} << \overline{v_1} \tag{2.22}$$

La dominance de l'écoulement longitudinal sur l'écoulement transverse est vérifiée au bord du culot et dans le domaine de modélisation de la figure 2.13. On peut alors simplifier l'équation de conservation de la quantité de mouvement du jeu d'équations de Reynolds précédent. On emploie d'abord l'équation de conservation de la masse 2.15 puis le théorème de Schwartz en admettant que les composantes de la vitesse de l'écoulement soient des fonctions C^∞ des coordonnées de l'espace. Alors, la comparaison des ordres de grandeur des termes dérivés des composantes de la vitesse permet d'obtenir, à la place de (2.16) et (2.17) :

$$\rho\frac{\partial\overline{v_1}}{\partial t} + \rho\overline{v_1}\frac{\partial\overline{v_1}}{\partial x_1} + \rho\overline{v_2}\frac{\partial\overline{v_1}}{\partial x_2} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_1} + \mu_t\frac{\partial^2\overline{v_1}}{\partial x_2^2} + 2\frac{\mu_t}{\delta}\frac{\partial\delta}{\partial x_1}\frac{\partial\overline{v_1}}{\partial x_1} \tag{2.23}$$

$$\rho\frac{\partial\overline{v_2}}{\partial t} + \rho\overline{v_1}\frac{\partial\overline{v_2}}{\partial x_1} + \rho\overline{v_2}\frac{\partial\overline{v_2}}{\partial x_2} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_2} - \mu_t\frac{\partial^2\overline{v_1}}{\partial x_1\partial x_2} + \frac{\mu_t}{\delta}\frac{\partial\delta}{\partial x_1}\frac{\partial\overline{v_1}}{\partial x_2} \tag{2.24}$$

On peut trouver dans la littérature des transformations des équations de Reynolds pour les couches mélange qui négligent les termes de la partie gauche de l'équation (2.24) (Candel (1995), Pope (2001)). Par ailleurs, d'autres approches ne traitent que d'écoulement à pression constante à travers la couche de mélange (Schlichting and Gersten, 2017). Or ces configurations ne s'appliquent pas exactement à notre cas, car il existe une différence de pression entre l'écoulement externe et la zone de recirculation.

Dans notre cas, avec les équations de l'écoulement moyenné, en simplifiant les termes de l'équation (2.24) par comparaison des ordres de grandeur de (2.23) et (2.24), on est en

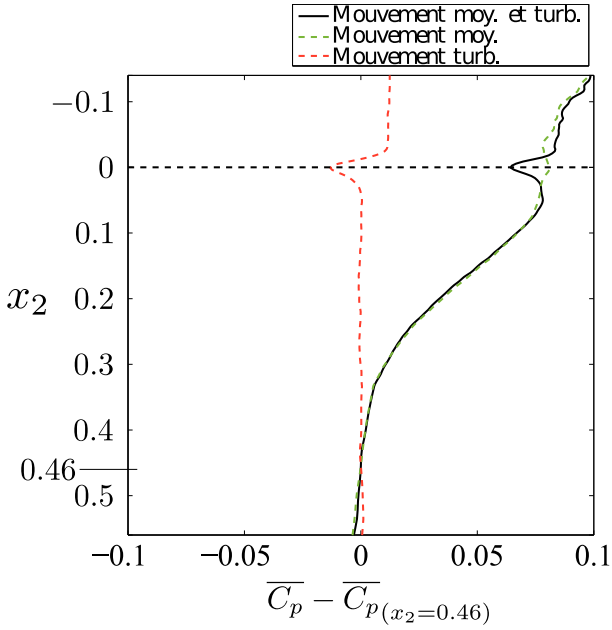


FIGURE 2.14 – Reconstitution de la fluctuation de la pression au culot à une abscisse de $x_1 = 0.2$ pour la couche de mélange du côté supérieur de la maquette à $Re_H = 1.3. \times 10^5$ par Szmigiel (2017). Le bord de fuite se trouve à l'ordonnée $x_2 = 0$, et aucun dispositif passif n'est ajouté sur le culot de la maquette.

mesure d'obtenir (Candel, 1995) :

$$(2.24) \quad \Longrightarrow \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial x_2}\left[-\rho\overline{v_2'^2}\right] + \frac{\partial}{\partial x_1}\left[-\rho\overline{v_1'v_2'}\right]$$

$$\hookrightarrow \quad >> \quad \hookleftarrow \tag{2.25}$$

$$\text{puis donc} \qquad \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_2} = \frac{\partial}{\partial x_2}\left[-\rho\overline{v_2'^2}\right]$$

À partir de ce point, l'expression de la pression en dehors des couches de mélange, donc sans turbulence, conduit à une pression constante, tandis qu'à l'intérieur de la CM la pression ne dépend que de la contrainte de Reynolds $-\rho\overline{v_2'^2}$. Cependant, bien que cette simplification permette d'obtenir une expression simple de l'évolution de pression à travers la couche de mélange, le domaine de recirculation sous la CM (zone ③ dans la figure 2.13) n'est pas un environnement ouvert. La pression dans la zone de recirculation est également impactée par des phénomènes de convection créés par le flux de retour ($\overline{v_1} < 0$) et les vitesses transverses. Cette approche doit donc être considérée avec précaution, car elle risque de simplifier excessivement les équations du modèle et de le rendre inadapté.

On trouve dans les travaux de Szmigiel (2017) une illustration de l'impact des zones de turbulence sur l'évolution de la pression au bord du culot et dans la CM. À partir des mesures de vitesse d'écoulement dans le sillage de maquettes de camions, l'auteur emploie les équations de Reynolds adimensionnées (conservation de la quantité de mouvement en 2D) afin de reconstruire les contributions sur les évolutions de la pression au passage de la couche de mélange. La figure 2.14 (Szmigiel, 2017) montre, pour un cas de maquette de remorque de camion, l'évolution de la pression au bord de fuite supérieur du culot.

La pression subit une modification importante par l'impact des contraintes de

Reynolds lors du passage depuis l'écoulement externe à la zone de recirculation en passant par la couche de mélange. Cette modification de pression par la turbulence est visible sur la courbe de la pression moyenne (avec les vitesses moyennes et turbulentes (en trait noir —)) qui présente une variation correspondant à celle reconstruite par les champs turbulents seuls (en rouge – –), ce qui est en accord avec l'équation (2.25).

Cependant, en dessous de la CM, l'allure de l'évolution de pression n'est pas liée seulement aux contraintes turbulentes. La pression n'y est pas constante non plus. Cette évolution est liée à l'influence de la vitesse transverse sur les gradients de pression dans la direction $\overrightarrow{x_2}$. Par souci de généralité, on conserve donc les composantes transverses de la vitesse dans le jeu d'équations de Reynolds moyennées (équations (2.23) et (2.24)).

En complément, on précise une propriété de la composante longitudinale du champ de vitesse que l'on a identifié dans les couches de mélange. Notamment, aux bords de la couche de mélange, à la limite ε_∞ en haut et ε_b en bas, on estime que :

$$\left.\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_2}\right|_{\varepsilon_\infty} = \left.\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_2}\right|_{\varepsilon_b} = 0 \tag{2.26}$$

De plus, pour la couche de mélange du bord de fuite supérieur, on note que $\overline{v_1}$ doit rester strictement décroissante le long d'une ligne d'équation $x_1 = a$, avec a une constante. On a donc également la relation :

$$\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_2} \leq 0 \tag{2.27}$$

Les équations précédentes permettent d'expliciter les liens entre la pression dans l'écoulement et les variations de vitesse causées par la turbulence. Même si un modèle de la vitesse longitudinale a pu être proposé pour représenter cette CM, l'existence de termes en $\overline{v_2}$ et les corrélations croisées de vitesse et de pression apparaissant en équation (2.18) ne permettent pas encore l'exploitation directe de ces équations.

2.4 Modèle de Saint-Venant

Une démarche de simplification complémentaire des ENS est développée grâce à la similitude entre le problème présent d'écoulement pour la couche de mélange et un écoulement potentiel qui peut être décrit par les équations de Saint-Venant (Chanson (2004), Tan (1992)).

Le schéma de la figure 2.13 correspond en effet en de nombreux points à la situation apparaissant dans l'étude d'un cours d'eau ou d'un canal. Une condition limite impose une vitesse sur un des bords tandis que de l'autre côté, une couche de fluide d'épaisseur variable évolue librement. La comparaison des schémas pour les deux configurations d'écoulement permet d'imaginer que les approches appliquées aux fluides hydrauliques

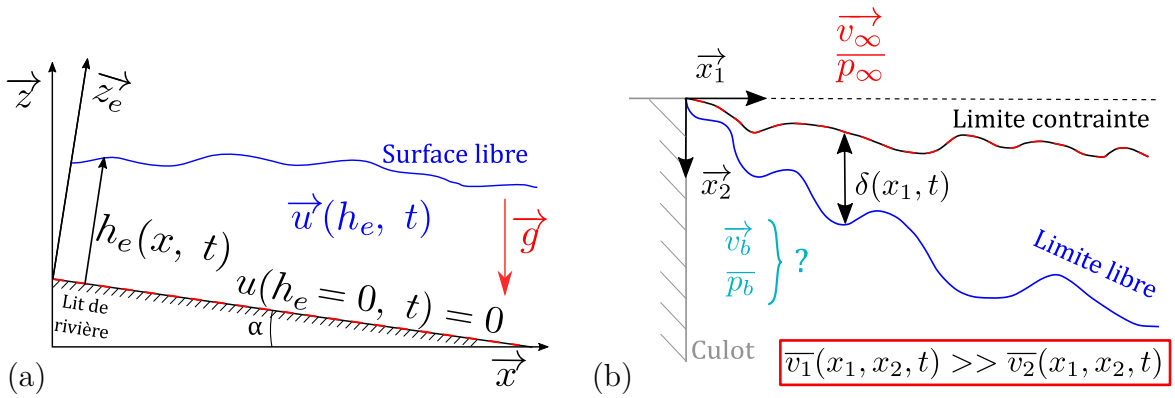


FIGURE 2.15 – Comparaison de deux types d'écoulements aux conditions limites semblables : (a) écoulement hydraulique ouvert, (b) écoulement dans la couche de mélange supérieure du sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit dans le plan de symétrie latérale.

classiques pourraient potentiellement être adaptées à l'étude de la couche de mélange pour les véhicules.

Dans le cas des cours d'eau, on représente l'écoulement par une hauteur d'eau, une vitesse et une pente du lit de la rivière par rapport à l'horizontale comme décrit par la figure 2.15. Pour l'eau, la force de pression est déterminée selon la formule de l'équilibre hydrostatique des fluides :

$$d\overrightarrow{F_p} = -\rho g \overrightarrow{n}\, dz, \tag{2.28}$$

où ρ est la densité du fluide, g la constante de gravitation terrestre et z la hauteur du fluide à l'aplomb du point considéré. Pour l'air, une relation analogue n'existe pas.

Grâce à l'expression simple des forces de pression hydrauliques, en intégrant les équations de la dynamique des fluides incompressibles suivant la hauteur d'eau $h(x, t)$, il est possible d'arriver à un système d'équations de transport appelé équations de Saint-Venant (ESV) (Barré de Saint-Venant, 1871). Les ESV sont largement employées en hydrodynamique et fortement documentées. Elles permettent notamment de modéliser l'évolution des tsunamis, les mécanismes de marée et de réaliser le dimensionnement de canaux (Lagrée, 2016). Leur utilisation pourrait donc permettre de modifier le jeu d'équations des ENS en une version utilisable pour un contrôle de la pression dans la zone de recirculation.

Dans le cas d'un cours d'eau, les ENS sont sommées sur la hauteur du cours d'eau. Dans le cas de la CM que l'on veut modéliser, on propose d'intégrer les équations de Reynolds moyennées sur l'épaisseur δ de la CM. Pour le cas qui nous intéresse, en relation avec l'épaisseur de couche de mélange $\delta = \delta(x_1,\ t) = \varepsilon_b - \varepsilon_\infty$ ($\overrightarrow{x_3 2}$ est orienté vers le bas), on définit les ordonnées des frontières de la CM comme étant indépendantes de x_2. Ainsi,

les relations suivantes peuvent être obtenues :

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}\varepsilon_b(x_1,\,t)}{\mathrm{d}t} = \overline{v_2}(\varepsilon_b(x_1,\,t)) = \dfrac{\partial\varepsilon_b(x_1,\,t)}{\partial t} + \overline{v_1}(\varepsilon_b(x_1,\,t))\dfrac{\partial\varepsilon_b(x_1,\,t)}{\partial x_1} \\ \dfrac{\mathrm{d}\varepsilon_\infty(x_1,\,t)}{\mathrm{d}t} = \overline{v_2}(\varepsilon_\infty(x_1,\,t)) = \dfrac{\partial\varepsilon_\infty(x_1,\,t)}{\partial t} + \overline{v_1}(\varepsilon_\infty(x_1,\,t))\dfrac{\partial\varepsilon_\infty(x_1,\,t)}{\partial x_1} \end{cases} \tag{2.29}$$

Alors, dans le cadre d'une petite variation temporelle, localement, à une position x_1 donnée, et en 2D seulement, la sommation des variables physiques selon δ permet de trouver les équations suivantes :

$$\frac{\partial\varepsilon_b}{\partial t} - \frac{\partial\varepsilon_\infty}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1}\int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \overline{v_1}\;dx_2 = 0 \tag{2.30}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \rho\overline{v_1}\;dx_2 + \frac{\partial}{\partial x_1}\int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \rho\overline{v_1}^2\;dx_2 = -\frac{\partial}{\partial x_1}\int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \overline{p}\;dx_2 + \left[\overline{p}\frac{\partial x_2}{\partial x_1} - 2\frac{\mu_t}{\delta}\frac{\partial\delta}{\partial x_1}\overline{v_2}\right]_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \tag{2.31}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \rho\overline{v_2}\;dx_2 + \frac{\partial}{\partial x_1}\int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \rho\overline{v_1}\overline{v_2}\;dx_2 = \left[-\overline{p} - \mu_t\frac{\partial\overline{v_1}}{\partial x_1} + \frac{\mu_t}{\delta}\frac{\partial\delta}{\partial x_1}\overline{v_1}\right]_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \tag{2.32}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \overline{p}\;dx_2 + \frac{\partial}{\partial x_1}\int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \overline{pv_1}\;dx_2 = -\int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b}\left(\overline{v_1'\frac{\partial p'}{\partial x_1}} + \overline{v_2'\frac{\partial p'}{\partial x_2}}\right)\;dx_2 \tag{2.33}$$

Dans ce jeu d'équation, il est possible de voir apparaître la structure d'équations de transports qui existent dans les ESV. Toutefois, de nombreux termes incluant la vitesse transverse $\overline{v_2}$ et les conditions au bord de la CM sont conservés.

2.5 Mise en forme des équations du modèle et verrous

Les équations (2.30) à (2.33) montrent que l'on peut lier la dynamique de l'épaisseur de la CM $\delta = \varepsilon_b - \varepsilon_\infty$ avec variations des vitesses moyennes. On peut imaginer maintenant utiliser une fonction obtenue par la méthode de Goertler pour approcher les quantités $\overline{v_1}$ et $\overline{v_1}^2$. De ce fait, on pourrait simplifier les termes menant aux équations de la dynamique de pression dans la couche de mélange et ensuite au culot.

On propose maintenant de modifier la forme des équations précédentes afin de les présenter sous la forme d'équations de transport couplées. On renomme :

$$\mathrm{V} = \int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \overline{v_1}\, dx_2 \tag{2.34}$$

$$\mathrm{D} = \int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \overline{v_1}^2\, dx_2 \tag{2.35}$$

$$\mathrm{W} = \int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \overline{v_2}\, dx_2 \tag{2.36}$$

$$\mathrm{X} = \int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \overline{v_1 v_2}\, dx_2 \tag{2.37}$$

$$\mathrm{II} = \int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \overline{p}\, dx_2 \tag{2.38}$$

$$\mathrm{M} = \int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \overline{p v_1}\, dx_2 \tag{2.39}$$

$$\Gamma = \int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \left(\overline{v_1' \frac{\partial p'}{\partial x_1}} + \overline{v_2' \frac{\partial p'}{\partial x_2}} \right) \tag{2.40}$$

Sous les conventions ci-dessus, on peut écrire le système d'équations sous la forme synthétique :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1}(\rho \mathrm{V}) = 0 \tag{2.41}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathrm{V}) + \frac{\partial}{\partial x_1}(\rho \mathrm{D}) = -\frac{\partial}{\partial x_1}(\mathrm{II}) + \left[\overline{p} \frac{\partial x_2}{\partial x_1} - 2 \frac{\mu_t}{\delta} \frac{\partial \delta}{\partial x_1} \overline{v_2} \right]_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \tag{2.42}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathrm{W}) + \frac{\partial}{\partial x_1}(\rho \mathrm{X}) = \left[-\overline{p} - \mu_t \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_1} + \frac{\mu_t}{\delta} \frac{\partial \delta}{\partial x_1} \overline{v_1} \right]_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \tag{2.43}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathrm{II}) + \frac{\partial}{\partial x_1}(\mathrm{M}) = -\Gamma \tag{2.44}$$

Pour simplifier les ESV classiques, les études sur les écoulements hydrauliques peuvent s'appuyer sur la relation hydrostatique liant la pression et la hauteur d'eau. Par ailleurs, la simplification des équations de transport emploie normalement des hypothèses additionnelles sur la vitesse $\overline{v_1}$ afin de pouvoir convertir les variables de l'équation en de nouvelles grandeurs exploitables dans les études hydrauliques comme le niveau de décharge et le débit, entre autres.

Dans notre cas, on ne peut pas simplifier ainsi le modèle d'écoulement des couches de mélange, mais on peut utiliser la définition de $\overline{v_1}$ obtenue à l'équation (2.20) afin de remonter à un système qui puisse potentiellement être employé pour le contrôle de pression au culot. En effet, une forme approchée de $\overline{v_1}$ pouvant être sommée entre les bornes de la couche de mélange permettrait la détermination des quantités V et D au sein de (2.41) et de (2.42). Ensuite un modèle des variations de $\overline{v_2}$ serait nécessaire pour espérer pouvoir résoudre les termes de gauche de l'équation (2.43). À partir de ce stade d'utilisation des équations du modèle de connaissances, des informations sur les valeurs de pression p au bord de la CM pourraient être suffisantes afin de réaliser un contrôle en boucle fermée de la pression au culot.

Pour la détermination totale des dynamiques de la pression dans le sillage, davantage

d'efforts de modélisation doivent être encore réalisés pour déterminer les termes de droite des équations (2.42) à (2.44).

2.6 Conclusions sur le modèle de couche de mélange

La démarche de modélisation présentée dans les paragraphes précédents cherche à définir un modèle de la couche de mélange au bord de la zone de recirculation à l'arrière d'une maquette de véhicule routier qui puisse utiliser seulement quelques mesures physiquement disponible sur un véhicule industriel réel. Notre démarche est orientée vers l'extraction d'un modèle simple, majoritairement analytique qui pourrait être utilisé pour définir un modèle de commande des phénomènes de pression au culot du véhicule. On souhaite par ailleurs s'affranchir de méthodes présentant des temps de calculs important comme celles employées en simulation numériques ou pour définir des commandes par apprentissage afin d'avoir la possibilité d'employer le modèle pour rapidement prévoir des données cruciales du sillage et maintenir un contrôle sur la physique du système de contrôle.

On a proposé ici de se placer dans un cas particulier de couche de mélange à la frontière de la zone de recirculation, dans le plan de symétrie latérale de la maquette qui est potentiellement moins sensible aux effets tridimensionnels du sillage et à la force du flux d'air circulant sous le véhicule. Cette zone, la couche de mélange supérieure, constitue un cas générique pour les quatre couches de mélange se développant au culot de la maquette ActivROAD. Comme les couches de mélange amorcent les discontinuités du champ de pression à l'arrière du véhicule à l'origine de la zone de recirculation et de la traînée de pression, ces zones sont critiques pour la réduction de la traînée aérodynamique.

De plus, ces zones sont le lieu d'action des systèmes fluidiques utilisés pour modifier la forme du sillage et interagir avec des phénomènes naturels de l'écoulement, en vue de réduire la traînée.

On a pu voir que la couche de mélange au niveau du bord supérieur du culot, dans un écoulement turbulent à grande vitesse, possède des similitudes avec :

- une couche de mélange plane classique : ce modèle permet dès à présent de proposer une forme de solution analytique donnant l'évolution de la composante $\overline{v_1}$ de la vitesse dans les zones de mélange (cf. équation (2.20)) ;
- un écoulement décrit par les équations de Saint-Venant : cette méthode de transformation des équations de Navier-Stokes permet de mettre sous forme d'équations de transport les dynamiques turbulentes moyennes s'épanouissant dans le domaine de la couche de mélange (cf. équations (2.41) à (2.44)).

Ces parallèles avec des méthodes développées pour des cas différents, mais bien documentés, permettent de dessiner les bases d'un modèle de connaissance appliqué à la couche de mélange turbulente au bord du culot droit d'un corps d'Ahmed modifié. En se référant à

des exemples de régulations de phénomènes hydrauliques (Arfaoui et al. (2011), de Halleux et al. (2003)) avec les équations de transports de Saint-Venant, un tel modèle pourrait permettre un ajustement raisonné de l'énergie impliquée dans la régulation du sillage.

Toutefois, notre analyse met également en lumière des manques dans les études spécifiques visant à la compréhension des phénomènes turbulents au sein du sillage de ce type d'objet. À présent, il est clair que certains modèles doivent être développés pour compléter les démarches entamées ici. En effet, plusieurs verrous restent encore à lever pour utiliser ces équations et définir un modèle de commande :

- L'effet des jets pulsés sur la vitesse $\overrightarrow{v}$ et leur impact sur le modèle de Goertler : le modèle développé est en effet adapté à un cas *sans contrôle*. L'entraînement et le mélange se font naturellement par les différences de vitesses et de pressions entre les fluides. Cependant lors d'un actionnement fluidique, des phénomènes locaux modifient la direction des champs de vitesses et le développement de la couche de mélange. Il est encore difficile de savoir comment établir les conditions aux bords du modèle de couche de mélange lors du contrôle.
- La modélisation des frontières de la couche de mélange : si dans le cas d'une couche de mélange plane, la croissance de l'épaisseur de couche de mélange est largement décrite comme affine linéaire dans la littérature (Candel (1995), Schlichting and Gersten (2017)), les analyses de la partie 1.3 laissent penser que l'expansion de l'épaisseur de couche de mélange pourrait être plus complexe.
- L'évolution de la trajectoire moyenne de la couche de mélange : l'angulation de l'évolution de la couche de mélange est en général une mesure (Pope, 2001), et des modèles traitant de courbures variables des couches de mélange manquent dans la littérature.
- La modélisation de l'évolution de la vitesse transverse moyenne $\overline{v_2}$: souvent considérée comme négligeable, la composante transverse de la vitesse peut avoir des effets sur la pression dans la zone de recirculation dont la littérature fait mention, mais ne propose pas forcement de modèle (Onorato et al., 1986). De plus, cette vitesse pourrait ne pas se révéler identiquement nulle en fonction de l'entraînement généré par un actionnement au bord du domaine ainsi que lors de la présence de surfaces inclinées ou d'arrondis au bord de fuite du culot.
- La modélisation des corrélations turbulentes de pression : $\Gamma = \int_{\varepsilon_\infty}^{\varepsilon_b} \left(\overline{v_1' \frac{\partial p'}{\partial x_1}} + \overline{v_2' \frac{\partial p'}{\partial x_2}} \right) \mathrm{d}x_2$: les corrélations turbulentes de pressions sont peu traitées dans les écrits, car elles sont en pratique difficile à quantifier. L'apparition de ces termes au second membre de l'équation de transport (2.44) pourrait toutefois permettre de les traiter comme un terme source apparenté à la puissance volumique d'énergie turbulente dans les couches de mélange pouvant être pris en compte dans

une approche par la méthode des caractéristiques (Lagrée, 2016). Une meilleure compréhension des phénomènes turbulents dans la couche de mélange permettrait de proposer un modèle simple de ces termes sources.

Dans la suite de la thèse, nous avons choisi de développer prioritairement l'étude de l'action des jets sur le sillage en termes de déviation de l'écoulement et des couches de mélange. Ces études ont donné l'opportunité de tester des types d'actionnements divers qui permettent de mieux comprendre l'impact des jets sur le sillage. En particulier, les jets impactent grandement la symétrie de l'écoulement du sillage et les répartitions de pression sur le culot de la maquette ActivROAD.

La jonction entre les observations expérimentales des effets de l'actionnement et le modèle local de couche de mélange est alors une piste importante pour le développement d'un contrôle de l'écoulement basé sur un modèle de connaissance pour la réduction de traînée aérodynamique des véhicules.

La résolution des différents autres verrous listés plus haut nécessitera toutefois la collaboration d'un plus grand nombre de recherches afin de modéliser simplement et justement les phénomènes moyens des sillages naturels et actionnés.

3 Description des jets pulsés

Les précédentes études utilisant des jets *périodiques* pour contrôler les écoulements (Bideaux et al. (2011), De Giorgi et al. (2015), Gilotte et al. (2009)) ont prouvé leur applicabilité et la réduction de consommation d'énergie par rapport à un actionnement par jets *continus*. Pour le contrôle de la traînée des véhicules, d'après les travaux de Barros (2015), l'usage de hautes fréquences ($f > 200$ Hz) et de très hautes fréquences ($f \sim 1$ kHz) permettraient de diminuer encore la traînée à moindre coût énergétique.

Comme les jets pulsés sont à la base du système d'actionnement employé dans le projet ActivROAD, la compréhension et la modélisation de leur comportement sont nécessaires pour la définition des lois de contrôle pour réduire la traînée. Cette section vise donc à la description de ces jets.

3.1 Dynamique des jets

Mesure des vitesses d'éjection

La caractérisation dynamique des jets est réalisée sur un banc d'essai à l'extérieur de la soufflerie. On utilise une mesure anémométrique par fil chaud qui permet une mesure précise de la vitesse absolue d'un écoulement. Une structure réglable place un fil chaud (cf. annexe B.1) au centre d'une fente d'éjection de la maquette ActivROAD. En actionnant les EVs à fréquence fixe, on peut relever les évolutions des vitesses de jet sur plusieurs périodes. La moyenne statistique des évolutions de vitesse donne :

- la vitesse maximale : $V_{j,\,max}$;
- la vitesse moyenne : $\overline{V_j}$;
- l'écart type de la distribution de vitesse sur une période de soufflage : σ_{V_j} ;
- la vitesse efficace :

$$V_{j,\,eff} = \sqrt{\overline{V_j}^2 + \sigma_{V_j}^2} \tag{2.45}$$

La figure 2.16 présente les profils de vitesse des jets (à une fréquence d'actionnement f de 350 Hz et un rapport cyclique $RC = 0.5$) pour différentes pressions d'alimentation P_i (communiquées par Haffner (2017)) sur une période d'actionnement.

Le graphique (a) présente les données telles que recueillies au fil chaud à la sortie d'une fente de diffuseur. Pour toutes les pressions P_i testées, les vitesses sont strictement positives, car le fil chaud ne permet pas de tenir compte de la direction du flux d'air.

Le retour à une vitesse nulle à la moitié de la période d'actionnement dans le graphique (a) correspond en réalité à la fin d'une phase de *soufflage* et au début d'une phase d'aspiration.

Le graphique (a) est corrigé numériquement au graphique (b) en prenant en compte cette phase d'aspiration avec des vitesses négatives jusqu'à la fin de la période d'actionnement.

La figure 2.16 permet de se rendre compte de l'importance des profils de vitesse dans l'actionnement par jets pulsés. Les fluctuations de vitesse créent des phases d'aspiration qui vont aussi contribuer à l'actionnement du sillage lors du contrôle. Dans le cas d'un jet avec d'importantes phases d'aspiration, l'usage de $\overline{V_j}$ ou de $V_{j,\,eff}$ pour caractériser les vitesses de jets selon les paramètres de commande est alors imprécise. On privilégie alors la vitesse maximale des jets, $V_{j,\,max}$, comme indicateur de la vitesse de soufflage.

Effets fréquentiels sur la forme des jets

Observons encore la partie droite de la figure 2.16. On note une amplification de la vitesse maximale du jet en sortie de fente avec l'augmentation de P_i, la pression du réservoir d'alimentation à l'intérieur de la maquette. De même, à cette fréquence, et pour

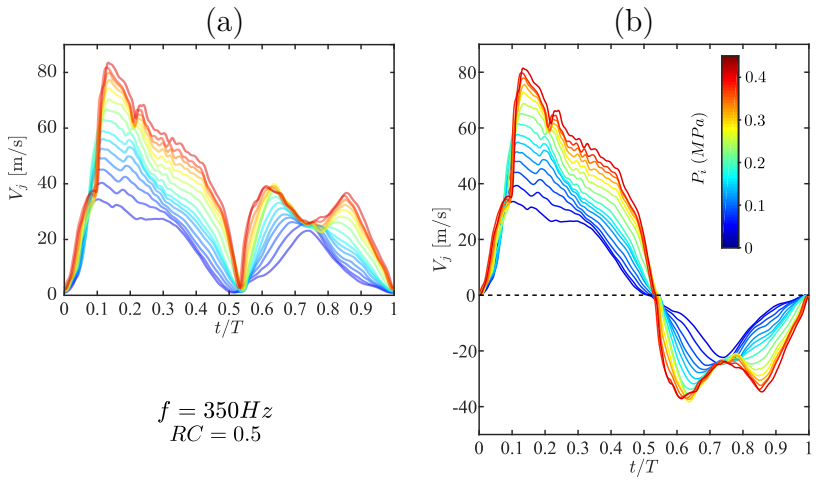


FIGURE 2.16 – Comparaison de l'évolution des vitesses de soufflage pour différentes pressions d'alimentation P_i : (a) données mesurées par fil chaud en sortie de fente d'éjection ; (b) mêmes évolutions avec prise en compte de l'aspiration (communication de Haffner (2017)).

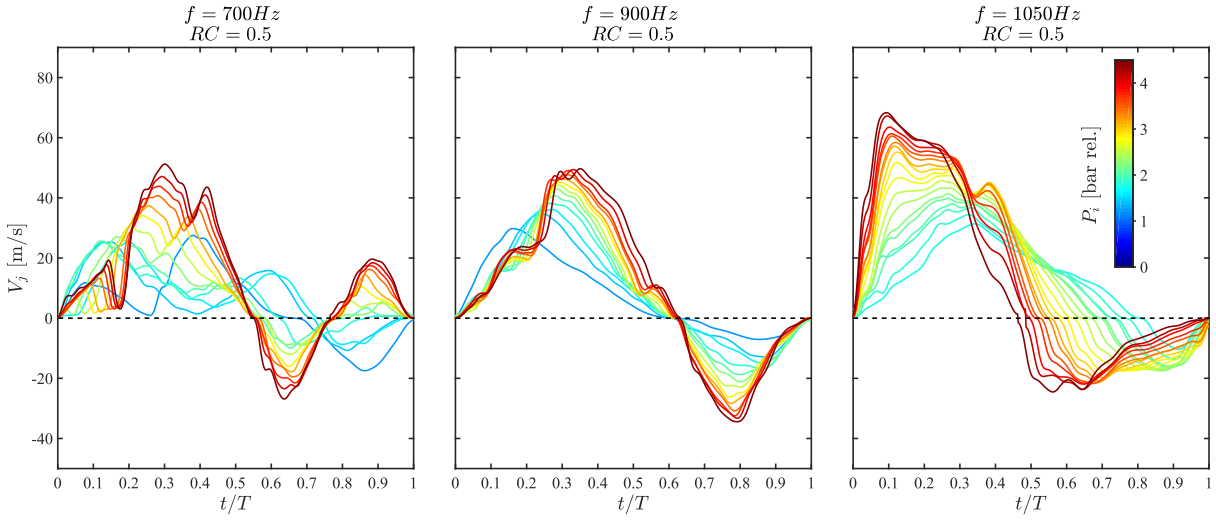


FIGURE 2.17 – Vitesses des jets en sortie de diffuseurs au cours d'une période d'actionnement pour trois fréquences d'actionnement différentes.

le RC de 0.5, la phase d'aspiration que l'on observe est d'autant plus grande que P_i est importante. On observe de plus que la montée en vitesse du jet est très rapide jusqu'au pic de vitesse, mais qu'elle ne s'y stabilise pas. En revanche, un palier de vitesse stable se dessine pour les pressions les plus basses.

On compare ces profils de vitesse, à ceux obtenus pour des fréquences plus importantes : 700, 900 et 1050 Hz, à la figure 2.17, et le même rapport cyclique de 0.5.

- Pour $f = 700$ Hz, pour les basses pressions, on note un retard du pic de soufflage et un étalement des phases d'aspiration en fonction de la pression d'alimentation. La montée en vitesse du jet est deux fois moins rapide que dans le cas à 350 Hz (cf. figure 2.16(b)).
- Pour $f = 900$ Hz, comme la moitié de la période d'actionnement est proche du temps t_o nécessaire à l'ouverture des EVs (cf. partie 2.3 du chapitre 1), aucun palier de vitesse ne peut se former, même à basse pression, entre la fin de l'ouverture totale de l'EV et la fin de la demi-période d'actionnement. En revanche, les évolutions de la vitesse en fonction de P_i sont plus régulières qu'à 700 Hz. Ici aussi la montée en vitesse est moins rapide que pour le cas à 350 Hz.
- Pour $f = 1050$ Hz, on retrouve une forme d'évolution des vitesses proche de celle à 350 Hz. Pour les plus fortes pressions, le pic de vitesse maximale est rapidement atteint et on observe une fermeture rapide de l'EV avec un passage net en phase d'aspiration après $0.5T$.
  Cependant, pour les basses pressions, la montée en vitesse est ralentie et la phase de soufflage s'allonge. Les valeurs de $V_{j,\,max}$ à 1050 Hz sont inférieures à celles mesurées pour l'actionnement à 350 Hz (même deux fois plus faibles aux pressions les plus basses). On note donc que le rapport cyclique n'est pas respecté par les EVs pour les faibles pressions et que les vitesses de jet sont moins importantes qu'aux hautes pressions. Une augmentation ou une diminution de RC n'est donc pas envisageable au risque d'empêcher la fermeture ou l'ouverture des EVs.

Ces comparaisons d'évolution des vitesses de soufflage en fonction de la pression d'alimentation montrent que la vitesse du jet dépend de la pression P_i en amont des EVs, mais aussi du domaine de fréquence dans lequel on se place.

3.2 Résonances pneumatiques

Les évolutions des vitesses de jets montrent un phénomène d'amplification des $V_{j,\,max}$ et de la rapidité de montée en vitesse des jets en fonction des fréquences. La compréhension de ces phénomènes est essentielle pour définir les conditions au bord du domaine des couches de mélange lors de l'actionnement des jets et orienter le développement des lois de contrôle de traînée de pression.

On rappelle que les jets pulsés utilisés dans cette thèse sont créés à partir de l'ouverture de 14 électrovannes (EVs) reliées à un réservoir sous pression dans le corps de la maquette ActivROAD (cf. partie 2 du chapitre 1).

Des études antérieures ont montré que la longueur de tubulure séparant la sortie de l'EV et la sortie effective du jet (diffuseur compris) influait sur les vitesses d'éjection via un phénomène de résonance acoustique (Barros (2015), Joseph (2012)).

Les travaux de Michard et Sesmat (2017a) conduits durant le projet ActivROAD ont montré que ces pics de vitesse de soufflage apparaissent pour les harmoniques impairs de la fréquence de résonance acoustique du système pneumatique. Dans le cas du montage de la maquette ActivROAD, la fréquence de résonance acoustique est de l'ordre de 350 Hz.

Comme montré par les mesures de vitesse d'éjection (cf. figures 2.16 et 2.17), ces résonances se traduisent également par des phases d'aspiration importantes qui diminuent le débit d'air employé par l'actionnement. Dans le cadre de la thèse, les longueurs de tubes sont donc toutes fixées à la même valeur afin d'éviter toute inhomogénéité parmi les jets. Afin de comparer la force des jets d'un actionnement à l'autre, on introduit de plus un *coefficient de quantité de mouvement* noté C_μ (Greenblatt and Wygnanski, 2000) défini par l'équation (2.46). Ce coefficient normalise les débits d'air des jets par rapport à la vitesse de l'écoulement [6]. Ce paramètre permet de classer nos vitesses de soufflage par rapport aux autres études utilisant des jets pulsés pour le contrôle de traînée (Barros et al. (2016), Joseph et al. (2012), Li et al. (2016)).

$$C_\mu = \frac{S_j V_{j,\,max}^2}{S V_\infty^2} \tag{2.46}$$

avec S_j la somme des sections des fentes utilisées pour le contrôle. Pour la totalité des fentes : $S_j = 26 \times 40$ mm^2, S est la surface du culot de la maquette, $S = H \times W$.

La figure 2.18 présente une cartographie de la répartition des coefficients de quantité de mouvement calculés pour une vitesse d'écoulement de 35 m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$) pour différents jeux de paramètres d'actionnement (f, $RC = 0.5$, P_i) applicables aux EVs (mesures de vitesses au fil chaud par Haffner (2017)).

Sur la figure 2.18, deux zones de soufflage plus important se distinguent :

- autour de 350 Hz, qui est la fréquence de résonance du système pneumatique (Michard et al., 2017a). On note R_1 ce domaine de fréquence ;
- autour de 1 kHz, soit au troisième harmonique. On note R_3 le domaine de fréquences correspondant qui se trouve à la limite du domaine du comaine de fonctionnement des EVs (cf. partie 2.3 au chapitre 1).

6. Certains auteurs divisent aussi la quantité de l'équation (2.46) par 2 pour comparer la force des jets à la pression dynamique de l'écoulement

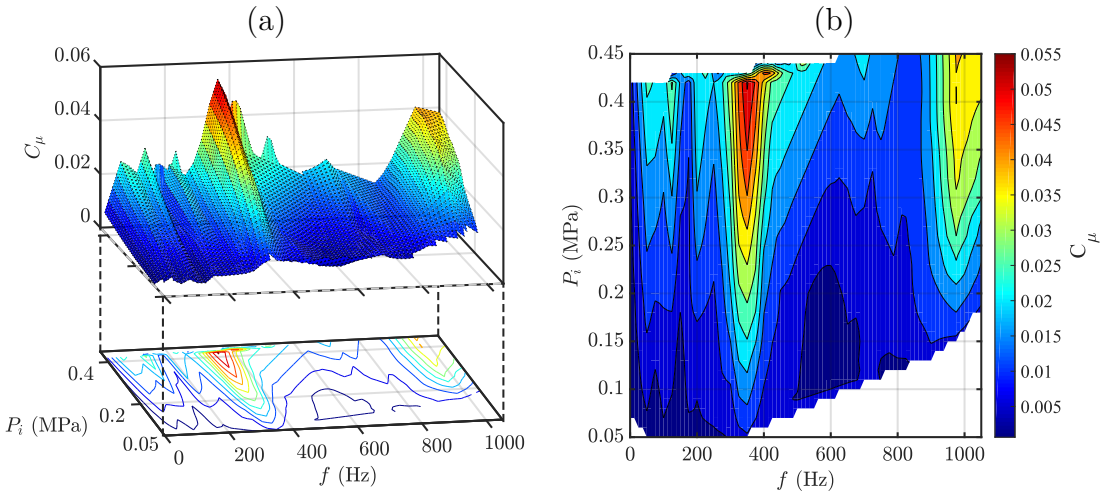


FIGURE 2.18 – Coefficients de soufflage C_μ moyens enregistrés lors des actionnements aux pressions et aux fréquences admissibles pour les EVs : (a) cartographie 3D, (b) projection plane.

Entre ces deux zones d'amplification des jets, on note un domaine à faible C_μ dit d'anti-résonance au second harmonique de la résonance, soit autour de 700 Hz. Le domaine fréquentiel autour de cette anti-résonance est noté R_2.

Caractéristique	Notation	f (Hz)	$var(RC)$	$P_{i,min}$ (MPa)
Basse fréquence	(aucune)	< 300	+++	0.09
Résonance principale	R_1	~ 350	++	0.09
Anti-résonance	R_2	~ 700	+	0.15
Résonance secondaire	R_3	> 900	-	0.21

TABLEAU 2.1 – Domaines de fréquences caractéristiques des jets et possibilité de modulation du rapport cyclique.

Le tableau 2.1 récapitule la nomenclature des domaines fréquentiels de résonance : R_k une bande de fréquences voisines des trois premiers harmoniques $k \in \mathbb{N}$, $k > 0$ de 350 Hz. Comme le temps nécessaire à l'ouverture des EVs est incompressible, la gamme des rapports cycliques applicables dépend de la fréquence. On ajoute donc au tableau le niveau de variabilité du RC sous la forme de signes « + » et de signes « - ». Enfin, la pression d'alimentation P_i minimale (empirique) à employer pour faire fonctionner les EVs aux fréquences choisies est également indiquée.

Pour conclure, on retiendra particulièrement que les jets produits par le système pneumatique de la maquette ActivROAD sont sensibles aux pressions d'alimentation et aux fréquences d'actionnement. Des domaines fréquentiels de résonance sont clairement apparents dans la caractérisation des vitesses des jets. Ces phénomènes de résonance viennent d'oscillations dans les tubulures et le diffuseur avant les fentes d'éjection. Ces oscillations créent aussi de larges phases d'aspiration après la fermeture de l'EV. Cette

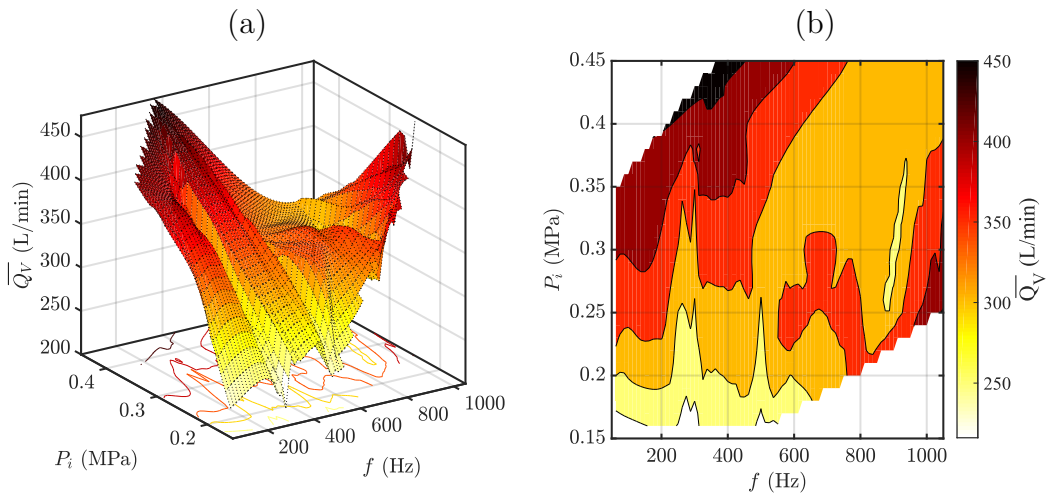


FIGURE 2.19 – Débits moyens enregistrés lors des actionnements aux pressions et aux fréquences admissibles pour les EVs : (a) cartographie 3D, (b) projection plane.

aspiration pourrait être importante pour favoriser par succion la réduction de la taille de la zone de recirculation à l'arrière de la maquette tout en réduisant la quantité de matière soufflée par les jets lors de l'actionnement. Grâce à ces effets dynamiques, il est envisageable d'enregistrer des gains énergétiques plus importants que dans le cas des actionnements par jets continus.

3.3 Débits de l'actionnement en fonction de f et de P_i

Les données exposées jusqu'ici ont toutes été obtenues pour la même électrovanne et le même montage depuis le réservoir jusqu'à la sortie du diffuseur. Cependant, en pratique, toutes les EVs ont des caractéristiques légèrement différentes. Comme la maquette est équipée de 14 EVs, il existe un risque de concentrer des EVs avec des disparités de performance d'un côté du culot et de générer ainsi des effets fréquentiels différents d'un côté à l'autre du culot de la maquette. Bien qu'une grande attention soit portée, lors du montage, à assembler des EVs (préalablement calibrées) de performances homogènes, les effets de vieillissement peuvent faire apparaître des disparités dans les actionnements.

À cause de ces incertitudes, il est préférable de relever également le débit d'air utilisé lors des actionnements. Comme ce débit ne peut pas être mesuré dans le corps de la maquette à cause d'un encombrement trop important du système, il est mesuré en amont à la sortie d'un réservoir principal à demeure dans la soufflerie. Cette mesure présente donc un retard important à cause de la distance entre sortie des jets et le débitmètre par rapport aux mesures de pression dynamiques.

On utilise tout de même les mesures du débit volumique afin de quantifier l'énergie employée par le contrôle. Deux débitmètres d'étendues de mesure différentes peuvent être employés :

- 0-1000 L/min (± 1 L/min) : utilisé en cas d'actionnement global des quatre côtés ;

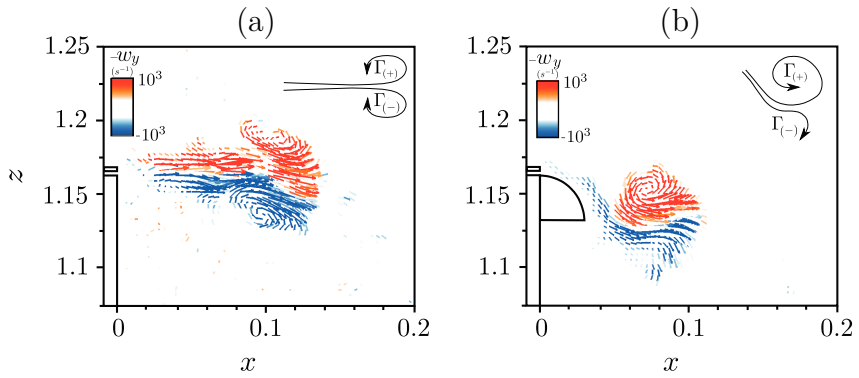


FIGURE 2.20 – Forme d'un jet pulsé sans effet Coanda (a) et avec (b). Les couleurs correspondent à l'amplitude de la vorticité du fluide (Barros, 2015).

- 0-120 L/min ($\pm 10^{-3}$ L/min) : utilisé pour la caractérisation du débit d'une à trois EVs actionnées simultanément.

Il est intéressant de remarquer les différences de comportement des actionneurs fluidiques selon la métrique utilisée pour les observer. La figure 2.19 présente la cartographie du débit enregistré lors de l'actionnement synchronisé des EVs des quatre cotés de la maquette, en fonction de f et de P_i. Les mesures de débit ont été enregistrées pour une vitesse d'écoulement dans la soufflerie de $V_\infty = 35$ m/s.

Les débits pour les jets à 350 Hz et à 1050 Hz ne présentent pas de maxima locaux comme c'est le cas pour le coefficient de quantité de mouvement en figure 2.18. On note également une réduction de débit à haute pression pour l'actionnement à 1050 Hz tandis que pour l'actionnement à 350 Hz les débits augmentent de manière continue avec la pression d'alimentation P_i.

En pratique, pour les jets pulsés, le débit net d'air est le meilleur indicateur de la consommation énergétique de l'actionnement. On note en revanche que les évolutions de ce débit en fonction des paramètres de la commande ne correspondent pas forcément aux évolutions de C_μ.

3.4 Effets des coandas sur les jets d'air

L'installation de surfaces coandas au bord des fentes du corps d'Ahmed est inspirée des études de Barros (2015). Ces travaux montrent l'intérêt de l'usage de petites surfaces courbées pour dévier les jets de fluide vers la zone de recirculation afin d'augmenter l'impact du contrôle sur la traînée. Bien que seul un actionnement en boucle ouverte ait pu être testé durant ses études, les apports de l'effet Coanda sur la performance de l'actionnement restent indéniables (Barros et al., 2016).

La figure 2.20 montre les champs de vitesse mesurés par PIV rapide sur un jet en sortie de fente à l'arrière du corps d'Ahmed à culot droit employé par Barros et al. (2016). Les couleurs correspondent à l'amplitude de la vorticité du fluide dans la direction y. La

figure compare le cas entre un actionnement sans coanda, à gauche, et un cas avec coanda, à droite. Pour les deux cas, il n'y a pas d'écoulement autour de la maquette. Le cas 2.20(b) montre comment l'effet Coanda provoque une importante déviation du jet vers le bas (schématisée par les flèches Γ_+ et Γ_-).

En complément, la courbure du jet permet une déviation supplémentaire de l'écoulement vers la zone de recirculation, ce qui permet un rétrécissement de la taille du sillage dès le bord du culot (Barros et al., 2016). Plus de détails sur la mise en évidence de cette déviation sont reportés en annexe B.3 à partir des travaux de Barros et al. (2016).

Grâce aux apports de l'effet Coanda, Barros et al. (2016) ont reporté une réduction de traînée de 18 % sur un corps d'Ahmed à culot droit avec un actionnement pulsé limité à 600 Hz. De plus, l'effet positif du contrôle actif/passif semble pouvoir être encore accentué par l'usage de fréquences encore plus grandes. Ces conclusions ont motivé l'ajout de coandas sur la maquette ActivROAD et les expérimentations à des fréquences d'actionnement de l'ordre de 1 kHz.

4 Actionnement en boucle ouverte

On traite ici des effets de l'actionnement en boucle ouverte de la zone de recirculation par les quatre côtés du culot à fréquence d'excitation fixe. L'effet des jets est amplifié grâce aux surfaces courbes de coandas [7] placés à la sortie des jets d'air.

L'actionnement pulsé des jets des quatre côtés combiné avec l'effet Coanda concentre les frontières de la zone de recirculation du sillage (Barros et al., 2016). Cet effet [8] peut conduire à une réduction de la distance de rattachement des lignes de champs à la fin de la zone de recirculation et entraîner une recompression au culot, mais les conditions optimales pour ce contrôle sont difficiles à trouver. On cherche ici à comprendre les relations entre les jets et la forme du sillage afin de pouvoir trouver les phénomènes prépondérants provoquant la modification de la forme du sillage et la recompression.

Pour cette partie, la configuration de la maquette est présentée en figure 2.21. On active les quatre côtés de la maquette avec les mêmes paramètres de fréquence d'actionnement, f, de rapport cyclique, $RC = 0.5$, et de pression d'alimentation P_i pour tester les effets des jets en boucle ouverte. On définit un nouveau repère $\mathcal{R}_m$ lié à la maquette et centré par rapport au culot.

Pour cette partie, on rappelle l'interprétation du ratio de pression au culot défini par l'équation (1.6) (ici les cas de références sont pris également avec les surfaces coanda) :

$$\begin{aligned}\gamma_p &= \frac{C_p}{C_{p_0}} = \sum_{k=1}^{N_k} \frac{p_k - p_\infty}{p_{k_0} - p_\infty} \\ &= \begin{cases} < 1 \text{ si} \quad C_{p_0} < C_p < 0 \quad \Rightarrow \quad \text{pression supérieure à la pression de référence} \\ > 1 \text{ si} \quad C_p < C_{p_0} < 0 \quad \Rightarrow \quad \text{pression inférieure à la pression de référence} \end{cases}\end{aligned} \tag{1.6}$$

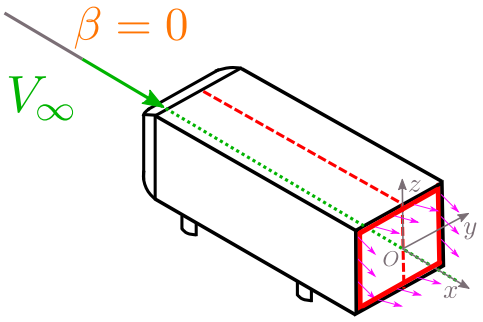


FIGURE 2.21 – Configuration de la maquette ActivROAD pour l'actionnement en boucle ouverte par les quatre côtés du culot et repère $\mathcal{R}_m = (O, x, y, z)$ lié à la maquette.

7. De rayon $r_c = 9h$, h étant la hauteur des fentes d'éjection.
8. Aussi appelé *boat-tailing effect* en anglais.

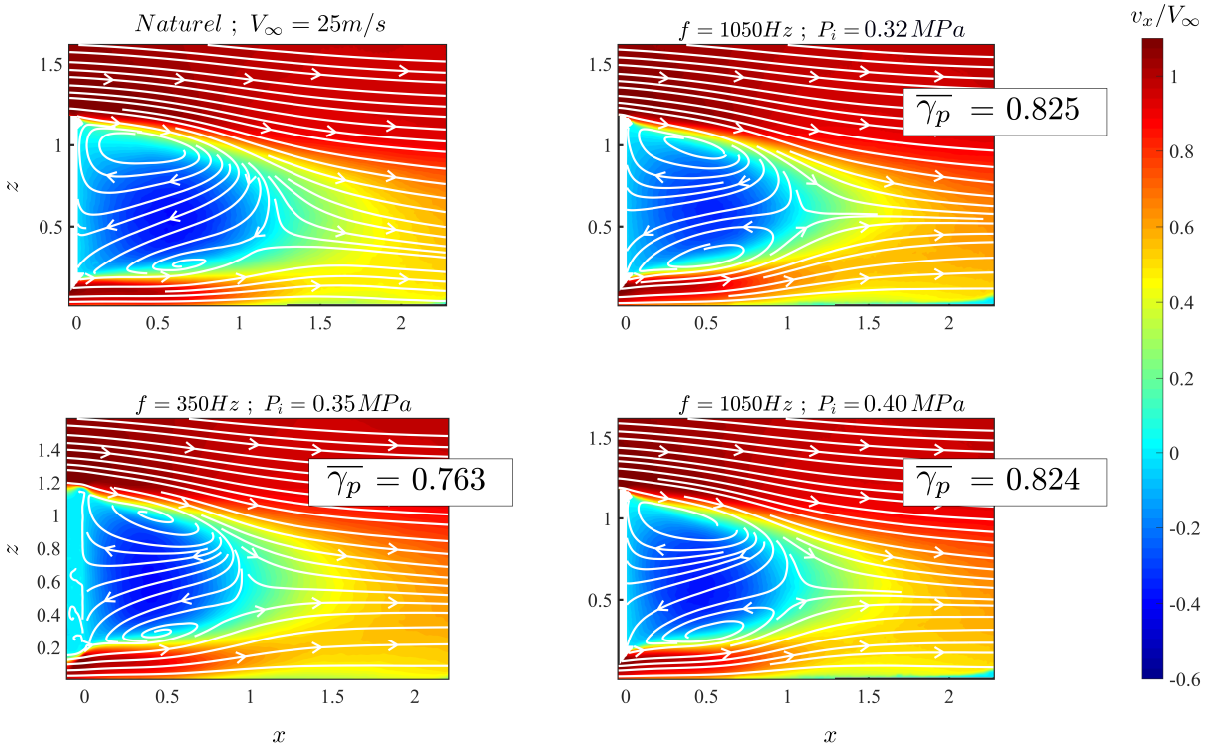


FIGURE 2.22 – Champs de vitesse longitudinale à l'arrière de la maquette ActivROAD à $V_\infty = 25$ m/s : cas naturel (sans contrôle) et trois cas de contrôles en boucle ouverte.

4.1 Effet fréquentiel des jets sur la zone de recirculation

On observe dans un premier temps les champs moyens de vitesse dans le sillage de la maquette ActivROAD pour différents types d'actionnement en boucle ouverte. Ces essais utilisent des surfaces coandas ($r_c = 9$ mm) au bord des fentes de soufflage, une vitesse d'écoulement $V_\infty = 25$ m/s, et une configuration d'écoulement aligné.

La figure 2.22 présente les champs moyens de vitesse longitudinale $\overline{v_x}$ obtenus pour l'écoulement sans contrôle, un cas avec actionnement à $f = 350$ Hz ($\in R_1$) et $P_i = 0.35$ MPa, et deux cas à $f = 1050$ Hz ($\in R_3$) : pour $P_i = 0.32$ MPa et $P_i = 0.40$ MPa (communiqués par Haffner (2017)). Pour les trois cas actionnés, les valeurs du ratio de pression moyen $\overline{\gamma_p}$ sont ajoutées à chaque image.

On observe que pour ces trois contrôles en boucle ouverte, le ratio de coefficient de pression est inférieur à 0.85, avec un cas à $\gamma_p = 0.763$, c'est-à-dire une augmentation de pression maximale de 23.7%.

Cette recompression s'accompagne d'une réduction globale de la longueur de la zone de recirculation. La limite de la zone de recirculation est fixée à la distance au culot où les vitesses longitudinales (selon x) sont positives pour toute position z. La réduction de la distance de rattachement est clairement visible en comparant le cas naturel et le cas d'actionnement à 350 Hz représenté du côté gauche de la figure 2.22.

Dans le cas des actionnements à 1050 Hz, la réduction de la zone de recirculation n'est pas aussi visible, mais on remarque que le sillage a une forme plus symétrique que dans le cas naturel. En effet, pour le cas sans contrôle, l'écoulement extérieur dévie la zone de recirculation vers le bas en générant un vortex principal dans le sens horaire à proximité du bord supérieur du culot et un vortex secondaire en aval du bord inférieur de la maquette. Cette configuration du sillage est en accord avec les champs de vitesse de Barros (2015) (cf. figure 2.3).

Dans les cas de contrôle, les déséquilibres haut-bas du cas naturel sont réduits ce qui contribue à la stabilisation du sillage. Il apparaît deux tourbillons opposés, de taille similaire aux bords supérieur et inférieur de la zone de recirculation. Cet équilibre permis par le contrôle peut contribuer à une recompression globale sur le culot.

La réduction de l'amplitude de la zone de recirculation se voit davantage sur le tracé des courbes de niveau de la vitesse longitudinale. La figure 2.23 montre les courbes de niveau pour $\overline{v_x} = \{0 \times V_\infty \; ; \; 0.5 \times V_\infty \; ; \; 0.8 \times V_\infty\}$ pour différents contrôles en boucle ouverte par les quatre côtés de la maquette. Les deux premiers graphiques ((a) et (b)) correspondent à des contrôles à 350 Hz et à 1050 Hz pour différentes pressions d'alimentation et le graphique (c) reprend les trois champs de vitesses contrôlés de la figure 2.22 qui utilisent les niveaux de pression d'alimentation P_i les plus importants testés.

Pour les deux fréquences testées, on observe un rapprochement de la fin de la zone de recirculation avec l'augmentation de la pression d'alimentation des EVs. En revanche, pour $f = 1050$ Hz, les pressions P_i les plus basses ne modifient pas la forme de la zone de recirculation. Comme le retour à une vitesse proche de celle de l'écoulement externe se produit plus près du culot pour les cas contrôlés à 350 Hz et les cas à 1050 Hz à haute pression, on peut dire que l'influence du corps sur le fluide environnant est *atténuée*. Cette meilleure pénétration dans l'écoulement doit naturellement correspondre à des valeurs de $\overline{\gamma_p}$ réduites, comme vu dans la figure 2.22.

Pour les vitesses $\overline{v_x} = 0.5 \times V_\infty$, près du culot, on voit une inflexion des lignes correspondant aux cas contrôlés. L'effet se voit davantage en (a) avec le cas d'actionnement à $f = 350$ Hz et $P_i = 0.35$ MPa au niveau du bord de fuite supérieur. Cette inflexion a pour effet direct de réduire la surface dépressionnaire au plus proche du culot, ce qui pourrait conduire directement à une recompression sur les bords de la face arrière de la maquette.

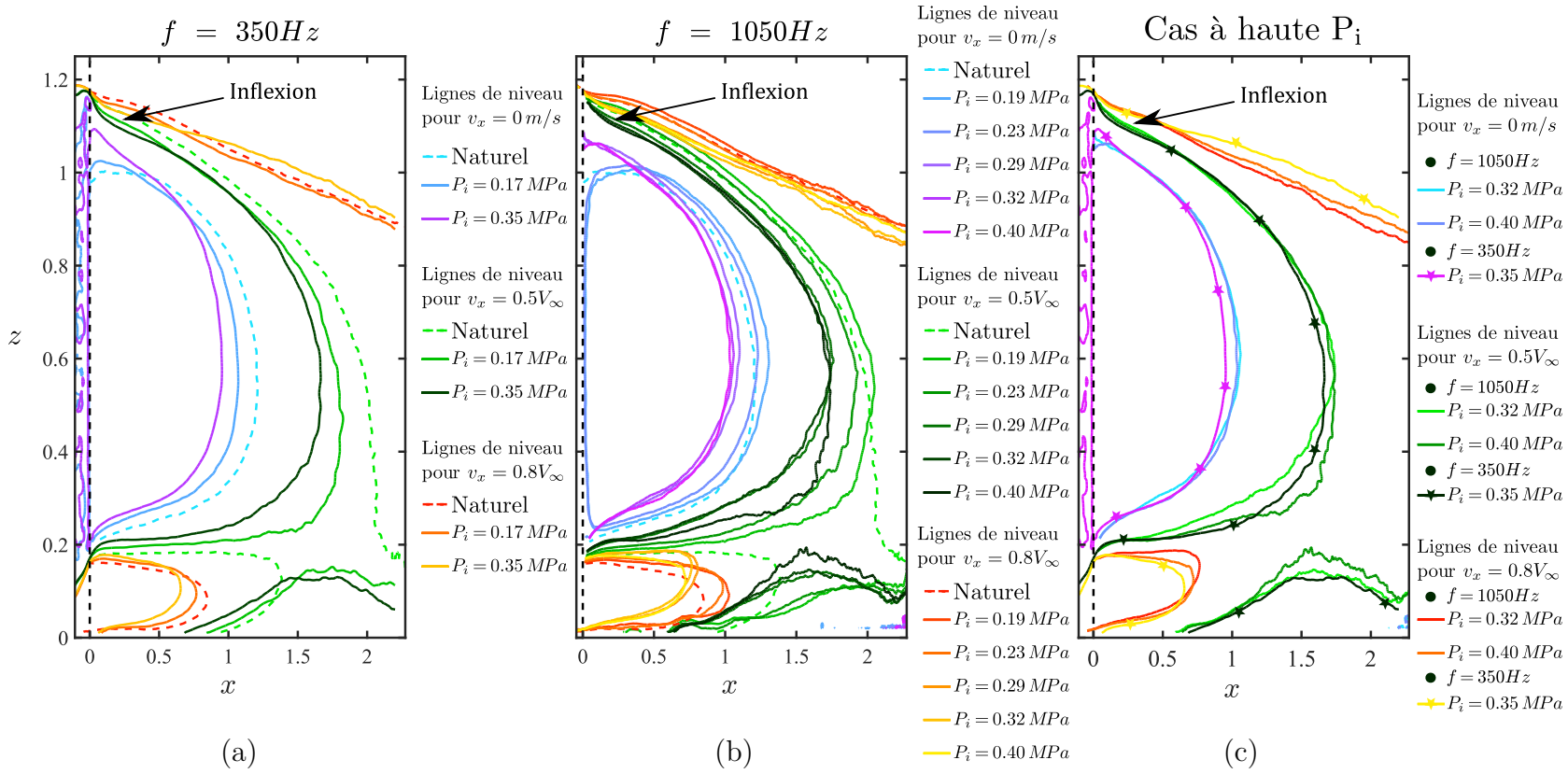


FIGURE 2.23 – Évolution des longueurs de zones de recirculation via les lignes de niveau des vitesses $v_x = \{0\,;\,0.5\,;\,0.8\}\,V_\infty$ lors du contrôle en boucle ouverte à $V_\infty = 25$ m/s.

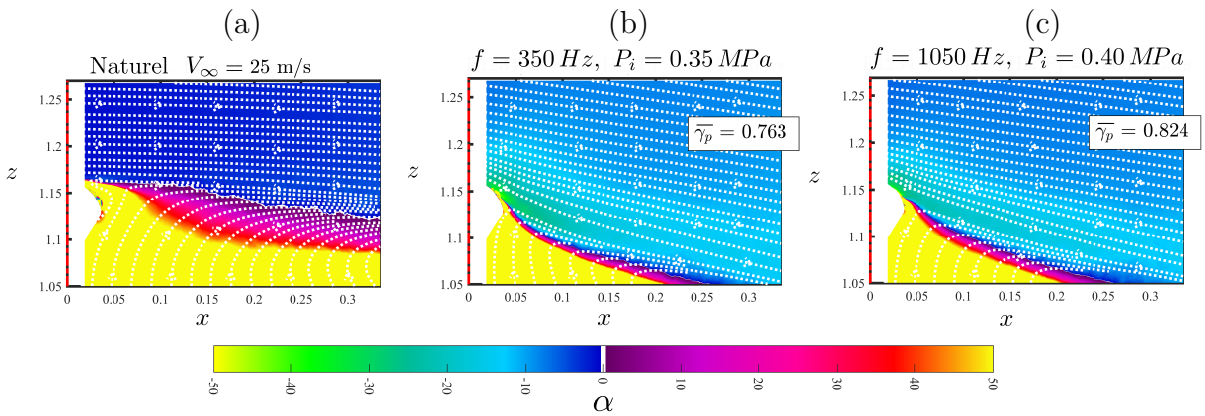


FIGURE 2.24 – Angulation α au niveau du bord supérieur du culot pour un cas non contrôlé (a) et deux cas de contrôle par jets pulsés (b-c) des quatre côtés de la maquette ($V_\infty = 25$ m/s soit $Re_H = 5 \times 10^5$).

Enfin, dans le graphique 2.23(c), on compare le contrôle à 350 Hz et deux contrôles à 1050 Hz, à haute pression. Le contrôle à 350 Hz provoque la meilleure réduction de la zone de recirculation et la plus grande inflexion aux bords du sillage. Ces phénomènes peuvent expliquer la différence de $\overline{\gamma_p}$ observée entre les deux fréquences d'actionnement.

Dans la zone inférieure du sillage, le contrôle à 350 Hz semble également réduire l'effet du flux de soubassement sur la zone de recirculation par rapport aux cas contrôlés à 1050 Hz. Cet effet peut être à l'origine d'une meilleure symétrie verticale des vortex se développant dans la zone de recirculation.

Grâce aux données recueillies par la méthode PIV pour différents couples de paramètres (f , P_i), on a pu observer que l'actionnement par jets pulsés permet de réduire la taille du sillage au bord du culot et de raccourcir la zone de recirculation (selon x). Ces effets sur le sillage contribuent à réduire la dépression à l'arrière du corps d'Ahmed en accord avec les analyses de Barros et al. (2016).

4.2 Étude du maximum de déviation

On note α, l'angle de déviation entre la direction des vecteurs du champ de vitesse et celle de $\overrightarrow{x}$ mesuré dans le sillage, à partir de données PIV à haute résolution sur le bord supérieur du culot de la maquette ActivROAD.

La figure 2.24 permet de suivre l'évolution de α sans contrôle et avec contrôle pour un écoulement aligné à $V_\infty = 25$ m/s soit $Re_H = 5 \times 10^5$.

Sur ces graphiques, dans les zones bleues ($\alpha < 0$), le fluide est dévié vers le bas, et dans les zones jaunes (α>0), le fluide revient vers le haut. À l'interface entre ces zones, les couches se mélangent le long d'une surface à la géométrie courbée. Cette déviation de l'axe de rotation des champs de vitesse présente un point d'inflexion, puis elle suit globalement une ligne droite. Cette évolution diffère de celle des couches de mélange planes pour lesquelles la trajectoire de la couche de mélange est affine linéaire (Pope, 2001).

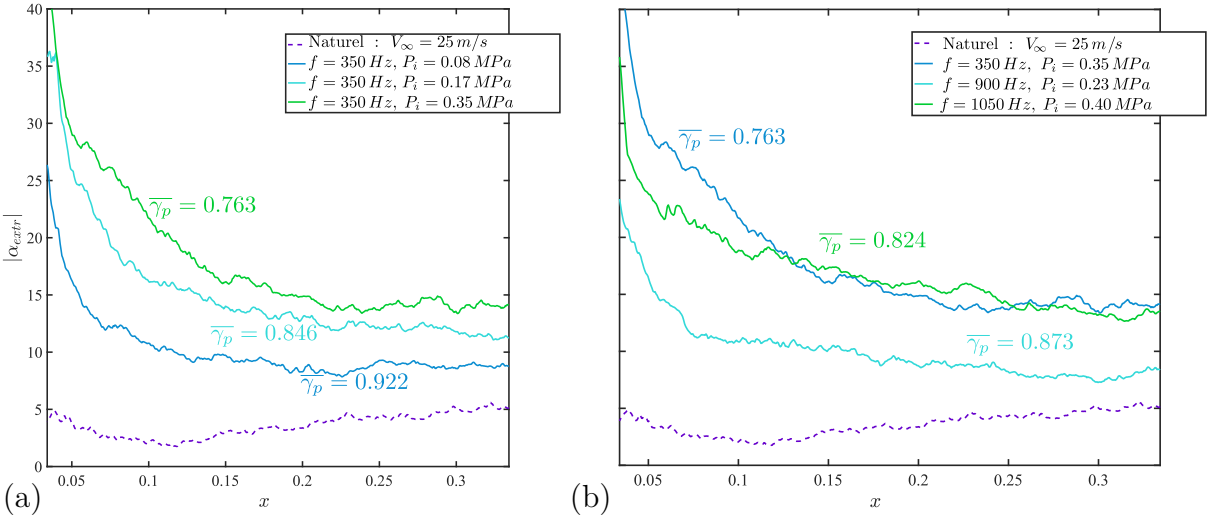


FIGURE 2.25 – Évolution de la valeur maximale de α à $V_\infty = 25$ m/s en fonction de x : (a) cas de contrôle à 350 Hz ; (b) pour les plus grandes pressions d'alimentations testées aux fréquences 350, 900 et 1050 Hz.

Comme il est possible de le voir sur la figure 2.24, il existe un maximum de déviation des lignes de champ par rapport à l'horizontale pour les cas contrôlés (zones vertes dans les champs de α). On relève alors la valeur maximale de $|\alpha|$, notée $|\alpha_{extr}|$, en fonction de l'éloignement au bord de fuite du culot dans la figure 2.25. On y a reporté les valeurs de $\overline{\gamma_p}$ correspondantes. On voit que les meilleurs gains en pression ($\overline{\gamma_p}$ le plus proche de 0) correspondent à des valeurs de $|\alpha_{extr}|$ plus grandes, et ce, sur des domaines plus étendus.

Dans l'écoulement contrôlé, lorsque la courbure des lignes de champs s'inverse on peut imaginer que la zone de recirculation se contracte à proximité du culot. Ce resserrement de la zone dépressionnaire serait alors responsable d'une augmentation de la pression au culot. Ainsi, plus cette zone de contraction s'étend dans le sillage et plus la pression au culot se voit améliorée.

4.3 Effets des paramètres des jets sur la déviation du fluide

Les différences de gains en pression observés pour les contrôles employés conduisent à comparer les actionnements directement selon les niveaux de déviation observés. L'effet des paramètres de contrôle sur la déviation du sillage au bord de fuite supérieur est donc analysé en vue de corréler simplement les paramètres d'actionnement des jets avec la déviation et le gain de pression au culot. Cela permettrait de définir une stratégie de contrôle intéressante pour exploiter l'effet de resserrement de la zone de recirculation.

Pour cette étude, le paramètre α est utilisé pour définir la déviation globale au bord du sillage :

$$\zeta = \frac{1}{\Delta x_1} \int \sin(|\alpha_{extr}|) dx_1 \tag{2.47}$$

Ce nouveau paramètre, à l'image de γ_p, quantifie par une valeur unique la déviation

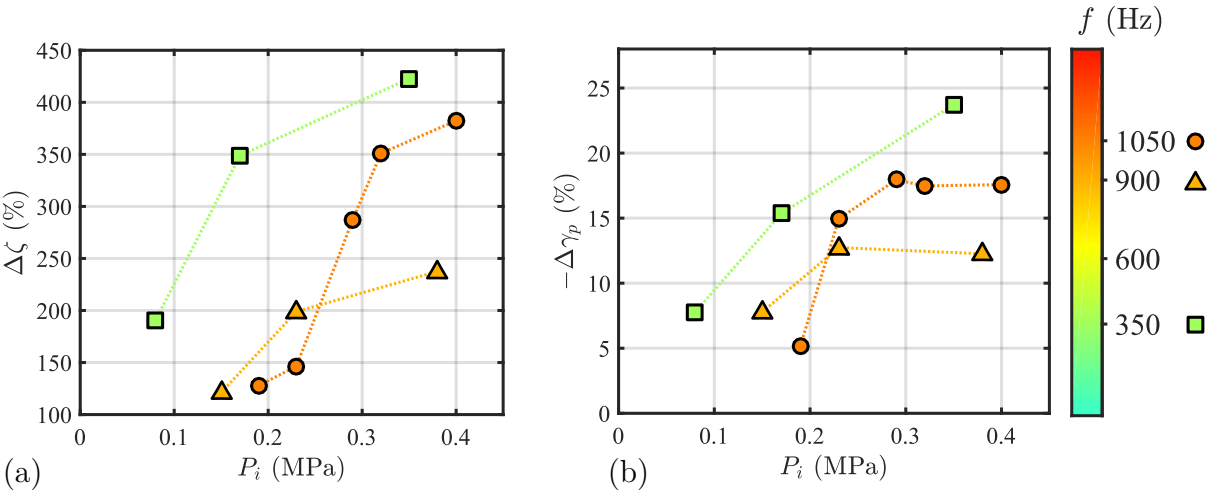


FIGURE 2.26 – Variations relatives des coefficients ζ et γ_p, en pourcentage, sous l'effet de l'actionnement en boucle ouverte pour les données de PIV étudiées ($V_\infty = 25$ m/s) : (a) courbes de $\Delta\zeta$ en fonction de trois fréquences d'actionnement et de la pression d'alimentation ; (b) courbes de $-\Delta\gamma_p$ dénotant l'augmentation de pression au culot grâce aux jets.

maximale cumulée dans la zone d'intérêt du modèle. On définit le gain en déviation par rapport au cas naturel (déviation ζ_0), en pourcentage, selon :

$$\Delta\zeta = \frac{\zeta}{\zeta_0} - 1 \tag{2.48}$$

D'autre part, pour obtenir des gains positifs pour les contrôles permettant l'augmentation de la pression au culot on utilise également le gain en augmentation de pression au culot $-\Delta\gamma_p$. On rappelle que ce gain est dérivé de l'écart relatif de coefficient de pression réduit au culot, défini selon l'équation (1.7) rappelée ici :

$$\Delta\gamma_p = \overline{\gamma_p} - 1 = \frac{\overline{C_p}}{C_{p_0}} - 1 \tag{1.7}$$

Les graphiques de la figure 2.26 présentent les évolutions de $\Delta\zeta$ (a) et de $-\Delta\gamma_p$ (b) pour le contrôle en boucle ouverte des quatre côtés du culot, à 350, 900 et 1050 Hz.

D'après le graphique 2.26(a), pour les contrôles à 350 Hz $\in R_1$ et à 900 Hz $\in R_3$), les valeurs de $\Delta\zeta$ et de $-\Delta\gamma_p$ montrent des évolutions similaires qui dénotent un même régime de fonctionnement des EVs (cf. figures 2.16 et 2.17). Seule l'amplitude différente des jets semble diminuer l'impact de l'actionnement à 900 Hz par rapport à celui à 350 Hz.

Pour le cas à 1050 Hz, en revanche il semble exister deux régimes, un à basse pression et un à haute pression dans la déviation de la couche de mélange (graphique 2.26(a)).

Pour l'évolution de $\Delta\gamma_p$ (graphique 2.26(b)), à 900 et 1050 Hz, les valeurs semblent

tendre vers une asymptote à haute pression alors que l'actionnement à 350 Hz montre des gains qui augmentent quasi-linéairement avec P_i.

D'un autre point de vue, comme le cas à 1050 Hz a la particularité de se trouver au bord du domaine d'utilisation des EVs, des effets liés à la pression P_i apparaissent clairement pour cette fréquence. La relation entre $-\Delta\gamma_p$ et P_i pourrait alors être du même type pour les fréquences 350 Hz et 900 Hz, et particulière pour $f = 1050$ Hz.

Comme le fonctionnement des EVs est différent selon la fréquence et que les seuls paramètres de contrôle (comme P_i) ne permettent pas de faire correspondre suffisamment les évolutions de γ_p pour toutes les fréquences d'actionnement, il est envisagé d'employer le débit d'air éjecté par les EVs afin de trouver une échelle permettant de corréler tous les contrôles testés.

Dans une première approche, on utilise les vitesses d'éjection enregistrées lors des caractérisations des EVs (voir figures 2.16 et 2.17). Cependant les vitesses moyennes d'éjection ramenées sous la forme d'un débit volumique à travers toutes les fentes du culot de la maquette surestiment largement le débit de contrôle par rapport à des mesures effectuées lors d'actionnements en boucle ouverte.

Une explication à cette différence pourrait être le fait que lorsque les jets se propagent dans les fentes, le soufflage ne soit concentré que dans un domaine central de la fente (d'aire réduite), mais que l'aspiration emploie la totalité de la surface de la fente disponible.

Pour faire correspondre les différentes valeurs de ζ entre elles malgré les effets fréquentiels et les différences de performance des EVs, on se contente alors d'utiliser la vitesse maximale de soufflage enregistrée pour chaque fréquence d'actionnement. Malgré la brièveté du pic de soufflage, notamment à 1050 Hz, la brusque accélération causée par le jet sur la couche de mélange pourrait être un levier plus déterminant que le débit moyen d'air soufflé dans la modification de la topologie du sillage.

La figure 2.27 présente la mise en corrélation des gains en déviation du sillage (graphique (a)) et des gains en pression au culot (graphique (b)) en fonction de la vitesse maximale d'éjection mesurée pour chaque couple (f; P_i) (voir figures 2.16 et 2.17).

Dans le graphique, (a), on peut voir que la déviation du sillage au bord du culot est fortement corrélée avec la vitesse d'éjection maximale lors de l'actionnement. À cause du nombre limité de points employés, aucun type d'interpolation n'a été tracé. Si la déviation du sillage au début de la couche de mélange est reliée de manière simple avec la vitesse de pic des jets, il serait possible d'affiner la prédiction de la trajectoire de la couche de mélange et contribuer au développement du modèle de couche de mélange présenté en partie 2.

En revanche, dans le graphique (b), on note une moins bonne corrélation entre les

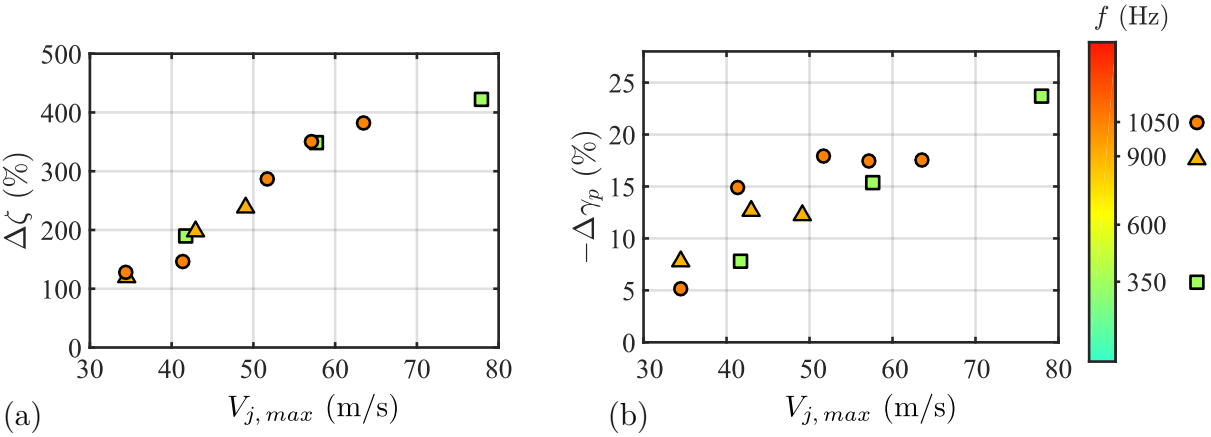


FIGURE 2.27 – Mise en relation du paramètre de vitesse maximale de sortie des jets $V_{j,\,max}$ et de : (a) $\Delta\zeta$ et (b) $-\Delta\gamma_p$.

gains en pression et la vitesse de pic pour l'ensemble global des points. Cependant, les points pour la fréquence à 350 Hz, en jaune, malgré leur nombre limité s'alignent presque parfaitement. Pour cette fréquence au centre de la zone de résonance R_1, il semble qu'une plus grande vitesse de pic soit directement corrélée avec un gain en pression dans le sillage. Il est possible cependant que ces gains ne soient valables que pour l'actionnement pneumatique employé ici avec ses phénomènes de résonance et d'aspiration. Néanmoins, un système d'actionnement pouvant être optimisé pour exploiter les dynamiques de résonance avec de forts pics de soufflage pourrait permettre d'actionner le sillage avec un rendement énergétique très économique.

Les développements précédents n'utilisent qu'un nombre réduit de mesures PIV. Comme cette technique nécessite de nombreux réglages, un temps de post-traitement des données important et, dans le cas du calcul de ζ, une résolution très importante, peu de points de fonctionnement ont pu être exploités ici.

Toutefois, de nombreuses mesures ont été réalisées dans le cadre de l'ANR Activ-ROAD notamment et lors d'autres études sur le sujet. Il serait bénéfique du point de vue de la compréhension des dynamiques de l'écoulement et de l'avancée du modèle des dynamiques des couches de mélange de pouvoir rassembler ces différents essais et de les traiter via des méthodes statistiques et de classification. En extrayant les valeurs de ζ, de débit d'actionnement, de vitesse de pic et de gain en pression, entre autres, des traitements comme l'analyse par composantes principales (ACP) ou les méthodes d'apprentissage par réseaux de neurones, par exemple, pourraient aider à suggérer des relations liant ces différents paramètres entre eux.

4.4 Bilan de l'action des jets sur le niveau de pression au culot

Actionnement des quatre côtés du culot

À la suite des études de déviation du sillage par l'action des jets pulsés en boucle

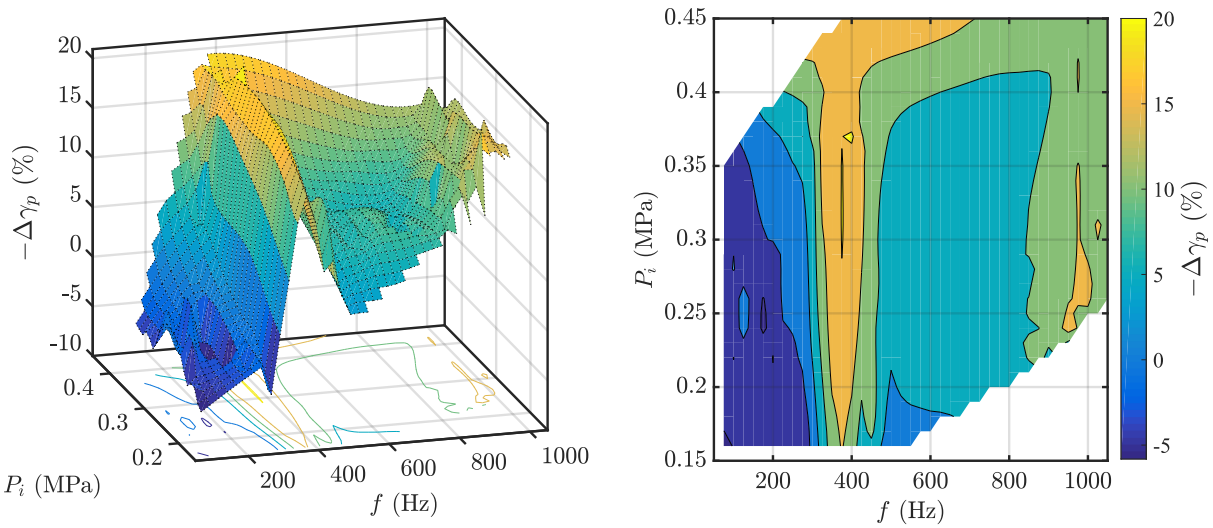


FIGURE 2.28 – Cartographie de l'évolution des gains de pression $-\Delta\gamma_p$ au culot de la maquette à $V_\infty = 35$ m/s : à gauche sous forme de surface, et à droite sous forme de projection des niveaux des gains. Pour les deux graphiques, l'échelle de couleur est à droite.

ouverte, en vue d'utiliser un contrôle pour des vitesses d'écoulement plus importantes que dans les cas précédents, des caractérisations additionnelles en boucle ouverte ont été réalisées à $V_\infty = 35$ m/s au lieu de 25 m/s. La cartographie des gains en pression grâce à l'actionnement en boucle ouverte du sillage a ainsi pu être obtenue. On rappelle que l'actionnement utilise les quatre côtés de la maquette ActivROAD qui est toujours équipée de surfaces coandas (rayon de section $r_c = 9h = 9$ mm) permettant la courbure de la direction des jets vers le centre du culot.

La figure 2.28 présente les gains en termes de réduction de la dépression au culot obtenus par l'exploration des effets des jets pour les couples $(f\,;P_i)$ admissibles par les EVs.

On peut observer différents régimes dans la cartographie :

- $\forall P_i$ et $0 < f < 300$ Hz : Diminution de la pression au culot ($-\Delta\gamma_p < 0$: augmentation de la dépression au culot) ;
- $\forall P_i$ et $f \sim 300$ Hz : Augmentation importante de la pression au culot ($-\Delta\gamma_p > 0$) ;
- $450 < f < 800$ Hz : Actionnement à faible effet, pour lequel il y a :
  - à pressions basses et moyennes ($0.15 < P_i < 0.40$ MPa) : une faible amélioration de la pression au culot ;
  - à très hautes pressions ($P_i > 0.40$ MPa) : une forte amélioration de la pression au culot .
- $900 < f \leq 1050$ Hz : Actionnement augmentant la pression au culot avec :
  - à moyennes et hautes pressions ($0.20 < P_i < 0.35$ MPa) : une augmentation importante de la pression au culot ;

– à très hautes pressions ($P_i > 0.35$ MPa) : une plus faible augmentation de la pression au culot ;

Ces évolutions des gains en pression par le contrôle en boucle ouverte permettent de relier les caractéristiques des vitesses maximales d'éjection et des débits des figures 2.18 et 2.19. On note que les cas à vitesses de pic et débits conséquents semblent être corrélés avec les meilleurs gains en termes de pression au culot. À l'inverse, les actionnements à fort débit, mais à vitesses de pic réduites n'améliorent pas la pression au culot et peuvent même la dégrader.

Pour le cas aligné à 35 m/s, les meilleurs gains ne sont pas réalisés pour les fréquences d'actionnement les plus grandes. À l'exception des actionnements à très haute pression d'alimentation les meilleures augmentations de pression au culot sont obtenues pour les fréquences des domaines R_1 et R_3 (cf. tableau 2.1). Le cas à très haute fréquence, et surtout à $f = 1050$ Hz $\in R_3$, est particulier, car il présente des gains importants à basse pression et des gains plus faibles à très forte pression P_i. Or, pour les cas à P_i basse et $f = 1050$ Hz, les vitesses de pic sont plus faibles, mais les débits plus grands. Les travaux de Haffner et al. (2020b) au sujet des couplages haute fréquence de jets pulsés avec les surfaces du bord de fuite du culot peuvent apporter une explication sur ce phénomène.

Haffner propose de corréler les effets à haute fréquence des jets pulsés avec la vitesse induite par les tourbillons générés dans la direction perpendiculaire à l'écoulement externe. Il montre que l'adéquation de la taille des surfaces coandas déviant les jets et la distance séparant deux tourbillons de jets entraînés par l'écoulement permet d'induire une vitesse verticale. Celle-ci peut entraîner l'écoulement externe vers la zone de recirculation et favoriser la courbure des lignes de champs au niveau des bords du culot, comme observé dans les effets de courbures aux figures 2.25 et 2.24. Un effet de surpression locale apparaît alors sur le culot qui permet d'expliquer les gains obtenus à 1050 Hz malgré l'usage de jets moins énergétiques que ceux de la résonance principale R_1.

Concernant la performance du contrôle sur la pression au culot, dans le cas du dispositif expérimental actuel, l'excitation à la résonance R_1 reste un levier intéressant. En effet, les jets produits par la résonance augmentent la pression au culot pour la totalité des P_i employées. De plus, pour augmenter la rentabilité du contrôle, une utilisation des jets avec une pression d'alimentation réduite peut être privilégiée. Cela permettrait de réduire la part énergétique devant être fournie pour comprimer l'air dans le réservoir de la maquette.

Afin de pouvoir quantifier facilement la rentabilité d'un contrôle par rapport à un autre, on propose d'introduire un rendement énergétique adapté à notre application. Ce rendement est un rapport de puissances entre :

- la puissance des forces de pression économisée lors du contrôle, et

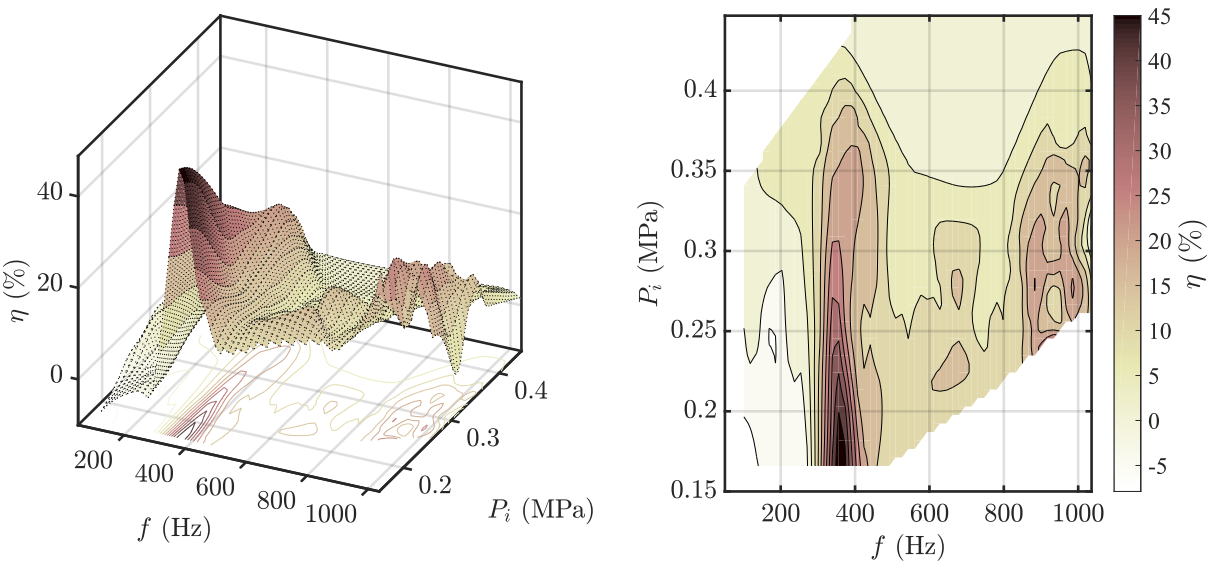


FIGURE 2.29 – Conversion des gains en pression par le contrôle en boucle ouverte à $V_\infty = 35$ m/s en rendement énergétique par la métrique η.

- la puissance pneumatique employée par l'actionnement.

Ce rendement énergétique du contrôle [9] est noté η, exprimé en pourcentage et défini par :

$$\eta = \frac{\frac{1}{2}HW\rho V_\infty^2 \times \left(1 - \frac{\overline{C_p}}{C_{p0}}\right) V_\infty}{\overline{Q_V} \times P_i} = \frac{-\Delta\gamma_p \times \frac{1}{2}HW\rho V_\infty^2 \times V_\infty}{\overline{Q_V} \times P_i} \tag{2.49}$$

avec $\frac{1}{2}HW\rho V_\infty^2 = p_{dyn}$ la force de pression de l'écoulement sur l'avant de la maquette et $\overline{Q_V}$ le débit d'air volumique mesuré en moyenne pour l'actionnement. Le numérateur quantifie alors le gain de la puissance des forces de pression par rapport au cas sans contrôle : $\frac{\overline{C_p}}{C_{p0}} = \overline{\gamma_p} = 1 \Rightarrow \eta = 0$).

Les données de gains en pression sont utilisées avec les mesures de pression dynamique, de vitesse d'écoulement et de débit d'air moyen afin d'obtenir la cartographie des rendements des actionnements en boucle ouverte selon le critère η à $V_\infty = 35$ m/s. La figure 2.29 présente cette cartographie avec à gauche l'évolution de η en 3D et à droite une projection des niveaux dans l'espace de fréquences et de pressions testées.

Les zones présentant les rendements les plus importants se trouvent dans la R_1 et la R_3 pour les pressions d'alimentation les plus basses. Pour les fréquences de la R_1, on obtient le meilleur rendement enregistré en boucle ouverte avec les quatre côtés employés : $\eta = 48\,\%$.

9. L'énergie est, en pratique, le produit de la puissance par le temps. Un rendement énergétique consisterait à diviser l'énergie des forces de pression économisée par rapport à l'énergie pneumatique employée. Un tel rapport peut alors se simplifier en supprimant la période de temps considérée au numérateur et au dénominateur du rendement.

Les résultats de rendement à très haute pression sont en revanche beaucoup moins intéressants car seulement compris entre 5 et 10 %.

Toutefois, cette cartographie de rendement pourrait changer pour une vitesse d'écoulement différente ou bien avec un système d'actionnement différent. Il est possible qu'un actionnement basé sur une meilleure compréhension de l'action des jets sur le sillage puisse permettre d'améliorer ces rendements, et potentiellement, avec une technologie d'actionneurs optimisée, d'obtenir un gain net d'énergie.

Autres actionnements

Jusqu'à présent, la performance du contrôle en boucle ouverte n'a été présentée que pour un actionnement simultané des quatre côtés du culot. Bien que l'actionnement par les quatre côtés de la maquette ait un impact avéré sur la pression au culot, on cherche à savoir si dans certaines situations, comme lorsqu'un vent transverse apparaît, par exemple, d'autres types d'actionnement pourraient se révéler plus efficaces, et plus rentables.

La figure 2.30 présente les niveaux de gain en pression (à gauche) et de rendement énergétiques (à droite) en fonction des niveaux de C_μ utilisés pour le contrôle en boucle ouverte. La maquette ActivROAD est exclusivement utilisée en configuration voiture pour des vitesses d'écoulement à $V_\infty = 25$ et 35 m/s ($Re_H = 5 \times 10^5$ et 7×10^5, respectivement, avec des surfaces coandas de rayon $r_c = 9$ mm). Quatre fréquences d'excitation (couleurs dans la figure) sont employées pour différentes pressions d'alimentation.

Cette base de données expérimentales contient des mesures relatives au cas aligné ($\beta = 0°$), mais aussi au cas en dérapage. Le dérapage consiste à augmenter l'angle d'incidence de l'écoulement de la soufflerie par rapport à l'axe x lié à la maquette. Les données obtenues pour les cas en dérapage sont représentées par des marqueurs vides (□, par exemple) tandis que les données obtenues en configuration alignée sont affectées à des marqueurs pleins (■, par exemple).

En pratique, trois angles de dérapage sont utilisés : $\beta = -0.7°$, $\beta = 0.92°$ et $\beta = 1.7°$. Les points pour l'angle à 1.7° sont repérés par des flèches sur les graphiques.

Les graphiques de la figure 2.30 permettent d'organiser les actionnements en boucle ouverte selon :

- les actionnements employant un seul côté (marqués par des triangles) :
  Ces actionnements correspondent à de faibles valeurs de C_μ, car seulement un côté est activé pour le contrôle. Ils causent une dégradation de la pression au culot ou bien un faible gain ($< 5\%$) pour des pressions d'alimentation faibles. Lorsque l'action des jets endommage la pression au culot et que le débit d'air est très faible, le rendement η devient très faible (jusqu'à -400 %).
  Les cas à 350 Hz sont les seuls ici à nécessiter un débit relativement faible pour la valeur de C_μ employée. Or, avec des contrôles qui dégradent la pression au culot, on

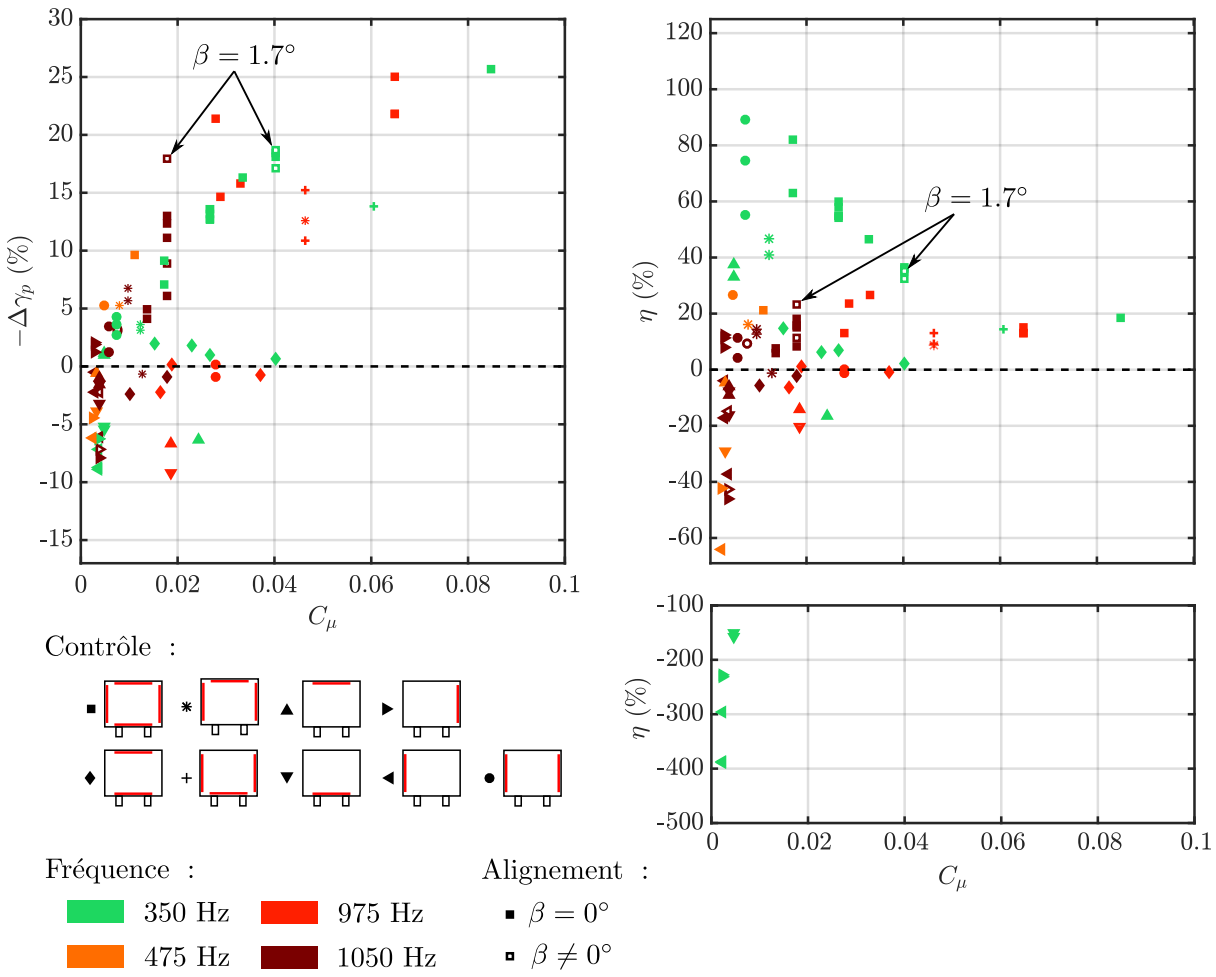


FIGURE 2.30 – Gains en pression au culot et rendement énergétique pour différents types de contrôle et différentes valeurs de C_μ : marqueurs à fond blanc : cas en dérapage ; marqueurs pleins : cas alignés. Les cas obtenus pour un angle de dérapage $\beta = 1.7°$ sont repérés par des flèches.

obtient les points en ordonnée négative du graphique de η (b). On note que pour cette fréquence, les cas d'actionnement haut (▲) sont bien plus intéressants que les cas d'actionnement bas (▼). En revanche, pour les cas à forte pression P_i et à C_μ plus grand, les contrôles haut et bas se confondent et augmentent la dépression au culot.

- les actionnements employant les deux côtés latéraux seuls (●) :
  Ils permettent des gains de pression modérés ($< 10\%$) pour des valeurs de C_μ basses. Ces actionnements peuvent cependant présenter de bons rendements pour des fréquences d'excitation permettant d'obtenir des jets puissants avec une basse pression d'alimentation, comme c'est le cas de l'actionnement à 350 Hz. En revanche une augmentation de la pression d'alimentation et de la fréquence d'actionnement ne semble pas permettre de gain remarquable.

- les actionnements haut-bas seuls (♦) :

Cet actionnement a un effet modéré, voire défavorable, sur la pression. Les points correspondants sont bien localisés autour de la ligne de gain nul en pointillé noir. Il semble alors que l'actionnement des côtés supérieur et inférieur seuls ne soit pas pertinent pour l'augmentation de pression. Le seul point permettant un rendement au-dessus de 10 % est obtenu à 350 Hz avec la valeur de C_μ la plus basse testée pour cette fréquence. Il est donc probable qu'à l'image des actionnements haut (▲), l'augmentation de la force des jets et du débit d'air ne modifie pas le sillage en faveur du gain en pression au culot.

- Les cas de contrôle à trois et quatre côtés : Ces actionnements forment un large nuage de points qui s'élève avec des valeurs de $-\Delta\gamma_p$ importantes lorsqu'on augmente la force des jets.

  Les cas à plus faibles C_μ présentent presque tous des gains en pression, mais seuls les cas à 350 Hz se détachent sur le graphique des rendements (à droite). On voit clairement que le phénomène de la résonance R_1 permet de recomprimer le sillage, à moindre coût énergétique.

  Dans la partie à plus fort C_μ, cependant, même les gains obtenus en termes de pression au culot à 350 Hz ne compensent pas le coût énergétique du contrôle. L'actionnement à 975 Hz (dans la R_3) a des résultats très proches de celui à 350 Hz, qui montre bien l'effet de la résonance apparaissant également pour le domaine de fréquences $\in R_3$.

  On note que les actionnements à trois côtés sont plafonnés aux alentours de 15 % de gains en pression. Les cas de contrôle gauche, haut et droit ($*$), et les cas de contrôle gauche, bas et droit ($+$) semblent présenter les mêmes apports en termes de recompression pour des C_μ élevés. L'ajout d'un troisième côté pour le contrôle semble donc intéressant du point de vue de la pression au culot sans qu'un effet particulièrement bénéfique du côté haut ou bas ne puisse ici être distingué sur la configuration voiture.

  Enfin, dans le cas où la maquette est mise en dérapage, on observe des gains en pression et en rendement qui sont du même ordre de grandeur que pour les cas alignés. Il est donc permis de réguler la pression au culot, par les mêmes stratégies en boucle ouverte pour les cas alignés et ceux subissant un vent transverse.

Finalement, l'actionnement en boucle ouverte permet de nombreuses déductions concernant l'effet du contrôle sur le sillage. Il permet notamment d'identifier des paramètres de commande prometteurs pour l'augmentation de la pression au culot et donc la réduction de la traînée et l'économie d'énergie des véhicules.

Ces approches en boucle ouverte ont un impact sur la forme de la zone de recirculation, comme on l'a vu plus tôt à la figure 2.22, mais elles ne permettent cependant pas de

corriger rigoureusement les asymétries du sillage. Plus de détails sur l'effet de la boucle ouverte sur la symétrie du sillage peuvent être trouvés à l'annexe B.4.

Ces asymétries sont le sujet de la partie suivante de la thèse qui approfondit l'analyse des effets de forme du sillage sur la traînée aérodynamique.

Conclusion

La compréhension des mécanismes liés à la traînée aérodynamique est une nécessité pour le développement de méthodes efficaces et énergétiquement rentables de réduction de la traînée.

On a pu voir dans ce chapitre le fait que les zones de mélange du sillage étaient des emplacements critiques pour la modélisation de l'écoulement. En effet, il s'agit du lieu où se développent les phénomènes turbulents liés au mélange de fluides de vitesses différentes et également des lieux où la forme du sillage est modifiée par l'actionnement fluidique. De plus, la couche de mélange est une configuration générique de l'écoulement qui se retrouve des quatre côtés de la maquette ActivROAD. Grâce à un modèle simple, on pourrait alors imaginer construire un modèle tridimensionnel par symétrie sur les différents côtés de la maquette.

À partir de l'identification du domaine de mélange à modéliser, une démarche de réduction des équations de Navier-Stokes a été proposée afin d'obtenir un système d'équations de transport des quantités de la couche de mélange. Ce modèle doit être affiné par la détermination des conditions limites du domaine modélisé, dans les cas naturels et de contrôle. De plus, des composantes dynamiques des équations obtenues doivent être spécifiquement étudiées et modélisées afin de simplifier l'utilisation du modèle pour la définition de lois de commande en boucle fermée.

Nous nous sommes intéressés à la forme de l'évolution de la couche de mélange depuis le culot de la maquette lors des actionnements en boucle ouverte. Ces actionnements par jets pulsés permettent d'augmenter la pression au culot de la maquette et de réduire la traînée. En identifiant mieux les relations entre la forme du sillage et la performance de l'actionnement, il est clair que le modelage du sillage et la modification des couches de mélange de la zone de recirculation jouent un rôle crucial dans la réduction de traînée.

Le chapitre suivant continue l'analyse des relations entre forme du sillage et traînée aérodynamique du point de vue des asymétries de la zone de recirculation. Le chapitre 3 présente les bases permettant la définition d'un contrôle en boucle fermée de ces asymétries développé ensuite au chapitre 4.

Chapitre 3

Dissymétries du sillage

Sommaire

1 Sillage dans le cas naturel 36

1.1 Vitesses du fluide dans le sillage 36

1.2 Relations de symétrie dans le sillage 40

1.3 Zone de recirculation et couches de mélange 41

1.4 Impact de la modification des couches de mélange 44

1.5 Démarche de modélisation 45

2 Modèle local par les équations de Navier-Stokes 48

2.1 Analogie de la couche de mélange 48

2.2 Équations générales des fluides 49

2.3 Modèle de turbulence 51

2.4 Modèle de Saint-Venant 57

2.5 Mise en forme des équations du modèle et verrous 59

2.6 Conclusions sur le modèle de couche de mélange 61

3 Description des jets pulsés 63

3.1 Dynamique des jets 64

3.2 Résonances pneumatiques 66

3.3 Débits de l'actionnement en fonction de f et de P_i 69

3.4 Effets des coandas sur les jets d'air 70

4 Actionnement en boucle ouverte 72

4.1 Effet fréquentiel des jets sur la zone de recirculation 73

4.2 Étude du maximum de déviation 76

4.3 Effets des paramètres des jets sur la déviation du fluide 77

4.4 Bilan de l'action des jets sur le niveau de pression au culot . . 80

Conclusion 87

Introduction et organisation

Ce chapitre présente la problématique des phénomènes asymétriques du sillage des véhicules. Comme la forme générale de la zone de recirculation modifie la valeur de pression au culot, l'état de symétrie du sillage modifie également la répartition de pression sur le culot et impacte la traînée aérodynamique.

Dans le cas des corps d'Ahmed à culot droit, comme la maquette ActivROAD, les asymétries du sillage sont principalement causées par les dérapages, c'est-à-dire lorsque la direction de l'écoulement n'est pas alignée avec l'axe $\overrightarrow{x}$, d'une part, et par la différence de flux entre le haut et le bas de la maquette, d'autre part. Mais en configuration alignée, il existe aussi un phénomène instable créant des dissymétries latérales et/ou verticales, nommé la bistabilité.

Nous verrons les détails de ces phénomènes et également les effets des actionnements asymétriques visant à leur réduction dans les parties suivantes. Ces actionnements pourraient être en mesure d'agir en faveur d'une symétrisation du sillage et de réduire la traînée de pression.

La figure 3.1 résume le positionnement du chapitre 3 dans la thèse et les parties principales qui le constituent. Dans la section 1, tout d'abord, nous présentons le phénomène de bistabilité et les grandeurs utilisées pour étudier la symétrie du sillage. Ensuite, en section 2, on précise les niveaux de dissymétrie observés sans contrôle du sillage. La section 3 présente les effets des actionnements asymétriques sur le sillage et enfin, la section 4 décrit une modélisation de la bistabilité latérale pour la maquette ActivROAD en configuration voiture et son utilisation en simulation.

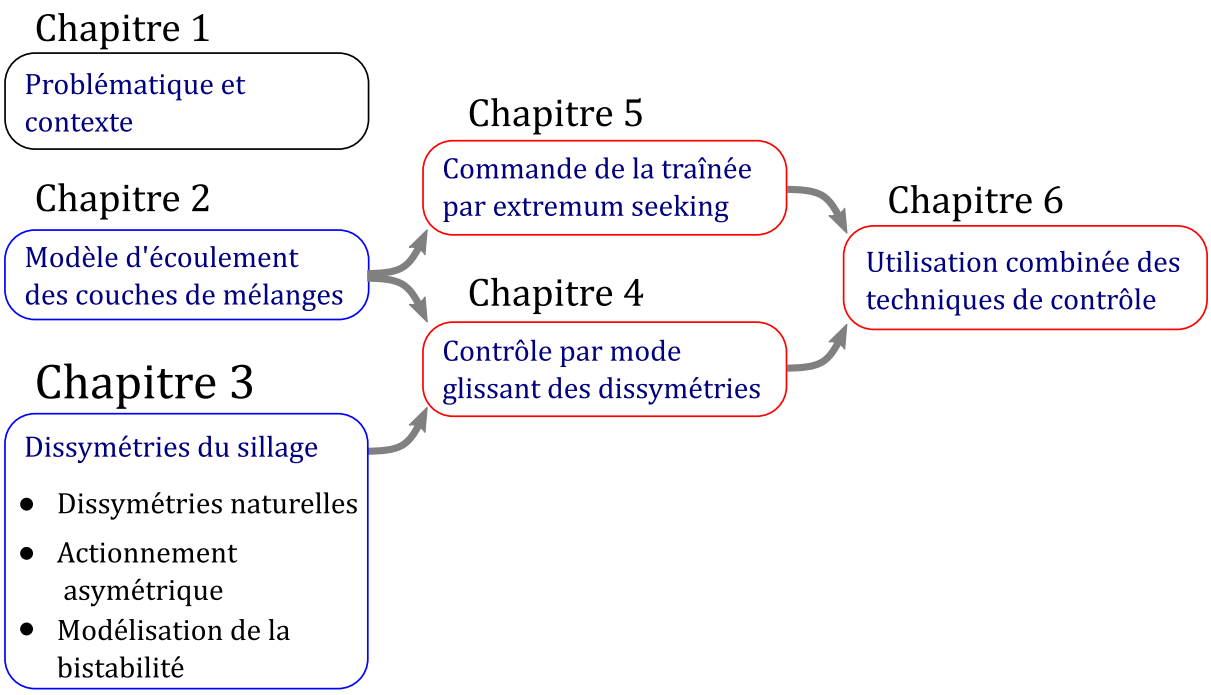


FIGURE 3.1 – Positionnement du chapitre 3 dans la thèse avec détail des parties principales le composant.

1 Cas du corps d'Ahmed

Dans la partie précédente, on a vu que la forme du sillage des véhicules influençait l'intensité de la traînée aérodynamique. De plus, différents types d'actionnement permettent de modifier cette forme et de changer les valeurs de pression au culot du véhicule afin d'impacter cette traînée. Dans cette partie, nous nous intéressons à la symétrie du champ de pression sur le culot de la maquette. Ce champ de pression est impacté par des tourbillons conséquents générant des pertes de pression sur le culot du véhicule. Ces pertes de pression augmentent la traînée du véhicule et créent une dissymétrie du sillage qui induit des efforts supplémentaires sur le corps du véhicule et augmente la traînée aérodynamique.

Dans le cas du corps d'Ahmed à culot droit, par exemple, des phénomènes asymétriques latéraux et verticaux sont clairement visibles, que ce soit pour des cas d'écoulements non-alignés ou pour des cas d'écoulements parfaitement symétriques. À la différence des corps axisymétriques (Rigas et al., 2014), les ruptures de symétrie du sillage ne peuvent s'effectuer que dans les directions principales de symétrie définissant le plan du culot droit (Cadot et al., 2015). Cette sélectivité des instabilités et la possibilité de modifier la forme du sillage par un contrôle actif permettent d'envisager la régulation en boucle fermée des dissymétries des champs de pression.

Pour les développements suivants, on utilise la configuration *voiture* de la maquette ActivROAD (c'est-à-dire celle où la largeur de la maquette est plus grande que sa hauteur)

et on se concentre sur les asymétries latérales du sillage comme cas d'étude.

Dans un premier temps, on réintroduit certaines grandeurs mathématiques et physiques qui seront employées tout au long de ce chapitre. Ensuite, on présente des phénomènes pouvant impacter la symétrie du sillage sur le corps d'Ahmed à culot droit. Pour conclure cette présentation des phénomènes dissymétriques, on présente quelques exemples d'études sur la symétrie du sillage et sur son contrôle.

1.1 Indicateurs des niveaux de pression et des dissymétries.

Grandeurs mathématiques

On rappelle tout d'abord les grandeurs générales d'étude de la pression au culot et de la symétrie. On les complète également d'autres indicateurs pour les besoins des paragraphes qui vont suivre.

La pression moyenne au culot

On rappelle que la maquette ActivROAD est équipée de deux jeux de capteurs de pression pariétaux. Sur le culot, on dénombre 12 capteurs instationnaires opérés avec une fréquence d'échantillonnage de 2 kHz et 35 capteurs stationnaires de fréquence d'échantillonnage de 200 Hz (cf. section 2.2 du chapitre 1). La plupart du temps, on utilisera les capteurs stationnaires pour représenter le champ de pression moyen sur le culot, tandis que les capteurs instationnaires seront réservés à l'analyse des fluctuations rapides de la pression et aux techniques en boucle fermée.

On étudie la pression au culot via les grandeurs suivantes :

- le *coefficient de pression* pour le capteur k :

$$C_{p,\,k} = \frac{p_k - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2} \tag{1.3}$$

  où p_k est la pression au capteur k, p_∞ est la pression de l'écoulement mesurée par une prise de pression de référence (à l'arrière du corps d'Ahmed, les valeurs de C_p sont toutes négatives), ρ est la masse volumique de l'air à haute vitesse à la température ambiante et V_∞ est la vitesse de l'écoulement autour du corps d'Ahmed ;

- la *moyenne spatiale des coefficients de pression*, dite *coefficient de pression réduit* :

$$C_p = \langle C_{p,\,k} \rangle = \frac{1}{N_k}\sum_{1}^{N_k} C_{p,\,k} \tag{1.5}$$

- le *ratio de pression* :

$$\gamma_p = \frac{C_p}{C_{p_0}} \tag{1.6}$$

- la *valeur de moyenne temporelle* de C_p sur l'intervalle $[t_1, t_2]$:

$$\overline{C_p} = \frac{1}{t_2 - t_1}\int_{t_1}^{t_2} C_p \mathrm{d}t \tag{3.1}$$

- le *ratio de pression moyen* :

$$\overline{\gamma_p} = \frac{\overline{C_p}}{C_{p_0}} \tag{3.2}$$

où C_{p_0} est la valeur de la moyenne temporelle et spatiale des pressions au culot dans le cas naturel (indice 0), sans contrôle ;

- le gain en pression $-\Delta\gamma_p$ exprimé en pourcentage (voir équation 1.7) à partir de $\overline{\gamma_p}$, est positif lorsque la pression au culot est supérieure à la pression du cas naturel, et inversement.

Les données d'efforts de traînée

On rappelle que le dispositif expérimental fournit en post-traitement la mesure de la force globale de traînée aérodynamique. La force de traînée F_x est convertie en un coefficient de traînée par :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho H W V_\infty^2} \tag{3.3}$$

où F_x est la force de traînée, dirigée selon $\overrightarrow{x}$.

Par analogie, on peut définir également le ratio de coefficient de traînée par rapport à sa valeur non contrôlée ainsi que son *écart relatif au cas sans contrôle* $\Delta\gamma_{C_x}$:

- le *ratio de traînée* :
$$\gamma_{C_x} = \frac{C_x}{C_{x_0}} \tag{3.4}$$
- le *ratio de traînée moyen* :
$$\overline{\gamma_{C_x}} = \frac{\overline{C_x}}{C_{x_0}} \tag{3.5}$$
- écart relatif *du coefficient de traînée moyen* :
$$\Delta\gamma_{C_x} = \overline{\gamma_{C_x}} - 1 = \frac{\overline{C_x} - C_{x_0}}{C_{x_0}} \tag{3.6}$$

où C_{x_0} est la valeur de la moyenne temporelle du coefficient de traînée dans le cas de référence sans contrôle.

Cet écart relatif est directement utilisé pour créer le gain en réduction de traînée : $-\Delta\gamma_{C_x}$, qui s'interprète exactement comme le gain en $-\Delta\gamma_p$: pour $-\Delta\gamma_{C_x} > 0$, le gain est positif et la traînée est réduite par rapport au cas sans contrôle, et pour $-\Delta\gamma_{C_x} < 0$, le gain est négatif, et la traînée est augmentée par rapport au cas sans contrôle.

Le barycentre

Les 12 capteurs de pression instationnaires sur le culot de la maquette ActivROAD sont utilisés pour calculer la position du barycentre de pression sur le culot. Dans toute la suite de notre travail, nous utiliserons le terme *barycentre* pour désigner spécifiquement le barycentre de pression.

Le barycentre correspond à la position où les efforts de pression sur le culot se compensent, et se calcule simplement par la moyenne des coordonnées des capteurs de pression pondérée par leur mesure.

Le barycentre est donc une position sur le culot de la maquette, fonction du temps, et constituée de deux composantes, y_b et z_b (adimensionnées par H) selon la définition

suivante :

$$\begin{pmatrix} y_b \\ z_b \end{pmatrix} = \frac{\sum_{k=1}^{12} (p_k - p_\infty) \begin{pmatrix} y_k \\ z_k \end{pmatrix}}{\sum_{k=1}^{12} (p_k - p_\infty)} \tag{3.7}$$

où p_k, $k = 1...12$, sont les valeurs de pression aux coordonnées $\left(\begin{smallmatrix} y_k \\ z_k \end{smallmatrix}\right)$ des capteurs rapides implantés sur le culot (cf. figure 1.11).

Ainsi une position décentrée du barycentre implique des efforts transverses sur la maquette et un état dissymétrique des pressions moyennes. Le barycentre ne dépend que des mesures des capteurs de pressions, et il peut être utilisé dans un contrôle en boucle fermée de la symétrie du sillage à la place de mesures directes d'efforts transverses (Plumejeau et al., 2019) peu applicables sur une implémentation industrielle.

La position latérale du barycentre

Pour le cas de la configuration voiture de la maquette (cf. figure 1.7, rapport d'aspect $H^* > 1$), on se focalise principalement sur la composante y_b des coordonnées du barycentre. En effet, pour cette configuration, la position du barycentre peut évoluer sur de relativement grandes amplitudes dans la direction latérale. En revanche, verticalement, la position du barycentre est liée au niveau de turbulence du flux de soubassement sous la maquette. Les travaux de Haffner (2018) montrent que la position verticale du barycentre peut être fixée par l'ajout de surfaces perturbatrices dans l'écoulement de soubassement. Ils montrent également que le maintien d'une symétrie verticale du sillage permet une diminution de traînée.

Comme la symétrie verticale est dépendante de l'état de surface sous le véhicule et que cette partie du véhicule subit moins de contraintes esthétiques et aérodynamiques que les autres parties du véhicule, la priorité est fixée ici sur les asymétries latérales. En effet, selon les conditions turbulentes de l'environnement autour d'un véhicule, des états dissymétriques latéraux apparaissent et entraînent une augmentation de la traînée de pression et de la traînée induite (Grandemange et al., 2013b).

Pour quantifier le niveau de symétrie dans lequel on se trouve, on utilise les valeurs statistiques suivantes issues des mesures de y_b sur un intervalle de temps $[t_1,\ t_2]$:

- la valeur moyenne de y_b : $\overline{y_b}$;
- l'écart type des fluctuations de y_b, σ :

$$\sigma_{y_b} = \sqrt{\mathcal{V}(y_b)} = \sqrt{\int_{t_1}^{t_2} \left(y_b(r) - \overline{y_b}\right)^2 \, \mathrm{d}r} \tag{3.8}$$

  où $\mathcal{V}(y_b)$ est la variance de y_b sur l'intervalle considéré ;
- l'écart statistique maximal par rapport à zéro, d_{y_b}, défini comme *la valeur absolue de*

la position latérale présentant le maximum de probabilité d'apparition du barycentre. On peut obtenir cet écart en utilisant la fonction densité de probabilité (PDF) des fluctuations de y_b :

$$d_{y_b} = \{|\mathbf{y}| \ / \ PDF_{y_b}(\mathbf{y}) = max(PDF_{y_b})\} \tag{3.9}$$

Le même écart peut être évalué pour z_b avec des notations analogues.
On peut noter que si la distribution de y_b (ou bien de z_b) est parfaitement gaussienne, la valeur de d_{y_b} (respectivement de d_{z_b}) est égale à l'espérance statistique du jeu de données.
En revanche, nous verrons dans la suite que la répartition des positions de y_b peut présenter deux maxima symétriques : dans ce cas-là, d_{y_b} est bien différente de l'espérance. cette dernière est nulle alors que d_{y_b}, ne l'est pas.

1.2 Phénomènes dynamiques du sillage proche du culot

Le sillage du corps d'Ahmed présente de nombreuses instabilités créées par les décollements de fluide sur sa surface et le mauvais profilage de sa forme. Ces phénomènes instables se distinguent par leurs amplitudes spatiales, leurs fréquences caractéristiques et leur positionnement vis-à-vis du culot de la maquette. Nous nous intéressons ici aux instabilités proches du culot qui ont un effet direct sur la force de pression appliquée au culot de la maquette en opposition aux instabilités de sillage qui se développent plus en aval et dont l'étude par les capteurs de pression pariétaux n'est pas aisément permise.

On observe, au plus proche du culot, pour une maquette dans un fluide en mouvement, des structures tourbillonnaires s'organisant selon les directions principales du culot (verticalement et/ou horizontalement). Ces structures ont pour caractéristique de maintenir leur enroulement de taille et de force différentes par rapport aux plans de symétrie de la maquette, ce qui crée des zones de haute pression et de basse pression sur le culot. Ainsi, avec une force non homogène à l'arrière, des efforts transverses combinés apparaissent et contribuent davantage à la force de traînée aérodynamique. Ces états dissymétriques sont générés spontanément dans les écoulements autour de corps non profilés (même axisymétriques (Rigas et al., 2014)) dans deux configurations :

- en écoulement aligné (incidence $\beta = 0$) ;
- en écoulement transverse (incidence $\beta \neq 0$)

Pour certains types de corps (selon leur géométrie, voir ci-après), même un écoulement aligné peut générer des états de pression dissymétriques, et, pour des corps présentant une certaine symétrie de forme, des basculements *aléatoires* entre un état (décalé) et son symétrique peuvent apparaître. On parle alors de *bistabilité*.

La bistabilité se caractérise par des fluctuations aléatoires, ce qui diffère du phéno-

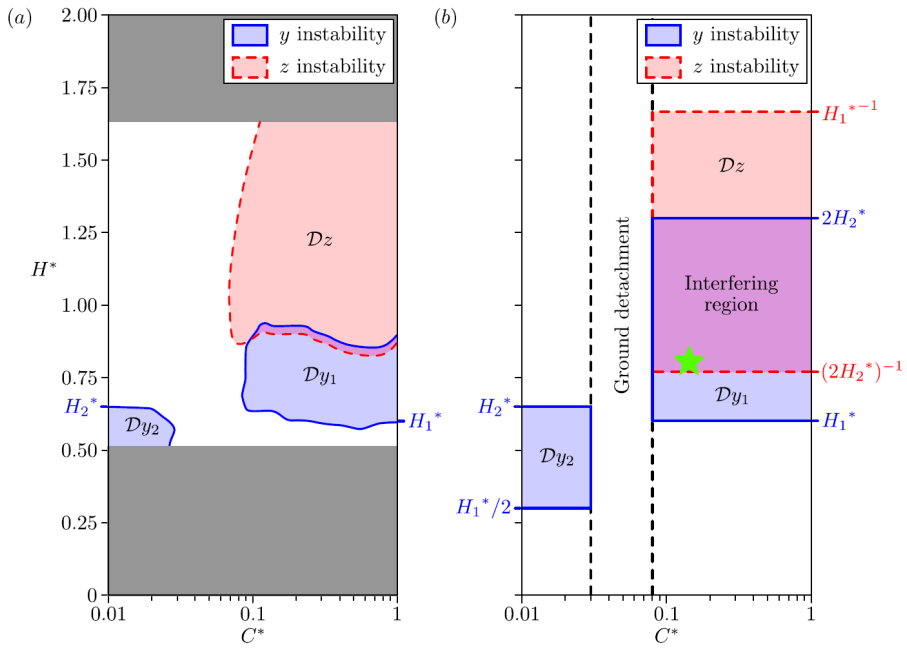


FIGURE 3.2 – Domaines d'apparition d'instabilités verticales et horizontales du sillage proche du culot, en fonction des paramètres géométriques de rapport d'aspect H^* et de rapport de hauteur de soubassement C^* : (a) données expérimentales ; (b) données extrapolées par symétrie (graphique de Grandemange et al. (2013b)) (★, position de la maquette ActivROAD dans le graphique).

mène de lâcher tourbillonnaire (Lesieur, 1994). Le lâcher tourbillonnaire, largement étudié dans le cas de cylindres plongés dans un écoulement (Bearman (1969), Roshko (1955)), se caractérise par une allée périodique de tourbillons se suivant dans le sillage du corps perturbateur. Le lâcher tourbillonnaire est caractérisé par une fréquence adimensionnée de lâcher de tourbillon, le nombre de Strouhal (cf. équation (1.9)) allant de $St_H = 0.14$ à 0.2 selon les cas expérimentaux (Barros (2015), Roshko (1993a)), ce qui n'est pas le cas pour la bistabilité qui ne présente pas de fréquence caractéristique d'apparition.

Grandemange et al. (2012) étudie les principales particularités de la bistabilité pour un corps d'Ahmed à culot droit. Une étude paramétrique importante permet de définir les paramètres géométriques impactant l'apparition de la bistabilité latérale et/ou verticale. La figure 3.2 présente sa classification en fonction du rapport d'aspect du corps, noté $H^* = {}^{H}/_{W}$, et du ratio de hauteur de soubassement de la maquette par rapport à sa largeur, $C^* = {}^{C}/_{W}$. Une étoile (★) indique la configuration du corps d'Ahmed de la maquette ActivROAD et montre que le phénomène de bistabilité peut apparaître horizontalement comme verticalement. Cependant, il est possible de réduire les fluctuations *verticales* du sillage avec l'ajout de parties passives sur le haut ou le bas de la maquette expérimentale (Haffner, 2018). Un réglage par ces ajouts passifs peut alors conduire à un écoulement globalement aligné verticalement et qui ne subit que des bifurcations latérales entre les deux positions bistables.

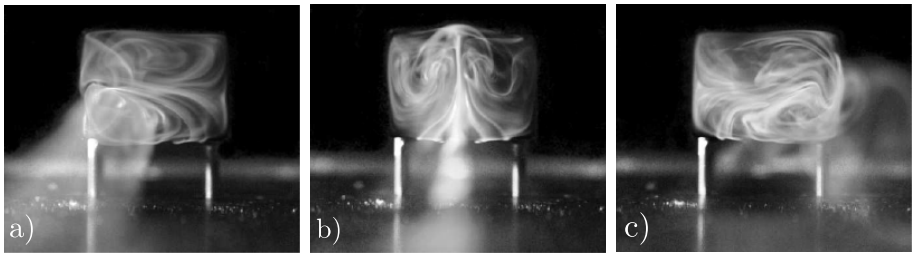


FIGURE 3.3 – Illustrations des basculements latéraux bistables (Grandemange et al., 2013a) : (a) Sillage bloqué à gauche ($Re_H = 365$) ; (b) Transition par un état symétrique entre deux états bistables ($Re_H = 365$) ; (c) Sillage bloqué à droite ($Re_H = 415$)

Pour illustrer le phénomène de bistabilité *latérale*, la figure 3.3 de Grandemange et al. (2013a) montre l'orientation des lignes de champ à l'arrière d'un corps d'Ahmed dans un canal hydrodynamique pour un nombre de Reynolds $Re_H \sim 400$. Un colorant est utilisé pour visualiser l'évolution des particules fluides dans le sillage et montre clairement une préférence pour un côté par rapport à l'autre bien que l'écoulement soit aligné. L'image 3.3(a) montre un enroulement vertical important à droite et une dépression à gauche où le sillage se place tandis que, pour l'image 3.3(c), le même phénomène réfléchi par rapport au plan (x, z) apparaît. Entre les deux états dissymétriques, la configuration *symétrique* (image 3.3(b)) correspond à un état *instable* du sillage.

Un autre cas de dissymétrie latérale, plus courant, apparaît lorsqu'un corps est soumis à un vent transverse, c'est-à-dire en configuration non-alignée, car le fluide va *pousser* davantage le corps d'un côté par rapport à l'autre. Le côté au vent (en anglais *windward*) subit une légère surpression par rapport au côté sous le vent (en anglais *leeward*) ce qui induit un déséquilibre du flux d'air dans la traînée du corps et donc une dissymétrie du sillage.

La figure 3.4, extraite de Li (2017), présente les champs de vitesses [1] du sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit dans un cas d'écoulement aligné à $Re_H = 6 \times 10^5$ ((a) et (b)) et de vent transverse avec $\beta = +5°$ pour $Re_H = 5 \times 10^5$ ((d) et (e)) avec les niveaux de pression au culot associés ((c) et (f)). L'état de pression latéralement symétrique de la figure 3.4(c) s'oppose à l'état dissymétrique de la figure 3.4(f). Ces différences viennent de la recirculation mise en exergue en figure 3.4(d) avec le vent transverse par la flèche circulaire blanche.

Du point de vue des valeurs de pression au culot (graphiques (c) et (f)), l'apparition d'une large zone de teintes bleues en (f), par rapport à (c) montre la diminution de la pression sur un des côtés du culot de la maquette. Un phénomène analogue, mais opposé apparaît pour un angle de déviation opposé.

1. obtenus par vélocimétrie par imagerie particulaire (PIV)

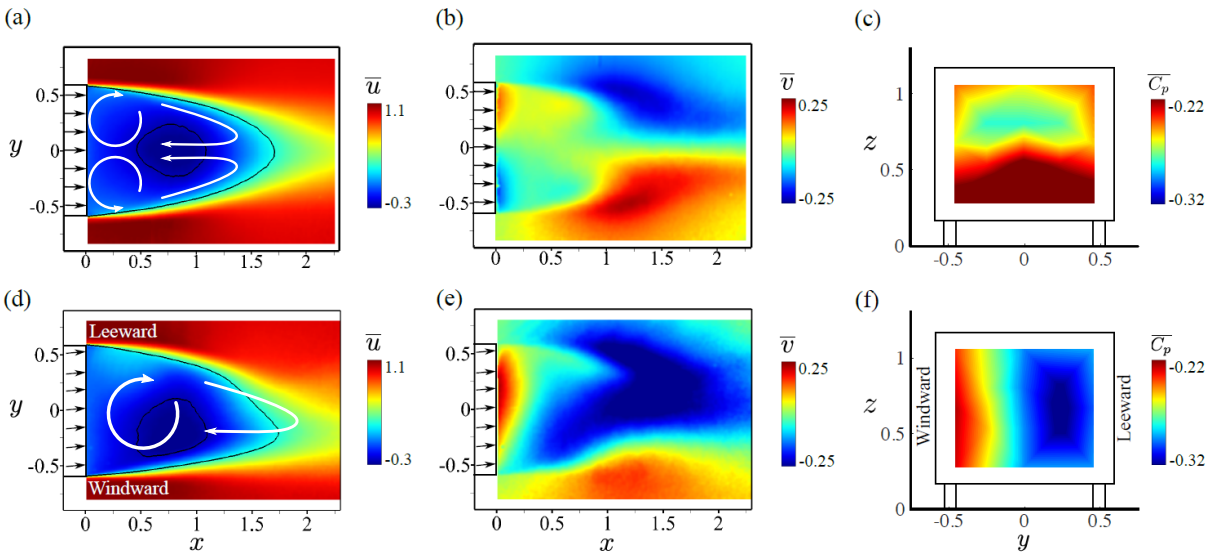


FIGURE 3.4 – Champs de vitesse et de pression à l'arrière d'un corps d'Ahmed à culot droit : écoulement aligné ((a), (b), (c), $Re_H = 6 \times 10^5$) ; écoulement transverse ($\beta = 5°$) (d), (e), (f), $Re_H = 5 \times 10^5$) (Li, 2017) : (a) et (d), champs de vitesse longitudinaux $\bar{v}$ (selon $\overrightarrow{x}$) avec ajouts de flèches blanches représentant les mouvements du fluide ; (b) et (e), champs de vitesses transverses $\bar{u}$ (selon $\overrightarrow{y}$) ; (c) et (f), champs de pression sur le culot avec un état à symétrie latérale dans le cas aligné (c) et une dissymétrie des pressions dans le cas en dérapage.

Alors que, pour les cas en dérapage ($\beta \neq 0$), la répartition de pressions sur le culot présente des asymétries fixes, le cas aligné avec la bistabilité est plus difficile à représenter et à prévoir.

Les travaux de Perry et al. (2016) et de Pavia et al. (2018), exposent le lien direct entre les états statiques dissymétriques et les fluctuations d'efforts aérodynamiques. Leur étude emploie différentes mesures de pression et par PIV afin d'effectuer la corrélation entre les dynamiques liées à la bistabilité et les fluctuations de C_x sur un corps de type Windsor. Les auteurs démontrent qu'un gain net de 7 % de traînée peut être obtenu par la suppression des phénomènes bistables, et que le contrôle de ces cas non symétriques serait donc nécessaire en vue de développer des contrôles permettant des réductions de traînée intéressantes.

Suite à l'intérêt croissant pour les phénomènes dissymétriques à l'arrière des corps non profilés, suscité par les caractérisations expérimentales des travaux de Grandemange et al. (2013a), de nombreuses études, comme celles de Li (2017), ont vu le jour. Les phénomènes dissymétriques ont été notamment étudiés sur des véhicules réels. Ainsi Cadot et Bonnavion (2017, 2016a) ont observé avec succès des phénomènes bistables sur des véhicules réels testés en soufflerie. Dans leur cas, la bistabilité observée se développe selon la direction verticale du culot.

Davantage de travaux se sont alors tournés vers la compréhension des phénomènes à

l'origine de la bistabilité et de son contrôle. Récemment, Dalla Longa et Evstafyeva (2019, 2017) ont pu étudier les phénomènes de bistabilité pour des corps simplifiés en utilisant des techniques avancées de simulation numérique. L'intérêt de retrouver les phénomènes dynamiques réels dans le cadre d'une simulation et de pouvoir fournir la description précise des phénomènes qui les déclenchent et de les contrôler ensuite efficacement.

Précisons, enfin, que la problématique de l'impact de la bistabilité sur la stabilité d'un véhicule et le confort de conduite n'est pas approfondie dans le cadre de nos travaux. Notre intérêt est concentré sur la relation entre asymétries de pression et traînée aérodynamique uniquement. il est toutefois permis de penser qu'une amélioration de l'état de symétrie du sillage serait également bénéfique pour contrer d'autres phénomènes découlant de la bistabilité.

1.3 Cas d'étude et de contrôle de la symétrie du sillage

Les études portant sur la réduction de la de pression au culot des véhicules remontent à plusieurs dizaines d'années avec les travaux pionniers des caractérisations des effets tourbillonnaires sur les corps non profilés (eg. (Ahmed et al. (1984), Bearman (1969), Onorato et al. (1986), Roshko (1955))). Des méthodes passives de limitation de la traînée sont ensuite étudiées dès les années 1990 et 2000 (Duell and George (1999), Khalighi et al. (2001)), mais ce n'est que plus récemment que les auteurs se concentrent spécifiquement sur la réduction des dissymétries du sillage afin d'obtenir des réductions de traînée aérodynamique à des coûts énergétiques réduits (Beaudoin et al. (2006a), Brackston et al. (2018a, 2016b), Feingesicht et al. (2017), Illingworth et al. (2012), Li et al. (2016)).

Contrôle passif

Des études utilisant des dispositifs passifs de régulation de la symétrie du sillage ont été conduites par Evrard et al. (2016) et Grandemange (2013).

Grandemange (2013) montre qu'en plaçant des barreaux verticaux dans le sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit, il est possible de réduire la bistabilité et d'obtenir des réductions de traînée aérodynamique. En pratique, son étude, expliquée en détail en annexe C.1, montre que les configurations de sillage présentant la traînée la plus faible sont celles avec des efforts transverses F_y les plus réduits (en valeur absolue). Les conditions aux bords appliquées par les barreaux passifs dans le sillage permettent de stabiliser les fluctuations bistables et de réduire de 5 % la traînée de pression.

Plus récemment, Evrard et al. (2016), ont travaillé sur le cas d'un corps d'Ahmed à culot droit équipé de volets formant une cavité à l'arrière du corps. Le dispositif expérimental peut être complété d'un barreau passif vertical positionné globalement au centre de la zone de recirculation comme décrit par la figure 3.5. Plus de détail sur leurs résultats expérimentaux sont décrits en annexe C.2.

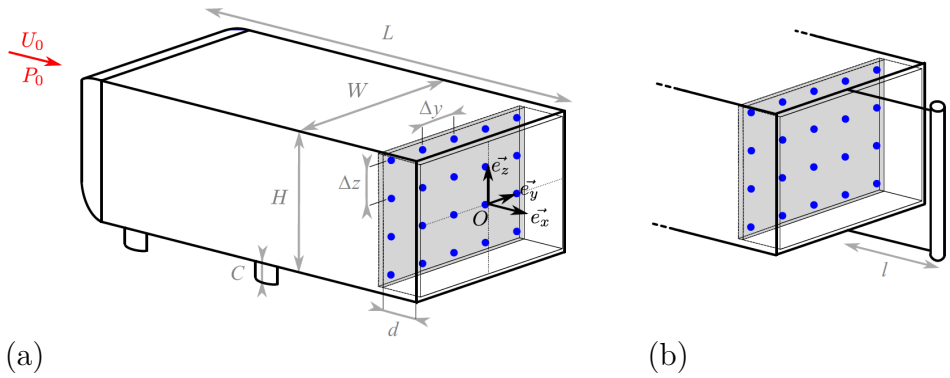


FIGURE 3.5 – Montage du corps d'Ahmed avec cavité et barreau d'Evrard et Cadot pour suppression passive de la bistabilité latérale (Evrard et al., 2016).

Les auteurs montrent qu'en utilisant une profondeur de cavité suffisante, de cavité de l'ordre de $0.10H$, et un barreau au centre de la zone de recirculation, les fluctuations de gradient de pression latéral identifiant la bistabilité sur le culot étaient supprimées. Les auteurs reportent alors une réduction de traînée de 9 %.

Toutefois, de tels dispositifs de contrôle passifs seraient difficiles à intégrer sur des véhicules réels. En effet, l'encombrement à l'arrière des véhicules rendrait leur utilisation trop contraignante (parties gênant les ouvertures de portes, mauvais accès aux marchandises). Ces dispositifs intrusifs permettent néanmoins de comprendre les mécanismes régissant la bistabilité et l'influence de l'écoulement de recirculation du sillage sur la traînée de pression.

Les techniques de contrôle passif de la bistabilité ont donc permis de mettre à jour des gains intéressants en termes de traînée aérodynamique grâce à la symétrisation du sillage, mais avec des désavantages d'encombrement et d'intrusion dans le sillage arrière des véhicules. Une alternative possible est alors l'utilisation de méthodes actives permettant de reproduire ces phénomènes passifs avec un plus faible encombrement.

Contrôle actif

Un premier type de contrôle par des moyens actifs est présenté par Garcia de la Cruz et Brackston (2017) qui s'intéressent à l'effet de volets orientables placés le long des côtés latéraux d'un corps d'Ahmed à culot droit. Ces volets, dont deux tailles différentes ont été testées, peuvent être orientés indépendamment pour stabiliser l'écoulement à l'arrière du corps d'Ahmed dans des cas de configurations alignées ou en dérapage.

Le schéma de la configuration expérimentale de Garcia de la Cruz et al. (2017) est repris à la figure 3.6. Les volets (*flaps* en anglais) sont repérés par des flèches à l'arrière du corps d'Ahmed à culot droit.

En configuration alignée, les auteurs sont en mesure de montrer que les volets doivent être inclinés symétriquement vers l'intérieur du sillage pour obtenir une réduction de

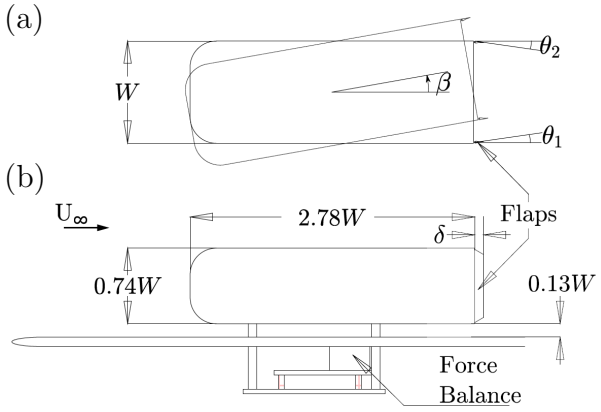


FIGURE 3.6 – Montage du corps d'Ahmed de Garcia de la Cruz et al. (2017) avec des volets déflecteurs orientables le long des côtés latéraux du culot : (a) vue de dessus ; (b) vue de côté. L'angle de dérapage est noté β et les dimensions des volets, δ. Chaque volet peut être orienté d'un angle θ_1 du côté gauche et θ_2 du côté droit vers l'intérieur du sillage, ou bien vers l'extérieur ($\theta_i < 0$).

traînée aérodynamique de l'ordre de 5 %.

En configuration en dérapage, en revanche, l'inclinaison symétrique des volets ne parvient pas à réduire la traînée. Il faut donc une adéquation entre la direction d'incidence de l'écoulement et la déviation imposée par les volets sur le sillage. Les auteurs montrent alors que les cas en dérapage présentant les forces de traînée les plus faibles correspondent à des cas où les volets permettent de rétablir un écoulement bistable.

En effet, dans le cas en dérapage, l'écoulement est entièrement asymétrique. Un état statique est imposé au culot de la maquette du fait de la direction du vent transverse et la bistabilité n'apparaît plus.

Cependant, lors des dérapages, les auteurs reportent une réapparition de la bistabilité pour les configurations de volets donnant les plus faibles C_x. On peut alors en conclure que la réduction des états asymétriques imposés par le dérapage permet de réduire la traînée. Ces états sont alors symétriques, en moyenne, mais ils sont aussi soumis au phénomène de bistabilité.

En outre, bien que ces cas soient obtenus par une déviation passive des limites de la zone de recirculation, les auteurs prévoient des gains nettement plus importants si on utilisait un contrôle en boucle fermée de la position des volets. Ils réalisent une étude de comparaison des gains en traînée réalisables via un contrôle passif fixe, optimal pour le cas aligné et un contrôle actif fictif adaptant la consigne d'orientation des volets en fonction de l'angle de dérapage. Ce contrôle fictif permettrait d'obtenir automatiquement les meilleures orientations des deux volets afin de réduire la traînée de pression en temps réel. Leur comparaison montre qu'une adaptation automatique de la position des volets en fonction de la direction de l'écoulement apporterait des gains en traînée supérieurs de 40 % (pour les volets les plus courts) à 70 % (pour les volets les plus longs) par rapport au cas passif fixe optimal, en configuration alignée.

Bien évidemment, de l'énergie doit être fournie au système actif pour fonctionner, mais dans le cas de l'usage de volets déflecteurs, il est possible que cette énergie soit relativement faible et puisse permettre des gains énergétiques conséquents sur un véhicule réel.

Plus tard Brackston et al. (2016a) réalisent un contrôle linéaire de la bistabilité du sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit en se basant sur les travaux de Rigas et al. (2015, 2017). Brackston *et al.* utilisent les mêmes volets déflecteurs que Garcia de la Cruz et al. (2017) (cf. figure 3.6), mais cette fois-ci les volets sont actionnés en fonction de modèles simples du comportement de l'état de symétrie du sillage imposé par l'action des volets.

Leur approche se base sur de larges caractérisations en boucle ouverte ainsi que la simplification :

- des phénomènes bistables sous la forme de la réponse d'un système dynamique du *premier ordre* ;
- des dynamiques instationnaires de lâcher de tourbillons sous la forme d'une dynamique de *second ordre*.

En effet, les actionnements à différentes fréquences, via les volets, engendrent des phénomènes de résonance aux fréquences du lâcher tourbillonnaire. La dynamique moyenne du sillage du corps d'Ahmed à culot droit est donc ramenée à ces deux instationnarités.

La figure 3.7 présente le schéma bloc de leur régulation (a) avec G_1 la dynamique de premier ordre de la bistabilité additionnée à la dynamique de second ordre du lâcher tourbillonnaire, G_2. La métrique r correspond à la composante latérale du barycentre de pression, y_b. La boucle de retour permet d'ajuster la tension v des actionneurs pour définir l'angulation θ à appliquer pour chaque volet.

En partie 3.7(b), on peut observer l'apport du contrôle de la symétrie du sillage via l'action des volets coordonnée grâce aux modèles linéaires. L'activation du contrôle en boucle fermée se produit à $t = 0$ s et entraîne la suppression du phénomènes de bistabilité. Le graphique supérieur présente l'évolution de la position du barycentre qui passe d'un comportement oscillant bistable à une évolution bruitée sans sélection de position asymétrique. Le graphique du milieu concerne le coefficient de traînée de pression qui chute de 2 % à l'activation du contrôle. Simultanément, les efforts transverses visibles dans le graphique du bas sont réduits en amplitude. Les auteurs annoncent également une augmentation concomitante de pression au culot de l'ordre de 4 %.

Cet essai a donc montré la possibilité de réduire la traînée aérodynamique par l'action de volets de dimensions relativement faibles actionnés par une boucle de contrôle. La suppression de la bistabilité sans excitation du lâcher tourbillonnaire est obtenue grâce à des approximations linéaires des phénomènes principaux de ce sillage instable.

Dans le cas de cette étude, bien que les gains de traînée soient modestes par rapport aux cas supprimant passivement la bistabilité (9 % potentiels (Evrard et al., 2016)), le contrôle en boucle fermée par les volets ne nécessite qu'une faible quantité d'énergie pour fonctionner. De plus, il n'utilise que des actionneurs électriques limitant la difficulté d'application de cette technologie sur un véhicule réel. Cette approche demeure

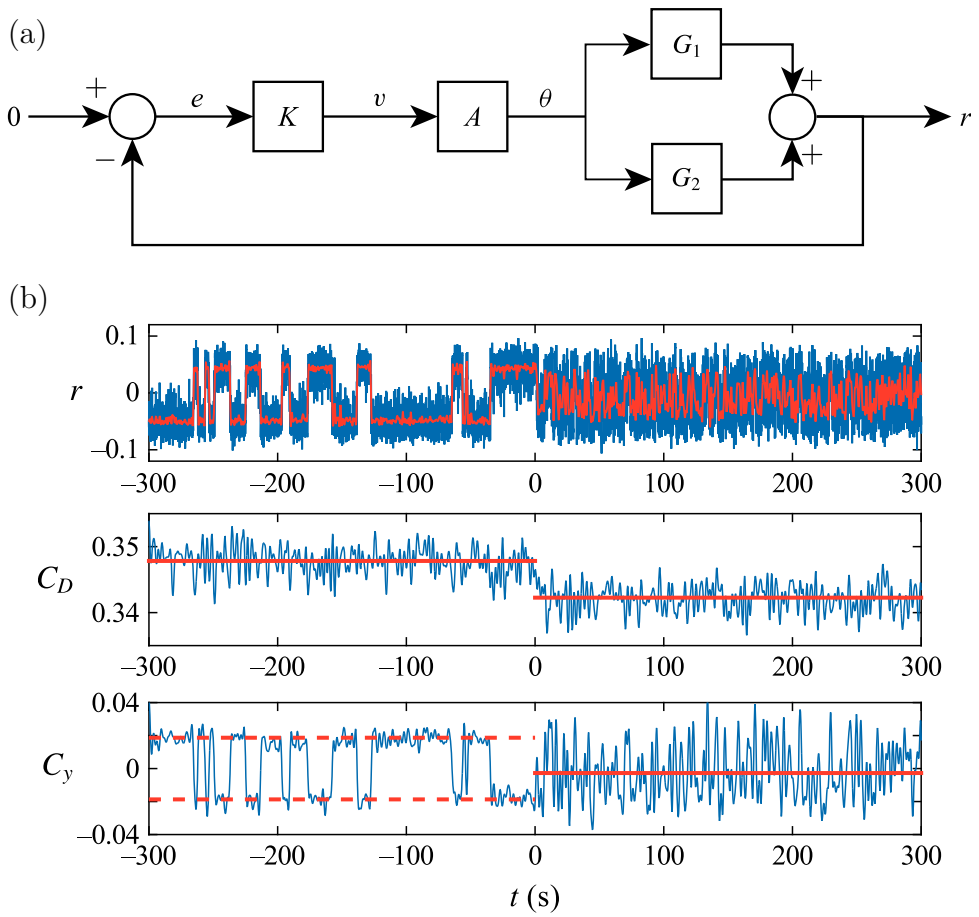


FIGURE 3.7 – Contrôle en boucle fermée de la bistabilité par les volets dynamiques de Brackston et al. (2016a) : (a) schéma de régulation ; (b) résultats expérimentaux sur la métrique $r = y_b$, le coefficient de traînée de pression C_D et le coefficient d'effort transverse C_y.

donc très intéressante pour les développements futurs en termes de contrôle de traînée aérodynamique.

D'autres exemples de réduction des asymétries de la bistabilité par le contrôle en boucle fermée peuvent être succinctement rapportés [2] :

Li et al. (2016, 2019) utilisent des jets pulsés d'air produits par des électrovannes pneumatiques à haute fréquence (jusqu'à 200 Hz). En réalité, le système d'actionnement est similaire à celui de la maquette ActivROAD, mais pour des fréquences inférieures.

Li et al. (2016) emploient une boucle de contrôle basée sur une stratégie d'opposition des variations des gradients de pression latéraux pour corriger la bistabilité du sillage. Les jets employés de manière asymétrique à gauche ou à droite du culot permettent d'inverser les gradients de pression latéraux et d'annuler les basculements aléatoires de la bistabilité.

Le contrôle permet une augmentation de la pression au culot de 2 % mais il est toutefois perturbé par l'excitation des phénomènes de lâcher tourbillonnaire qui empêche

2. Une présentation détaillée de ces études est toutefois fournie en annexe C.3.

l'amélioration nette de la traînée.

Plus récemment, Li et al. (2019) ont pu montrer des résultats intéressants en termes de contrôle des asymétries dans un cas en dérapage de 5°. Un contrôle en boucle ouverte, utilisant une fréquence d'actionnement modulée pour l'activation des jets d'air pulsés du côté au vent, a permis d'obtenir un gain important de 7 % en traînée, par resymétrisation du sillage relativement à la maquette expérimentale.

Très récemment également, Plumejeau et al. (2019) ont proposé une approche de contrôle en boucle fermée de la traînée via la symétrisation du sillage. Une stratégie de contrôle sans modèle est employée sur le cas de la bistabilité d'un corps d'Ahmed à culot droit afin de régler en temps réel les fluctuations de la force F_y mesurée par une balance aérodynamique. Les actionneurs consistent en des jets d'air plans générés, depuis les côtés latéraux du culot d'une maquette, à travers des fentes d'éjection 10 fois plus fines que dans les travaux de Li et al. (2019) et que pour le cas de la maquette ActivROAD.

L'intérêt du contrôle employé par Plumejeau *et al.* réside dans son applicabilité sans connaissance préalable du problème bistable et son résultat intéressant en termes de réduction de traînée. Alors que les expérimentations de Li et al. (2016) rapportent des limitations de performance dues aux instabilités du lâcher tourbillonnaire, la méthode de commande sans modèle par Plumejeau *et al.* semble ne pas provoquer d'excitations indésirables augmentant la traînée aérodynamique.

Les résultats de l'application expérimentale du contrôle en boucle fermée par commande sans modèle de Plumejeau *et al.* conduit à une réduction de 2 % de la traînée aérodynamique et à la bonne symétrisation latérale du sillage en moyenne (Plumejeau et al., 2019) (plus de détails en annexe C.3). Ces résultats sont de même ordre de grandeur que ceux obtenus par Brackston et al. (2016a) avec un modèle linéaire des instationnarités du sillage, mais sans nécessiter de caractérisation en boucle ouverte au préalable.

2 Dissymétrie naturelle du sillage

On s'intéresse ici aux phénomènes dissymétriques du sillage du corps d'Ahmed à culot droit en configuration voiture ($H^* > 1$) avec pour objectif d'identifier les paramètres nécessaires au développement d'une loi de contrôle en boucle fermée de la symétrie du sillage. L'objectif est d'acquérir des connaissances sur les phénomènes de bistabilité et de positions stables du sillage à l'arrière de la maquette ActivROAD.

Cette partie est dédiée à la présentation des fluctuations naturelles de la position du barycentre dans le cas aligné bistable, et avec un vent transverse. De plus, on étudiera les effets des actionnements asymétriques en boucle ouverte sur les couches de mélange latérales du sillage.

2.1 États naturels de symétrie pour le cas aligné

La maquette expérimentale est placée dans un écoulement aligné ($\beta = 0°$) turbulent à $V_\infty = 35\text{m/s}$, soit un nombre de Reynolds $Re_H = 7 \times 10^5$ selon le schéma de la figure 3.8.

D'après la partie précédente (cf. 1.2), il est attendu qu'un phénomène de bistabilité apparaisse selon les directions horizontale et verticale (cf. figure 3.2). Ici, un élément de perturbation constitué d'un barreau de 9 mm de diamètre et de longueur W, est placé sous la maquette à une abscisse $x = -0.5L$ dans le repère $\mathcal{R}_m$. Cet élément perturbateur a pour effet de sélectionner une configuration verticale fixe pendant la totalité des essais. Cette perturbation empêche la bistabilité verticale d'interférer dans les phénomènes latéraux et recentre verticalement la position du barycentre sur le culot de la maquette.

Le blocage de la bistabilité verticale ne modifie en rien la problématique d'asymétrie latérale du sillage. Comme un design différent pourrait facilement réduire les fluctuations verticales bistables, on préfère se concentrer dans un premier temps sur la bistabilité latérale qui est plus prononcée pour la configuration voiture de la maquette ActivROAD.

La figure 3.9 présente les phénomènes de bistabilité latérale qui apparaissent dans une configuration d'écoulement aligné. Dans cette figure, chaque colonne correspond à un état de la bistabilité :

(a) Écoulement bistable équilibré, c'est-à-dire qu'il y a globalement autant de temps passé dans l'état pour lequel $y_b > 0$, que nous appellerons $\mathcal{P}$, pour *positif* (Grandemange et al., 2012), que dans l'état pour lequel $y_b < 0$, appelé $\mathcal{N}$, pour *négatif*.

(b) État bistable $\mathcal{P}$ avec le barycentre positionné à droite sur le culot. Cet état correspond aux mesures de (a) pour $t = [0,\ 37]$ (s).

(c) État bistable $\mathcal{N}$ avec le barycentre positionné à gauche sur le culot. De même, cet état est tiré des données de (a) pour $t = [39,\ 67]$ (s).

Pour chaque colonne de la figure 3.9, on représente, de haut en bas :

- les champs de pression au culot sur une échelle de $\overline{C_p}$;
- le nuage de points des observations des positions du barycentre dans le plan du culot (y, z) avec les fonctions de densité de probabilité (PDF) pour chaque coordonnée

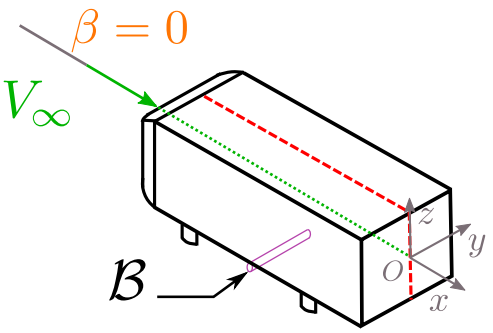


FIGURE 3.8 – Configuration de la maquette ActivROAD avec $\beta = 0°$ et une perturbation (barreau $\mathcal{B}$) dans le flux de soubassement destinée à fixer la position verticale du barycentre.

du barycentre. Le nuage de points est agrémenté des lignes de niveaux définissant les zones à plus forte concentration de points et donc à plus grande probabilité d'apparition : les lignes de couleur chaude encerclent les zones les plus fréquentées par le barycentre, et réciproquement, les lignes de couleur froide délimitent des zones peu fréquentées par le barycentre.

- l'évolution temporelle de y_b. Ce sont ces données qui sont représentées dans les nuages de points et qui permettent d'obtenir les tracés PDF.

Dans la colonne (a), la bistabilité est clairement visible. On y voit que les états $\mathcal{P}$ et $\mathcal{N}$ se succèdent sans périodicité apparente et que le barycentre peut rester bloqué d'un côté du culot pendant des durées pouvant aller de quelques secondes à quelques dizaines de secondes.

Dans cette série de mesures, le barycentre a passé un peu plus de temps du côté droit comme en témoigne la hauteur du pic dans la PDF_{y_b} (colonne (a)) et la teinte bleue du côté droit dans le champ de pression (a). On peut remarquer également sur cette cartographie que le niveau de pression moyen est homogène sur le culot.

À l'opposé, les colonnes (b) et (c) de la figure 3.9, concernent des états purement asymétriques : le barycentre reste uniquement d'un côté du culot. Les PDF de y_b et les champs de pression sur le culot témoignent de cette asymétrie.

Le tableau 3.1 présente les valeurs classiques des paramètres de symétrie obtenus ainsi que les valeurs de coefficient moyen de pression, de coefficients de traînée, d'effort transverse et de portance.

On peut distinguer les états dissymétriques ($\mathcal{P}$ et $\mathcal{N}$) où la valeur moyenne de y_b correspond à la valeur d'écart d_{y_b} avec une fluctuation réduite (σ_{y_b} petit) en comparaison avec un état bistable équilibré présentant une valeur moyenne quasi nulle, mais avec une grande amplitude de fluctuation : $\sigma_{y_b} = 0.049$. On peut remarquer les positions d'équilibre du barycentre sont bien symétriques.

Du point de vue des valeurs des coefficients de traînée et de pression, les valeurs obtenues pour des cas totalement asymétriques et bistables sont proches. On note une différence pour le cas du coefficient $\overline{C_y}$ donc le signe change en fonction de l'état bistable sélectionné et qui devient plus important en valeur absolue dans ces états.

État	Δt	$\overline{y_b}$	σ_{y_b}	d_{y_b}	$\overline{C_p}$	$\overline{C_x}$	$\overline{C_y}$	$\overline{C_z}$
$\mathcal{P} + \mathcal{N}$	100s	0.008	0.049	0.049	-0.185	0.253	-0.004	0.144
$\mathcal{P}$	20s	0.046	0.018	0.044	-0.185	0.255	-0.031	0.145
$\mathcal{N}$	20s	-0.048	0.018	0.050	-0.186	0.250	0.010	0.147

Tableau 3.1 – Valeurs caractéristiques des états bistables en configuration alignée ($\beta = 0°$) à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$).

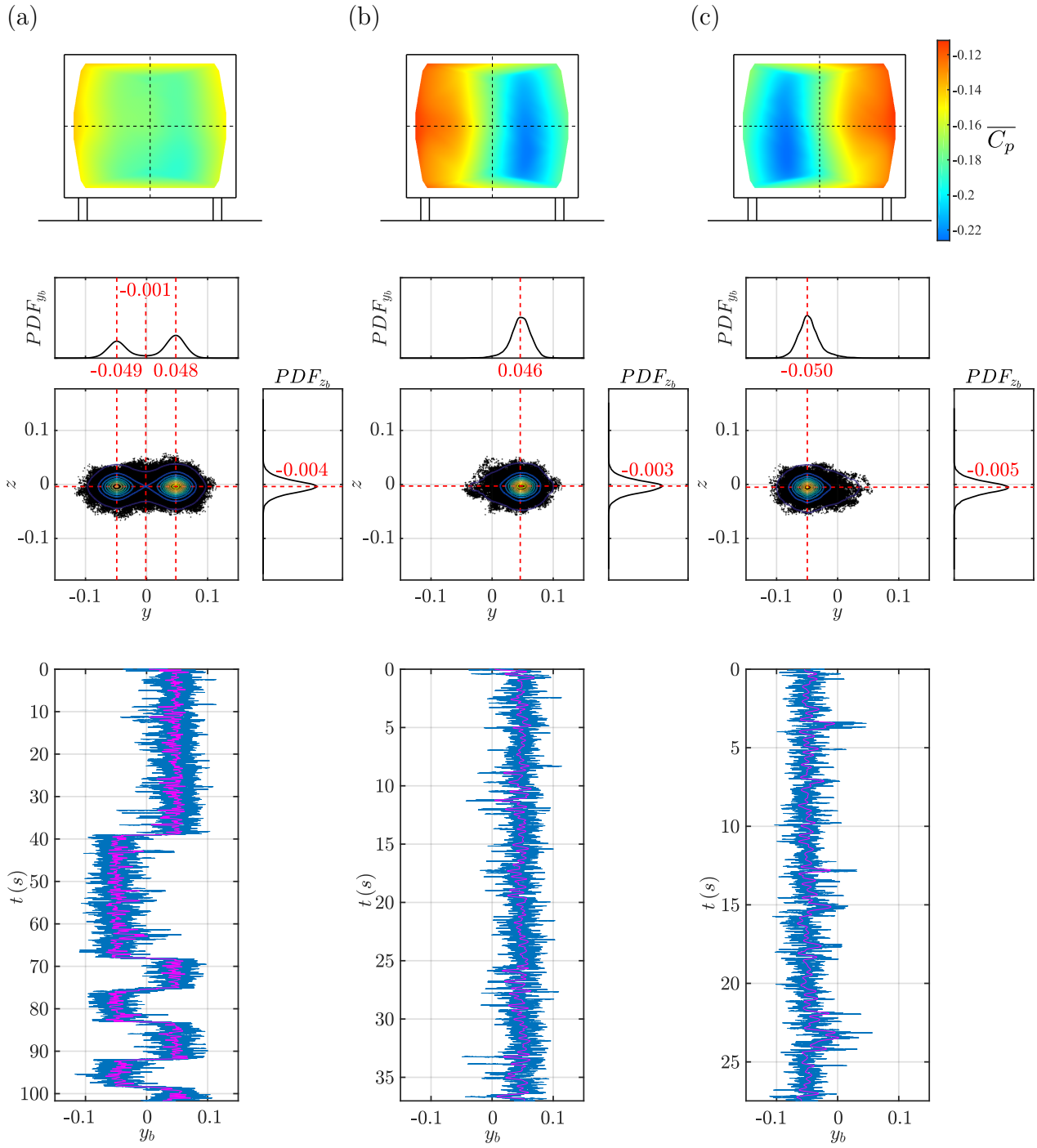


FIGURE 3.9 – Dissymétrie latérale du sillage bistable sur la maquette ActivROAD en configuration voiture (écoulement aligné ($\beta = 0°$), $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$)) : (a) état bistable du sillage, (b) état $\mathcal{P}$, (c) état $\mathcal{N}$. De haut en bas : champs de pression au culot (échelle de $\overline{C_p}$), graphiques des PDF pour y_b et z_b avec nuages de points et lignes de niveau de probabilités pour la position du barycentre, évolutions temporelles de y_b : (—) données brutes, (—) données filtrées à 2 Hz.

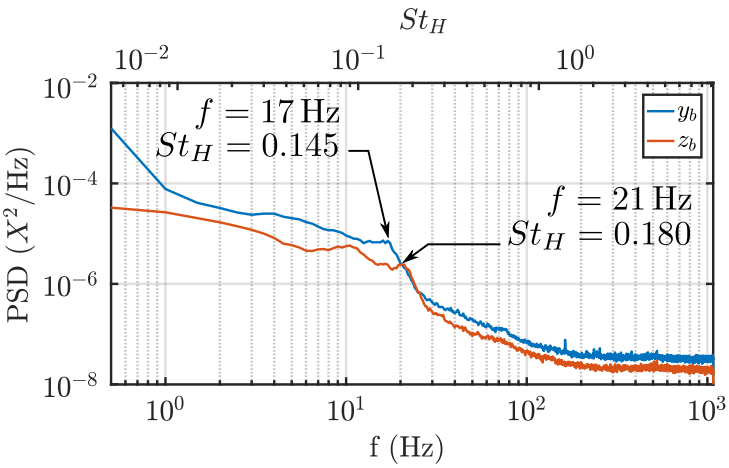


FIGURE 3.10 – Signaux PSD de y_b et z_b à $V_\infty = 35$ m/s : échelle supérieure en nombre Strouhal St_H, échelle inférieure en Hz.

Comme les positions $\mathcal{P}$ et $\mathcal{N}$ se retrouvent régulièrement dans la suite de ce rapport, on note $d_{y_{b_0}}$ l'écart naturel par rapport à 0 de y_b. En pratique, on utilise $d_{y_{b_0}} = 0.046$ comme valeur numérique dans les calculs.

2.2 Pression au culot durant la transition du barycentre

La bistabilité est difficile à étudier directement via les signaux de pression récupérés sur le culot de la maquette à cause de son caractère aléatoire. Les études de Cadot et al. (2015) montrent que les basculements des niveaux de pression d'un côté à l'autre sous l'effet de la bistabilité répondent à un phénomène instable de bifurcation de Hopf dont il n'est pas possible de définir un rythme précis d'occurrence comme cela est le cas pour le lâcher tourbillonnaire de Von-Karman, par exemple.

Pour la même configuration expérimentale que dans la partie précédente ($\beta = 0°$, $V_\infty = 35$ m/s), le contenu fréquentiel des composantes horizontales et verticales du barycentre sous forme de la densité de puissance spectrale (PSD) est tracé à la figure 3.10. Aucune fréquence particulière ne se détache dans la PSD de la bistabilité.

Le signal PSD est tracé selon les échelles fréquentielles en Hz et en nombre de Strouhal. On voit notamment un changement de pente à 17 Hz ($St_H = 0.145$) pour y_b et respectivement à 21 Hz ($St_H = 0.18$) pour z_b. Ces fréquences sont bien plus grandes que celles concernant le basculement latéral du barycentre sous l'effet de la bistabilité et proviennent du lâcher tourbillonnaire périodique (*vortex shedding* en anglais) caractérisé par un nombre de Strouhal de l'ordre de 0.2. Le signal de pression au culot donnant la position du barycentre contient donc également des informations sur l'état du sillage en aval. Il ne révèle cependant pas d'excitation périodique correspondant à la bistabilité.

Pour la maquette ActivROAD, la bistabilité génère des états de pression statiques asymétriques qui peuvent contribuer à la traînée aérodynamique (cf. partie 1.3 du chapitre précédent). On se concentre ici sur les phases de transition pour mieux analyser les dynamiques bistables et l'état de pression au culot lors des changements d'asymétrie.

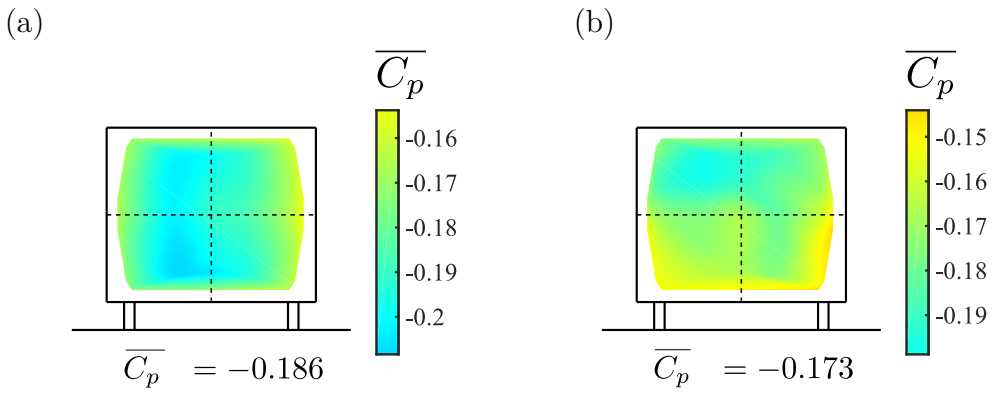


FIGURE 3.11 – Champs de pression au culot de la maquette ($\beta = 0°$, $V_\infty = 35$ m/s) : (a) pour un signal bistable comportant 25 basculements ; (b) pour une moyenne des 25 périodes de transition uniquement.

La figure 3.11 présente la cartographie de pression évaluée sur un enregistrement de 200 s comportant 25 basculements bistables et la compare à celle issue des seules phases de transition de y_b d'un état bistable à l'autre par une moyenne de tous les transitoires.

On note alors une élévation des niveaux de pression : le coefficient de pression moyen passe de $\overline{C_p} = -0.185$ à -0.173 entre les champs de pression 3.11(a) et 3.11(b), soit une variation $-\Delta\gamma_p = +6.5\%$. Il est donc clair qu'un phénomène de recompression apparaît lors du passage par un état centré du barycentre.

Pour mieux comprendre cette amélioration des niveaux de pression au cours des transitions de la position du barycentre, les phases transitoires ont été superposées et moyennées à la figure 3.12.

À la figure 3.12(a), on superpose les 25 transitions aléatoires de y_b enregistrées (en couleurs bleu pastel). Pour cela, on a converti tous les basculements de $\mathcal{P}$ à $\mathcal{N}$ (négatifs) en basculements positifs, de $\mathcal{N}$ à $\mathcal{P}$. Les basculements de l'état $\mathcal{N}$ à l'état $\mathcal{P}$ ont été conservés tels quels.

La superposition des transitions montre que ces transitoires ont des dynamiques similaires et que les vitesses de transition positives et négatives sont les mêmes.

Ces transitoires sont utilisés pour obtenir la dynamique moyenne statistique de la transition de la position latérale du barycentre, y_b, et de l'évolution du coefficient de pression moyen C_p. La dynamique moyenne des basculements naturels du barycentre est notée $\check{y}_b$ et la dynamique d'évolution du coefficient de pression $\check{C}_p$. On représente ces deux dynamiques en trait (—) dans les figures 3.12(a-b).

Pour les graphiques (a) et (b) de la figure 3.12, les échelles de temps sont données en secondes et en nombre de *temps convectif* calculé sur la base de la hauteur de la maquette H selon : $t_c = {}^{H}/_{V_\infty}$. Le temps convectif permet de se rendre compte de la durée de la

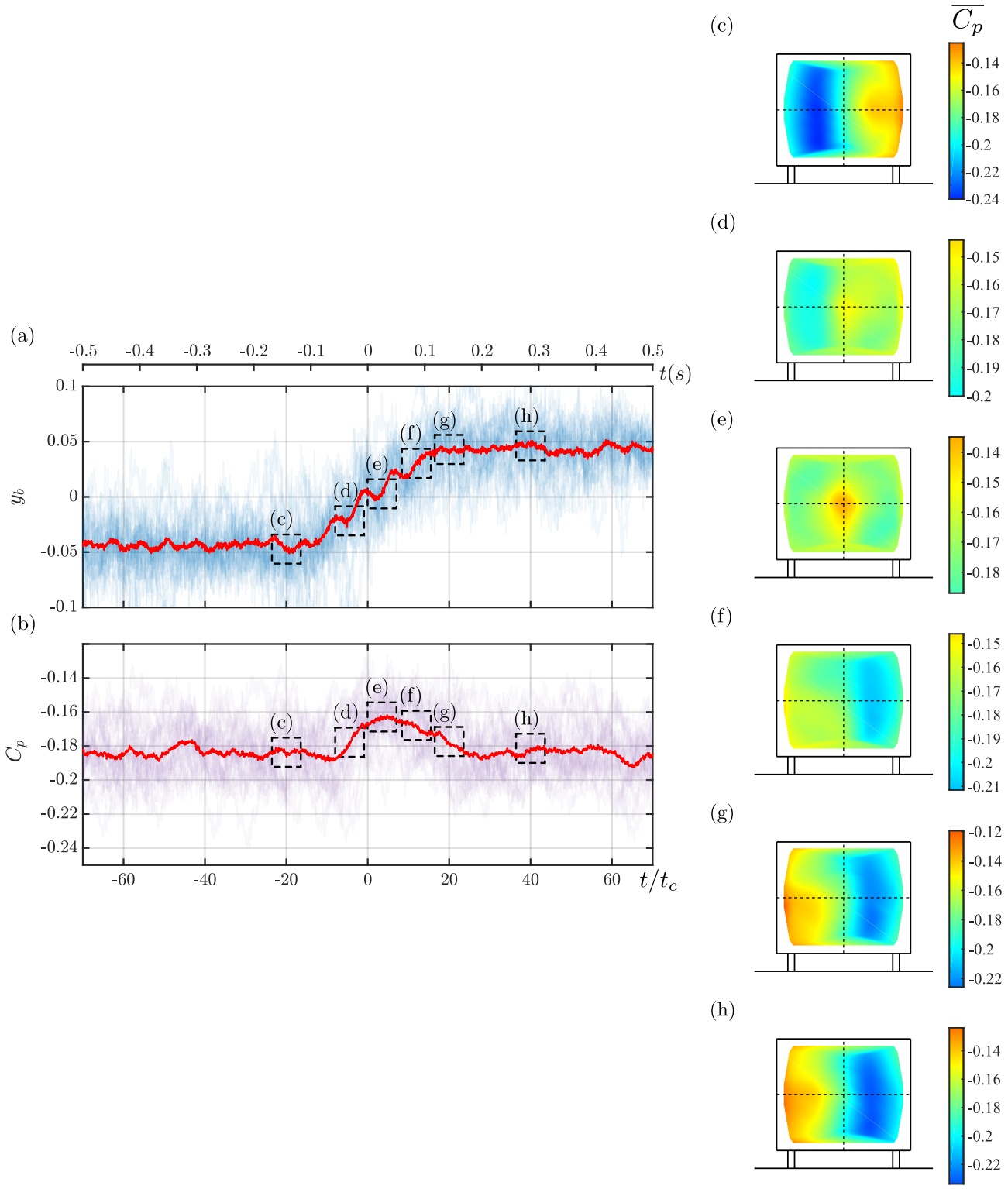


FIGURE 3.12 – Transitoires naturels bistables latéraux du barycentre à $V_\infty = 35$ m/s : (a) évolutions de y_b et transitoire moyen $\check{y}_b$ (—) ; (b) évolutions de C_p et moyenne statistique $\check{C}_p$ (—) ; de (c) à (h) champs de pression sur le culot pour les fenêtres encadrées dans les graphiques (a) et (b).

réalisation d'une transition par rapport à celle du parcours du fluide sur une distance équivalente à la hauteur H. Ici, le transitoire dure entre 20 et 30 t_c.

On peut remarquer sur la figure 3.12(a) que le signal de $\check{y}_b$ présente des oscillations à une fréquence de 16 Hz environ, durant la phase de transition. Cette oscillation correspond à un nombre de Strouhal de 0.14, ce qui est proche de la fréquence se détachant dans le signal PSD de la fluctuation de y_b présentée en figure 3.10 (c).

En dessous, en figure 3.12 (b), on voit clairement une remontée du coefficient de pression lors du passage de $\check{y}_b$ de part et d'autre de l'axe des abscisses.

Dans la partie droite de la figure 3.12, on suit l'évolution des niveaux de pression au culot au cours de la transition moyenne statistique grâce à des captures du champs de pression (figures de (c) à (h)). Les captures correspondent aux cadres en traits pointillés sur les graphiques (a) et (b). Les valeurs de coefficient de pression moyen correspondant sont rassemblées dans le tableau 3.2.

Il est très intéressant de voir la différence entre les états dissymétriques avant et après la transition du barycentre, et l'état centré capturé au milieu de la transition ($t/t_c = 3.5$)(voir le champ de pression (e)). Non seulement l'état est globalement bien symétrique, mais le centre du culot présente une pression rehaussée par rapport au cas moyen (cf. figure 3.11).

Dans la configuration du champ (e), lorsque le barycentre est centré, on observe une augmentation de près de 12 % du coefficient de pression par rapport à la moyenne évaluée sur tout l'enregistrement bistable. Un tel gain est très intéressant en termes de pression au culot et montre l'intérêt de travailler davantage sur le contrôle de la symétrie du sillage.

Item	(c)	(d)	(e)	(f)	(g)	(h)
Instant (s)	-0.17	-0.04	0.03	0.10	0.17	0.34
t_c	-20	-4.4	3.5	11.8	20	40
$\overline{C_p}$	-0.184	-0.178	-0.164	-0.169	-0.178	-0.183
$-\Delta\gamma_p$ (%)	1.1	3.9	11.7	9.1	4.1	1.4

Tableau 3.2 – Valeurs du coefficient de pression moyen sur le culot pour les champs de pression capturés dans la figure 3.12 ($V_\infty = 35$ m/s) avec calculs des gains par rapport à la valeur moyenne de $\overline{C_p}$ sur la totalité de l'enregistrement (voir figure 3.11)

L'état symétrique au passage entre les états asymétriques, de $\mathcal{N}$ à $\mathcal{P}$, peut être rapproché des résultats de Evrard et al. (2016) qui emploient une cavité placée à l'arrière d'une maquette de corps d'Ahmed à culot droit afin d'éliminer les phénomènes bistables (cf. figure 3.5). La figure 3.13 présente la comparaison des états de pression à l'arrière d'une maquette entre un état purement asymétrique et un état sans bistabilité grâce à une cavité de profondeur $0.337H$. Dans leur cas, la suppression de la bistabilité permet

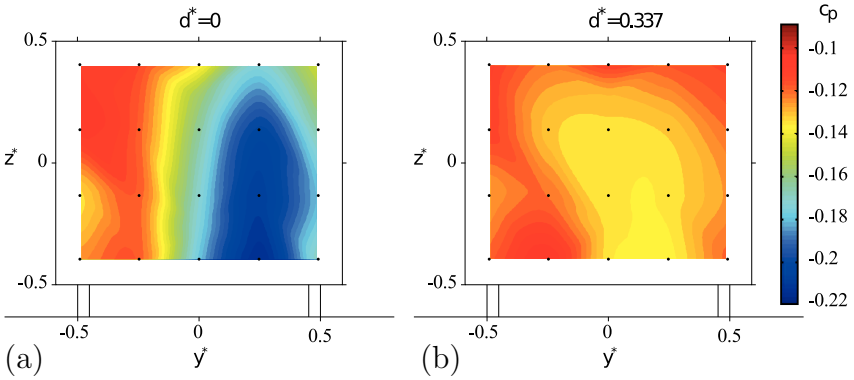


FIGURE 3.13 – Stabilisation de la bistabilité au culot par une cavité (Evrard et al., 2016) : (a) cas asymétrique ($y_b > 0$) ; (b) cas pour la plus grande cavité testée. Les exposants * indiquent ici que les grandeurs sont adimensionnées par la hauteur de la maquette employée.

un gain net en traînée de 9 %.

Ce gain pourrait potentiellement être atteignable grâce au maintien du sillage dans une configuration symétrique via un contrôle actif mais sans présenter l'encombrement du dispositif passif proposé par Evrard et al. (2016) (voir partie 1.3).

2.3 Dynamiques de basculement latéral du sillage

Par delà la mise en évidence des apports de la symétrie du sillage sur la pression à l'arrière de la maquette, on peut obtenir des informations importantes sur le temps caractéristique de basculement du sillage à la vitesse d'écoulement étudiée. La vitesse de déplacement du barycentre peut être extraite de la figure 3.12 en étudiant les variations de $\check{y}_b$ lors de la transition de l'état $\mathcal{N}$ à l'état $\mathcal{P}$.

On peut remarquer que la transition d'un état à l'autre passe par une croissance assez régulière. On propose de l'identifier par la dynamique d'un système linéaire du 1er ordre.

L'évolution de $\check{y}_b$ est transformée pour obtenir un régime transitoire de $y_b = 0 \longmapsto d_{y_{b_0}}$, présenté en rouge (—) dans la figure 3.14(a). Pour cela les parties gauche et droite de $\check{y}_b$ sont moyennées en une seule transition entre 0 et la valeur d'équilibre positive. Ensuite, en utilisant la méthode d'identification de systèmes linéaires de MATLAB `tfest`, on est en mesure d'estimer un modèle du 1er ordre correspondant à cette transition. Les paramètres identifiés sont :

$$\begin{aligned}\mathcal{H}(s) &= \frac{s_l}{s+\lambda_l} = \frac{0.553}{s+12.077} \\ &= \frac{K_l}{\tau_l s+1} = \frac{0.0457}{0.0827s+1}\end{aligned} \tag{3.10}$$

La figure 3.14(a) représente une transition dynamique linéarisée en bleu (—) pour

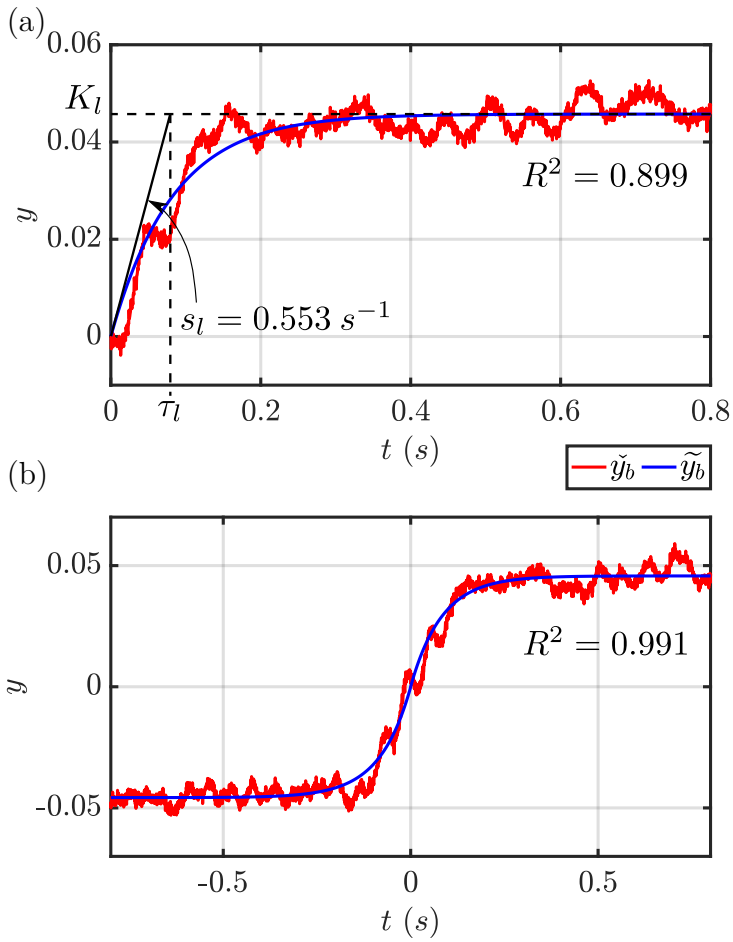


FIGURE 3.14 – Évolution de $\check{y}_b$ (—) et de la dynamique du 1er ordre $\widetilde{y}_b$ (—) (pour $\beta = 0°$ à $V_\infty = 35$ m/s) : (a) demi-transition utilisée pour identification ; (b) extrapolation par symétrie sur l'ensemble de $\check{y}_b$.

la partie de 0 à $d_{y_{b_0}}$ de la transition de $\check{y}_b$. On note cette dynamique identifiée $\widetilde{y}_b$.

À la figure 3.14(b), ce modèle du 1er ordre est extrapolé par symétrie autour de l'origine pour comparer la transition complète de $\check{y}_b$ et celle linéarisée par $\widetilde{y}_b$. On précise pour les deux cas le *coefficient de détermination* R^2. Ce coefficient est défini comme le carré du coefficient de corrélation entre les valeurs de $\check{y}_b$ et celles de $\widetilde{y}_b$. R^2 dénote la similarité entre les deux signaux sur une échelle entre 0 et 1, où 1 correspond à une corrélation parfaite. Son expression mathématique est donnée par :

$$R^2 = 1 - \frac{\int \left(\check{y}_b(t) - \widetilde{y}_b(t)\right)^2 \ \mathrm{d}t}{\int \left(\check{y}_b(t) - \overline{y_b}\right)^2 \ \mathrm{d}t} \tag{3.11}$$

On note que pour les deux tracés, le coefficient R^2 est supérieur ou proche de 0.90 dénotant une bonne corrélation. On obtient, pour la totalité de la transition de $\mathcal{N}$ à $\mathcal{P}$, un coefficient de détermination de 0.991, ce qui montre la bonne approximation de la transition turbulente moyennée par une dynamique de système de 1er ordre. Finalement, le tableau 3.3 récapitule les données identifiées pour la transition de l'état gauche à l'état

droit grâce au modèle linéaire d'ordre 1. Il récapitule :

- s_l (s^{-1}) : la pente à l'origine, c'est-à-dire la vitesse de la transition ;
- K_l : la valeur finale de la transition à partir de $y_b = 0$;
- τ_l (s) : le temps caractéristique du modèle du 1er ordre identifié sur la partie positive de la transition de $\mathcal{N}$ à $\mathcal{P}$;
- le temps de montée total : $\tau_m = 2 \times 2.2\tau_l$ (s), correspondant à deux fois le temps de montée identifié et donnant le temps de montée estimée sur la transition complète ;
- la durée de transition totale : $\tau_{tr} = 2 \times 3\tau_l$ (s), donnant le temps nécessaire à atteindre 95% de la valeur finale pour la transition complète.

	Pente	Gain	Temps caractéristique	Temps de montée total	Durée de transition totale
Formule	s_l (s^{-1})	K_l	τ_l (s)	$\tau_m = 2 \times 2.2\tau_l$ (s)	$\tau_{tr} = 2 \times 3\tau_l$ (s)
Valeur	0.553	0.046	0.083	0.364	0.496

Tableau 3.3 – Données identifiées par le modèle dynamique d'ordre 1 (3.10) (pour $V_\infty = 35$ m/s).

Pour finir, on note que le basculement naturel présente une fluctuation sinusoïdale au cours de la partie linéaire du transitoire. Cette oscillation correspond à la fréquence identifiée dans le graphique PSD de la figure 3.10 et correspond à une dynamique d'ordre supérieur lors du basculement du sillage d'un état dissymétrique à l'autre. Cette caractéristique de la dynamique de basculement n'a pas pu être davantage approfondie dans la définition du modèle de basculement, mais sa proximité avec les fréquences caractéristiques du lâcher tourbillonnaire laisse à penser que le phénomène de basculement bistable est impacté par des mouvements en aval de l'écoulement que l'on ne perçoit dans les signaux de pression pariétale que lors des phases de transition. En d'autres termes, les événements turbulents du sillage sont bien liés aux fluctuations de pression à la surface du culot, mais ne sont clairement visibles que durant les phases de transition. Il est donc difficile de définir un réel modèle de l'état de pression au culot sans une compréhension plus approfondie des phénomènes se développant dans le sillage, loin des capteurs de pression. Pour cela, des études de champs PIV comme ont pu réaliser Haffner et al. (2019) sont particulièrement intéressantes et motivent des explorations scientifiques futures.

2.4 Positions dissymétriques dans le cas non aligné

On présente ici les caractéristiques des états dissymétriques du sillage dans le cas d'une configuration non alignée, *en dérapage*. L'écoulement se fait avec un angle $\beta \neq 0$ par rapport à l'axe longitudinal x de la maquette expérimentale à une vitesse d'écoulement de $V_\infty = 35$ m/s. En pratique, pour des écoulements réels à grande vitesse, la direction d'incidence du fluide sur le véhicule peut beaucoup varier (Volpe et al., 2014) :

- de manière lente : à cause du vent extérieur, de la courbure de la route... ;
- de manière rapide : par des phénomènes turbulents, comme le dépassement d'un camion, ou la sortie d'un tunnel, par exemple.

La direction de l'écoulement peut ainsi changer soudainement et entraîner des fluctuations d'effort transverse et de traînée importantes (Hucho and Sovran, 1993).

La figure 3.15 présente l'état de pression au culot de la maquette, la répartition statistique de la position du barycentre et les signaux temporels de mesures effectuées à $V_\infty = 35\,\mathrm{m/s}$ ($Re_H = 7 \times 10^5$) pour des angulations $\beta = \{-0.7° \; ; \; +1.7°\}$. On utilise la même forme de présentation que pour la figure 3.9. Bien que les angles soient petits par rapport à d'autres études (Garcia de la Cruz et al., 2017), il peut être observé, à la figure 3.15, que même le dérapage à $-0.7°$ est suffisant pour bloquer le sillage dans un état asymétrique, à gauche. En effet, la mise en dérapage de la maquette provoque un blocage du barycentre du côté passant sous le vent. Il n'y a alors plus de transition complète du barycentre et le sillage n'est plus bistable, mais uniquement asymétrique.

On peut voir dans les champs de pression en figure 3.15 que les états asymétriques en dérapage présentent des pressions plus basses que dans le cas aligné et soumis à la bistabilité naturelle.

Les valeurs de coefficients de pression et des efforts aérodynamiques, moyennées sur les fenêtres de temps utilisées pour les tracés des champs de pression, sont présentées dans le tableau 3.4. Par comparaison avec le tableau 3.1, on y voit que les positions stables du barycentre sont les mêmes que pour le cas aligné mais que les valeurs de coefficient de pression moyen sont plus faibles. L'angulation de $-0.7°$ conduit à une diminution de 2 % du coefficient moyen de pression et celle à $+1.7°$ provoque une perte de 8 % de pression sur le culot. L'angulation maximale présentée ici est alors, à elle seule, responsable d'une augmentation de C_x de 6.7 %.

On note également l'augmentation de l'amplitude de la force transverse F_y lors des essais en dérapage. Cette force qui contribue à l'induction de traînée aérodynamique avait un coefficient C_y de -0.031 dans l'état $\mathcal{P}$ et de 0.010 dans l'état $\mathcal{N}$ (voir tableau 3.1). Pour un dérapage, même faible, C_y a été mesuré, pour l'état $\mathcal{P}$ et l'état $\mathcal{N}$, respectivement, à -0.162, soit 3.9 fois plus grand, en valeur absolue que dans le cas aligné, et à 0.069, soit 9.8 fois plus grand que dans le cas aligné bistable.

β	Δt	$\overline{y_b}$	σ	d_{y_b}	$\overline{C_p}$	$\overline{C_x}$	$\overline{C_y}$	$\overline{C_z}$
$+1.7°$	12.7s	0.046	0.018	0.044	-0.200	0.270	-0.162	0.147
$-0.7°$	17.4s	-0.046	0.018	0.050	-0.189	0.260	0.069	0.148

Tableau 3.4 – Valeurs caractéristiques des états dissymétriques en configuration non alignée à $V_\infty = 35$ m/s, $Re_H = 7 \times 10^5$.

Dans la suite de cette thèse, la qualité des contrôles du sillage sera évaluée à partir

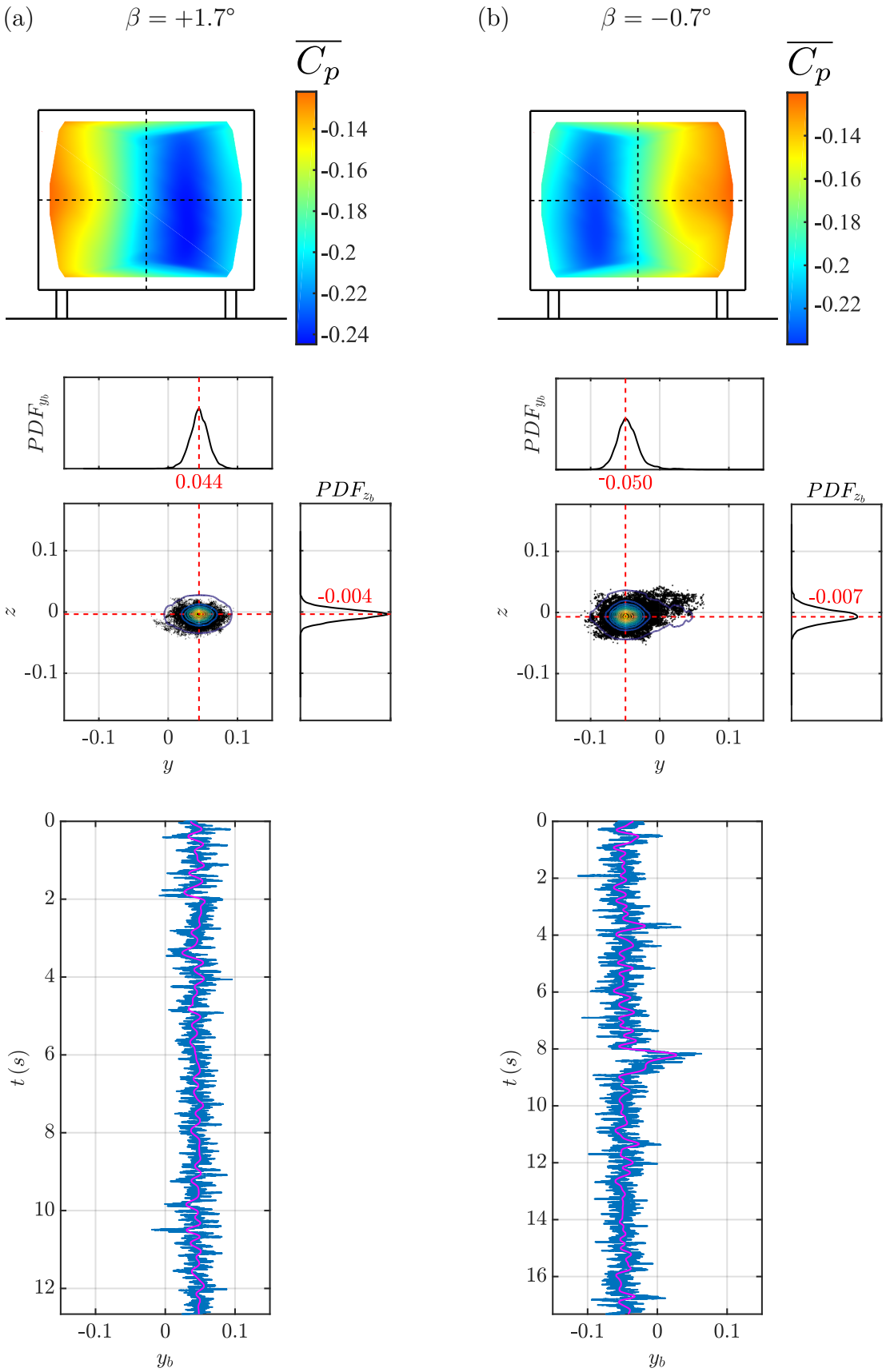


FIGURE 3.15 – États asymétriques causés par la déviation de la direction de l'écoulement par rapport à la maquette à $V_\infty = 35\,\mathrm{m/s}$: colonne (a), pour $\beta = 1.7°$ et colonne (b), pour $\beta = -0.7°$, même légende qu'en figure 3.9

des gains en pression au culot ou en réduction de traînée aérodynamique, par comparaison à l'état de référence sans contrôle. Étant donné que, à l'état naturel, les coefficients de pression moyens et de traînée dépendent de l'alignement de la maquette (c'est-à-dire de la présence ou non d'un vent transverse), cet état de référence sera donc différent selon $\beta = \{-0.7° \; ; \; 0° \; ; \; 1.7°\}$, et correspondra aux valeurs obtenues expérimentalement, en partie 2.1 de ce chapitre pour le cas aligné (cf. tableau 3.1), et dans cette partie pour les cas en dérapage (cf. tableau 3.4).

Comme évoqué en partie 1 de ce chapitre, le contrôle de la symétrie du sillage est un objectif important en vue de la réduction de traînée des véhicules. Les sections suivantes détaillent l'effet de l'actionnement en boucle ouverte sur la symétrie du sillage à travers la position latérale du barycentre. Ces développement précèdent les travaux en boucle fermée présentés dans les chapitres 4, 5 et 6.

3 Dissymétries par actionnement du sillage

Afin de pouvoir définir une méthode de contrôle de la symétrie du sillage par le biais de la position du barycentre, il est important d'analyser également le comportement du sillage lorsqu'il est actionné. On a pu voir, dans la section précédente les propriétés principales de la dynamique du barycentre dans les cas naturels alignés et non alignés. Il nous reste à étudier l'effet des actionneurs sur le sillage, en boucle ouverte. Dans un premier temps, en parties 3.1 et 3.2, l'actionnement se focalise sur l'utilisation des jets d'air latéraux (gauche et droite), sur les bords du culot de la maquette. Ensuite, en partie 3.3, on étudie un cas d'actionnement modulé : la haute fréquence est appliquée au sillage selon une fréquence porteuse réduite et un déphasage qui peut être appliqué entre chaque côté latéral pour provoquer des transitions alternées du barycentre. La partie 3.4 traite d'un actionnement impulsionnel visant à étudier finement les déplacements du barycentre pour un actionnement à faible quantité d'énergie.

3.1 Actionnement latéral du barycentre

Comme vu en partie 2.3 au chapitre 1, les électrovannes (EVs) associées à un côté de la maquette ActivROAD peuvent être commandées indépendamment de celles des autres côtés du culot. On est notamment en mesure de générer un actionnement d'un seul côté du culot, afin de voir son impact sur le niveau de symétrie latérale du sillage.

On mesure à nouveau les dissymétries du sillage via la coordonnée latérale du barycentre. Pour plus de précision sur la visualisation du barycentre, on conserve le barreau perturbateur dans le flux de soubassement de la maquette (voir figure 3.8).

La figure 3.16 montre l'effet de l'activation des jets du côté droit de la maquette. Comme le côté droit correspond à des coordonnées positives de y_b, de même que l'état bistable du côté droit est noté $\mathcal{P}$, on dira de l'actionnement à droite qu'il est *positif*, noté $u_{BO} = +1$, en opposition avec l'actionnement à gauche qui sera dit *négatif* et noté $u_{BO} = -1$. Les données de la figure 3.16 sont obtenues pour un écoulement aligné, à $V_\infty = 35\,\mathrm{m/s}$ (soit $Re_H = 7 \times 10^5$), pour une pression du réservoir d'alimentation des électrovannes (EVs) $P_i = 0.25\,\mathrm{MPa}$ et pour une fréquence d'actionnement à $f = 1050\,\mathrm{Hz}$.

Dans cet essai d'actionnement, le barycentre transite immédiatement à l'activation du contrôle (ligne (¦) en figure 3.16(c)) de l'état $\mathcal{N}$ à un état contrôlé confondu avec l'état $\mathcal{P}$ (y_b centrée autour de $y = 0.045$). Le tracé de PDF_{y_b} et le champ de pressions (3.16(b)) montrent une répartition de pression dissymétrique sur le culot.

Le tableau 3.5 présente les valeurs caractéristiques des états dissymétriques créés par les actionnement unilatéraux à gauche, et à droite. L'actionnement unilatéral de la zone de recirculation provoque :

- la sélection de l'état dissymétrique correspondant ($\mathcal{P}$ ou $\mathcal{N}$) ;
- une diminution du coefficient de pression moyen de près de 3 % ;
- l'accélération des déplacements du barycentre (voir zoom en figure 3.16(c)) : la transition est terminée après moins de 0.20 s alors que ce temps est évalué à 0.36 s pour le cas naturel aligné (cf. partie 2.3).

u_{BO}	Δt	$\overline{y_b}$	σ	d_{y_b}	$\overline{C_p}$
0	12s	-0.127	0.046	0.051	-0.185
+1	7s	0.044	0.016	0.045	-0.190
-1	9s	-0.045	0.015	0.045	-0.191

Tableau 3.5 – Valeurs caractéristiques des états dissymétriques forcés en configuration alignée à $V_\infty = 35$ m/s : $u_{BO} = 0$ désigne l'état bistable sans actionnement, $u_{BO} = +1$ l'état forcé positivement (à droite), et $u_{BO} = -1$ l'état forcé négativement (à gauche)

Pour une configuration alignée de la maquette, l'actionnement des jets d'un seul côté de la maquette provoque la concentration du barycentre dans la position asymétrique

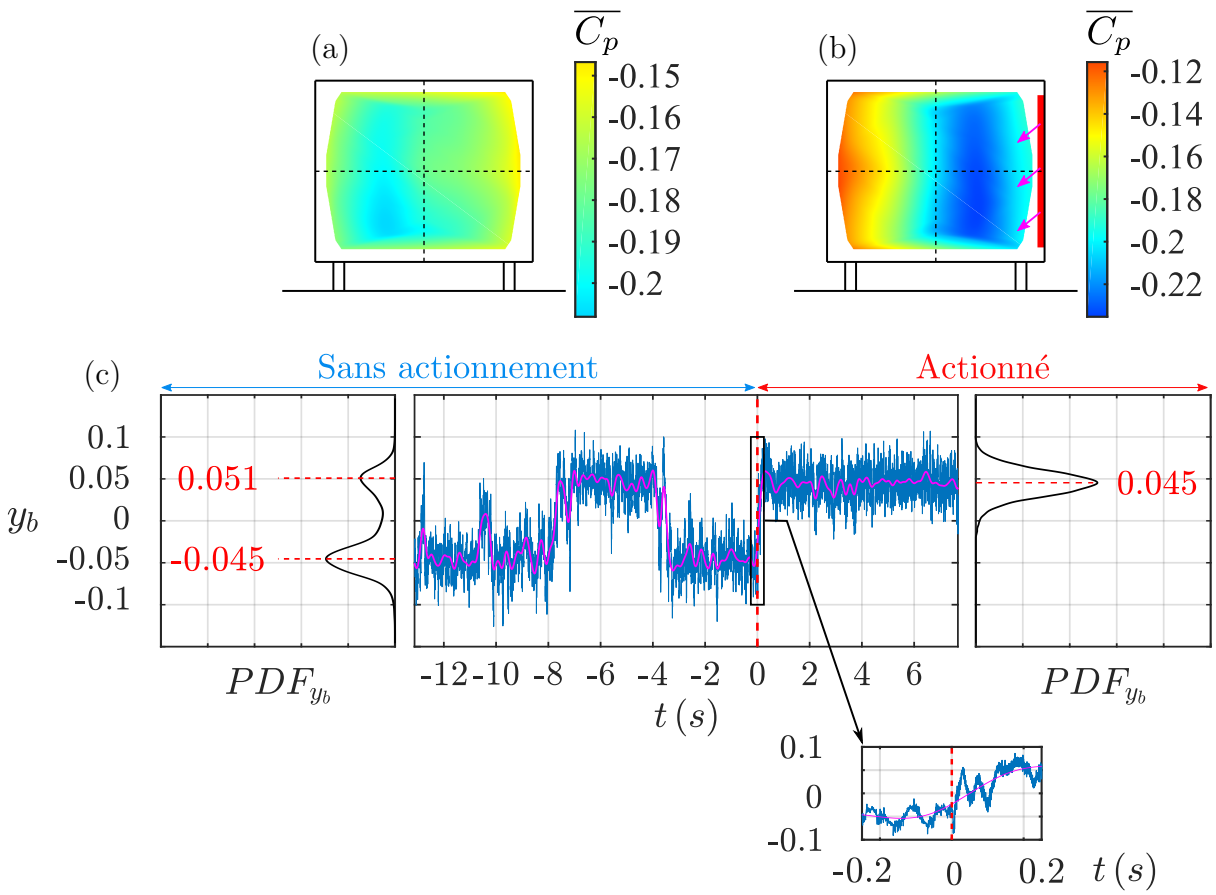


FIGURE 3.16 – Activation du contrôle du côté droit du culot de la maquette : (a) champ de pression au culot sans actionnement ; (b) champ de pression du cas actionné à droite ($u = +1$) par des jets (↙) ; (c) Répartitions PDF et évolutions de y_b lors de l'activation du côté droit de la maquette ActivROAD à $t = 0\,\mathrm{s}$: (—) données brutes ; (—) données filtrées (2 Hz).

du côté qui est actionné. Il est donc possible de faire basculer le barycentre à volonté de part et d'autre de la position instable $y_b = 0$. Ce comportement se retrouve dans les travaux de Li et al. (2016) et de Plumejeau et al. (2019) qui utilisent également des jets d'air pour influer sur la symétrie du sillage.

3.2 Transitoires des basculements latéraux forcés

En utilisant seulement les actionneurs à gauche ou à droite du culot, on étudie la vitesse de déplacement du barycentre lors des transitions forcées.

Une démarche inspirée de l'analyse de la dynamique transitoire, effectuée en partie 2.3 est utilisée sur des enregistrements comportant 100 basculements provoqués du barycentre, pour une vitesse d'écoulement $V_\infty = 35$ m/s, une configuration aligné ($\beta = 0°$) et la maquette ActivROAD en configuration voiture dans la soufflerie.

La figure 3.17 présente les caractéristiques de la vitesse de transition en fonction de la pression du réservoir interne de la maquette, P_i et de la fréquence d'actionnement des

EVs, f. On utilise trois fréquences particulières pour l'actionnement (cf. tableau 2.1 au chapitre 2) :

(a) $f = 350\,\text{Hz}$: fréquence au centre du domaine de la résonance acoustique R_1 ;

(b) $f = 975\,\text{Hz}$: fréquence dans le domaine de la résonance acoustique R_3, mais ne correspond pas strictement à une harmonique de la fréquence de résonance.

(c) $f = 1050\,\text{Hz}$: fréquence dans le domaine de la résonance acoustique R_3, il s'agit de 3 fois la fréquence de 350 Hz.

Comme il est nécessaire d'augmenter la pression d'alimentation des EVs pour atteindre des fréquences plus élevées, les pressions d'alimentation les plus basses ont seulement pu être testées avec la fréquence de 350 Hz. L'échelle des teintes permet de relier les valeurs de vitesse de transitions linéaires, s_l, aux valeurs de la pression d'alimentation P_i.

Pour l'actionnement à 350 Hz, cas (a) de la figure 3.17, on note une augmentation de la vitesse de transition avec celle de la pression d'alimentation P_i. À 0.35 MPa, par exemple, la vitesse de transition au passage du barycentre au centre du culot atteint $2.68 \times \text{s}^{-1}$, ce qui est presque 5 fois supérieur à la vitesse du basculement naturel observée en partie 2.3.

Pour les autres fréquences d'actionnement (cas (b) et (c)), cette tendance se distingue également, mais nettement moins clairement que dans le cas (a). À 1050 Hz, cas (c), les données de transition pour $P_i = 0.25\,\text{MPa}$ correspondent au même type de transition que celui présenté à la figure 3.16. On confirme alors une accélération de la transition puisque $s_l = 0.995\ \text{s}^{-1}$ alors que pour le cas naturel $s_l = 0.553\ \text{s}^{-1}$.

De plus, pour les trois cas d'actionnement, les positions d'équilibre forcé pour le barycentre sont semblables et se situent autour de $y = 0.046$. Comme l'écart entre les deux positions stables dans les cas forcés est globalement constant, mais que la vitesse de transition augmente avec l'augmentation de P_i, on note une diminution du temps passé en transition. L'histogramme des temps de montée (en gris sur la figure 3.17) montre que l'excitation à $f = 350$ Hz à haute pression P_i diminue particulièrement le temps passé en transition.

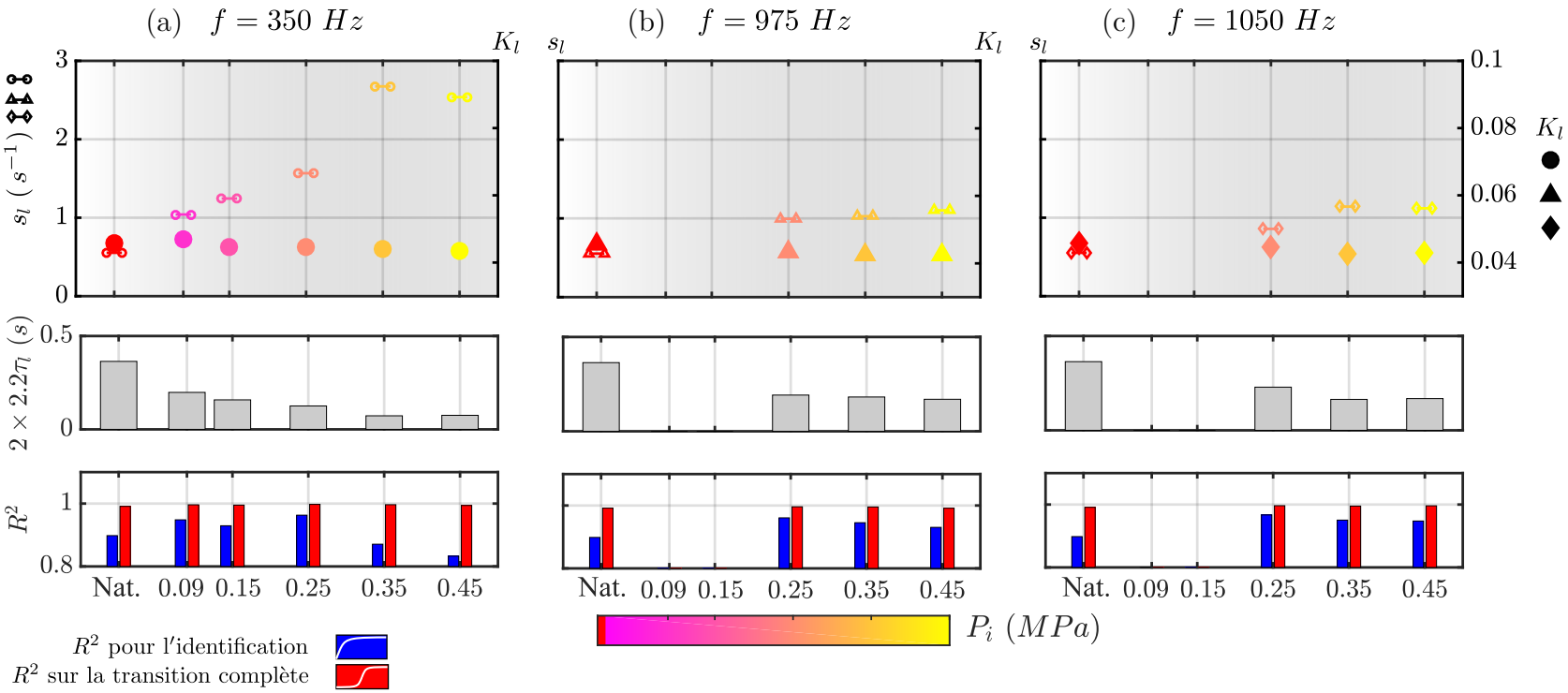


FIGURE 3.17 – Vitesses de transition du barycentre dans le cas de basculements provoqués par l'activation alternative des côtés latéraux du culot de la maquette, et corrélation avec un modèle dynamique du 1er ordre ($V_\infty = 35$ m/s).
Par colonne : (a) jets à 350 Hz ; (b) à 975 Hz ; (c) à 1050 Hz.
Par ligne : En haut, vitesse maximale de transition identifiée, s_l (petits segments avec petites puces) et position d'équilibre du modèle K_l (grosses puces) ; au milieu, double temps de montée du modèle ; en bas, les coefficients de détermination R^2 pour le cas du demi-transitoire permettant l'identification (■), et pour le cas de la transition complète (■). L'échelle des pressions P_i inclut le cas sans contrôle (*Nat.*) correspondant au cas non actionné présenté en partie 2.3, et définit les couleurs des puces de la première ligne.

Enfin, comme en partie 2.3, on calcule deux coefficients de déterminations différents : celui entre la partie strictement positive de la transition et le modèle dynamique de 1er ordre identifié ; et celui entre la totalité de la transition moyenne et une extension du modèle dynamique du 1er ordre par symétrie.

Dans tous les cas, l'identification de la transition par le système du 1er ordre donne de très bons niveaux de corrélation sur la totalité de la transition. Toutefois, avec l'augmentation de P_i et donc de la force des jets, on note une baisse de R^2 pour les cas de la corrélation par rapport à la moitié de la transition moyenne (■). Cette évolution montre que l'actionnement à haute pression P_i introduit des écarts marqués par rapport à la dynamique d'un système du 1er ordre.

Pour se rendre compte des effets de la pression d'alimentation des EVs sur les transitoires dans le cas de basculements provoqués, on représente de manière superposée les transitions moyennes statistiques (sur 100 transitions du barycentre) à la figure 3.18. La première ligne de graphiques contient les transitoires moyens statistiques du barycentre et la ligne du dessous les effets de la transition sur le coefficient de pression moyenné sur le culot de la maquette. Les couleurs correspondent aux valeurs de P_i utilisées selon le dégradé au-dessus des graphiques. La courbe rouge correspondant aux transitoires sans actionnement est tirée de la figure 3.12 et sert de référence. La ligne des évolutions de y_b montre que les transitions ont été accélérées par les jets latéraux et que les phénomènes oscillatoires durant les transitions sont réduits.

On observe également que lors des transitions provoquées, les jets impactent le coefficient de pression par rapport au cas naturel. Alors que la transition s'accompagne d'une hausse de la pression au culot pour le cas bistable sans actionnement (courbe rouge dans les graphiques de C_p), l'actionnement provoque une chute importante de la pression moyenne au culot. Cette chute voit son amplitude croître avec l'augmentation de la pression P_i. Seul l'actionnement à 350 Hz et $P_i < 0.1$ MPa engendre une légère augmentation de la pression au culot durant les transitoires obtenus.

La chute de la valeur de pression au démarrage du transitoire dépend de la pression d'alimentation utilisée comme le met en évidence la figure 3.18(a), pour l'actionnement à 350 Hz, où cinq pressions d'alimentation différentes ont été testées. Pour les fréquences d'actionnement plus grandes, la phase de recompression suivant la baisse de C_p est seulement visible dans l'actionnement à 1050 Hz pour une pression de réservoir $P_i = 0.25\,\text{MPa}$.

Du fait de la chute de pression générée par les jets, l'état transitoire présente une valeur de pression moyenne plus basse que les états dissymétriques. Le tableau 3.6 reprend les données de vitesse de transition et de valeurs de coefficient de pression durant les phases de transition pour l'ensemble des essais de basculements. Sur l'ensemble de ces

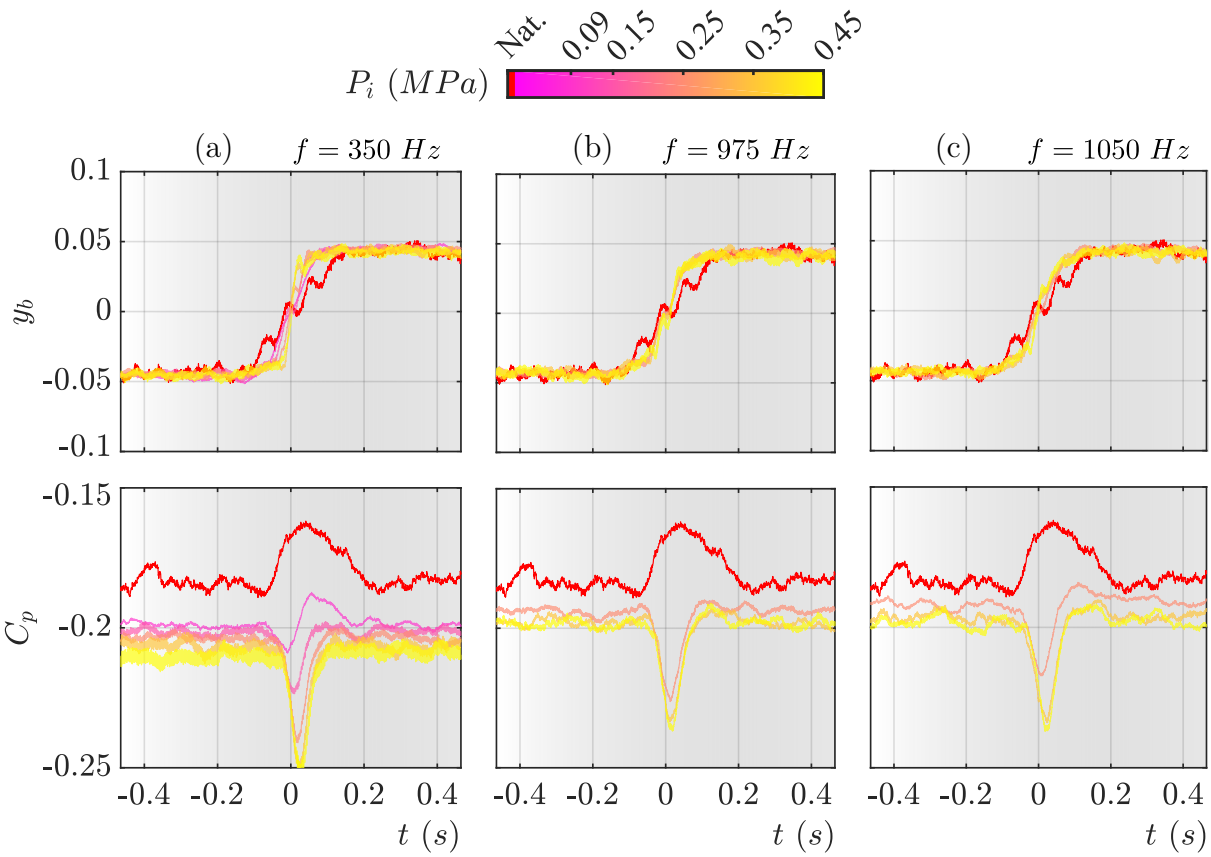


FIGURE 3.18 – Évolution des coordonnées y_b du barycentre et de la valeur C_p en moyenne statistique pour le cas de la bistabilité naturelle (—) et pour des cas de basculements provoqués : (a) à 350 Hz ; (b) à 975 Hz ; (c) à 1050 Hz.

essais, les niveaux de coefficient de pression sont systématiquement 3 % plus faibles que dans le cas naturel.

Le tableau 3.6 présente également les débits volumiques enregistrés entre le réservoir principal du système expérimental de la soufflerie et le réservoir d'alimentation des EVs. Ce débit est un indicateur du débit moyen éjecté par les EVs durant les phases de contrôle. le débit dépend de la fréquence d'actionnement utilisée ainsi que de la pression d'alimentation P_i.

On peut voir que le débit des EVs se stabilise à haute fréquence (975 et 1050 Hz notamment) quand la pression P_i augmente. Ce n'est pas le cas pour l'actionnement à 350 Hz, proche de la résonance acoustique du système expérimental où l'augmentation de pression P_i conduit à une augmentation continue du débit injecté.

3.3 Modulation fréquentielle des jets

On cherche à développer une technique de contrôle asymétrique de la symétrie du sillage, par des transitions brèves entre des positions du barycentre plus proches du centre du culot. Cet actionnement pourrait symétriser efficacement le sillage, mais sans chute

	$-\overline{\check{C}_p}$			$-\overline{\check{C}_{p\|_{tr}}}$			s_l (s^{-1})			$\overline{Q_V}$ (L/min)		
Nat.	0.186			0.174			0.553			–		
P_i \ f	350	975	1050	350	975	1050	350	975	1050	350	975	1050
0.09	0.199	–	–	0.200	–	–	1.041	–	–	41.4	–	–
0.15	0.202	–	–	0.213	–	–	1.245	–	–	52.7	–	–
0.25	0.205	0.195	0.192	0.221	0.212	0.206	1.567	0.995	0.858	69.7	86.9	100.2
0.35	0.207	0.199	0.198	0.226	0.209	0.213	2.675	1.027	1.142	83.5	77.9	86.3
0.45	0.211	0.200	0.192	0.228	0.213	0.214	2.537	1.102	1.120	96.5	76.2	78.9

Tableau 3.6 – Données recueillies lors des basculements provoqués du barycentre ($V_\infty = 35\,\mathrm{m/s}$, $\beta = 0°$) pour différentes valeurs de f en Hz et de P_i en MPa : coefficients de pression moyens, $\overline{\check{C}_p}$ sur l'essai, et $\overline{\check{C}_{p|_{tr}}}$ sur le transitoire ; s_l vitesses de transition identifiées sur la dynamique de $\check{y}_b$; $\overline{Q_V}$ débits moyens mesurés.

de pression telle que celle observée lors des basculements forcés complets de la partie précédente.

La modification des amplitudes des basculements est testée à l'aide de la modulation de la fréquence d'actionnement par une fréquence porteuse inférieure et ajustable.

Il est en effet possible de moduler le signal haute fréquence ($f = 350$, 975 ou 1050 Hz) par une fréquence plus faible, notée f_m, dans un rapport m tel que :

$$f = m \times f_m$$

De plus, le signal activant les EVs de gauche et de droite de la maquette peut être déphasé (par ϕ) pour créer des paquets d'activations en opposition de phase ($\phi = \pm\pi$) ou avec un recouvrement ($\phi = \pm\frac{\pi}{2}$). Un déphasage de π présente l'avantage de ne réaliser que des contrôles unilatéraux et le déplacement du barycentre devrait être bien marqué par des transitions autour de 0, tandis que le déphasage de $\frac{\pi}{2}$ pourrait atténuer la force des jets d'un côté et provoquer des basculements plus lissés. Finalement, la modulation devrait permettre de faire basculer le barycentre avec une fréquence correspondant à $2 \times f_m$. Notons que dans le cas où $m = 1$, les côtés gauche et droit seront activés directement à la fréquence f, mais ils seront toujours soumis au déphasage ϕ. Un schéma décrivant la méthode d'affectation des signaux de commande à gauche et à droite est présenté en figure 3.19.

La maquette ActivROAD est d'abord placée, en configuration voiture, dans un écoulement à $V_\infty = 25$ m/s, en configuration alignée, *sans* barreau de perturbation sous le corps pour stabiliser la position verticale du barycentre. La fréquence f, haute fréquence, utilisée par les jets est fixée à 975 Hz et la pression d'alimentation des EVs est réglée à 0.27 MPa. Cet essai utilise différentes fréquences de modulations f_m et deux déphasages différents entre les côtés gauche et droit : $\phi = \left\{\frac{\pi}{2}\ ;\ \pi\right\}$. Les actionneurs des côtés supérieur

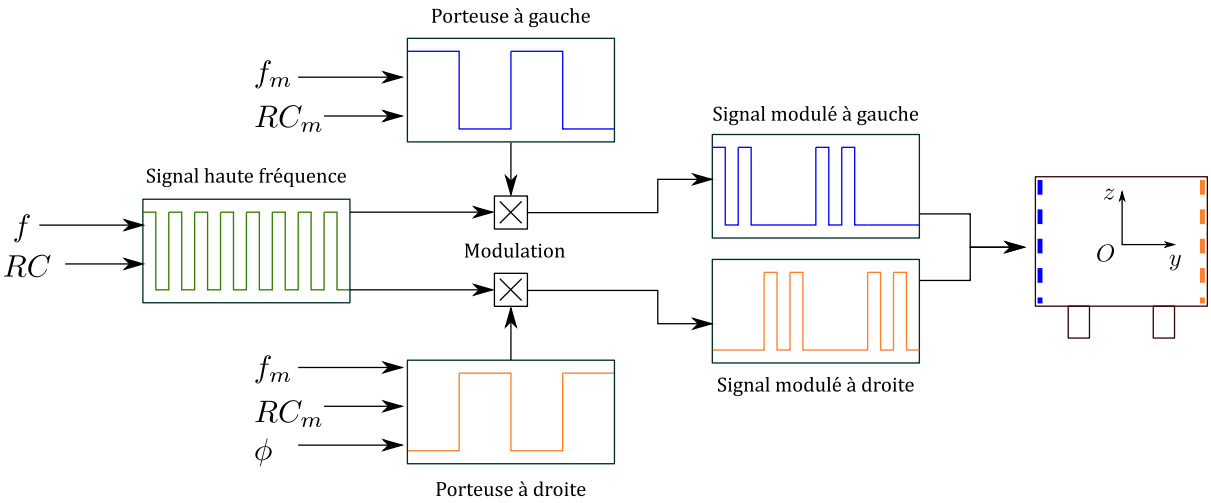


FIGURE 3.19 – Affectation des signaux de commande aux côtés latéraux de la maquette pour le contrôle des asymétries par modulation.

et inférieur sont maintenus éteints. On utilise le nombre de Strouhal de la fréquence de modulation f_m par rapport à la hauteur de la maquette, St_H (1.9), pour comparer les régimes fréquentiels des alternances d'actionnement latéral.

La figure 3.20 présente trois régimes caractéristiques de fluctuations de y_b obtenus par le contrôle modulé avec les deux déphasages, et les effets de la modulation des actionnements latéraux sont compilés par la figure 3.21. On y relève les valeurs de $\overline{\gamma_p}$ mesurées pour chaque facteur m et l'étalement des positions du barycentre lors des différents actionnements.

3.20(a) Pour une modulation à un $St_H < 0.20$: dans le cas $\phi = \pi/2$ (a'), les évolutions de y_b (bruitées par l'actionnement haute fréquence) montrent une diminution de la bistabilité. Dans le cas $\phi = \pi$ (a") : la commande provoque le déplacement du barycentre vers ses positions d'équilibre naturelles et peut l'y maintenir (exemple entre $0.25 < t < 0.35$ s). Le contrôle modulé déphasé de $\phi = \pi$ recrée un état bistable au rythme de f_m.
Pour les deux déphasages, l'actionnement ne permet pas d'améliorer les niveaux de pression au culot de la maquette (voir figure 3.21).

3.20(b) Pour une modulation à un $St_H \sim 0.20$: pour les deux déphasages (b' et b"), l'alternance des actionnements latéraux coïncide avec la durée de transition du barycentre pour cette commande. Une succession de transitions complètes de y_b apparaît sans que le sillage ne puisse rester dans une configuration asymétrique. En particulier, dans le cas $\phi = \pi$ (b et b"), l'amplitude de variation du barycentre augmente par rapport au cas sans contrôle. On pourra dire que ce régime de fluctuations de y_b est *bistable résonant*.

Pour les deux déphasages utilisés, la modulation à $St_H = 0.20$ conduit à la résonance de y_b comme le montre l'augmentation de l'amplitude des fluctuations latérales (deuxième ligne à la figure 3.21).
À $St_H = 0.20$, pour $\phi = \pi$, la valeur de $\overline{\gamma_p}$ est portée à 1.58, soit une diminution de la pression moyenne au culot de 58 % par rapport au cas sans contrôle. Cette dégradation n'est que de 33 % pour $\phi = \frac{\pi}{2}$. Ce régime résonant coïncide avec le phénomène de *lâcher tourbillonnaire* et l'actionnement amplifie la génération naturelle de tourbillons dans le sillage de la maquette. Malheureusement, le lâcher de tourbillons est source de fluctuations importantes de la pression au culot et il augmente la traînée aérodynamique.
Le recouvrement de phase entre l'actionnement gauche et droit semble donc moins amplifier le lâcher de tourbillons, mais diminue tout de même le niveau moyen de pression au culot.

3.20(c) Pour une modulation à un $St_H > 0.20$: pour les deux déphasages (c' et c") à la figure 3.20, y_b présente des oscillations à la fréquence f_m avec une faible amplitude. Ce régime ressemble à celui recherché pour faire basculer le barycentre à haute fréquence autour de $y = 0$. Cependant, dans les deux cas la valeur moyenne des oscillations est instable. Les alternances de l'actionnement latéral sont produites à trop haute fréquence par rapport à la bande passante du système. Cette action haute fréquence est donc filtrée et le barycentre n'est pas stabilisé autour de 0.
Pour ces modulations à plus hautes fréquences (m petit), on note sur la figure 3.21 une diminution de l'amplitude des variations de y_b. On note, en revanche, une déviation de la position moyenne de z_b, ce qui montre un impact des actionnements latéraux également sur l'équilibre vertical du sillage.

Les histogrammes de $\overline{\gamma_p}$, révèlent un gain de pression de l'ordre de 2 % pour les deux déphasages testés pour $m = 8$ et 6 (respectivement $St_H = 1.46$ et 1.95). En revanche, le cas à $m = 2$ ($St_H = 5.85$) ne permet pas d'augmenter la pression au culot alors qu'il produit les fluctuations de y_b les plus concentrées.

Il est possible que l'alternance des actionnements latéraux à haute fréquence ait un effet sur l'état de symétrie verticale du sillage comme dénoté par l'augmentation de $|\overline{z_b}|$ qui empêche la recompression du culot. Des observations PIV du sillage seraient nécessaires pour mieux comprendre le mécanisme impliqué dans la recompression du sillage par l'actionnement modulé des côtés latéraux de la maquette.

Grâce à l'analyse des signaux de pression et de position du barycentre dans le cas de l'actionnement latéral modulé, on a pu remarquer que les phénomènes fréquentiels impactaient grandement le comportement du barycentre et l'apparition d'instabilités, comme le lâcher de tourbillons, par exemple.

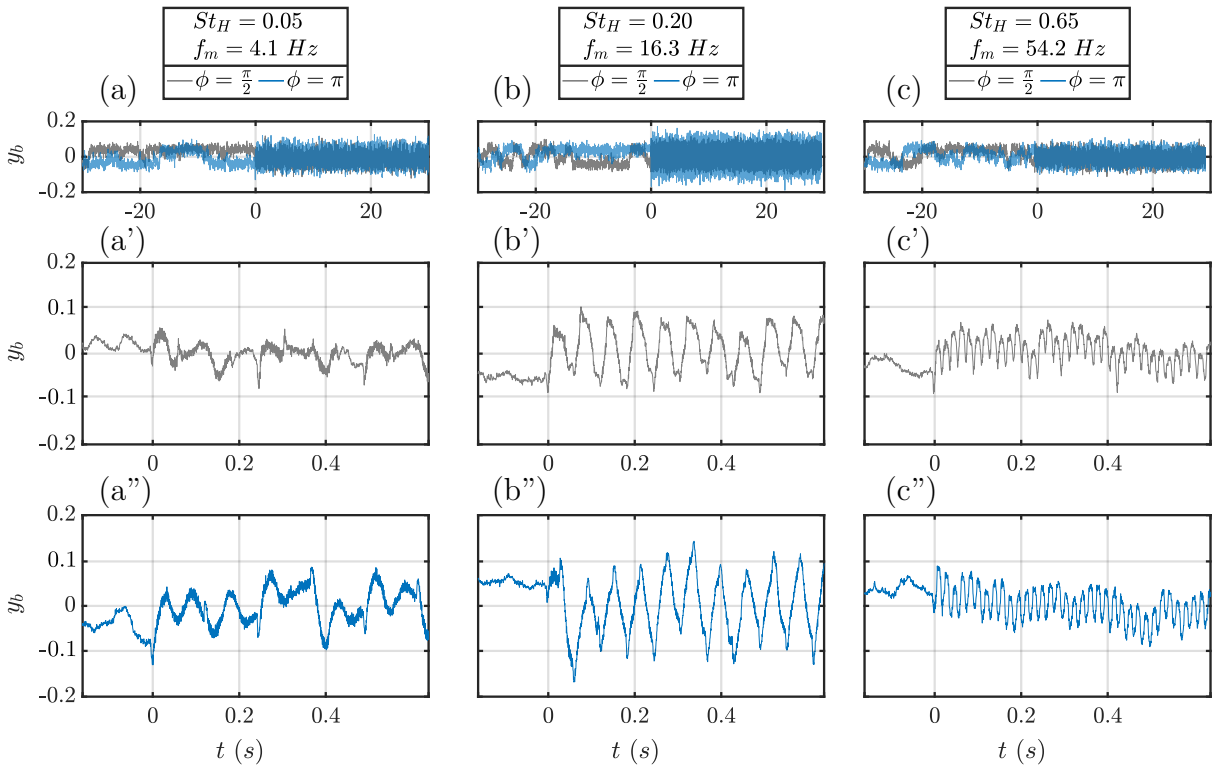


FIGURE 3.20 – Régimes de fluctuation de y_b soumis à un actionnement latéral modulé et déphasé : (a) facteur de modulation $m = 240$, fréquence de modulation $f_m = 4.1$ Hz, nombre de Strouhal de la modulation $St_H = 0.05$; (b) $m = 60$, $f_m = 16.3$ Hz, $St_H = 0.20$; (c) $m = 18$, $f_m = 54.2$ Hz, $St_H = 0.65$.
(—) : déphasage de $\phi = \dfrac{\pi}{2}$; (—) : déphasage de $\phi = \pi$. Graphiques (a' à c') et (a" à c") : zooms des variations de y_b au début du contrôle ($t = 0$).

À basses fréquences de modulation, un déphasage avec recouvrement entre les actionnements latéraux ($\phi < \pi$) semble contribuer à réduire le phénomène de bistabilité et les excitations du lâcher de tourbillons, mais sans permettre d'obtenir de gains en pression au culot.

À haute fréquence, les différences induites par les deux déphasages s'amenuisent. On a pu noter une amélioration de la valeur du coefficient de pression maximale de l'ordre de 2 % pour une modulation à $St_H = 1.95$.

En revanche, l'état de symétrie moyen du sillage n'est pas particulièrement amélioré en comparaison avec d'autres cas de contrôle présentant des niveaux de pression au culot plus bas. L'actionnement exclusivement latéral semble avoir une incidence sur la symétrie verticale du sillage qui n'a pas pu être davantage étudiée pendant nos essais. Des analyses complémentaires de la forme de l'écoulement dans le sillage sont nécessaires ici afin de comprendre les effets tridimensionnels des jets pulsés lors de basculements forcés du barycentre à haute fréquence.

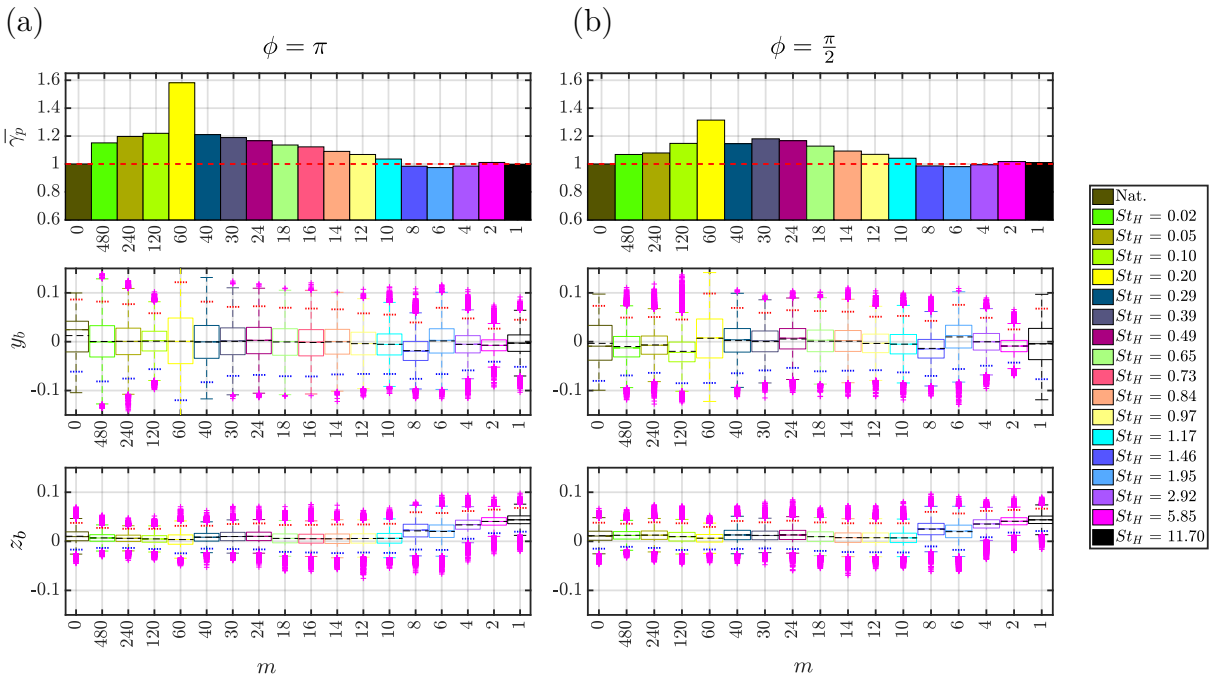


FIGURE 3.21 – Ratio de coefficient de pression $\overline{\gamma_p}$ (haut) et répartitions de y_b (milieu) et de z_b (bas) pour la modulation latérale de l'actionnement : (a) déphasage $\phi = \pi$; (b) déphasage $\phi = \dfrac{\pi}{2}$. Pour les diagrammes boîte : les moustaches s'étendent pour couvrir 99 % des positions de y_b, les lignes pointillées ··· et ··· sont placées à $\pm 2\sigma$, c'est-à-dire à deux écarts-types de la moyenne (– –).

3.4 Étude des basculements générés par des impulsions

Dans les essais de contrôle en boucle ouverte présentés précédemment, les transitions du barycentre observées sont complètes, c'est-à-dire d'un état bistable extrême à l'autre (voir partie 3.2), ou, lorsqu'elles sont d'amplitude plus faible, elles sont issues d'un actionnement de fréquence trop grande par rapport à la sensibilité du sillage de la maquette (voir partie 3.3).

Contrairement aux cas précédents qui utilisaient de longs paquets d'impulsions (les phases de contrôle asymétrique), on se propose maintenant d'étudier l'actionnement des côtés du culot de la maquette par des impulsions de quelques jets uniquement. Il est possible qu'en utilisant seulement quelques impulsions, on soit en mesure de générer des transitions plus courtes, et donc de resserrer le barycentre autour de $y = 0$, sans créer de chute de pression au culot (cf. partie 3.2).

Dans un premier temps, on applique une commande asymétrique au sillage par l'activation d'un côté latéral de la maquette à fréquence d'actionnement f fixe : l'actionnement principal. Ensuite, de petits groupes de jets sont émis du côté opposé de la maquette : c'est la commande basculante.

À la suite des basculements, il est possible de régler un temps mort durant lequel les deux côtés latéraux du culot sont désactivés.

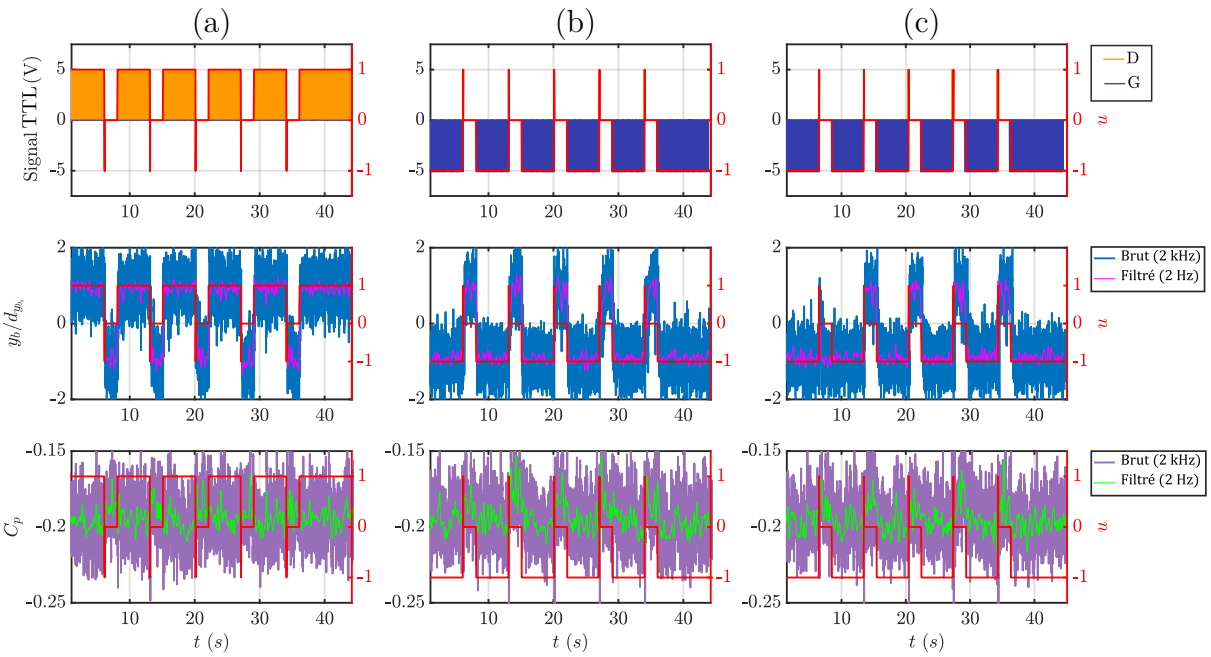


FIGURE 3.22 – Basculements du barycentre provoqués par une impulsion des actionneurs latéraux et effets sur le coefficient de pression C_p (durée d'impulsion $\frac{RC}{f} = \frac{1/2}{475}$) : signaux $y_b/d_{y_{b_0}}$ et $\langle C_p \rangle$ chacun sous forme brute et filtrée à 2 Hz (respectivement en bleu et rose, et en bordeau et vert) pour colonne (a), des basculements de $\mathcal{P}$ à $\mathcal{N}$ pour $P_i = 0.21$ MPa ; colonne (b), des basculements de $\mathcal{N}$ à $\mathcal{P}$ pour $P_i = 0.21$ MPa ; colonne (c), des basculements de $\mathcal{N}$ à $\mathcal{P}$ pour $P_i = 0.26$ MPa.

Pour une vitesse d'écoulement de $V_\infty = 35$ m/s et une configuration alignée ($\beta = 0°$), on fixe une fréquence $f = 475$ Hz (rapport cyclique de 0.5) qui définit la durée d'ouverture des EVs pour la commande basculante et qui correspond à la fréquence d'excitation de l'actionnement principal.

La figure 3.22 montre les basculements provoqués par *une* impulsion de jets suivie de 2 s de relaxation (sans contrôle) pour :

Cas (a) : Basculement de droite à gauche avec $P_i = 0.21$ MPa ;

Cas (b) : Basculement de gauche à droite avec $P_i = 0.21$ MPa ;

Cas (c) : Basculement de gauche à droite avec $P_i = 0.26$ MPa.

À la figure 3.22, on observe que, pour un basculement à gauche (a) ou bien à droite (b), l'impulsion générée suffit systématiquement à provoquer le basculement du barycentre de l'autre côté du plan de symétrie vertical du culot. La colonne (c) présente les mêmes basculements que la colonne (b), mais pour une pression $P_i = 0.26$ MPa. On observe ici quatre basculements clairs sur les cinq attendus. Dans ce cas, la commande a bien affecté la position latérale du barycentre, mais la bistabilité naturelle, qui domine le sillage en l'absence de contrôle, a provoqué une transition spontanée de y_b du côté des ordonnées négatives.

Les mêmes tests (non illustrés) ont été effectués avec des fréquences $f = 350$ Hz

et $f = 1050$ Hz à $P_i = 0.21$ MPa. Pour ces cas-là également, une seule impulsion peut suffire à faire basculer totalement le barycentre. On précise que les jets les plus brefs (à 1050 Hz, typiquement) assurent des basculements avec une seule impulsion de manière plus régulière que les jets à plus basse fréquence (comme 350 Hz notamment). Il est donc possible que l'allongement des périodes de soufflage impacte moins la réorganisation des niveaux de pression au culot que des jets très brefs.

La figure 3.22 présente également les fluctuations du coefficient de pression moyen C_p lors de ces basculements. On rappelle que la valeur de C_{p_0} est de -0.185 pour un écoulement aligné à 35 m/s alors que l'actionnement asymétrique à haute fréquence entraîne une diminution supplémentaire de la pression au culot ($\overline{C_p} \sim -0.200$) (cf. tableau 3.6).

On note que C_p a tendance à augmenter lorsque les basculements sont provoqués ici par les impulsion. Cela résulte principalement de l'arrêt de l'actionnement durant les 2 s de relaxations qui permet à la pression au culot de retrouver une valeur proche de celle de l'écoulement sans contrôle. Il est toutefois possible de noter des pics importants ($C_p > C_{p_0}$) juste après une transition. Cela pourrait correspondre à une évolution dynamique de C_p sous l'effet d'un basculement du barycentre tel qu'observé dans le cas d'un écoulement naturel (cf. partie 2.2).

Les effets dépressionnaires des actionnements latéraux sur la pression au culot vus à la partie 3.2 sont des phénomènes indésirables qui peuvent réduire la rentabilité du contrôle actif des asymétries du sillage. Afin de contrer ces effets dynamiques dus au basculement par paquets d'impulsions, on effectue maintenant des basculements par impulsion comme au paragraphe précédent, mais *sans temps de relaxation* entre la commande dissymétrique principale et la commande basculante.

Cinq actionnements successifs brefs sont appliqués au sillage sur une période de temps de 0.2 s. Les commandes sont réglées pour ne générer qu'un seul jet à chaque actionnement, et chaque actionnement est séparé de 0.05 s du suivant. Pour la vitesse d'écoulement de 35 m/s utilisée, l'excitation impulsionnelle présente un nombre de Strouhal de $St_H = 0.13$.

La figure 3.23 illustre les effets de l'excitation impulsionnelle de droite à gauche (a) et de gauche à droite (b). Le gros plan (a'), en figure 3.23, montre la génération d'une ou de deux impulsions (selon la discrétisation du signal TTL (0-5V) généré) du côté opposé à celui de l'actionnement principal, cette fois-ci sans interruption.

On observe dans les deux cas une modification progressive de y_b au fur et à mesure des cinq impulsions. Comme l'autre côté de la maquette est activé tout le reste du temps, la transition qui devrait être provoquée par le basculement soudain de la commande n'apparaît pas à la première impulsion. Toutefois, malgré l'actionnement principal les valeurs de y_b sont *brutalement impactées* par les impulsions. y_b est entraîné d'une position

bistable à l'autre au bout des 0.2 s des cinq périodes d'impulsions. On remarque que la valeur du coefficient de pression est basse durant les phases d'impulsions, ce qui correspond en réalité à la valeur de la pression moyenne au culot dans le cas d'un actionnement unilatéral dissymétrique (cf tableau 3.6).

En revanche, quand le sillage est à nouveau soumis au seul actionnement principal asymétrique, la transition de y_b est assez régulière et ne montre pas de pic tel que celui créé par les impulsions. Le barycentre parcourt la distance qui sépare les deux états bistables en 0.2 s à 0.4 s, ce qui est cohérent avec les temps de basculement observés dans les cas de contrôle asymétriques (voir figure 3.18).

On note donc que la dynamique de basculement impulsionnelle est différente de la dynamique de basculement par paquets d'impulsions.

Pour les deux cas de basculement, lors du retour à la position de y_b imposée par l'actionnement principal, on mesure une augmentation importante de C_p : pour une fenêtre de temps de 0.4 s, on mesure $\overline{C_p} = -0.174$ en moyenne, ce qui dénote un gain en pression au culot de 8.6 % par rapport au contrôle asymétrique principal, et un gain de de 6.2 % par rapport à l'écoulement aligné naturel.

La position latérale du barycentre semble donc être sensible à de brefs actionnements des jets aux bords de la maquette. Ces impulsions latérales semblent dominer sur l'action régulière des paquets de jets utilisés dans les contrôles en boucle ouverte classiques.

Pour expliquer ce phénomène, on peut suggérer qu'un actionnement par courtes impulsions bénéficie d'une accumulation de gaz lorsque l'EV est fermée pour un temps supérieur au temps d'ouverture précédent. Lorsqu'on ouvre à nouveau l'EV, l'air pourrait alors être expulsé avec plus de force que si l'EV n'avait pas été maintenue fermée auparavant. En revanche, lors d'un actionnement par paquets où les jets se succèdent régulièrement, des effets de surpression à l'ouverture n'apparaîtraient pas.

En pratique, les actionnements par paquet de jets modifient la répartition de pression au culot à la manière de l'écoulement lors des dérapages de la maquette. À l'inverse, les impulsions ont un effet rapide sur le sillage et provoquent des basculements du barycentre à un coût énergétique potentiellement plus réduit.

On peut donc voir que les transferts latéraux du barycentre sont sensibles à une augmentation brusque de l'énergie introduite dans les couches de mélange et par un déséquilibre de flux provoqué par un actionnement latéral asymétrique régulier. En revanche, afin de réduire les amplitudes de y_b, il semble plus intéressant d'utiliser de brèves impulsions latérales qui pourraient provoquer des basculements partiels et re-symétriser le sillage avec plus de précision.

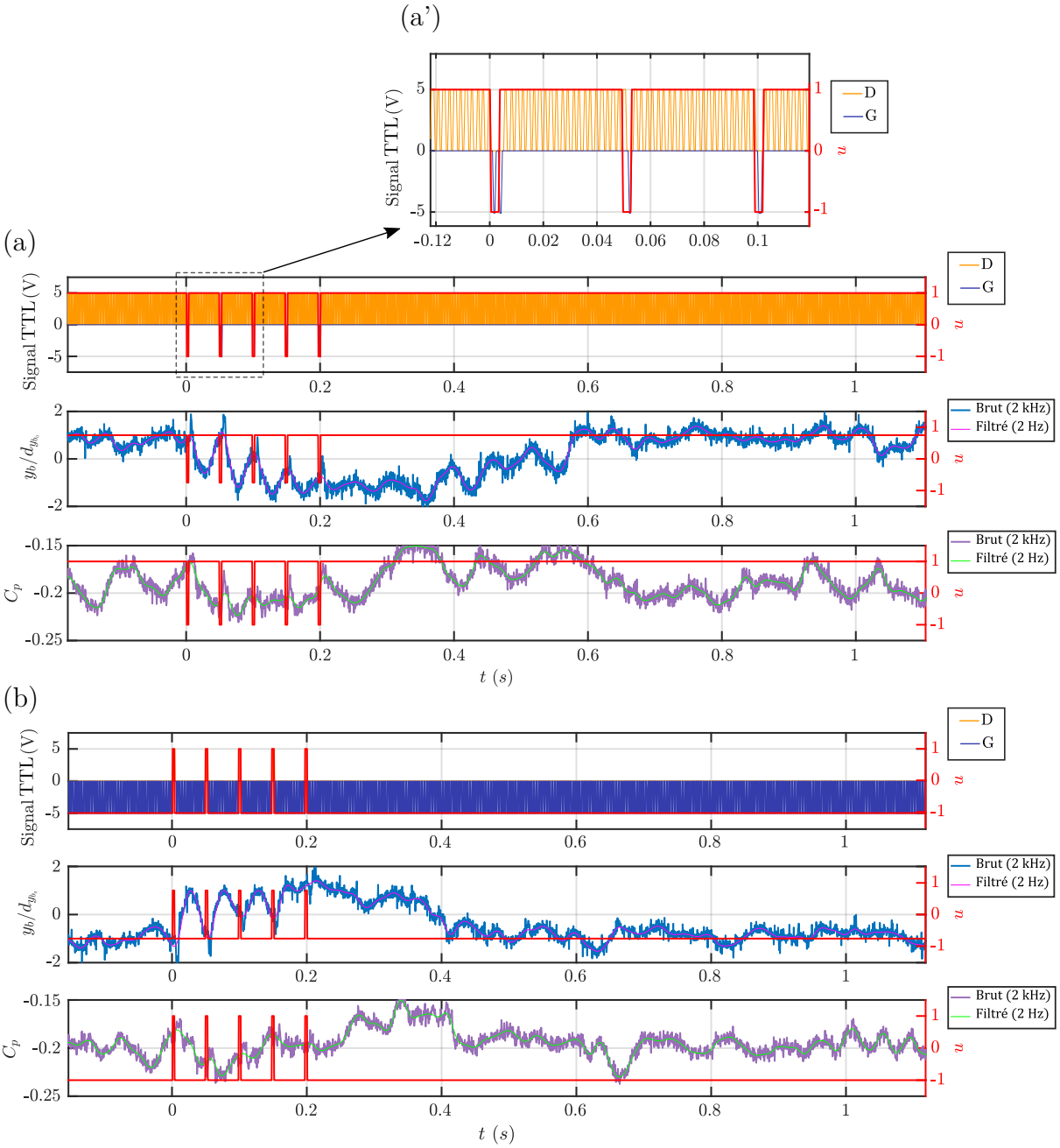


FIGURE 3.23 – Excitation par impulsions d'un côté du culot : (a) transition à gauche ; (b) à droite : Détails de la commande et du signal carré TTL envoyé aux boîtiers de commande, évolutions de $y_b/d_{y_{b_0}}$ et de C_p lors des actionnements.

4 Modélisation et simulation des dynamiques du barycentre

Grâce aux mesures et aux analyses effectuées en boucle ouverte et pour des écoulements bistables divers, un modèle comportemental de la dynamique du barycentre soumis à la bistabilité naturelle d'un écoulement à $V_\infty = 35$ m/s est proposé. Ce modèle doit permettre de tester certaines stratégies de contrôle avant de les employer en conditions expérimentales réelles. Le modèle pourra être notamment comparé au modèle employé par Cadot et al. (2015), Evrard et al. (2016) et Brackston et al. (2016a) et dont nous avons parlé brièvement plus tôt (cf. figure 3.7 en section 1.3 de ce chapitre). Une comparaison de la modélisation de Brackston et al. (2016a) avec le modèle de comportement détaillé ci-après est développée en annexe C.4.

4.1 Modèle mécanique bistable

Le comportement dynamique du barycentre nous intéresse car le maintien du sillage dans un état symétrique tridimensionnel pourrait apporter des améliorations de la pression à l'arrière des véhicules et des réductions de traînée aérodynamique. Le barycentre est un indicateur de la symétrie du champ de pression sur l'arrière d'un corps et il remplace efficacement les calculs de gradient spatiaux de pression sur le culot et la mesure des efforts transverses sur le corps expérimental. Le contrôle de sa position permet donc de réguler la dissymétrie du sillage.

En vue de réaliser un contrôle en boucle fermée de l'asymétrie du sillage de la maquette ActivROAD, on cherche à développer un modèle des variations du barycentre. Ce modèle pourrait fournir un moyen de tester en simulation certaines stratégies de contrôle ou bien de développer des lois de commande en boucle fermée.

On se concentre ici sur le cas de la bistabilité latérale du sillage des corps d'Ahmed à culot droit car cette bistabilité est fortement documentée et clairement visible sur le corps de la maquette ActivROAD en configuration voiture. De plus, la bistabilité et l'asymétrie latérale sont des problèmes aérodynamiques plus fréquents pour la configuration voiture que l'asymétrie verticale à cause des variations de la direction d'incidence des écoulements autour des véhicules routiers.

En revanche, l'approche de contrôle de la position latérale du barycentre pourrait être étendue à la dimension verticale, en adaptant simplement le cas latéral.

Les sections précédentes ont permis de définir les caractéristiques de la dynamique naturelle de la bistabilité latérale par :

- l'existence de deux points d'équilibre bistables ;
- l'existence d'un point d'équilibre *instable* situé à équidistance des deux positions

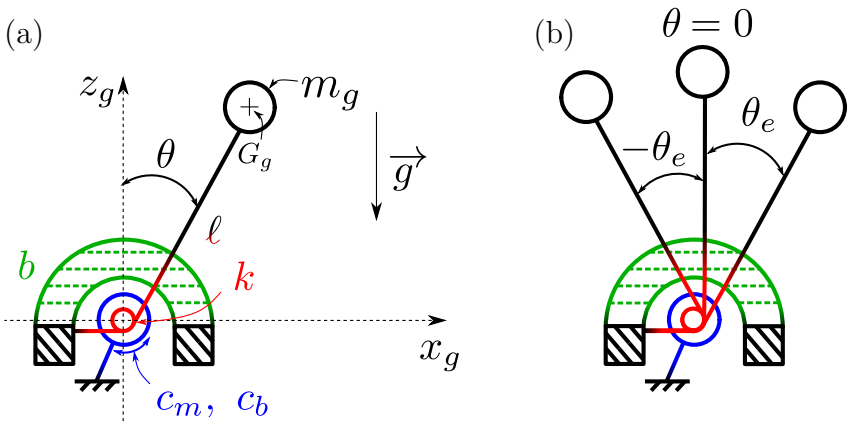


FIGURE 3.24 – Schéma du pendule inversé servant à définir l'architecture du modèle de la bistabilité.

bistables ;

- des basculements aléatoires entre les états bistables ;
- une occurrence de basculement de l'ordre de 1 basculement toutes les 10 s pour une vitesse d'écoulement de 35 m/s ;
- une vitesse de transition d'un état bistable à l'autre qui peut être augmentée par un apport énergétique extérieur.

Pour ce modèle mécanique du comportement du barycentre, la première étape a été de définir la forme d'un modèle dynamique bistable. Ensuite, les positions bistables et les vitesses de transitions ont été réglées pour correspondre aux états et aux vitesses observés expérimentalement.

On considère d'abord un système physique bistable simple à modéliser. Il s'agit du pendule inversé lié à un ressort de torsion (de raideur k) et à un système d'amortissement (de coefficient b) dont le schéma est présenté en figure 3.24 (a). L'état instable correspond à l'état centré avec $\theta = 0$ tandis qu'on distingue deux positions d'équilibre possibles symétriques $\pm\theta_e$ (schéma (b)). En supposant les liaisons parfaites, on obtient une équation du mouvement de la forme :

$$\ddot{\theta} - C_g \sin(\theta) + A_k\theta + B\dot{\theta} = C_m + C_b \tag{3.12}$$

où θ désigne la position angulaire du pendule, notre état ; le point désigne la dérivée par rapport au temps : $\dot{\theta} = \dfrac{\partial\theta}{\partial t}$; C_g est un coefficient relatif à une accélération (de pesanteur par exemple) ; A_k un coefficient relatif à une raideur ; B relatif à un coefficient d'amortissement ; C_m est relatif à l'accélération créée par un couple moteur et C_b est relatif à l'accélération créée par un couple de perturbation, comme du bruit, ou de la turbulence, par exemple.

Cette équation possède une non-linéarité portée par le terme sinusoïdal qui peut

créer des états bistables. Ces derniers sont paramétrés par la condition en état stationnaire, sans perturbations extérieures et pour $\theta \neq 0$:

$$\begin{aligned} &\text{si } \ddot{\theta} = \dot{\theta} = 0 \text{ et } C_g \neq 0 \ ; \ A_k \neq 0 \\ &\text{alors } 3.12 \ \Rightarrow \ C_g \sin(\theta) - A_k \theta = 0 \end{aligned} \tag{3.13}$$

qui a deux solutions non triviales de signes opposés.

La figure 3.25 présente les solutions bistables atteignables par un système présentant une non-linéarité sinusoïdale. Les intersections entre la droite et la courbe rouge correspondent aux solutions de l'équation (3.13).

Deux exemples différents de solutions pour des variantes non linéaires de type sinus sont ajoutées (en jaune et en violet). Ces exemples permettent de représenter la façon dont les états bistables peuvent être plus ou moins proches de l'origine selon les modèles de non-linéarité utilisés. Non seulement l'écartement des points bistables, mais aussi la pente à l'origine de la courbe non linéaire peut être modifiée par des coefficients ajustables. La pente à l'origine influe sur l'état du système modélisé aux alentours de 0. Si la pente est raide, schématiquement, la vitesse de transition par l'état $\theta = 0$ sera plus grande que si la pente est plus faible. Sur ce modèle, plus les ventres créés par le type de fonction non linéaire $\mathscr{F}$ sont éloignés de la droite affine de pente A_k et plus l'énergie nécessaire pour passer d'un état bistable à l'autre sera importante.

Ce modèle peut être utilisé pour représenter la non-linéarité de la bistabilité. Il possède différents paramètres permettant de régler la position des points attracteurs, la dynamique de transition entre les états et le niveau d'excitation nécessaire aux transitions. Il permet de comprendre facilement le concept de points bistables et il met en lumière les points critiques pour la définition du modèle nous intéressant. De plus, la modification des fonctions non linéaires coupant la droite créée par la raideur du modèle permet d'envisager un ajustement au plus près des dynamiques observables expérimentalement.

4.2 Simulation de la bistabilité naturelle

On modifie le modèle fourni par l'équation (3.12) pour le rendre plus générique. On pose :

$$\begin{aligned} \mathrm{x} &= \text{l'état du système bistable ;} \\ u &= \text{la commande appliquée ;} \\ \mathscr{F} \ &: \ \mathrm{x} \longmapsto \mathscr{F}(\mathrm{x}) = \text{une fonction non linéaire de } \mathrm{x} \ ; \\ \mathscr{G} \ &: \ u \longmapsto \mathscr{G}(u) = \text{une fonction linéaire de } u \end{aligned}$$

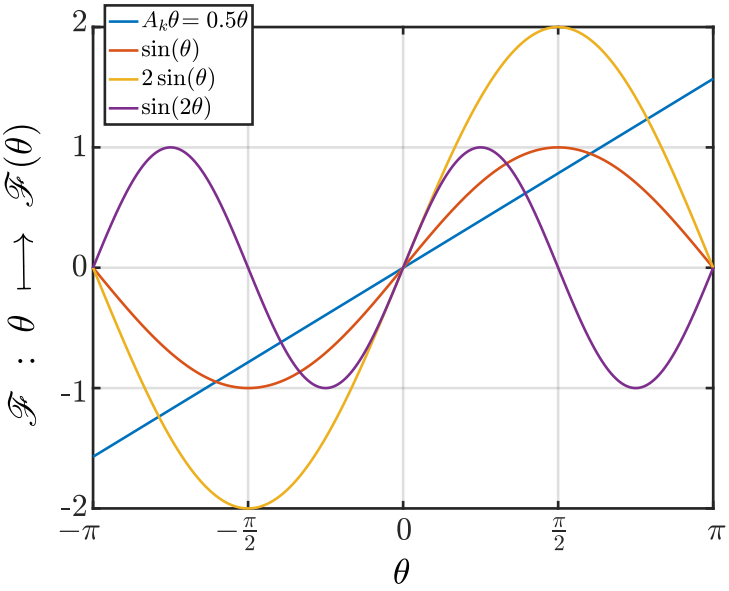


FIGURE 3.25 – Mise en évidence des positions d'équilibres bistables atteignables pour différentes fonctions non linéaires.

On décrit alors le modèle d'un système bistable par l'équation différentielle :

$$\ddot{\mathrm{x}} - \mathscr{G}(u)\Big[\mathscr{F}(\mathrm{x}) - A_k\mathrm{x} - B\dot{\mathrm{x}} + C_j u + C_b\Big] = 0 \tag{3.14}$$

en conservant les notations de A_k, B, C_b précédentes, avec C_j un coefficient représentant la force d'action des jets.

On choisit d'utiliser les fonctions suivantes :

$$\mathscr{F} \ : \mathrm{x} \longmapsto \sigma_f \tan^{-1}(\kappa_f \mathrm{x}) \tag{3.15}$$

$$\mathscr{G} \ : u \longmapsto 1 + \nu_g |u| \tag{3.16}$$

σ_f, κ_f, et ν_g étant des constantes.

Le modèle de bistabilité défini par l'équation (3.14) et les fonctions ci-dessus est utilisé pour simuler les fluctuations du barycentre soumis à la bistabilité latérale sur le corps d'Ahmed à culot droit.

En pratique, on utilise l'équation :

$$\mathscr{F}(\mathrm{x}) - A_k\mathrm{x} = 0 \tag{3.17}$$

afin de définir les paramètres du modèle assurant que les positions d'équilibres soient placées aux positions stables : $\mathrm{x} = \pm 1$.

On choisit de représenter les perturbations C_b de l'état bistable par un bruit blanc. L'amplitude de ce bruit est ajustée pour générer un nombre de basculements comparable à celui observé en conditions expérimentales à $V_\infty = 35$ m/s. Le logiciel MATLAB SIMULINK est ensuite utilisé pour conduire des simulations de ce modèle dynamique et des paramètres identifiés et présentés par le tableau 3.7.

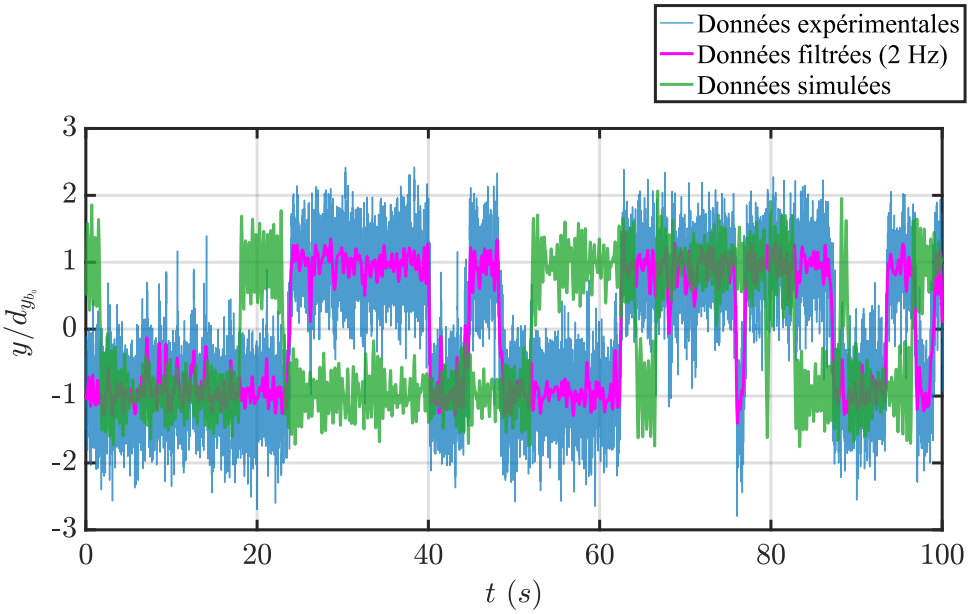


FIGURE 3.26 – Comparaison de données de bistabilité enregistrées en configuration alignée ($\beta = 0°$) à $V_\infty = 35$ m/s, et de données simulées via le modèle des équations (3.14), (3.15), et (3.16), et les paramètres du tableau 3.7.

t (s)	A_k (s^{-2})	σ_f (s^{-2})	κ_f	B (s^{-1})	C_j (s^{-2})	$C_{b_{eff}}$ (s^{-2})	ν_g
100 s	300	227	4	1.5	38	46.5	2

TABLEAU 3.7 – Valeurs des paramètres utilisés pour la simulation de la bistabilité à $V_\infty = 35$ m/s. $C_{b_{eff}}$ est la valeur efficace de C_b.

La figure 3.26 présente la comparaison entre les états enregistrés et simulés pour un comportement bistable naturel au culot de la maquette. On y voit dans cette figure que des états dissymétriques sont reconstitués et que des transitions aléatoires apparaissent entre les positions $\mathcal{P}$ et $\mathcal{N}$ simulées. La simulation de la bistabilité naturelle à 35 m/s est relativement proche du comportement réel. L'évolution de ce modèle de bistabilité vers un modèle de comportement en cas d'actionnement est maintenant possible.

4.3 Simulation de l'actionnement en boucle ouverte

À partir la simulation de la bistabilité ci-dessus, on simule l'effet des actionneurs. La figure 3.27 présente la simulation d'un actionnement en boucle ouverte entre la gauche et la droite du culot (toujours à $V_\infty = 35$ m/s) avec une excitation des côtés latéraux à 350 Hz. On représente en même temps la simulation du comportement bistable sans contrôle, afin de comparer l'effet d'une commande $u \neq 0$ sur le modèle numérique. Pour cette simulation, la vitesse de transition du barycentre est nécessaire à l'obtention des constantes du modèle. On utilise les données issues de la partie 3.2 (tableau 3.6) pour définir cette vitesse de transition : pour ces paramètres de commande ($f = 350$ Hz et $P_i = 0.25$ MPa), elle est d'environ 1.6 s^{-1}. À la figure 3.27, on trouve donc :

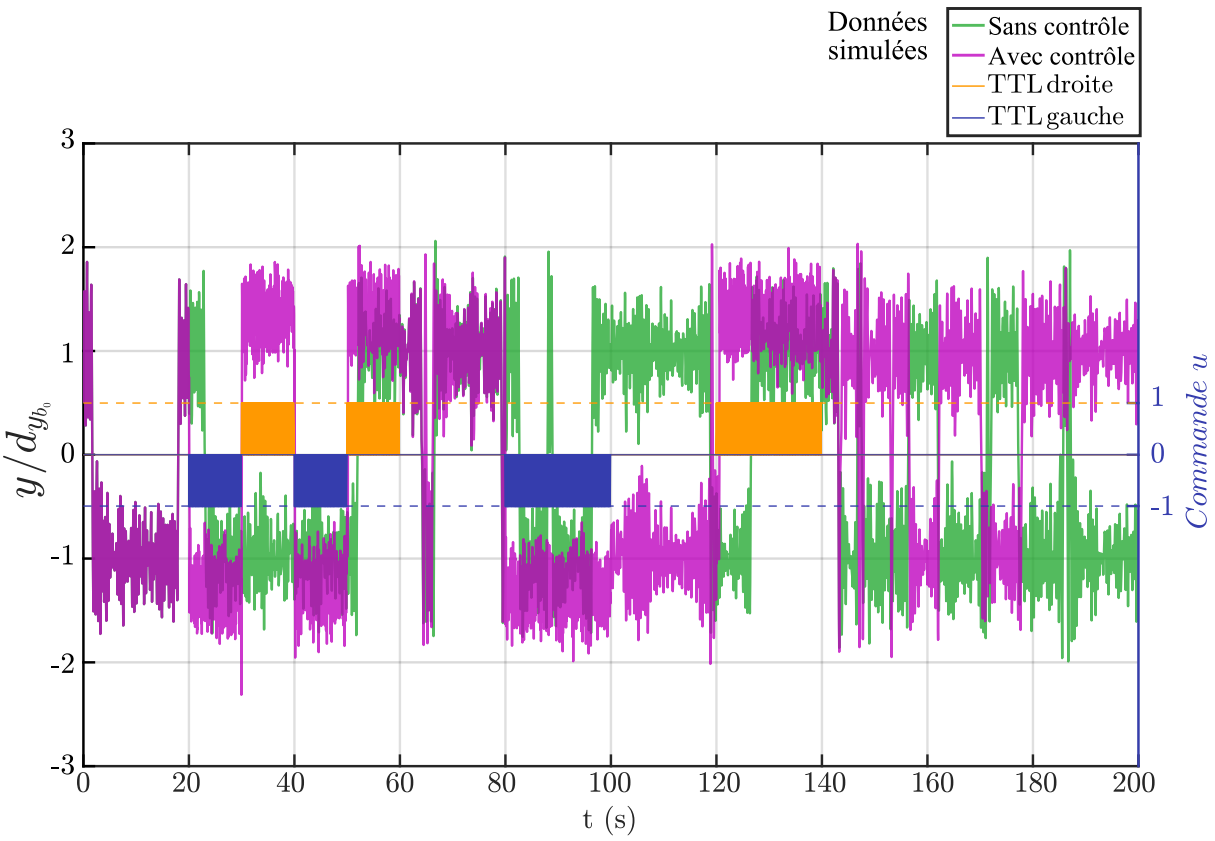


FIGURE 3.27 – Simulation d'un comportement bistable pour un écoulement à $V_\infty = 35$ m/s et d'un comportement actionné en boucle ouverte équivalent à un contrôle à 350 Hz avec une pression d'alimentation $P_i = 0.25$ MPa.

- signal — : les fluctuations bistables simulées sans contrôle ;
- signal — : les variations du barycentre simulées lors du contrôle asymétrique en boucle ouverte ;
- signal — : la commande d'actionnement à droite ;
- signal — : la commande d'actionnement à gauche ;

Comme on peut le voir à la figure 3.27, la simulation des déplacements latéraux du barycentre est capable de prendre en compte les effets des actionnements gauche et droit. Toutefois, l'ajout de la force des jets en plus du maintien de l'excitation turbulente C_b nécessaire à l'obtention de la bistabilité crée un décalage dans la position du barycentre. La simulation surestime alors l'amplitude de déplacement du barycentre lors de l'actionnement. Un affinage du modèle de prise en compte de l'excitation turbulente par rapport à la force des jets pourrait permettre d'améliorer ces prédictions.

On trace également à la figure 3.28, les signaux PSD de la composante latérale du barycentre dans le cas expérimental, simulé sans contrôle et simulé avec un actionnement en boucle ouverte. Ces tracés permettent de vérifier qu'aucune fréquence correspondant à un basculement périodique ne se détache dans le spectre de la bistabilité naturelle simulée.

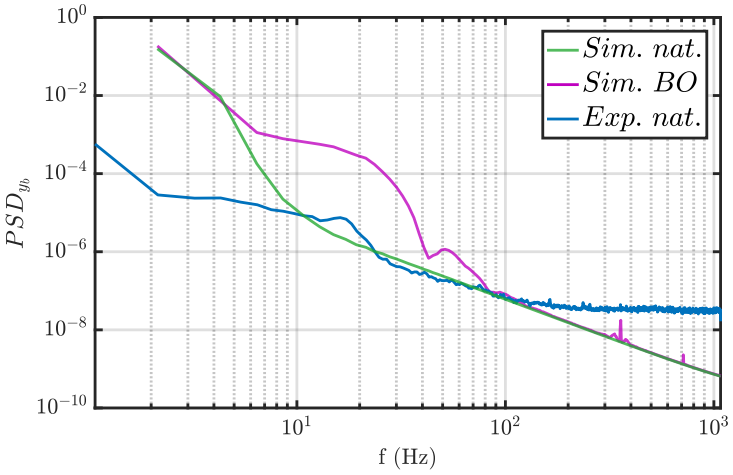


FIGURE 3.28 – Signaux de puissance de densité spectrale (PSD) pour les évolutions du barycentre expérimentales sans contrôle (Exp. nat.), simulées sans contrôle (Sim. nat.) et simulées avec actionnement en boucle ouverte (Sim. BO).

On note cependant que le modèle numérique ne permet pas de reproduire la totalité du contenu fréquentiel de la bistabilité réelle. En effet, les deux tracés PSD restent éloignés et le cas simulé ne présente pas de changement de courbure autour de 17 Hz environ comme dans le cas expérimental. Cette fluctuation dans le signal est propre à la dynamique du lâcher tourbillonnaire qui n'est pas prise en compte dans le modèle dérivé du pendule inversé amorti. Une perspective d'amélioration de ce modèle serait d'ajouter une dynamique de système résonant vers 17 Hz, comme dans le modèle de Brackston et al. (2016a). Cette amélioration pourrait être déterminante dans l'analyse préliminaire de lois de commande pouvant potentiellement exciter ce mode instable du sillage.

On note finalement, dans le contenu fréquentiel de l'actionnement simulé, le pic à 350 Hz qui apparaît dans la courbe PSD. Cette conservation de la fréquence d'actionnement permet de voir que les résultats de la simulation prennent bien en compte la commande fréquentielle imposée. Ce modèle pourrait donc bien être amélioré afin de restituer plus précisément les effets des excitations fréquentielles du sillage.

Grâce à ce modèle de simulation, on dispose d'une base permettant de tester des lois de commande en boucle ouverte, mais aussi en boucle fermée permettant une validation préliminaire de stratégies de contrôle envisagées. De nouvelles utilisations de ce modèle seront employées en section 1 et 3 du chapitre suivant.

Pour aller plus loin, notre modèle du comportement de la bistabilité latérale est comparé avec les développements de Brackston et al. (2016a) en annexe C.4. En revanche, la démarche de Brackston *et al.* n'a pas été employée dans le cadre de notre thèse. En effet, l'identification linéaire de la réponse du système à l'actionnement n'a pas été privilégiée afin de favoriser l'emploi de lois de commandes non linéaires comme le contrôle par mode glissant présenté au prochain chapitre. Notre approche complète donc les développements en boucle ouverte et par algorithmes de programmation génétique de Li et al. (2016, 2017) et les méthodes d'identification linéaire de Brackston et al. (2016a).

En perspective, des campagnes de caractérisations expérimentales complémentaires

des jets pulsés permettraient certainement l'emploi de modèles simplifiés des dynamiques bistables et de l'instabilité du lâcher tourbillonnaire pour tester en simulation des méthodes de contrôle non linéaire.

Conclusion

Ce chapitre dédié aux dissymétries du sillage a permis de mettre en évidence les phénomènes instables modifiant la symétrie de la répartition de pression sur le culot des véhicules.

On a pu voir que différentes asymétries existaient. D'un côté, on trouve la bistabilité qui apparaît pour des corps non profilés, tels que les corps d'Ahmed, mais aussi des cas de véhicules réels (Bonnavion et al., 2017). Celle-ci génère des basculements aléatoires des asymétries de pression au culot des véhicules.

D'un autre côté, dans le cas des véhicules soumis à un vent transverse, les différences de flux entre les côtés du véhicule provoquent également une asymétrie du sillage.

Pour les corps de maquettes de voiture, la suppression des asymétries latérales permet une augmentation de la pression du culot de plus de 10 %, ce qui pourrait contribuer à réduire la traînée aérodynamique des véhicules à grande vitesse.

Les essais d'actionnement en boucle ouverte par jets pulsés de la position latérale du barycentre au culot de la maquette ActivROAD ont montré que la régulation de la symétrie du sillage était possible à moindre coût énergétique.

Grâce à l'action modulée des jets latéraux du culot, 2 % d'augmentation de pression ont été obtenus, mais ces gains pourraient être augmentés par la prise en compte de la position réelle du barycentre par une boucle de retour ou bien l'utilisation d'un actionnement impulsionnel.

Cependant, il est également possible que l'actionnement latéral excite le phénomène de lâcher tourbillonnaire de von-Karman ce qui peut entraîner une réduction additionnelle de la pression au culot de plus de 50 %.

Afin de prévoir l'effet des commandes utilisées et de concevoir un contrôle en boucle fermée pour maintenir la symétrie latérale du sillage, on a développé un modèle des basculements bistables du barycentre utilisable en simulation.

Les connaissances acquises ici (vitesse de basculement du barycentre, positions stables des asymétries, modèle de basculement aléatoire) vont pouvoir être utilisées dans le chapitre suivant afin de contrôler les états de symétrie du sillage, par mode glissant.

Chapitre 4

Contrôle par mode glissant des dissymétries latérales

Sommaire

1 Cas du corps d'Ahmed 90

1.1 Indicateurs des niveaux de pression et des dissymétries. 91

1.2 Phénomènes dynamiques du sillage proche du culot 94

1.3 Cas d'étude et de contrôle de la symétrie du sillage 98

2 Dissymétrie naturelle du sillage 103

2.1 États naturels de symétrie pour le cas aligné 104

2.2 Pression au culot durant la transition du barycentre 107

2.3 Dynamiques de basculement latéral du sillage 111

2.4 Positions dissymétriques dans le cas non aligné 113

3 Dissymétries par actionnement du sillage 116

3.1 Actionnement latéral du barycentre 117

3.2 Transitoires des basculements latéraux forcés 118

3.3 Modulation fréquentielle des jets 122

3.4 Étude des basculements générés par des impulsions 127

4 Modélisation et simulation des dynamiques du barycentre . . 132

4.1 Modèle mécanique bistable 132

4.2 Simulation de la bistabilité naturelle 134

4.3 Simulation de l'actionnement en boucle ouverte 136

Conclusion 139

Introduction et organisation

Grâce aux expériences de caractérisation en boucle ouverte des chapitres 2 et 3, on peut voir que le contrôle global de la pression au culot des véhicules peut encore bénéficier de nombreuses avancées dans la compréhension des phénomènes liés à la forme du sillage et à son actionnement. Il apparaît aussi que l'état de symétrie du sillage des véhicules peut être impacté par l'actionnement des couches de mélange latérales au bord de la zone de recirculation. On peut ainsi envisager une régulation en boucle fermée de la position du barycentre. Un tel type de contrôle du sillage des véhicules pourrait permettre des gains non négligeables en traînée aérodynamique dans les cas de mauvais alignement entre le corps du véhicule et la direction du vent incident, mais aussi dans le cas de l'apparition des phénomènes de bistabilité.

On propose donc de poursuivre l'étude des relations entre l'actionnement de la zone de recirculation à l'arrière des corps d'Ahmed à culot droit plongés dans un écoulement turbulent en se concentrant sur les effets des actionnements latéraux du sillage en boucle fermée. Pour cela, on travaille dans un premier temps sur le phénomène de bistabilité latérale dont un modèle de simulation a été présenté en section 4 du chapitre précédent.

Dans ce nouveau chapitre, on applique une technique de contrôle par mode glissant, pour rectifier la symétrie du champ de pression sur le culot de la maquette ActivROAD. La section 1 présente les généralités du contrôle par mode glissant et sa bonne adéquation avec l'actionnement fluidique des jets pulsés à haute fréquence.

Ensuite, on illustre l'utilisation du contrôle par mode glissant de la symétrie du sillage par plusieurs résultats expérimentaux en section 2. Ces derniers montrent l'apparition du phénomène de lâcher tourbillonnaire causé par un retard convectif entre l'actionnement et le comportement du barycentre qui nous a conduit à développer un modèle linéaire des dynamiques du barycentre actionné, et qui est utilisé à la section 3. Cette nouvelle loi de contrôle améliore avec succès la symétrie latérale des champs de pression du culot de la maquette ActivROAD en configuration alignée, mais aussi pour des cas en dérapage ($\beta \neq 0$).

Dans la dernière section de ce chapitre (section 4), une analyse de l'effet des jets à haute pression d'alimentation (P_i) est conduite pour orienter les futurs développements d'actionneurs fluidiques pour la régulation du sillage des véhicules routiers.

Les résultats expérimentaux de ce chapitre ont été présentés à plusieurs reprises en conférence : auprès du GDR 2502 *Contrôle des décollements* (Mariette, 2019b, Paris) lors du congrès international de l'IFAC (Mariette et al., 2020), lors du rassemblement du GDR MACS (Mariette, 2019a, Bordeaux). Ces travaux en collaboration avec ceux de Haffner font également l'objet d'une publication à la conférence internationale de la 3AF reportée à avril 2021 (Haffner et al., 2020d).

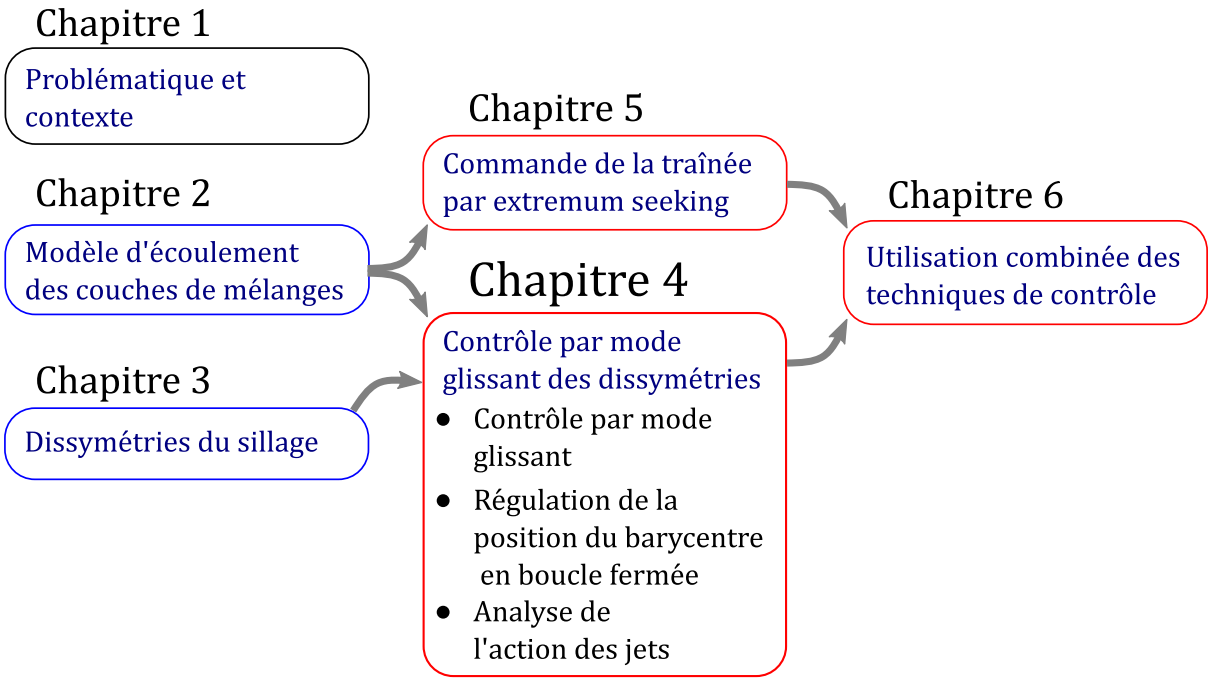


FIGURE 4.1 – Positionnement du chapitre 4 dans la thèse avec détail des parties principales le composant.

Enfin, le chapitre 4 s'intègre au cœur de la thèse (voir figure 4.1) entre les sections théoriques et de caractérisations, et celles des développements de lois de contrôle innovantes proposés au chapitre 6.

1 Présentation de la méthode

L'analyse du basculement de la position latérale du barycentre nous permet d'envisager le contrôle de la symétrie du sillage par mode glissant. Cette partie a pour but de présenter rapidement le principe de la commande par mode glissant et de décrire l'approche utilisée dans notre démarche expérimentale.

1.1 Généralités

Le contrôle par mode glissant (CMG) est une technique très répandue dans la synthèse de commande pour les systèmes non linéaires. La commande par mode glissant consiste en deux phases (Khalil, 2002a) :

- la phase de convergence en temps fini vers une *surface de glissement*,
- la phase de glissement asymptotique sur cette surface vers l'équilibre

On appelle *mode glissant* la dynamique du système à contrôler lorsqu'il est en phase de glissement asymptotique.

Les travaux fondateurs de Korovin and Utkin (1974), Slotine (1984), Utkin (1992) décrivent les possibilités de cette méthode de contrôle qui peut être utilisée avec un modèle simple du système.

Une commande par mode glissant est caractérisée également par des dynamiques d'actionnement différentes dans les domaines séparés par la surface de glissement. Imaginez un bateau qui devrait suivre un cap dans une tempête puissante, les courants le faisant changer de direction tantôt vers la droite et tantôt vers la gauche, par rapport à un cap à suivre. On peut définir une régulation par mode glissant simple qui affecte une commande positive pour ramener le bateau de la gauche vers la droite et une commande négative qui ramène le bateau vers la gauche. Les deux domaines séparés par la surface de glissement qui mène au cap du bateau sont opposés et cela rend l'actionnement discontinu lors du franchissement de la surface de glissement.

En pratique, il est crucial de pouvoir réduire la durée de la phase de convergence pour assurer une prise en compte rapide des perturbations appliquées au système et augmenter la performance du contrôle. Pour cela, il est alors commun de saturer les actionneurs pour favoriser des convergences rapides vers la surface de glissement. Cependant, ces saturations de commande peuvent conduire à des apports trop importants d'énergie dans le système notamment à proximité de la surface de glissement.

En effet, une fois la phase de convergence terminée, le système entre dans le mode glissant et des commutations de commande en fonction des domaines délimités par la surface de glissement dans lequel on se trouve permettent de suivre la trajectoire objectif. Toutefois, les commutations ne peuvent pas s'effectuer à une fréquence infinie et un phénomène de fluctuations hautes fréquences aux bords de la surface de glissement apparaît (voir figure 4.2). Nommé *broutement*, ou encore *réticence* en français, et, en anglais, *chattering*, ce phénomène rapide est problématique pour les systèmes mécaniques sensibles à la fatigue. De plus, la réticence diminue la précision du contrôle (Utkin, 1992).

Pour éviter des fluctuations à haute fréquence, des ajustements de l'amplitude de la commande peuvent être mis en place pour éviter des dépassements de la surface de glissement (Bessa et al., 2010, El Makrini et al., 2016).

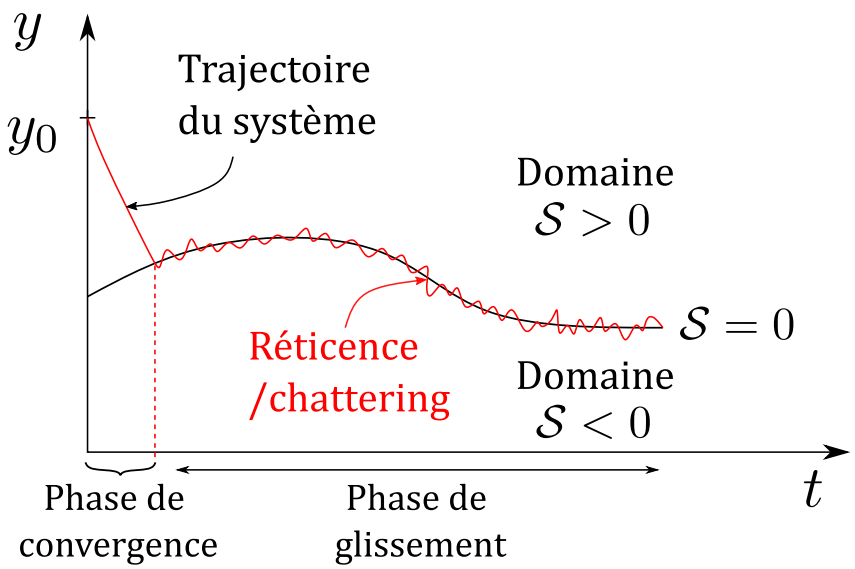


FIGURE 4.2 – Trajectoire typique d'un système contrôlé par mode glissant (—) : convergence vers la surface de glissement $s = 0$ (—) et mode glissant avec réticence.

Une autre technique de réduction de la réticence utilise le contrôle par mode glissant d'ordre supérieur. Cette approche nécessite un modèle du système pour définir une surface de glissement satisfaisant les conditions d'attractivité de la méthode. Les modes glissants d'ordres supérieurs ont l'avantage de réduire la réticence et d'augmenter les performances du contrôle tout en conservant la robustesse du contrôle par mode glissant le plus simple. En contrepartie, ils présentent certains désavantages, comme potentiellement, un retard supplémentaire et la sensibilité à la précision du modèle utilisé.

Pour les actionneurs de la maquette ActivROAD, on utilise des jets d'air pulsé à haute fréquence dont l'amplitude ne peut pas être facilement réduite. Les jets utilisés produisent un effet saturé et discontinu dont la puissance dépend de la pression d'alimentation P_i et de la fréquence d'actionnement f. Bien que la fréquence d'actionnement puisse être modifiée presque instantanément par le contrôle des signaux TTL envoyés aux boîtiers de commande (voir architecture de commande à la partie 2.3 du chapitre 1), la pression d'alimentation, elle, dépend de phénomènes pneumatiques plus lents. Ainsi, un ajustement de la pression d'alimentation en fonction de la distance à la surface de glissement n'est pas envisageable pour réduire l'impact de l'actionnement et atténuer la réticence.

En revanche, comme il a été vu en partie 3.4 du chapitre 3, la génération de quelques jets d'un côté de la maquette de peut provoquer le basculement de la position du barycentre. En l'absence de modèle précis de l'effet de l'actionnement sur la symétrie du sillage, un contrôle par mode glissant avec une adaptation de la longueur des paquets de jets générés pour faire basculer le barycentre pourrait donc être envisagée pour réduire la force des jets lors du mode glissant.

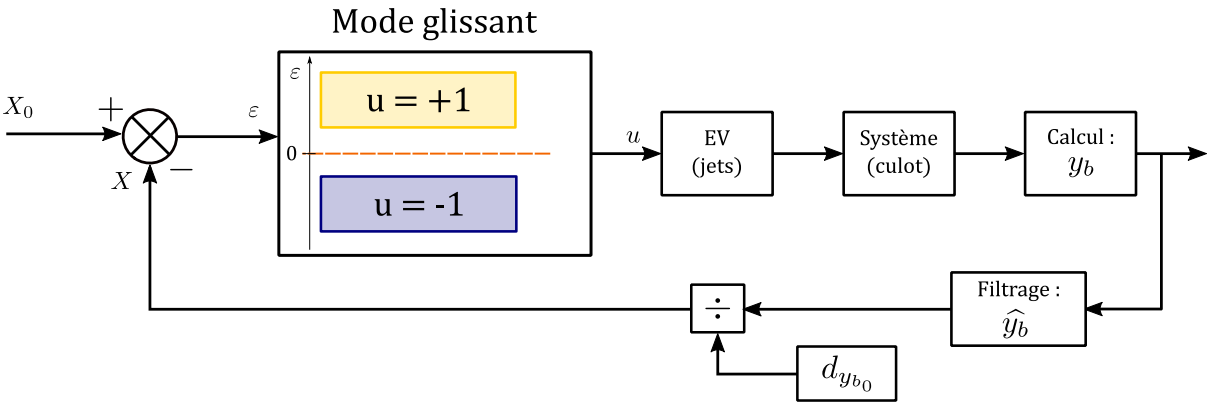


FIGURE 4.3 – Schéma bloc du contrôle par mode glissant d'ordre 1 : l'état de la symétrie X est comparé à une valeur de référence, $X_0 = 0$ et utilisé pour l'actionnement positif, $u = +1$ ou négatif $u = -1$ selon le signe de l'écart $\varepsilon = X_0 - X = -X$.

1.2 Contrôle par mode glissant du barycentre

Dans un premier temps, on se place dans un cas d'écoulement aligné ($\beta = 0°$). Le contrôle est régi par le schéma bloc présenté par la figure 4.3. L'état du système est mesuré par son indicateur de symétrie adimensionné par $d_{y_{b_0}}$, à savoir $y_b/d_{y_{b_0}}$. Le signal est filtré à 100 Hz pour donner X, la variable à réguler [1]. La valeur objectif de notre régulation est constante et donnée par $X_0 = 0$.

Grâce aux observations de la section 3 du chapitre 3, on base le contrôle par mode glissant sur le modèle :

$$\dot{X} = Ku \tag{4.1}$$

où $\dot{X}$ est la dérivée par rapport au temps de la position du barycentre, u est la commande appliquée au système ($u = +1$ correspondant à l'activation du côté droit du culot, et inversement), et K est un coefficient de vitesse de transition qui dépend de la fréquence d'actionnement, de la pression d'alimentation des EVs (cf. partie 3.2 au chapitre 3) et de la technologie d'actionneurs.

Une stratégie d'opposition du type de celui proposé par Li et al. (2016) pourrait alors être utilisée en définissant :

$$u = -\text{sign}(X) \tag{4.2}$$

Sous les hypothèses et conditions des équations (4.1) et (4.2), on peut définir un contrôle par mode glissant par :

1. Pour rappel : $d_{y_{b_0}} = 0.048$. On ramène X sur une échelle de fluctuations entre -1 et +1.

- *la surface de glissement* :

$$\mathcal{S} = X \tag{4.3}$$

- *la commande stabilisante pour* $X_0 = 0$ *:*

$$u = -\text{sign}(X) = \frac{1}{K}\dot{X} \tag{4.4}$$

- *la condition d'attractivité :*

$$\mathcal{S}\dot{\mathcal{S}} = -K\text{sign}(X)X < 0, \forall X \neq 0 \tag{4.5}$$

$$\text{où } \mathcal{S}\dot{\mathcal{S}} = -K|\mathcal{S}| < 0 \tag{4.6}$$

Utilisons maintenant la fonction de Lyapunov candidate, $\mathcal{V}$, telle que définie par l'équation (4.7) :

$$\mathcal{V} = \frac{1}{2}\mathcal{S}^2 \tag{4.7}$$

La définition (4.7) et l'équation (4.6) conduisent à démontrer que la commande définie par (4.2) permet de faire converger le système (dont le modèle est pris comme (4.1)) vers l'objectif $X_0 = 0$ en *temps fini* (Khalil, 2002a).

En pratique, comme présenté à la figure 4.3, la valeur de X est comparée à la valeur de consigne $X_0 = 0$ pour créer l'erreur $\varepsilon = X_0 - X = -X$ qui est utilisée par le bloc de contrôle pour générer la commande selon :

$$u(\varepsilon) = \begin{cases} -1 & \text{si} \quad \varepsilon < 0 \\ +1 & \text{si} \quad \varepsilon > 0 \\ 0 & \text{si} \quad \varepsilon = 0 \end{cases} \tag{4.8}$$

La commande négative engendre l'activation des jets du côté gauche de la maquette, tandis que l'actionnement positif active les jets du côté droit de la maquette.

1.3 Simulation de l'action du contrôle par mode glissant

Le contrôle par mode glissant employant la commande de la partie précédente est tout d'abord testé en simulation.

La figure 4.4 compare ainsi des données de bistabilité obtenues par simulation à partir du modèle dérivé du pendule inversé (cf. partie 4 du chapitre 3) et des données du même modèle de simulation soumis au contrôle par mode glissant pour lequel on a reconstitué un actionnement pulsé à 350 Hz.

On observe sur la courbe correspondant à la simulation des positions du barycentre contrôlées (—) la disparition des positions statiques bistables. On remarque aussi que la position y_b a une amplitude de fluctuations plus réduite. Cette simulation encourage

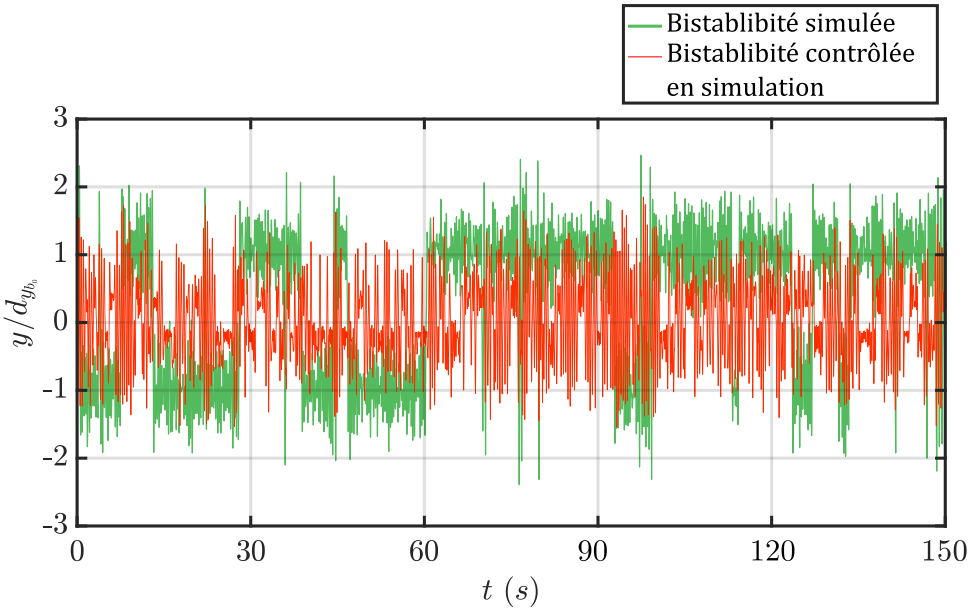


FIGURE 4.4 – Simulations d'évolutions de y_b dans le cas bistable (—) et dans le cas du contrôle par mode glissant proposé en partie 1.2.

donc l'utilisation du contrôle par mode glissant pour atténuer la bistabilité et recentrer en moyenne le barycentre.

2 Résultats expérimentaux préliminaires

Dans la suite de ce chapitre, plusieurs lois de contrôle par mode glissant vont être présentées. Pour simplifier la lecture, celle suivant le schéma-bloc de la figure 4.3, testée en simulation à la figure 4.4 sera nommée, *contrôle direct*.

Afin de se concentrer exclusivement sur les asymétries latérales du sillage, les essais utilisent un barreau perturbateur placé sur le corps de la maquette qui permet de stabiliser verticalement les fluctuations du sillage (voir la figure 4.5). Plus de détails sur l'effet des barreaux perturbateurs sur le sillage des véhicules pourront être trouvés dans les travaux d'Haffner (2020) réalisés dans le cadre du projet ActivROAD.

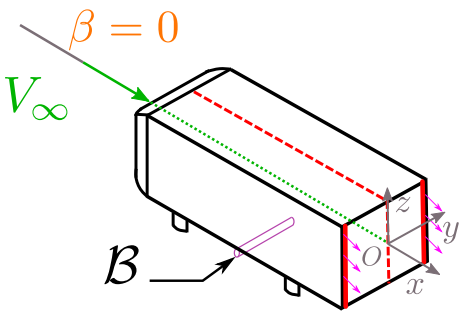


FIGURE 4.5 – Schéma de la maquette expérimentale pour le contrôle par mode glissant des asymétries latérales.

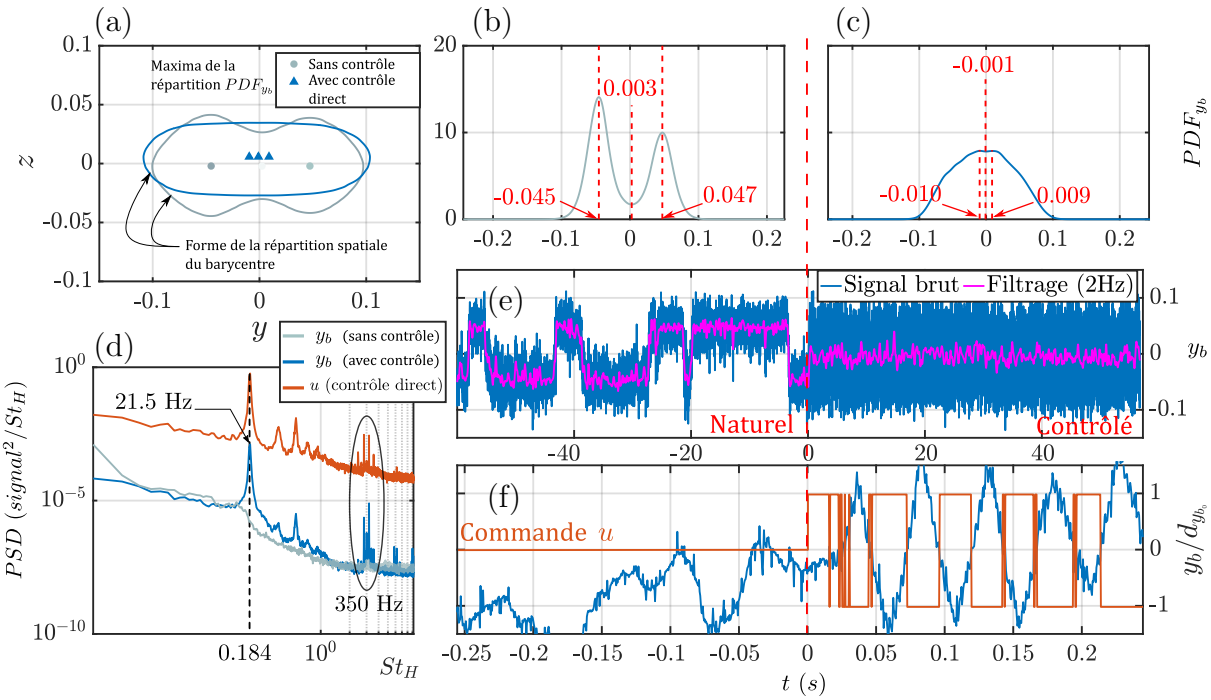


FIGURE 4.6 – Effets du contrôle par mode glissant direct pour $f = 350$ Hz, $RC = 0.5$ et $P_i = 0.09$ MPa ($\beta = 0°$ et $V_\infty = 35$ m/s) : (—) données relatives à l'état naturel bistable ; (—) données relatives à l'état contrôlé ; (—) données de la commande u.

2.1 Effets du contrôle direct

Le contrôle direct (cf. figure 4.3) est implémenté expérimentalement pour un cas aligné ($\beta = 0°$) avec une vitesse d'écoulement V_∞ fixée à 35 m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$). La fréquence d'actionnement est fixée à $f = 350$ Hz ($RC = 0.5$) et la pression d'alimentation des EVs est $P_i = 0.09$ MPa.

La figure 4.6 présente les différents indicateurs de l'effet du contrôle sur le sillage pour le contrôle direct. Elle compare l'état de symétrie entre le sillage soumis à la bistabilité naturelle et celui soumis au contrôle direct. La pression P_i est volontairement réduite pour atténuer la force des jets par rapport aux dynamiques de l'écoulement et ainsi éviter de provoquer des chutes de C_p lors de basculements du barycentre (cf. figure 3.18 au chapitre 3).

Les graphiques constituant la figure 4.6, sont :

(a) la répartition des positions du barycentre dans le plan du culot de la maquette : les puces désignent les positions respectives des extrema locaux des fonctions PDF_{y_b} et les lignes pleines (— et —), la limite à l'extérieure de laquelle la probabilité d'apparition du barycentre est *inférieure* à 5 % ;

(b) la courbe de la fonction PDF_{y_b} dans le cas naturel bistable ;

(c) la courbe de la fonction PDF_{y_b} dans le cas contrôlé ;

(d) tracés PSD de y_b, naturel, et contrôlé, et de la commande appliquée au système ;

(e) évolutions de y_b à l'activation du contrôle direct (à la ligne (¦)) ;

(f) détails de la commande et des évolutions de y_b lors du contrôle direct ;

Les graphiques 4.6(a-c) montrent l'effet bénéfique du contrôle direct sur la réduction de la bistabilité et le rapprochement des extrema de PDF_{y_b} vers 0 dans le cas contrôlé 4.6(c).

Dans les graphiques 4.6(e-f), on voit que les états bistables se détachant dans la partie non contrôlée sont supprimés par l'action des jets. L'amplitude des fluctuations à basse fréquence est grandement réduite, mais on note aussi que les fluctuations hautes fréquences ont une amplitude du même ordre de grandeur que celles de la bistabilité dans le cas sans contrôle.

En pratique, la technique de contrôle par mode glissant a réduit de 79.2 % l'écart du maximal de probabilité pour la coordonnée latérale du barycentre. Cet actionnement a supprimé le phénomène de bistabilité qui apparaît sur la maquette ActivROAD dans un écoulement aligné à haute vitesse.

En revanche, le graphique 4.6(d), qui compare les spectres des signaux de y_b naturel, contrôlé et de la commande appliquée au système, ainsi que le graphique (f) montrent l'établissement de basculements périodiques du barycentre d'un côté à l'autre du culot au rythme du lâcher tourbillonnaire.

En effet, un pic de grande amplitude localisé à 21.5 Hz, soit pour un nombre de Strouhal de $St_H = 0.18$, correspondant à la fréquence de lâcher tourbillonnaire (cf. partie 3.3), apparaît dans le spectre des évolutions de y_b, en plus des pics correspondant à l'actionnement à 350 Hz.

Cet état résonant est semblable à celui obtenu en boucle ouverte avec l'actionnement déphasé entre la gauche et la droite pour une fréquence de modulation correspondant à celle du lâcher tourbillonnaire (cf. partie 3.3). Pour rappel, le lâcher de tourbillons est un phénomène apparaissant dans le sillage des corps dans un fluide en mouvement qui se caractérise par des tourbillons périodiques s'amorçant à l'arrière des corps. Ces tourbillons entraînent la perturbation des niveaux de pression à l'arrière des corps et augmentent les phénomènes de traînée de pression. Dans notre cas, le lâcher tourbillonnaire provoque une chute de la pression au culot malgré la symétrisation moyenne du sillage (voir figure 4.7). Cette diminution de pression est de l'ordre de 23 %.

Le contrôle direct se révèle donc performant du point de vue de la symétrisation du sillage, mais la commande latérale sur le culot de la maquette ActivROAD engendre l'excitation du mode de lâcher tourbillonnaire qui réduit tous les apports de la symétrisation du sillage sur l'augmentation de la pression en moyenne au culot. Le contrôle par mode glissant direct ne vise pas directement à augmenter la pression au culot de la maquette, il montre alors qu'il faut prendre en compte les dynamiques instables du sillage afin d'obtenir

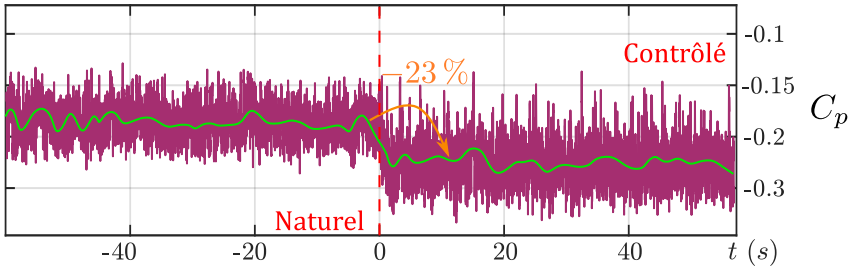


FIGURE 4.7 – Évolution de la valeur du coefficient de pression moyenné sur le culot C_p pour l'essai de la figure 4.6 ((—) moyenne glissante sur 15 s) ($\beta = 0°$ et $V_\infty = 35$ m/s).

une symétrisation des champs de pression au culot de la maquette ActivROAD *et* un gain de pression au culot.

2.2 Influence des paramètres de commande

Afin de réduire les effets d'amplification du lâcher de tourbillons, on réalise une étude des effets des différents paramètres du contrôle direct. On se concentre d'abord sur l'influence de la fréquence d'actionnement, du rapport cyclique et de la pression d'alimentation des EVs. La présentation détaillée des ces essais est conduite en annexe D.1. On propose dans le tableau 4.1 un résumé des résultats obtenus.

f (Hz)	P_i (MPa)	$\lvert\overline{y_b}\rvert$	σ_{y_b}	d_{y_b}	St_H	$-\Delta\gamma_p$ (%)	Q_V (L/min)
90	0.09	0.004	0.034	0.002	0.159	-7.1	26.2
		<0.001	0.035	0.007	0.163	-16.1	42.7
	0.15	0.002	0.034	0.001	0.171	-15.1	27.6
350	0.09	0.002	0.045	0.002	0.184	-22.2	29.4
		0.006	0.043	0.010	0.183	-23.1	47.8
	0.25	0.003	0.052	0.004	0.194	-41.9	72.6
1050	0.21	0.008	0.045	0.048	0.030	0.04	110.5
	0.25	0.003	0.043	0.016	0.202	-9.4	104.3

TABLEAU 4.1 – Données statistiques pour les différents cas de contrôle direct testés ($\beta = 0°$ et $V_\infty = 35$ m/s). On écrit en gris et en noir les données obtenues respectivement pour $RC = 0.2$ et $RC = 0.5$.

Impact de f Pour les cas à $P_i = 0.09$ MPa, la fréquence d'actionnement f fournit les mêmes performances en termes de symétrisation du sillage. En revanche, les cas à haute fréquence ($f = 1050$ Hz) qui nécessitent des pressions d'alimentation plus grandes réduisent peu les asymétries du sillage. On note l'augmentation de la fréquence de résonance avec le lâcher tourbillonnaire en fonction de la fréquence d'actionnement.

Impact de $\mathbf{P_i}$ L'augmentation de la pression d'alimentation semble accentuer l'effet de réso-

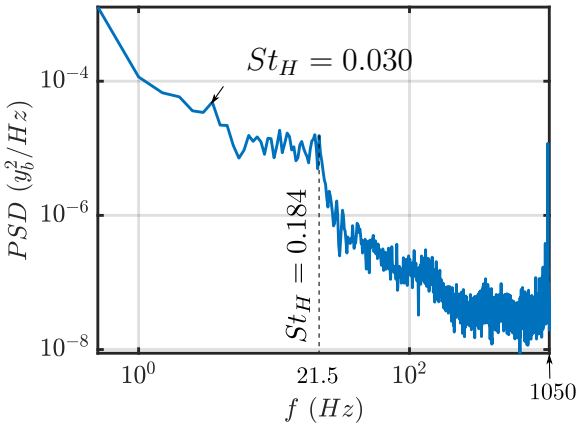


FIGURE 4.8 – Signal PSD de y_b pour le cas de contrôle direct à $f = 1050$ Hz et $P_i = 0.21$ MPa ($RC = 0.5$) du tableau 4.1 ($\beta = 0°$ et $V_\infty = 35$ m/s).

nance du système à la fréquence de lâcher tourbillonnaire. Les cas d'actionnement à haute pression et à $f = 350$ Hz conduisent à des *réductions* (indésirables) de pression au culot, comme le cas à $P_i = 0.25$ MPa avec $-\Delta\gamma_p = -41.8\,\%$;

Impact du RC La réduction du rapport cyclique n'affecte pas les performances du contrôle de la symétrie ni la résonance par rapport aux cas à $RC = 0.5$. Néanmoins, on mesure un débit d'air plus faible pour l'actionnement à faible rapport cyclique.

Le cas de contrôle à $f = 1050$ Hz et $P_i = 0.21$ MPa est particulier : il présente un gain de pression de 0.92 % et une fréquence de résonance très basse ($St_H = 0.030$), ce qui montre une réduction de l'excitation du lâcher de tourbillons. En revanche, le tableau 4.1 montre que pour cet actionnement, contrairement à ceux des fréquences plus basses, σ_{y_b} et d_{y_b} restent comparables aux valeurs pour l'état naturel bistable.

Il est alors possible que l'actionnement affecte trop peu le sillage à cause d'une réduction de P_i excessive et conduise à un sillage semblable au cas sans contrôle, bistable. On peut noter d'ailleurs que pour ce cas d'actionnement, la forme des jets est assez inhabituelle : il n'y a pas de pic de soufflage et les jets sont relativement faibles (cf. partie 3.1 au chapitre 2).

Par ailleurs, pour ce cas de contrôle, la fréquence de résonance identifiée ne correspond pas à un pic dans le signal PSD représenté à la figure 4.8. On relève plutôt une répartition de densité spectrale similaire à celle de la bistabilité naturelle (cf. figure 4.6(d) et partie 2.2 au chapitre 3).

2.3 Bilan

Le contrôle par mode glissant a montré une bonne applicabilité pour les problèmes de symétrie du sillage pour l'écoulement aligné ($\beta = 0°$). On est en mesure de limiter les phénomènes bistables du sillage, ce qui pourrait réduire la traînée de pression grâce au maintien de la symétrie du sillage. Nos études ont permis de tester l'influence des différents paramètres de commande de l'actionnement sur les performances du contrôle de symétrie et sur l'effet du contrôle sur la traînée de pression. En particulier, l'influence du rapport cyclique pour le contrôle en boucle fermé nous conduit à appliquer systématiquement pour la suite $RC = 0.5$ afin de pouvoir utiliser toutes les fréquence accessibles (jusqu'à 1050 Hz) via les EVs et le système de commande.

Ce contrôle peut cependant engendrer la mise en résonance du sillage au rythme du lâcher tourbillonnaire, ce qui diminue la pression au culot de la maquette et annule les effets bénéfiques de la symétrisation du sillage. Ces phénomènes dynamiques persistent malgré l'usage de différentes fréquences d'actionnement et d'un rapport cyclique des jets pulsés réduits.

En revanche, il semble que les actionnements utilisant une pression d'alimentation P_i plus basse déstabilisent moins les niveaux de pression au culot de la maquette ActivROAD lors du contrôle de la symétrie. En référence aux travaux de la partie 3.4 où on montre que des actionnements latéraux très brefs permettent le basculement du barycentre d'un côté à l'autre du culot de la maquette, on propose de favoriser des modes d'actionnement peu énergétiques et à grande réactivité. En particulier, on aimerait améliorer les performances de l'actionnement à très haute fréquence, $f = 1050$ Hz ($\in R_3$) pour bénéficier des effets de jets brefs et puissants apportés par le phénomène de résonance du système d'actionnement pneumatique, mais qui présente des vitesses de soufflage plus faibles que les actionnements à $f = 350$ Hz ($\in R_1$). Ces modifications vont être présentées dans la suite de ce chapitre.

3 Prise en compte du retard d'actionnement

3.1 Définition du modèle

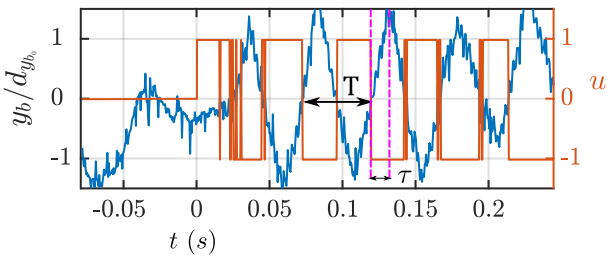


FIGURE 4.9 – Contrôle direct de y_b (f = 350 Hz, RC = 0.5, P_i = 0.09 MPa) et identification d'une période T et d'un retard τ.

Le contrôle direct s'est révélé efficace pour la stabilisation du barycentre, mais également sensible aux dynamiques de lâcher tourbillonnaire. Ce phénomène est en fait accentué à cause d'un retard τ identifiable sur la figure 4.9 (T est la période des oscillations). La montée en fréquence des transitions latérales du barycentre attendue dans le cas d'un contrôle par mode glissant n'est pas permise ici puisque l'actionnement n'est pas ressenti suffisamment rapidement par le système physique.

Grâce à l'évolution de y_b, on identifie un comportement du type intégrateur avec un retard fixe entre la commande et le signal de y_b. Dans ce contexte là, un modèle de prédiction peut être utilisé pour compenser le retard entre la commande et l'évolution du barycentre.

Le modèle identifié est le suivant :

$$\dot{X}(t) = Ku(t-\tau) \tag{4.9}$$

Comme dans la partie 1.2, $X(t)$ est le signal de $y_b/d_{y_{b_0}}$ filtré à 100 Hz par une moyenne glissante. u est la commande appliquée au système (c'est-à-dire l'actionnement à gauche ou à droite du culot à fréquence, à rapport cyclique et pression d'alimentation des EVs donnés). K est une constante d'intégration identifiée expérimentalement.

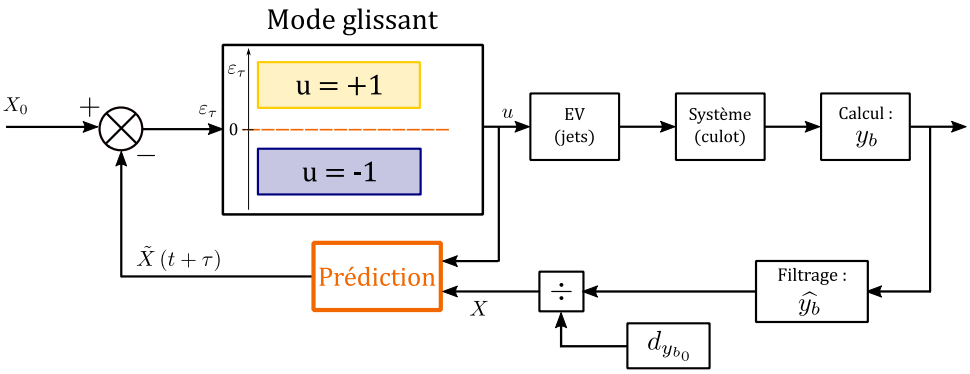


FIGURE 4.10 – Schéma-bloc du contrôle en BF avec prédicteur de Smith.

À partir de ce modèle, une prédiction de l'état au temps $t + \tau$ est effectuée en ligne à partir des commandes u précédentes. Ainsi à la manière d'un prédicteur de Smith (Normey-Rico, 2007), on peut compenser le retard du système et adapter la commande en fonction de l'état prévisionnel. Dans la figure 4.10, le bloc *Prédiction* est donc responsable du calcul prédictif :

$$\tilde{X}(t+\tau) = X(t) + \int_0^{\tau} Ku(t-\tau+\vartheta)\,\mathrm{d}\vartheta \tag{4.10}$$

Cette valeur prévue de l'état du système est comparée à la consigne de régulation $X_0 = 0$ pour former un nouvel écart, cette fois-ci prédit, et noté ε_τ :

$$\varepsilon_\tau = X_0 - \tilde{X} = -\tilde{X} \tag{4.11}$$

L'identification expérimentale des paramètres du modèle d'intégrateur avec retard donne les valeurs du tableau suivant :

Tableau 4.2 – Valeurs expérimentales du modèle de prédiction

Paramètre	Valeur	Unité
K	86	$dy_{b_0} \times \mathrm{H} \times \mathrm{m.s}^{-1}$
τ	12	ms

Pour simplifier la lecture, on désigne le contrôle utilisant le prédicteur défini à l'équation (4.10) et implémenté selon le schéma 4.10 par contrôle par mode glissant avec prédicteur *simple*.

3.2 Étude en simulation

Une étude en simulation de l'effet du retard et du contrôle avec prédicteur simple a été réalisée pour un actionnement à 1050 Hz grâce au modèle de simulation de la bistabilité (cf. section 4 du chapitre 3). Tout d'abord un retard $\tau = 12$ ms est ajouté au modèle de simulation. Ensuite, on simule l'effet de l'actionnement via le contrôle par mode glissant direct (cf. partie 1.2 de ce chapitre) et par le contrôle par mode glissant avec prédicteur simple.

La figure 4.11 compare d'abord la simulation du contrôle direct de la bistabilité avec (b) et sans retard convectif (a).

lors de l'ajout du retard sur le modèle de simulation, on observe l'augmentation des amplitudes d'oscillations au-delà des limites classiques de la bistabilité naturelle. Cet indicateur montre l'apparition d'un effet de résonance tel que celui qui a été observé en condition expérimentale (cf. section 2 de ce chapitre).

La loi de contrôle par mode glissant avec prédicteur simple est ensuite appliquée sur

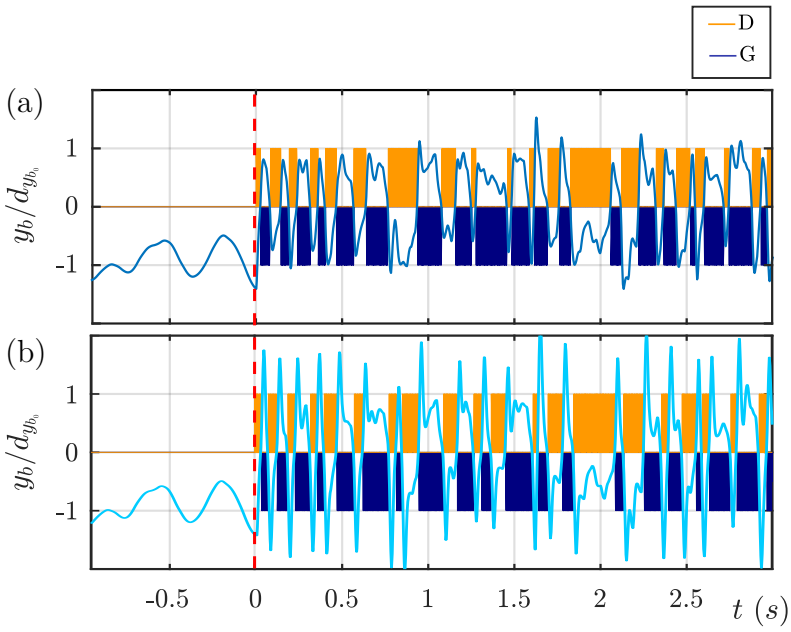


FIGURE 4.11 – Simulation de y_b et des actionnements latéraux (G et D) : actionnement à $f = 1050$ Hz par contrôle direct (a) sans retard convectif et (b) dans le cas d'un retard de 12 ms.

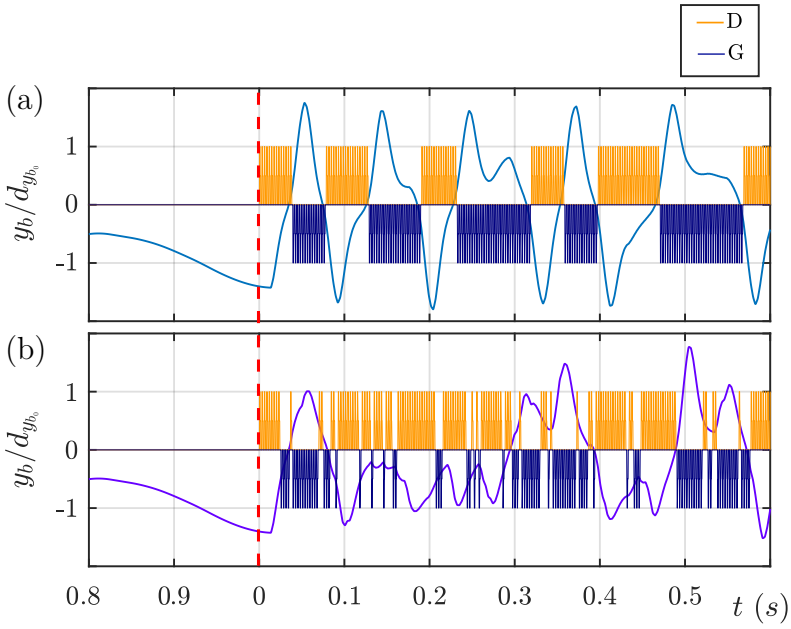


FIGURE 4.12 – Simulation de y_b et des actionnements latéraux (G et D) : (a) contrôle direct avec un retard de 12 ms, (b) contrôle par prédicteur simple.

notre simulation dans la figure 4.12 : le graphique 4.12(a) est un zoom de l'actionnement par contrôle direct avec un retard de 12 ms, et le graphique 4.12(b) montre l'effet de l'actionnement avec prédicteur simple pour compenser ce retard.

Deux différences principales apparaissent entre les deux contrôles de la figure 4.12 :

- l'amplitude d'excitation par contrôle direct est plus grande que pour le contrôle par prédicteur simple ;
- le contrôle direct génère des paquets de jets plus longs que ceux générés par la loi par prédicteur simple. La réduction des longueurs de paquets semble contribuer à réduire les oscillations triangulaires correspondant au phénomène de résonance.

3.3 Résultats expérimentaux du contrôle avec prédicteur simple

On utilise le contrôle par mode glissant avec prédicteur simple pour réguler la symétrie latérale du sillage dans un cas de configuration bistable ($\beta = 0°$) à $V_\infty = 35$ m/s.

La configuration expérimentale est la même que celle du cas avec contrôle direct de la partie 2.1 et les données tirées des essais expérimentaux présentés ici peuvent être comparées avec celles du tableau 4.1. Le contrôle avec prédicteur simple est implémenté pour les deux fréquences d'actionnement $f = \{350\,\text{Hz}\,;\,1050\text{Hz}\}$ et différentes pressions d'alimentation des EVs, comme résumé dans le tableau 4.3.

	f (Hz)	P_i (MPa)	K s^{-1}	$\lvert\overline{y_b}\rvert$	σ_{y_b}	d_{y_b}	St_H	$-\Delta\gamma_p$ (%)	Q_V (L/min)
Contrôle par mode glissant avec prédicteur simple	350	0.09	86	0.025	0.042	0.051	0.185	1.11	55.6
	350	0.21	86	0.004	0.047	0.019	0.223	-19.23	64.6
	350	0.21	172	0.001	0.040	0.004	0.356	-6.87	65.5
	350	0.25	86	0.002	0.049	0.003	0.218	-20.72	71.1
	1050	0.25	86	0.018	0.038	0.036	0.004	-5.91	121.1

Tableau 4.3 – Données statistiques pour différents cas de contrôle par mode glissant avec prédicteur simple.

Dans le cas du contrôle avec prédicteur simple, on observe une tendance à l'amélioration des performances de symétrie du sillage avec l'augmentation de P_i pour le cas à $f = 350$ Hz. En revanche, le contrôle n'est pas en mesure de conduire à des augmentations de pression au culot sous l'effet de la symétrisation :

Dans le cas à basse pression d'alimentation $P_i = 0.09$ MPa, le sillage est toujours sujet à des asymétries, et la pression au culot est maintenue proche du cas naturel, avec une légère hausse ($-\Delta\gamma_p = 1.1\,\%$).

D'un autre côté, si on augmente la force de l'actionnement, pour $P_i = 0.21$ et 0.25 MPa les asymétries sont bien réduites par l'actionnement, mais on note la présence de résonances dans le spectre de y_b à des nombres de Strouhal proches de 0.20. On retrouve donc une excitation du lâcher tourbillonnaire pour l'actionnement à 350 Hz bien que les valeurs des fréquences d'excitation soient plus grandes que celles obtenues dans le cas du contrôle direct (cf. tableau 4.1).

Si maintenant on augmente la constante K du prédicteur de Smith développé, voir le cas à $f = 350$ Hz, $P_i = 0.21$ MPa et $K = 172\ s^{-1}$, on est en mesure de réduire le phénomène de résonance, et de maintenir un niveau de symétrie du sillage correct. Il en résulte toujours une baisse de pression au culot de 6.9 % qui traduit le maintient d'une dynamique semblable à celle du cas de contrôle direct (cf. figure 4.6, mais qui interagit moins avec le lâcher tourbillonnaire comme décrit par la figure 4.13.

Enfin, pour le cas testé à $f = 1050$ Hz, on observe une symétrisation partielle du

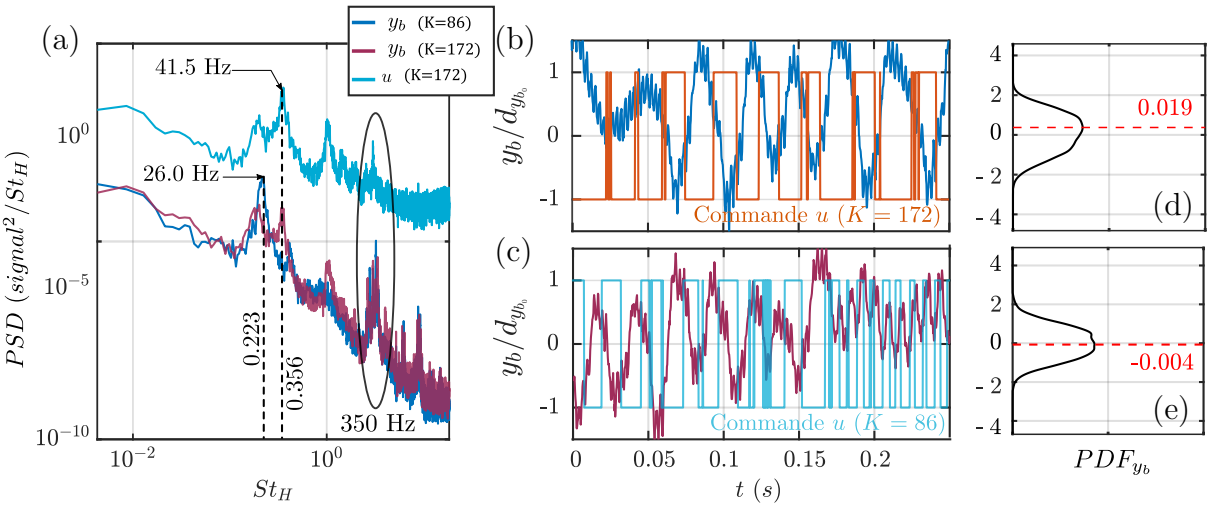


FIGURE 4.13 – Contrôle avec prédicteur simple ($\beta = 0°$, $V_\infty = 35$ m/s) pour deux valeurs de la constante de prédiction K : (a) tracés PSD des variations de y_b pour les deux prédicteurs et le la commande pour le cas $K = 172$, (b-d) évolutions du barycentre et de la commande et PDF_{y_b} pour $K = 86\ s^{-1}$, (c-e) évolutions du barycentre et de la commande et PDF_{y_b} pour $K = 172\ s^{-1}$.

sillage et la disparition de l'excitation du lâcher tourbillonnaire, comme relevé dans le cas de contrôle direct de la partie 2.2. On note toujours une baisse de la pression au culot causée par l'actionnement pulsé malgré les gains en termes de symétrisation.

3.4 Résultats expérimentaux du contrôle avec prédicteur et zone morte

Présentation

La figure 4.13 montre des différences importantes dans l'effet de la commande sur les déplacements formés du barycentre. On note que malgré la correction du retard de y_b devant les commutations de u grâce au prédicteur (cf. graphique 4.13(b)), des périodes encore relativement longues d'actionnement (par exemple $u = +1$) correspondent à des phases d'évolution opposées du barycentre (soit, avec notre exemple $\dot{X} < 0$).

En revanche, si des actionnements plus brefs sont produits comme dans le cas 4.13(c), par exemple, les fluctuations du barycentre semblent plus réactives aux commutations de la commande u sans permettre malheureusement de correctement rapprocher le barycentre de la ligne $y = 0$, à l'image du contrôle latéral impulsionnel présenté à la partie 3.4 au chapitre 3.

On développe alors une méthode de contrôle de symétrie par mode glissant avec prédicteur (cf. équation (4.9)) qui puisse générer des *jets très brefs* et qui puisse éviter des commutations de commande à un rythme trop élevé pour le sillage. En effet, ce type d'actionnement peut conduire à une déstabilisation de la valeur moyenne du barycentre (cf. partie 3.3 du chapitre 3 et annexe D.2).

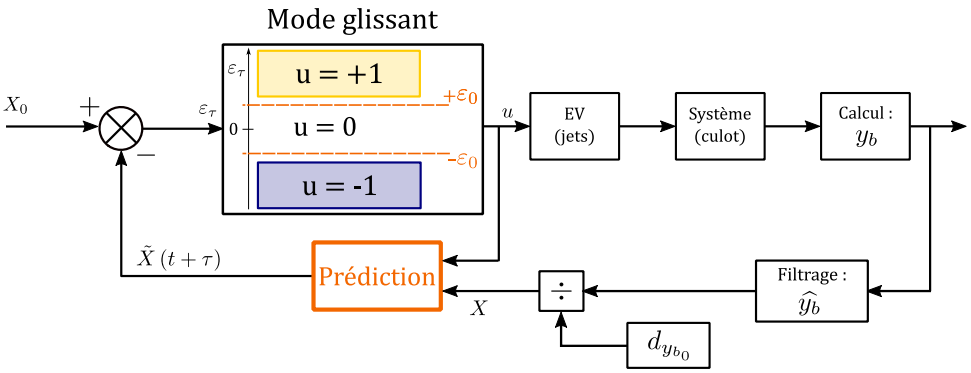


FIGURE 4.14 – Schéma-bloc du contrôle avec prédicteur et zone morte.

En s'inspirant de développements préliminaires à partir du contrôle direct détaillés en annexe D.3, et des apports du modèle de prédiction, on utilise une *zone morte* permettant l'atténuation des effets des jets lorsque le barycentre est suffisamment proche de sa position d'équilibre instable : $y_b = 0$.

Cette zone est paramétrée par $\varepsilon_0 \in [0\,;\,1]$ qui correspond à la demi-largeur d'une bande au sein de laquelle les erreurs ε_τ sont considérées comme suffisamment faibles pour ne pas nécessiter de contrôle (voir figure 4.14).

Au sein de cette zone morte, on choisit de fixer simplement l'actionnement à $u = 0$, et de permettre au système de se relaxer après chaque excitation des couches de mélanges par le contrôle selon le modèle de l'équation (4.12).

$$u(\varepsilon_\tau) = \begin{cases} -1 & if \quad \varepsilon_\tau < -\varepsilon_0 \\ 0 & if \quad 0 \leq |\varepsilon_\tau| \leq \varepsilon_0 \\ +1 & if \quad \varepsilon_\tau > \varepsilon_0 \end{cases} \tag{4.12}$$

Pour plus de simplicité, on nomme le contrôle par mode glissant utilisant le modèle de prédiction et la zone morte par *contrôle avec prédicteur et zone morte*.

En pratique, différents cas de contrôle avec prédicteur et zone morte sont testés expérimentalement pour des configurations alignées ($\beta = 0$) à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7{\times}10^5$) et des paramètres de fréquence, pression d'alimentation, gain K et limite ε_0 différents. Ces expériences révèlent que l'usage de la zone morte est réellement intéressant pour des valeurs importantes de ε_0 (voir annexe D.4). En effet, l'usage d'une zone morte large ($\varepsilon_0 > 0.7$) permet de n'exciter le sillage que lorsque le barycentre s'éloigne trop de la position $y_b = 0$ recherchée et devrait empêcher la stabilisation du sillage dans les positions bistables. De plus, ce type d'actionnement pourrait conduire à la stabilisation du phénomène de lâcher tourbillonnaire si des jets impulsionnels parvenaient bien à provoquer des transitions du barycentre de manière plus efficace qu'une commande en créneaux comme vu dans le cas de contrôle direct et de contrôle avec prédicteur simple.

Pour la suite, les cas de contrôle avec prédicteur et zone morte utilisent donc : $\varepsilon_0 = 0.8$

Il apparaît, de plus, que la valeur de K, la constante du modèle de prédicteur liée à la vitesse de transition du barycentre, peut être légèrement surévaluée pour que le contrôle *prenne de l'avance* sur les évolutions de y_b. Ce type de contrôle est caractérisé par un gain $K = 172\ s^{-1}$ (soit 2 fois le gain identifié $K = 86\ s^{-1}$). On pourra voir par la suite des cas d'usage de ces différentes valeurs de gain de prédicteur qui conservent toujours le même ordre de grandeur.

On rassemble à présent certains résultats du contrôle avec prédicteur et zone morte pour la configuration d'écoulement aligné ($\beta = 0$) à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$) pour détailler l'effet du contrôle sur la bistabilité et les niveaux de pression au culot de la maquette ActivROAD. Le rapport cyclique des actionnements est fixé à 0.5 pour tous les cas d'études.

Symétrisation du sillage par contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte

Le tableau 4.4, et les figures 4.15 et 4.16 présentent les performances atteintes par ce contrôle des asymétries et les atouts que présente la méthode de régulation avec zone morte.

On note dans le tableau 4.4 des résultats de contrôle de la symétrie très proches pour les deux fréquences testées : la bistabilité est bien réduite avec des valeurs de $d_{y_{b_0}}$ proches de 0. On note que dans les deux cas, l'augmentation de la pression d'alimentation P_i joue un rôle important dans l'augmentation de la pression au culot : pour les deux fréquences utilisées, les meilleurs résultats d'augmentation de pression au culot sont atteints pour les pressions d'alimentation P_i les plus basses. De plus, la fréquence prépondérante dans le spectre de y_b reste proche de la fréquence du lâcher de tourbillons, mais le contrôle semble ne pas accentuer cette instabilité comme vu lors du contrôle direct (cf. partie 2.1).

D'un autre côté, pour le cas à $f = 1050$ Hz, on peut observer que les deux valeurs de coefficient K testées (86 s^{-1} et 172 s^{-1}) conduisent aux mêmes résultats en termes de réduction de la bistabilité et de valeur de pression au culot obtenue.

Enfin, le débit d'air utilisé par l'actionnement est fortement réduit par l'usage de la zone morte qui se rapproche de celui enregistré pour un cas à rapport cyclique réduit ($RC = 0.2$) à la partie 2.2.

La figure 4.15 présente la comparaison des états de symétrie du sillage atteints sans et avec contrôle avec prédicteur et zone morte sur le même modèle que celui de la figure 4.6. Pour le cas de la figure 4.15 la fréquence d'actionnement est de 1050 Hz, $P_i = 0.20$ MPa, RC=0.5, $\varepsilon_0 = 0.8$, $\beta = 0°$ et $V_\infty = 35$ m/s.

Contrôle	f (Hz)	P_i (MPa)	ε_0	K (s^{-1})	$\lvert\overline{y_b}\rvert$	σ_{y_b}	d_{y_b}	St_H	$-\Delta\gamma_p$ (%)	Q_V (L/min)
par mode	350	0.15	0.8	86	0.001	0.027	0.006	0.167	-2.06	29.0
glissant avec	350	0.25	0.8	86	0.004	0.029	0.006	0.180	-6.71	33.6
prédicteur	1050	0.25	0.8	86	0.001	0.031	0.004	0.180	-3.44	35.3
et zone	1050	0.21	0.8	172	0.001	0.030	0.004	0.171	1.22	33.9
morte	1050	0.25	0.8	172	< 0.001	0.031	0.006	0.193	-4.76	36.2

TABLEAU 4.4 – Données statistiques pour différents cas de contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte pour les fréquences à 350 Hz et 1050 Hz.

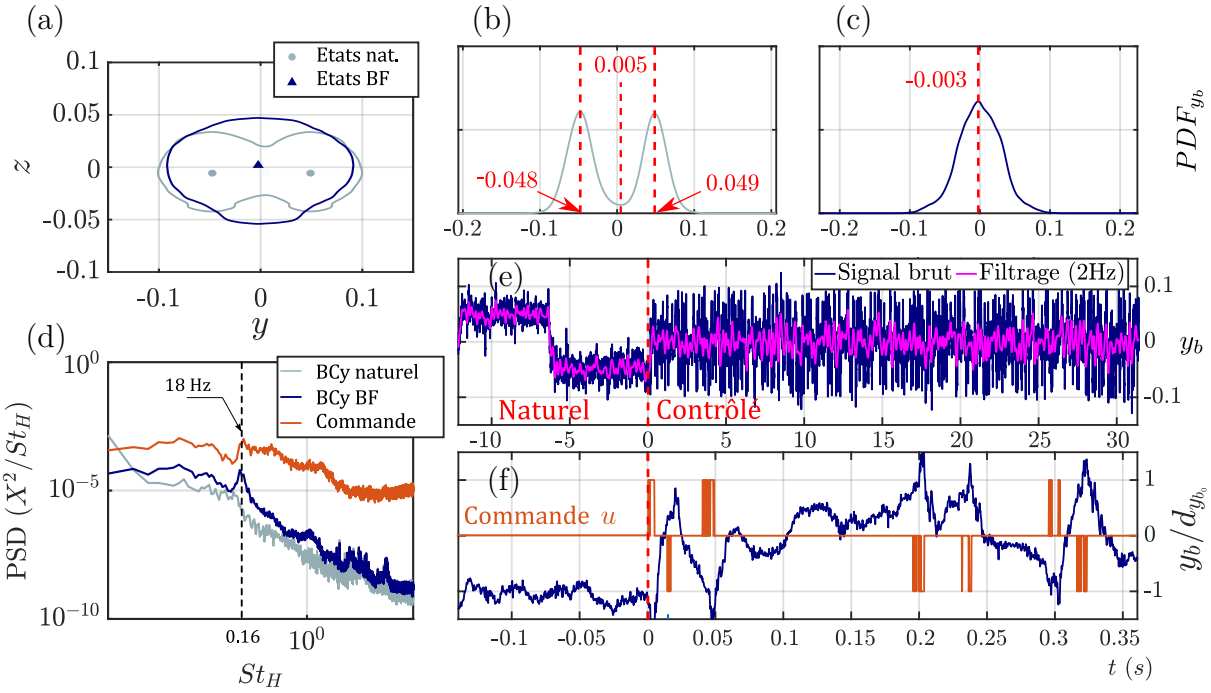


FIGURE 4.15 – Comparaison entre l'état bistable naturel aligné et le contrôle par mode glissant avec zone morte ($\varepsilon_0 = 0.8$, $K = 160$) pour $\beta = 0°$, $V_\infty = 35$ m/s, $f = 1050$ Hz ($RC = 0.5$) et $P_i = 0.20$ MPa.

On voit sur le graphique de PDF_{y_b} de la figure 4.15(c) qu'il n'existe plus qu'une seule position $y \sim 0$ présentant le niveau maximal de probabilité d'apparition de y_b. La comparaison des tracés des PDF pour le cas naturel et le cas contrôlé avec zone morte montre le resserrement des fluctuations du barycentre autour du plan de symétrie (x, z) : l'écart-type de la répartition σ_{y_b} est réduit de 30% environ (en comparaison, le contrôle direct ne réduisant l'écart type que de 20 % environ).

De plus, le tracé des courbes PSD 4.15(d) montre un faible pic de résonance à $St_H = 0.160$ correspondant au domaine fréquentiel du lâcher tourbillonnaire, mais les évolutions de y_b ne révèlent pas les mêmes signes de résonance que les cas de contrôle direct ou de modulation vus respectivement aux parties 2.1 de ce chapitre et 3.3 du chapitre 3. En revanche, les oscillations de y_b visibles dans la vue rapprochée 4.15(f) peuvent justifier ce contenu fréquentiel. En effet, en se reportant à la partie d'analyse des basculements naturels du barycentre 2.3 au chapitre 3, on peut noter des fluctuations à un rythme proche apparaissant dans les transitions naturelles du barycentre sous l'effet de la bistabilité.

En utilisant une zone morte large ($\varepsilon_0 = 0.8$), la majorité de l'actionnement en boucle fermée est constituée de temps de relaxation. Le barycentre peut alors effectuer des transitions lentes d'un attracteur bistable à l'autre. Ce n'est que lorsque le sillage se rapproche trop d'un état bistable, où il pourrait rester figé, que l'actionnement se déclenche et provoque une nouvelle transition via la génération d'une impulsion.

Les fluctuations apparaissant durant les phases de transition naturelles sont donc responsables du pic de fréquence à $St_H = 0.160$ du graphique 4.15(d) sans que l'on ait de résonance entre la commande et le lâcher tourbillonnaire.

L'état de pression au culot généré par le contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte de la figure 4.15 est illustré dans la figure 4.16. On y trace les valeurs temporelles des ratios de coefficients de pression pour les capteurs stationnaires positionnés sur la ligne $z = 0$ du culot de la maquette. On y voit la disparition des déséquilibres bistables et un rapprochement de y_b vers 0 à l'activation du contrôle (à la ligne ¦).

On voit que les pressions sont assez homogènes sur toute la largeur du culot lorsque le contrôle est actif, et on observe des niveaux de pression proches de ceux obtenus dans le cas naturel, mais avec une amélioration conséquente de la symétrie latérale des niveaux de pression.

Cette symétrie permet une augmentation de la pression au centre du culot de la maquette ActivROAD en moyenne qui n'existe pas dans le cas de l'état naturel bistable comme le montrent les champs de pression 4.16(c et d).

On s'intéresse davantage à l'effet de la pression d'alimentation sur les performances du contrôle avec prédicteur et zone morte pour l'actionnement à 1050 Hz. En conservant les paramètres de commandes du cas de la figure 4.15, on relève les niveaux de symétrie

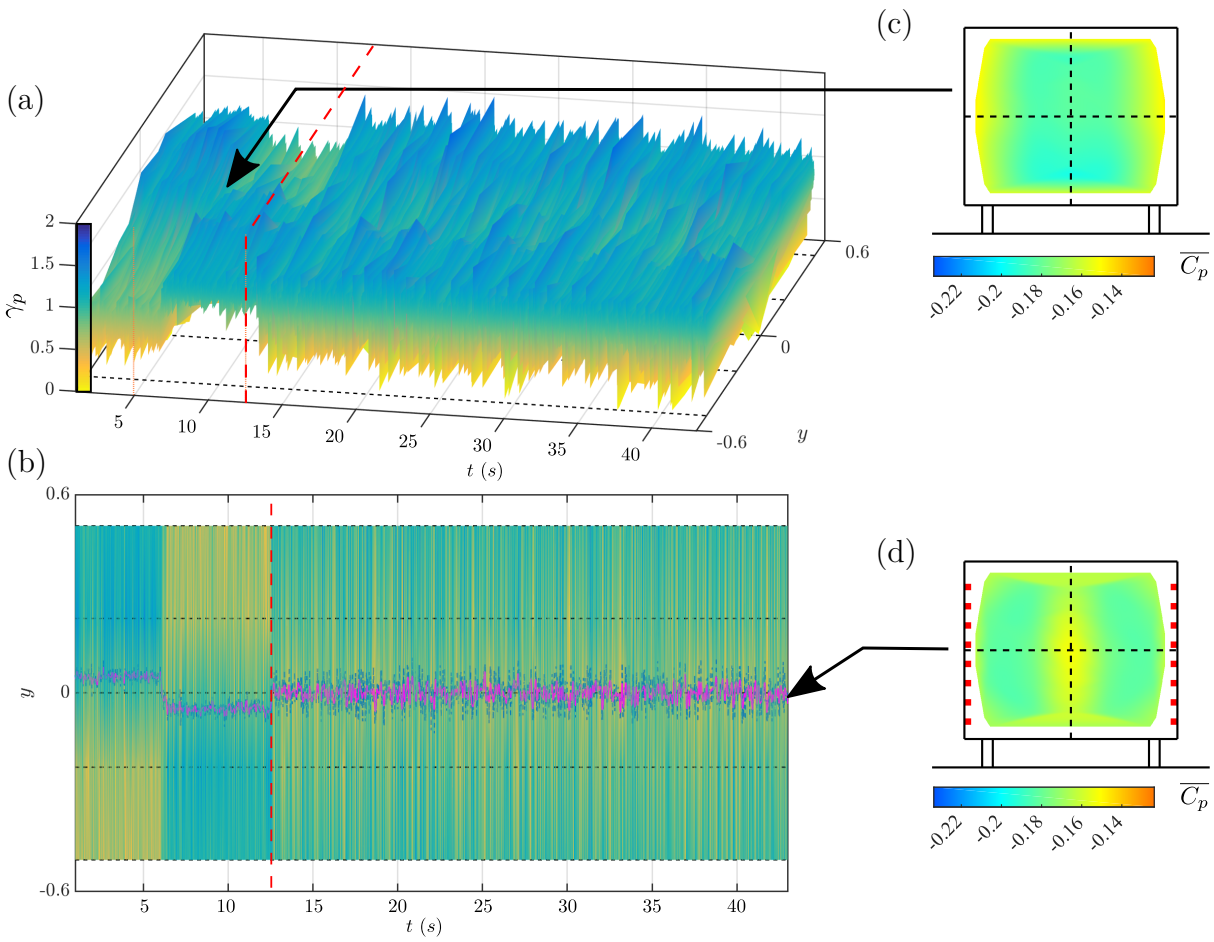


FIGURE 4.16 – Effets de l'actionnement à 1050 Hz par contrôle par mode glissant avec zone morte sur les pressions au culot de la maquette (La figure 4.16(b) est la vue de (a) projetée dans le plan (t, y)).

atteints et l'impact de la symétrisation sur la pression au culot pour les différentes pressions d'alimentation P_i admissibles pour cette fréquence d'actionnement dans le tableau 4.5 :

Dans le tableau 4.5, on observe que $|\overline{y_b}|$ est proche de 0 pour toutes les pressions P_i testées et que les déviations par rapport à zéro, d_{y_b}, sont toutes réduites sous 0.01 avec un écart type de 0.030 environ. On note donc que la modification de la pression d'alimentation n'atténue pas les amplitudes de fluctuations observées sur y_b dans la figure 4.16 et que, en général, le barycentre est convenablement régulé par le contrôle par mode glissant avec zone morte, même à très basse pression P_i.

Les données du tableau 4.5 montrent que les gains en pression et en traînée aérodynamique évoluent directement avec la pression d'alimentation P_i, et donc avec l'énergie contenue dans les jets. Les gains $-\Delta\gamma_p$ et $-\Delta\gamma_{C_x}$ présentent les mêmes tendances : moins la pression d'alimentation est importante et moins la dépression au culot est accentuée, c'est-à-dire moins la traînée aérodynamique est augmentée par le contrôle.

Pour la valeur de pression, une amélioration est enregistrée dès que la pression P_i devient inférieure à 0.23 MPa tandis qu'aucun gain notable n'est enregistré pour la traînée.

P_i (MPa)	$\lvert\overline{y_b}\rvert$	σ	d_{y_b}	$-\Delta\gamma_p$ (%)	$-\Delta\gamma_{C_x}$ (%)	Q_V (L/min)
0.25	< 0.001	0.031	0.008	-1.73	-2.90	32.9
0.24	< 0.001	0.030	0.006	-1.25	-2.14	30.5
0.23	0.001	0.030	0.002	-0.69	-1.89	34.6
0.22	0.001	0.031	0.003	$+0.51$	-1.19	34.3
0.21	< 0.001	0.031	0.004	$+0.66$	-0.94	32.5
0.20	< 0.001	0.030	0.002	$+1.22$	-0.43	30
0.19	< 0.001	0.031	0.007	$+1.91$	-0.14	29.7
0.18	< 0.001	0.031	0.006	$+1.66$	$+0.03$	30.5

Tableau 4.5 – Effets du contrôle avec prédicteur et zone morte pour le contrôle de la symétrie du barycentre sur la position y_b et sur les paramètres de pression et d'effort de traînée.

Bien que la variation de la pression soit cohérente avec la variation de la force de traînée, on se serait attendu à obtenir des gains en traînée dès que des gains positifs en pression auraient été enregistrés. Deux phénomènes sont susceptibles de provoquer cette différence quantitative :

1. l'action des jets provoque une force qui s'ajoute à la traînée aérodynamique déjà appliquée sur la maquette. Il est vrai que les jets provoquent une accélération de l'écoulement à la sortie des fentes et une dépression sur les bords du culot. Cette dépression est observée expérimentalement et numériquement par Chacaton et Szmigiel (2017) pour des volets déflecteurs placés à l'arrière maquettes de remorques de camions. La dépression entraînée peut créer un effort directement sur le corps de la maquette qui contrebalance les gains en pression au culot (voir partie 1.4 du chapitre2) ;
2. l'apparition de zones de dépression sur les extrêmes bords du culot qui ne seraient pas prises en compte par le maillage discret de nos capteurs de pression. L'encombrement des capteurs et des fentes de soufflage au culot ne permet pas de couvrir totalement le culot de la maquette. La répétition de ces essais sur d'autres systèmes expérimentaux serait donc très intéressante.

Un dernier avantage apporté par le contrôle par mode glissant avec zone morte (en particulier pour $\varepsilon_0 = 0.8$) est l'extrême économie d'air sous pression qu'elle permet de faire par rapport aux précédentes lois de contrôle. En effet, le débit d'air envoyé dans le réservoir interne de la maquette à l'activation du contrôle est maintenu à des valeurs faibles par l'actionnement impulsionnel comme reporté dans le tableau 4.5 par rapport aux précédents cas (voir tableaux 4.1 et D.2).

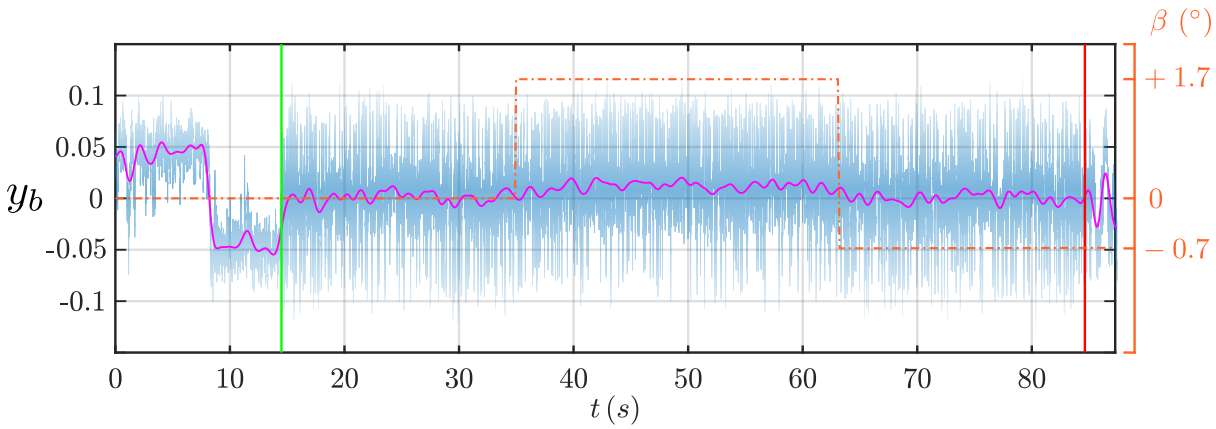


FIGURE 4.17 – Contrôle avec prédicteur et zone morte du barycentre lors de variations dynamiques de β : (nuances bleues) données brutes de y_b ; (—) y_b filtrée à 0.5 Hz ; (|) début du contrôle ; (|) arrêt du contrôle ; (- -) β.

3.5 Cas non aligné

Il est intéressant de savoir si le contrôle avec prédicteur et zone morte peut apporter des gains en pression au culot et en traînée aérodynamique dans le cas d'un écoulement *non aligné*. On rappelle que l'augmentation du coefficient de traînée C_x présentée, en partie 2.4, est de 6.7% entre la configuration alignée et la configuration à $\beta = 1.7°$.

De plus, sachant que les configurations avec un faible angle de dérapage sont très communes dans un trajet réel de véhicule (Dalessio et al., 2017), le maintien de la symétrie pour des angles de petite amplitude pourrait permettre une économie importante d'énergie via la symétrisation du sillage en temps réel.

La maquette ActivROAD permet de tester une sélection d'angles β situés entre $-0.7°$ et $+1.7°$ via une commande numérique sans avoir à intervenir manuellement sur le montage. On étudie alors le contrôle par mode glissant avec zone morte sur deux cas de dérapage : $\beta = 1.7°$ et $-0.7°$.

La figure 4.17 présente l'évolution de y_b pour le contrôle avec prédicteur et zone morte à $f = 1050$ Hz et $P_i = 0.25$ MPa et un angle de dérapage variable pour une vitesse d'écoulement $V_\infty = 35$ m/s. La zone entre la ligne verte et la ligne rouge correspond à l'intervalle où le contrôle est actif. Durant cette période de temps, la position β est changée de 0° à 1.7°, puis enfin à $-0.7°$.

On voit que malgré les fluctuations du barycentre imposées par les jets, la position moyenne reste proche de zéro (par rapport à l'état bistable au début de l'essai) pour les trois angulations, sans ajustement des paramètres de contrôle. On peut noter le fait que le barycentre n'est pas pleinement recentré lorsque la maquette est soumise au dérapage à 1.7°.

Le tableau 4.6 récapitule les caractéristiques des états contrôlés de la figure 4.17 et les gains en pression au culot et en traînée.

Le contrôle par mode glissant utilise une pression P_i importante afin de maintenir une force de jets suffisante pour travailler dans le cas en dérapage. Cependant d'après le tableau 4.5, aucun gain de traînée, en configuration alignée, n'est à prévoir pour cette pression d'alimentation, ce que confirme bien le tableau 4.6.

En revanche, la symétrisation du sillage, même partielle, dans le cas à $\beta = 1.7°$ permet un gain en pression au culot de 2.95 % et une réduction de traînée de 1.7 %.

	Naturel			Contrôle avec prédicteur et zone morte ($\varepsilon_0 = 0.8$)					
β	$\overline{y_b}$	σ_{y_b}	d_{y_b}	$-\Delta\gamma_p$ (%)	$-\Delta\gamma_{C_x}$ (%)	$\lvert\overline{y_b}\rvert$	σ_{y_b}	d_{y_b}	Q_V (L/min)
$-0.7°$	-0.042	0.025	0.049	-0.53	-2.23	0.001	0.030	0.012	32.7
$0°$	0.003	0.047	0.046	-1.73	-2.90	0.001	0.030	0.008	30.7
$+1.7°$	0.044	0.014	0.044	+2.95	+1.70	0.012	0.029	0.022	30.1

Tableau 4.6 – Paramètres de la symétrie et des indicateurs de pression et d'efforts lors du contrôle par mode glissant avec zone morte en dérapage.

En complément, la figure 4.18 décrit les évolutions de y_b dans le cas de l'écoulement naturel aligné (a), et dans les cas de contrôle par mode glissant avec zone morte pour $\beta = 0°$ (b) et pour $\beta = 1.7°$ (c). Elle permet de mieux visualiser l'actionnement impulsionnel généré par le contrôle avec prédicteur et zone morte ainsi que de visualiser les champs de pression au culot.

Les signaux de y_b et de u des cas (b) et (c), en opposition avec le cas naturel (a), montrent un actionnement impulsionnel des couches de mélange latérales du culot.

Dans le cas aligné (b), la bistabilité est bien réduite par rapport au cas naturel. Notons que la commande est globalement bien répartie entre l'actionnement à gauche et à droite.

Pour la configuration en dérapage (c), la commande est principalement négative $u = -1$ ce qui est normal car avec le dérapage à $\beta = +1.7°$, le barycentre est bloqué du côté droit (positif) du culot (voir partie 2.4 du chapitre 3). Comme noté plus tôt, le tracé de PDF_{y_b} (c) montre que le centrage de y_b n'est pas complet pour le cas de contrôle à $\beta = 1.7°$. On obtient tout de même un recentrage du sillage intéressant avec une réduction de l'asymétrie de 50 % (voir tableau 4.6).

Enfin, la figure 4.18 permet de remarquer la préservation de l'état vertical de symétrie dans les deux cas de contrôle et la répartition de pression au culot. Pour le cas (b), comme vu précédemment (cf. tableaux 4.5 et 4.6), le contrôle avec prédicteur et zone morte du cas aligné avec une pression d'alimentation P_i importante provoque de grands mouvements convectifs dans les sur le culot visibles par les zones bleues dans les champs de pression.

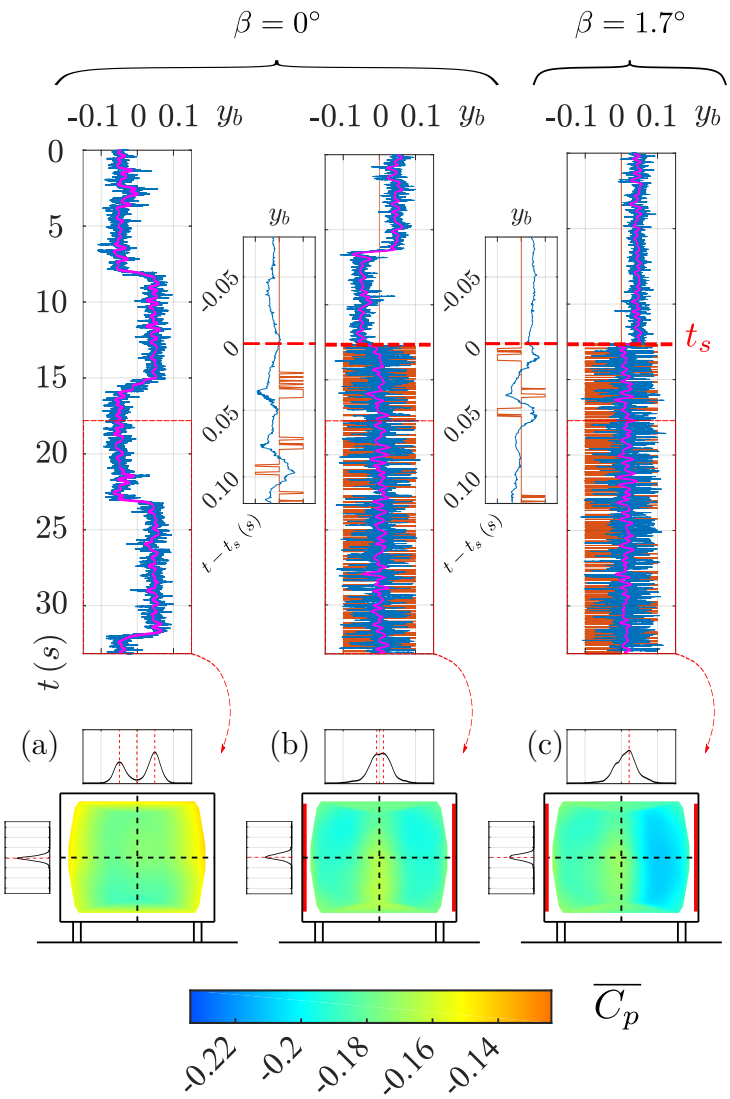


FIGURE 4.18 – Évolutions de la position y_b dans un cas naturel, aligné et en dérapage à $\beta = 1.7°$.

Ces effets de l'actionnement latéral sont la source d'une diminution de la valeur moyenne de la pression bien que la symétrie soit bien établie. La partie 2 du chapitre 6 reprend cette problématique et propose une correction de ces effets du contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte.

Conclusion sur le contrôle avec prédicteur et zone morte des asymétries du sillage

En conclusion, le contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte (avec $\varepsilon_0 = 0.8$) peut efficacement réduire le niveau d'asymétrie du sillage dans des cas alignés ($\beta = 0°$), mais aussi dans des cas en dérapage statique et variable à haute vitesse d'écoulement ($V_\infty = 35$ m/s). Pour les plus grands angles de dérapage testés, les asymétries statiques sont ici réduites de moitié avec un actionnement relativement économe en énergie.

On relève de plus que la pression d'alimentation P_i de l'actionnement avec prédicteur et zone morte influe beaucoup sur le niveau de pression atteint en moyenne au culot de la maquette ActivROAD. Alors que les niveaux de symétrie relevés pour deux actionnements

à même fréquence f, mais pour des pressions P_i différentes, sont comparables, les cas à plus basse pression d'alimentation fournissent les meilleurs niveaux de pression moyenne au culot de la maquette. Ce phénomène est particulièrement bien observé dans le cas de la configuration alignée résumée par le tableau 4.5.

Dans le cas des fortes angulations entre la direction de l'écoulement et la maquette, l'effet de la pression d'alimentation de l'actionnement sur la pression au culot semble différent. On obtient ainsi de bons résultats en termes de recompression au culot de la maquette ActivROAD pour un cas d'actionnement à $\beta = 1.7°$, $f = 1050$ Hz ($RC = 0.5$), $P_i = 0.25$ MPa et $V_\infty = 35$ m/s : une hausse de la pression moyenne au culot de 2.95 % et d'une diminution de C_x de 1.70 % alors que le même contrôle en configuration alignée, ou à faible angle de dérapage, n'améliore par la valeur de $\overline{C_p}$ sur le culot de la maquette.

Il est alors possible que la nécessité de diminuer la pression d'alimentation P_i relevée par l'actionnement du sillage en configuration alignée *ne soit pas valable* pour les cas avec un fort dérapage.

En réalité, les asymétries du sillage générées par un mauvais alignement entre la direction de l'écoulement incident et les directions principales d'un corps ont un effet plus important sur la traînée de pression que les asymétries engendrées par la bistabilité. Une amélioration *même partielle* de la symétrie du sillage dans les cas avec un fort dérapage engendre donc un gain *plus important* que la symétrisation du sillage dans le cas bistable, ou avec un angle de dérapage faible ($0° < |\beta| < 1°$).

Ainsi, des essais complémentaires en dérapage, avec des angles plus importants, comme $\beta \sim 5°$ par exemple, avec une étude de l'effet de la pression d'alimentation P_i permettrait certainement de mettre à jour des apports plus conséquents de la technique de contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte.

En ce qui concerne les cas en configuration alignée, l'impact du contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte est davantage analysé à la section suivante afin de comprendre pourquoi les actionnements latéraux à haute pression d'alimentation semblent dégrader la pression au culot en moyenne.

4 Effets des jets latéraux sur la pression au culot lors du contrôle de symétrie

Cette section vise à comprendre les effets de la pression d'alimentation P_i sur les dynamiques induites par les jets latéraux lors du contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte des asymétries du sillage dans la configuration alignée ($\beta = 0°$) de la maquette ActivROAD. On utilise les données présentées en partie 3.4 pour lesquelles différentes valeurs de P_i sont testées. On rappelle que la vitesse de l'écoulement est fixée à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$), que la fréquence d'actionnement est $f = 1050Hz$ ($RC = 0.5$) et que la zone morte est paramétrée par $\varepsilon_0 = 0.8$.

La figure 4.19 présente les effets des basculements provoqués par le contrôle sur les évolutions moyennes de y_b et de la pression au culot. Les valeurs présentée sont calculées sur une fenêtre de 0.21 s à partir de l'envoi du signal de commande aux côtés latéraux de la maquette. La moyenne entre tous les actionnements d'un côté du sillage donne les dynamiques des indicateurs (y_b, C_p ...) lors du déclenchement des impulsions à gauche ($u = -1$) et à droite ($u = +1$). Dans les graphiques les transitions provoquées débutent toutes à $t = 0$ s.

La ligne 4.19(a), montre l'effet du contrôle sur y_b. Pour le cas du contrôle à gauche, $u = -1$, lorsque le barycentre se déplace trop loin du côté droit, le contrôle applique la commande négative. Le basculement du barycentre vers $y = 0$ se produit alors et, pour toutes les valeurs de pression d'alimentation P_i, y_b dépasse la consigne $y = 0$ avant de converger en moyenne. Ce dépassement se retrouve dans les cas d'actionnement par impulsions développés en partie 3.4 du chapitre 3. Comme ce dépassement semble indépendant de P_i, il peut venir de la perturbation générée par les jets d'air et la déviation due à la surface coanda.

Globalement, la moyenne de toutes les transitions de y_b montre une dynamique qui se stabilise autour de 0 et une vitesse de basculement qui augmente avec la pression d'alimentation P_i. La fréquence d'oscillation apparaissant lors de transitions positives et négatives de y_b se trouve autour de 20 Hz et s'apparente à l'oscillation déjà observée durant l'analyse des transitions du barycentre dans le cas naturel (cf. partie 2.3 du chapitre 3).

La ligne 4.19(b), présente l'évolution de C_p lors des basculements forcés du barycentre. Les deux cas d'actionnements ($u = \pm 1$) montrent une large dépression créée en même temps que le basculement : pour $P_i = 0.25$ MPa, la plus haute pression testée, on reporte une baisse maximale de 10.8 % de la pression au culot. Pour la pression d'alimentation la plus basse, cette baisse de pression au culot est réduite à 2.70 %. Il semble donc que les effets des jets observés lors des basculements forcés à fréquence fixe (voir partie 3.2, chapitre 3) se retrouvent également dans le cas de l'actionnement par contrôle par mode glissant avec zone morte.

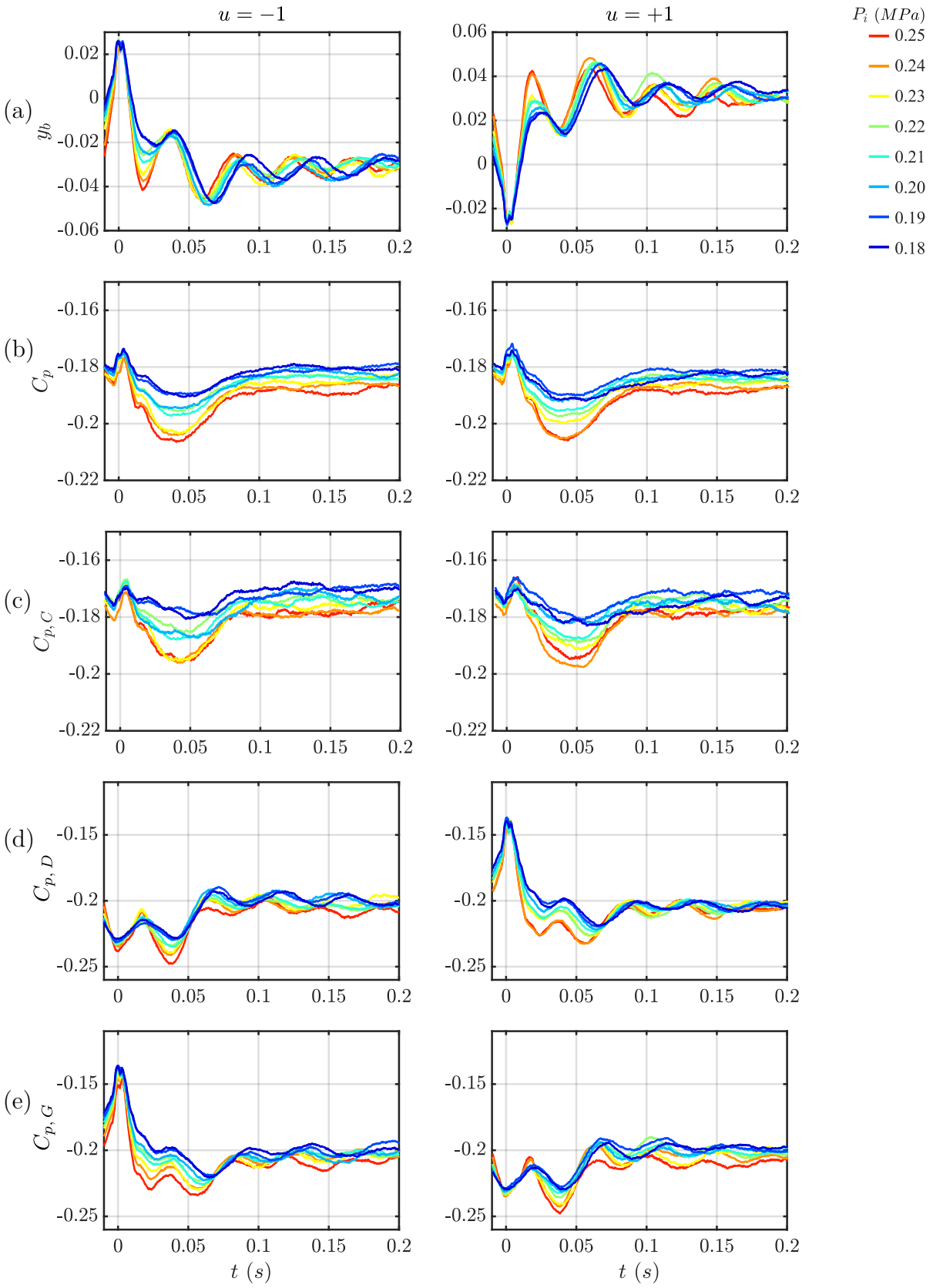


FIGURE 4.19 – Effet de la pression d'alimentation P_i lors des basculements provoqués par le contrôle avec prédicteur et zone morte sur les dynamiques de : (a) y_b ; (b) C_p ; (c) $C_{p,C}$, le coefficient de pression moyenné sur les capteurs au centre du culot ; (d) $C_{p,D}$, le coefficient de pression pour le capteur à $z = 0$ le plus à droite du culot ; (e) $C_{p,D}$, pour le capteur opposé, à gauche du culot.

On se demande si cette baisse de pression au culot est globale ou localisée dans une certaine partie du culot.

Pour répondre à cette question les dernières lignes de la figure 4.19 décrivent respectivement les évolutions de pression des quatre capteurs placés au centre de culot (c), d'un capteur à droite (d) et à gauche du culot (e) (pour les capteurs de (d) et de (e), $z = 0$).

En (c), l'évolution de la pression sur le centre du culot coïncide avec celle de la moyenne spatiale totale sur le culot. Pour (d) et (e), c'est-à-dire les capteurs latéraux plus proches des fentes d'éjection des jets, on observe une dynamique symétrique d'un côté à l'autre. Dans les deux cas le coefficient de pression après un basculement est le même, $C_p \sim -0.2$, pour les côtés latéraux. En moyenne, après l'actionnement, les champs de pression sur le pourtour de la maquette semblent donc être égalisés. Cependant, cette égalisation se situe autour d'une pression moyenne plus basse que la pression moyenne au centre du culot et que la valeur de pression moyenne sans contrôle.

Le défaut du contrôle avec zone morte en configuration alignée apparaissant dans les résultats de réduction de traînée à la partie précédente semble donc bien venir d'un effet trop prononcé des jets sur les couches de mélanges latérales du culot qui déstabilise l'état de pression *aux bords* du culot.

Les transitoires moyennés après l'activation du contrôle permettent de visualiser la variation rapide de la pression moyenne vers un état défavorable, mais ne permettent pas de bien comprendre l'effet des jets sur le niveau moyen de pression observé. On prolonge donc le temps sur lequel est réalisée la moyenne statistique des basculements forcés afin de visualiser les évolutions de C_p longtemps après le basculement. La figure 4.20 montre les valeurs de C_p moyennées sur tous les transitoires des essais précédents, pour chaque pression d'alimentation. La hiérarchie initiée dans la phase transitoire, avec une plus forte dépression générée par les plus fortes pressions, est conservée dans l'état final, comme le montre la partie du graphique pour $t > 0.1$ s. On relève alors des niveaux de pression sur la durée de la transition représentée dans la figure 4.20 qui correspondent aux mesures relevées dans le tableau 4.5.

On peut alors conclure que les niveaux moyens de pression dépendent fortement de la force des jets utilisés pour le contrôle de la symétrie dans le cas aligné et que l'activation des jets provoque une soudaine chute de la pression au culot avant une stabilisation. Les seules augmentations de pression moyenne obtenues dans le cas du contrôle par mode glissant avec zone morte, utilisent les pressions d'alimentation les plus faibles applicables au EVs de la maquette ActivROAD. Il est donc intéressant de favoriser ce type d'actionnement dans le cas de la configuration alignée.

De plus, les valeurs moyennes du coefficient de traînée se comportent de la même façon que les valeurs moyennes du coefficient de pression. Cependant, la valeur de P_i pour

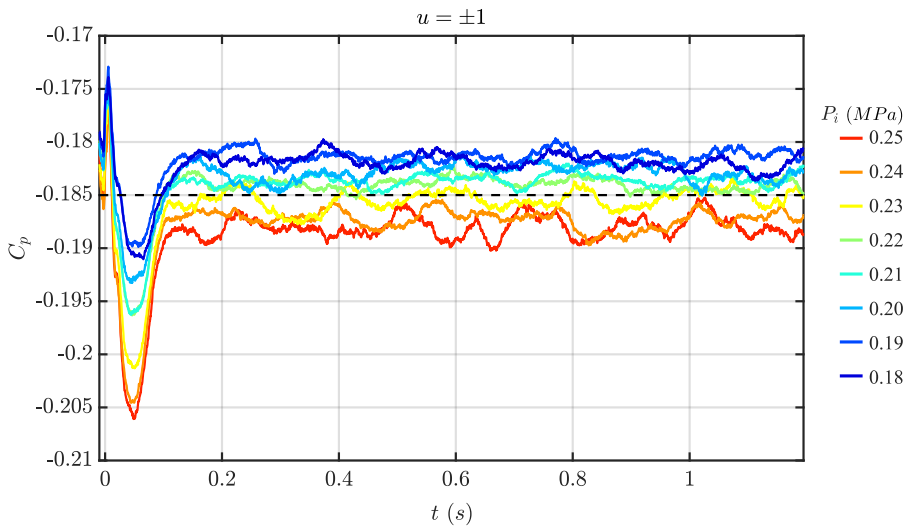


FIGURE 4.20 – Tracé de l'évolution de C_p dans le cas de tous les basculements provoqués par le contrôle par mode glissant avec zone morte pour différentes pressions d'alimentation P_i. La ligne noire discontinue (- -) marque le niveau de coefficient de pression sans contrôle à $V_\infty = 35$ m/s.

laquelle ces gains passent en négatif (dénotant la diminution) sont différents pour les deux mesures.

Afin de comprendre mieux les phénomènes apparaissant sur la force de traînée dans le cas des actionnements latéraux, des essais complémentaires à haute résolution temporelle seraient nécessaires. La technique de moyenne statistique appliquée sur le C_x pourrait alors faire apparaître l'effet des jets et de la perturbation du sillage sur la traînée.

Il semble donc que la force des jets, impactée par la valeur de la pression d'alimentation P_i provoque des chutes importantes de la pression au culot lors de l'actionnement des couches de mélanges latérales pour le contrôle des asymétries du sillage dans la configuration alignée de la maquette ActivROAD.

Dans la mesure où on a vu que des jets, même peu énergétiques, permettaient de réduire les asymétries du sillage via le contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte de la position du barycentre, il serait possible d'optimiser un système d'actionnement fournissant les mêmes caractéristiques que les jets pulsés (ouverture rapide, pic de vitesse de soufflage ...), mais avec un impact plus réduit sur les niveaux de pression au culot. Ce travail de développement permettrait de symétriser le sillage grâce à la boucle fermée sans impacter négativement la pression au culot de la maquette ActivROAD. Il permettrait aussi d'obtenir des réductions de traînée de pression comparables à celles atteintes dans le cas en dérapage de la partie 3.5. De plus, le rendement énergétique de ces actionneurs optimisés dépasserait certainement largement ceux des actionneurs utilisés dans le cadre de cette thèse. Le contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte conduirait alors potentiellement à des réductions importantes de la traînée de pression

dans des cas d'écoulements fortement dynamiques comme lors de variations importantes et rapides de direction d'incidence du vent.

Conclusion

Les études préliminaires sur la symétrie du sillage de la maquette ActivROAD ont montré que les asymétries dues à un vent transverse par rapport au corps de la maquette et le phénomène de bistabilité contribuaient à une diminution supplémentaire de la pression au culot de l'ordre de 10 %. Comme les méthodes d'actionnement en boucle ouverte ne parviennent pas à réguler la symétrie du sillage en temps réel lors de modifications brutales de l'écoulement, on s'est tournée vers une approche de contrôle en boucle fermée de la position du barycentre de pression sur le culot de la maquette expérimentale.

En développant un modèle d'intégrateur avec retard pour les dynamiques du barycentre contrôlé par les jets latéraux du culot, on a proposé une démarche de contrôle par mode glissant avec prédicteur permettant de compenser le retard convectif entre la commande et la mesure de l'état de symétrie du sillage. Ce contrôle a permis de limiter l'excitation du phénomène de lâcher tourbillonnaire apparaissant lors du contrôle des asymétries en configuration alignée ($\beta = 0°$).

L'instabilité tourbillonnaire de von-Karman apparaissant lors du contrôle par mode glissant diminue le niveau de pression sur le culot de la maquette et augmente la force de traînée aérodynamique. Il a néanmoins été possible de réduire complètement le phénomène de résonance tout en assurant une symétrisation du sillage via l'ajout d'une zone morte dans la stratégie de contrôle avec prédicteur.

Ainsi, pour un nombre de Reynolds élevé ($Re_H = 7 \times 10^5$), la loi de contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte est en mesure de stabiliser la symétrie du sillage en configuration alignée comme en dérapage. Pour un actionnement à 1050 Hz, on relève une augmentation de la pression au culot dans le cas aligné de 1.91 % pour une faible pression d'alimentation des actionneurs, et dans un cas en dérapage à 1.7° de 2.95 % pour une pression d'alimentation supérieure. Il apparaît que la symétrisation du barycentre pour les angulations les plus faibles nécessite une pression d'alimentation réduite alors que pour de grands angles de dérapage, des pressions d'alimentations plus grandes réduisent l'asymétrie du sillage *et* la traînée de pression.

En perspective, les effets dynamiques des jets pulsés sur les couches de mélange latérales méritent des études plus poussées avec des moyens d'imageries comme par PIV pour comprendre l'action complexe des jets pulsés sur la pression au culot et les structures du sillage dans les cas contrôlés.

Dans cette thèse, des développements complémentaires des effets du contrôle avec prédicteur et zone morte sont présentés dans les sections du chapitre 6 afin d'approfondir les relations entre l'actionnement des couches de mélange du sillage et la traînée de pression des véhicules.

Les résultats de ce chapitre figurent dans différentes présentations en colloques scientifiques (Mariette, 2019a,b) et en conférences internationales dont celle de l'IFAC (Mariette et al., 2020) et celle de l'Association Française d'Aérospatiale (Haffner et al., 2020d) (qui s'est vue reportée à avril 2021).

Chapitre 5

Contrôle de la traînée par *extremum seeking*

Sommaire

1 Présentation de la méthode 142

1.1 Généralités 143

1.2 Contrôle par mode glissant du barycentre 145

1.3 Simulation de l'action du contrôle par mode glissant 146

2 Résultats expérimentaux préliminaires 147

2.1 Effets du contrôle direct 148

2.2 Influence des paramètres de commande 150

2.3 Bilan 152

3 Prise en compte du retard d'actionnement 153

3.1 Définition du modèle 153

3.2 Étude en simulation 154

3.3 Résultats expérimentaux du contrôle avec prédicteur simple . . 156

3.4 Résultats expérimentaux du contrôle avec prédicteur et zone morte 157

3.5 Cas non aligné 164

4 Effets des jets latéraux sur la pression au culot lors du contrôle de symétrie 168

Conclusion 172

Introduction et organisation

Une démarche pertinente pour le contrôle de l'écoulement à l'arrière des véhicules est la commande par extremum seeking. Il s'agit d'une technique de commande par recherche du point de fonctionnement optimal d'un système dynamique. Ce point de fonctionnement est atteint en suivant l'évolution d'une fonction de coût dont la valeur varie en selon les paramètres de contrôle et de la réponse du système. Dans le cas du

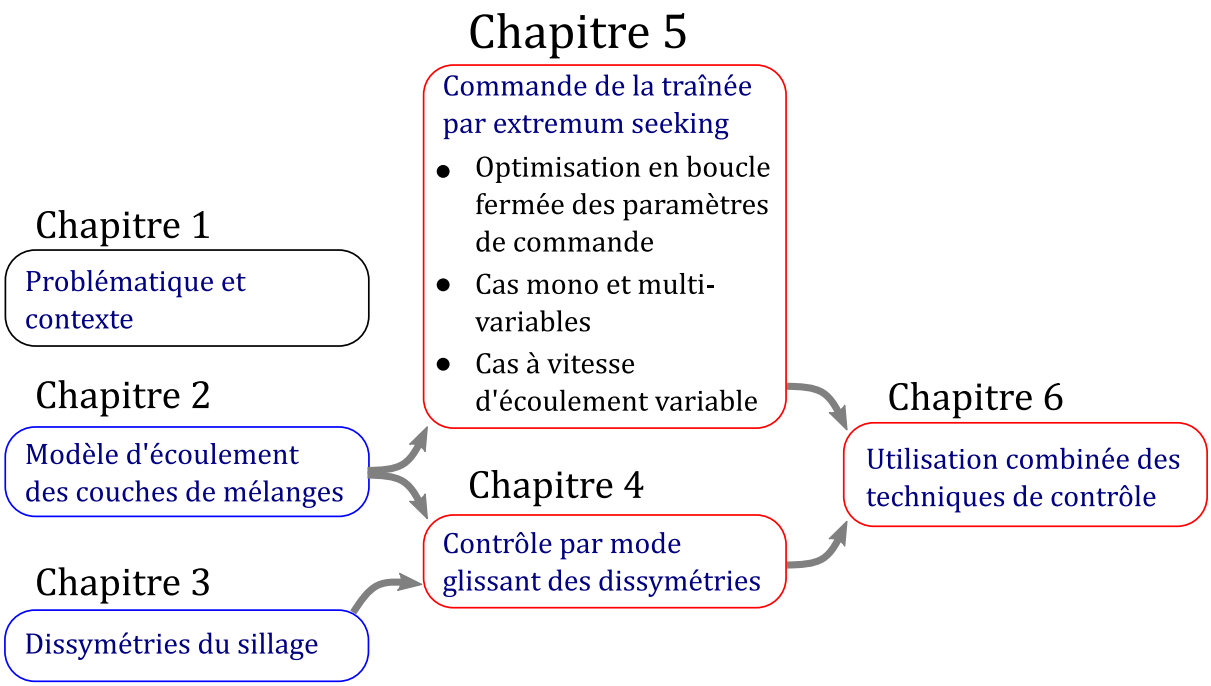


FIGURE 5.1 – Positionnement dans la thèse et organisation générale du chapitre 5.

sillage de véhicules, l'existence de paramètres de contrôle optimaux peut être attestée par les mesures expérimentales présentées précédemment lors des études en boucle ouverte des effets de l'actionnement en section 4.4 du chapitre 2. Il est toutefois difficile de tester en boucle ouverte l'infinité des combinaisons de paramètres de commande (actionnement de chacun des quatre côtés du culot (fréquence, rapport cyclique), pression d'alimentation des EVs ...) pour chaque orientation de la maquette vis-à-vis d'un écoulement potentiellement variable.

À partir de l'expérience acquise en contrôle par jets pulsés sur le sillage de la maquette ActivROAD, on propose d'utiliser les démarches de commande par extremum seeking afin de développer une approche adaptative de contrôle d'écoulement. Cette approche pourrait être applicable à différents types d'actionneurs et/ou de configurations de véhicules pouvant être employés dans de réelles applications industrielles.

La figure 5.1 présente les points principaux de ce chapitre et son positionnement dans l'organisation globale des parties de la thèse. Après une partie de présentation de la méthode en section 1, on présentera l'utilisation de la commande par extremum seeking sur le corps d'Ahmed à culot droit dans des cas monovariables (section 2) et multivariables (section 3). Ces essais constituent une première dans le contrôle actif de la traînée de ce type de corps. Finalement, l'utilisation la commande par extremum seeking est testée en condition de vitesse d'écoulement variable à la section 4.

1 Présentation de la méthode

1.1 Principe de la commande par extremum seeking

De nombreux systèmes dynamiques réels sont non linéaires et difficiles à modéliser en vue d'établir des lois de commande en boucle fermée. L'approche par recherche d'optimum de fonctionnement a été une méthode en vogue dans bonne partie du XXe siècle pour sa versatilité et son applicabilité dans des cas où aucun modèle global du système à commander ne peut être obtenu (Ariyur and Krstić, 2003).

Cette démarche a été quelque peu délaissée durant une trentaine d'années (Tan et al., 2010), jusqu'à ce que la méthode soit remise au goût du jour par les démonstrations de stabilité de Krstić and Wang (2000) dans les années 2000 sous le terme *extremum seeking control* que l'on peut traduire par commande par extremum seeking (CES). Pour la problématique de contrôle des écoulements, la CES permet d'optimiser un actionnement sans nécessiter de nombreuses campagnes d'essais en boucle ouverte pour la caractérisation des différentes configurations d'écoulement et des effets non linéaires des actionneurs.

La figure 5.2 présente : (a) le schéma-bloc général de la CES, et (b) la caractéristique $Y = g(u)$ du système à commander et dépendante de la commande u (Tan et al., 2010). Cette commande peut dépendre de différents paramètres que l'on note génériquement r. Dans le cas de la figure 5.2(a), la sortie Y est une fonction de coût présentant un minimum Y^* atteignable pour une commande u^*. En pratique, on sait que l'optimum existe, mais sa valeur Y^* et la commande u^* correspondante sont *a priori* inconnues.

La CES de base sur une modification connue des paramètres r influant sur la commande u appliquée au système. En analysant le gradient de Y relativement à chaque paramètre de commande r, la commande est adaptée jusqu'à ce que Y atteigne un voisinage de Y^*.

Le système est également soumis à des perturbations externes inconnues p_e qui impactent Y (cf. figure 5.2(a)) en plus des modifications de la commande. On note $\mathscr{Y}$ la sortie du système avec les perturbations. La difficulté de la CES est alors de pouvoir distinguer les variations de $\mathscr{Y}$ liées à la modification de u par rapport aux fluctuations liées aux perturbations physiques inconnues p_e.

La CES utilise alors une perturbation virtuelle *connue* modifiant r (Brackston et al., 2016b). Dans nos travaux, nous utilisons la perturbation sinusoïdale : $d_t(t) = \alpha_d \sin(\omega_d t)$, on parlera de méthode des oscillations. Cette perturbation produit des variations de $\mathscr{Y}$ que l'on peut exploiter pour identifier les gradients de Y nous intéressants pour obtenir la commande u^*.

Dans la figure 5.2(a), les mesures de $\mathscr{Y}$ sont traitées (dans les blocs encadrés en

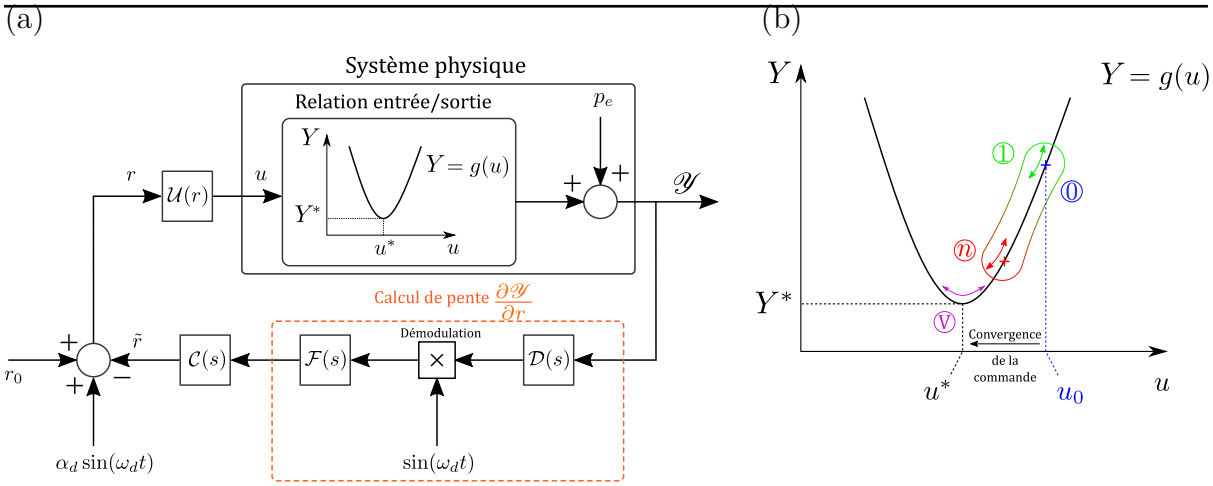


FIGURE 5.2 – Schéma-bloc d'un contrôle en boucle fermée par CES (minimisation) pour un système monovariable par la méthode des oscillations.

orange) pour estimer le gradient de $\mathscr{Y}$ par rapport à la fluctuation du paramètre r : $\dfrac{\partial \mathscr{Y}}{\partial r}$.

Dans le cas décrit ici on utilise l'ensemble d'estimation de la dérivée constitué des parties suivantes :

- le bloc $\mathcal{D}$: un dérivateur ou un filtre passe-haut qui va retirer la valeur moyenne de $\mathscr{Y}$ et conserver les dynamiques rapides, celles des variations.
- la démodulation : la multiplication par un signal sinusoïdal unitaire de même pulsation que celle de la perturbation et qui permet de démoduler la valeur dérivée sortant de $\mathcal{D}$: les composantes du signal dépendant de $\sin(\omega_d t)$ sont converties en dépendances en $\sin^2(\omega_d t)$ de moyenne non nulle. On obtient globalement un signal de valeur moyenne proportionnelle au gradient de $\mathscr{Y}$ par rapport à r et d'autres termes harmoniques du signal de perturbation (Brackston et al., 2016b).
- le bloc $\mathcal{F}$: un filtre passe-bas qui va permettre de filtrer le signal démodulé pour ne conserver que la valeur moyenne proportionnelle à la valeur du gradient de Y.

Dans certaines applications, l'usage de filtres est évité pour réduire les déphasages entre commande et mesure de la sortie du système. On trouve donc dans la littérature des utilisations de techniques de CES sans filtrage, comme proposé par Tan et al. (2010), et sans bloc de dérivation $\mathcal{D}$, comme Brackston et al. (2016b).

l'image du gradient est alors utilisée dans le bloc de contrôle $\mathcal{C}$, comprenant généralement un intégrateur, pour fournir une consigne $\tilde{r}$. Dans le cas d'une recherche de minimum, $\tilde{r}$ sera de signe opposé au gradient estimé (et inversement, dans le cas d'une recherche de maximum).

À chaque étape de calcul de l'algorithme de CES, la nouvelle commande appliquée à l'instant $t > 0$ au système est :

$$r(t) = r_0 - \tilde{r}(t) + \alpha_d \sin(\omega_d t) \tag{5.1}$$

Comme illustré sur la figure 5.2(b) à chaque instant l'algorithme effectue des variations de r via la perturbation sinusoïdale et explore les valeurs de paramètres de commande au voisinage de $r_0 - \tilde{r}$. On représente cette oscillation constante des paramètres de commande par les flèches aux points 1 et n.

Lorsque u atteindra u^*, le paramètre de commande oscillera donc toujours selon le rythme de la perturbation sinusoïdale (V sur le schéma dans la figure 5.2(b)). Il est donc fondamental d'utiliser une amplitude de perturbation α_d qui soit petite car sa valeur définit la précision de la méthode de convergence. Toutefois, de trop petites amplitudes de fluctuations augmentent le temps nécessaire pour converger vers l'optimum de commande.

En modifiant la définition de la fonction de coût que l'on choisit, la CES peut viser un maximum, un minimum ou même une dynamique de fonctionnement. Pour cela, il faut cependant que la commande affecte suffisamment le système : c'est-à-dire que les fluctuations de la commande créent des fluctuations de la sortie identifiables malgré l'existence inévitable de perturbations physiques inconnues.

Ainsi, bien qu'un modèle rigoureux du système ne soit pas nécessaire pour une application simple de la CES, la compréhension des dynamiques du système et la connaissance des paramètres à modifier pour atteindre la commande u^* sont nécessaires. Ensuite, si l'ensemble des paramètres et des leviers permettant d'influer sur u, et donc sur l'état du système, sont bien maîtrisés, la CES peut être employée pour optimiser la commande u dans différentes conditions d'environnement du système, sans avoir à caractériser expérimentalement ces conditions au préalable.

La méthode de commande par extremum seeking peut être étendue à des problèmes multivariables où plusieurs paramètres impactent la valeur de u. Il suffit pour cela de pouvoir distinguer les variations liées à chacun des paramètres à optimiser. Pour cela, les fréquences des perturbations virtuelles utilisées pour la convergence de chaque paramètre sont toutes différentes, et un filtrage pertinent de la fonction de coût choisie facilite la distinction fréquentielle de la contribution de chaque paramètre de commande.

1.2 Réduction de traînée par extremum seeking

Le contrôle de phénomènes turbulents dans les fluides par la CES est un sujet de recherche appliquée relativement récent. Néanmoins, comme la réduction de traînée aérodynamique vise à une diminution de l'énergie employée par les véhicules, la CES permet de développer des types de commandes prenant en compte l'efficacité du contrôle et la sobriété énergétique grâce au choix judicieux de la fonction de coût employée (Kim et al. (2009), Pastoor et al. (2008)).

L'annexe E.1 présente en détail trois cas de CES employées pour le contrôle d'écoulement dans la littérature. Ces méthodes adaptatives sont structurées sur le modèle général de la figure 5.2, mais utilisent des approches distinctes pour réduire les phénomènes de

traînée aérodynamiques de corps non profilés.

Plus brièvement, on peut citer les travaux de Henning and King (2005a) qui utilisent l'adaptation du déphasage de jets entre les bords supérieur et inférieur d'une maquette à culot droit (voir figure E.1 en annexe E.1). Leurs travaux montrent une hausse de la pression à l'arrière de la maquette de 35 % en opposant automatiquement leur actionnement au lâcher de tourbillons qui perturbe le sillage du corps.

Une autre approche est développée par Beaudoin et al. (2006b) qui utilisent la rotation d'un cylindre au bord de fuite d'un obstacle dans un fluide pour en réduire la traînée. La rotation du cylindre peut entraîner les couches de fluide vers la zone de recirculation derrière l'obstacle à la manière des surfaces courbées par effet Coanda. La CES adapte la vitesse de rotation du cylindre pour minimiser une fonction de coût prenant en compte la puissance électrique impliquée dans le contrôle et la force de traînée de pression. Leurs études expérimentales montrent que la CES est en mesure de réduire le coût énergétique du contrôle de traînée par rapport au meilleur cas identifié en boucle ouverte.

Enfin, récemment, Brackston et al. (2016b) utilisent la CES pour régler les paramètres de fréquence d'actionnement et de de pression d'alimentation de jets sur le pourtour du culot d'un corps axisymétrique. La méthode de CES qu'ils favorisent a l'avantage de proposer un design avec un faible déphasage de la commande grâce à la surpression du bloc $\mathcal{D}$ (cf. figure 5.2). Leur technique est appliquée aux deux paramètres indépendamment puis une implémentation séquentielle des deux réglages est proposée pour le contrôle de traînée.

Ces exemples de réalisations de commande par extremum seeking sont encourageants en vue de l'implémentation d'un algorithme de CES pour le corps d'Ahmed à culot droit. Le but est de piloter efficacement l'actionnement des électrovannes sur la maquette ActivROAD à des nombres de Reynolds plus grands que dans les expériences citées en annexe E.1. À notre connaissance, ce type d'actionnement n'a jamais été implémenté sur un corps d'Ahmed à culot droit, pour ces gammes de vitesse, et le type d'actionneurs que nous utilisons. On pourra utiliser les caractérisations en boucle ouverte de l'effet des actionneurs sur le sillage de la maquette ActivROAD à haut nombre de Reynolds (voir section 4 du chapitre 2) pour vérifier le bon fonctionnement de la méthode. Cette approche vise à pouvoir se passer par la suite de ces caractérisations en boucle ouverte et de pouvoir identifier automatiquement des modes de contrôle efficaces de la traînée de pression pour des configurations diverses.

1.3 Intégration expérimentale

Pour la maquette ActivROAD, la commande est appliquée au sillage par des jets pulsés dépendant de deux paramètres principaux : la fréquence d'actionnement f, et

la pression d'alimentation P_i. De plus, comme le système expérimental est constitué de 4 côtés d'actionneurs, la commande dépend de l'état d'activation des côtés et de la génération des jets de chaque côté (modulation fréquentielle (cf. partie 3.3 du chapitre 3), impulsion variable de jets (cf. partie 3.4 du chapitre 3...). Toutefois, la multiplication des types de commandes appliquées au sillage peut entraîner une augmentation dramatique de la complexité d'utilisation des algorithmes de commande par extremum seeking.

Pour cette raison, dans un premier temps, la CES concernera uniquement l'optimisation de la fréquence d'actionnement et de la pression d'alimentation des actionneurs. Des cas plus complexes employant les méthodes de contrôle par mode glissant et de modulation de fréquence seront présentés plus tard en partie 3.2 du chapitre 6.

Lors des actionnements en boucle ouverte présentés en section 4 du chapitre 2, on a pu identifier certaines valeurs des paramètres de la commande des jets pulsés permettant d'atteindre des optima de réduction de la traînée de pression :

- l'actionnement à 350 Hz ($\in R_1$) : produisant des jets puissants, même à basse pression P_i ;
- l'actionnement à 1050 Hz ($\in R_3$) : introduisant beaucoup de matière dans les couches de mélange et fonctionnant pour des valeurs de P_i plus importantes.

Bien que ces résultats en boucle ouverte soient encourageants, il n'a jamais été montré que ces points de fonctionnement étaient les plus performants à cause du nombre finit de configurations testées, ni les plus intéressants du point de vue énergétique, c'est-à-dire en comparant l'énergie impliquée dans le contrôle et celle récupérée en réduisant la traînée. Ainsi, il est possible que des fréquences légèrement différentes, mais non testées jusque là puissent réduire encore davantage la traînée de pression.

De plus, on a pu voir en parties 1 et 3 du chapitre 3 que les configurations d'écoulement autour de la maquette pouvaient être largement différentes selon la direction d'incidence de l'écoulement :

- Les cas en écoulement aligné sont sujets à la bistabilité et les contrôles en boucle ouverte ont une rentabilité énergétique qui suit la cartographie de la figure 2.29 (voir partie 4.4 du chapitre 2).
- Les cas en dérapage sont caractérisés par un sillage asymétrique pour lequel un contrôle de la symétrie du sillage est nécessaire. En effet, les travaux de Garcia de la Cruz et al. (2017), montrent que les cas en dérapage pour lesquels on est en mesure de rétablir un sillage symétrique en moyenne présentent une traînée aérodynamique plus faible (voir partie 1.3 du chapitre 3).

Ces différentes configurations d'écoulement peuvent donc nécessiter des contrôles adaptés en fonction de leur configuration.

Afin d'implémenter la commande par extremum seeking dans notre cas expérimental, on définit une fonction de coût Π_e à minimiser lors de la convergence de l'algorithme par analogie avec Beaudoin et al. (2006b), schématiquement :

$$\Pi_e = \text{traînée} \ + \ \text{puissance investie (+ autres phénomènes à réduire)} \tag{5.2}$$

Afin de pouvoir modifier la fonction de coût Π_e on utilise la définition générale suivante :

$$\Pi_e = \sum_k \alpha_k \mathcal{M}_k \ , \ \alpha_k \geq 0 \tag{5.3}$$

avec k un entier naturel positif générique relatif à chaque composante physique $\mathcal{M}$, et α_k le coefficient de pondération pour le calcul de Π_e vis-à-vis de la composante $\mathcal{M}_k$.

Dans un premier temps, on utilise les composantes $\mathcal{M}$ suivantes :

- le gain de pression au culot :

$$\mathcal{M}_p = \frac{C_p - C_{p,\,ref\ \ max}}{C_{p_0,\,ref} - C_{p,\,ref\ \ max}} \quad \text{où} \begin{cases} C_{p,\,ref\ \ max} & = & -0.15 \\ C_{p_0,\,ref} & = & -0.18 \end{cases} \tag{5.4}$$

- le ratio d'énergie pneumatique fournie :

$$\mathcal{M}_e = \frac{Q_V P_i}{Q_{V,\,ref\ \ max} P_{i,\,ref\ \ max}} \quad \text{où} \begin{cases} Q_{V,\,ref\ \ max} & = & 500 \text{ L/min} \\ P_{i,\,ref\ \ max} & = & 0.35 \text{ MPa} \end{cases} \tag{5.5}$$

Dans un premier temps, Π_e dépendra seulement des mesures de coefficient de pression C_p au culot. On pourra alors rechercher, comme dans les travaux de Brackston *et al.*, le point de fonctionnement optimal d'un contrôle sans considération pour la rentabilité énergétique de l'actionnement.

Ensuite, on pourra ajouter la puissance utilisée par le contrôle sous forme de la puissance pneumatique évaluée à partir du débit volumique Q_V et de la pression d'alimentation des EVs. Avec ces deux contributions, on pourra obtenir des paramètres de contrôle du sillage optimaux et minimisant la quantité d'énergie investie dans le contrôle.

Enfin, la fonction de coût pourra être enrichie de nouvelles composantes à minimiser, comme la dissymétrie du sillage, ou la variance de la position latérale du barycentre (voir exemples au chapitre 6, section 3).

Dans les paragraphes qui vont suivre la définition de Π_e sera régulièrement rappelée afin de clarifier les dominances de la fonction de coût dans l'algorithme de CES. On

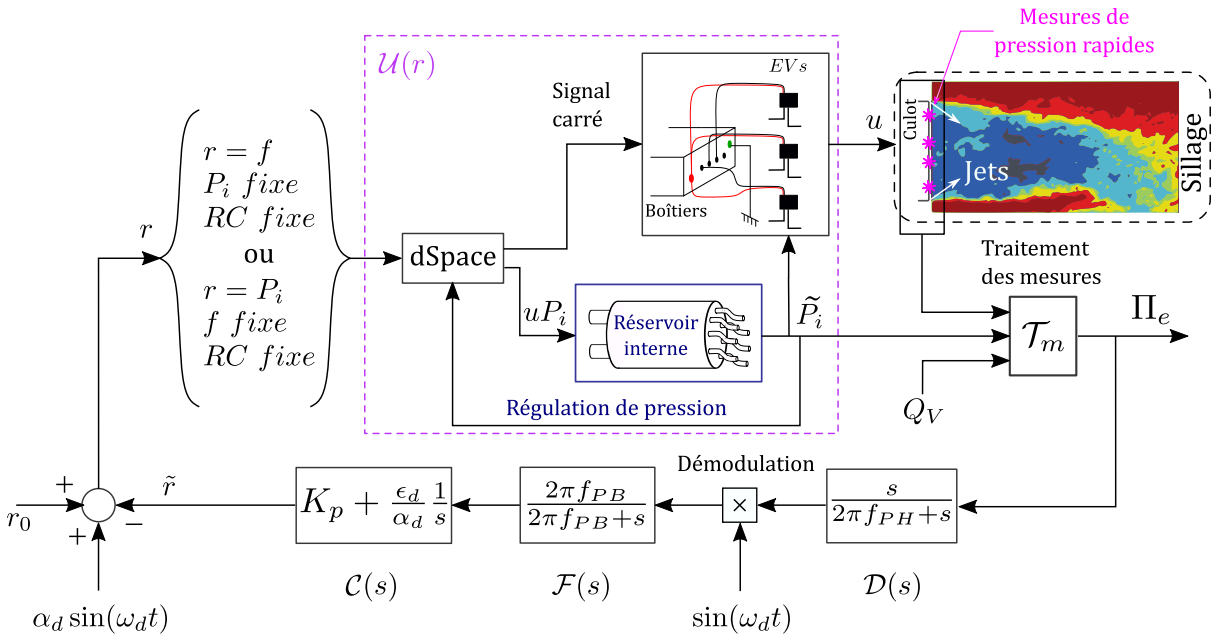


FIGURE 5.3 – Schéma bloc de l'implémentation de la commande par extremum seeking pour un cas monovariable : P_i ou f.

conservera toutefois la notation Π_e pour désigner la fonction de coût en général malgré les changements de définition qu'elle subira.

La figure 5.3 présente la structure de l'algorithme de commande par extremum seeking pour un paramètre (f *ou* P_i). La boucle de régulation est la même que dans le cas de la figure 5.2, mais le bloc de génération de commande $\mathcal{U}$ est ici éclaté. Il comprend le système de prototypage rapide MICROLABBOX DSPACE (RTI1202), les EVs et le réservoir de pression interne. On ajoute le bloc de traitement des mesures $\mathcal{T}_m$ collectant les informations de pression au culot et le débit enregistré pour le contrôle, Q_V, et qui permettent de calculer Π_e. En pratique, les tâches de traitement des mesures et de génération de consigne pour les EVs sont gérées par un code informatique généré par MATLAB SIMULINK exécuté par la MICROLABBOX.

L'algorithme de CES à un paramètre de commande (figure 5.3) présente les particularités suivantes :

Pour la commande (bloc $\mathcal{U}$), tout d'abord, le schéma présente deux cas possibles, la recherche de fréquence f d'actionnement optimal (pour les 4 côtés de la maquette) à pression P_i fixe et la recherche de pression P_i optimale à fréquence fixe.

Les paramètres de commande réglés par CES sont transmis aux éléments du contrôle par jets pulsés : boîtiers de commande des EVs et régulation de pression pour P_i. Dans toute la suite, rapport cyclique des signaux d'actionnement sera maintenu à 0.5.

On note $\tilde{P}_i$ la pression réelle dans le réservoir. Cette pression accuse un retard lors de la modification de la consigne P_i à cause des phases de remplissage ou de vidange

imposées par la régulation (consigne du régulateur uP_i).

Pour le bloc de contrôle $\mathcal{C}$, ensuite, on utilise un contrôleur proportionnel intégral (Brackston et al. (2016b), Krstić (2000)) pour convertir la variation de Π_e que l'on vient de calculer en une consigne $\tilde{r}$ grâce à :

- un gain proportionnel K_p, et
- un gain intégral K_i défini selon Tan et al. (2010) par :

$$K_i = \frac{\varepsilon_d}{\alpha_d} \tag{5.6}$$

ε_d permet de régler la rapidité d'évolution du système via la CES, mais aussi sa stabilité. En effet, une valeur trop grande de ε_d peut conduire à des variations importantes des paramètres de commandes même pour des gradients très faibles. Mais comme α_d est fixe et petit devant les amplitudes de r_0 et de $\tilde{r}$, alors, pour ε_d modéré, K_i est systématiquement un ordre de grandeur plus grand que celui du signal de perturbation.

Enfin, dans le schéma de la figure 5.3, les filtres passe-haut et passe-bas, de fréquences de coupure respectives f_{PH} et f_{PB}, sont représentés par des filtres du 1er ordre par souci de simplicité, mais des filtres d'ordre supérieurs peuvent être également utilisés.

Sachant que la CES dépend de l'estimation de la dérivée de la sortie du système pour la fluctuation de ses paramètres d'entrée, il est primordial de conserver la dynamique du signal de perturbation dans les bandes passantes des filtres utilisés pour les blocs $\mathcal{D}$ et $\mathcal{F}$ (Tan et al., 2010). Les bandes passantes des filtres respectent donc la relation suivante (Tan et al., 2010) (avec $f_d = {}^{\omega_d}/_{2\pi}$) :

$$f_{PB} > f_d > f_{PH} \tag{5.7}$$

Comme les EVs utilisées ont besoin d'une pression minimale pour fonctionner (en particulier à très haute fréquence ($f \sim 1$ kHz), cf. partie 2 au chapitre 1), on impose une saturation basse de la consigne de pression P_i dépendant de la fréquence d'actionnement.

Le schéma de CES monovariable à la figure 5.3, pourra être modifié pour appliquer la CES multivariable de la section 3. Pour cela, toutefois, il faudra dupliquer autant de boucles de CES qu'il y aura de paramètres variables en ajustant les domaines fréquentiels d'excitation ainsi que les fréquences de coupure des filtres.

Dans la suite de ce chapitre, l'implémentation de méthodes de contrôle de traînée par CES suivra l'organisation du tableau 5.1. Dans tous les cas testés pour la CES dans ce chapitre, les quatre côtés du culot sont activés et utilisent soit une fréquence commune f soit des fréquences spécifiques pour chaque côté et qui seront alors précisées alors dans chaque partie. La pression d'alimentation P_i est toujours commune aux quatre côtés du culot.

	CES monovariable		CES multivariable				
Paramètre(s) optimisé(s)	f	P_i	$(f,\ P_i)$		Multi fréquences		
Composante $\mathcal{M}_k$	$\mathcal{M}_p$	$\mathcal{M}_p$	$\mathcal{M}_p$ et $\mathcal{M}_e$		$\mathcal{M}_p$ et $\mathcal{M}_e$		
V_∞ (m/s)	35	35	35	de 20 à 40	35	35	35
β (°)	0	0	0	0	0	0	1.7
Section	2.1	2.2	3.1	4	E.5	3.2.i	3.2.ii

Tableau 5.1 – Organisation des résultats d'essais de CES du chapitre 5.

2 Cas monovariable

On teste ici l'algorithme de commande par extremum seeking monovariable décrit par la figure 5.3 pour optimiser indépendamment les paramètres de commande des jets pulsés : f et P_i (RC est toujours fixe et vaut 0.5). Les tests présentés dans cette partie ont tous été réalisés à une vitesse d'écoulement $V_\infty = 35$ m/s en soufflerie. Les paramètres utilisés dans les cas expérimentaux présentés dans cette section sont résumés en annexe E.6 dans le tableau T.1.

2.1 Recherche d'optimum de fréquence d'actionnement f

Dans ce premier cas de CES monovariable, on cherche l'optimisation de fréquence d'actionnement f pour les quatre côtés de la maquette. La pression d'alimentation P_i est fixée à 0.25 MPa.

La fonction de coût Π_e utilisée dans cette section ne dépend que de la pression au culot selon l'équation (5.4) rappelée ci-dessous :

$$\Pi_e = \mathcal{M}_p\,, \quad \alpha_p = 1 \tag{5.8}$$

La figure 5.4(c) présente l'évolution de la fréquence de contrôle à partir de deux fréquences d'actionnement initiales $r_0 = f_0$ égales respectivement à 100 Hz (repère ①) et à 500 Hz (repère ②). Les flèches de couleur y indiquent le commencement (↑) et l'arrêt du contrôle (↑). Lors de l'arrêt du contrôle, la CES est réinitialisée aux paramètres de commande initiaux. De plus, il est possible de réinitialiser la CES au milieu d'une phase de contrôle (symbolisée par une ligne verticale (¦).

Les résultats présentés à la figure 5.4 montrent que :

- La durée de transition dépend fortement de la condition initiale imposée à l'algorithme. Pour $f_0 = 500$ Hz, la convergence se produit en quelques secondes, beaucoup plus rapidement que dans le cas où $f_0 = 100$ Hz (~ 50 s.)
- La fréquence moyenne obtenue pour les deux cas de convergence, $\overline{f} = 387$ Hz (①) et $\overline{f} = 381$ Hz (②), est quasiment identique. Elle se situe dans la zone de résonance

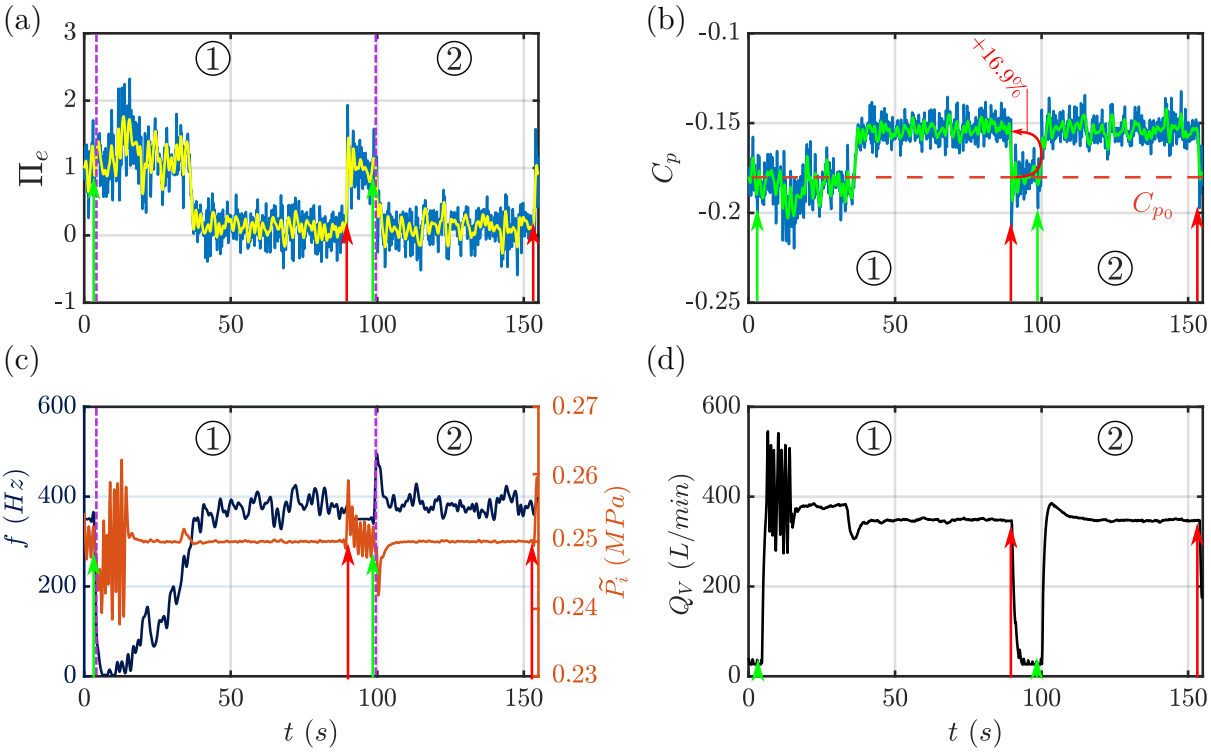


FIGURE 5.4 – Réglage de la fréquence f par CES à partir de deux valeurs initiales : $f_0 = 100$ Hz ①, et $f_0 = 500$ Hz ② : (a) Π_e (filtré à 2 Hz (—) et filtré à 0.5 Hz (—)) ; (b) C_p (mêmes filtrages qu'en (a)) et valeur moyenne sans contrôle C_{p_0} (- -) ; (c) fréquence d'actionnement f appliquée aux EVs des quatre côtés (—) et pression P_i (—) ; (d) débit volumique (—).

R_1 du système pneumatique connecté aux EVs (voir définition en partie 3.2 du chapitre 2).

On peut suivre l'effet de l'adaptation de la fréquence d'actionnement sur la fonction de coût Π_e dans la figure 5.4(a). On y voit notamment que Π_e passe d'une valeur autour de 1 dans le cas sans contrôle, et au début de l'actionnement, puis arrive à une valeur proche de 0 lorsque la fréquence d'actionnement est stabilisée.

De la même façon, le coefficient moyen de pression au culot C_p (figure 5.4(b)) augmente grâce au réglage de f et atteint -0.153 en moyenne sur les 20 dernières secondes de la section ①, soit une amélioration de 16.9 % par rapport à la référence sans contrôle. Ce gain se retrouve également à la fin de la section ② ($\eta = 16.4\,\%$).

Par ailleurs, on peut noter avec la figure 5.4(d) que lorsque f est stabilisée, le débit moyen du contrôle est plus faible que pendant les phases transitoires. Cela est particulièrement visible sur la convergence depuis $f_0 = 100$ Hz .

La commande par extremum seeking utilise seulement l'hypothèse qu'un optimum de Π_e dépendant de f existe. Sans nécessiter de caractérisation en boucle ouverte de l'actionnement, la CES a permis de trouver le domaine de résonance R_1 comme actionnement optimal pour un contrôle simultané et synchrone des quatre côtés du culot. Dans les

essais en boucle ouverte de la partie 4.4 au chapitre 2, les fréquences de 387 et de 381 Hz n'avaient pas été choisies pour l'exploration en boucle ouverte mais il semble qu'elles permettent d'obtenir des gains en pression au culot comparables avec ceux obtenus par le balayage de paramètres de commande réalisé alors. En effet, en se référant à la figure 2.30 de la partie 4.4 du chapitre 2, on trouve des gains en pression au culot de :

- 16.6 % en boucle ouverte avec $f = 350$ Hz et $P_i = 0.25$ MPa ($C_\mu = 3.37 \times 10^{-2}$), et
- 16.9 % par CES avec $\overline{f} = 387$ Hz et $P_i = 0.25$ MPa ($C_\mu = 3.22 \times 10^{-2}$).

On remarque toutefois que la fréquence obtenue par CES fluctue. Cela est dû, d'une part aux perturbations sur les mesures de pressions, d'autre part à la perturbation virtuelle sinusoïdale appliquée sur la fréquence qui modifie toujours la valeur de f même après la stabilisation de sa valeur moyenne dans R_1.

Également, la relation $\Pi_e = g(u)$ pourrait dessiner un bassin *aplatit* (en comparaison avec le schéma de la figure 5.2) permettant d'utiliser une grande variété de fréquences pour le contrôle en minimisant tout de même Π_e.

Ensuite, les fluctuations importantes de la pression d'alimentation P_i en l'absence d'actionnement ou lorsque la fréquence est très basse (cf. figure 5.4(c)) proviennent des paramètres du PID et du régulateur de pression du réservoir dans la maquette. En effet, la régulation de P_i fait apparaître des fluctuations lorsque les débits sont faibles ou sporadiques (cas où f est faible), car les paramètres du système de régulation PID sont choisis pour maintenir une pression stable dans le réservoir en cas de débit d'air important.

Enfin, la convergence de l'algorithme de CES vers $f \in R_1$ a été obtenue par plusieurs tests effectués depuis des fréquences initiales f_0 basses ($\leq R_1$). En revanche, lorsque la fréquence initiale est supérieure à 500 Hz, pour l'actionnement des quatre côtés de la maquette à P_i fixe, la CES de f peut converger vers les hautes fréquences de la résonance R_3. Comme visible dans la partie 4.4 du chapitre 2, il existe deux minima locaux de γ_p lors du contrôle pulsé synchronisé des quatre côtés de la maquette. Il est donc possible que la CES converge vers l'un des deux optima selon l'état du sillage ou les conditions initiales.

La figure 5.5 illustre la variabilité de la fréquence limite obtenue par CES dans le cas où $f_0 = 700$ Hz. En effet, ici, pour trois essais de convergence à partir de cette fréquence initiale, deux ont convergé vers la résonance R_1 et un vers la fréquence de 974 Hz qui correspond au domaine de résonance R_3.

On précise que le domaine d'anti-résonance R_2 n'a aucune force d'attraction, car il ne présente pas de gains en pression au culot aussi importants que les résonances R_1 et R_3 (se reporter à la partie 3.2 du chapitre 2 pour la définition des domaines de résonance).

La figure 5.5(d) montre une évolution différente du débit selon la valeur de la fréquence. D'une part, les actionnements à très haute fréquence pour $P_i = 0.25$ MPa

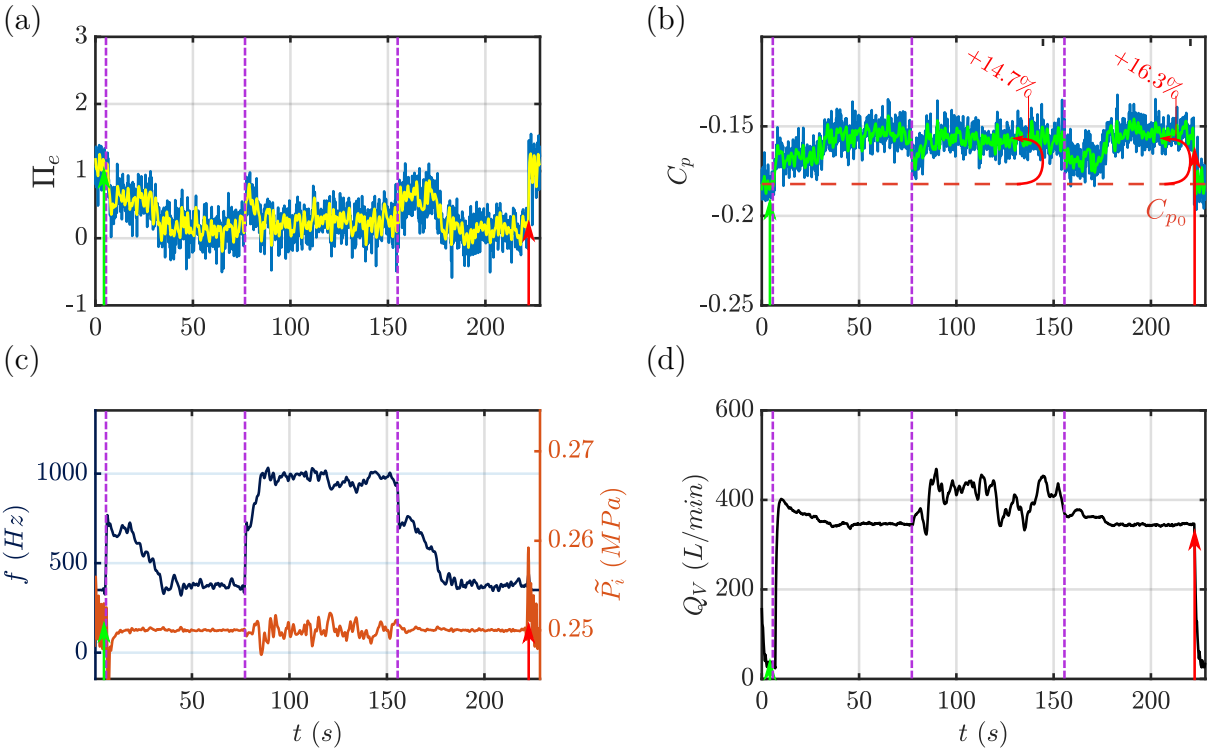


FIGURE 5.5 – Réglage de la fréquence des jets par CES à partir $f_0 = 700$ Hz. La nomenclature (types de graphique et couleurs) est identique à celle de la figure 5.4.

nécessitent des débits d'air plus importants que pour les autres fréquences d'actionnement (voir figure 2.19 à la partie 3.3 du chapitre 2). Ces débits plus importants provoquent des variations de $\tilde{P}_i$ observables à la figure 5.5(d) que la régulation de pression du réservoir interne ne peut corriger rigoureusement.

Les différences de fréquence d'actionnement obtenues par CES et donc de débit des EVs conduisent à des gains en pression au culot et des rendements de contrôle différents. Comme présenté dans le tableau 5.2, l'actionnement dans le domaine R_1 conduit à un rendement supérieur de 10 % par rapport au rendement pour l'actionnement dans R_3.

En se référant à nouveau à la figure 2.30 (chapitre 2), on peut voir que les rendements obtenus par la commande par extremum seeking pour une pression d'alimentation fixe à $P_i = 0.25$ MPa sont similaires aux rendements enregistrés lors des explorations en boucle ouverte. La CES permet toutefois d'identifier des domaines de fonctionnement des actionneurs de manière automatique et rapide grâce à l'usage de la boucle fermée.

Caractéristique	$\overline{f}$ (Hz)	P_i (MPa)	$-\Delta\gamma_p$(%)	$\overline{Q_V}$ (L/min)	η (%)
R_1	376	0.25	16.3	345.5	31.6
R_3	974	0.25	14.7	410.6	23.9

TABLEAU 5.2 – États obtenus lors du réglage de f par CES monovariable avec activation des quatre côtés de la maquette à $V_\infty = 35$ m/s, et pour le critère énergétique $\Pi_e = \mathcal{M}_p$ (voir équation (5.8)).

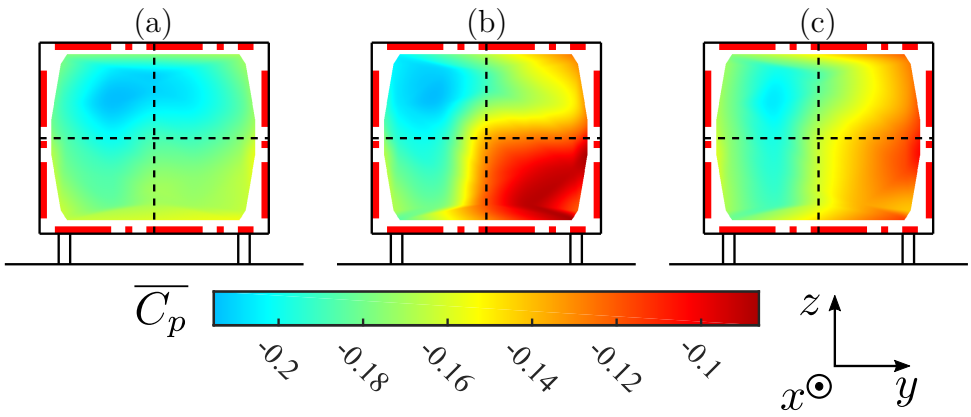


FIGURE 5.6 – Champs de pression au culot pour $P_i = 0.25$ MPa : (a) Cas naturel non contrôlé ; (b) Cas après stabilisation de f dans la R_1 ($\overline{f} = 376$ Hz) ; (c) Cas après stabilisation de f dans la R_3 ($\overline{f} = 974$ Hz).

La figure 5.6permet de comparer les champs de pression au culot (hautes pressions en rouge et de basses pressions en bleu). On note la large zone en surpression apparaissant dans le meilleur cas, contrôlé dans la R_1, par rapport au cas contrôlé dans la R_3.

Dans les trois cas illustrés, le sillage n'est pas symétrique ni selon la direction $\overrightarrow{y}$, ni selon la direction $\overrightarrow{z}$ comme observé également lors du contrôle en boucle ouverte avec les quatre côtés de la maquette synchronisés (voir annexe B.4 pour plus de détails).

Compte tenu des résultats obtenus au chapitre 4 lors du contrôle de la symétrie du sillage, il serait sans doute intéressant de coupler la commande par extremum seeking au contrôle de symétrie afin d'essayer d'obtenir une réduction supplémentaire de la traînée de pression. Ce mode de contrôle de traînée est étudié à la section 3 du chapitre 6.

2.2 Recherche d'optimum de pression d'alimentation P_i

En basant à nouveau la fonction de coût Π_e sur la seule pression au culot (réduction de γ_p) selon l'équation (5.8), on utilise maintenant la commande par extremum seeking pour optimiser la pression d'alimentation P_i en utilisant une fréquence d'actionnement f fixe. On utilise à nouveau une vitesse d'écoulement $V_\infty = 35$ m/s.

Les résultats expérimentaux de deux essais de CES pour l'optimisation de P_i sont présentés à la figure 5.7.

Pour le cas (a), $f = 550$ Hz $\in R_2$, et pour le cas à (b), $f = 975$ Hz $\in R_3$. Comme l'actionnement des quatre côtés de la maquette ActivROAD dans les fréquences de R_2 présente de faibles gains en termes de recompression du sillage, le cas (a) teste les capacités de la CES à obtenir des gains intéressants même dans le cas d'une fréquence fixe non optimale. Dans les deux cas de convergence, la pression d'alimentation initiale P_{i_0} est fixée à 0.16 MPa. Les graphiques de la figure 5.7 présentent la pression $\tilde{P}_i$ mesurée dans le réservoir tandis que la CES règle la consigne de régulation P_i de cette pression.

En se référant à la cartographie des gains en termes de pression au culot présentée

en figure 2.28 (voir section 4.4 du chapitre 2), on peut s'attendre à ce que la commande par extremum seeking sélectionne les pressions d'alimentation les plus grandes possibles. Dans notre cas, pour ne pas risquer d'utiliser des pressions trop grandes pour les EVs, une saturation de P_i est fixée à 0.45 MPa.

Plusieurs différences dans la dynamique de convergence sont observables entre les deux cas de la figure 5.7.

Tout d'abord, la convergence de P_i dans le cas (a) ($f \in R_2$) est plus régulière que le cas (b) ($f \in R_3$). On observe bien pour (a) une croissance régulière de P_i jusqu'à atteindre la saturation de P_i à 0.45 MPa.

On note en revanche que pour la fréquence $f = 975$ Hz, en (b), la pression évolue très vite dans les premières secondes après l'activation de la commande par extremum seeking puis chute. On observe un pic du débit volumique Q_V qui correspond à cet effet dynamique.

Il est possible que la montée subite en pression ait généré un débit d'air très important durant un temps très bref à cause du phénomène de résonance. Le système de régulation de la pression P_i n'a alors pas régulé suffisamment vite la pression dans le réservoir. Cela a conduit à une chute de la pression dans le réservoir et ensuite à une phase de remplissage du réservoir comme le montre l'étalement du pic de débit jusqu'à $t = 35$ s environ. Passé cet effet dynamique, P_i a augmenté plus graduellement jusqu'à la pression de saturation.

On peut remarquer que cet effet de surpression au lancement du contrôle a permis de diminuer très rapidement le paramètre Π_e par rapport au cas à (a). Cet effet particulier est permis par le phénomène de résonance apparaissant dans le domaine fréquentiel de la R_3 et au grand débit enregistré pour l'activation des EVs à haute fréquence à pression réduite. Il s'agit donc d'un effet dynamique propre au système d'actionnement utilisé qui pourrait être employé pour accroître la rapidité de convergence de l'algorithme de commande par extremum seeking en provoquant volontairement un pic de pression d'actionnement au démarrage de l'algorithme. Cette approche pourrait toutefois se révéler non optimale en terme de bilan énergétique pour un véhicule.

Ensuite, les deux cas de la figure 5.7 présentent une différence de débit une fois la pression P_i stabilisée. À $f = 550$ Hz (graphiques (a)) le débit oscille autour de 400 L/min, et, à $f = 975$ Hz (graphiques (b)) le débit diminue au fur et à mesure que la pression P_i augmente. Cet effet vient également du fonctionnement des EVs à haute fréquence (voir la cartographie des débits des EVs en figure 2.19, partie 3.3 du chapitre 2). En effet, à très hautes fréquences, les EVs présentent un fort débit aux basses pressions explicable par le fait qu'elles sont utilisées à la limite de leur plage de fonctionnement. Cela entraîne notamment des phases de soufflage plus longues comme le montre la figure 2.17, section 3, même pour un rapport cyclique d'actionnement fixé à 0.5.

Dans le cas (b), à $f = 975$ Hz, on peut noter que le coefficient C_p varie peu entre le

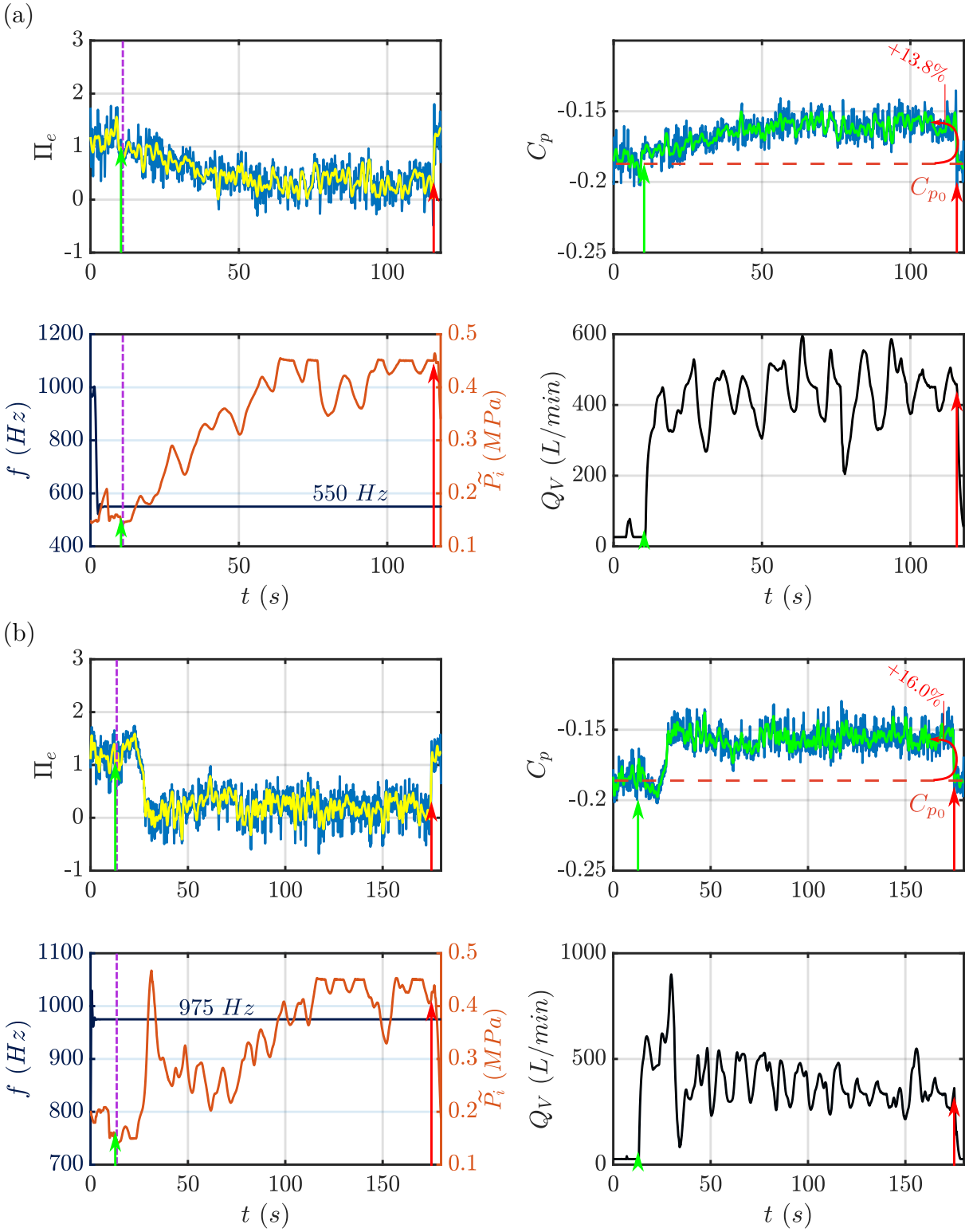


FIGURE 5.7 – Réglage de P_i par CES à partir de $P_{i_0} = 0.16$ MPa pour deux fréquences d'actionnement différentes : (a) à 550 Hz ; (b) à 975 Hz. L'organisation et les couleurs sont identiques à celles décrites en figure 5.4.

début de la convergence de P_i et l'état final. En revanche, comme le débit diminue lorsque P_i augmente, le rendement de l'actionnement est amélioré.

Finalement, le calcul du rendement énergétique η pour les deux états obtenus par commande par extremum seeking donne :

- à 550 Hz : $\eta = 12.1\%$ avec une recompression $-\Delta\gamma_p = 13.8\%$
- à 975 Hz : $\eta = 18.1\%$ avec une recompression $-\Delta\gamma_p = 16.0\%$

Ces gains en pression relevés lors des essais de commande par extremum seeking pour les fréquences de 550 Hz et 975 Hz à P_i variable sont cohérents avec ceux reportés sur la cartographie à la figure 2.28, partie 4.4 du chapitre 2. Cependant, le cas à 975 Hz présente un rendement énergétique bien plus élevé que ceux donnés par la cartographie de η en figure 2.29 (même partie, chapitre 2) pour les mêmes paramètres de commande. Des mesures complémentaires en boucle ouverte pourraient être réalisées afin d'augmenter la précision de ces cartographies et de mieux comprendre le fonctionnement des EVs à très haute fréquence et très haute pression.

En conclusion, le réglage de la valeur de pression d'alimentation par commande par extremum seeking a pu être validé pour les fréquences des domaines R_2 et R_3. En employant une fonction de coût Π_e basée uniquement sur la pression au culot, P_i croit jusqu'à une valeur de saturation haute, en accord avec les cartographies de gains de pression au culot réalisées auparavant (cf. partie 4.4 du chapitre 2).

Dans le cas du réglage de P_i par CES lorsque $f = 350$ Hz ($\in R_1$) pour un actionnement synchronisé des quatre côtés de la maquette, et pour une fonction de coût concentrée sur la seule augmentation de pression au culot, la technique de CES à un paramètre a des performances variables. En effet, l'action des jets des quatre côtés du culot à cette fréquence d'actionnement fournit une bonne recompression à l'arrière de la maquette ActivROAD pour la majorité des pressions P_i utilisables. Ce phénomène est semblable à ce qui se passe dans le cas des graphiques de la figure 5.7(b) à $f \in R_3$ après le pic de soufflage en plus accentué. Néanmoins, pour $f = 350$ Hz, les fluctuations de P_i provoquent des gradients de Π_e tellement faibles que l'algorithme de CES ne converge pas systématiquement vers la pression maximale utilisable par les EVs. Plus de détails sur ce phénomène sont présentés en section E.2.

2.3 Bilan de l'étude monovariable

Ces résultats montrent la capacité de la commande par extremum seeking à optimiser le système d'actionnement fluidique de la maquette ActivROAD et la possibilité de contrôler le système d'actionnement par jets pulsés sans avoir à exécuter de caractérisation des paramètres de commande en boucle ouverte, pour un type d'écoulement donné au préalable.

Pour un actionnement synchronisé des quatre côtés de la maquette et une fonction de coût basée uniquement sur la minimisation de γ_p, on a pu valider la CES monovariable en obtenant :

- des fréquences d'actionnement optimales cohérentes avec les données mesurées en boucle ouverte : on retrouve deux zones d'attractivité de f qui correspondent aux résonances R_1 et R_3.
- une pression d'alimentation P_i très grande qui maximise la modification de la forme du sillage et la recompression sur le culot (voir partie 4.1 du chapitre 2) pour une fréquence d'actionnement donnée.

De plus, l'étude de la CES permet d'observer les effets des conditions initiales sur les paramètres optimaux de commande identifiés. En particulier, il semble que de hautes valeurs de P_i au début de la recherche de minimum peuvent favoriser une convergence plus rapide des paramètres de commande (cf. figure 5.7(b)). Cependant, l'augmentation de la pression d'alimentation P_i accroît la consommation énergétique de l'actionnement ce qui réduit le rendement énergétique du contrôle.

Pour les essais présentés jusqu'ici, la fonction de coût Π_e ne prenait pas en compte l'énergie investie dans le contrôle. Cette particularité fait que les contrôles maximisant la réduction de dépression au culot étaient systématiquement sélectionnés. En revanche, cette fonction de coût simple présente des limites du point de vue de la convergence de P_i à 350 Hz et ne permet pas de distinguer clairement les actionnements pour des fréquences dans R_1 et dans R_3 qui présentent pourtant des débits d'actionnement et des rendements énergétiques très différents.

Il semble donc nécessaire de modifier Π_e pour viser l'optimalité énergétique et définir les paramètres de contrôle assurant un compromis entre gain en traînée optimal et moindre coût énergétique. La partie suivante s'intéresse alors à la technique de commande par extremum seeking dans des cas d'optimisation multivariables grâce à une fonction de coût Π_e constituée des composantes $\mathcal{M}_p$ (5.4) et $\mathcal{M}_e$ (5.5).

3 Cas multivariable

Comme étudié dans la partie précédente, l'algorithme de commande par extremum seeking peut régler la fréquence d'actionnement et la pression d'alimentation afin d'augmenter de la pression au culot de la maquette ActivROAD plongée dans un écoulement aligné à grande vitesse sans nécessiter de caractérisation préalable des actionnements en boucle ouverte. Le but de cette partie est de présenter maintenant des essais de réglage simultané de plusieurs paramètres de commande par CES dans les mêmes conditions expérimentales.

Les essais qui vont être présentés ici sont des tests exploratoires visant à démontrer la possibilité de convergence de *deux et trois* paramètres de commande vers des valeurs produisant un contrôle de traînée efficace sans caractérisation préliminaire des écoulements turbulents concernés.

Il est possible d'effectuer un contrôle avec un nombre plus important de paramètres indépendants, toutefois la complexité d'implémentation expérimentale de ces recherches d'extrema augmente drastiquement à l'ajout de chaque paramètre (réglage des fréquences de filtrages, des gains du contrôleur ...). À notre connaissance, il n'y a pas d'exemples d'implémentation de contrôle par extremum seeking à plus de deux paramètres pour les corps non profilés en écoulement turbulent (Brackston et al., 2016b).

Cette partie permet aussi d'introduire l'utilisation de fonctions de coût à plusieurs composantes comme présenté dans le tableau 5.1.

Les paramètres utilisés dans les cas expérimentaux présentés dans cette section sont résumés en annexe E.6 dans le tableau T.2.

3.1 Optimisation simultanée de f et de P_i

On conserve une vitesse d'écoulement $V_\infty = 35$ m/s, soit un nombre de Reynolds $Re_H = 7 \times 10^5$, et l'activation synchronisée des quatre côtés du culot de la maquette ActivROAD, pour ces essais. On compare ici les expériences utilisant une fonction de coût $\Pi_{e,\,\alpha_e=0} = \mathcal{M}_p$ basée, uniquement sur la pression au culot, comme dans la partie 2.1 (cf. équation (5.8)), d'une part ; et, d'autre part, les expériences utilisant une fonction de coût à deux composantes comme suggéré par Beaudoin et al. (2006b) : $\Pi_{e,\,\alpha_e\neq 0}$ qui prend en compte l'énergie pneumatique investie dans le contrôle. Les deux fonctions de coût à minimiser sont définies selon :

$$\Pi_{e,\,\alpha_e=0} = \alpha_p \times \mathcal{M}_p \ , \ \alpha_p = 1 \ , \ \alpha_e = 0 \tag{5.9}$$

$$\Pi_{e,\,\alpha_e\neq 0} = \alpha_p \times \mathcal{M}_p + \alpha_e \times \mathcal{M}_e \ , \ \alpha_p = 1 \ , \ \alpha_e \neq 0 \tag{5.10}$$

La définition de $\Pi_{e,\,\alpha_e\neq 0}$ vise à utiliser la CES pour augmenter la pression au culot tout en limitant l'énergie pneumatique engagée dans le contrôle. Une valeur trop importante de α_e par rapport à celle de α_p n'est toutefois pas recommandée, car elle pourrait conduire à l'arrêt de l'actionnement où aucune énergie n'est impliquée. On utilisera donc le plus souvent : $\alpha_p = 1$ et $0 \leq \alpha_e < \alpha_p$.

De plus, comme il faut assurer le fonctionnement correct des électrovannes malgré la réduction possible de P_i, on conserve la consigne de valeur minimale de P_i introduite en section 1.3 de ce chapitre.

f_0 (Hz)	P_{i_0} (MPa)	$\longmapsto R_?$	α_e	Δt (s)	$\overline{f}$ (Hz)	$\overline{P_i}$ (MPa)	$-\Delta\gamma_p$ (%)	η (%)
100	0.16	R_1	0	~ 30	398.6	0.31	17.1	23.1
			0.7	~ 60	370.5	0.18	16.3	47.9
700	0.20	R_1	0	~ 40	387.7	0.42	18.3	14.7
	0.16		0.7	~ 110	379.8	0.17	16.0	54.8
	0.20	R_3	0	~ 30	1015.2	0.38	14.6	17.8
	0.16		0.7	~ 60	921.6	0.22	13.2	25.7

Tableau 5.3 – Paramètres de commandes obtenus par CES à deux paramètres pour les fonctions de coûts $\Pi_{e,\,\alpha_e=0}$ (en gris) et $\Pi_{e,\,\alpha_e=0.7}$ (en noir) et gains en pression au culot et rendement d'actionnement. Δt désigne ici le temps de convergence approximatif de l'algorithme de CES.

Le tableau 5.3 résume les états du contrôle et de la pression au culot (par $-\Delta\gamma_p$) obtenus après convergence de l'algorithme de CES pour deux valeurs de α_e : $\alpha_e = 0$ et $\alpha_e = 0.7$. On atteste de la convergence lorsque le paramètre Π_e semble atteindre une asymptote (voir illustrations en annexe E.4 pour plus de détails). La détermination de la fin d'une convergence reste cependant peu précise dans les conditions expérimentales utilisées pour ces essais. Les valeurs de temps de convergence approximatifs Δt et les rendements énergétiques η pour les états stabilisés sont donc donnés à titre indicatif. La répétition de ces essais de contrôle, qui n'a pas été permise durant le temps alloué à la thèse, permettrait de donner des temps de convergences et des niveaux de performances quantitatifs.

Malgré tout, on peut voir dans le tableau 5.3 que les valeurs de pression d'alimentation P_i *finales* sont nettement plus faibles pour les cas où $\Pi_{e,\,\alpha_e\neq 0}$ est minimisé, que pour les cas avec $\alpha_e = 0$. Ces valeurs de pression d'alimentation montrent bien que la CES peut prendre en compte le coût énergétique du contrôle pour régler la pression d'alimentation des EVs. On note ainsi une nette amélioration des rendements η grâce à la réduction de P_i.

La figure 5.8 propose une comparaison des évolutions de Π_e et de C_p pour les différents cas du tableau 5.3. On a séparé les convergences enregistrées pour $\alpha_e = 0$ en (a) et celles pour $\alpha_e = 0.7$ en (b). Comme en témoignent les échelles temporelles, les

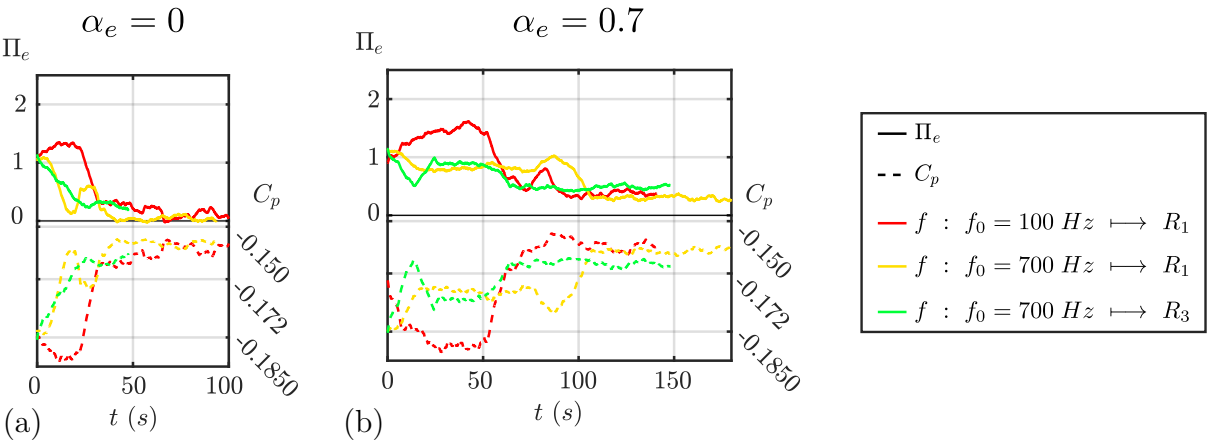


FIGURE 5.8 – Convergences des fonctions de coût Π_e et de C_p pour les cas de commande par extremum seeking à deux paramètres.

transitions de la fonction de coût Π_e et de C_p sont plus rapides dans le cas (a) que dans le cas (b).

On note sur la figure 5.8 une évolution systématiquement différente pour les courbes rouges (—) correspondant aux cas de fréquence initiale $f_0 = 100$ Hz.

Au démarrage de la CES, Π_e se maintient à des valeurs proches du cas non actionné. Ce phénomène a été confirmé par plusieurs observations expérimentales. Il vient du fait que pour des pressions initiales basses, ici $P_{i_0} = 0.16$ MPa, et des fréquences d'excitation $f_0 < R_1$, la modification des jets d'air engendre des gradients faibles de Π_e que la CES ne peut exploiter rapidement.

Comme on obtient des pressions d'alimentation plus importantes dans le cas de $\Pi_{e,\alpha_e=0}$ (cf. tableau 5.3), et que ces augmentations moyennes de P_i permettent d'atteindre une stabilisation de f plus rapide, il est probable que les gradients de Π_e soient affectés par l'augmentation de la force des jets.

Les essais de réglage de f et P_i en simultané montrent la relation entre la pression d'alimentation au démarrage de la CES et le temps nécessaire à la stabilisation de f dans R_1 ou R_3 (voir illustrations en annexe E.4 pour plus de détails).

De ce fait, pour de contrôle synchronisé des quatre côtés de la maquette, la fréquence f d'actionnement semble être est le facteur principal de réduction de la traînée de pression. Des valeurs suffisantes de P_i semblent néanmoins nécessaires à l'optimisation de f en un temps réduit.

Résumons maintenant les résultats obtenus avec la CES des paramètres d'actionnement des jets pulsés de manière synchrone des quatre côtés de la maquette ActivROAD dans un écoulement aligné à 35 m/s :

- Pour $\Pi_e = \mathcal{M}_p$: les gains en pression au culot sont importants et comparables aux valeurs identifiées lors des explorations en boucle ouverte (voir figure 2.28 au chapitre 2). On obtient ici, au plus $-\Delta\gamma_p = 18.3\,\%$ pour un rendement $\eta = 14.8\,\%$.

- Pour $\Pi_{e,\,\alpha_e=0.7}$: la pression P_i est réduite ce qui a pour effet une diminution de l'énergie du contrôle et un allongement des durées de convergence de la fréquence pour les conditions initiales testées. Alors que le gain en pression au culot est légèrement réduit par l'ajout de la composante $\mathcal{M}_e$ dans la fonction de coût Π_e, la prise en compte de l'énergie investie dans le contrôle *double* les rendements énergétiques η (cf. tableau 5.3).

L'étude de la CES à deux paramètres a permis de voir que les paramètres de commande optimaux privilégient une fréquence d'actionnement dans R_1 et R_3 selon les conditions initiales de fréquence. En revanche, lors de l'utilisation de $\alpha_e \neq 0$, la CES tend vers la minimisation de l'énergie pneumatique, et de P_i, ce qui peut empêcher l'accès aux très hautes fréquences (qui requièrent une pression d'alimentation plus grande).

Cependant, il est probable que l'actionnement à très haute fréquence puisse efficacement agir sur des phénomènes rapides de la turbulence. Il est donc important de laisser la possibilité à la commande par extremum seeking de naviguer d'un attracteur fréquentiel à l'autre afin de potentiellement faire apparaître des comportements du sillage sous l'effet de l'actionnement pulsé qui n'auraient pas encore été identifiés. De tels comportements du système sous l'effet du contrôle pourraient être très enrichissants dans la recherche d'un actionnement efficace du sillage. Ils pourraient mener à une réduction de traînée performante et économe, mais aussi aider à comprendre des effets des conditions limites pour compléter les modèles locaux d'équations de la mécanique des fluides développés en section 2 du chapitre 2.

3.2 Découplage des deux fréquences latérales

Dans la lignée des études sur la symétrie du sillage et son contrôle (voir chapitres 3 et 2), on désire observer des effets de réduction des asymétries du sillage via l'utilisation de la CES.

En effet, la géométrie d'un corps d'Ahmed placé au-dessus d'un sol impose des conditions aux bords différentes pour les quatre côtés du culot. Si en configuration alignée ($\beta = 0°$), les côtés latéraux présentent les mêmes conditions limites, ce n'est pas le cas lors d'un vent transverse. De plus, pour toutes les directions d'écoulement, les côtés haut et bas sont soumis à des conditions différentes en fonction de la quantité d'air circulant librement sous la maquette. De ce fait, on est en mesure de se demander si un contrôle optimal de la pression au culot des véhicules ne devrait pas utiliser des modes de commande spécifiques à chaque côté.

Pour répondre à cette interrogation, la commande par extremum seeking pour optimiser différentes fréquences d'actionnement sur le culot de la maquette ActivROAD a été étudiée dans le cadre de nos travaux.

Tout d'abord un découplage des fréquences actionnements haut-bas et gauche-droit

a été réalisé en configuration alignée. L'exploitation de ces tests est reportée en annexe E.5. Ces expérimentations sont les premiers cas de CES à trois paramètres variables en simultané[1] réalisés sur un corps d'Ahmed à culot droit. Concrètement, ces essais préliminaires montrent des sensibilités différentes pour les deux fréquences laissées variables en fonction des conditions au bords s'appliquant sur les côtés de la maquette.

Cette application de la CES a permis le développement d'un mode de recherche d'extremum visant à différencier les fréquences d'actionnement à gauche et à droite pour une configuration de maquette *en dérapage*. L'effet du réglage de fréquences d'actionnement indépendantes entre la gauche et la droite par commande par extremum seeking est étudié dans les paragraphes de cette partie.

Tout d'abord, on test l'algorithme de commande par extremum seeking avec une fréquence d'actionnement à droite indépendante de l'actionnement à gauche dans des cas alignés puis en dérapage ($\beta = 1.7°$) pour une fonction de coût $\Pi_{e,\ \alpha_e=0.55}$ définie sur le modèle de l'équation (5.10) par :

$$\Pi_{e,\ \alpha_e=0.55} = 1 \times \mathcal{M}_p + 0.55 \times \mathcal{M}_e \tag{5.11}$$

La CES permet de régler la fréquence d'actionnement du côté gauche, f_G, et droit, f_D, de la maquette, ainsi que la pression d'alimentation des EVs P_i, soit en tout trois paramètres de contrôle, en simultané.

Suite aux analyses précédentes, on *fixe* l'actionnement des côtés haut et bas de façon synchronisée à 350 Hz. Cet actionnement correspond à celui qui aurait été obtenu par CES en regard des précédents essais (voir annexe E.5) et permettra de stabiliser le débit d'air sous pression facilitant l'usage de la CES pour les fréquences d'actionnement latérales.

Le cas de l'écoulement aligné est une validation de la démarche de CES pour les fréquences d'actionnement latérales. On s'attend à retrouver les mêmes fréquences d'actionnement optimales pour les deux côtés puisque les conditions d'écoulement sont identiques. Cependant, comme il existe des différences entre les EVs de chaque côté du culot, la CES pourrait aussi permettre d'identifier des paramètres de commandes asymétriques inédits.

De même, dans le cas en dérapage, on voudrait pouvoir observer la différenciation de la force des jets des côtés latéraux via une adaptation de la fréquence d'actionnement dans l'esprit des travaux de Garcia de la Cruz et al. (2017).

Les résultats de réglage indépendant des fréquences d'actionnement latéral par CES en configuration alignée sont présentés par la figure 5.9 et la mise en dérapage de la maquette est présentée par la figure 5.10, à partir de la ligne (¦). Le tableau 5.4 résume les

1. car P_i était aussi réglée par CES.

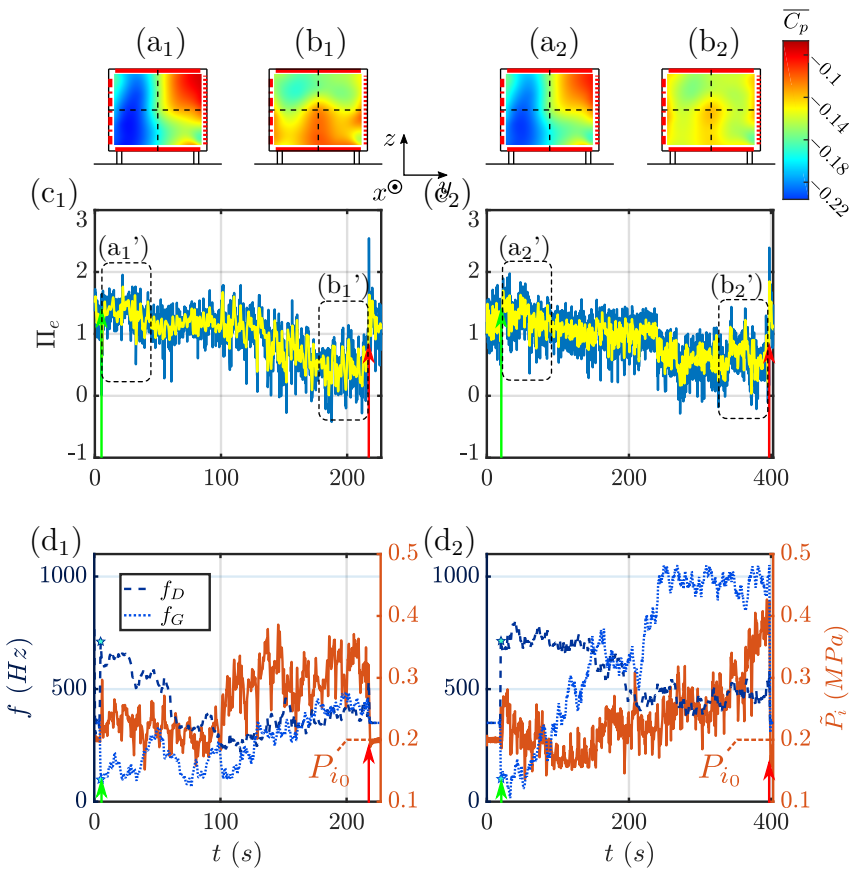


FIGURE 5.9 – CES de la fréquence d'actionnement à gauche f_G indépendamment de la fréquence à droite f_D et de P_i pour un écoulement aligné ($\beta = 0°$) et des conditions initiales différentes ($f_{G_0} = 100$ Hz $\neq f_{D_0} = 700$ Hz) : (a-b) champs de pression correspondant aux cadres (a-b'), (c) fonction de coût Π_e, (d) évolutions de f_D, f_G et P_i.

caractéristiques des états initiaux et finaux des paramètres de commande et de pression au culot obtenus pour ces cas de contrôle pour un écoulement à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$).

En écoulement aligné

Pour les cas en configuration exclusivement alignée (figure 5.9), les conditions initiales de la CES sont $f_{G_0} = 100$ Hz $\neq f_{D_0} = 700$ Hz et $P_{i_0} = 0.20$ MPa.

Les fréquences latérales montrent des comportements proches de ceux des essais de réglage par extremum seeking précédents : dans le cas 5.9(d$_1$), les deux fréquences se stabilisent dans R_1 tandis que dans le cas 5.9(d$_2$), f_G atteint 966.3 Hz ($\in R_3$) en moyenne et $\overline{f_D} = 484.2$ Hz (proche de R_1). La pression P_i suit globalement l'évolution des fréquences d'actionnement, mais semble avoir des durées de transition très longues, particulièrement dans le cas (d$_2$).

Pour ces deux cas présentés, les niveaux de Π_e atteints à la fin des transitions des fréquences d'actionnement sont comparables. Bien que les côtés haut et bas soient actionnés à fréquence fixe durant toutes les périodes de contrôle (encadrées les flèches ↑ et

↑), il faut attendre la stabilisation des fréquences d'actionnement latéral pour réduire Π_e significativement.

Les graphiques (a-b$_{1\text{ et }2}$) de la figure 5.9 présentent les niveaux de pression au culot obtenus sur les 40 premières et dernières secondes de la CES des essais 1 et 2. On remarque que la pression est augmentée en moyenne à la fin des essais et que les asymétries horizontales sont atténuées. La symétrie des niveaux de pression est d'ailleurs meilleure que dans le cas d'actionnement monovariable synchronisé des quatre côtés de la maquette (cf. figure 5.6). Le découplage des actionnements latéraux entre eux et par rapport à l'actionnement haut-bas génère donc un niveau de pression plus équilibré sur le culot de la maquette. Il semble donc que le découplage de la génération de jets puisse bien modifier le sillage et le rendre plus symétrique. De plus amples analyses de la structure du sillage et des déphasages des actionnements latéraux seraient nécessaires pour comprendre les phénomènes convectifs apparaissant pour les commandes par CES découplant les fréquences gauche et droite.

Enfin, l'évolution de P_i au delà de 0.30 MPa pour les essais de la figure 5.9 conduit à un rendement maximal de 22 % environ, inférieur aux 31.8 % obtenus dans le cas à $P_i = 0.25$ MPa de la section 2.1 (stabilisation de la fréquence d'actionnement des quatre côtés de la maquette dans la R_1 (cf. tableau 5.2)). Une augmentation de α_e pourrait alors être envisagée pour augmenter le poids de la dépense d'énergie dans la recherche de minimum de Π_e.

β (°)	f_1 (Hz)	P_{i_0} (MPa)	f_{D_0}	f_{G_0}	Fig.	$\overline{f_D}$	$\overline{f_G}$	$\overline{\tilde{P}_i}$	$-\Delta\gamma_p$ (%)	η (%)
0	350	0.20	700	100	5.9(a-d$_1$)	374.5	403.6	0.31	16.5	21.6
			700	100	5.9(a-d$_2$)	484.2	966.3	0.33	14.9	18.0
			100	100	5.10(b$_1$)	342.4	348.8	0.27	15.9	21.8
1.7	350	-	-	-	5.10(b$_2$)	403.1	378.3	0.29	22.0	30.8

Tableau 5.4 – Caractéristique des états obtenus par commande par extremum seeking pour le cas découplé de f_D et de f_G avec variation de P_i et $\alpha_e = 0.55$ pour le cas aligné et un cas en dérapage à $\beta = 1.7°$.

Cas en dérapage

Dans le cas de la figure 5.10, on effectue un dérapage de 1.7° à partir de la ligne (¦). La première partie de l'essai présente donc le réglage des fréquences d'actionnement latéral comme dans les paragraphes précédents (actionnement à fréquence fixe en haut et en bas notamment), mais pour des fréquences latérales initiales identiques : $f_{G_0} = f_{D_0} = 100$ Hz $< R_1$.

On note alors tout d'abord une accélération importante de la vitesse de transition des trois paramètres de commande variables entre les cas de la figure 5.9 ($\Delta t > 100$ s) et

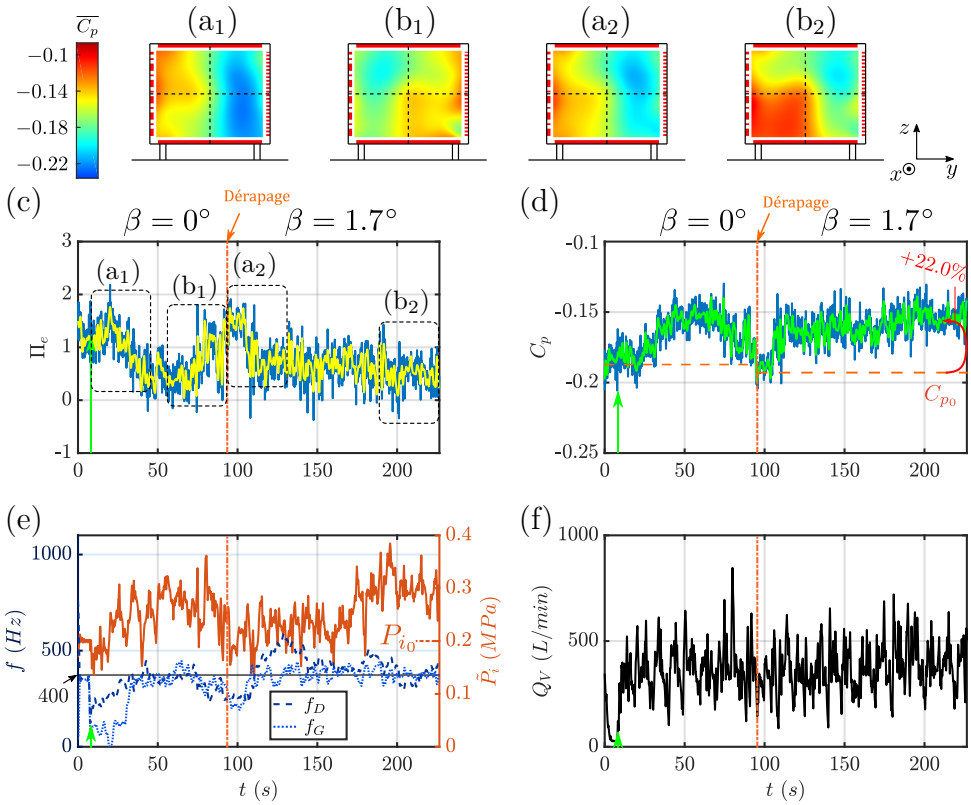


FIGURE 5.10 – Essai de CES des fréquences découplées à gauche et à droite et de P_i lors d'un dérapage à $\beta = 1.7°$: ($a_{1\text{ et }2}$) et ($b_{1\text{ et }2}$) champs de pression au culot obtenus au début (cadres ($a_{1\text{ et }2}$')) et à la fin des périodes de transition (cadres ($b_{1\text{ et }2}$')) (sur 40 s) ; (c) à (f) évolutions respectives de : (c) Π_e ; (d) C_p ; (e) paramètres de contrôle f_G, f_D et P_i (sachant que la fréquence des côtés haut et bas est fixe et vaut $f_1 = 350$ Hz) ; (f) le débit volumique Q_V.

celui de la figure 5.10 ($\Delta t < 60$ s).

Comme observé auparavant, l'augmentation suffisante de P_i semble conditionner la convergence des paramètres fréquentiels. Le cas de la figure 5.9(b_4) permet de proposer un mécanisme probable ralentissant la stabilisation des paramètres de commande : un couple de pression d'alimentation basse et de fréquence d'actionnement dans le domaine R_2 provoque de faibles gradients de Π_e qui ralentit la recherche de minimum. Ici, l'action des jets jusqu'à $t = 200$ s ne permet pas à l'algorithme de repérer le domaine R_1 comme pertinent pour le contrôle tant que que la pression $\tilde{P}_i$ est basse. Il faut attendre la montée de la pression dans le réservoir pour que la CES sélectionne une des résonances pour les fréquences latérales.

À l'opposé, pour les cas des figures 5.9(a_4) et 5.10, $\tilde{P}_i$ est systématiquement supérieure à 0.20 MPa, ce qui accélère les transitions des autres paramètres. Il est donc probable que, dans le cas où P_{i_0} serait plus importante, la convergence de l'algorithme serait fortement accélérée.

Dans la figure 5.10, avant le dérapage ($t = 80$ s), f_D et f_G diminuent suite à des variations rapide de $\tilde{P}_i$, ce qui réduit la performance du contrôle. Ces variations sont

causées par des instabilités du sillage et la CES qui induit la variation des paramètres de commande même après une stabilisation des paramètres de commande. En pratique, même après une stabilisation des paramètres de commande, la recherche d'extremum continue de faire varier P_i, f_G et f_D. Il est possible que ces dérives résultent du couplage des instabilités de l'écoulement et de ces variations de paramètres de commande. Une amélioration des réglages de la CES devrait éviter à ces instabilités d'affecter les états de commande stabilisés.

On se concentre maintenant sur le comportement de la CES lors du dérapage d'angle $\beta = 1.7°$ (voir définition en section 2, chapitre 1). Ce dérapage a pour effet de générer une zone dépressionnaire plus marquée sur la droite du culot (comme illustré en figure 5.10(a)).

La fonction de coût $\Pi_{e,\ \alpha_e=0.55}$ utilisée ici ne prend pas en compte le niveau de symétrie du sillage dans son calcul : elle n'a donc pas pour objectif de corriger les phénomènes bistables et asymétriques dans le sillage causés par le dérapage. Cependant, d'après les observations de la figure 5.9, on peut penser que le découplage des fréquences d'actionnement latéral entre elles pourrait conduire à corriger l'asymétrie du sillage.

Lors du dérapage (ligne (¦)), la CES est donc déjà activée et la déviation de la maquette modifie l'environnement autour du corps expérimental.

Pour les fréquences f_G et f_D, dans le graphique (c), après une évolution aux alentours de 500 Hz (de f_D), on observe la stabilisation des deux fréquences latérales autour de 400 Hz vers $t = 150$ s.

L'état de pression obtenu pour le jeu de paramètres de contrôle final est représenté dans le graphique (b_2). La répartition de pression est toujours asymétrique avec une zone en dépression à droite, mais on note une large zone de pressions rehaussées à gauche.

Le débit d'air utilisé par l'actionnement est globalement le même avant et après le dérapage. Comme les fréquences d'actionnement stabilisées sont proches de celles identifiées en cas aligné (voir courbes bleues sur la figure (e)), la CES n'a pas permis de distinguer des fréquences optimales différentes à appliquer aux côtés latéraux de la maquette dans le cas en dérapage.

Les données et les paramètres obtenus par commande par extremum seeking à la fin de l'essai en dérapage sont ajoutées au tableau 5.4. Alors que pour les cas alignés, l'augmentation de pression d'alimentation P_i provoque une réduction du rendement η, le cas en dérapage profite de cette pression élevée : η de 30.8 % pour le cas en dérapage contre au plus 21.8 % dans le cas aligné.

Malgré le fait que l'actionnement découplé entre les fréquences latérales lors du dérapage n'ait pas permis dans notre cas d'observer une distinction de fréquence et de force d'actionnement entre la gauche et la droite, la CES se montre satisfaisante en

termes de réduction de la dépression au sillage. Lors de cet essai de dérapage dynamique, on a pu voir que la recherche d'extremum fonctionne toujours malgré la modification de l'environnement autour du véhicule, et sélectionne des fréquences d'actionnement cohérentes pour la réduction de traînée de pression sans nécessiter de caractérisation de l'état du sillage en dérapage. En réalisant une moyenne de la valeur de η obtenue sur la totalité de l'essai de la figure 5.10 depuis l'activation de la commande par extremum seeking, on obtient un rendement moyen de 25 % sur l'actionnement pneumatique employé.

Ce rendement moyen se rapproche des rendements optimaux en dérapage (∼30 %) identifiés par les caractérisations en boucle ouverte et représentés par les flèches noires sur la figure 2.30 dans la partie 4.4 du chapitre 2. La CES présente alors bien une capacité à obtenir des rendements importants malgré des variations soudaines de l'environnement extérieur. bien que ces techniques sont donc prometteuses pour limiter les besoins en caractérisation préalable des effets des paramètres de commande en boucle ouverte pour une configuration d'écoulement donnée, nous essais montrent aussi un potentiel d'amélioration de la sensibilité de la méthode pour ajuster finement un actionnement asymétrique des côtés du culot de la maquette ActivROAD.

4 Robustesse pour une vitesse d'écoulement variable

Un des attraits des algorithmes auto adaptatifs comme l'extremum seeking réside dans sa possible utilisation pour différentes conditions environnementales sans avoir à modifier la structure et les paramètres de contrôle. Ainsi, ces algorithmes peuvent théoriquement trouver des valeurs pertinentes de paramètres de commande pour optimiser la métrique énergétique sélectionnée, quelles que soient les modifications de l'environnement du système. Dans notre cas, une variable externe déterminante pour la traînée est la vitesse de l'écoulement dans lequel est plongée la maquette. On s'intéresse donc ici à montrer la robustesse de la commande par extremum seeking dans le cas d'une vitesse d'écoulement variable.

On choisit d'utiliser la méthode de commande par extremum seeking pour le cas d'un actionnement synchronisé des quatre côtés de la maquette. On recherche l'optimal de fréquence f et de pression d'alimentation P_i pour une vitesse d'écoulement variable entre 20 m/s et 40 m/s à $\beta = 0°$.

Pour cette série de mesures, on fixe f_0 à 100 Hz et P_{i_0} à 0.20 MPa. De plus, pour ne pas avoir à modifier les paramètres de la CES multivariable lors des modifications de V_∞, la composante $\mathcal{M}_p$ est modifiée :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_p &= 1 \times \frac{C_p - C_{p,\, ref\ \ max}}{C_{p_0,\, ref} - C_{p,\, ref\ \ max}} \\ \text{avec} \quad & C_{p,\, ref\ \ max} = 0 \text{ et } C_{p_0,\, ref} = -0.18 \end{aligned} \tag{5.12}$$

En effet, alors que la composante $\mathcal{M}_e$ de la métrique Π_e sera globalement comparable entre deux vitesses V_∞ différentes, les valeurs moyennes de la pression au culot diffèrent entre un cas à 20 m/s et un cas à 40 m/s.

Pour tester la robustesse à la modification de la vitesse de l'écoulement de la technique de commande par extremum seeking, on utilise $\Pi_{e,\ alpha_e=0.55}$ (équation (5.11)) qui prend en compte l'énergie pneumatique de l'actionnement et la pression moyenne au culot de la maquette. Les paramètres utilisés dans pour cet essai sont résumés en annexe E.6 dans le tableau T.2.

La figure 5.11 présente les résultats obtenus à vitesse d'écoulement variable via la commande par extremum seeking à deux paramètres (f et P_i).

Dans le graphique (b) représentant les évolutions de Π_e, les phases de transition de vitesse ont été mises en valeur par des rectangles oranges.

Afin de mieux comprendre l'évolution de la fonction de coût durant l'essai, des

flèches sont ajoutées au graphique 5.11 (b).

Les flèches *inclinées* désignent les *convergences après la mise en route du contrôle* (marquée par les flèches (↕). Elles représentent la transition d'un état de contrôle peu favorable vers un état de contrôle minimisant Π_e.

Les flèches horizontales ($\longrightarrow$), désignent une période suivant un changement de vitesse d'écoulement et pour lequel la CES *s'adapte* à la nouvelle vitesse d'écoulement sans que les paramètres de commande soient réinitialisés.

Notons que les valeurs de Π_e sont concentrées autour de 1 à cause de la nouvelle définition de $\mathcal{M}_p$ (cf. équation (5.12)). On voit sur la figure 5.11(b) que Π_e a globalement la même dynamique à chaque démarrage de la CES : suite à l'activation des EVs, Π_e est systématiquement augmenté jusqu'à ce que la convergence des paramètres f et P_i soit terminée.

En revanche, lors des variations de V_∞ où l'algorithme n'est pas arrêté (transitoires $\longrightarrow$), Π_e est réduite rapidement après les fluctuations dues à l'adaptation à un nouveau régime d'écoulement. On peut remarquer à la figure 5.11(d), que pour toutes les vitesses d'écoulement, le temps nécessaire à la stabilisation de f et de P_i par CES ne dépasse pas 60 s, comme vu dans le cas à vitesse fixe (voir figure 5.8 en partie 3.1).

Le tableau 5.5 résumant les paramètres de commande à la fin de chaque convergence de l'algorithme montre que, pour toutes les vitesses testées, la fréquence f tend vers le domaine R_1. De plus, l'algorithme converge systématiquement vers des pressions P_i basses grâce à la prise en compte de l'énergie du contrôle dans le calcul de Π_e.

Le tableau présente aussi les gains en pression au culot et les rendements énergétiques η. On note que les gains $-\Delta\gamma_p$ décroissent lorsque la vitesse V_∞ augmente, mais que les rendements du contrôle augmentent tout de même. En réalité, η est proportionnel à V_∞^3 et il est donc possible d'obtenir des rendements plus grands pour un même gain en pression si la vitesse augmente et que l'énergie pneumatique investie est conservée.

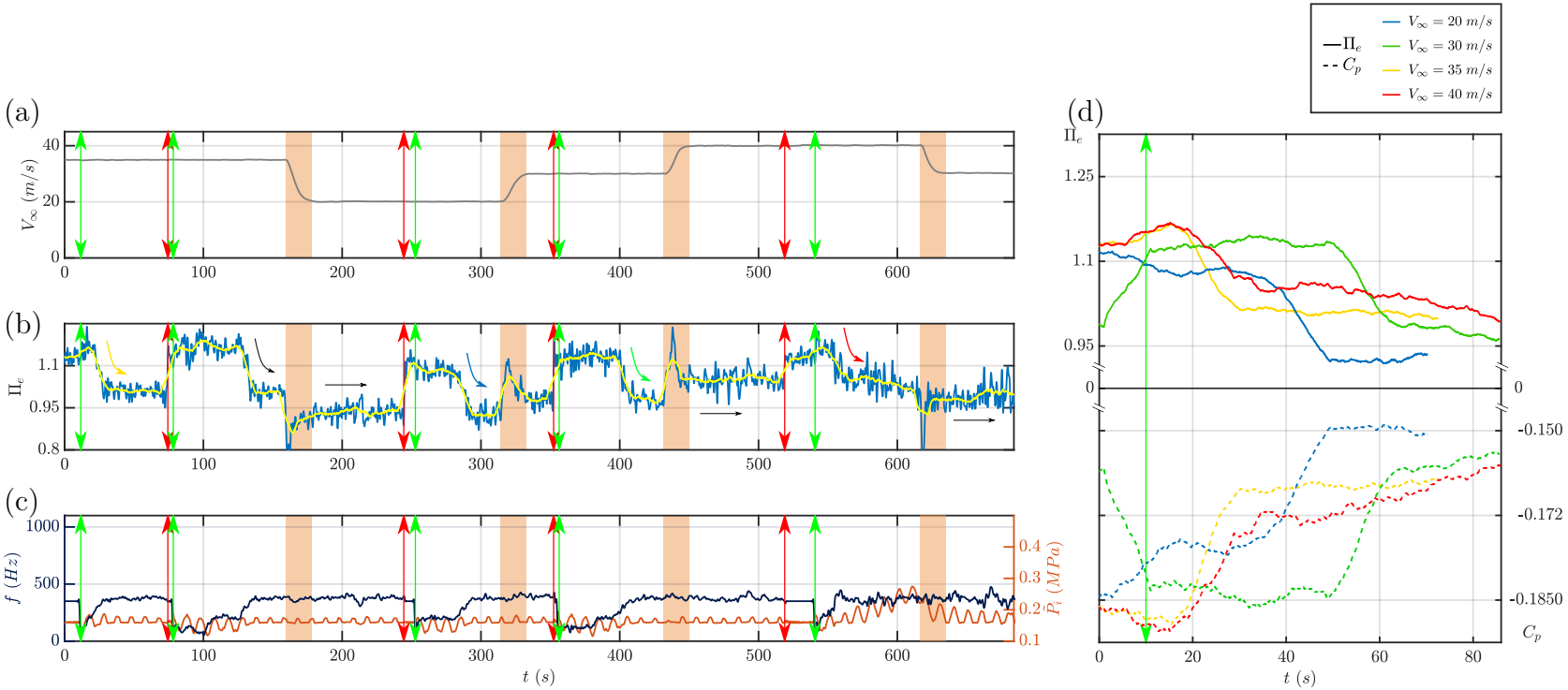


FIGURE 5.11 – CES pour des vitesses variables : (a) variations de V_∞ ; (b) fluctuations de Π_e : périodes de transition de V_∞ (rectangles oranges), (↕) lancements du contrôle, (↕) arrêts du contrôle ; (c) valeurs de f et P_i ; (d) Évolutions de Π_e et de C_p pour les transitions correspondant aux flèches courbées colorées du graphique (b).

V_∞ (m/s)	Couleur	$\overline{f}$ (Hz)	$\overline{P_i}$ (MPa)	$-\Delta\gamma_p$ (%)	η (%)
20		374.7	0.16	22.8	14.9
30		369.0	0.16	18.2	40.3
35		378.9	0.16	15.3	52.4
40		354.7	0.25	16.8	47.3

TABLEAU 5.5 – Paramètres de commande et caractéristiques des états de pression obtenus par CES pour les différentes vitesses d'écoulement testées.

Pour terminer, on note que l'algorithme de CES est assez stable lors des différentes variations de vitesse. Comme dit plus haut, il existe des fluctuations de Π_e lors des chutes et des montées de V_∞ qui restent transitoires. La recherche de paramètres optimaux est donc beaucoup plus rapide lorsque l'algorithme n'est pas réinitialisé ou le contrôle arrêté. Cette stabilité est permise par le fait que la CES conserve les valeurs de contrôle précédentes et les actualise en fonction des variations des conditions extérieures. Dans le cas de l'état stabilisé à 40 m/s, pour $450\,s < t < 510$ s sur la figure 5.11, le contrôle atteint alors un rendement $\eta = 56.7\%$. Ce rendement est assez important pour un actionnement avec les quatre côtés de la maquette activés (voir figures 2.29 et 2.30 au chapitre 2).

On peut remarquer, que les gradients de vitesse V_∞ se retrouvent dans les variations de Π_e. En effet, la forte influence de la vitesse sur le coefficient de pression moyen au culot crée les variations de Π_e, qui sont visibles sur la figure 5.11, mais qui ne sont pas prises en compte par l'algorithme de CES à cause des filtres appliqués sur la sortie du système.

En pratique, la recherche de paramètres optimaux à 40 m/s (après $t = 520$ s, transition rouge dans le tableau 5.5) a été réalisée avec des paramètres de CES différents pour la recherche de fréquence (cf. annexe E.6 dans le tableau T.2). Les paramètres (principalement les gains des contrôleurs) ont été ajustés légèrement pour obtenir un temps de transition plus court à $V_\infty = 40$ m/s. La répétition des essais assure toutefois une bonne stabilité de la méthode vis-à-vis des fluctuations de vitesse V_∞ même sans ces ajustements.

Conclusion

L'extremum seeking est un outil puissant d'optimisation des paramètres de commande d'un système dont aucun modèle précis n'est disponible. Dans nos études expérimentales, nous avons pu valider la commande par extremum seeking avec perturbation sinusoïdale pour des cas multivariables et réduire la dépression au culot de la maquette ActivROAD en écoulement turbulent dans des conditions non explorées au préalable.

Ces essais ont pu montrer que la pression d'alimentation P_i joue un rôle crucial dans la convergence de la fréquence d'actionnement des jets. Il en ressort qu'il serait intéressant de pouvoir tester une stratégie d'optimisation des fréquences d'actionnement employant une valeur de pression d'alimentation liée au niveau de stabilisation des autres paramètres de commande ou des valeurs de pression au culot : de fortes valeurs de pression en début de convergence avant une adaptation vers des valeurs minimisées , par exemple. Une telle stratégie de contrôle pourrait présenter des temps de réponse inférieurs à ceux observés dans nos essais et dans les cas d'études de la littérature (Brackston et al., 2016b).

De plus, il apparaît que le réglage indépendant des fréquences d'actionnement des côtés peut être réalisé par CES. Cela ouvre la voie à de nouvelles techniques d'optimisation tridimensionnelles de l'actionnement du sillage comme développé dans le chapitre suivant.

Enfin la bonne robustesse de la technique de CES a été validée par la mise en dérapage de la maquette, et la modification de la vitesse d'écoulement. La bonne stabilité de la méthode aux changements de l'écoulement environnant la maquette de véhicule est un résultat important en faveur d'une méthode robuste de régulation de traînée.

L'intérêt de la CES réside principalement dans le fait de pouvoir se passer de caractérisation des configurations expérimentales pour viser rapidement un actionnement efficace. Une bonne façon de montrer le potentiel de la méthode aurait été de la transposer sans modification sur une autre maquette de véhicule comme la maquette réaliste de C4 développée par PSA (voir détails dans l'Introduction générale) dans le cadre d'ActivROAD. Malheureusement, cela n'a pas été possible dans le temps alloué à la thèse et devra faire l'objet de nouvelles campagnes expérimentales.

Dans le chapitre qui suit, la méthode de CES est reprise avec le couplage de différentes techniques de régulation vue aux chapitres 3 et 4. Ces couplages devraient permettre le développement de stratégies innovantes du contrôle de la traînée aérodynamique.

Chapitre 6

Utilisation combinée des techniques de contrôle

Sommaire

1 Présentation de la méthode 176

1.1 Principe de la commande par extremum seeking 176

1.2 Réduction de traînée par extremum seeking 178

1.3 Intégration expérimentale 179

2 Cas monovariable 184

2.1 Recherche d'optimum de fréquence d'actionnement f 184

2.2 Recherche d'optimum de pression d'alimentation P_i 188

2.3 Bilan de l'étude monovariable 191

3 Cas multivariable 193

3.1 Optimisation simultanée de f et de P_i 193

3.2 Découplage des deux fréquences latérales 196

4 Robustesse pour une vitesse d'écoulement variable 203

Conclusion 207

Introduction et organisation

Au cours de la thèse, différentes représentations du sillage des véhicules et différentes approches de contrôle actif ont été proposées. Ces études ont permis de mieux comprendre les relations structurelles des écoulements qui constituent le sillage et qui impactent la traînée de pression.

En particulier, l'action des jets pulsés sur le culot de la maquette ActivROAD a été expérimentée et critiquée lors de tests en boucle ouverte (aux chapitres 2 et 3), en boucle fermée pour le contrôle de symétrie du sillage ((au chapitre 4) et de tests de contrôle grâce à la commande par extremum seeking (au chapitre 5). Ces expérimentations préliminaires ont permis de mettre au point des stratégies de contrôle innovantes supplémentaires que nous allons présenter dans ce chapitre.

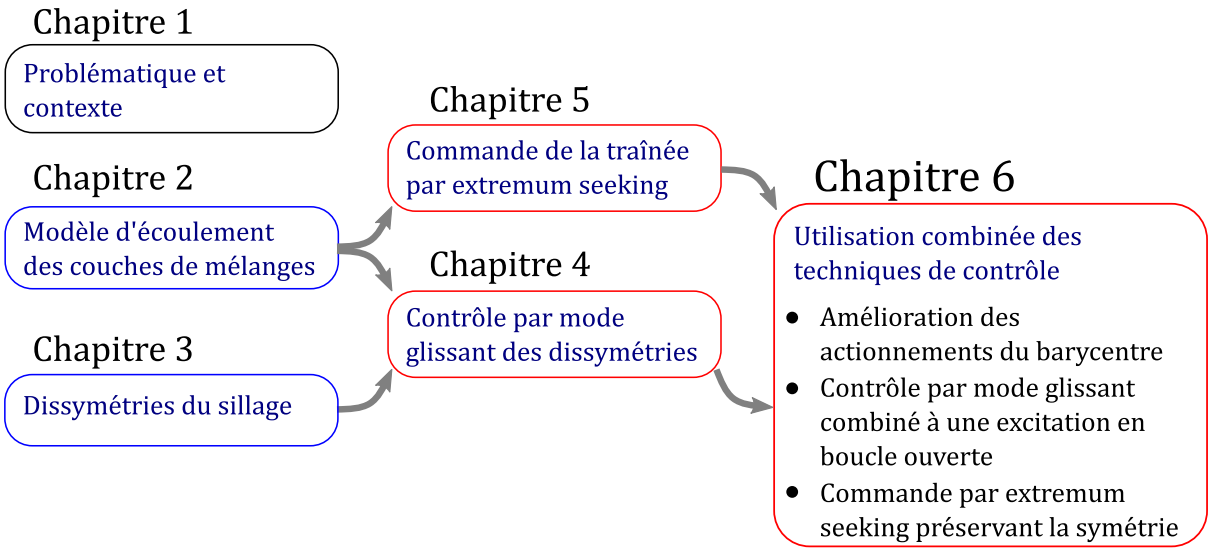


FIGURE 6.1 – Positionnement dans la thèse et organisation générale du chapitre 6.

L'organisation de ce chapitre est résumée dans la figure 6.1. Tout d'abord, nous proposons en section 1 de présenter les apports possibles en terme de stabilisation du sillage des actionneurs haut et bas en complément des actionneurs latéraux mobilisés en sections 3 du chapitre 3 et 3 du chapitre 4. Ensuite, à la section 2, la technique de contrôle par mode glissant avec zone morte du chapitre 4 est réutilisée en configuration alignée et en dérapage dans un actionnement combinant les côtés haut et bas pour un accroissement de sa performance. Pour finir, à la section 3, la technique de commande par extremum seeking est également ré-explorée avec l'intention de coupler les techniques de maîtrise de la symétrie du sillage avec la contrainte de réduire la dépense énergétique du contrôle.

La visée de ces essais, en particulier, est le couplage des effets de modification de la forme du sillage avec les techniques de régulation de la symétrie en boucle fermée. Cette approche devrait permettre de réduire significativement la traînée de pression pour la maquette ActivROAD dans un écoulement à grand nombre de Reynolds.

1 Effets des actionnements haut et bas en boucle ouverte

Cette partie présente un travail expérimental concernant l'effet des actionneurs supérieur et inférieur du culot de la maquette ActivROAD. Alors que les jets haut et bas sont principalement utilisés dans l'étude du sillage actionné en boucle ouverte, leur utilisation est plus réduite dans les cas de contrôle de la symétrie latérale à l'arrière du corps d'Ahmed (en configuration voiture pour la maquette ActivROAD). Or, comme il semble que les actionnements latéraux à haute fréquence peuvent impacter la symétrie verticale du sillage (cf. partie 3.3 au chapitre 3), il est possible que les côtés haut et bas aient leur rôle à jouer dans la réduction des asymétries latérales du sillage des véhicules.

1.1 Modulation fréquentielle sur trois côtés

Tout d'abord, on présente ici des résultats obtenus par modulation des fréquences d'excitation des jets au culot de la maquette. Cette méthode de modulation est la même que celle décrite à la section 3.3 au chapitre 3 mais les actionneurs haut et bas du culot de la maquette ActivROAD en configuration voiture sont utilisés en plus des côtés latéraux pour réduire le phénomène de bistabilité et recentrer le barycentre de pression autour de $y = 0$. Aucun déphasage n'est appliqué entre les côtés activés.

La maquette est placée dans un écoulement aligné ($\beta = 0°$) à $V_\infty = 25$ m/s ($Re_H = 5 \times 10^5$), la pression d'alimentation est fixée à $P_i = 0.27$ MPa, et la fréquence de génération des jets (dans les paquets d'activation, voir schéma 3.19 au chapitre 3) est $f = 975$ Hz ($\in R_3$), avec $RC = 0.5$.

Pour le contrôle proposé ici, trois côtés (gauche, haut et droit) pulsent des jets selon un signal de modulation de fréquence $f_m = f/m,\ m \geq 1$, m étant un nombre entier positif. On exprime le nombre de Strouhal de l'actionnement selon :

$$St_H = \frac{f_m H}{V_\infty} \tag{6.1}$$

où H est la hauteur du culot. Le quatrième côté, en bas, est activé *sans modulation*, à une fréquence d'excitation fixe de $f = 975$ Hz.

La figure 6.2 présente, pour différentes valeurs de m (en (a)), les ratios de pression γ_p et les valeurs de y_b, la position latérale du barycentre, sur le graphique (b). Les états de pression au culot sont également présentés pour quatre cas particuliers : le cas naturel, c'est-à-dire sans contrôle, et les cas pour $m = \{60;\ 6;\ 1\}$. Dans les graphiques de champs de pression, les côtés activés apparaissent en trait gras et rouge continu (—) pour un actionnement non modulé ($f = 975$ Hz) et discontinu (- -) pour un cas de contrôle à fréquence modulée. Les champs représentés montrent tous une augmentation de la pression

moyenne au culot par rapport au cas naturel (à l'extrême gauche).

Les données de gains de pression sont reprises dans le tableau 6.1. On évalue également le rendement énergétique de l'actionnement, η (voir (2.49) au chapitre 2), afin de comparer l'efficacité énergétique cas modulés par rapport au cas $m = 1$. En effet, ce cas qui correspond à l'actionnement synchronisé à fréquence fixe (975 Hz) des quatre côtés du culot. Le cas à $m = 1$ présente la meilleure augmentation de pression au culot avec un gain de la pression au culot de 24.9 %. Cependant en prenant en compte l'énergie pneumatique impliquée dans l'activation des jets, on remarque qu'un tel actionnement est moins économe que certains cas de modulation des fréquences des côtés latéraux et en haut du culot, comme pour les facteurs de modulation 8 et 6 testés, par exemples : on relève respectivement pour l'actionnement à $m = \{8;\ 6;\ 1\}$ des rendements de 18 %, 18.5 % et 15.3 %.

Par rapport au cas de la modulation en fréquence des seuls côtés latéraux (avec déphasage) (cf. figure 3.20 au chapitre 3), on note que pour tous les facteurs de modulation m, l'actionnement est plus performant en termes de recompression du sillage. En effet, d'un gain en pression de 2 % (pour $m = 6$) obtenu à la section 3.3 du chapitre 3, l'ajout de l'actionnement modulé du côté supérieur offre un gain de 19 % au moins pour toutes les valeurs de m inférieures et égales à 8 (cf. tableau 6.1).

En revanche, les données statistiques sur la position du barycentre montrent que ce type d'actionnement ne provoque pas une symétrisation du sillage, à l'instar du cas de contrôle à fréquence fixe des quatre côtés du culot. Lorsque le facteur m diminue, on observe donc un étalement des boîtes à moustache et un éloignement des valeurs de la médiane et de la moyenne par rapport à $y = 0$.

Pour les modulations à basse fréquence, les cas $m = \{120;\ 60\}$ montrent des effets différents sur le sillage. Le cas à $m = 120$ est un actionnement intermédiaire entre une excitation en boucle ouverte par les quatre côtés à fréquence fixe et un cas naturel. Il présente un gain de pression intéressant de près de 12 % et un rendement η de 11.2 %. Ce cas ne présente pas d'interaction avec les turbulences de l'écoulement en dehors des effets des petits tourbillons générés par les jets à haute fréquence qui modifient la zone de recirculation.

En revanche, la modulation pour $m = 60$ générant une excitation du phénomène de lâcher tourbillonnaire (résonance au nombre de Strouhal caractéristique de 0.20). De manière intéressante, les évolutions de y_b sont de faible amplitude en comparaison avec le cas bistable résonant de la figure 3.20 au chapitre 3. Pour cette modulation, les niveaux de pression au culot sont les plus *bas* mesurés :$-\Delta\gamma_p = 15.2\,\%$.

Pour conclure sur cet exemple de pilotage en boucle ouverte avec modulation de la fréquence des actionneurs, on peut remarquer que :

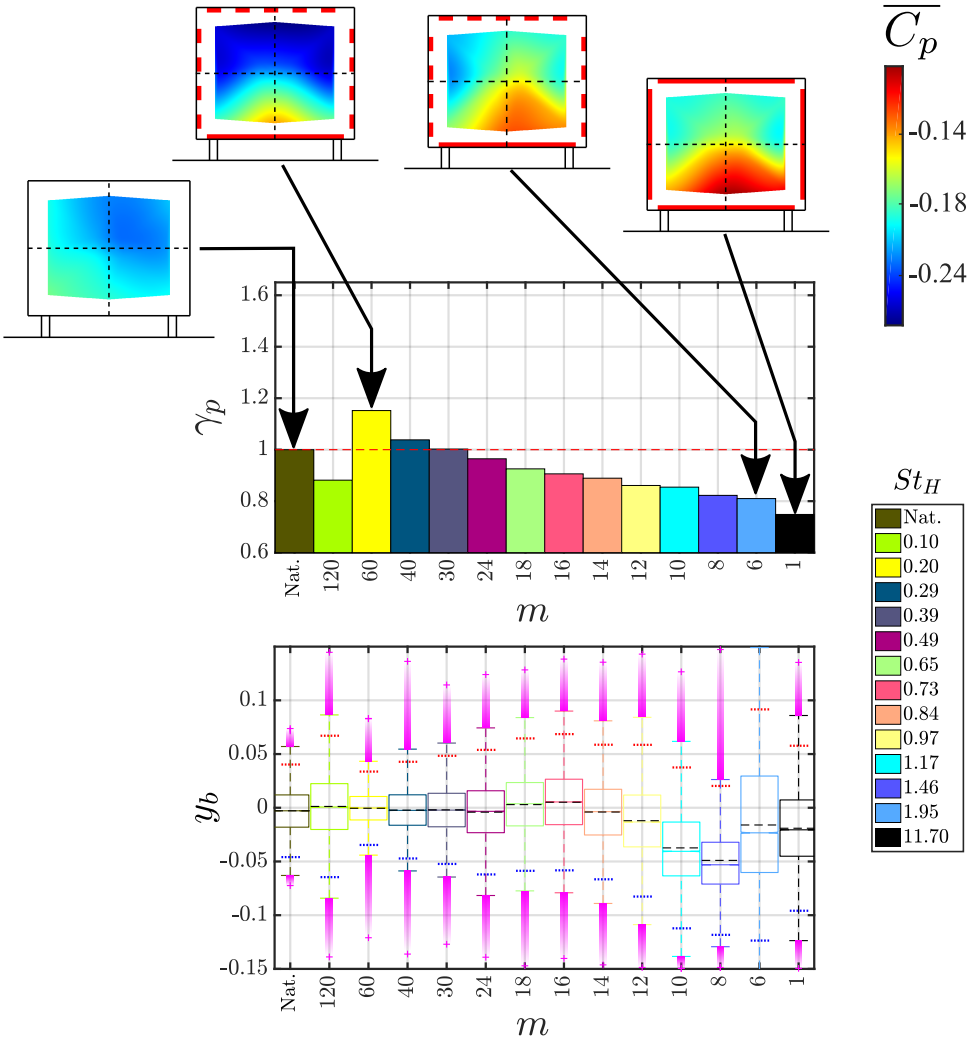


FIGURE 6.2 – Résultats expérimentaux pour différentes modulations depuis trois côtés de la maquette avec le côté bas actionné à $f = 975$ Hz sans modulation ($\beta = 0°$, $V_\infty = 25$ m/s) : (a) ratio de coefficient de pression sur le culot, $\overline{\gamma_p}$; (b) données statistiques de y_b : la largeur des boîtes à moustache donne l'amplitude de fluctuation de y_b, la ligne horizontale colorée et pleine donne la médiane, les moustaches s'étendent pour couvrir 99 % des positions de y_b, les lignes pointillées (··· et ···) sont placées à $\pm 2\sigma_{y_b}$ (deux fois l'écart type de y_b) de la moyenne (en trait noir discontinu (– –)).

m	120	60	40	30	24	16	10	8	6	1
St_m	0.10	0.20	0.29	0.39	0.49	0.73	1.17	1.46	1.95	11.7
$-\Delta\gamma_p$ (%)	11.85	-15.19	-3.82	-0.24	3.54	9.39	14.56	17.76	19.00	24.93
η (%)	11.22	-14.52	-3.71	-0.23	3.54	9.35	14.84	18.00	18.53	15.31

TABLEAU 6.1 – Gains obtenus par actionnement modulé de trois côtés de la maquette (plus actionnement bas à fréquence fixe) et rendements énergétiques ($\beta = 0°$, $V_\infty = 25$ m/s).

- l'ajout des actionneurs haut et bas permet d'augmenter la pression au culot par rapport à un actionnement latéral exclusif (voir partie 3.3 du chapitre 3) ;
- utiliser la modulation de la fréquence d'actionnement permet de réduire l'énergie pneumatique requise pour le contrôle et d'augmenter le rendement η ;
- les fréquences de modulation peuvent être bénéfiques ou bien détériorer la pression au culot si elles provoquent la résonance du sillage aux fréquences propres de certains phénomènes instables, comme le lâcher tourbillonnaire ;
- l'actionnement en boucle ouverte, même avec de la modulation sur plus de deux côtés de la maquette, ne suffit pas à réduire les amplitudes de fluctuation du barycentre dans le cas aligné par rapport à celles imposées par la bistabilité.

Ces observations de l'effet de l'actionnement de plus de deux côtés du culot, permettent d'envisager le couplage de méthodes de contrôle en boucle fermée et en boucle ouverte. En effet, on se demande en particulier si les améliorations de la recompression du culot grâce à l'actionnement haut et bas dans le cas de la modulation de fréquence peut être transposées sur le cas du contrôle par mode glissant avec zone morte de la section 3 au 4.

1.2 Modifications des dynamiques du barycentre

On étudie ici la modification de la dynamique de basculement du sillage sous l'effet de l'activation des côtés supérieurs et inférieurs du culot. La démarche employée est la même que celle présentée en partie 3.2 du chapitre 3 : des basculements de la position latérale du barycentre sur le culot de la maquette sont obtenus par l'activation alternée des côtés latéraux du culot. En plus, un actionnement à fréquence d'excitation fixe f est utilisé pour les actionneurs des côtés supérieur et inférieur. Pour ces caractérisations, la vitesse de l'écoulement est fixée à $V_\infty = 35\,\mathrm{m/s}$, la maquette est alignée ($\beta = 0°$), et la pression dans le réservoir, P_i, est fixée à différentes valeurs afin de faire varier la force des jets.

La figure 6.3 présente les transitions provoquées du barycentre lors du changement d'actionnement latéral en reprenant le mode de présentation de la figure 3.18 du chapitre 3. On y visualise l'évolution de $\check{y}_b$ et de $\check{C}_p$ pour deux fréquences d'excitation différentes : 350 Hz ($\in R_1$) et 1050 Hz ($\in R_3$). Le tableau 6.2, ensuite, résume les caractéristiques des transitions obtenues par les basculements provoqués via la méthode d'identification des parties 2.3 et 3.2 du chapitre 3. Il présente aussi les gains de pression au culot obtenus en moyenne et durant les transitions pour les pressions d'alimentations testées.

Pour ces essais de basculements, on note d'abord que les niveaux moyens de pression au culot, $\overline{\check{C}_p}$, sont améliorés de 9 % environ par l'actionnement haut et bas par rapport aux cas de la partie 3.2 au chapitre 3 (ils restent cependant plus bas que ceux du cas bistable non contrôlé). En contrepartie, les débits d'air mesurés pour l'actionnement à

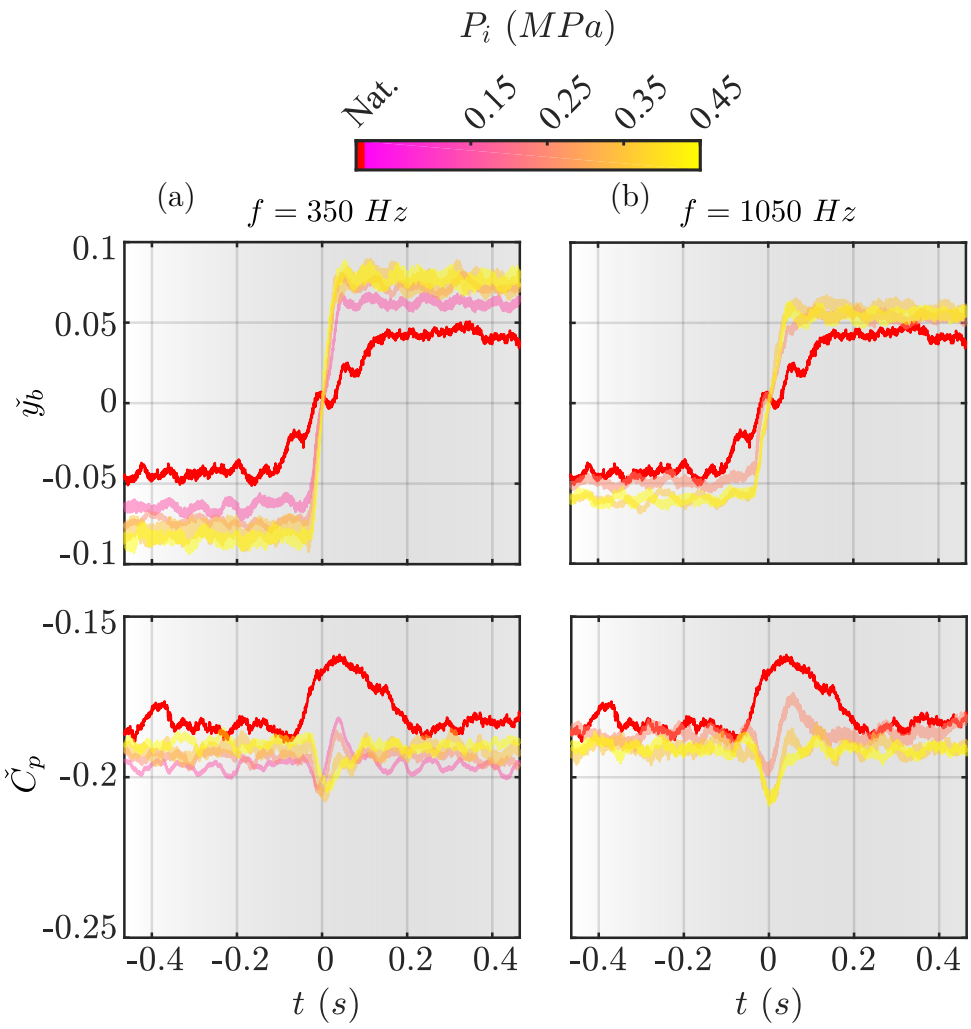


FIGURE 6.3 – Évolutions de y_b du barycentre et de C_p en moyenne statistique pour des cas de basculements provoqués du barycentre par actionnement latéral alterné, avec activation à fréquence fixe *en haut et en bas du culot* ($\beta = 0°$, $V_\infty = 35$ m/s) : (a) à 350 Hz ; (b) à 1050 Hz. Le signal (—) correspond au cas des transitions bistables sans contrôle.

quatre côtés sont 3 à 4 fois plus importants qu'à la partie 3.2 du chapitre 3.

Dans, les transitions de la figure 6.3, l'apport en énergie de l'actionnement des couches de mélange haute et basse provoque une accélération des transitions de $\check{y}_b$ et un étalement des amplitudes de déplacement du barycentre. Pour $f = 350$ Hz (cas (a)), à très haute pression $P_i = 0.45$ MPa, en particulier, on obtient une valeur de s_l environ 10 fois plus grande pour la transition du barycentre que dans le cas sans actionnement et un coefficient $K_l = 0.081$ (soit environ 2 fois plus grand que dans le cas sans actionnement). À $f = 1050$ Hz, cette accélération des dynamiques est également conséquente avec une vitesse de transition s_l 4 fois plus grande que dans le cas naturel.

En revanche, les basculements provoqués avec l'activation des côtés supérieur et inférieur ont un effet moins dégradant sur la pression moyenne au culot par rapport aux dépressions observées en figure 3.6 (chapitre 3) lorsque seuls les côtés latéraux sont

	$-\overline{\check{C}_p}$		$-\overline{\check{C}_{p\|_{tr}}}$		s_l (s^{-1})		K_l		Q_V (L/min)	
Nat.	0.186		0.174		0.6		0.046		–	
P_i \ f	350	1050	350	1050	350	1050	350	1050	350	1050
0.15	0.197	–	0.193	–	2.967	–	0.064	–	205.7	–
0.25	0.194	0.187	0.195	0.186	3.905	1.683	0.073	0.052	265.9	394.9
0.35	0.191	0.191	0.196	0.195	4.914	2.760	0.078	0.060	323.6	307.2
0.45	0.190	0.191	0.195	0.196	5.998	2.557	0.081	0.057	378.6	252.2

Tableau 6.2 – Valeurs des coefficients de pression moyens sur la moyenne statistique du coefficient de pression moyen $\overline{\check{C}_p}$ et sur le transitoire $-\overline{\check{C}_{p|_{tr}}}$, vitesses de transition identifiées sur la dynamique de $\check{y}_b$, s_l, positions d'équilibre pour le transitoire statistique de y_b et débits moyens utilisés par les EVs pour les basculements provoqués pour $\beta = 0°$ et $V_\infty = 35$ m/s avec actionnement additionnel en haut et en bas du culot.

utilisés. Les plus basses pressions P_i sont particulièrement intéressantes et les basculements provoqués alors causent peu de dépression durant les phases de transition.

Pour le cas à 1050 Hz et $P_i = 0.25$ MPa (figure 6.3(b)), une hausse de pression notable apparaît même dans la seconde partie de la transition moyenne de $\check{y}_b$.

Pour l'actionnement à $f = 350$ Hz, en revanche, l'augmentation de l'amplitude des positions d'équilibre du barycentre semble générer un état moyen de pression au culot plus défavorable que ceux obtenus à très haute fréquence (voir figure 6.3).

En définitive, l'actionnement des jets en haut et en bas du culot modifie grandement l'énergie contenue dans les zones de recirculation du sillage ainsi que l'impact des actionnements latéraux. Par rapport à des basculements provoqués sans l'actionnement haut et bas :

I. la vitesse de transition du barycentre est augmentée,

II. la dépression générée par le changement de consigne latérale est réduite.

Il est alors clair que l'actionnement latéral additionné des jets haut et bas à fréquence fixe conserve une bonne autorité sur l'état de symétrie latérale du sillage et que pour des pressions d'alimentation réduites, les dépressions au culot apparaissant lors de transitions forcées avec un actionnement latéral seul sont moins importantes.

Il serait alors possible que, si le sillage est excité continuellement par les couches de mélanges haute et basse, les basculements forcés du barycentre ne provoquent pas de dégradations importantes de la pression au culot lors de la régulation de la symétrie du sillage.

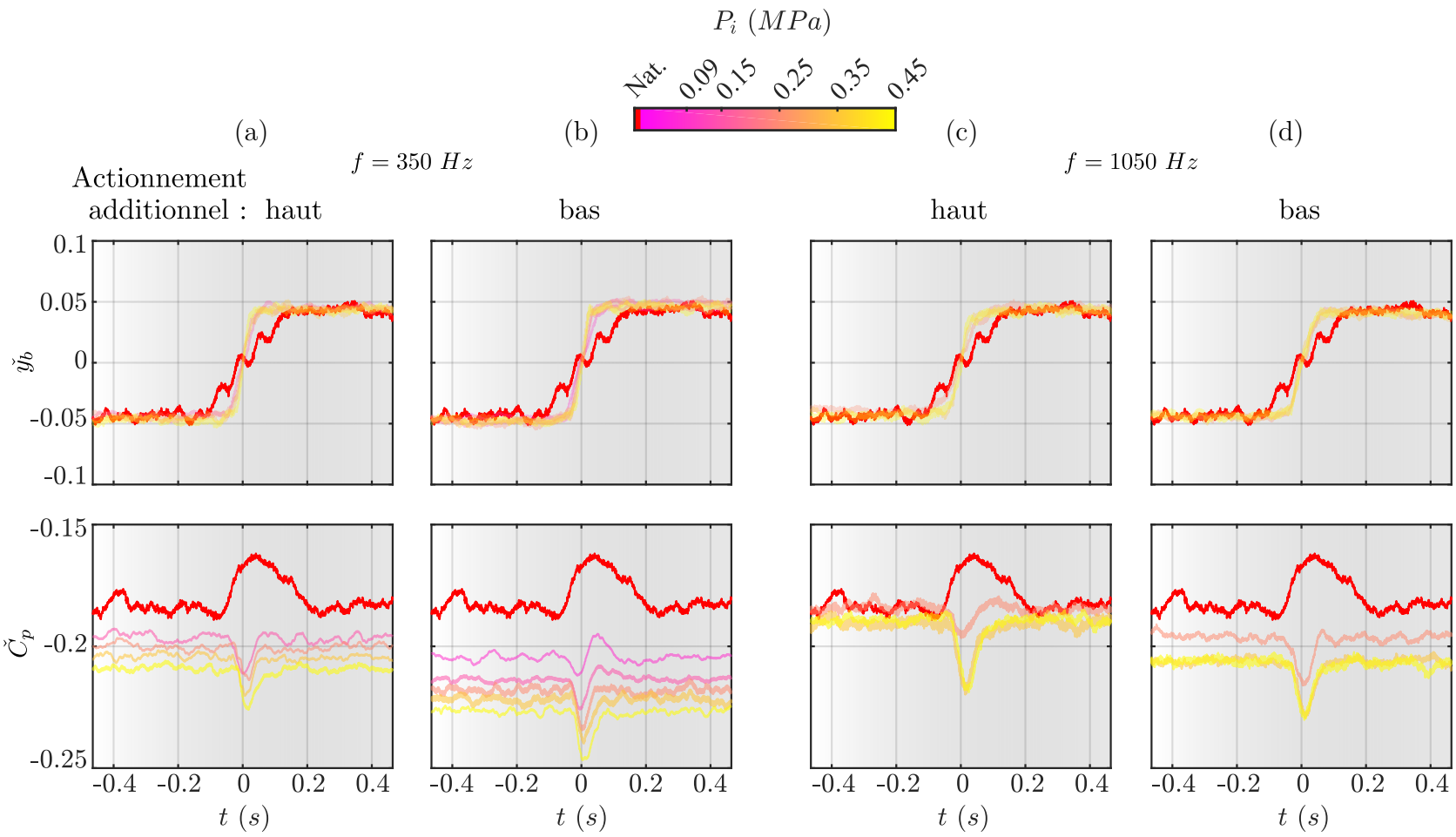


FIGURE 6.4 – Même tracés que pour la figure 6.3 pour des cas de basculements provoqués par actionnement latéral alterné, avec actionnement à fréquence fixe en haut du culot (cas (a) et (c)) ou en bas du culot ($\beta = 0°$, $V_\infty = 35$ m/s) : (cas (b) et (d)) à 350 Hz ; et à 1050 Hz.

1.3 Distinction des effets du contrôle haut et bas

Afin de mieux comprendre l'effet des excitations de couches de mélanges hautes et basses, les dynamiques de basculements provoqués du barycentre sont comparées pour des cas d'actionnement additionnel du côté en haut, *ou* du côté bas seulement (voir figure 6.5).

Les basculements provoqués sont réalisés pour deux fréquences d'excitation : $f = 350$ Hz ($\in R_1$) (6.5(a-b)) et $f = 1050$ Hz ($\in R_3$) (6.5(c-d)), à $V_\infty = 35$ m/s et toujours $\beta = 0°$.

Comme dans le cas de l'actionnement conjoint haut et bas de la figure 6.3, on peut remarquer à la figure 6.5 que l'actionnement additionnel du côté haut *ou* bas permet d'accélérer la transition du barycentre. Cependant, il ne modifie pas la position d'équilibre dissymétrique atteinte (contrairement au cas de l'actionnement conjoint haut-bas (voir figure 6.3).

Comme observé en partie 1.2, les actionnements à 350 Hz permettent d'atteindre des vitesses de transition plus grandes que dans le cas à 1050 Hz.

Contrairement au cas de l'actionnement simultané des côtés haut et bas où la pression moyenne au culot ne dépendait pas de la pression d'alimentation (cf. figure 6.3 et tableau 6.2), pour les cas de la figure 6.5, l'augmentation de P_i entraîne une diminution de la pression moyenne au culot en dehors des transitions en particulier pour l'actionnement additionnel en bas du culot (colonnes (b) et (d)). Quelle que soit la pression d'alimentation, l'actionnement additionnel en haut génère systématiquement un niveau de pression moyenne au culot plus élevé que lors de l'actionnement additionnel en bas. On note donc un effet de diminution de la pression au culot particulièrement prononcé lors de l'actionnement additionnel en bas.

Toujours à la figure 6.5, pour les plus basses pressions d'alimentation P_i testées, une recompression au cours de la transition du barycentre apparaît. Ces évolutions sont visibles pour les cas présentés en colonnes (b) et (c). Notamment, l'augmentation de pression au culot lors de la transition au cas (c) (actionnement additionnel en haut à 1050 Hz et $P_i = 0.25$ MPa) et les tendances relevées avec la diminution de P_i, même pour les cas d'actionnement (b) et (d) pourtant moins favorables, en général, laisse à penser que le cas d'actionnement latéral additionné du côté bas à 350 Hz avec $P_i = 0.09$ MPa aurait pu présenter de bons résultats en terme de recompression lors du passage du barycentre par le centre du culot de la maquette. Cet essai n'a toutefois pas été conduit durant nos expérimentations.

Ces résultats permettent de résumer une tendance dans les effets des actionnements haut et bas lors de basculements provoqués du barycentre : les deux actionnements additionnels modifient les mêmes dynamiques des évolutions de y_b et de C_p. En revanche, l'actionnement additionnel en bas du culot diminue les valeurs moyennes de la pression

au culot lors des basculements provoqués alors que l'actionnement en haut permet de rehausser les niveaux de pression.

La distinction des effets des actionnements haut et bas individuellement sur les dynamiques des basculements du barycentre permet de comprendre en partie les résultats obtenus pour les basculements avec l'activation conjointe des côtés haut et bas. Il est certain que des phénomènes d'interactions entre les zones de mélange en haut et en bas interviennent dans les processus déterminant la pression moyenne du culot. Le développement de méthodes innovantes de régulation de la traînée aérodynamique doivent donc utiliser ces phénomènes pour proposer les stratégies les plus adaptées au système dynamique de sillage turbulent à réguler.

Dans notre cas, la séparation des effets des actionnements en haut et en bas du culot est intéressante pour comprendre et modéliser l'influence de chaque couche de mélange sur le sillage, et continuer le développement du modèle décrit en chapitre 2. De plus, elle permet de comprendre les performances obtenues par différents types de contrôle de la traînée aérodynamique, comme dans le cas de l'utilisation de seulement deux côtés latéraux, par exemple, ou bien avec trois ou quatre côtés activés.

En guise de conclusion, en combinant les résultats obtenus au chapitre 3 (cf. figure 3.18) avec les cas d'actionnements additionnels haut et/ou bas des figures ci-dessus (cf. figures 6.3 et 6.5), on peut mieux comprendre les résultats de la partie 1.1 (modulation de l'actionnement de trois côtés du culot et activation à fréquence fixe du côté bas du culot), et pourquoi ils présentent de meilleurs résultats par rapport aux cas de la figure 3.20 (partie 3.3 du chapitre 3).

L'activation des côtés haut et/ou bas lors de transitions latérales provoquées du barycentre entre les positions bistables $\mathcal{N}$ et $\mathcal{P}$ (et inversement) provoque de plus faibles dépressions sur le culot que dans le cas où seuls les côtés latéraux sont actionnés alternativement. En conséquence, l'activation des côtés supérieur et inférieur à haute fréquence établit un régime de sillage qui semble suffisamment perturbé pour que les actionnements latéraux n'altèrent pas violemment le régime d'écoulement. On peut aussi voir cela comme si les actionnements haut et bas diminuaient la force des actionnements latéraux relativement à un écoulement devenu très énergétique.

Il serait intéressant de réaliser ces mêmes tests à des vitesses d'écoulement plus élevées afin de voir si l'énergie du sillage joue un rôle dans l'effet des jets latéraux sur la recompression du culot. Des mesures par PIV pourraient, de plus, permettre de comprendre les différences de comportement entre des écoulements subissant des basculements provoqués dans un sillage faiblement énergétique et dans un sillage plus perturbé, comme par l'actionnement des côtés supérieur et/ou inférieur, par exemple.

2 Contrôle par mode glissant et actionnement haut-bas

Grâce aux observations de la section 1 de ce chapitre présentant les effets de l'actionnement additionnel des côtés haut et bas sur la pression au culot lors de basculements forcés de la position du barycentre, on propose une amélioration de la technique de contrôle par mode glissant (CMG) avec prédicteur et zone morte de la position du barycentre développée à la section 3 du chapitre 4.

On cherche à utiliser l'impact d'un actionnement à fréquence fixe en haut et/ou en bas du culot pour des cas d'écoulements alignés et en dérapage afin de compléter l'actionnement des côtés latéraux en boucle fermée. Ainsi, on cherche à obtenir une recompression moyenne au culot grâce à la symétrisation du sillage et à maîtriser l'effet de l'actionnement pulsé aux bords du culot.

Les cas de CMG et de l'actionnement à fréquence fixe des côtés haut et bas de la maquette sont désignés par le terme de *contrôle combiné* (CC). De plus, afin d'alléger la description du contrôle, le contrôle combiné employant uniquement les actionneurs du côté supérieur du culot de la maquette est noté CC+h, le cas de contrôle combiné employant uniquement les actionneurs du côté inférieur est noté CC+b et le cas employant des deux jeux d'actionneurs supplémentaires est noté CC+hb.

2.1 Cas aligné

Il a été vu à la section 3 du chapitre 4 que le contrôle avec prédicteur et zone morte peut rehausser la pression au culot lorsque la pression d'alimentation des EVs, et donc la force des jets, est réduite ($P_i < 0.23$ MPa, cf. tableau 4.5). Toutefois, ce contrôle n'a pas permis de valider une diminution du coefficient de traînée C_x en conditions expérimentales et présente des gains en pression au culot qui demeurent modestes à cause des fortes dépressions engendrées par les activations alternées des côtés latéraux. Ces défauts pourraient être compensés par l'actionnement combiné employant les actionneurs du haut et/ou du bas du culot de la maquette.

Ainsi, la figure 6.5 montre les champs de pression obtenus dans le cas d'un écoulement aligné à $V_\infty = 35$ m/s pour un cas naturel bistable (a), pour le cas de CMG avec prédicteur et zone morte (b), et par les différents contrôles combinés (c-e). Le tableau 6.3 résume les gains en traînée de pression et en traînée aérodynamique réalisés par ces différents types de contrôle, par rapport à l'état naturel.

Pour tous ces cas, les paramètres d'actionnement sont identiques : une fréquence d'actionnement de $f = 1050$ Hz, une pression d'alimentation $P_i = 0.25$ MPa et un rapport cyclique toujours maintenu à 0.5. Pour le modèle du contrôle avec prédicteur et zone morte, les mêmes paramètres de prédiction sont utilisés pour tous les cas de contrôle (avec

et sans contrôle combiné) : $K = 86$ et $\varepsilon_0 = 0.8$. Pour de tels paramètres (P_i moyenne à élevée), on avait déjà pu remarquer à la partie 3.4 du chapitre 4 que le contrôle avec prédicteur et zone morte générait des chutes de pression au culot malgré une excellente symétrisation.

Dans la figure 6.5, alors que le cas naturel bistable (a) présente un état dissymétrique bloqué à droite (fort gradient de pression sur le culot), les autres cas de CMG avec les différents actionnements présentent une bonne symétrie latérale de la répartition de pression au culot (voir tracés de PDF_{y_b} des cas (a-e)).

Le tableau 6.3 montre que pour le cas du contrôle avec prédicteur et zone morte seul (cas (b)), la symétrisation du sillage s'accompagne d'une faible diminution de pression au culot et d'une augmentation de traînée par rapport à des essais antécédents à même vitesse d'écoulement ($-\Delta\gamma_p = -0.27\,\%$ contre -1.73 % au tableau 4.5 du chapitre 4). Comme les essais présentés dans la présente partie sont indépendants des essais présentés au chapitre 4 [1], on observe une variabilité quantitative des résultats.

On s'intéresse donc ici aux différences entre les contrôles avec prédicteur et zone morte sans actionnement combiné et ceux utilisant un ou plusieurs côtés additionnels de la maquette par rapport aux résultats de la ligne (b) du tableau 6.3 pour une bonne homogénéité des conditions expérimentales.

On propose d'allier la présentation des résultats des contrôles combinés CC+hb, CC+h et CC+b de la figure 6.5 avec les graphiques de la figure 6.6.

La figure 6.6 est construite sur le modèle que la figure 4.19 au chapitre 4 afin de voir l'impact des basculements provoqués par le contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte sur les évolutions de y_b et de C_p en moyenne, ou bien à différents endroits sur le culot de la maquette ActivROAD.

Les meilleurs résultats de contrôle combinés sont obtenus pour le cas (d) ; CC+h (cf. figure 6.5 et tableau 6.3) avec un gain en pression au culot de 2.33 % et une réduction de traînée de 1.82 %. Ce cas de contrôle présente un champ de pression au culot assez symétrique sans importants gradients de pression transversaux. Il permet également une symétrisation de y_b similaire à celle du cas de contrôle avec prédicteur et zone morte seul comme on peut le voir à la figure 6.6, ligne (b).

1. La maquette expérimentale a d'ailleurs été démontée, remontée et certaines EVs changées entre les deux campagnes d'essais.

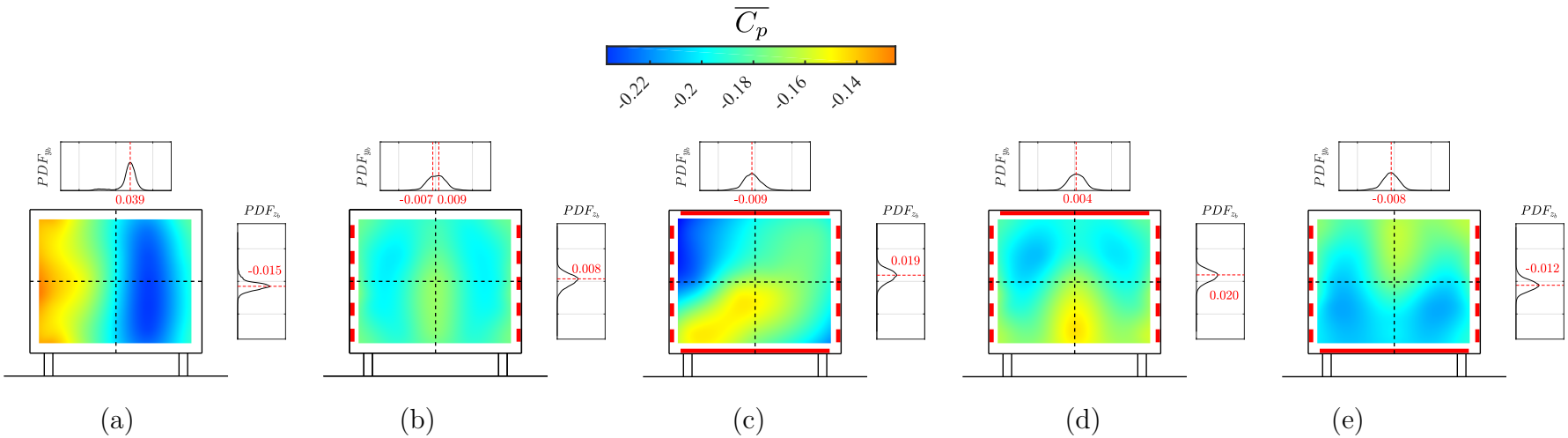


FIGURE 6.5 – Visualisation des champs de pression dans un cas d'écoulement aligné ($\beta = 0°$) à $V_\infty = 35$ m/s : cas naturel bistable (a), cas de contrôle à $f = 1050$ Hz et $P_i = 0.25$ MPa : avec zone morte seul (b) et pour les cas de contrôle combiné CC+hb (c) ; CC+h (d) ; CC+b (e). La fonction PDF de y_b et de z_b est ajoutée pour chaque cas avec l'indication des côtés activés : trais épais — : actionnement à fréquence fixe et trais discontinus - - : actionnement latéral en boucle fermée.

Contrôle	**Figure**	$-\mathbf{\Delta}\gamma_{\mathbf{p}}$ (%)	$-\mathbf{\Delta}\gamma_{\mathbf{C_x}}$ (%)	η (%)
avec zone morte	**(b)**	-0.27	-1.06	-5.54
CC+hb	**(c)**	0.84	-1.73	1.74
CC+h	**(d)**	2.33	1.82	10.19
CC+b	**(e)**	-3.02	-5.53	-12.10

TABLEAU 6.3 – Effets des lois de contrôle combiné sur les gains en pression au culot et en traînée pour le cas aligné ($\beta = 0°$) à $V_\infty = 35$ m/s.

En revanche, pour le cas de contrôle CC+hb (figure 6.5(c)), on note un état de pressions au culot assez perturbé bien que le niveau d'asymétrie verticale ne dépasse pas celui du CC+h (voir PDF_{z_b} sur les cas (c) et (d) de la figure 6.5). L'actionnement par CC+hb permet toutefois une bonne recompression moyenne *au centre du culot* comme le montrent les graphiques de la figure 6.6(c) par rapport aux trois autres cas de contrôle. Le faible gain en pression au culot du cas CC+hb ($-\Delta\gamma_p = +0.8\,\%$) et l'augmentation de la traînée mesurée ($-\Delta\gamma_{C_x} = -1.73\,\%$) sont alors explicables par un déséquilibre des pressions du côté gauche observable sur les champs de pressions moyens au culot, et également dans les évolutions de pression du capteur à l'extrême gauche du culot à $z = 0$ (voir graphique 6.6(e)).

Cet effet de dépression à gauche est partagé avec le cas de contrôle CC+b (figure 6.5(ce)) qui présente les moins bons résultats de cette série en termes de recompression du sillage et de réduction de traînée sur la maquette ActivROAD. Il est possible qu'une déstabilisation de la couche de mélange inférieure avec un actionnement en bas du culot provoque une modification importante des répartitions de pression sur le culot.

Ainsi, alors que les résultats de la partie précédente (1.2) suggèrent un phénomène de recompression intéressant lors des basculements forcés du barycentre avec l'actionnement additionnel des côtés haut et bas du culot pour $f = 1050$ Hz et $P_i = 0.25$ MPa, il apparaît que le cas CC+h permette une atténuation suffisante de l'action des jets latéraux par rapport aux dynamiques du sillage contrôlé. L'action du côté bas semble être, elle, une action déstabilisante pour les niveaux de pression.

Les effets déstabilisant de l'actionnement par le côté en bas du culot de la maquette ActivROAD *en configuration camion* ont été également rapporté très récemment par Sujar-Garrido et al. (2019) qui décrit l'actionnement par jets pulsés à haute fréquence des côtés haut, gauche et droit, uniquement, comme optimal pour la recompression moyenne du sillage d'un cas de maquette de camion avec un flux de soubassement d'intensité moyenne (voir (Sujar-Garrido et al., 2019) pour plus de détails).

Cette différence du comportement du sillage lors de l'actionnement avec ou sans le côté bas met bien en lumière la différence structurelle des couches de mélange inférieure et supérieure du sillage.

On note que dans le cas du contrôle de l'écoulement aligné à l'arrière de la maquette ActivROAD, le cas CC+h permet d'obtenir un rendement η de 10.2 % pour une recompression de 2.33 %. En comparaison avec les résultats exploratoires de contrôle en boucle ouverte du sillage de la partie 4.4 du chapitre 2, il s'agit d'un rendement similaire à celui de l'actionnement en boucle ouverte avec les côtés haut, gauche et droit mais pour une recompression, ici, plus faible, montrant une économie d'énergie pneumatique. On insiste également sur le fait que si le contrôle en boucle ouverte du sillage permet d'obtenir des gains en pression au culot plus importants que dans le meilleur cas expérimental ci-dessus,

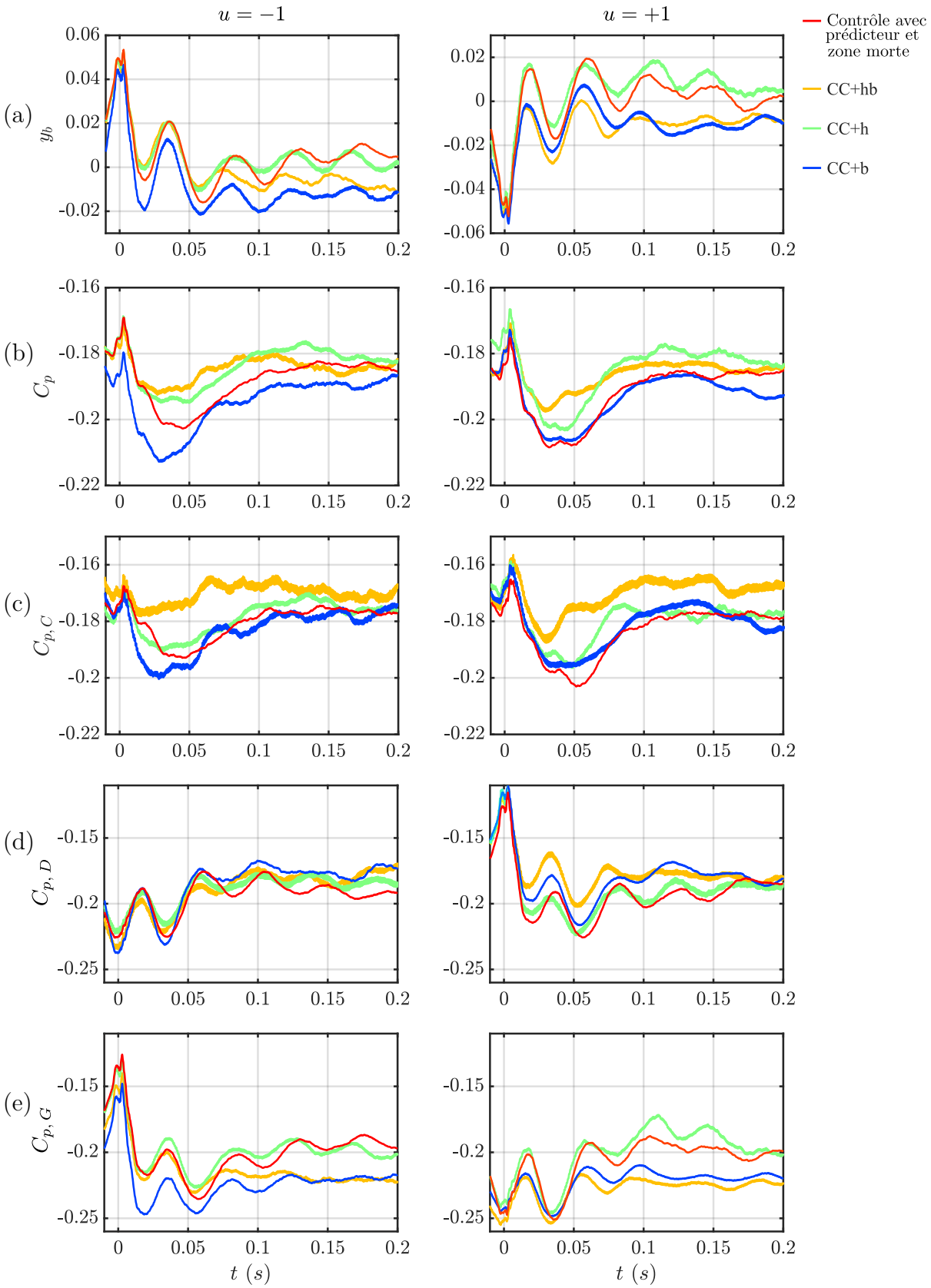


FIGURE 6.6 – Évolutions moyennes de paramètres de pression lors du CMG avec prédicteur et zone morte (cas de la figure 6.5) : (a) y_b, (b) C_p, (c) moyenne spatiale de C_p sur les capteurs au centre du culot, (d) valeur de C_p (capteur à droite), (e) idem (capteur à gauche) ($z = 0$). Rappel : $u = -1$, basculement à gauche ; $u = +1$, basculement à droite ($\beta = 0°$ et $V_\infty = 35$ m/s).

seul le contrôle en boucle fermée se révèle efficace pour réguler la position du barycentre vers 0.

On compte alors pouvoir utiliser le contrôle combiné constitué du contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte et de l'actionnement haut à fréquence fixe dans des configurations d'écoulement en dérapage pour lesquelles la boucle fermée est cruciale.

2.2 Cas non-aligné

Les paramètres de contrôle précédents sont conservés dans cette partie pour réaliser la régulation de la symétrie pour le cas de la maquette en dérapage pour un écoulement à $V_\infty = 35$ m/s. On compare ici le contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte et les contrôles combinés pour un angle de dérapage de $\beta = 1.7°$, avec une fréquence d'actionnement $f = 1050$ Hz, et $P_i = 0.25$ MPa. Cet angle de 1.7° a été choisi car il s'agit de l'angle le plus important qui puisse être testé en soufflerie sans modification majeure de l'installation expérimentale. Par ailleurs, l'étude de l'effet du CMG avec prédicteur et zone morte de la partie 3.5 du chapitre 4 a pu montrer que l'état du sillage contrôlé pour une configuration alignée ou en faible dérapage est identique. L'angulation à -0.7° vérifie toujours les mêmes propriétés que le cas aligné pour les actionnements combinés et cet angle de dérapage n'est donc pas détaillé ici.

La figure 6.7 et le tableau 6.4 présentent les résultats du contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte et ceux des contrôles combinés CC+hb, CC+h et CC+b dans le cas en dérapage, et donnent, comme pour le cas aligné (figure 6.3 et tableau 6.5) : la répartition des niveaux de pression sur le culot, les tracés de densités de répartition de y_b et de z_b, les côtés activés pour le contrôle et les gains en pression au culot et en traînée aérodynamique mesurés lors des essais en soufflerie.

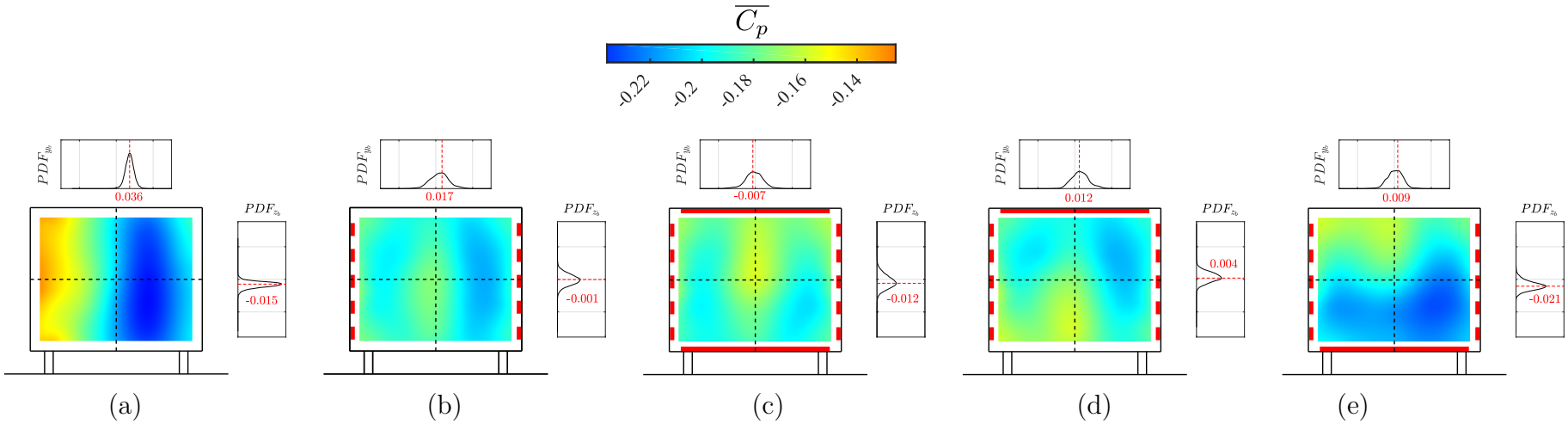


FIGURE 6.7 – Visualisation des champs de pression en dérapage à $\beta = 1.7°$ à $f = 1050$ Hz et $P_i = 0.25$ MPa à $V_\infty = 35$ m/s : (a) sans contrôle ; pour les cas de contrôle : (b) avec zone morte ; (c) CC+hb ; (d) CC+h ; (e) CC+b. Les graphiques reprennent l'agencement de la figure 6.5.

Contrôle	**Figure**	$-\mathbf{\Delta}\gamma_{\mathbf{p}}$ (%)	$-\mathbf{\Delta}\gamma_{\mathbf{C_x}}$ (%)	η (%)
avec zone morte	**(b)**	3.91	1.69	76.82
CC+hb	**(c)**	9.63	4.51	19.78
CC+h	**(d)**	6.76	6.50	28.98
CC+b	**(e)**	1.72	-3.63	7.13

TABLEAU 6.4 – Effets des lois de contrôle combiné sur les gains de pression au culot et en traînée pour le cas en dérapage à $\beta = 1.7°$ à $V_\infty = 35$ m/s.

Le champ de pression de la figure 6.7(b) pour le contrôle avec prédicteur et zone morte du sillage correspond bien avec celui présenté en figure 4.18 du chapitre 3 pour la même configuration de contrôle et d'écoulement. On obtient une diminution partielle de l'asymétrie du sillage malgré le CMG qui génère ici des gains en pression au culot et en réduction de traînée positifs : $-\Delta\gamma_p = 3.91\,\%$ et $-\Delta\gamma_{C_x} = 1.69\,\%$. À nouveau, ces résultats différent quantitativement des mesures du tableau 4.6 au chapitre 4 (respectivement 2.95 % et 1.70 %), mais ces résultats sont de même ordre de grandeur.

Contrairement au cas en configuration d'écoulement aligné (voir tableau 6.3), le cas de contrôle CC+hb (figure 6.7(c)) se révèle être le plus performant du point de vue du gain en pression au culot (+9.6 %) et en termes de symétrisation du sillage parmi tous les cas contrôlés de la figure 6.7. Cependant l'actionnement étant plus énergétique pour les paramètres testés, le rendement η atteint seulement 19.8 % contre 29.0 % pour le cas CC+h (d) ou encore 76.8 % pour le contrôle avec prédicteur et zone morte seul (b) (voir tableau 6.4). De plus, si le contrôle CC+hb en dérapage présente le meilleur niveau de pression moyenne au culot, la meilleure réduction de C_x revient également au cas CC+h (cas (d)) (comme observé aussi dans le cas d'écoulement aligné). L'actionnement CC+h en configuration en dérapage, pour la maquette ActivROAD en configuration voiture et un actionnement par jets permet alors un gain en traînée de 6.50 % alors qu'il n'est que de 1.70 % pour l'actionnement avec zone morte seul.

Pour finir, le cas CC+b (figure 6.7(e)) présente lui aussi un gain en terme de symétrie par rapport au cas naturel, mais l'actionnement en bas du culot réduit le gain en pression au culot à 1.7 % par rapport au cas du contrôle sans actionnement additionnel (cas (b)). De plus, l'actionnement par le côté bas a un effet négatif sur la traînée aérodynamique avec une hausse de 3.63 % du C_x dans le cas en dérapage. La régulation additionnelle de l'asymétrie verticale ou la réduction de l'énergie injectée dans la couche de mélange inférieure au culot de la maquette pourrait peut-être réduire cet effet déstabilisant.

2.3 Conclusion sur le contrôle combiné de la symétrie du sillage

Au regard des niveaux de symétrie atteints par le contrôle par mode glissant et les contrôles CC+hb et CC+h/b dans le cas aligné et en dérapage (cf. tableaux 6.3 et 6.4), les différences de performance entre les contrôles combinés peuvent s'expliquer par l'association des effets suivants :

- L'action combinée avec les actionneurs haut et bas permet une bonne recompression du sillage et, en dérapage, une bonne symétrisation. En revanche, cette action, dans le cas aligné, peut dégrader la symétrisation (notamment verticalement) ce qui diminue l'apport bénéfique sur la pression au culot.
- L'addition du côté *supérieur* à fréquence fixe au contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte permet une bonne symétrisation et une augmentation

pression au culot sans importante dégradation de pression au culot par rapport au cas naturel, pour les configurations alignées et en dérapage.

- L'action du côté inférieur de la maquette a un effet augmentant la traînée aérodynamique et réduisant la pression au culot en moyenne pour la configuration de maquette et de vitesse d'écoulement testé malgré de bons résultats en termes de symétrisation du sillage.

Il ressort de ces essais que l'actionnement en bas du culot de la maquette peut entraîner des diminutions de pression importantes sur le culot qui réduisent les apports de la symétrisation latérale du sillage.

En revanche, l'action du côté haut est intéressante pour atténuer l'impact relatif des actionnements latéraux utilisés pour le CMG de la position du barycentre (voir partie 1.2 du chapitre 6). L'actionnement CC+h a permis d'obtenir des gains significatifs de pression au culot et de traînée pour un cas en dérapage ($-\Delta\gamma_{C_x} = 6.50\,\%$) et en écoulement aligné ($-\Delta\gamma_{C_x} = 1.82\,\%$).

Pour le moment, suite aux parties précédentes, un usage raisonné des jets pulsés sur la maquette ActivROAD pour le contrôle de la symétrie latérale consisterait à favoriser un actionnement CC+h pour les cas alignés et à faible dérapage et le CMG avec prédicteur et zone morte seule avec une pression d'alimentation suffisante pour des dérapages plus importants.

Par la suite, des observations complémentaires de l'organisation du sillage par des mesures PIV seraient nécessaires pour comprendre la modification des frontières du sillage et des évolutions de vitesse dans la zone de recirculation afin de modéliser l'effet des actionnements combinés dans des cas de configurations alignées et en dérapage.

3 Réglage des stratégies de contrôle de la symétrie par extremum seeking

Suite aux effets positifs de l'actionnement en boucle ouverte (cf. section 4 au chapitre 2) et par extremum seeking (voir chapitre 5) constatés sur la pression dans le sillage de la maquette ActivROAD, on envisage concrètement de pouvoir définir un mode de commande de la traînée de pression qui s'adapte en fonction des conditions environnementales (V_∞, β ...). Toutefois, bien que ces méthodes d'actionnement présentent des gains en traînée aérodynamique intéressants, ils ne permettent pas de contrôler réellement la symétrie du sillage. Les performances de ces actionnements pourraient donc être améliorées (en particulier pour des cas en dérapage) par les méthodes de contrôle de symétrie comme le contrôle par mode glissant (CMG) ou la modulation fréquentielle des actionnements latéraux par exemple.

On propose alors ici de coupler les différentes méthodes de contrôle de la symétrie développées dans cette thèse avec le réglage des paramètres d'actionnement par la commande par extremum seeking (CES) présentée au chapitre 5 afin d'obtenir une symétrisation du sillage conduisant aux meilleures réductions de traînée possibles. Dans un premier temps, la CES est implémentée pour optimiser des paramètres d'actionnement du CMG avec prédicteur et zone morte. Dans un second temps, l'algorithme de CES est utilisé afin de définir une fréquence de modulation optimale des actionneurs latéraux de la maquette et de contrôler la symétrie du sillage.

Dans la suite, on appellera *contrôle mixte* les contrôles implémentés avec la symétrie du sillage pour objectif et dont les paramètres sont optimisés par la CES. Des approches utilisant le CMG ou la modulation de fréquences ont été développées pour les contrôles mixtes. Pour tous les essais expérimentaux présentés dans cette section, les paramètres des contrôle sont résumés dans les tableaux T.4 et T.3 respectivement, dans l'annexe F.3

3.1 Contrôle par mode glissant et extremum seeking

Présentation

Comme vu expérimentalement à la section 2 de ce chapitre, le contrôle combiné utilisant le côté supérieur du culot de la maquette et la méthode de CMG avec prédicteur et zone morte permet :

- en configuration alignée ($\beta = 0°$), de réduire les états asymétriques de la bistabilité sans entraîner de chute importante de la pression au culot,
- en dérapage important, d'améliorer la symétrie des champs de pression au culot et de réduire la traînée aérodynamique de manière plus importante que lors du CMG avec prédicteur et zone morte seul.

Le contrôle combiné (CC+h, en particulier) comble donc les problèmes de stabilisation de la pression au culot de la maquette ActivROAD révélés à la fin du chapitre 4.

Rappelons que le CMG avec prédicteur et zone morte se caractérise par un contrôle au rendement énergétique important grâce à la faible quantité d'air utilisée pour le centrage du barycentre. Cette particularité en fait un bon candidat pour définir une loi de commande robuste et économique de la symétrie du sillage en vue de réduire la traînée aérodynamique des véhicules et *in fine* leur consommation. Une optimisation des paramètres de commande de l'actionnement combiné semble donc être intéressante afin de pouvoir utiliser les effets de la symétrie du sillage pour réduire la traînée de pression sur les véhicules sans souffrir des chutes de pression dans le sillage observées dans le cas du CMG avec prédicteur et zone morte seul.

Dans la suite de cette partie, on couple les contrôles combinés CC+h et CC+hb, qui utilisent la stratégie de CMG avec prédicteur et zone morte et un actionnement additionnel à fréquence fixe avec l'optimisation par CES des paramètres f, la fréquence des jets, et P_i, la pression d'alimentation. Tous les côtés activés sur le culot de la maquette subissent alors les mêmes variations des paramètres de commande. Ces cas, sont en réalité des contrôles combinés CC+h et CC+hb utilisant la CES, et par conséquent des types de contrôles mixtes.

Deux approches des contrôles mixtes ont été explorées dans cette partie :

i. le cas visant seulement à optimiser les paramètres de commande des actionnements combinés en configuration alignée :
Ces cas utilisent la fonction de coût définie pas l'équation (5.8) puis celle définie par (5.11) au chapitre 5 dont les définitions sont rappelées ici :

$$\Pi_{e,\,\alpha_e=0} = 1 \times \mathcal{M}_p\,, \quad \alpha_p = 1 \tag{5.8}$$

$$\Pi_{e,\,\alpha_e=0.55} = 1 \times \mathcal{M}_p + 0.55 \times \mathcal{M}_e\,, \quad \alpha_p = 1 \text{ et } \alpha_e = 0.55 \tag{5.11}$$

avec $\mathcal{M}_p$ une combinaison linéaire dépendant de C_p et mesurant l'évolution de pression au culot de la maquette ActivROAD, cf. (5.4),
et $\mathcal{M}_e$ dépendant du produit P_iQ_V, c'est-à-dire de l'énergie pneumatique impliquée dans le contrôle, cf. (5.5).

ii. le cas utilisant également des indicateurs de la symétrie du sillage dans le calcul de la fonction de coût de la CES, en dérapage :
Ces cas utilisent une définition de la fonction de coût Π_e optimisée pour la prise en compte de l'importance de la symétrie du sillage dans l'optimisation des paramètres

de commande :

$$\Pi_{e,\,y_b} = \alpha_p \mathcal{M}_p + \alpha_e \mathcal{M}_e + \alpha_{\bar{b}} \mathcal{M}_{\bar{b}} + \alpha_{vb} \mathcal{M}_{vb} \quad \text{où} \quad \begin{cases} \alpha_p = 1 \\ \alpha_e = \{1\,;\,2\} \\ \alpha_{\bar{b}} = 2 \\ \alpha_{vb} = 5 \end{cases} \tag{6.2}$$

avec :

- $\mathcal{M}_{\bar{b}} = |y_b|$, la valeur de la position latérale du barycentre (moyennée sur un intervalle de 10 ms) ;
- $\mathcal{M}_{vb} = \max(y_b) - \min(y_b)$, l'amplitude effective des déplacements du barycentre (sur un intervalle de 10 ms) ;
- deux valeurs de α_e seront utilisées dans la suite, les autres pondérations sont, elles, maintenues constantes.

Les résultats de l'étude de l'effet de ces contrôles mixtes sur la symétrie du sillage et la réduction de la traînée qui vont suivre dans cette section sont tous obtenus pour un écoulement à 35 m/s. De plus, pour les cas utilisant le CMG (contrôles combinés ou non), on réalise systématiquement une commande par extremum seeking avec deux paramètres, f et P_i, pour les conditions initiales : $f_0 = 100$ Hz et $P_{i_0} = 0.25$ MPa.

i. Optimisation des contrôles combinés en configuration alignée : $\beta = 0°$

Pour un écoulement aligné, les résultats de la section 2 de ce chapitre montrent l'intérêt du contrôle combiné CC+h sur le CMG avec prédicteur et zone morte seul et le CC+hb. Or, dans le cas du contrôle mixte, pour $\beta = 0°$, la CES implémentée pour optimiser les paramètres du CC+h n'a pas permis d'obtenir des fréquences d'actionnement ou des pressions d'alimentation pertinentes pour un contrôle efficace de la bistabilité, en raison, selon nous, du faible débit d'air nécessaire au contrôle.

En revanche, le contrôle combiné CC+hb présente une meilleure compatibilité avec la démarche de CES. En effet, il est possible que le débit plus important du contrôle lors de l'actionnement des côtés haut *et* bas du culot de la maquette permette une meilleure analyse des gradients imposés à la fonction de coût Π_e par la recherche d'extremum que dans le cas du contrôle CC+h.

On ne reporte alors que les cas de contrôle mixte avec l'actionnement par CC+hb pour la configuration d'écoulement aligné. Le tableau 6.5 résume les paramètres de commande sélectionnés et les performances atteintes par le contrôle mixte de la symétrie latérale du sillage tout au long de cette partie. Les cas à $\beta = 0°$, constituant les premières lignes du tableau, conduisent à différents régimes de contrôle relativement à la fonction de coût utilisée.

Tout d'abord, pour chaque cas de contrôle de la symétrie et de réduction de la

bistabilité, on note une nette diminution de d_{y_b} d'au moins 87 % par rapport au cas sans contrôle, ce qui montre un usage efficace du contrôle par mode glissant bien que les fréquences moyennes d'actionnement ne correspondent pas au classique $f = 1050$ Hz utilisé dans le chapitre 4 et la section 2 de ce chapitre.

Du point de vue des fréquences et des pressions d'alimentation obtenues en moyenne sur les 20 dernières secondes des essais enregistrés, les paramètres de commande sont impactés par les pondérations de la fonction de coût Π_e :

$\alpha_e = 0$ Sans prise en compte de l'énergie pneumatique investie : $R_1 < \overline{f} < R_2$ et P_i n'est pas réduite par la CES. Ces paramètres de contrôle conduisent à une augmentation de pression au culot de 1.89 % et à un rendement énergétique du contrôle 2.8 fois supérieur à celui enregistré pour le contrôle CC+hb de la partie 2.1 (voir tableau 6.3) ;

$\alpha_e = 0.55$ En prenant en compte l'énergie investie dans le contrôle : $\overline{f} \in R_3$, mais $\overline{f} < 1050$ Hz et P_i a tendance à augmenter en conséquence. Ces paramètres de contrôle permettent la bonne symétrisation du sillage en moyenne, mais ne conduisent pas à une augmentation de pression au culot qui soit répétable et significative. Le maintien de la fonction de coût Π_e à un minimum semble perturbé par des phénomènes non linéaires entre l'évolution de la pression au culot et la recherche de paramètres optimaux ;

$\alpha_e = 1$ Pour ce cas de contrôle, l'énergie investie a autant de poids que l'augmentation de pression dans le sillage : $\overline{f} \in R_1$ et P_i diminue. Cet actionnement ne présente pas le meilleur gain en pression au culot de cette série de tests à $\beta = 0°$, mais présente un rendement énergétique 3 fois plus grand que dans le cas à 1050 Hz du tableau 6.3.

Malgré ces résultats intéressants pour l'augmentation de la performance de l'actionnement CC+hb, le contrôle mixte n'a pas permis d'améliorer les gains en pression au culot et en réduction de traînée par rapport au meilleur cas obtenu dans la partie 2.1, c'est-à-dire en configuration alignée. Comme observé au chapitre 5, il semble que la technique de CES soit grandement influencée par le débit d'air utilisé par le contrôle et par la capacité de l'actionnement à impacter la fonction de coût Π_e. Pour plus de détails sur ces cas d'actionnement en configuration alignée par contrôle mixte, des illustrations des dynamiques de recherche de paramètres et les répartitions de pression au culot de la maquette ActivROAD obtenus pour les cas reportés ci-dessus sont ajoutés en annexes F.1 et F.2. On peut également se reporter à l'annexe F.3 et au tableau T.3 des paramètres de réglages des techniques de contrôle en boucle fermée utilisées. Une analyse a posteriori de ces paramètres a révélé une différence dans les paramètres utilisés pour la CES concernant la pression d'alimentation P_i : la fréquence de coupure du filtre passe-haut utilisé pour le réglage de P_i, pour ces essais a été réglé à 0.5 Hz au lieu de 0.05 Hz, ce qui réduit de 20 % environ la sensibilité de la CES aux variations de P_i créées par la perturbation virtuelle

β (°)	Π_e	α_e	CC	Figure	$\overline{f}$ (Hz)	$\overline{P_i}$ (MPa)	$\lvert\overline{y_b}\rvert$	σ_{y_b}	d_{y_b}	$-\Delta\gamma_p$ (%)	η (%)
0	Π_e	0	+hb	F.1	462.6	0.26	0.002	0.030	0.002	1.89	4.94
	Π_{e,α_e}	0.55	+hb	F.2 ①	838.9	0.26	0.002	0.030	0.006	0.85	2.04
	Π_{e,α_e}	0.55	+hb	F.2 ②	886.6	0.27	0.001	0.031	0.003	-0.48	-1.07
	Π_{e,α_e}	1	+hb	F.2 ③	370.7	0.23	0.002	0.029	0.002	1.68	5.35
1.7	Π_{e,y_b}	1	+h	6.8	258.8	0.29	0.013	0.022	0.020	-0.71	-2.27
	Π_{e,y_b}	1	+hb	6.9 ①	195.8	0.32	0.23	0.029	0.036	2.93	4.69
	Π_{e,y_b}	2	+hb	6.9 ②	284.6	0.21	0.21	0.029	0.023	5.16	16.56

Tableau 6.5 – Paramètres de commande pour les contrôles mixtes en configurations alignée et en dérapage (à $V_\infty = 35$ m/s) : Conditions initiales $f_0 = 100$ Hz et $P_{i_0} = 0.25$ MPa, moyennes temporelles prises du $\Delta t = 20$ s à la fin des périodes d'essai enregistrées.

sinusoïdale à 0.1 Hz. Il en résulte une atténuation des gradients de Π_e relativement aux variations de P_i qui ralenti la sélection d'une pression d'alimentation optimale pour le contrôle.

Les observations de l'effet du contrôle combiné CC+h et CC+hb et de la démarche de commande par extremum seeking a alors conduit à adapter ensuite la fonction de coût Π_e selon l'équation (6.2) pour utiliser le contrôle mixte en configuration en dérapage.

ii. Optimisation des contrôles combinés en dérapage : $\beta = 1.7°$

On présente maintenant les résultats du contrôle mixte pour une configuration en dérapage. Avec pour objectif la réduction de l'asymétrie engendrée par le mauvais alignement de la maquette vis-à-vis de l'écoulement, ce contrôle est caractérisé par un actionnement conséquent d'un des côtés latéraux par rapport à l'autre (voir partie 3.5 au chapitre 4). Dans ce cas d'alignement, les contrôles mixtes avec l'actionnement CC+h et CC+hb ont été testés.

La figure 6.8 illustre tout d'abord un cas obtenu pour un angle de dérapage de $\beta = 1.7°$, $V_\infty = 35$ m/s, et le contrôle mixte employant l'actionnement CC+h.

Comme le montre le graphique 6.8(a), malgré le dérapage, on note une bonne symétrisation par CMG avec prédicteur et zone morte au court de l'essai. Cependant, au début du contrôle, et à certains moments (vers $t = 60$ s, par exemple), l'actionnement s'arrête conduisant le barycentre dans l'état asymétrique créé par le vent transverse. Il est intéressant de voir que la symétrisation du barycentre en moyenne est plus importante que dans les cas observés en figure 6.9 avec un actionnement à fréquence fixe.

La figure 6.8(b) montre cependant une forte asymétrie verticale dans la répartition

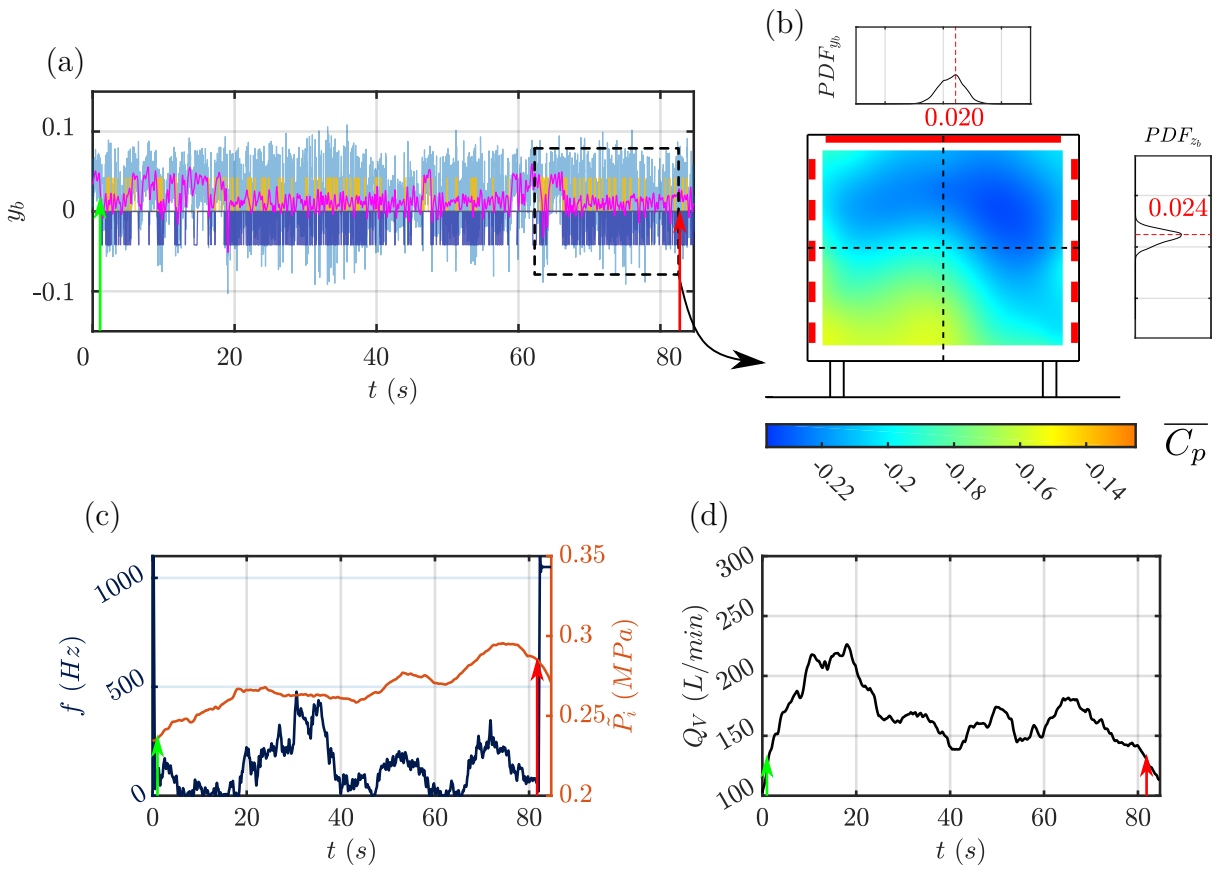


FIGURE 6.8 – Contrôle mixte (CC+h et CES de f et P_i) pour $V_\infty = 35$ m/s, $\beta = 1.7°$, Π_e selon (6.2) ($\alpha_e = 1$) : (a) y_b contrôlé brut (—), filtré à 2 Hz (—) ; (b) champ de pression moyen (sur les 20 dernières secondes de l'essai) et tracé des PDF_{y_b} et PDF_{z_b} ; (c) paramètres de commande (f, P_i) ; (d) débit d'air mesuré lors du contrôle ;

de pression du culot de la maquette ActivROAD. Pour ce cas de contrôle mixte, les gains de pression au culot ne sont pas positifs.

Les résultats récoltés pour cet actionnement sont ajoutés au tableau 6.5. On y voit en particulier la valeur moyenne de fréquence d'actionnement maintenue très basse ($\overline{f} < R_1$), ce qui entraîne une forte augmentation de P_i malgré la prise en compte de l'énergie pneumatique avec $\alpha_e = 1$ dans Π_e. Il est possible que dans le cas de cet actionnement, CC+h réglé par recherche d'extremum, les jets latéraux puissent correctement réduire l'asymétrie du sillage, mais qu'ils induisent des effets indésirables par l'excitation hiératique à basse fréquence de la couche de mélange supérieure du culot de la maquette. Cette déstabilisation et un faible débit d'actionnement modifient grandement l'attractivité des fréquences des domaines R_1 et R_3 qui conditionnent une bonne augmentation de pression au culot de la maquette ActivROAD.

Les résultats mitigés du contrôle mixte avec CC+h peuvent être comparés à ceux obtenus pour le même angle de dérapage et avec l'actionnement CC+hb. La figure 6.9 compare les réductions d'asymétrie et les évolutions des paramètres de commande pour

ces deux cas de contrôle mixte avec comme fonction le coût Π_e définie par (6.2). Dans le cas 1, les graphiques de (a_1 à f_1), on emploie $\alpha_e = 1$, et pour le cas 2 (graphiques de (a_2 à f_2), on emploie $\alpha_e = 2$.

Pour chaque partie de la figure 6.9, on a tracé :

(a) la variation temporelle de Π_e : (—) filtrée à 2 Hz ; (—) (jaune) moyenne glissante (sur 2 s).

(b) la variation de C_p : (—) filtrée à 2 Hz ; (—) moyenne glissante (sur 2 s).

(c) la transitions de f et de P_i par CES

(d) la variation du débit d'air utilisé par le contrôle Q_V (filtrées à 2 Hz et moyennées).

(e) l'évolution de y_b lors du contrôle par mode glissant : (—) signal brut, (—) filtré à 2 Hz, (— commande des EVs à gauche et (—) à droite.

(f) et (g) les niveaux de pression sur le culot enregistré durant les 20 dernière secondes de la période de transition de paramètres. Les tracés des PDF de y_b et de z_b sont ajoutés autour des champs de pression.

Tout d'abord, les données des paramètres de contrôle obtenus reprises dans le tableau 6.5 montrent une symétrisation partielle du sillage par l'actionnement des côtés latéraux du culot, comme dans le cas d'actionnement CC+h précédent, et les autres cas de contrôles de symétrie pour $\beta = 1.7°$ (cf. partie 2.2 et partie 3.5 au chapitre 4). Ce contrôle de l'équilibre latéral du sillage conduit à une augmentation de la pression au culot de 2.93 % pour le cas 1 et de 5.16 % pour le cas 2. Ces gains restent inférieurs à ceux obtenus pour une fréquence d'actionnement f et une pression d'alimentation P_i fixes, comme présenté à la figure 6.7. Le barycentre est alors jusqu'à 2 fois moins bien recentré par rapport au cas du CMG avec prédicteur et zone morte seul, et il est 5 fois moins bien recentré par rapport au cas d'actionnement CC+hb. On reporte cependant une très bonne symétrie verticale des champs de pression (voir graphique (f_1)).

Pour la section 6.9 1, avec $\alpha_e = 1$, on remarque une augmentation importante de la pression d'alimentation des EVs (graphique (c_1)) qui peut être liée au mauvais réglage de $f_{PH_{P_i}}$ (cf. tableau T.3 à l'annexe F.3). Cette augmentation de P_i suit une augmentation de la fréquence d'actionnement jusqu'à 500 Hz puis une chute importante. On note dans le graphique (d_1) que la chute de f et le maintien à haute pression de $\tilde{P}_i$ stabilise le débit d'actionnement. On remarque donc que les paramètres de commande semblent n'avoir pas atteint un état complètement stabilisé à la fin de l'enregistrement réalisé. En raison de la diversification des facteurs impactant Π_e et de la conservation du débit d'actionnement malgré une chute importante de f, la démarche de CES n'a pas réussi à stabiliser f durant le fenêtre d'observation utilisée ici. Toutefois, la réduction de f vers zéro provoque l'arrêt l'actionnement après $t \sim 72$ s. L'impact de cet arrêt du contrôle latéral sur la fluctuation

de C_p et le fait que la pression d'alimentation ($\tilde{P}_i \sim 0.3$ MPa) soit importante auraient dû conduire à une nouvelle augmentation de f, potentiellement vers 500 Hz, si l'essai avait été prolongé.

Pour la section 6.9②, avec $\alpha_e = 2$, on observe une réduction de la pression d'alimentation des EVs suite à l'augmentation du poids de l'énergie utilisée par le contrôle dans Π_e (graphique (c_2)). On observe que la fréquence f évolue de manière similaire au cas ① et atteint rapidement un maximum vers 500 Hz avant de décroître. Dans ce cas là, en revanche, le débit d'actionnement à la fin de l'essai est beaucoup plus faible dans le cas ② que dans le cas ①. Il est donc possible que la fréquence d'actionnement ne puisse pas prendre n'importe quelle valeur pour réduire la dépression au culot pour ce cas de figure. Malgré la fluctuation de f à la fin de la période enregistrée, il est probable que la CES devrait maintenir le contrôle dans le domaine de fréquence R_1.

La bonne définition des paramètres de pondération joue un rôle critique dans la forme du domaine d'attraction défini par $\Pi_{e,\,y_b}$. Dans le cas de l'essai de contrôle mixte 6.9②, le fort impact de l'énergie impliquée dans le contrôle provoque une sélection intéressante des paramètres à optimiser pour un contrôle de symétrie comparable à celui de l'essai 6.9①.

En effet, le contrôle mixte en dérapage avec $\alpha_e = 2$ obtient finalement des gains en pression on au culot de 5.16 %, à un coût énergétique réduit qui donne finalement un rendement énergétique de 16.56 % pour le contrôle sans avoir à réaliser d'essais exploratoires de l'impact de l'actionnement sur le sillage en dérapage.

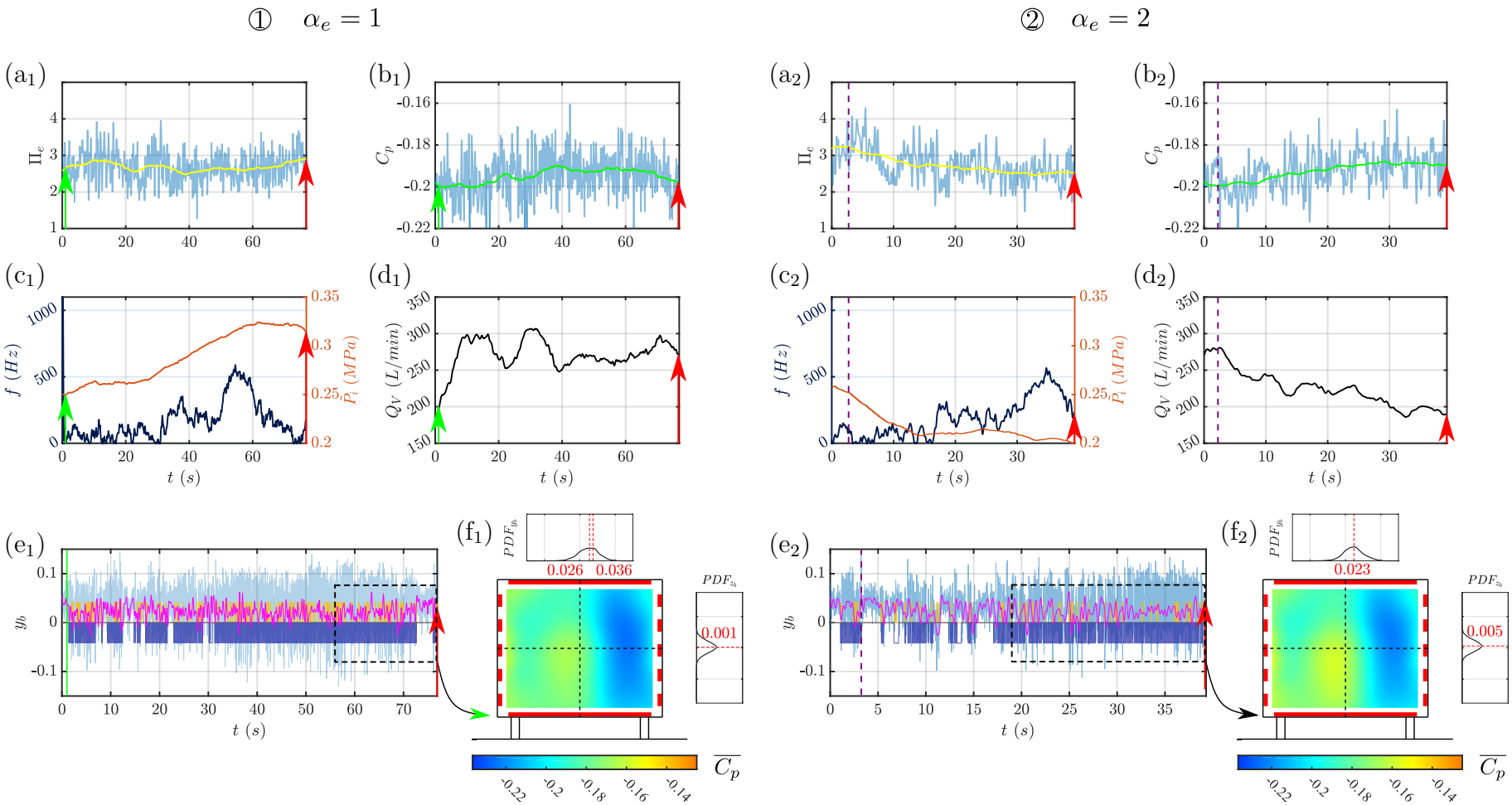


FIGURE 6.9 – Paramètres de contrôles et indicateurs de la pression et de l'état de symétrie du sillage pour des actionnements mixtes en dérapage à $\beta = 1.7°$ et $V_\infty = 35$ m/s. Les graphiques de gauche de (a_1 à f_1) concernent une commande par extremum seeking avec $\alpha_e = 1$, et les graphiques de droite de (a_2 à f_2) un cas avec $\alpha_e = 2$. Les flèches (↑ et ↑) délimitent les parties de l'essai où le contrôle est activé et arrêté, et les lignes (¦) désignent une réinitialisation des paramètres de commande aux conditions initiales f_0 et P_{i_0}.

Conclusion du couplage entre CMG avec prédicteur et zone morte, actionnement additionnel et commande par extremum seeking

Pour conclure sur la démarche du contrôle mixte employant la commande par extremum seeking afin de fixer la fréquence d'actionnement et la pression d'alimentation des EVs des actionnements combinés, on a pu observer que les deux techniques pouvaient cohabiter afin de réduire la traînée de pression.

Deux configurations de la maquette ActivROAD à haut nombre de Reynolds ($Re_H = 7 \times 10^5$) ont pu montrer des résultats intéressants en termes de contrôle de la symétrie du sillage et de gains de pression au culot sans nécessiter d'analyse préalable de l'effet de l'actionnement sur le sillage.

Pour le cas aligné, le contrôle CC+hb a même été amélioré par rapport au cas sans extremum seeking.

En revanche, le faible impact des jets utilisés sur le sillage pour des fréquences d'actionnement basses semble dégrader les capacités d'optimisation de f et de P_i par CES. La correction du réglage du filtre passe-haut utilisé pour la recherche de pression d'alimentation P_i optimale pourrait permettre d'augmenter la réactivité de la CES et de stabiliser le contrôle pour éviter les explorations dans des zones de fréquences trop basses.

Dans le cas en dérapage, les performances du contrôle mixte se sont révélées inférieures à celles obtenues sans extremum seeking à la section 2.

En particulier, les résultats mitigés pour un contrôle à très basse fréquence d'actionnement (qui n'avait jamais été caractérisé auparavant) révèlent une dégradation de la pression au culot et une réduction de l'impact de l'actionnement sur le sillage. Ces actionnements ont alors un effet indésirable sur la stabilisation des paramètres d'actionnement via la commande par extremum seeking. Néanmoins, une simple saturation basse des fréquences d'actionnement aurait certainement permis d'améliorer les résultats présentés ici. De nouveaux essais utilisant des conditions initiales plus diverses avec une saturation basse sur la fréquence d'actionnement seraient encore nécessaires pour valider l'usage du CMG avec prédicteur et zone morte et de l'optimisation des paramètres d'actionnement par la CES.

À la vue des résultats ci-dessus, il semble que le contrôle mixte avec contrôle par mode glissant puisse être amélioré par :

- des ajustements de Π_e afin de rendre plus sensible la CES à de petits changements dans l'actionnement, et
- la correction des techniques de filtrage afin d'accélérer la réactivité de la méthode de CES

Des essais complémentaires seraient encore nécessaire pour concurrencer les contrôles de la section 2 réalisés grâce la connaissance avancée du système d'actionnement. Une nouvelle

définition de la fonction de coût Π_e pourrait éventuellement permettre d'explorer davantage le domaine de fréquences R_3 à haute pression P_i dont on connaît les performances en termes de symétrisation de l'écoulement et de réduction de la traînée de pression.

Pour finir, la technique de contrôle mixte pourrait certainement être améliorée en fixant la fréquence d'actionnement du barycentre par les jets latéraux à très haute fréquence, $f = 1050$ Hz, tout en laissant la CES optimiser la fréquence des côtés haut et bas (potentiellement indépendamment). Dans ce cas-là, P_i pourrait être variable ou fixe. Ce type de contrôle pourrait alors s'affranchir des effets discrets de l'actionnement avec zone morte et du faible débit généré par les jets latéraux pour optimiser seulement les actionnements haut et bas. On pourrait trouver un actionnement optimal à fréquence fixe des côtés additionnels en haut et en bas du culot, ou bien, comme le suggèrent les essais qui vont suivre, une modulation de fréquence des jets pulsés.

3.2 Modulation des actionnements latéraux

Présentation

La combinaison de la modulation des fréquences à gauche et à droite du culot avec les méthodes de commande par extremum seeking est une autre piste visant à contrôler la symétrie du sillage de la maquette ActivROAD par une méthode adaptative. On propose ici de tester la possibilité d'optimiser une modulation indépendante de l'actionnement par jets pulsés des deux côtés latéraux de la maquette ActivROAD en configuration alignée et en dérapage pour un écoulement à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$). De manière semblable aux cas précédents de contrôle combiné CC+hb (cf. section 2 de ce chapitre), on active les côtés haut et bas du culot de la maquette à fréquence fixe. Ce cas de contrôle constitue un nouveau contrôle mixte qui emploie la recherche d'extremum pour optimiser la régulation de la symétrie du sillage par modulation des actionnements latéraux.

Dans les précédents essais de modulation (en sections 3.3 du chapitre 3 et 1.1 de ce chapitre), la fréquence du signal carré porteur, permettant de moduler l'excitation haute fréquence des EVs, était obtenue à partir d'un diviseur de fréquence m fixe. On choisit ici de laisser la CES optimiser une largeur de train d'ondes pour moduler l'excitation haute fréquence. De plus, afin de ne pas subir les effets néfastes du lâcher tourbillonnaire apparaissant lors des précédents essais de modulation fréquentielle, on base cette modulation sur un signal sinusoïdal de fréquence fixe f_s inférieure à celle du lâcher tourbillonnaire.

Le principe de la modulation employée ici est présenté en figure 6.10. Une valeur de seuil $h_s \in [-1\,;\,+1]$, obtenue par la CES permet de définir un domaine passant par comparaison avec un signal sinusoïdal primordial de fréquence f_s et d'amplitude unité. À tout instant t, si la valeur du signal sinusoïdal est supérieure au seuil h_s, le signal modulateur vaut 1 et la modulation est passante. Cette méthode permet de créer un signal

de modulation actualisable à la fréquence du signal sinusoïdal. Le signal modulé est alors caractérisé par les deux indicateurs suivants, dépendants du niveau h_s :

- le rapport cyclique équivalent RC_s donné par :

$$RC_s = \frac{1}{2\pi}(\pi - 2\sin^{-1}(h_s)) \tag{6.3}$$

- le nombre de pulses haute fréquence par période du sinus primordial :

$$N_{p/t} = \frac{RC_s f}{f_s} \tag{6.4}$$

D'après (6.3) :

- si $h_s = -1$, alors $RC_s = 1$ et l'actionnement est comparable à un actionnement non modulé,
- et si $h_s = 1$, alors $RC_s = 0$ et l'actionnement est éteint.

Les cas où RC_s sont proches de 1 correspondent donc à de larges trains d'ondes avec de nombreux pulses par période de sinus alors que les RC_s proches de 0 signifient qu'il y a de grandes périodes sans actionnement et donc peu de pulses générés par période. Les cas à RC_s identiques à fréquences f_s différentes peuvent être distingués par un nombre différent de pulses par train d'ondes $N_{p/t}$.

Ainsi, dans notre application au contrôle d'écoulement autour du corps d'Ahmed, la commande par extremum seeking utilisée est une commande multivariable à trois paramètres :

- l'amplitude du seuil $h_{s,G}$ pour la modulation de fréquence à gauche,
- l'amplitude du seuil $h_{s,D}$ pour la modulation à droite,
- la consigne de pression d'alimentation P_i pour l'ensemble des EVs des quatre côtés.

Deux fréquences f_s différentes sont utilisées pour éviter tout risque de conflit fréquentiel dans la commande par extremum seeking : $f_{s,G} = 10$ Hz à gauche et $f_{s,D} = 13$ Hz à droite. Dans toutes les notations, on distinguera celles relatives aux côtés gauche et droit, respectivement par les indices G et D. On notera donc le rapport cyclique équivalent de l'actionnement par côté (en pourcentage) : à gauche $RC_{s,G}$ et à droite $RC_{s,D}$ et le nombre de pulses générés par train d'onde de modulation : à gauche $N_{p/t,G}$ et à droite $N_{p/t,D}$

Pour l'implémentation expérimentale de la commande par extremum seeking, la fonction de coût à minimiser est la même que dans la section précédente, seules les

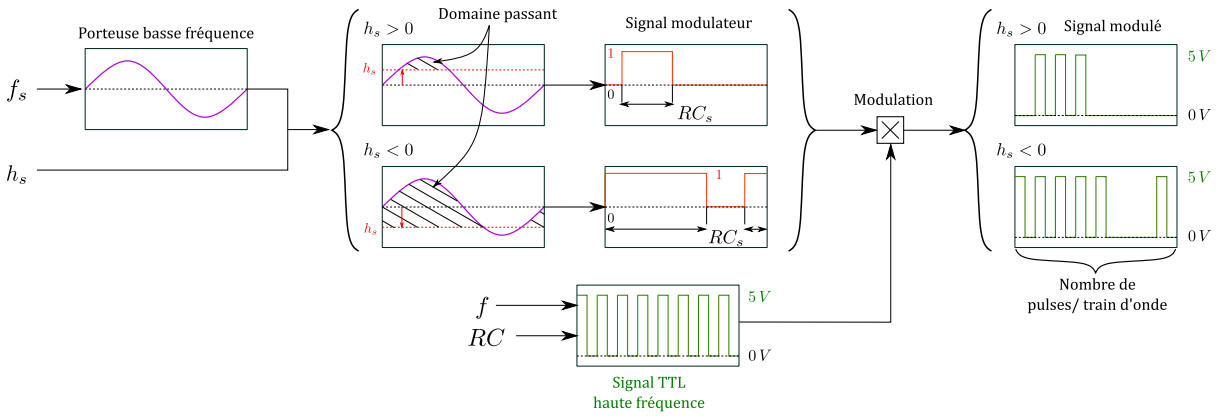


FIGURE 6.10 – Principe de génération du signal de commande modulé à partir d'un niveau de seuil h_s compris entre -1 et 1, utilisé pour l'actionnement des EVs latérales.

pondérations des composantes sont différentes :

$$\Pi_{e,\,y_b} = \alpha_p \mathcal{M}_p + \alpha_e \mathcal{M}_e + \alpha_{\bar{b}} \mathcal{M}_{\bar{b}} + \alpha_{vb} \mathcal{M}_{vb} \quad \text{où} \quad \begin{cases} \alpha_p = 1 \\ \alpha_e = 0.3 \\ \alpha_{\bar{b}} = 5 \\ \alpha_{vb} = 5 \end{cases} \tag{6.5}$$

Résultats expérimentaux

La figure 6.11 présente l'évolution de la fonction de coût définie par (6.5) lors des modulations à gauche et à droite. Pour tous les côtés activés au culot de la maquette (haut et bas sans modulation, et gauche et droit avec modulation) la haute fréquence est fixe et vaut $f = 350$ Hz. Enfin, la vitesse d'écoulement est fixée à 35 m/s et les paramètres de commande initiaux dictés par la CES sont :

$$h_{s,\,G_0} = h_{s,\,D_0} = 0 \quad \Longrightarrow \quad RC_{s,\,G_0} = RC_{s,\,D_0} = 0 \tag{6.6}$$

$$P_{i_0} = 0.20 \text{ MPa} \tag{6.7}$$

Les graphiques de la figure 6.11 concernent en (a), l'évolution de Π_e, en (b) l'évolution de C_p, en (c) l'évolution des paramètres réglés par la commande par extremum seeking, et en (d) l'évolution du débit d'air consommé.

Les sections d'essais définies en figure 6.11 permettent de considérer trois types d'écoulement différents :

1. un écoulement aligné ($\beta = 0°$),
2. une variation dynamique de la force du vent transverse (β augmenté à 1.7°),
3. un écoulement en dérapage ($\beta = 1.7°$).

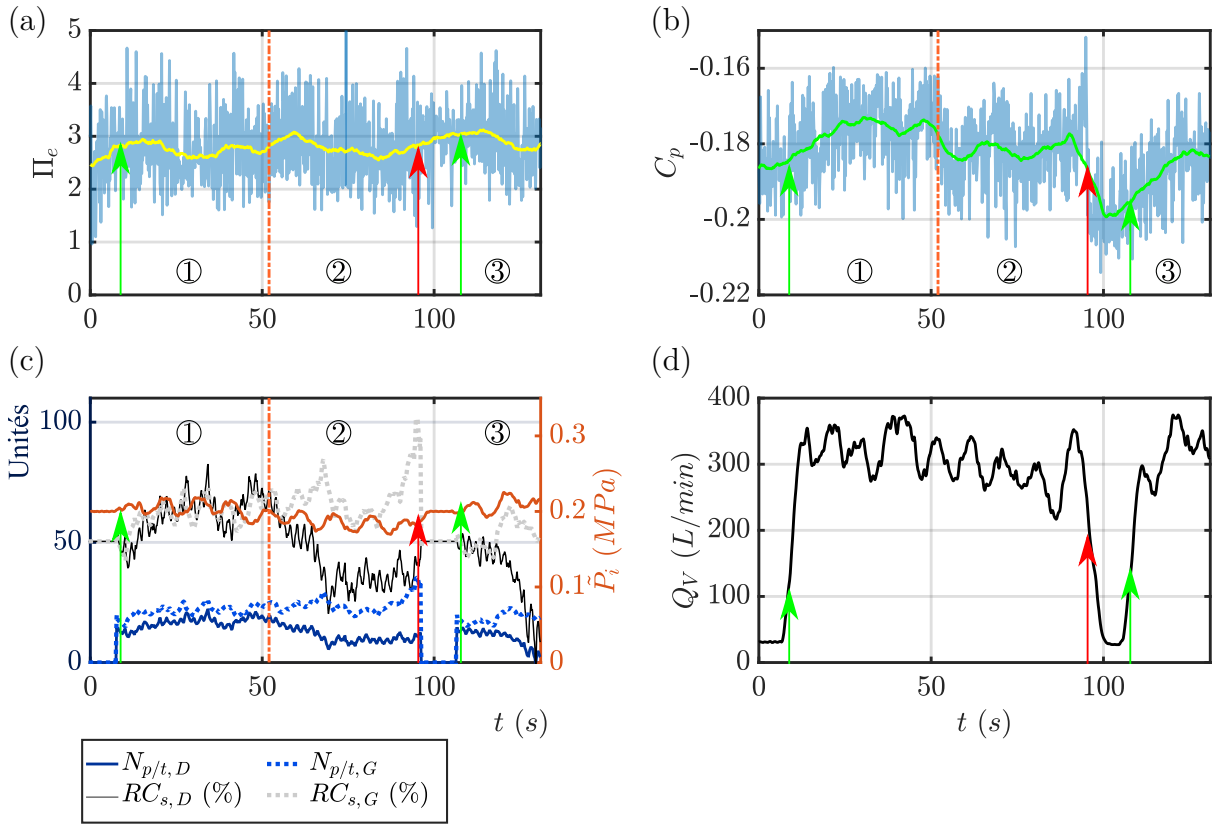


FIGURE 6.11 – Commande par extremum seeking des actionnements latéraux et de la pression d'alimentation des actionneurs au culot de la maquette (avec mise en dérapage à $V_\infty = 35$ m/s) : (¦) mise en dérapage, (↑) début, et (↑) arrêt des phases de contrôle. Voir le texte pour la description des sections ①, ② et ③.

Pour plus de concision, les résultats relatifs au réglage des paramètres de modulation et de la pression d'alimentation P_i sont résumés dans le tableau 6.6. En plus, la figure 6.12 et le tableau 6.7 présentent les effets de ce contrôle mixte avec modulation des actionnements latéraux sur les déplacements du barycentre.

Le graphique 6.12(a) illustre les variations de y_b durant les phases sans actionnement, et les phases contrôlées ainsi que les champs de pression moyens (sur les 20 dernières secondes) des sections ① (graphique (b)), ② (graphique (c)) et ③ (graphique (d)).

Sur la figure 6.11(c), on peut tout d'abord noter que la commande par extremum seeking impacte peu la valeur de la pression P_i quel que soit l'angle d'incidence de l'écoulement, β. Cela peut être dû au faible coefficient de pondération α_e utilisé dans la définition de Π_e et aussi venir du réglage des filtres pour le réglage par CES de P_i (cf. tableau T.4, annexe F.3). Ce défaut de réglage ne perturbe cependant pas l'optimisation des modulations fréquentielles à gauche et à droite du culot.

On peut observer que pour la section ①, correspondant au cas aligné, les indicateurs de modulation résultants du réglage par la CES évoluent de manière similaire. Ainsi, les rapports cycliques équivalents de chacun des côtés, tracés en gris et noir pointillés

(graphique 6.11(c)) sont superposés. Les fréquences $f_{s,D}$ et $f_{s,G}$ étant peu différentes, les nombres de pulses par train d'ondes (en bleu) sont également proches et ont les mêmes variations : on compte 65 pulses par train d'ondes pour la modulation à droite et 63.5 pulses par train d'ondes pour la modulation à gauche en moyenne, sur les 20 dernières secondes de la section ①, et on obtient donc des modulations proches à la fin de la section ① pour les deux cotés latéraux (cf. tableau 6.6). Ces modulations latérales couplées avec l'actionnement supérieur et inférieur des côtés du culot permet une remontée de la pression au culot de 5.8 %.

On peut voir en figure 6.11(a) l'augmentation de Π_e lors de la mise en dérapage de la maquette au début de la section ② ou lors de l'arrêt de l'actionnement entre les sections ② et ③ avant sa réduction avec la stabilisation des seuils h_s.

Lors de la mise en dérapage de $\beta = 0°$ à $1.7°$ à la partie ② de l'essai, on peut voir une dissociation des RC_s à gauche et à droite : alors que $RC_{s,G}$ se maintient à environ 60 %, la valeur pour le côté droit diminue. Cela signifie que le nombre de pulses par train d'ondes à droite est inférieur à celui de gauche à la fin de la section ② (9.3 contre 23.3 en moyenne).

L'actionnement modulé différemment pour les côtés latéraux et l'effet des jets en haut et en bas du culot permettent de maintenir une valeur de C_p supérieure aux cas naturels ($C_{p_0} = -0.200$ pour $\beta = 1.7°$) : le réglage des paramètres de modulation permet à la pression au culot d'atteindre un niveau de 7 à 10 % plus élevé en moyenne que dans le cas naturel pour le dérapage $\beta = 1.7°$. Cet actionnement, adapté par la CES aux conditions de vent transverse impacte favorablement la répartition de pression au culot comme on le voit dans le graphique 6.12(c).

Les champs de pression au culot (graphiques 6.12(b-c)) montrent :

(b) une bonne symétrie latérale avec des niveaux de pression rehaussés au centre du culot par rapport à un cas naturel bistable,

(c) une dépression du côté gauche relativement faible en comparaison avec le cas naturel en dérapage à $\beta = 1.7°$ (cf. figure 3.15 au chapitre 3, par exemple). Ce cas est comparable à celui obtenu en partie 2.2 par le contrôle CC+hb qui est illustré en figure 6.7(c). Le gain en pression au culot est également comparable ($-\Delta\gamma_p \sim 10$ % environ), mais le contrôle obtient ici un rendement énergétique de 32.1 % grâce à la faible pression d'alimentation P_i utilisée par rapport au cas du CC+hb ($\eta = 19.8$ %).

La section ③ qui correspond à un redémarrage du contrôle en boucle fermée après arrêt complet de l'actionnement (entre les parties ② et ③), alors que la maquette est en dérapage avec $\beta = 1.7°$. Cette section confirme globalement les évolutions notées en fin de phase ② pour le même dérapage. En effet, on observe une dissociation de chaque rapport cyclique vers des valeurs similaires même si l'enregistrement est plus court et ne montre pas la stabilisation complète des paramètres (cf. tableau 6.6) de modulation.

On a donc observé une adaptation du contrôle à la modification de l'environnement (la force du vent transverse) grâce à la commande par extremum seeking. Cet essai avec un changement dynamique de β montre l'atout de la méthode de régulation en boucle fermée par commande par extremum seeking pour une adaptation des paramètres de commande.

Section	β (°)	$\overline{P_i}$ (MPa)	$\overline{RC_{s,D}}$ (%)	$\overline{N_{p/t,D}}$	$\overline{RC_{s,G}}$ (%)	$\overline{N_{p/t,G}}$	$-\Delta\gamma_p$ (%)	η (%)
1	0	0.20	65.0	17.5	63.5	22.2	5.76	14.62
2	1.7	0.18	34.6	9.3	66.7	23.3	9.93	32.05
3	1.7	0.21	34.3	9.2	53.8	18.8	7.48	18.28

Tableau 6.6 – Paramètres de contrôle moyens pour les 20 dernières secondes des sections de la figure 6.11 avec les gains en pression au culot et les rendements d'actionnement associés.

En pratique, le dérapage à droite d'un angle $\beta = 1.7°$ provoque le blocage du sillage dans une configuration asymétrique avec un tourbillon localisé à droite sur le culot de la maquette. Ce tourbillon crée une dépression importante au culot et déplace le barycentre du côté droit du culot. On a vu dans les études précédentes d'actionnement en boucle ouverte et par contrôle par mode glissant que l'actionnement des couches de mélanges à gauche pouvait ramener le barycentre du côté gauche. Ainsi dans les sections 2 et 3, on devrait observer un forçage plus important à gauche qu'à droite puisque le contrôle est prévu pour recentrer la position du barycentre vers $y = 0$.

Lors du dérapage, la chute de la valeur de $RC_{s,D}$ par rapport à $RC_{s,G}$ correspond bien à une réduction du nombre de pulses par train d'ondes et donc une diminution de l'effort d'actionnement à droite par rapport à la gauche. Ainsi, il apparaît que la commande par extremum seeking prend bien en compte l'asymétrie du système instationnaire au culot pour ajuster les actionnements latéraux. Ce phénomène n'avait pas pu être observé dans le cadre de l'étude en dérapage de la partie 3.2 du chapitre 5 où la commande par extremum seeking optimisait indépendamment la fréquence d'actionnement des côtés latéraux sans modulation. Des essais complémentaires pour des dérapages $\beta < 0°$ seraient toutefois nécessaire à valider de manière certaine ces observations.

En se référant à la figure 6.12(a), et au tableau 6.7, pour chaque phase de contrôle, à la fin des sections enregistrées, on obtient une réduction systématique de d_{y_b} qui montre l'effet positif du contrôle sur la symétrie du sillage en moyenne.

En particulier, l'état du sillage dans le cas 2 est plus recentré que celui du cas 3 et on reporte des gains en pression de 25 % plus importants à la fin de la section 2 par rapport à la section 3 (cf. tableau 6.6). Les meilleures performances atteintes à la fin de l'enregistrement de la section 2 viennent du bon ajustement de la force relative de l'actionnement à droite par rapport celle de la gauche grâce au réglage des seuils de modulations qui sont mieux dissociés à la fin de la section 2 qu'à la fin de la section 3.

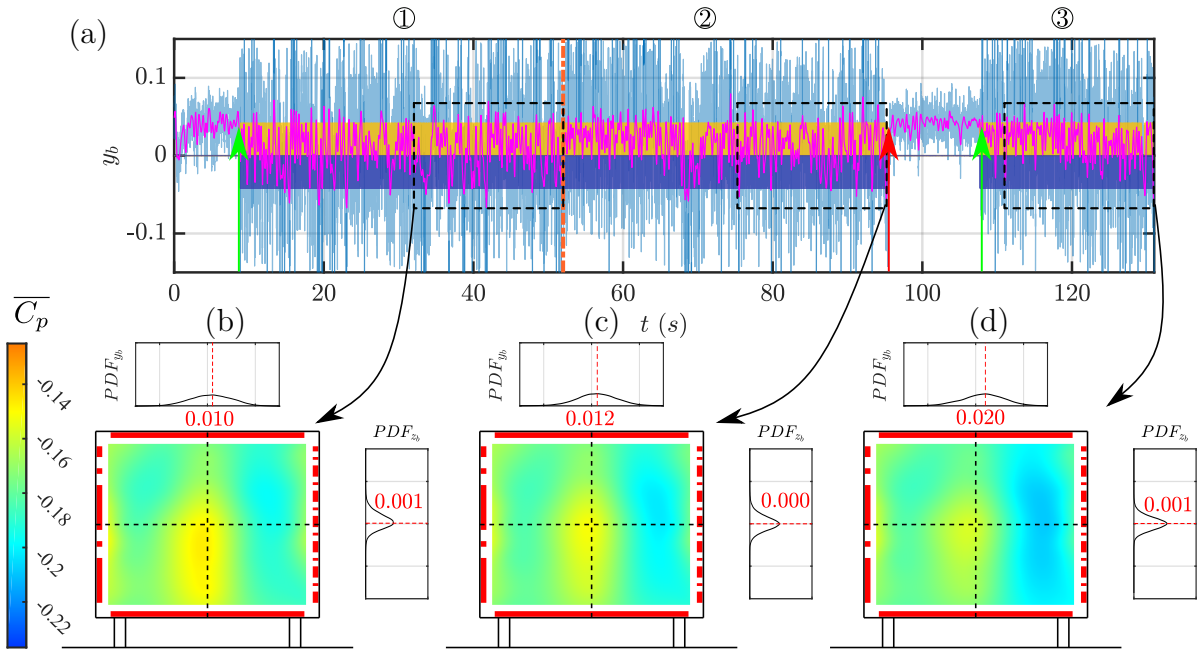


FIGURE 6.12 – Évolution de la symétrie lors de la commande par extremum seeking de la modulation en fréquence des côtés latéraux (à $V_\infty = 35$ m/s avec mise en dérapage) : Fluctuations du barycentre lors du contrôle (a), champs de pression au culot à la fin des phases de convergence : (b) en configuration alignée, (c) et (d) en configuration en dérapage à $\beta = 1.7°$.

Figure	$\lvert\overline{y_b}\rvert$	σ_{y_b}	d_{y_b}	$\lvert\overline{z_b}\rvert$	σ_{z_b}	d_{z_b}
6.12 (b)	0.007	0.046	0.011	0.007	0.019	0.001
6.12 (c)	0.011	0.043	0.012	0.002	0.019	3×10^{-5}
6.12 (d)	0.016	0.044	0.020	0.001	0.016	7×10^{-4}

TABLEAU 6.7 – Indicateurs de la symétrie latérale et verticale du sillage dans les cas de modulation de l'actionnement latéral du culot par CES.

Pour finir, on peut remarquer une très bonne stabilisation de la position verticale du barycentre par le contrôle mixte avec modulation des côtés latéraux du culot de la maquette comme le montre la colonne d_{z_b} du tableau 6.7. Il semble toutefois que la symétrie verticale du cas aligné ($\beta = 0°$ de la figure 6.12(b) puisse être améliorée. Une perspective intéressante serait de pouvoir réaliser le même travail de modulation fréquentielle sur les côtés haut et bas du culot afin de prendre en compte également la position verticale du barycentre.

Conclusion du couplage entre modulation fréquentielle des côtés latéraux, actionnement additionnel et commande par extremum seeking

L'approche développée ici est une première dans l'optimisation en temps réelle de paramètres de contrôle pour la réduction de traînée dans le cas d'un corps d'Ahmed à culot droit. La commande par extremum seeking de la modulation de la fréquence

d'actionnement des côtés latéraux couplée à l'actionnement à fréquence fixe des côtés haut et bas du culot s'est montrée réactive à la modification de la direction d'incidence de l'écoulement et permet de montrer la possibilité de prendre en compte la symétrie du sillage, la performance des jets et leur consommation énergétique afin de proposer un contrôle de traînée le plus performant possible. À présent, des essais complémentaires, pour des angles de dérapage différents, sont néanmoins encore nécessaires pour confirmer la bonne adaptation de l'actionnement aux asymétries de l'écoulement.

Par ailleurs, très récemment, les travaux de Li et al. (2019) ont utilisé également les effets de la modulation fréquentielle des côtés latéraux sur la symétrie du sillage. Pour un corps d'Ahmed à culot droit et une vitesse d'écoulement $V_\infty = 25$ m/s ($Re_H \sim 5 \times 10^5$,) pour un angle de dérapage de 5°, la symétrisation latérale du sillage, dans le meilleur cas, permettait de réduire la traînée de 7 % avec un rendement énergétique plus important que dans le cas d'un actionnement sans modulation. Le contrôle optimal trouvé par une étude paramétrique en boucle ouverte confirme un résultat antérieur obtenu par un algorithme de programmation génétique (Li et al., 2017), mais il n'est alors optimisé que pour un angle de dérapage donné. Toutefois, d'après les auteurs, la dualité entre symétrie du sillage et réduction de la traînée est cruciale.

Dans notre cas nous avons pu voir que la modulation à gauche et à droite pouvait être ajustée indépendamment par la commande par extremum seeking afin de tenir compte de l'asymétrie de l'écoulement par rapport au corps de la maquette de véhicule. Le contrôle obtenu par le contrôle mixte des modulations latérales pour un angle de dérapage de 1.7° et une vitesse d'écoulement de 35 m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$) a permis d'obtenir une réduction moyenne de l'asymétrie du sillage et un gain de pression au culot de 9.93 %. Si les conditions expérimentales n'ont pas permis de mesurer la variation de C_x associée à cet essai de contrôle, les résultats de contrôle combinés CC+hb (voir tableau 6.4) qui lui sont comparables font correspondre une réduction de traînée de 4.51 % pour un gain en pression au culot de 9.63 %.

Enfin, les rendements obtenus ici pour une modulation des côtés latéraux et une mise en dérapage sont comparables à ceux des actionnements en boucle ouverte (voir graphique en figure 2.30, en partie 4.4 au chapitre 2), mais avec une pression d'alimentation nettement plus faible. Ils montrent la possibilité de recréer l'efficacité de l'actionnement en boucle ouverte classique sans nécessiter d'exploration paramétrique de l'effet des actionneurs, et ici, avec l'emploi d'une énergie pneumatique moindre. Ce résultat est encourageant pour envisager d'adapter un système de contrôle viable par des jets pulsés dans une application de véhicule industriel.

Conclusion

Ce chapitre a été dédié à l'utilisation du contrôle actif d'écoulement sur le culot de la maquette ActivROAD d'après les analyses réalisées au long de cette thèse. Il a permis de tester le couplage d'actionnements latéraux et des actionnements des côtés supérieur et inférieur du culot, dans un premier temps, puis dans un second temps d'implémenter des méthodes de commande adaptatives sur les démarches de contrôle de la symétrie du sillage implémentées précédemment (voir chapitres 3 et 4). Ces expérimentations permettent de distinguer les effets des différents actionneurs du culot de la maquette sur la recompression du sillage par l'actionnement des couches de mélange et le maintien de la symétrie de la répartition de pression sur le culot.

Il a notamment été observé que le couplage d'un actionnement supplémentaire à celui des activations de côtés latéraux, en section 1, pouvait permettre d'atténuer les effets dépressionnaires indésirables observés lors de la caractérisation initiale des transitions provoquées du barycentre à la section 3 du chapitre 3. Un contrôle de la symétrie latérale du sillage par les côtés latéraux du culot de la maquette peut donc bénéficier d'un état actionné du sillage favorable au déplacement du barycentre à haute vitesse d'écoulement.

Ces études ont conduit à l'amélioration de la technique de contrôle par mode glissant avec zone morte présentée au chapitre 4 qui souffrait d'effets indésirables sur la pression au culot lorsque la pression d'alimentation des EVs, P_i, était trop haute. Dans le cas $\beta = 0°$, des gains en traînée aérodynamique de 1.82 % ont alors pu être obtenus grâce à l'actionnement CC+h alors que le seul contrôle par mode glissant avec zone morte dans les mêmes conditions d'écoulement *augmentait* la traînée de 2.90 %.

De même, en configuration avec vent transverse ($\beta = 1.7°$), on obtient une réduction nette de traînée de 6.50 % grâce au contrôle CC+h contre seulement 1.70 % dans le cas du contrôle par mode glissant avec zone morte seul (cf. partie 3.5 au chapitre 4).

L'utilisation possible de la boucle fermée pour la maîtrise de la symétrie du sillage dans des cas de vents incidents différents pourrait être utilisée avec de nombreux avantages dans un environnement hautement perturbé comme dans le cas d'un trajet réel de véhicule sur autoroute. Dans nos études, les réductions de traînée de pression obtenues pour les essais de contrôle en boucle fermée sont comparables à ceux réalisés avec un actionnement simple en boucle ouverte (voir actionnement synchronisé des quatre côtés du culot à la partie 4.4 au chapitre 2). Cependant, des essais avec des angles de dérapages plus importants ($\beta = \pm 5°$) ou très variables pourraient montrer la supériorité du contrôle en boucle fermée par symétrisation du sillage sur l'actionnement en boucle ouverte par jets pulsés à très haute fréquence.

De plus, après le chapitre 5 présentant la bonne applicabilité de la démarche de commande par extremum seeking pour l'actionnement des quatre côtés du culot de la maquette ActivROAD, les cas d'actionnements mixtes présentés en section 3 ouvrent la porte à une optimisation de l'énergie de l'actionnement sans nécessiter de tests coûteux et longs de l'effet de l'actionnement sur un corps donné, à une vitesse d'écoulement et un angle d'incidence donnés. Les parties 3.1 et 3.2 sont des exemples d'adaptation des techniques de contrôle de symétrie du sillage avec la démarche de commande par extremum seeking afin de réduire la traînée aérodynamique dans un large panel de configurations d'écoulement. Ces cas d'études expérimentales exploratoires visent le réglage automatique des paramètres de commande pour le contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte, ou bien la modulation de fréquence des actionnements latéraux, mais aussi le réglage de la pression d'alimentation des actionneurs EVs. Les résultats obtenus avec ces méthodes adaptatives sont comparables à ceux observés dans les meilleurs cas de contrôle de cette thèse, mais ils n'emploient pas de modèle précis de l'écoulement au culot de la maquette ActivROAD ni de cartographie préliminaire des régimes optimaux d'actionnement :

Par exemple, pour un écoulement non-aligné ($\beta = 1.7°$) et une vitesse de fluide de $V_\infty = 35$ m/s, le cas de contrôle mixte par modulation de l'actionnement latéral (voir tableau 6.6) atteint un gain de pression au culot de 9.93 % et un rendement $\eta = 32.05\,\%$, comparable au cas obtenu par contrôle combiné CC+hb présentant un gain $-\Delta\gamma_p = 9.63\,\%$ (voir tableau 6.4) et au rendement de l'actionnement en boucle ouverte obtenu pour l'activation des quatre côtés de la maquette à fréquence fixe pour cet angle de dérapage (voir figure 2.30 du chapitre 4).

En perspective à ces travaux, le contrôle mixte avec le contrôle combiné présente encore de nombreuses pistes d'améliorations.

La modification de la définition de la fonction de coût Π_e et le maintien, par exemple, des côtés latéraux à une fréquence d'actionnement fixe en utilisant la démarche de CES pour régler la pression d'alimentation P_i et la fréquence de chaque côté haut et bas semble une évolution pertinente pour éviter les variations des paramètres de contrôle observées en partie 3.1. Si ce contrôle se révélait capable de définir un jeu de paramètres d'actionnement stable pour différentes conditions de vent transverse, des essais avec des perturbations rapides de l'écoulement en amont de la maquette ActivROAD pourraient être réalisés. Ces cas d'études avec des conditions proches de celles rencontrées par un véhicule dans un trajet réel permettraient de démontrer potentiellement les apports réalisables grâce à ces techniques de contrôle en boucle fermée de la symétrie du sillage sur la traînée aérodynamique.

De même, la démarche de modulation des actionnements latéraux du culot de la maquette ActivROAD pourrait être intéressante pour étendre l'applicabilité du contrôle par jets pulsés à des écoulements divers. Cette méthode ne bénéficie pas de la réactivité du contrôle par mode glissant, néanmoins, les différentiations des actionnements à gauche et à droite observées dans le cas en dérapage de la partie 3.2 révèlent une réelle différence de sensibilité des couches de mélanges à l'actionnement. Une meilleure compréhension de l'effet de l'actionnement modulé et des jets sur ces couches de mélange est maintenant nécessaire pour améliorer le modèle d'écoulement de la section 2 du chapitre 2 qui pourrait être utilisé pour contrôler efficacement le sillage des véhicules routiers et réduire la traînée aérodynamique. En plus, en lien avec les perspectives pour le contrôle combiné optimisé par CES, partie 3.1 de ce chapitre, le réglage des actionnements additionnels haut et bas par CES pourrait peut-être passer par une optimisation de la modulation d'un signal haute fréquence.

Pour finir, il n'a pas été possible d'appliquer la démarche de CES sur un autre corps de maquette que celui du corps d'Ahmed à culot droit. L'application des contrôles mixtes précédents sur d'autres maquettes expérimentales équipées d'actionneurs fluidiques, comme le corps de C4 développé par l'équipe ActivROAD (Haffner, 2020), par exemple, permettrait pourtant de tester la bonne applicabilité de la technique de recherche d'extremum pour des cas où les effets des actionneurs (résonances, force des jets...) seraient inconnus. De tels développements sont évidemment des perspectives prometteuses pour ces travaux.

Conclusion

Aujourd'hui, grâce aux multiples études contenues dans la littérature sur la réduction de traînée aérodynamique des véhicules, on ne peut plus se contenter de vérifier si la traînée des véhicules peut être améliorée via le contrôle d'écoulement. La problématique réelle est à présent de déterminer rigoureusement de quelle manière ce contrôle peut être utilisé pour une application industrielle. En ce sens, de nombreux mécanismes apparaissant lors de l'actionnement du sillage des véhicules dans des configurations variées d'écoulement restent encore à analyser, appréhender et modéliser.

Dans cette thèse, le développement de méthodes innovantes de réduction de traînée des véhicules ouvre de nombreuses perspectives positives sur l'avenir des méthodes de contrôle actif de traînée des véhicules. Les stratégies de contrôle d'écoulement employées ici, ont exploré largement les capacités des actionneurs par jets pulsés mis au point pour le projet ActivROAD et destinés originellement à l'exploration des actionnements en boucle fermée à très haute fréquence. Pour utiliser au mieux les capacités offertes par ce mode d'actionnement, les différentes démarches de contrôle employées durant nos travaux ont eu pour ligne directrice la compréhension et la modélisation du sillage turbulent des véhicules se déplaçant à haute vitesse dans l'air et des effets des actionnements. Le but de nos travaux était de définir des méthodes de contrôle efficaces et rentables énergétiquement de la traînée aérodynamique.

Les conclusions de nos études s'appuient sur le cas d'une maquette de véhicule correspondant à un corps d'Ahmed à culot droit. Ce corps expérimental est spécialement conçu pour étudier des mécanismes génériques d'écoulement pouvant impacter les véhicules mal profilés comme des voitures imposantes, des véhicules utilitaires et des camions. Ainsi, bien que nos travaux n'aient pas étudié la maquette ActivROAD sous sa configuration camion, les conditions limites au bord des arrêtes du culot pour les deux configurations sont suffisamment proches pour que certaines des déductions obtenues sur les corps de voitures puissent être transférées au corps plus volumineux des camions.

Au cours des différentes approches développées dans ce mémoire, deux axes principaux pour l'amélioration des techniques de contrôle d'écoulement du sillage des véhicules ont été abordés :

Dans les chapitres 1 à 3 :

Les analyses ont permis l'amélioration de la compréhension des phénomènes moyens et dynamiques du sillage turbulent :

➤ *Dans des cas sans contrôle actif* :

Pour le sillage global à l'arrière des véhicules, nos études ont permis de proposer une approche de modélisation des couches de mélanges naturelles grâce aux équations de Reynolds moyennées tirées des équations classiques de Navier-Stokes (cf. section 2 du chapitre 2).

Par ailleurs, l'étude des dynamiques du phénomène de bistabilité et des asymétries imposées par un vent transverse montrent l'accentuation des effets dépressionnaires à l'arrière des véhicules et les potentiels avantages à maintenir un sillage symétrique pour les véhicules via un contrôle en boucle fermée (cf. partie 2.2 au chapitre 2). De plus, nous avons proposé une méthode simple de modélisation des asymétries et des dynamiques bistables utilisable en simulation (cf. section 4 du chapitre 3).

➤ *Dans des cas contrôlés par jets pulsés haute fréquence en boucle ouverte* :

Nos études de champs de vitesse PIV ont confirmé qu'il existe des relations entre la forme du sillage, la dynamique des jets l'actionnant et la réduction de la traînée aérodynamique. Ces observations, que l'on retrouve dans d'autres études (Barros (2015), Haffner et al. (2020c)), conduisent potentiellement à des relations simples entre la déviation du sillage en moyenne et la vitesse maximale des jets utilisés pour le contrôle (cf. partie 4.3 du chapitre 2). Ces analyses ont été présentées au cours du colloque des Journées biennales Automatique et Automobile organisées par le Groupe de Recherche Modélisation, Analyse et Conduite des Systèmes dynamiques (MACS) en juillet 2018 (Mariette, 2018).

D'un autre côté, pour les actionneurs de la maquette ActivROAD, les données récoltées sur l'impact des jets d'air à haute fréquence sur le sillage a permis de mettre en forme des cartographies de vitesse d'éjection, de gain de pression au culot via un actionnement synchronisé des quatre côtés du culot, des débits d'air sous pression engagés dans l'actionnement et enfin des rendements énergétiques globaux de ces actionnements à $V_\infty = 35$ m/s (cf. parties 3.3 et 4.4 du chapitre 2). Ces cartographies permettent de définir les paramètres dominants influençant la réduction de la traînée de pression sur le corps d'Ahmed à culot droit et les rendements de l'actionnement en vue de l'optimisation du contrôle.

Cette thèse a exploré l'impact de différentes configurations d'actionnement par jets pulsés à haute fréquence sur le culot en contribuant à analyser les modifications dynamiques de la pression au culot et de la position du barycentre dans des cas d'actionnement latéraux alternés (cf. parties 3.2 et 3.3 du chapitre 3), par impulsions (cf. partie 3.4 du chapitre 3) et avec des actionnements additionnels depuis les côtés haut et bas du culot (cf. section 1 du chapitre 6).

Dans les chapitres 4 à 6 :

Nous avons amélioré la maîtrise des effets de l'actionnement sur le sillage lors du contrôle en boucle fermée :

➤ *Par contrôle par mode glissant de la symétrie du sillage* :

L'utilisation d'un modèle linéaire des déplacements du barycentre sous l'effet des alternances d'actionnement latéral dans une démarche de contrôle par mode glissant avec prédicteur de Smith a permis de réduire le phénomène de bistabilité latérale apparaissant sur la maquette ActivROAD en configuration voiture. Ce contrôle s'est révélé très économique en termes d'énergie grâce à la zone morte mise en place pour éviter un actionnement alternant l'activation des côtés latéraux du culot à un rythme supérieur à la bande passante du système. Le contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte affiche des rendements η parmi les plus hauts observés dans cette thèse ($\sim 80\,\%$) lorsque la symétrisation s'accompagne de gains en pression au culot. Dans le cas d'un écoulement aligné ($\beta = 0°$), nos essais montrent une bonne suppression des phénomènes bistables, mais une déstabilisation des niveaux de pression au culot lorsque la pression d'alimentation des EVs $P_i > 0.20$ MPa (pour les cas à $V_\infty = 35$ m/s) (cf. parties 3.4 et 4 du chapitre 4). Ces résultats expérimentaux ont été présentés au lors de la réunion annuelle du Groupe de Recherche Contrôle des Décollements (GDR 2502) en novembre 2019 (Mariette, 2019b) et des rassemblements des Journées Nationales Doctorales du GDR MACS (Mariette, 2019a).

Ce contrôle de la symétrie se révèle également efficace pour la réduction des asymétries statiques apparaissant dans le cas de vents transverses sur un véhicule. Dans les cas à fort dérapage ($\beta = 1.7°$), en particulier, la réduction, même partielle, des asymétries des niveaux de pression au culot conduit à des gains importants en pression au culot et en réduction de traînée aérodynamique (cf. partie 3.5 du chapitre 4). Ces travaux font également l'objet d'un article de conférence présenté au Congrès International de l'IFAC (Mariette et al., 2020) en juillet 2020.

Les défauts de la technique de contrôle par mode glissant avec zone morte en configuration alignée (dépression du culot pour un actionnement avec $P_i > 0.20$ MPa) et en configuration en dérapage (symétrisation partielle du sillage) sont néanmoins compensés par l'actionnement combiné présenté à la section 2 du chapitre 6. On peut alors proposer

des actionnements favorisant un état de moindre traînée aérodynamique et au sillage symétrisable sans réduction indésirable de la pression au culot. Cet actionnement raisonné du sillage pourrait permettre un contrôle réactif et économique de la traînée des véhicules pour des cas d'écoulements présentant des dynamiques rapides (bourrasques, virages...). Les résultats de contrôle combiné (SMC et actionnement additionnel en haut du culot) du sillage et des effets du rétablissement de la symétrie du sillage seront présentés au cours de la Conférence Internationale d'Aérodynamique Appliquée de la Société française d'Aérospatiale et d'Aéronautique (3AF) en 2021 grâce à une publication conjointe avec Yann Haffner de l'Institut Pprime, partenaire du projet ActivROAD (Haffner et al., 2020d).

➤ *Par l'optimisation des paramètres de commande grâce à la commande par extremum seeking* :

Pour répondre à l'objectif final de la réduction de la traînée aérodynamique des véhicules, à savoir la diminution de leur consommation énergétique, l'optimisation des paramètres de commande des jets pulsés a été mise en place grâce à la commande par extremum seeking. C'est à notre connaissance une première pour le corps d'Ahmed à culot droit (cf. chapitre 5). Des réglages automatiques de différents paramètres indépendants ont permis d'identifier des domaines de fréquence d'actionnement et des effets de la pression d'alimentation favorables à la réduction de la traînée aérodynamique sans utiliser de connaissances préalables des jets pulsés. Des gains de traînée de pressions et de rendement d'actionnement comparables à ceux obtenus après des campagnes de caractérisation en boucle ouvertes ont été ainsi obtenus automatiquement en un temps de transition de l'ordre de la minute. L'actionnement synchronisé des quatre côtés du culot de la maquette ActivROAD, réglé par la commande par extremum seeking multivariable s'est d'ailleurs révélé réactif et robuste aux modifications de conditions d'écoulement, comme la vitesse V_∞, par exemple (cf. section 4 du chapitre 5), sans nécessiter de caractérisation additionnelle des jets à ces vitesses d'écoulement.

Contrairement à d'autres études visant à adapter les paramètres d'un contrôle actif de traînée par recherche d'extremum (Beaudoin et al. (2006a), Brackston et al. (2016b)), notre approche propose le réglage *simultané* de plusieurs paramètres de contrôle avec comme effet de pouvoir observer des dynamiques conjointes de la variation des paramètres. Pour le cas de la maquette ActivROAD, en particulier, les conditions initiales de fréquence d'actionnement et de la pression d'alimentation P_i sont déterminantes pour accélérer la sélection de paramètres de commande intéressants. En revanche, le système d'actionnement de la maquette ActivROAD utilisé dans nos essais est assez gourmand en énergie (par rapport à des actionneurs de type MEMS [2], par exemple (Cattafesta and Sheplak, 2011)).

2. pour *micro-electro-mechanical systems*, ou, en français, microsystèmes électromécaniques.

Pour nos études, les actionnements testés sont systématiquement plus énergivores que la quantité d'énergie que l'on estime gagner grâce à la réduction de traînée. Utiliser cette méthode d'optimisation des paramètres de commande sur d'autres types d'actionneurs, optimisés pour fonctionner dans des domaines de paramètres plus spécifiques, permettrait certainement d'obtenir des gains énergétiques plus importants.

➤ *Par l'optimisation des paramètres de contrôle des asymétries du sillage* :

La grande versatilité de la technique de commande par extremum seeking a permis d'imaginer comment optimiser également les paramètres de commande des méthodes de contrôle de la symétrie du sillage implémentées au début du chapitre 6 : en boucle ouverte à la partie 1.1 et en boucle fermée à la section 2. Les contrôles mixtes alors développés avaient pour objectif de réguler les asymétries du sillage pour un coût énergétique réduit tout en optimisant le gain en pression au culot.

Nos études ont montré que les cas de contrôle impliquant peut de débit d'air et avec peu d'effets sur les gradients de la fonction de coût Π_e ne se prêtaient pas bien à la démarche d'optimisation alors implémentée. Néanmoins, pour le cas d'optimisation de l'actionnement CC+hb, la commande par extremum seeking a montré sa capacité à optimiser l'actionnement au-delà des résultats obtenus pour le même contrôle à fréquence d'actionnement et pression d'alimentation fixes dans le cas d'une configuration alignée. De même, en configuration en dérapage, la réduction, même partielle, des asymétries du sillage a permis d'enregistrer des rendements comparables (mais plus faibles) à ceux atteints pour les paramètres de commande identifiés par les analyses antérieures d'actionnement en boucle fermée.

La bonne implémentation de la technique de commande par extremum seeking pour l'optimisation des paramètres de commande a été particulièrement intéressante dans le cadre de la partie 3.2 du chapitre 6 qui règle la modulation de l'actionnement haute fréquence ($f = 350$ Hz) des côtés latéraux du culot de la maquette ActivROAD ainsi que la pression d'alimentation P_i. Pour ces essais, l'adaptation de l'actionnement à la suite de la mise en dérapage de la maquette ActivROAD a pu être observée. Ces cas n'avaient pas pu être obtenus pour les mêmes conditions d'écoulement à la partie 3.2 du chapitre 5 où la modulation n'était pas employée et où l'état de symétrie du sillage n'était pas inclus dans la définition de la fonction de coût Π_e. Le contrôle obtenu alors pour un dérapage $\beta = 1.7°$ stabilise de 74 % l'asymétrie du sillage avec une augmentation de pression au culot de 9.93 % qui correspond approximativement aux 10 % atteignables par stabilisation des asymétries selon (Evrard et al. (2016), Garcia de la Cruz et al. (2017), Grandemange (2013)).

À la suite de nos travaux, les perspectives de développement et d'améliorations demeurent nombreuses. Tout d'abord, on pourrait améliorer les hypothèses énoncées à la

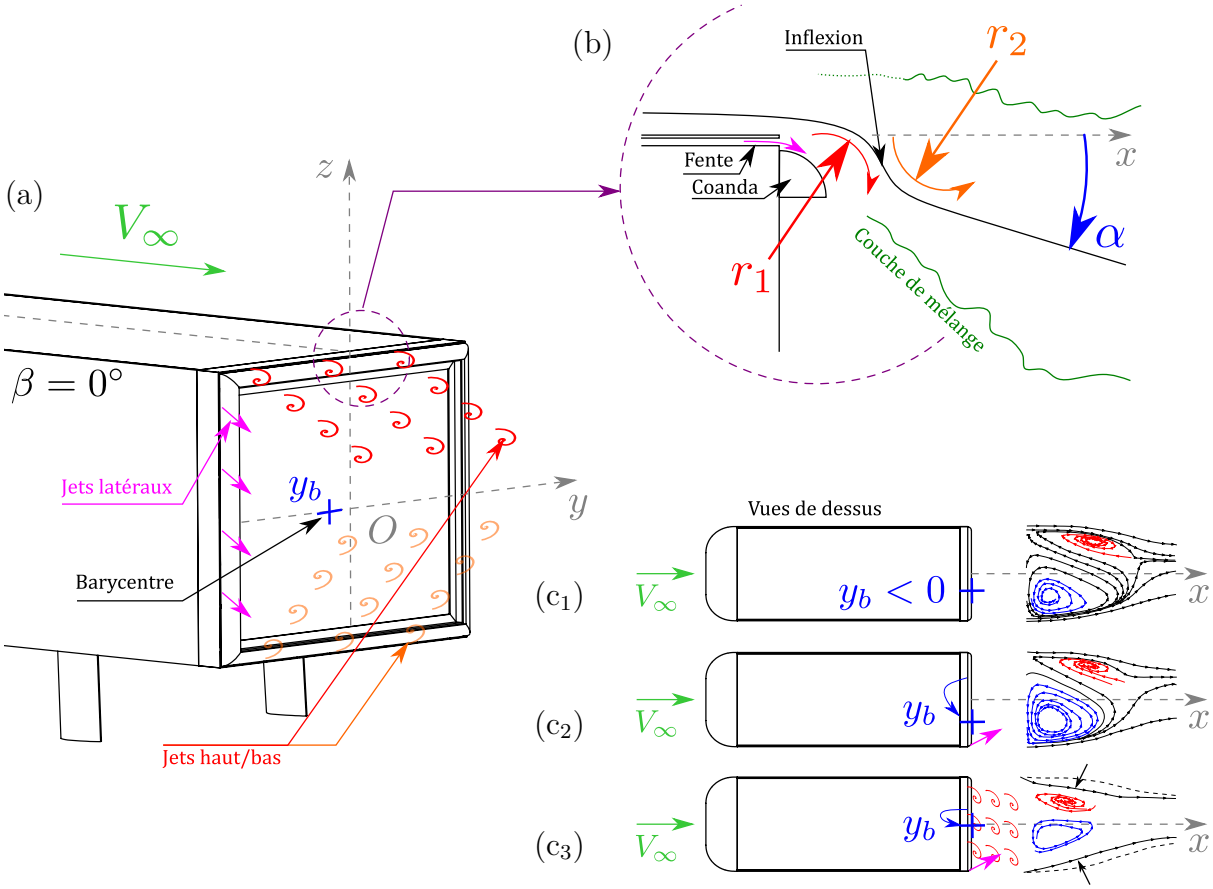


FIGURE CCL.1 – Dynamiques principales du sillage du corps d'Ahmed à culot droit en configuration alignée ($\beta = 0°$) lors du contrôle : (a) Actionnement au culot le long des surfaces coandas ; (b) Couche de mélange supérieure déviée par l'actionnement : r_1 et r_2 deux rayons de courbure ; (c$_1$) organisation du sillage pour un état bistable $\mathcal{N}$, (c$_2$) pour un actionnement pulsé à gauche uniquement (lignes de champs inspirées de Li (2017)), (c$_3$) pour un actionnement pulsé à gauche avec contrôle haute fréquence par le côté haut (lignes de champs conceptuelles).

section 2 du chapitre 2, en particulier lors de l'actionnement par jets pulsés (ou d'autres types de contrôles fluidiques). Ces améliorations porteraient sur les modèles de structures dans l'écoulement de la zone de recirculation afin de simplifier les inconnues dynamiques comme les limites des couches de recirculation, par exemple (cf. schémas de la figure CCL.1).

D'un autre côté, les états de sillage observés dans le cadre de la thèse dépendent :

- de la technologie d'actionneur utilisée,
- des stratégies d'actionnement implémentées.

En particulier, dans le cas de la maquette ActivROAD, comme illustré par la figure CCL.1(a), nous avons utilisé l'effet Coanda afin d'amplifier l'action des jets pulsés sur le sillage. Ces jets sont générés par un système pneumatique résonant qui crée des régimes de fonctionnement plus ou moins performants sur la réduction de la traînée de pression comme vu en sections 3 et 4 au chapitre 2. Or il semble que la vitesse maximale des jets plus que le débit réel d'air soit déterminant pour l'actionnement du barycentre par exemple. De même, la vitesse maximale d'éjection est liée à la courbure des couches de mélange lors de l'actionnement pulsé à haute fréquence sur les quatre côtés du culot. Il serait alors intéressant de mettre au point un modèle pneumatique précis qui permette de prévoir les phénomènes de résonance et les effets de surpression apparaissant à l'activation d'un groupe d'EVs. Une telle approche pourrait se baser sur les techniques de modélisation des actionneurs électropneumatiques (Abry, 2013) ou des analogies avec les composants électroniques dans les systèmes d'actionnement pneumatiques (Cattafesta and Sheplak, 2011) et serait probablement nécessaire à la mise en place d'un modèle de couche de mélange dans le cas contrôlé.

De même, les travaux de contrôle par mode glissant du barycentre reposent sur un modèle de prédicteur avec retard constant très simple. Or les études des basculements impulsionnels conduits à la partie 3.4 du chapitre 3 montrent des phénomènes transitoires d'ordres supérieurs lors des basculements. De plus, la distinction entre un actionnement impulsionnel et un actionnement par paquets d'ondes n'est pas prise en compte. Des caractérisations additionnelles de la dynamique du barycentre sous l'effet de différentes commandes devraient permettre d'étoffer le modèle et potentiellement de réduire les amplitudes de fluctuation des cas contrôlés par mode glissant (cf. 3 du chapitre 4). Il est même possible qu'un modèle de bistabilité plus avancé, ou encore dérivé du modèle de simulation développé en section 4 au chapitre 3 puisse être également utilisé pour réduire l'actionnement trop important des couches de mélange latérales et réduire les chutes de pression au culot.

D'autre part, suite aux travaux avec la commande par extremum seeking, les résultats prometteurs obtenus augurent des développements futurs pour l'usage de méthodes de contrôle actif adaptatives sur des types de véhicules variés, où notamment, les systèmes d'actionnement pourraient différer. En effet, dans le cas où un système de compresseur d'air ne peut pas être implémenté facilement, comme pour une voiture par exemple, des actionneurs à jets synthétiques pourraient être favorisés. Dans ce cas, la démarche de commande par extremum seeking permettrait de définir sans étude paramétrique complète préliminaire les domaines les plus intéressants pour ces nouveaux systèmes d'actionnement.

Nos études de l'optimisation des paramètres de commande ont été largement exploratoires et de nombreuses configurations de filtres et de jeux d'actionnements ont été testés. Il serait bénéfique de pouvoir conduire des tests de répétabilité des sélections de paramètres de commande afin de valider davantage les résultats obtenus en dérapage lors de la modulation des actionnements latéraux (cf. partie 3.2 du chapitre 6) ou encore les rendements énergétiques obtenus lors de l'optimisation du contrôle par mode glissant avez prédicteur et zone morte à la partie 3.1 du chapitre 6. Pour ces études, une révision des définitions des fonctions de coût Π_e utilisée serait certainement nécessaire. De plus, il serait possible d'utiliser directement le rendement η comme remplacement de la composante de pression au culot et de la composante énergétique.

Une nouvelle approche intéressante pour ces contrôles de symétries aux paramètres optimisés serait de définir un actionnement par mode glissant fixe et un actionnement haut/bas réglé par la commande par extremum seeking avec modulation de fréquence. Cette technique à valider par des tests en dérapage et en configuration alignée, à vitesse d'écoulement variable, pourrait être la clé d'un contrôle efficace et peu coûteux en énergie.

Dans tous les cas, ces développements ultérieurs gagneraient à bénéficier de visualisation PIV des évolutions des structures du sillage. Ces visualisations permettraient alors de contribuer au développement du modèle de couche de mélange et de sillage tridimensionnel qui pourrait à terme permettre un contrôle juste et efficace de la traînée de pression des véhicules routiers.

Pour terminer, le modèle d'écoulement présenté à la section 2 du chapitre 2 peut, dès à présent, être approfondi par certaines conclusions acquises au cours de nos travaux expérimentaux :

- **Courbure de la couche de mélange supérieure :**
  L'actionnement pulsé est responsable d'une modification de la trajectoire des couches de mélange (cf. figure CCL.1(b)) : les jets permettent une déviation du fluide vers la zone dépressionnaire (Barros et al. (2016), Oxlade et al. (2015)) pour ensuite subir un phénomène d'inversion de courbure qui engendre un resserrement de la largeur de la zone de recirculation, une réduction de la vitesse de retour dans le sillage et une

augmentation de la pression au culot (Barros et al., 2016). En particulier, avec l'ajout de surfaces arrondies en sortie des fentes d'éjection (comme les surfaces coandas sur le pourtour du culot sur la figure CCL.1(a)), les jets à très haute fréquence peuvent accentuer le phénomène d'inflexion apparaissant aux frontières de la zone de recirculation (cf. partie 4.1 au chapitre 2 et les récents travaux de Haffner et al. (2020a)).

En termes de modélisation de la zone de recirculation, il serait intéressant de pouvoir proposer un modèle d'évolution des rayons de courbure r_1 suite à la vectorisation des jets et r_2 causé par l'inflexion des lignes de champs comme des fonctions de V_∞, des vitesses *maximales* des jets et des dimensions des surfaces coandas. Ces modèles pourraient être utilisés pour définir la forme de la couche de mélange et les limites des couches de mélanges qui se développent lors de l'actionnement par jets pulsés. Avec une croissance linéaire des turbulences telles que celles proposées dans la littérature (Pope (2001), Schlichting and Gersten (2017)). Il serait alors possible de plus simplement réaliser l'intégration des équations de Navier-Stokes sous forme d'équations de transport comme suggéré dans la partie 2.5 du chapitre 2.

De plus, afin d'estimer la manière dont évolue la pression appliquée sur les surfaces coandas lors de l'actionnement [3], un modèle simple inspiré de l'évolution de la pression dans un filet de fluide soumis à l'effet Coanda (Ahmed (2020), Keller (1957)) pourrait être couplé à la connaissance des dynamiques d'un rayon de courbure, comme r_1 dans la figure CCL.1.

Dans le cadre des multiples expériences menées au cours des campagnes du projet ActivROAD, mais aussi au sein d'autres projets de contrôle du sillage des corps d'Ahmed représentant des voitures ou des camions, des données de vectorisation et de courbure des couches de mélange abondent. Un rassemblement massif de ces données PIV couplé à des techniques d'analyse de données (analyse par composantes principales, clustering,...) (Bai et al., 2017) conduirait à l'identification des paramètres définissant les rayons r_1 et r_2 de la figure CCL.1(b) ainsi que les valeurs d'angulation α plus loin dans le sillage. Un modèle des évolutions de ces grandeurs permettrait de définir la forme des couches de mélange à l'arrière des corps non profilés, mais aussi de relier la courbure du sillage à l'augmentation de pression au culot.

3. Cette évolution de pression peut conduire à un supplément de traînée de pression (cf. partie 1.4 au chapitre 2 et partie 3.4 au chapitre 4)

- **Effets des actionnements des côtés haut et bas du culot de la maquette sur l'usage des actionnements latéraux en boucle fermée :**
  Les graphiques CCL.1($c_{1\text{-}3}$) des lignes de champs de vitesse dans les sillages turbulents moyennés décrivent les configurations d'organisation de la zone de recirculation suivantes :

  1. pour un cas sans contrôle, mais soumis au phénomène de bistabilité latéral (état $\mathcal{N}$, d'après (Li, 2017)) ;
  2. pour un contrôle asymétrique impliquant uniquement le côté gauche du culot de la maquette ActivROAD à fréquence fixe (d'après Li (2017)) ;
  3. pour un cas d'actionnement asymétrique à gauche combiné à un contrôle à fréquence fixe par le côté haut du culot de la maquette. Pour ce cas, les organisations de lignes de champs sont conceptuelles.

  L'actionnement des seules couches de mélange latérales s'est montré intéressant en termes de potentiel de régulation de la position du barycentre, mais provoque des effets importants sur la pression au culot comme reporté par Li et al. (2016) et dans la section 4 dont l'origine se remarque sur le graphique CCL.1(c_2) où l'actionnement asymétrique entraîne une augmentation de la force du tourbillon à gauche (en bleu). La vitesse du fluide dans la zone de recirculation est augmentée alors que les limites de la zone de recirculations sont maintenues par rapport à un cas asymétrique bistable équivalent (graphique CCL.1(c_1)).
  Dans le cas des actionnements combinés couplant le contrôle par mode glissant avec zone morte et un actionnement additionnel en haut du culot, on a pu noter une amélioration des niveaux de pression obtenus lors des activations des côtés latéraux seuls qui montre que l'excitation des couches de mélanges supérieure (et potentiellement inférieure) modifie la dynamique globale du sillage et l'impact des actionnements latéraux sur la pression au culot. Le graphique CCL.1(c_3) montre un exemple d'organisation des lignes de champs du sillage lors d'un contrôle asymétrique utilisant le côté haut à une fréquence donnée. Il est suggéré que l'actionnement haut provoque de lui-même une vectorisation au début de la zone de recirculation et l'inflexion des lignes de champs périphériques latérales, ce qui provoque la contraction de la zone de recirculation (flèches noires sur le schéma). Dans le contexte de ce sillage modifié, l'énergie impliquée dans le sillage est plus grande que dans le cas CCL.1(c_1) et CCL.1(c_2), par exemple. De ce fait, l'activation du côté gauche provoque une sélection d'état asymétrique sur le culot de la maquette, mais avec une force relative plus faible par rapport au cas CCL.1(c_2). Il est alors possible que l'effet de cet actionnement ait un impact moins fort sur le niveau de pression au culot.
  Cet effet tridimensionnel sur le corps d'Ahmed à culot droit est particulièrement intéressant et peu étudié. Il est donc certain que plus d'études vont s'appuyer sur la

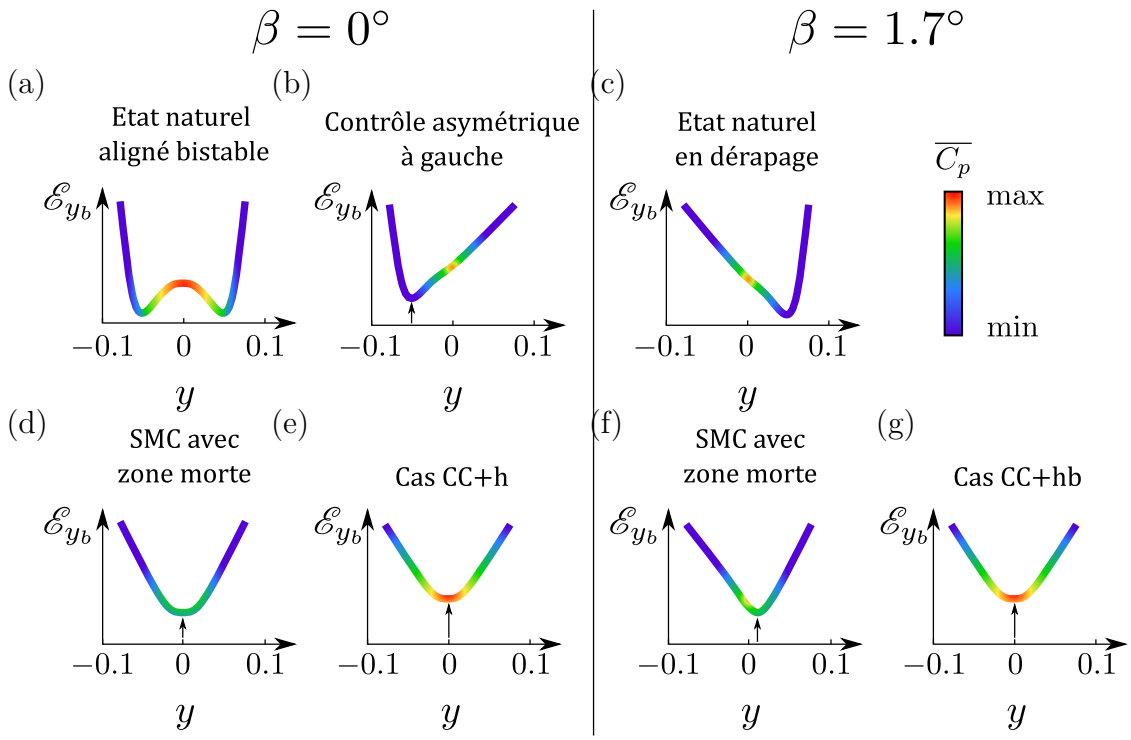


FIGURE CCL.2 – Illustration des états présentant un minimum d'énergie $\mathscr{E}$ en fonction de l'angle de dérapage β et du contrôle appliqué.

sélection du nombre adapté d'actionneurs pour effectuer le contrôle de traînée à un coût énergétique raisonnable. Lorsque, de plus, un actionnement réduit provoque un effet bénéfique pour le contrôle, il est nécessaire de comprendre en détails les raisons de ces améliorations. Dans le cas du contrôle des asymétries avec un actionnement additionnel en haut, des mesures par PIV devraient aider à comprendre l'effet tridimensionnel des actionnements du culot sur le sillage et la traînée.

- **Intégration des connaissances liées à la symétrie du sillage sur les caractéristiques des couches de mélanges des quatre côtés du culot :**
  Les déplacements du barycentre ont pu être approximés efficacement par un modèle d'intégrateur avec retard fixe dans la section 3 du chapitre 4. Ce modèle de commande est également complété d'un modèle de simulation développé en section 4 du chapitre 3. Nos travaux ont donc permis de représenter les dynamiques rapides de la bistabilité qui dépendent elles-mêmes de l'état de pression sur le culot de la maquette ActivROAD.
  En référence au modèle de simulation basé sur un pendule inversé ainsi qu'aux travaux de Brackston et al. (2016a, 2018b), des études complémentaires sur les potentiels énergétiques définissant la position du barycentre sur le culot droit pourraient permettre de relier les modèles dynamiques du barycentre à la pression au culot et aux couches de mélange de la zone de recirculation. En effet, le barycentre doit se trouver localisé dans certaines zones définies par une métrique énergétique $\mathscr{E}$ présentant différents minima locaux en fonction de la configuration d'écoulement ou du contrôle appliqué comme présenté conceptuellement par la figure CCL.2.
  Dans cette figure, on tente de représenter les potentiels dictant la stabilisation de la position du barycentre en fonction de la configuration du véhicule dans le fluide et de l'actionnement réalisé. Les graphiques CCL.2(a-g) sont colorés par valeurs qualitatives de $\overline{Cp}$ associées à la symétrie de l'état et au mode de contrôle tel qu'observé dans nos travaux. Les formes de potentiels décrits par $\mathscr{E}$ sont également représentatives des observations réalisées au cours de nos expérimentations. On peut noter, à la figure CCL.2(a), les deux positions bistables permises par des minima locaux dans la fonction énergie $\mathscr{E}$ et la disparition d'un des puits de potentiel sous l'effet du contrôle dans le cas (b), et lors d'un dérapage dans le cas (c). Les états asymétriques du sillage atteignables avec le positionnement du barycentre au minimum d'énergie sont alors caractérisés par une valeur de $\overline{C_p}$ basse.
  Les cas de potentiels qui existeraient lors du contrôle en boucle fermée de l'asymétrie latérale sans et avec dérapage (graphiques CCL.2(d-g)) montrent la disparition des potentiels très abrupts aux positions asymétriques et dissocie les actionnements par mode glissant avec zone morte et les actionnements combinés via une hausse globale du niveau d'énergie $\mathscr{E}$.

  Les niveaux de pression au culot atteignables pour une forme de potentiel donné dépendent certainement de la forme globale du sillage comme illustré avec les figures CCL.1($c_{1\text{-}3}$). S'il était possible de disposer de la connaissance de ces potentiels énergétiques et de l'impact du contrôle sur les positions stables, instables et les niveaux d'énergie associés, on pourrait lier les déplacements des indicateurs de symétrie, comme le barycentre, par exemple, avec une modification des frontières de la zone de recirculation, la forme des couches de mélange et la réduction ou

l'amplification des tourbillons dans le sillage. Un développement théorique ambitieux serait donc l'établissement d'une forme de potentiel dépendant des conditions d'écoulement, et du contrôle pour définir les niveaux de pression au culot atteignables par un actionnement donné.

Avant d'en terminer, nous voulons revenir sur l'optimisation énergétique du contrôle, point crucial pour la réduction de traînée des véhicules. Dans notre thèse, le système expérimental est conçu pour permettre à une grande variété d'actionnements d'être testée. Il n'est donc pas encore optimisé pour fonctionner au plus juste selon les mécanismes de réduction de traînée abordés dans nos travaux. En revanche, il serait envisageable de rendre l'actionnement plus performant en termes énergétiques grâces à :

- des systèmes de jets optimisés : avec des actionnements par jets synthétiques peu gourmands en énergie, ou des surfaces mobiles par exemple. Le meilleur usage du couplage entre actionnement actif et effets passifs doit également permettre une optimisation des systèmes d'actionnement, comme ce qui est réalisé dans nos travaux avec les surfaces coandas, ou avec des volets déflecteurs fixes comme pour Sujar-Garrido et al. (2018) .
- des stratégies de contrôle à actionnement adapté comme avec une fréquence d'actionnement modulée ou bien par le contrôle par mode glissant prédictif avec zone morte, par exemple.

Enfin, la technique de commande par extremum seeking se présente comme un candidat sérieux à l'optimisation énergétique du système en l'absence, pour le moment de modèle énergétique global du système constitué du sillage à l'arrière des véhicules et du dispositif d'actionnement pneumatique par jets pulsés. Des essais complémentaires avec des démarches de commande par extremum seeking différentes, comme des réseaux logiques (Teixeira and Zak, 1998), par exemple, pourraient améliorer l'optimisation des paramètres de commande en temps réel pour une application industrielle pertinente et réactive.

Malgré le fait que les techniques de commande par extremum seeking n'aient pas pu être testées dans des configurations d'écoulement hautement variables ou bien sur le corps de véhicule réaliste développé par le projet ActivROAD grâce au partenariat de PSA Peugeot-Citroën (Haffner, 2020), la validation de méthodes de contrôle favorisant la frugalité énergétique plus que la performance dans la réduction de traînée est cruciale pour diminuer la consommation énergétique des véhicules. Actuellement, de tels développements et validations expérimentales manquent encore.

Par la suite, nous espérons que les démarches de contrôle proposées dans cette thèse pourront contribuer à la mise au point de stratégies de contrôle efficient de la traînée aérodynamique pour les véhicules, mais aussi les éoliennes, les aéronefs ...

Bibliographie

F. Abry. *Contribution à la commande et l'observation des actionneurs électropneumatiques : de l'intérêt de la transformée A-T*. PhD thesis, INSA Lyon, 2013.

N. A. Ahmed. *Coanda Effect : flow phenomenon and applications*. CRC Press, crc press edition, 2020. ISBN 978-1-138-33915-6.

S. R. Ahmed, G. Ramm, and G. Faltin. Some Salient Features Of The Time-Averaged Ground Vehicle Wake. *SAE Technical Paper Series*, Feb. 1984. doi : 10.4271/840300.

J.-L. Aider, J.-F. Beaudoin, and J. E. Wesfreid. Drag and lift reduction of a 3D bluff-body using active vortex generators. *Experiments in Fluids*, 48(5) :771–789, May 2010. doi : 10.1007/s00348-009-0770-y.

J.-L. Aider, P. Joseph, and X. Amandolèse. Drag reduction on the 25° slant angle Ahmed reference body using pulsed jets. In *47th Symposium of Applied Aerodynamics*, 2012.

J.-L. Aider, P. Joseph, T. Ruiz, P. Gilotte, Y. Eulalie, C. Edouard, and X. Amandolese. Active flow control using pulsed microjets on a full-scale production car. *International Journal of Flow Control*, 6, Mar. 2014. doi : 10.1260/1756-8250.6.1.1.

A. Altaf, A. A. Omar, and W. Asrar. Review of passive drag reduction techniques for bluff road vehicles. *IIUM Engineering Journal*, 15(1), May 2014. doi : 10.31436/iiumej.v15i1.477.

J. Anderson. *Computational Fluid Dynamics : The Basics with Applications*. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering, 1994.

P. Apkarian, P. Gahinet, and G. Becker. Self-scheduled h-infinite control of linear parameter-varying systems : a design example. *Automatica*, 31(9), Sept. 1995. ISSN 00051098.

H. Arfaoui, F. Ben Belgacem, H. El Fekih, J.-P. Raymond, ,LAMSIN, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis, B.P. 37, 1002 Tunis Le Belvédère, ,Université de Technologie de Compiègne, BP 20529, 60205 Compiègne cedex, and ,Université de Toulouse & CNRS, Institut de Mathématiques, UMR 5219, 31062 Toulouse Cedex 9. Boundary stabilizability of the linearized viscous Saint-Venant system. *Discrete & Continuous Dynamical Systems - B*, 15(3) :491–511, 2011. doi : 10.3934/dcdsb.2011.15.491.

K. B. Ariyur and M. Krstić. *Real time optimization by extremum seeking control*. Wiley Interscience, Hoboken, NJ, 2003. ISBN 978-0-471-46859-2.

A. Attili, J. C. Cristancho, and F. Bisetti. Statistics of the turbulent/non-turbulent interface in a spatially developing mixing layer. *Journal of Turbulence*, 15(9) :555–568, Sept. 2014. doi : 10.1080/14685248.2014.919394.

S. Aubrun, J. McNally, F. Alvi, and A. Kourta. Separation flow control on a generic ground vehicle using steady microjet arrays. *Experiments in Fluids*, 51(5), Nov. 2011. doi : 10.1007/s00348-011-1132-0.

S. Aubrun, A. Leroy, and P. Devinant. A review of wind turbine-oriented active flow control strategies. *Experiments in Fluids*, 58(10), Oct. 2017. doi : 10.1007/s00348-017-2412-0.

Z. Bai, S. L. Brunton, B. W. Brunton, J. N. Kutz, E. Kaiser, A. Spohn, and B. R. Noack. Data-Driven Methods in Fluid Dynamics : Sparse Classification from Experimental Data. In A. Pollard, L. Castillo, L. Danaila, and M. Glauser, editors, *Whither Turbulence and Big Data in the 21st Century ?*, pages 323–342. Springer International Publishing, 2017. doi : 10.1007/978-3-319-41217-7_17.

A.-J.-C. Barré de Saint-Venant. Théorie du mouvement non permanent des eaux, avec application aux crues des rivières et à l'introduction des marées dans leur lit. LXXII, 1871.

D. Barros. *Wake and Drag Manipulation using Fluidic Forcing.* PhD Thesis, ISAE ENSMA, 2015.

D. Barros, J. Borée, B. R. Noack, A. Spohn, and T. Ruiz. Bluff body drag manipulation using pulsed jets and Coanda effect. *Journal of Fluid Mechanics*, 805, Oct. 2016. doi : 10.1017/jfm.2016.508.

B. Basara, S. Girimaji, S. Jakirlic, F. Aldudak, and M. Schrefl. Experiments and Calculations Relevant to Aerodynamic Effects during Highway Passing Maneuvers. In F. Browand, R. McCallen, and J. Ross, editors, *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains*, pages 433–447. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009. ISBN 978-3-540-85070-0.

G. Bastin and J.-M. Coron. *Stability and boundary stabilization of 1-d hyperbolic systems.* Number 88 in Progres in Nonlinear Differential Equations and their Applications - Subseries in Control. Springer International Publishing AG, CH, New York, NY, 2016. ISBN 978-3-319-32060-1.

M. Baude, F.-X. Dussud, M. Ecoiffier, J. Duvernoy, and C. Vailles. Chiffres clés du climat - France et Monde. Technical report, Service de l'Observation et des Statistiques, 2017.

P. W. Bearman. On vortex shedding from a circular cylinder in the critical Reynolds number régime. *Journal of Fluid Mechanics*, 37(03) :577, July 1969. doi : 10.1017/s0022112069000735.

J.-F. Beaudoin. *Contrôle actif d'écoulement en aérodynamique automobile.* thesis, Paris, ENMP, Jan. 2004.

J.-F. Beaudoin, O. Cadot, J.-L. Aider, and J. E. Wesfreid. Bluff-body drag reduction by extremum-seeking control. *Journal of fluids and structures*, 22(6-7) :973–978, 2006a.

J.-F. Beaudoin, O. Cadot, J.-L. Aider, and J.-E. Wesfreid. Drag reduction of a bluff body using adaptive control methods. *Physics of Fluids*, 18(8), Aug. 2006b. doi : 10.1063/1.2236305.

D. J. Bell, T. J. Lu, N. A. Fleck, and S. M. Spearing. MEMS actuators and sensors : observations on their performance and selection for purpose. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 15(7), July 2005. doi : 10.1088/0960-1317/15/7/022.

T. Berk and B. Ganapathisubramani. Effects of vortex-induced velocity on the development of a synthetic jet issuing into a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 870 :651–679, July 2019. doi : 10.1017/jfm.2019.279.

T. Berk, T. Medjnoun, and B. Ganapathisubramani. Entrainment effects in periodic forcing of the flow over a backward-facing step. *Physical Review Fluids*, 2(7), July 2017. doi : 10.1103/PhysRevFluids.2.074605. arXiv : 1702.06895.

W. M. Bessa, M. S. Dutra, and E. Kreuzer. Sliding Mode Control with Adaptive Fuzzy Dead-Zone Compensation of an Electro-hydraulic Servo-System. *Journal of Intelligent and Robotic Systems*, 58 :3–16, Apr. 2010. doi : 10.1007/s10846-009-9342-x.

E. Bideaux, P. Bobillier, E. Fournier, P. Gillieron, M. E. Hajem, J. Y. Champagne, P. Gilotte, and A. Kourta. Drag reduction by pulsed jets on strongly unstructured wake : towards the square back control. *International Journal of Aerodynamics*, 1(3/4) : 282–298, 2011. doi : 10.1504/ijad.2011.038846.

G. Bonnavion. *Dynamics of the unstable wake modes in automotive aerodynamics : from simplified models to real vehicles*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2018.

G. Bonnavion, O. Cadot, A. Évrard, V. Herbert, S. Parpais, R. Vigneron, and J. Délery. On multistabilities of real car's wake. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 164 :22–33, 2017. Publisher : Elsevier.

J. Bons. Active Flow Controle for Low-pressure Turbines - Part I. In *Active Flow Control : techniques and Applications*, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2017.

J. P. Bons, R. Sondergaard, and R. B. Rivir. The Fluid Dynamics of LPT Blade Separation Control Using Pulsed Jets. *Journal of Turbomachinery*, 124(1) :77, 2002. doi : 10.1115/1.1425392.

BP Stats Analysis. BP Statistical Review of World Energy. Technical report, Centre for Energy Economics Research and Policy, Heriot-Watt University, 2017.

R. Brackston, A. Wynn, and J. Morrison. Modelling and feedback control of vortex shedding for drag reduction of a turbulent bluff body wake. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 71 :127–136, June 2018a. doi : 10.1016/j.ijheatfluidflow.2018.03.015.

R. D. Brackston. *Feedback Control of Three-Dimensional Bluff Body Wakes for Efficient Drag Reduction*. PhD thesis, Imperial College London, Aug. 2017.

R. D. Brackston, J. M. García de la Cruz, A. Wynn, G. Rigas, and J. F. Morrison. Stochastic modelling and feedback control of bistability in a turbulent bluff body wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 802 :726–749, Sept. 2016a. doi : 10.1017/jfm.2016.495.

R. D. Brackston, A. Wynn, and J. F. Morrison. Extremum seeking to control the amplitude and frequency of a pulsed jet for bluff body drag reduction. *Experiments in Fluids*, 57 (10), Oct. 2016b. doi : 10.1007/s00348-016-2243-4.

R. D. Brackston, A. Wynn, and M. P. H. Stumpf. Construction of quasipotentials for stochastic dynamical systems : An optimization approach. *Physical Review E*, 98(2), Aug. 2018b. doi : 10.1103/PhysRevE.98.022136.

C. Braud and A. Liberzon. Real-time processing methods to characterize streamwise vortices. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 179 :14–25, Aug. 2018. doi : 10.1016/j.jweia.2018.05.006.

F. Browand, R. McCallen, J. Ross, F. Pfeiffer, and P. Wriggers, editors. *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains*, volume 41 of *Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009. ISBN 978-3-540-85069-4.

C.-H. Bruneau, E. Creusé, D. Depeyras, P. Gilliéron, and I. Mortazavi. Coupling active and passive techniques to control the flow past the square back Ahmed body. *Computers & Fluids*, 39(10) :1875–1892, Dec. 2010. doi : 10.1016/j.compfluid.2010.06.019.

S. L. Brunton and B. R. Noack. Closed-Loop Turbulence Control : Progress and Challenges. *Applied Mechanics Reviews*, 67(5), Aug. 2015. doi : 10.1115/1.4031175.

F. T. Buckley, C. H. Marks, and W. H. Walston. Analysis of Coast-Down Data to Assess Aerodynamic Drag Reduction on Full-Scale Tractor-Trailer Trucks in Windy Environments. In *SAE Technical Paper 760850*, Feb. 1976. doi : 10.4271/760850.

O. Cadot, A. Evrard, and L. Pastur. Imperfect supercritical bifurcation in a three-dimensional turbulent wake. *Physical Review E*, 91(6), June 2015. doi : 10.1103/PhysRevE.91.063005.

O. Cadot, A. Courbois, D. Ricot, T. Ruiz, F. Harambat, V. Herbert, R. Vigneron, and J. Délery. Characterisations of force and pressure fluctuations of real vehicles. *International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation*, 8(2) :99, 2016a. doi : 10.1504/IJESMS.2016.075529.

O. Cadot, A. Courbois, D. Ricot, T. Ruiz, F. Harambat, V. Herbert, R. Vigneron, and J. Délery. Characterizations of force and pressure fluctuations on real vehicles. *International Journal of Engineering Systems Modelling and Simulation*, page 8, 2016b. doi : 10.1504/IJESMS.2016.075529.

B. Calli, W. Caarls, P. Jonker, and M. Wisse. Comparison of extremum seeking control algorithms for robotic applications. In *2012 IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems*, Vilamoura-Algarve, Portugal, Oct. 2012. IEEE. doi : 10.1109/IROS.2012.6386180.

S. Candel. *Mécaniques des Fluides - Cours*. Dunod, 1995. ISBN 2-10-002585-6.

T. Castelain, M. Michard, M. Szmigiel, D. Chacaton, and D. Juvé. Identification of flow classes in the wake of a simplified truck model depending on the underbody velocity. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 175 :352–363, Apr. 2018. doi : 10.1016/j.jweia.2018.02.004.

H. G. Castro, R. R. Paz, M. A. Storti, V. E. Sonzogni, J. O. Marighetti, and M. E. D. Bortoli. Experimental And Numerical Study Of The Aerodynamic Behaviour Of A Simplified Road Vehicle. *Mecanica Computacional*, 2010.

L. N. Cattafesta and M. Sheplak. Actuators for Active Flow Control. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 43(1) :247–272, Jan. 2011. doi : 10.1146/annurev-fluid-122109-160634.

CETE-Lyon. Contribution de l'infrastucture à la consommation de carburant des poids lourds. Etat de l'art Affaire 42322-1, Centre d'Études TEchniques de LYON, 2013.

V. Chabroux, P. Sainton, and D. Favier. Sillages de casques de course contre la montre par PIV-3C. 19e Congrès Français de Mécanique, Marseille, 2009.

P. Chakraborty, S. Balachandar, and R. J. Adrian. On the relationships between local vortex identification schemes. *Journal of Fluid Mechanics*, 535 :189–214, July 2005. doi : 10.1017/S0022112005004726.

S. Chaligné. *Contrôle du sillage d'un corps non profilé : Application expérimentale à une maquette simplifiée de véhicule industriel.* PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2013.

H. Chanson. *Hydraulics of Open Channel Flow - 2nd Edition.* Butterworth-Heinemann, May 2004. ISBN 978-0-7506-5978-9.

H. Choi, R. Temam, P. Moin, and J. Kim. Feedback control for unsteady flow and its application to the stochastic Burgers equation. *Journal of Fluid Mechanics*, 253(-1), Aug. 1993. doi : 10.1017/S0022112093001880.

H. Choi, W.-P. Jeon, and J. Kim. Control of Flow Over a Bluf Body. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40(1) :113–139, Jan. 2008. doi : 10.1146/annurev.fluid.39.050905.110149.

H. Choi, J. Lee, and H. Park. Aerodynamics of Heavy Vehicles. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 46(1) :441–468, Jan. 2014. doi : 10.1146/annurev-fluid-011212-140616.

C. Chovet, M. Feingesicht, B. Plumjeau, M. Lippert, L. Keirsbulck, F. Kerhervé, A. Polyakov, J.-P. Richard, W. Abassi, and J.-M. Foucaut. Sliding mode control applied to a square-back Ahmed body. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, July 2019. doi : 10.1016/j.euromechflu.2019.07.010.

M. S. Chowdhury, M. M. Mau, M. I. Shayok, R. B. Mallick, and M. Ali. Effect of backward facing step on the aerodynamic characteristics of NACA 0015 airfoil. In *AIP Conference Proceedings 2121, 050008*, Dhaka, Bangladesh, 2019. AIP Publishing. doi : 10.1063/1.5115895.

L. Chuan Eun, A. Shakrine Mohd Rafie, S. Wiriadidjaja, and O. Faruqi Marzuki. An overview of passive and active drag reduction methods for bluff body of road vehicles. *International Journal of Engineering & Technology*, 7 :53, Oct. 2018. doi : 10.14419/ijet.v7i4.13.21328.

Conseil de l'UE. Directive 96/53/CEP. Technical report, Journal officiel des Communautés européennes, 1996.

Convention cadre des Nations Unies sur les Changements Climatiques. Inventaire des emissions de gaz à effet de serre en France de 1990 à 2015. Technical report, 2017.

K. R. Cooper and J. Leuschen. Model and Full-Scale Wind Tunnel Tests of Second-Generation Aerodynamic Fuel Saving Devices for Tractor-Trailers. In *SAE Technical Paper 2005-01-3512*, Nov. 2005. doi : 10.4271/2005-01-3512.

L. Dalessio, B. Duncan, C. Chang, J. I. Gargoloff, and E. Tate. Accurate Fuel Economy Prediction via a Realistic Wind Averaged Drag Coefficient. *SAE International Journal of Passenger Cars - Mechanical Systems*, 10(1) :265–277, Mar. 2017. doi : 10.4271/2017-01-1535.

L. Dalla Longa, A. S. Morgans, and J. A. Dahan. Reducing the pressure drag of a D-shaped bluff body using linear feedback control. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 31(5-6) :567–577, Dec. 2017. doi : 10.1007/s00162-017-0420-6.

L. Dalla Longa, O. Evstafyeva, and A. S. Morgans. Simulations of the bi-modal wake past three-dimensional blunt bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 866 :791–809, May 2019. doi : 10.1017/jfm.2019.92.

A. Danet. *Influence des conditions amont sur l'écoulement derrière une marche par la Simulation des Grandes Echelles*. PhD thesis, INPG, Grenoble, Feb. 2001.

M. De Giorgi, C. De Luca, A. Ficarella, and F. Marra. Comparison between synthetic jets and continuous jets for active flow control : Application on a NACA 0015 and a compressor stator cascade. *Aerospace Science and Technology*, 43 :256–280, June 2015. doi : 10.1016/j.ast.2015.03.004.

J. de Halleux, C. Prieur, J.-M. Coron, B. d'Andréa Novel, and G. Bastin. Boundary feedback control in networks of open channels. *Automatica*, 39(8) :1365–1376, Aug. 2003. doi : 10.1016/S0005-1098(03)00109-2.

A. Devesa and T. Indinger. Fuel Consumption Reduction by Geometry Variations on a Generic Tractor-Trailer Configuration. *SAE International Journal of Commercial Vehicles*, 5(1) :18–28, Apr. 2012. doi : 10.4271/2012-01-0105.

E. G. Duell and A. R. George. Experimental Study of a Ground Vehicle Body Unsteady Near Wake. In *SAE Technical Paper 1999-01-0812*, Mar. 1999. doi : 10.4271/1999-01-0812.

A. Dumitrache, F. Frunzulica, and T. Ionescu. Mathematical Modelling and Numerical Investigations on the Coanda Effect. In J. Awrejcewicz, editor, *Nonlinearity, Bifurcation and Chaos - Theory and Applications*. InTech, Oct. 2012. doi : 10.5772/50403.

T. Duriez, S. L. Brunton, and B. R. Noack. *Machine Learning Control – Taming Nonlinear Dynamics and Turbulence*, volume 116 of *Fluid Mechanics and Its Applications*. Springer International Publishing, 2017. doi : 10.1007/978-3-319-40624-4.

J. Ebegbulem and M. Guay. Distributed Extremum Seeking Control for Wind Farm Power Maximization. *IFAC-PapersOnLine*, 50(1) :147–152, July 2017. doi : 10.1016/j.ifacol.2017.08.025.

M. El-Alti. *Active Flow Control for Drag reduction of Heavy Vehicles*. PhD Thesis, Chalmers university of Technology, 2012.

M. El-Alti, V. Chernoray, M. Jahanmiri, and L. Davidson. Experimental and computational studies of active flow control on a model truck-trailer. *EPJ Web of Conferences*, 25, 2012. doi : 10.1051/epjconf/20122501012.

I. El Makrini, C. Rodriguez Guerrero, D. Lefeber, and B. Vanderborght. The Variable Boundary Layer Sliding Mode Control : A Safe and Performant Control for Compliant Joint Manipulators. *IEEE Robotics and Automation Letters*, pages 1–1, 2016. doi : 10.1109/LRA.2016.2587059.

R. J. Englar. Advanced Aerodynamic Devices to Improve the Performance, Economics, Handling and Safety of Heavy Vehicles. In *SAE Technical Paper 2001-01-2072*, May 2001. doi : 10.4271/2001-01-2072.

R. J. Englar. Pneumatic Heavy Vehicle Aerodynamic Drag Reduction, Safety Enhancement, and Performance Improvement. In R. McCallen, F. Browand, and J. Ross, editors, *The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains*, pages 277–302, Berlin, Heidelberg, 2004. Springer Berlin Heidelberg.

R. J. Englar. Improved Pneumatic Aerodynamics for Drag Reduction, Fuel Economy, Safety and Stability Increase for Heavy Vehicles. In *SAE Technical Paper 2005-01-3627*, Nov. 2005. doi : 10.4271/2005-01-3627.

Y. Eulalie. *Etude aérodynamique et contrôle de la traînée sur un corps de Ahmed a culot droit*. PhD Thesis, Université de Bordeaux, 2014.

A. Evrard, O. Cadot, V. Herbert, D. Ricot, R. Vigneron, and J. Délery. Fluid force and symmetry breaking modes of a 3D bluff body with a base cavity. *Journal of Fluids and Structures*, 61 :99–114, Feb. 2016. doi : 10.1016/j.jfluidstructs.2015.12.001.

O. Evstafyeva. *Simulation and feedback control of simplified vehicle flows*. Mechanical Engineering PhD Theses, Imperial College London, London, Jan. 2018.

O. Evstafyeva, A. S. Morgans, and L. Dalla Longa. Simulation and feedback control of the Ahmed body flow exhibiting symmetry breaking behaviour. *Journal of Fluid Mechanics*, 817, Apr. 2017. doi : 10.1017/jfm.2017.118.

M. Feingesicht, C. Raibaudo, A. Polyakov, F. Kerherve, and J.-P. Richard. A bilinear input-output model with state-dependent delay for separated flow control. In *2016 European Control Conference (ECC)*, pages 1679–1684, Aalborg, Denmark, June 2016. IEEE. doi : 10.1109/ECC.2016.7810532.

M. Feingesicht, A. Polyakov, F. Kerhervé, and J.-P. Richard. Sliding Mode Control for Turbulent Flows. *IFAC-PapersOnLine*, 50(1) :2690–2695, July 2017. doi : 10.1016/j.ifacol.2017.08.554.

G. Franck, N. M. Nigro, M. A. Storti, and J. D'Elia. Numerical simulation of the Ahmed vehicle model near-wake. *Cuadernos de Matemática y Mecánica*, 2007.

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

J. C. Frandsen. Partial purification and some properties of glucose 6-phosphate dehydrogenase from Eimeria stiedai (Lindemann, 1865) Kisskalt & Hartmann, 1907 (Protozoa : Coccidia). *Comparative Biochemistry and Physiology. B, Comparative Biochemistry*, 54 (4) :537–541, 1976. doi : 10.1016/0305-0491(76)90136-x.

P. Freymuth. On transition in a separated laminar boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(04) :683, Aug. 1966. doi : 10.1017/s002211206600034x.

M. Gad-el Hak. Modern Developments in Flow Control. *Applied Mechanics Reviews*, 49 (7) :365–379, July 1996. doi : 10.1115/1.3101931.

M. Gad-El-Hak. Coherent structures and flow control : genesis and prospect. *Journal PAN*, 67(3), 2019. doi : 10.24425/bpasts.2019.129644.

J. M. Garcia de la Cruz, R. D. Brackston, and J. F. Morrison. Adaptive Base-Flaps Under Variable Cross-Wind. *SAE Technical Paper 2017-01-7000*, Aug. 2017. doi : 10.4271/2017-01-7000.

M. Garwon and R. King. A Multivariable Adaptive Control Strategy To Regulate The Separated Flow Behind A Backward-Facing Step. *IFAC Proceedings Volumes*, 38(1) : 49–54, 2005. doi : 10.3182/20050703-6-CZ-1902.01896.

N. Gautier and J.-L. Aider. Control of the flow behind a backward-facing step by visual feedback. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 469(2160), Oct. 2013. doi : 10.1098/rspa.2013.0404. arXiv : 1306.4554.

D. Geropp and H.-J. Odenthal. Drag reduction of motor vehicles by active flow control using the Coanda effect. *Experiments in Fluids*, 28(1) :74–85, Jan. 2000. doi : 10.1007/s003480050010.

Y. Gibbs. Vertical Flight : XV-15 Tiltrotor | NASA, 1980. URL https://www.nasa.gov/centers/dryden/multimedia/imagegallery/XV-15/EC80-13848.html.

P. Gilotte, E. Bideaux, J.-Y. Champagne, and M. El Hajem. Essais de contrôle d'écoulement à l'arrière d'un corps de ahmed par jet pulsés produit par des électrovannes. In *Contrôle des décollements Du développement des actionneurs à l'amélioration des performances, GDR2502, Colloque de synthèse*, pages 95–101, Toulouse, 2009. Cépaduès. ISBN 2.85428.916.9.

M. Grandemange. *Analyse et contrôle de sillages turbulents tridimensionnels : des cas axisymétriques aux automobiles*. PhD thesis, ENSTA ParisTech, 2013.

M. Grandemange, O. Cadot, and M. Gohlke. Reflectional symmetry breaking of the separated flow over three-dimensional bluff bodies. *Physical Review E*, 86(3), Sept. 2012. doi : 10.1103/PhysRevE.86.035302.

M. Grandemange, M. Gohlke, and O. Cadot. Bi-stability in the turbulent wake past parallelepiped bodies with various aspect ratios and wall effects. *Physics of Fluids*, 25 (9), Sept. 2013a. doi : 10.1063/1.4820372.

M. Grandemange, M. Gohlke, and O. Cadot. Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 1. Global modes and bi-stability. *Journal of Fluid Mechanics*, 722 : 51–84, May 2013b. doi : 10.1017/jfm.2013.83.

M. Grandemange, M. Gohlke, and O. Cadot. Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 2. Experimental sensitivity analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, 752 : 439–461, Aug. 2014. doi : 10.1017/jfm.2014.345.

M. Grandemange, O. Cadot, A. Courbois, V. Herbert, D. Ricot, T. Ruiz, and R. Vigneron. A study of wake effects on the drag of ahmed's squareback model at the industrial scale. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 145 :282–291, Oct. 2015. doi : 10.1016/j.jweia.2015.03.004.

L. Green. Hot-Wire Anemometry, 2015. URL https://slideplayer.com/slide/4613362/. Purdue University.

D. Greenblatt and I. J. Wygnanski. The control of flow separation by periodic excitation. *Progress in Aerospace Sciences*, page 59, 2000.

R. Greif, T. Namba, and M. Nikanham. Heat transfer during piston compression including side wall and convection effects. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 22 (6) :901–907, June 1979. doi : 10.1016/0017-9310(79)90030-9.

K. Gu, V. Kharitonov, and J. Chen. *Stability of time-delay systems*. Birkhäuser, Boston [Mass.], 2003. ISBN 978-0-8176-4212-9 978-3-7643-4212-8.

E. Guilmineau and P. Queutey. Numerical simulation of separation flow control on the Ahmed body using steady micro-jets, Nov. 2018. Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse.

C. Gurlek, B. Sahin, and G. M. Ozkan. PIV studies around a bus model. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 38 :115–126, Apr. 2012. doi : 10.1016/j.expthermflusci.2011.11.014.

J. Haff, M. Jönsson, S. Loose, and C. Wagner. Reliability of Engineering Methods in Heavy-Vehicle Aerodynamics. In *SAE Technical Paper 2017-01-7001*, Aug. 2017. doi : 10.4271/2017-01-7001.

Y. Haffner. Test campaign March 2017. Technical report, ANR Activ'Road, 2017.

Y. Haffner. Manipulation of 3D blunt body turbulent wakes : drag reduction and wake equilibrium, Nov. 2018. URL http://meetings.aps.org/Meeting/DFD18/Session/A17.9. 71st Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics, Atlanta, Georgia.

Y. Haffner. *Manipulation of three-dimensional turbulent wakes for aerodynamic drag reduction*. Sciences et Ingénierie en Mécanique, Matériaux, Energétique et Aéronautique, Mécanique des Milieux Fluides, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique , ENSMA, Université de Poitiers, ENSMA, Poitiers, France, 2020.

Y. Haffner, J. Borée, A. Spohn, and T. Castelain. Mechanics of bluff body drag reduction during transient near wake reversals. *Submitted to Journal of Fluid Mechanics*, Dec. 2019.

Y. Haffner, J. Borée, A. Spohn, and T. Castelain. Mechanics of bluff body drag reduction during transient near-wake reversals. *Journal of Fluid Mechanics*, 894, July 2020a. doi : 10.1017/jfm.2020.275. URL https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S002211202000275X/type/journal_article.

Y. Haffner, J. Borée, A. Spohn, and T. Castelain. Unsteady coanda effect and drag reduction for a turbulent wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 899, 2020b. doi : 10.1017/jfm.2020.494.

Y. Haffner, J. Borée, A. Spohn, and T. Castelain. Unsteady Coanda effect and drag reduction of a turbulent wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020c.

Y. Haffner, K. Mariette, T. Castelain, E. Bideaux, J. Borée, A. Spohn, D. Eberard, F. Bribiesca-Argomedo, M. Michard, and S. Sesmat. Large scale asymmetries of a turbulent wake : insights and closed-loop control for drag reduction. *Accepté à la 55th 3AF International Conference on Applied Aerodynamics*, 2020d.

N. Hartmann, O. Vöhringer, C. Kruck, and L. Eltrop. Simulation and analysis of different adiabatic Compressed Air Energy Storage plant configurations. *Applied Energy*, 93 : 541–548, May 2012. doi : 10.1016/j.apenergy.2011.12.007.

b. Haskara, m. Özgüner, and J. Winkelman. Extremum Control for Optimal Operating Point Determination and Set Point Optimization Via Sliding Modes. *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control*, 122(4) :719, 2000. doi : 10.1115/1.1317231.

L. Henning and R. King. Drag reduction by closed-loop control of a separated flow over a bluff body with a blunt trailing edge. In *Proceedings of the 44th IEEE Conference on Decision and Control*, pages 494–499, Seville, Spain, 2005a. IEEE. doi : 10.1109/CDC.2005.1582204.

L. Henning and R. King. Multivariable Closed-Loop Control of the Reattachment Length Downstream of a Backward-Facing Step. *IFAC Proceedings Volumes*, 38(1) :235–240, 2005b. doi : 10.3182/20050703-6-cz-1902.02000.

L. Hjelm and B. Bergqvist. European Truck Aerodynamics – A Comparison Between Conventional and CoE Truck Aerodynamics and a Look into Future Trends and Possibilities. In F. Browand, R. McCallen, and J. Ross, editors, *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains*, pages 469–477. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009. ISBN 978-3-540-85070-0.

S. F. Hoerner. *Fluid-dynamic drag : practical information on aerodynamic drag and hydrodynamic resistance.* New Jersey : Sighard F. Hoerner, bricktown, n.j edition, 1965. ISBN 1124136223, 9781124136226.

P. J. Holmes, J. L. Lumley, G. Berkooz, J. C. Mattingly, and R. W. Wittenberg. Low-dimensional models of coherent structures in turbulence. *Physics Reports*, 287(4) : 337–384, Aug. 1997. doi : 10.1016/S0370-1573(97)00017-3.

F.-H. Hsu and R. L. Davis. Drag Reduction of Tractor-Trailers Using Optimized Add-On Devices. *Journal of Fluids Engineering*, 132(8), Aug. 2010. doi : 10.1115/1.4001587.

W. Hucho and G. Sovran. Aerodynamics of road vehicles. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25(1) :485–537, 1993. doi : 10.1146/annurev.fl.25.010193.002413.

J. C. Hunt, A. A. Wray, and P. Moin. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. In *Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases*, Stanford Univ. ; CA, United States, Dec. 1988.

S. J. Illingworth, A. S. Morgans, and C. W. Rowley. Feedback control of cavity flow oscillations using simple linear models. *Journal of Fluid Mechanics*, 709 :223–248, Oct. 2012. doi : 10.1017/jfm.2012.330.

P. Joseph. *Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé.* PhD Thesis, UPMC, 2012.

P. Joseph, J.-L. Aider, and X. Amandolèse. Drag reduction on the 25° slant angle ahmed reference body using pulsed jets. *Expepriments in Fluids*, 52 :1169–1185, 2012. doi : https://doi.org/10.1007/s00348-011-1245-5.

D. Jung, S. Gamard, and W. K. George. Downstream evolution of the most energetic modes in a turbulent axisymmetric jet at high Reynolds number. Part 1. The near-field region. *Journal of Fluid Mechanics*, 514 :173–204, Sept. 2004. doi : 10.1017/S0022112004000163.

J. Katz. *Automotive Aerodynamics.* Automotive Series. Wiley, 2016. ISBN 978-1-119-18572-7.

J. B. Keller. Teapot Effect. *Journal of Applied Physics*, 28(8) :859–864, Aug. 1957. doi : 10.1063/1.1722875.

B. Khalighi, S. Zhang, C. Koromilas, S. R. Balkanyi, L. P. Bernal, G. Iaccarino, and P. Moin. Experimental and Computational Study of Unsteady Wake Flow Behind a Bluff Body with a Drag Reduction Device. In *SAE Technical Paper 2001-01-1042*, Mar. 2001. doi : 10.4271/2001-01-1042.

H. K. Khalil. *Nonlinear systems.* Prentice Hall, Upper Saddle River, N.J, 3rd ed edition, 2002a. ISBN 978-0-13-067389-3.

H. K. Khalil. *Nonlinear systems.* Prentice Hall, Upper Saddle River, N.J, 3rd ed edition, 2002b. ISBN 978-0-13-067389-3.

J. Kim and T. R. Bewley. A Linear System Approach to Flow Control. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 39(1) :383–417, Jan. 2007. doi : 10.1146/annurev.fluid.39.050905.110153.

K. Kim, C. Kasnakoglu, A. Serrani, and M. Samimy. Extremum-Seeking Control of Subsonic Cavity Flow. *AIAA Journal*, 47(1) :195–205, Jan. 2009. doi : 10.2514/1.38180.

R. King, editor. *Active flow control.* Number v. 95 in Notes on numerical fluid mechanics and multidisciplinary design. Springer, Berlin ; New York, 2007. ISBN 978-3-540-71438-5.

S. F. Kistler and L. E. Scriven. The teapot effect : sheet-forming flows with deflection, wetting and hysteresis. *Journal of Fluid Mechanics*, 263 :19–62, Mar. 1994. doi : 10.1017/S0022112094004027.

P. Korondi, H. Hashimoto, and G. Sziebig. Sliding Sector Design for Nonlinear Systems. *IFAC Proceedings Volumes*, 41(2), 2008. doi : 10.3182/20080706-5-KR-1001.00601.

S. K. Korovin and V. I. Utkin. Using sliding modes in static optimization and nonlinear programming. *Automatica*, 10(5) :525–532, Sept. 1974. doi : 10.1016/0005-1098(74)90053-3.

S. Krajnović. Large eddy simulation exploration of passive flow control around an Ahmed body. *Journal of Fluids Engineering*, 136(12), 2014.

S. Krajnovic and L. Davidson. Large-eddy simulation of the flow around a bluff body. *AIAA journal*, 40(5) :927–936, 2002.

M. Krstić. Performance improvement and limitations in extremum seeking control. *Systems & Control Letters*, 39(5) :313–326, Apr. 2000. doi : 10.1016/S0167-6911(99)00111-5.

M. Krstić and H.-H. Wang. Stability of extremum seeking feedback for general nonlinear dynamic systems. *Automatica*, 36(4) :595–601, 2000. ISSN 0005-1098. doi : https://doi.org/10.1016/S0005-1098(99)00183-1.

J. T. W. Kuo, L. Yu, and E. Meng. Micromachined Thermal Flow Sensors—A Review. *Micromachines*, 3(3) :550–573, July 2012. doi : 10.3390/mi3030550.

P.-Y. Lagrée. Equations de Saint Venant et application aux mouvements de fonds érodables., 2016. URL http://www.lmm.jussieu.fr/~lagree/COURS/MFEnv/MFEnv.pdf. Cours MSF12, M1 UPMC, Paris.

W. Lauterborn and R. Mettin. Acoustic cavitation : bubble dynamics in high-power ultrasonic fields. In *Power Ultrasonics*, number Chapt. 3, pages 37–78. Elsevier, 2015. doi : 10.1016/B978-1-78242-028-6.00003-X.

M. Lesieur. *La Turbulence*. EDP Sciences, 1994.

R. Li. *Aerodynamic Drag Reduction of a Square-Back Car Model Using Linear Genetic Programming and Physic-Based Control*. PhD thesis, ENSMA, Poitiers, France, 2017.

R. Li, D. Barros, J. Borée, O. Cadot, B. R. Noack, and L. Cordier. Feedback control of bimodal wake dynamics. *Experiments in Fluids*, 57(10), Oct. 2016. doi : 10.1007/s00348-016-2245-2.

R. Li, B. R. Noack, L. Cordier, J. Borée, and F. Harambat. Drag reduction of a car model by linear genetic programming control. *Experiments in Fluids*, 58(8), 2017. doi : 10.1007/s00348-017-2382-2.

R. Li, J. Borée, B. R. Noack, L. Cordier, and F. Harambat. Drag reduction mechanisms of a car model at moderate yaw by bi-frequency forcing. *Physical Review Fluids*, 4(3), Mar. 2019. doi : 10.1103/PhysRevFluids.4.034604.

W. Li. Simplified steady-state modeling for hermetic compressors with focus on extrapolation. *International Journal of Refrigeration*, 35(6), Sept. 2012. doi : 10.1016/j.ijrefrig.2012.03.008.

O. Louisnard. *Cours de mécanique des fluides*. Creative Commons, 2012.

D. M. Luchtenburg, B. G\¨unther, B. R. Noack, R. King, and G. Tadmor. A generalized mean-field model of the natural and high-frequency actuated flow around a high-lift configuration. *Journal of Fluid Mechanics*, 623 :283, Mar. 2009. doi : 10.1017/s0022112008004965.

A. B. Makar, K. E. McMartin, M. Palese, and T. R. Tephly. Formate assay in body fluids : application in methanol poisoning. *Biochemical Medicine*, 13(2) :117–126, June 1975. doi : 10.1016/0006-2944(75)90147-7.

K. Mariette. Développement d'un modèle de connaissance pour le contrôle de traînée aérodynamique des véhicules routiers. Journées biennales Automatique et Automobile – JAA'18 Journées de la Section Automatique du Club EEA : "Automatique et Véhicule Electrique", ENSIERB, MATMECA, Talence, July 2018.

K. Mariette. Caractérisation et contrôle de la symétrie du sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit. Journées Doctorales GDR MACS, ENSIERB, MATMECA, Talence, June 2019a.

K. Mariette. Wake symmetry enforcement by sliding mode control for a straight back Ahmed body in aligned and cross wind conditions. GDR 2502 «Flow Separation Control», Conservatoire National des Arts en Métiers (CNAM), Paris, Nov. 2019b.

K. Mariette, E. Bideaux, F. Bribiesca-Argomedo, D. Eberard, S. Sesmat, Y. Haffner, J. Borée, T. Castelain, and M. Michard. Wake symmetrization of a bluff Ahmed body based on sliding mode control. *IFAC-PapersOnLine*, 21th IFAC World Congress, July 2020.

B. R. McAuliffe, L. Belluz, and M. Belzile. Measurement of the On-Road Turbulence Environment Experienced by Heavy Duty Vehicles. *SAE International Journal of Commercial Vehicles*, 7(2) :685–702, Sept. 2014. doi : 10.4271/2014-01-2451.

R. McCallen, K. Salari, J. Ortega, P. Castellucci, F. Browand, M. Hammache, T.-Y. Hsu, J. Ross, D. Satran, J. T. Heineck, S. Walker, D. Yaste, L. DeChant, B. Hassan, C. Roy, A. Leonard, M. Rubel, P. Chatelain, R. Englar, and D. Pointer. Effort to Reduce Truck Aerodynamic Drag - Joint Experiments and Computations Lead to Smart Design. *34th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, June 2004. doi : 10.2514/6.2004-2249.

M. Michard, S. Sesmat, T. Castelain, E. Jondeau, E. Bideaux, and A. Bourgeois. Unsteady pulsed jets using pneumatic valves for flow separation control : effect of internal acoustic waves on external flow structure. *Contrôle des Décollements - GDR 2502*, 2017a.

M. Michard, S. Sesmat, T. Castelain, E. Jondeau, E. Bideaux, and A. Bourgeois. Unsteady pulsed jets using pneumatic valves for flow separation control.pdf, Nov. 2017b. GDR 2502 «Flow Separation Control», IMFT, Toulouse.

Michelin. Tire Rolling Resistance, 2003. URL http://www.dimnp.unipi.it/guiggiani-m/Michelin_Tire_Rolling_Resistance.pdf. Société de Technologie Michelin.

M. Mirzaei, S. Krajnović, and B. Basara. Partially-Averaged Navier–Stokes simulations of flows around two different Ahmed bodies. *Computers & Fluids*, 117 :273–286, 2015.

A. Mirzal. Delay Compensation using the Smith Predictor : A Brief Review with Numerical Examples. *International Journal of Computer-aided Mechanical Design and Implementation*, 3(1) :1–8, Mar. 2017. doi : 10.21742/ijcmdi.2017.3.1.01.

V. J. Modi, F. Mokhtarian, M. S. U. K. Fernando, and T. Yokomizo. Moving surface boundary-layer control as applied to two-dimensional airfoils. *Journal of Aircraft*, 28 (2) :104–112, Feb. 1991. doi : 10.2514/3.45998.

P. Moin and T. Bewley. Feedback Control of Turbulence. *Applied Mechanics Reviews*, 47 (6S) :S3–S13, June 1994. doi : 10.1115/1.3124438.

M. J. Moran, editor. *Fundamentals of engineering thermodynamics*. Wiley, Hoboken, N.J. ?, 7th ed edition, 2011. ISBN 978-0-470-91768-8 978-0-470-49590-2.

P. J. Morris, M. G. Giridharan, and G. M. Lilley. On the Turbulent Mixing of Compressible Free Shear Layers. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 431(1882) :219–243, Nov. 1990. doi : 10.1098/rspa.1990.0128.

H. M. Nagib, J. Kiedaisch, I. J. Wygnanski, A. D. Stalker, and T. G. Wood. First-in-flight full-scale application of active flow control : The xv-15 tiltrotor download reduction. In *Report of Illinois Institute of Technology*, 2004.

T. Neu. *Etude expérimentale et modélisation de la compression quasi isotherme d'air pour le stockage d'énergie en mer*. PhD thesis, IMT Atlantique, 2017.

J. E. Normey-Rico. *Control of Dead-time Processes*. Advanced Textbooks in Control and Signal Processing. Springer London, London, 2007. ISBN 978-1-84628-828-9.

T. R. Oliveira, A. J. Peixoto, and L. Hsu. Global real-time optimization by output-feedback extremum-seeking control with sliding modes. *Journal of the Franklin Institute*, 349(4), May 2012. ISSN 0016-0032. doi : 10.1016/j.jfranklin.2011.07.013.

M. Onorato, A. Costelli, and A. Garrone. Drag Measurement Through Wake Analysis. In *SAE Technical Paper 840302*, Feb. 1984. doi : 10.4271/840302.

M. Onorato, A. Costelli, A. Garrone, and L. Viassone. Experimental analysis of vehicle wakes. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 22(2-3) :317–330, June 1986. doi : 10.1016/0167-6105(86)90094-2.

J. Ortega, K. Salari, and B. Storms. Investigation of Tractor Base Bleeding for Heavy Vehicle Aerodynamic Drag Reduction. In F. Browand, R. McCallen, and J. Ross, editors, *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains*, pages 161–178. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009. doi : 10.1007/978-3-540-85070-0_13.

A. R. Oxlade, J. F. Morrison, A. Qubain, and G. Rigas. High-frequency forcing of a turbulent axisymmetric wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 770 :305–318, May 2015. doi : 10.1017/jfm.2015.153.

M. Page. Design & Test Techniques for Drag Reduction at Swift Engineering – A Racecar Manufactures Perspective. In F. Pfeiffer, P. Wriggers, F. Browand, R. McCallen, and J. Ross, editors, *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains*, volume 41, pages 449–449. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009. doi : 10.1007/978-3-540-85070-0_40.

Y. Pan and m. Özgüner. Extremum Seeking Control With Sliding Mode. *IFAC Proceedings Volumes*, 35(1) :371–376, 2002. doi : 10.3182/20020721-6-ES-1901.00311.

V. Parezanović, L. Cordier, A. Spohn, T. Duriez, B. R. Noack, J.-P. Bonnet, M. Segond, M. Abel, and S. L. Brunton. Frequency selection by feedback control in a turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 797 :247–283, June 2016. doi : 10.1017/jfm.2016.261.

M. Pastoor, L. Henning, B. R. Noack, R. King, and G. Tadmor. Feedback shear layer control for bluff body drag reduction. *Journal of Fluid Mechanics*, 608 :161–196, Aug. 2008. doi : 10.1017/S0022112008002073.

G. Pavia, M. Passmore, and C. Sardu. Evolution of the bi-stable wake of a square-back automotive shape. *Experiments in Fluids*, 59(1), Jan. 2018. doi : 10.1007/s00348-017-2473-0.

S. Pellerin, B. Podvin, and L. Pastur. Characterization of the near-wake of an ahmed body profile. *World Academy of Science, Engineering and Technology, International Journal of Mechanical, Aerospace, Industrial, Mechatronic and Manufacturing Engineering*, 10 : 926–931, 2016.

A.-K. Perry, M. Almond, M. Passmore, and R. Littlewood. The Study of a Bi-Stable Wake Region of a Generic Squareback Vehicle using Tomographic PIV. *SAE International Journal of Passenger Cars - Mechanical Systems*, 9(2) :743–753, Apr. 2016. doi : 10.4271/2016-01-1610.

T. Persoons. General Reduced-Order Model to Design and Operate Synthetic Jet Actuators. *AIAA Journal*, 50(4) :916–927, Apr. 2012. doi : 10.2514/1.J051381.

T. Persoons and T. S. O'Donovan. A pressure-based estimate of synthetic jet velocity. *Physics of Fluids*, 19(12) :128104, Dec. 2007. doi : 10.1063/1.2823560.

J. Pfeiffer. *Closed-loop active flow control for road vehicles under unsteady cross-wind conditions*. PhD thesis, TU Berlin, Berlin, 2016.

M. Pipan and N. Herakovic. Volume Flow Characterization of PWM-Controlled Fast-Switching Pneumatic Valves. *Journal of Mechanical Engineering*, 62 :543–550, Sept. 2016. doi : 10.5545/sv-jme.2016.3531.

B. Plumejeau, S. Delprat, L. Keirsbulck, M. Lippert, and W. Abassi. Ultra-local model-based control of the square-back Ahmed body wake flow. *Physics of Fluids*, 31(8), Aug. 2019. doi : 10.1063/1.5109320.

B. Podvin, S. Pellerin, Y. Fraigneau, A. Evrard, and O. Cadot. Proper orthogonal decomposition analysis and modelling of the wake deviation behind a squareback ahmed body. *Physical Review of Fluids*, 5, Jun 2020. doi : 10.1103/PhysRevFluids.5.064612.

D. Pointer, T. Sofu, J. Chang, and D. Weber. Applicability of Commercial CFD Tools for Assessment of Heavy Vehicle Aerodynamic Characteristics. In F. Browand, R. McCallen, and J. Ross, editors, *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains*, pages 349–361. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009. doi : 10.1007/978-3-540-85070-0_33.

A. Polyakov and L. Fridman. Stability notions and Lyapunov functions for sliding mode control systems. *Journal of the Franklin Institute*, 351(4) :1831–1865, Apr. 2014. doi : 10.1016/j.jfranklin.2014.01.002.

S. B. Pope. Turbulent Flows. *Measurement Science and Technology*, 12(11), Oct. 2001. ISSN 0957-0233. doi : 10.1088/0957-0233/12/11/705. URL https://doi.org/10.1088%2F0957-0233%2F12%2F11%2F705.

M. Raffel, C. E. Willert, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1998. doi : 10.1007/978-3-662-03637-2.

A. Ragatz and M. Thornton. Aerodynamic Drag Reduction Technologies Testing of Heavy-Duty Vocational Vehicles and a Dry Van Trailer. Technical report, National Renewable Energy Lab. (NREL), Golden, CO (United States), 2016.

J.-P. Raymond, H. Fekih, F. Belgacem, and H. Arfaoui. Boundary stabilizability of the linearized viscous Saint-Venant system. *Discrete and Continuous Dynamical Systems - Series B*, 15(3) :491–511, Feb. 2011. doi : 10.3934/dcdsb.2011.15.491.

W. C. Reynolds and A. K. M. F. Hussain. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments. *Journal of Fluid Mechanics*, 54(2) :263–288, July 1972. doi : 10.1017/S0022112072000679.

G. Rigas, A. Oxlade, A. Morgans, and J. Morrison. Low-dimensional dynamics of a turbulent axisymmetric wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 755, Sept. 2014. doi : 10.1017/jfm.2014.449.

G. Rigas, A. S. Morgans, R. D. Brackston, and J. F. Morrison. Diffusive dynamics and stochastic models of turbulent axisymmetric wakes. *Journal of Fluid Mechanics*, 778, Sept. 2015. doi : 10.1017/jfm.2015.390.

G. Rigas, A. S. Morgans, and J. F. Morrison. Weakly nonlinear modelling of a forced turbulent axisymmetric wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 814 :570–591, Mar. 2017. doi : 10.1017/jfm.2017.32.

J. Roberts. Aerodynamic Devices Can Translate Into Fast Fuel Savings - Fuel Smarts - Trucking Info, June 2017. Nussbaum Transportation.

A. Roshko. On the Wake and Drag of Bluff Bodies. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 22(2) :124–132, Feb. 1955. doi : 10.2514/8.3286.

A. Roshko. Free Shear Layers, Base Pressure and Bluff-Body Drag. Technical report, California Inst of Tech Pasadena Graduate Aeronautical Labs, Dec. 1993a.

A. Roshko. Perspectives on bluff body aerodynamics. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 49(1-3) :79–100, Dec. 1993b. doi : 10.1016/0167-6105(93)90007-b.

M. Rotea. Analysis of multivariable extremum seeking algorithms. In *Proceedings of the 2000 American Control Conference. ACC (IEEE Cat. No.00CH36334)*, pages 433–437 vol.1, Chicago, IL, USA, 2000. IEEE. doi : 10.1109/ACC.2000.878937.

M. Rouméas, P. Gilliéron, and A. Kourta. Analysis and control of the near-wake flow over a square-back geometry. *Computers & Fluids*, 38(1) :60–70, Jan. 2009. doi : 10.1016/j.compfluid.2008.01.009.

M. Roumeas. *Contribution à l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu*. PhD thesis, INP Toulouse, 2006.

S. Saab. *Étude par simulation 0d des systèmes thermiques du groupe motopropulseur et de l'habitacle d'un véhicule automobile en vue de réduire sa consommation de carburant.* PhD thesis, ECN, Nantes, 2014.

T. Sandberg. Heavy Truck Modeling for Fuel Consumption Simulations and Measurements. Master's thesis, Linköping University, Sweden, 2001.

H. Schlichting and K. Gersten. *Boundary-Layer Theory.* Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 9th edition, 2017. ISBN 978-3-662-52917-1. doi : 10.1007/978-3-662-52919-5.

H.-J. Schmidt, R. Woszidlo, C. N. Nayeri, and C. O. Paschereit. Drag reduction on a rectangular bluff body with base flaps and fluidic oscillators. *Experiments in Fluids*, 56 (7), July 2015. doi : 10.1007/s00348-015-2018-3.

R. Schoon and F. P. Pan. Practical Devices for Heavy Truck Aerodynamic Drag Reduction. In *SAE Technical Paper 2007-01-1781*, Apr. 2007. doi : 10.4271/2007-01-1781.

S. Scott Collis, R. D. Joslin, A. Seifert, and V. Theofilis. Issues in active flow control : theory, control, simulation, and experiment. *Progress in Aerospace Sciences*, 40(4-5) : 237–289, May 2004. doi : 10.1016/j.paerosci.2004.06.001.

A. Seifert. Closed Loop Active Flow Control Systems : Actuators. In R. King, editor, *Active Flow Control*, pages 85–102. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2007. ISBN 978-3-540-71439-2.

A. Seifert, T. Bachar, D. Koss, M. Shepshelovich, and I. Wygnanski. Oscillatory Blowing : A Tool to Delay Boundary-Layer Separation. *AIAA Journal*, 31(11), Nov. 1993. doi : 10.2514/3.49121.

A. Seifert, O. Stalnov, D. Sperber, G. Arwatz, V. Palei, S. David, I. Dayan, and I. Fono. Large Trucks Drag Reduction using Active Flow Control. In F. Browand, R. McCallen, and J. Ross, editors, *The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains*, pages 115–133. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009. doi : 10.1007/978-3-540-85070-0_10.

E. Serre, M. Minguez, R. Pasquetti, E. Guilmineau, G. B. Deng, M. Kornhaas, M. Schäfer, J. Fröhlich, C. Hinterberger, and W. Rodi. On simulating the turbulent flow around the Ahmed body : A French–German collaborative evaluation of LES and DES. *Computers & Fluids*, 78 :10–23, Apr. 2013. doi : 10.1016/j.compfluid.2011.05.017.

T. Shaqarin, B. R. Noack, and M. Morzyński. The need for prediction in feedback control of a mixing layer. *Fluid Dynamics Research*, 50(6), Nov. 2018. doi : 10.1088/1873-7005/aae453.

S. Simpore. *Modélisation, simulation et optimisation d'un système de stockage à air comprimé couplé à un bâtiment et à une production photovoltaïque.* PhD thesis, Université de la Réunion, 2018.

D. K. Singh and G. Bandyopadhyay. Active Flow Control over the Car. *Applied Mechanics and Materials*, 110-116, Oct. 2011. ISSN 1662-7482. doi : 10.4028/www.scientific.net/AMM.110-116.2521.

A. Sinha, K. Kim, J.-H. Kim, A. Serrani, and M. Samimy. Extremizing Feedback Control of a High-Speed and High Reynolds Number Jet. *AIAA Journal*, 48(2) :387–399, Feb. 2010. doi : 10.2514/1.44012.

J.-J. E. Slotine. Sliding controller design for non-linear systems. *International Journal of Control*, 40(2) :421–434, Aug. 1984. doi : 10.1080/00207178408933284.

M. Smaoui. *Commandes non linéaires robustes mono et multidimensionnelles de dispositifs électropneumatiques : synthèses et applications.* PhD thesis, INSA Lyon, 2004.

O. Stalnov. Closed-loop Active Flow Control for UAVs. In P. Marqués and A. Da Ronch, editors, *Advanced UAV Aerodynamics, Flight Stability and Control*, pages 447–464. John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, UK, May 2017. doi : 10.1002/9781118928691.ch13.

J. Stam. Real-Time Fluid Dynamics for Games. *Proceedings of the Game Developer Conference*, 2003.

F. Stella, N. Mazellier, and A. Kourta. Scaling of separated shear layers : an investigation of mass entrainment. *Journal of Fluid Mechanics*, 826 :851–887, Sept. 2017. doi : 10.1017/jfm.2017.455.

P. Sujar-Garrido, M. Michard, and T. Castelain. Open-loop flow control strategies for drag reduction of a mid-scale trailer model, 2018. GDR 2502 «Flow Separation Control», IMFT, Toulouse.

P. Sujar-Garrido, M. Michard, T. Castelain, and Y. Haffner. Identification Of Efficient Flow Control Strategies For Truck Model Drag Reduction. In *Proceedings of TSFP-11*, page 7, Southampton, UK, 2019.

V. V. Sychev, A. I. Ruban, V. V. Sychev, and G. L. Korolev. *Asymptotic Theory of Separated Flows.* Cambridge University Press, 1 edition, Aug. 1998. doi : 10.1017/CBO9780511983764.

M. Szmigiel. *Effet du flux de soubassement sur la dynamique du sillage d'un corps non profilé à culot droit.* PhD Thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2017.

W. Y. Tan. *Shallow Water Hydrodynamics : Mathematical Theory and Numerical Solution for a Two-dimensional System of Shallow-water Equations.* Elsevier, Aug. 1992. ISBN 978-0-08-087093-9.

Y. Tan, W. H. Moase, C. Manzie, D. Nesic, and I. M. Y. Mareels. Extremum Seeking From 1922 To 2010. In *Proceedings of the 29th Chinese Control Conference*, Beijing, China, July 2010.

I. Tani. Low-speed flows involving bubble separations. *Progress in Aerospace Sciences*, 5 : 70–103, Jan. 1964. doi : 10.1016/0376-0421(64)90004-1.

S. Tardut. *Approche statistique pour les écoulements pariétaux.* Hermes Science, Lavoisier, 2011.

M. Teixeira and S. Zak. Analog neural nonderivative optimizers. *IEEE Transactions on Neural Networks*, 9(4) :629–638, July 1998. doi : 10.1109/72.701176.

A. Thacker. *Contribution expérimentale à l'analyse stationnaire et instationnaire de l'écoulement à l'arrière d'un corps de faible allongement.* phdthesis, Université d'Orléans, Dec. 2010.

F. O. Thomas, T. C. Corke, A. H. Duong, S. Midya, and K. Yates. Turbulent drag reduction using pulsed-DC plasma actuation. *Journal of Physics D : Applied Physics*, July 2019. doi : 10.1088/1361-6463/ab3388.

V. I. Utkin. *Sliding Modes in Control and Optimization.* Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1992. ISBN 978-3-642-84381-5.

R. Volpe. *Analyse expérimentale et numérique du comportement de véhicules terrestres en présence d'un vent latéral instationnaire.* PhD thesis, Université de Bourgogne, Mar. 2013.

R. Volpe, V. Ferrand, A. Da Silva, and L. Le Moyne. Forces and flow structures evolution on a car body in a sudden crosswind. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 128 :114–125, May 2014. doi : 10.1016/j.jweia.2014.03.006.

T. C. Wagner and J. C. Kent. On the directional sensitivity of hot-wires : a new look at an old phenomenon. *Experiments in Fluids*, 6(8) :553–560, Jan. 1988. doi : 10.1007/BF00196602.

E. Wahba, H. Al-Marzooqi, M. Shaath, M. Shahin, and T. El-Dhmashawy. Aerodynamic drag reduction for ground vehicles using lateral guide vanes. *CFD Letters*, 4 :68–79, 06 2012.

C. Wang. *The effects of curvature on turbulent mixing layers.* UMI dissertation services, Ann Arbor (Mich.), Etats-Unis d'Amérique, 1984.

L. Wang, Z. Luo, Z. Xia, B. Liu, and X. Deng. Review of actuators for high speed active flow control. *Science China Technological Sciences*, 55(8), Aug. 2012. doi : 10.1007/s11431-012-4861-2.

F. M. White. *Fluid Mechanics.* Mc Graw-Hill, 2011.

U. N. Wiesmann, S. DiDonato, and N. N. Herschkowitz. Effect of chloroquine on cultured fibroblasts : release of lysosomal hydrolases and inhibition of their uptake. *Biochemical and Biophysical Research Communications*, 66(4) :1338–1343, Oct. 1975. doi : 10.1016/0006-291x(75)90506-9.

B. Wittenmark and A. Urquhart. Adaptive extremal control. In *Proceedings of 1995 34th IEEE Conference on Decision and Control*, volume 2, New Orleans, LA, USA, 1995. IEEE. doi : 10.1109/CDC.1995.480374.

R. Wood. Aerodynamic Drag and Drag Reduction. In *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada, Jan. 2003. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi : 10.2514/6.2003-209.

R. M. Wood. Impact of Advanced Aerodynamic Technology on Transportation Energy Consumption. In *SAE Technical Paper 2004-01-1306*, Mar. 2004. doi : 10.4271/2004-01-1306.

Z. Xiang, H. Liu, and G. Tao. Development and investigation of high-speed pneumatic jet valves by lumped parameter modeling. In *7th International Fluid Power Conference*, pages 261–271, Aachen, 2010. Apprimus. ISBN 978-3-940565-90-7.

C. Zhang and R. Ordóñez. *Extremum-seeking control and applications : a numerical optimization-based approach.* Advances in industrial control. Springer, New York ; London, 2012. ISBN 978-1-4471-2223-4 978-1-4471-2224-1.

M. M. Zhang, L. Cheng, and Y. Zhou. Closed-loop-controlled vortex shedding and vibration of a flexibly supported square cylinder under different schemes. *Physics of Fluids*, 16(5) :1439–1448, May 2004. doi : 10.1063/1.1687413.

Annexes

A Annexes au Chapitre 1

A.1 Structures tridimensionnelles dans le sillage des véhicules

Le sillage des véhicules routiers est largement tridimensionnel. Les phénomènes et entraînements dans les différentes directions de l'espace rendent alors la modélisation complète du sillage très compliquée.

La figure A.1 représente les enroulements tourbillonnaires visibles dans le cas d'un corps d'Ahmed à lunette arrière inclinée de 25° par rapport à l'horizontale selon quatre études différentes (Ahmed et al. (1984), Beaudoin (2004), Franck et al. (2009), Guilmineau and Queutey (2018)).

Alors qu'en amont du véhicule l'écoulement incident peut être considéré comme unidirectionnel, et même laminaire, dans les conditions expérimentales d'une soufflerie, il devient lieu du développement de structures tourbillonnaires tridimensionnelles en aval à proximité du culot. Le schéma de la figure A.1(a) montre d'une part :

- deux tourbillons opposés, notés A et B, se développant selon l'axe y.
  Ces tourbillons classiquement associés à des structures *en fer à cheval* (*horseshoe* en anglais) se développent en alternance l'un par rapport à l'autre et se prolongent dans le sillage. Ils ont une partie principale se développant autour de l'axe y et des parties externes s'enroulant par convection dans le sillage aux bords de la zone de recirculation.
- deux tourbillons d'axe quasi longitudinal s'enroulant à partir des bords de la lunette arrière.
  Le tourbillon gauche est noté C dans le schéma A.1(a) et le tourbillon symétrique à droite n'est pas représenté. Ces tourbillons de grande amplitude sont semblables à ceux apparaissant aux extrémités d'ailes d'avions. Ils sont particulièrement importants dans le cas des corps d'Ahmed à culot incliné et provoquent une augmentation importante de la traîné avec l'angle de lunette arrière de 30°.

Les détails des structures tridimensionnelles des tourbillons A, B et C sont également représentés sur les autres images de la figure A.1 et montrent :

(c) selon Franck et al. (2009), la forme toroïdale des enroulements A et B en fer à cheval superposés et entraînés en aval ;

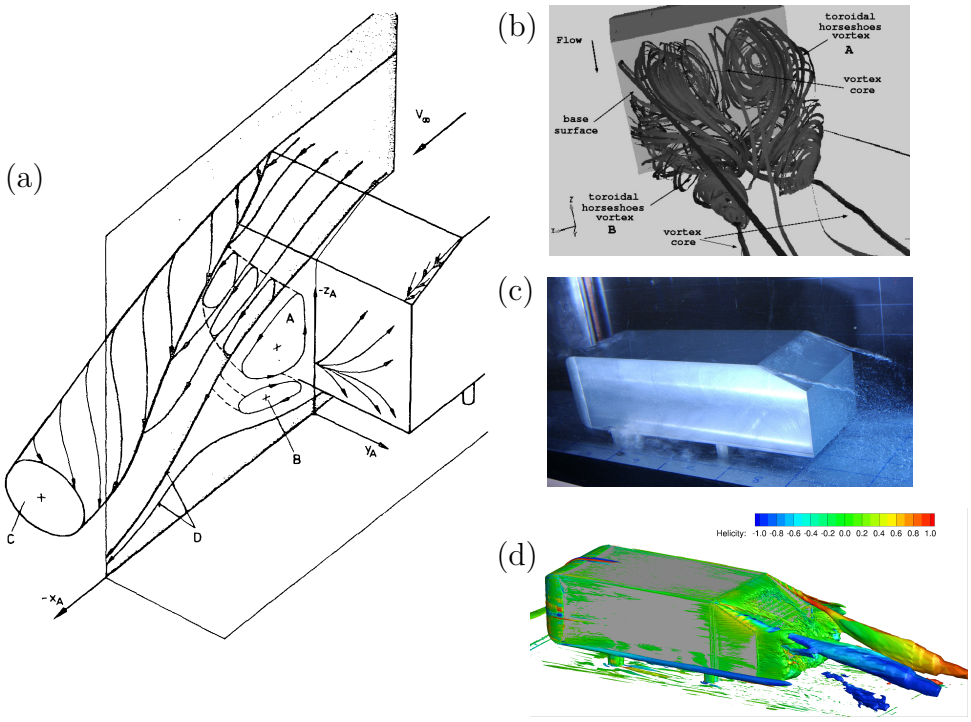


FIGURE A.1 – Représentations des phénomènes tridimensionnels des corps d'Ahmed classiques (angle de la lunette arrière à 25°) : (a) schéma de Ahmed et al. (1984) ; (b) résultats de simulation numérique de Franck et al. (2009) montrant les structures toroïdales en fer à cheval (A et B) ; (c) essais en canal hydraulique de Beaudoin (2004) ; (d) résultats de simulation numérique de Guilmineau and Queutey (2018)

(b) une photographie des tourbillons longitudinaux B obtenus en canal hydraulique par cavitation, selon Beaudoin (2004) ;

d les mêmes tourbillons longitudinaux (C dans la figure (a)) obtenus par simulations numériques par Guilmineau and Queutey (2018).

A.2 Classification des méthodes de contrôle

Le contrôle d'écoulement et des phénomènes liés aux fluides est déjà un domaine de recherche dynamique et fournissant des résultats depuis plusieurs années. On trouve ainsi de nombreuses applications de contrôle d'écoulement dans la littérature. Pour présenter plus facilement la méthodologie de contrôle dans le cas de la dynamique des fluides, on introduit le schéma de Gad-el Hak (1996) en figure A.2. Dans le cas du contrôle d'écoulement, le système à contrôler est constitué de dynamiques rapides, non linéaires avec des phénomènes de transport tridimensionnels.

Cette arborescence (cf.figure A.2) présente la distinction entre le contrôle passif et le contrôle actif, puis ensuite entre les démarches *prédéterminées*, c'est-à-dire employant une certaine énergie pour influencer un fluide, mais sans tenir compte de son état en temps réel, et les démarches *réactives*, qui se basent sur des mesures pour définir la quantité d'énergie et la commande à employer sur le système.

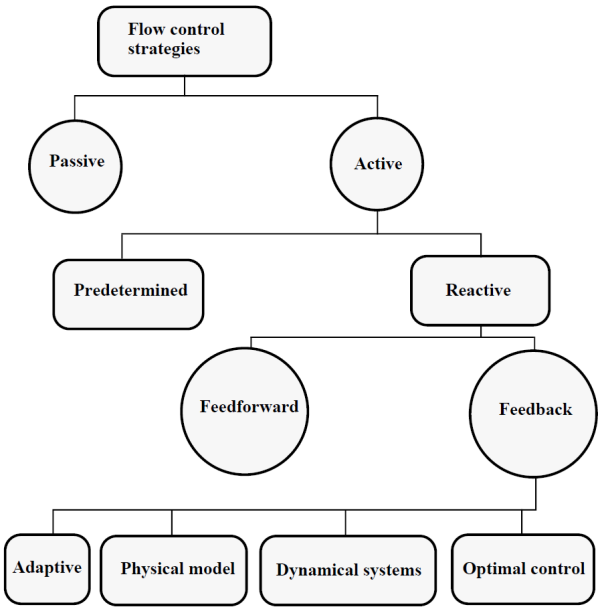


FIGURE A.2 – Organisation des démarches de contrôle d'écoulement (Gad-el Hak, 1996)

La branche prédéterminée correspond communément à la démarche de contrôle en *boucle ouverte* qui nécessite la maîtrise du système pour savoir auparavant quel type de contrôle peut réguler le système pour un type de configuration donné.

La branche de contrôle *réactif*, elle, se décompose en deux parties :

- *feedforward control*, ou *contrôle par mesure d'entrée* :
  Ce contrôle nécessite des mesures en amont du système pour adapter une commande qui permette d'obtenir une sortie adaptée à une consigne ou un objectif ;
- *feedback control*, ou *contrôle par bouclage* :
  Ce contrôle basé sur un schéma en boucle fermée permet d'utiliser des mesures des variables qui sont modifiées par l'actionnement pour ajuster la commande. En général, le bouclage nécessite que le paramètre mesuré corresponde à la donnée à réguler.

La figure A.3 décrit la différence structurelle entre le contrôle en boucle ouverte et le contrôle réactif. Le contrôle par feedforward et la simple boucle ouverte n'ont pas de boucle de retour par rapport au contrôle par bouclage, et le contrôle par bouclage est le seul à utiliser des *mesures de sortie* pour modifier la valeur de sa commande.

La difficulté du contrôle pour toutes ces organisations vient de la bonne définition du correcteur qui va générer la commande. Ce correcteur est en général défini à partir de la connaissance d'un modèle du procédé. Les perturbations, elles, sont des entrées inconnues qui peuvent compromettre l'action de la commande. Ainsi, une connaissance

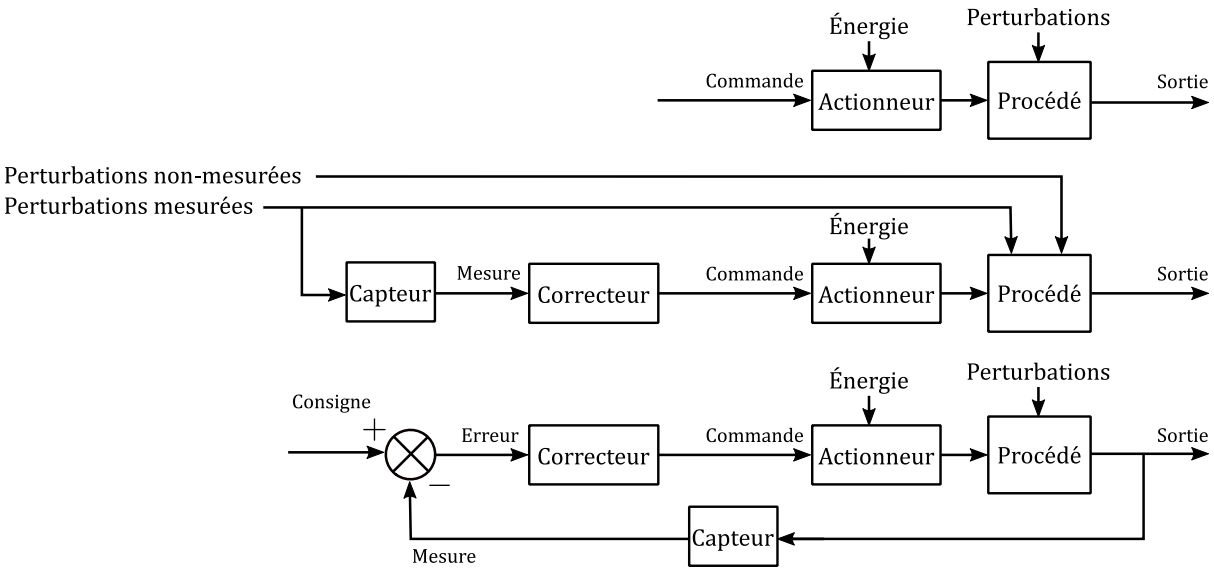


FIGURE A.3 – Illustration de schémas de contrôle en boucle ouverte, par feedforward et par bouclage.

suffisante du procédé passe par la maîtrise de l'environnement créant les perturbations et de l'effet des commandes appliquées sur le procédé via un modèle.

Il faut insister sur le fait que, dans le cas où le procédé à réguler est complexe et qu'il peut être soumis à un environnement variable, une méthode de contrôle prédéterminée peut se montrer limitée. En effet, même s'il est possible de définir un type de contrôle en boucle ouverte optimal pour une configuration donnée, il est peu probable que ce contrôle demeure optimal si l'environnement vient à changer. La même remarque s'applique sur le contrôle passif. Les stratégies réactives permettent alors d'éviter ces écueils en proposant des méthodes de régulations qui puissent évoluer en fonction des mesures et qui permettent alors d'augmenter le domaine d'opérabilité d'un système.

Le bas du graphique A.2, présente différentes philosophies de conception d'un correcteur.

Quatre sous-catégories son distinguées à partir des travaux de Moin and Bewley (1994) traitant du contrôle de la turbulence des fluides. Elles présentent chacune un niveau différent de dépendance à la physique des fluides pour la définition de la structure du correcteur. En effet, la mécanique des fluides est décrite par les équations de Navier-Stokes dont la complexité reste de nos jours un problème. Bien que de nombreux sujets aient pu être traités grâce à ces équations, le manque de solution analytique réduit la possibilité d'en faire un modèle de contrôle. Parfois, il est même plus simple de définir un correcteur en se passant de toute connaissance physique grâce aux méthodes d'analyse de données (Brunton and Noack (2015), Duriez et al. (2017)).

Dans la figure A.2 les catégories sont décrites de gauche à droite par ordre de

dépendance aux équations de Navier-Stokes. Brièvement, leur distinction se fait par :

- Méthodes adaptatives : le contrôle s'adapte à la sortie du système à chaque nouvelle entrée de commande. Ce type de méthode englobe les méthodes d'identification linéaire, de recherche de gradient, et aussi les techniques d'apprentissage et de programmation génétique. Ces dernières méthodes nécessitent souvent un grand nombre de mesures pour identifier une loi de commande applicable. Toutefois, elles peuvent manquer de robustesse à cause du manque de validité du modèle identifié.
- Méthodes par modèle physique : le contrôle se base sur la compréhension de la physique des phénomènes et permet de réguler des problèmes que l'on peut expliquer physiquement.
- Méthodes par systèmes dynamiques : ces méthodes emploient la connaissance des lois dynamiques du système. Elles sont souvent réduites toutefois à des cas où des modèles dynamiques peuvent être édictés, comme pour les tourbillons, par exemple.
- Méthode de contrôle optimal : cette catégorie se base rigoureusement sur les équations connues régissant le mouvement du fluide pour définir la commande optimale au sens de la réduction d'un coût. Elles ne sont limitées que par la complexité du système d'équations utilisé, comme en donne l'exemple de Choi et al. (1993) dans sont utilisation de contrôle optimal sur l'équation de Burger.

Cette organisation des stratégies de contrôle ne donne toutefois pas beaucoup d'information sur le modèle à développer pour trouver le correcteur adapté à une situation donnée. Brunton and Noack (2015) présentent une classification des types de modèles réalisables pour le contrôle en boucle fermée qui insiste sur la nécessité de pouvoir coupler des modèles de connaissances et des résultats sous forme de données. La figure A.4 reprend l'organisation en fonction du degré de dépendance aux équations de Navier-Stokes. Les auteurs insistent cependant sur le fait que des modèles peuvent utiliser :

- des modèles riches en connaissances théoriques et proches des équations de Navier-Stokes pour augmenter leur précision ;
- ou bien des modèles ne contenant pas de savoir théorique à priori, mais seulement des relations d'entrée/sortie du procédé ce qui diminue leur précision, mais peut faciliter leur développement pratique ;
- ou encore des modèles combinant les deux approches précédentes.

Cette conception de la méthode de génération de modèle est permise par l'accumulation de données sur le comportement des fluides au cours du temps et le développement de la puissance de calcul des systèmes embarqués et des ordinateurs. L'avènement des solutions de contrôle d'écoulement par les algorithmes d'intelligence artificielle en est un bon exemple.

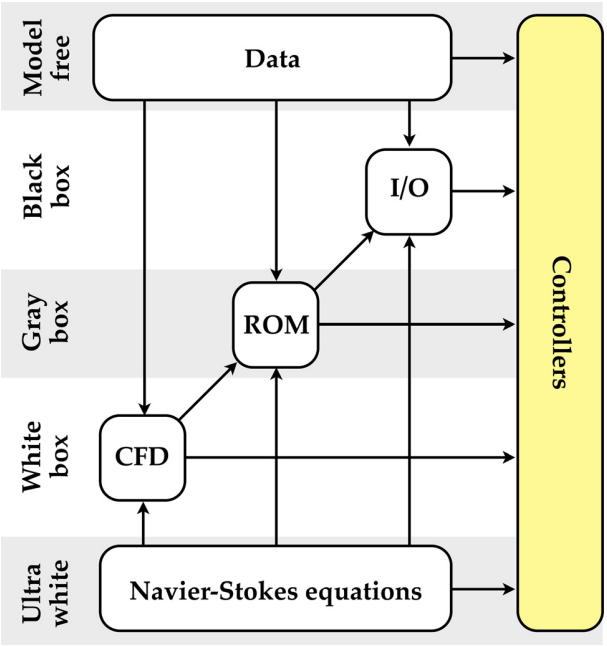


FIGURE A.4 – Contributions nécessaires des équations physiques avec des données pour la définition de modèles en vue d'un contrôle en boucle fermée (Brunton and Noack, 2015).

A.3 Électrovannes SMC

A.4 Documentation technique

Voir figures A.6 et A.7.

A.5 Schéma de fonctionnement

La figure A.5 présente la structure interne d'une électrovanne (EV) SX11. Les parties colorées montrent la bobine en cuivre qui, couplée à un noyau magnétique, permet de mettre en mouvement la valve métallique au centre de l'EV.

En configuration fermée, cette valve est plaquée contre le support et bloque le canal d'éjection (au centre). Sous l'effet du signal électrique d'excitation de la bobine, la valve est soulevée par l'électroaimant pour laisser passer l'air sous pression vers la sortie.

Les EVs sont conçues avec deux canaux d'admission de chaque côté du canal d'éjection, mais elles fonctionnent parfaitement si un des deux canaux est condamné comme celui à droite sur la figure A.5. Le montage des EVs sur des embases en métal dans la maquette ActivROAD utilise cette configuration pour réduire le nombre de tuyaux dans le corps de la maquette.

B Annexes au Chapitre 2

B.1 Mesure des vitesses d'un écoulement

Fil chaud

La mesure de vitesse d'écoulement au fil chaud est effectuée avec un filament porté

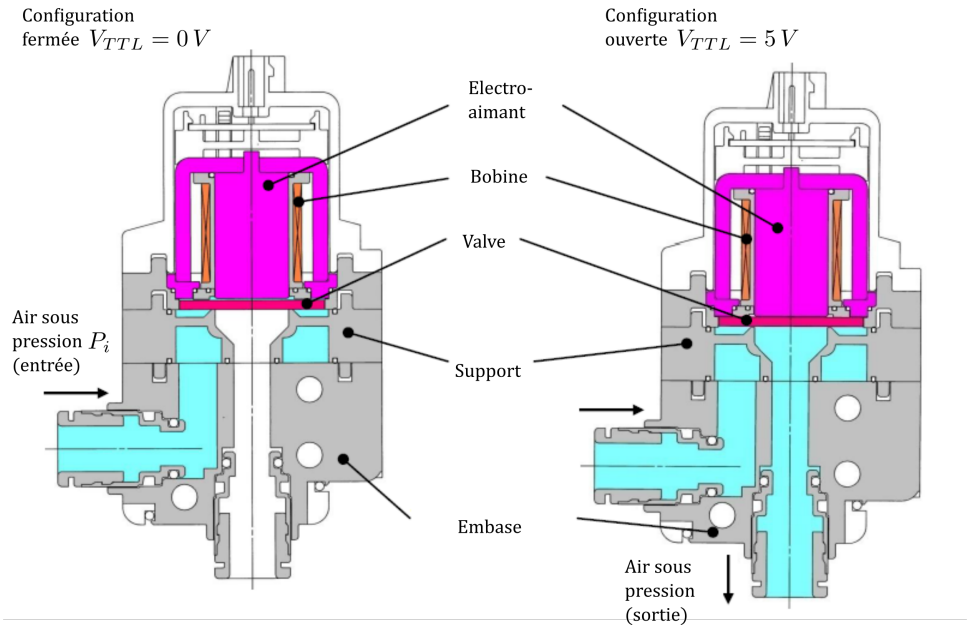


FIGURE A.5 – Schéma détaillé d'une EVs en fonctionnement : fermée à gauche, ouverte à droite.

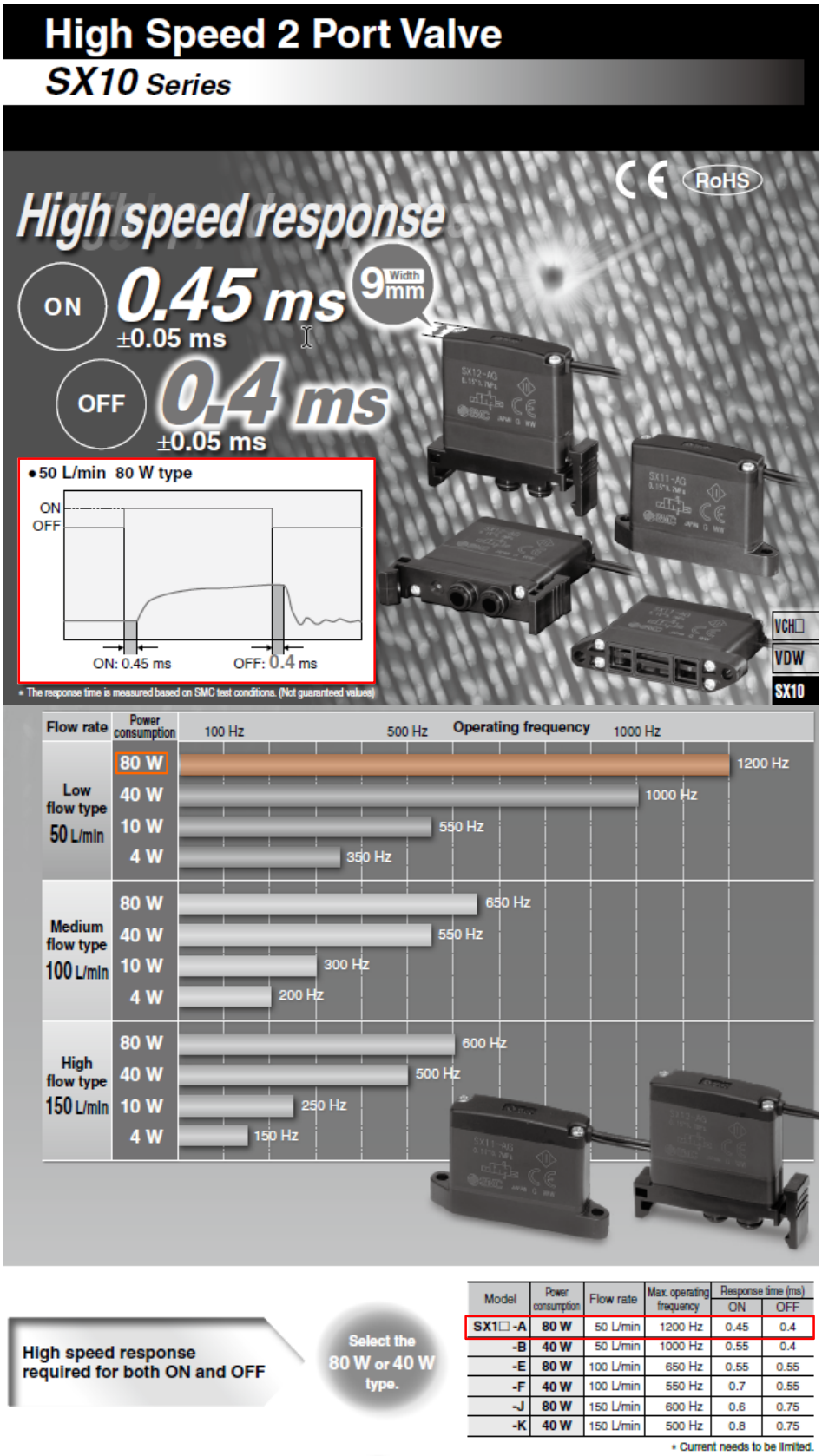
à haute température et placé dans un écoulement dont la convection va conduire à son refroidissement. Les techniques de mesure par fil chaud utilisent deux approches : celle à courant constant dans le fil et celle à température constante dans le fil. Toutes deux vont mesurer une variation de la puissance nécessaire au maintien d'un paramètre lors du refroidissement du fil par convection. Cette évolution est alors reliée à la vitesse de l'écoulement (Green (2015), Kuo et al. (2012)).

Le fil chaud est classiquement utilisé pour obtenir les amplitudes de vitesse et le contenu fréquentiel d'un écoulement. Des implémentations spéciales de fils chaud permettent de construire des capteurs avancés utilisés en mécanique des fluides : en associant différents capteurs dans des directions variées pour en faire des capteurs directionnels (Wagner and Kent, 1988), ou en groupe condensé pour mesurer des différences de vitesses dans une couche limite, un tuyau ou un jet (Jung et al., 2004), par exemples.

Particle image velocimetry

La technique de mesure par Particle Image Velocimetry (PIV) est décrite en détail dans les travaux de recherches précédent le projet ActivROAD (Barros (2015), Chaligné (2013), Li (2017), Szmigiel (2017)) et à travers différentes études (Chabroux et al. (2009), Haff et al. (2017), Raffel et al. (1998)). Cette technique de mesure de champs de vitesses bidimensionnelles est mise en place grâce à deux composants principaux : une nappe laser 2D (cf. figure B.1) et un dispositif photographique à haute fréquence synchronisé avec le déclenchement du laser.

L'atmosphère de la soufflerie ou du canal hydraulique utilisant la PIV doit être



Model	Power consumption	Flow rate	Max. operating frequency	Response time (ms) ON	Response time (ms) OFF
SX1□-A	80 W	50 L/min	1200 Hz	0.45	0.4
-B	40 W	50 L/min	1000 Hz	0.55	0.4
-E	80 W	100 L/min	650 Hz	0.55	0.55
-F	40 W	100 L/min	550 Hz	0.7	0.55
-J	80 W	150 L/min	600 Hz	0.6	0.75
-K	40 W	150 L/min	500 Hz	0.8	0.75

FIGURE A.6 – Documentation technique des EVs SMC (série SX10) : détails du modèle SX11-AJ utilisé dans cette thèse (fréquence max de 1200 Hz).

High Speed 2 Port Valve
SX10 Series

CE

RoHS

How to Order

SX1 2 F – A G

Valve mounting

1	Screw mount type Note)
2	Quick disconnect type

Note) Two mounting screws (M3 x 0.5) and a gasket are included. (packaged together)

Filter (IN port)

Nil	Without filter
F	With filter Note)

Note) Flow reduction rate
50 L/min: 5% or less
100 L/min: 5 to 10%
150 L/min: 10 to 15%

Flow rate/Operating frequency (at 24 VDC, 0.25 MPa)

Symbol	Flow rate (L/min)	Power consumption (W)	Max. operating frequency (Hz)
A		80	1200
B	50	40	1000
C		10	550
D		4	350
E	100	80	650
F		40	550
G		10	300
H		4	200
J	150	80	600
K		40	500
L		10	250
M		4	150

Lead wire (grommet) length

Symbol	Length
G	300 mm
H	500 mm
J	1000 mm

Specifications

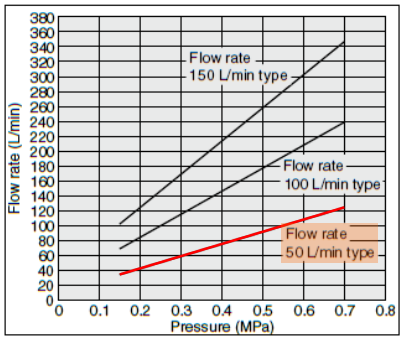
Flow rate (L/min) [at 0.25 MPa]		50				100				150			
Power consumption (W)		80	40	10	4	80	40	10	4	80	40	10	4
Type of actuation		2-position 2 port N.C., Air return											
Seal type		Metal poppet seal											
Valve width (mm)		9											
Fluid		Air											
Min. operating pressure (MPa)		0.15											
Coil resistance value (Ω)		7.2	14.4	58	144	7.2	14.4	58	144	7.2	14.4	58	144
Max. operating pressure (MPa) [at 24 VDC]		0.7	0.7	0.7	0.6	0.7	0.7	0.6	0.4	0.7	0.7	0.4	0.25
Ambient and fluid temperature (°C)		−10 to 50 (No freezing)											
Lubrication		Not required											
Mounting orientation		Unrestricted											
Impact/Vibration resistance (m/s²)		300/50											
Enclosure		Dustproof											
Electrical entry		Grommet											
Weight (g)	Screw mount type	27											
	Quick disconnect type	29											

Characteristics

Flow rate (L/min) [at 0.25 MPa]		50				100				150			
Power consumption (W)		80	40	10	4	80	40	10	4	80	40	10	4
Flow rate characteristics	C [dm³/(s/bar)]	0.24				0.47				0.70			
	b	0.24				0.28				0.21			
	Cv	0.06				0.12				0.17			
Response time (ms) [at 0.25 MPa]	ON	0.45	0.55	0.9	1.25	0.55	0.7	1.1	1.7	0.6	0.8	1.35	2.75
	OFF	0.4	0.4	0.4	0.4	0.55	0.55	0.55	0.55	0.75	0.75	0.75	0.75
Max. operating frequency (Hz) [at 0.25 MPa]		1,200	1,000	550	350	650	550	300	200	600	500	250	150

Note 1) 24 VDC, Duty ratio 1:1
80 W: Current needs to be limited by using an energy saving driver circuit.
40 W: Current needs to be limited by using an energy saving driver circuit.
10 W: Energizing time is one second at a maximum. Please consult with SMC for continuous energization.
4 W: Continuous energization is possible.
Note 2) The response time and maximum operating frequency are not guaranteed. (Actual values based on SMC test conditions)

Pressure/Flow Rate Characteristics (without filter)



508

SMC

FIGURE A.7 – Caractéristiques techniques des EVs SMC (série SX10) : détails du modèle SX11-AJ utilisé dans cette thèse (fréquence max de 1200 Hz).

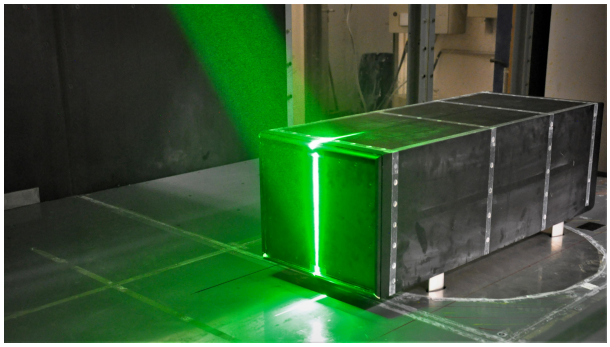


FIGURE B.1 – Nappe laser éclairant l'arrière du corps d'Ahmed à culot droit de la maquette AR (projet ActivROAD).

ensemencé de particules (ou de bulles pour le second cas) que le laser éclaire. L'appareil photo prend alors des clichés rapprochés à un intervalle défini par l'expérience. Pour l'analyse des turbulences, en fonction de la vitesse de l'écoulement, la fréquence de prise de vue peut être porté à 10 kHz (Barros, 2015).

Entre deux clichés consécutifs, les particules auront changé de position et un logiciel de traitement d'image est en mesure d'évaluer la vitesse de chaque particule dans les deux dimensions de l'espace contenues dans le plan de la nappe laser.

Cette méthode d'analyse des structures tourbillonnaires et des lignes de champs d'un écoulement est très utilisée en mécanique des fluides et en contrôle des écoulements, mais présente le désavantage d'être difficile à implémenter (lourdeur de mise en place et appareils coûteux) et peut nécessiter un temps important de post traitement des données.

On ne résiste cependant pas à faire figurer l'exemple de réalisation donné par Haff et al. (2017) (cf. figure B.2). Ces auteurs proposent une implémentation expérimentale de PIV dans des conditions d'écoulement réelles sur l'arrière d'une remorque de camion.

(a) (b)

FIGURE B.2 – Intégration de mesure PIV sur route (Haff et al., 2017) à l'arrière d'une remorque de camion : (a) arrière de remorque avec appareils photographiques déporté dans le sillage ; (b) éclairage nocturne d'une nappe de la zone de recirculation.

B.2 Structures tridimensionnelles du sillage

Le sillage des véhicules mal profilés à haute vitesse est constitué de nombreux phénomènes tourbillonnaires qui peuvent être finement analysés grâce aux simulations 3D des écoulements. Ces phénomènes tourbillonnaires sont le plus souvent décrits par certains paramètres que nous présentons ici.

Compléments

La déformation des lignes de champs de la vitesse sous l'effet des turbulences de l'écoulement implique la définition des taux de rotation et de déformation du sillage. On introduit donc (Chakraborty et al. (2005), Hunt et al. (1988), Pope (2001)) :

- le vecteur de vorticité $\overrightarrow{\omega}$:

$$\overrightarrow{\omega} = \overrightarrow{\nabla} \times \overrightarrow{v} \tag{8}$$

La vorticité est également liée à la *composante antisymétrique du déviateur du tenseur des gradients de vitesse* :

$$\mathbf{\Omega} = \frac{1}{2}\left(\overrightarrow{\nabla}\overrightarrow{v} - \left(\overrightarrow{\nabla}\overrightarrow{v}\right)^T\right), \tag{9}$$

appelée aussi *tenseur du taux de rotation du fluide*, et composé par :

$$\omega_i = -\varepsilon_{ijk}\mathbf{\Omega}_{jk}, \text{ avec } i,\ j,\ k = \{x;\ y;\ z\} \tag{10}$$

avec ε_{ijk} le symbole de Levi-Civita (ou encore d'alternance (Pope, 2001)) attribué selon :

$$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} +1 & \text{si } (i,j,k) \in \{(x,y,z);\ (y,z,x);\ (z,x,y)\} \\ -1 & \text{si } (i,j,k) \in \{(z,y,x);\ (x,z,y);\ (y,x,z)\} \\ 0 & \text{si } i = j,\ \text{ou } j = k,\ \text{ou } k = i \end{cases} \tag{11}$$

Typiquement, la composante de la vorticité dans la direction $\mathbf{y}$ s'écrit :

$$\omega_y = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x}\right) \tag{12}$$

On utilise aussi le tenseur du taux de rotation $\mathbf{\Omega}$ pour calculer le taux de rotation du fluide par :

$$\|\mathbf{\Omega}\| = \mathrm{tr}\left(\mathbf{\Omega}\mathbf{\Omega}^T\right)^{1/2} \tag{13}$$

- le tenseur du taux de déformation, lui, est défini comme la partie symétrique du déviateur du tenseur des gradients de vitesse :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2}\left(\overrightarrow{\nabla}\overrightarrow{v} + \left(\overrightarrow{\nabla}\overrightarrow{v}\right)^T\right) \tag{14}$$

Le tenseur du taux de déformation du fluide permet de trouver le taux de déformation :

$$\|\mathbf{S}\| = \mathrm{tr}\left(\mathbf{S}\mathbf{S}^T\right)^{1/2} \tag{15}$$

Les taux de déformation et de rotation quantifient les facteurs imposant les évolutions de l'écoulement. Ces grandeurs permettent d'introduire une métrique largement utilisée en mécanique des fluides pour identifier les phénomènes tourbillonnaires : le critère Q. On définit le critère Q selon (Braud and Liberzon (2018), Chakraborty et al. (2005)) :

$$Q = \frac{1}{2}\left(\|\mathbf{\Omega}\|^2 - \|\mathbf{S}\|^2\right) \tag{16}$$

Ce critère quantifie la prédominance des phénomènes tourbillonnaires sur les phénomènes d'étirement (ou de déformation). On peut alors rechercher les maxima de Q obtenus par des mesures de champs de vecteur, par PIV notamment, afin d'identifier les zones tourbillonnaires dans l'écoulement.

Revue bibliographique

Les paragraphes suivants présentent certains résultats d'études numériques sur le sillage tridimensionnel du corps d'Ahmed avec une lunette arrière inclinée ou un culot droit. La complexité du sillage à haute vitesse s'étudie grâce à la représentation des composantes de la vitesse, de la vorticité, des champs de pression du sillage et aussi particulièrement du critère Q. Ces études permettent de se rendre compte des différentes visualisations et analyses possibles sur les champs de pression et de vitesse d'un corps non profilé. Elles permettent également de mettre en évidence les apports des simulations numériques dans la démarche de compréhension des phénomènes turbulents dans le sillage des véhicules en vue d'en tirer des modèles simplifiés d'écoulement. Il sera particulièrement important de repérer des relations de symétrie afin de pouvoir potentiellement développer des modèles génériques pouvant être extrapolés à moindre coût dans le cas du corps d'Ahmed à culot droit.

La figure B.3 compare les sillages simulés d'un corps d'Ahmed avec une lunette arrière inclinée de 25° pour un nombre de Reynolds $Re_H = 7.7 \times 10^5$ par trois codes de calculs différents. Elle présente les iso surfaces du critère Q=60 et montre :

- la variabilité de la précision des résultats simulés : en fonction de la méthode de calcul, les vortex observés présentent des tailles et des répartitions spatiales différentes ;
- la localisation des zones de vorticités dans une vue isométrique : des tourbillons apparaissent et sont transportés dans le sillage du corps, et certaines zones sont plus riches en tourbillons que d'autres.

Malgré les différences fines entre les résultats des trois méthodes de calcul, on remarque que le sillage reste globalement symétrique par rapport au plan vertical (xOz) (symétrie

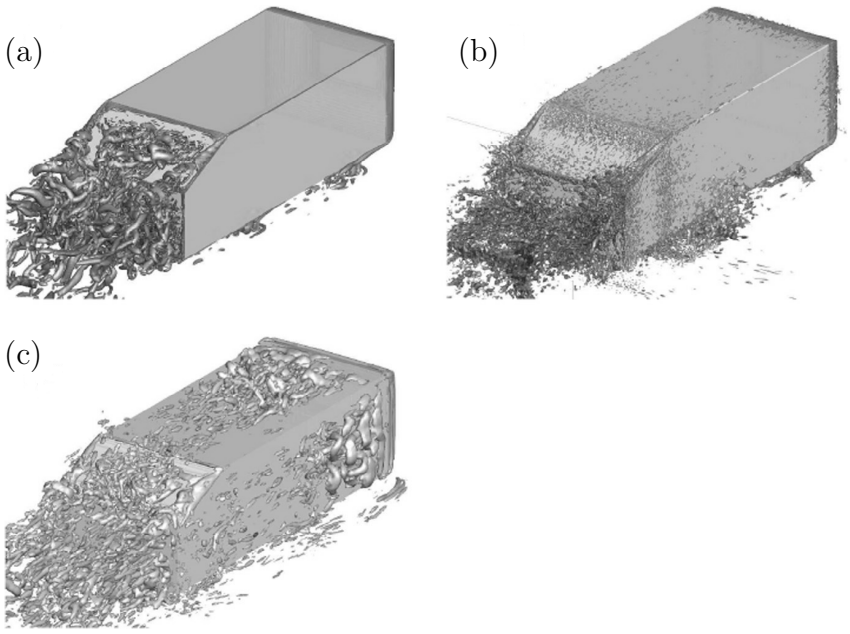


FIGURE B.3 – Illustrations de Serre et al. (2013) comparant le sillage instantané simulé par trois codes de calculs différents pour les surfaces à $Q = 60$ pour $Re_H = 7.7 \times 10^5$ et un corps d'Ahmed avec une lunette arrière inclinée de 25%.

horizontale de la maquette). De plus, on voit sur les arrêtes vives à gauche et à droite de la lunette inclinée que les tourbillons longitudinaux tels que ceux observés par Ahmed et al. (1984) et Beaudoin (2004), entre autres (cf. 1), sont bien présents dans les résultats de simulation.

Pellerin et al. (2016) utilisent un code de simulation similaire à celui de Serre et al. (2013) (à la figure B.3(c)) qui permet de comparer les champs turbulents du sillage de deux formes de maquette. La figure B.4 montre une organisation différente des tourbillons dans le sillage du corps à culot droit. Alors que le cas du corps avec une lunette présente d'importants tourbillons se développant depuis les coins en bas de la lunette inclinée, le décollement pour le corps d'Ahmed à culot droit se fait de manière homogène à partir de chaque arête. On note une plus faible vorticité au niveau de l'arête inférieure de la maquette à cause de la proximité du sol par rapport au corps.

On observe de plus, dans la figure B.4 la localisation d'une zone fortement tourbillonnaire repérée par une flèche dans la partie haute, au centre de la zone de recirculation. Cette zone de mélange est favorisée par le flux de matière arrivant de la zone de soubassement entre le sol et la maquette. La taille relativement importante de la surface plane du culot donne lieu à une organisation spatiale complexe des zones tourbillonnaires près du culot. Ainsi, la configuration à culot droit présente des phénomènes différents de la configuration classique du corps d'Ahmed avec une lunette inclinée.

Complexe sous sa forme instantanée, le sillage des corps non profilés peut être aussi

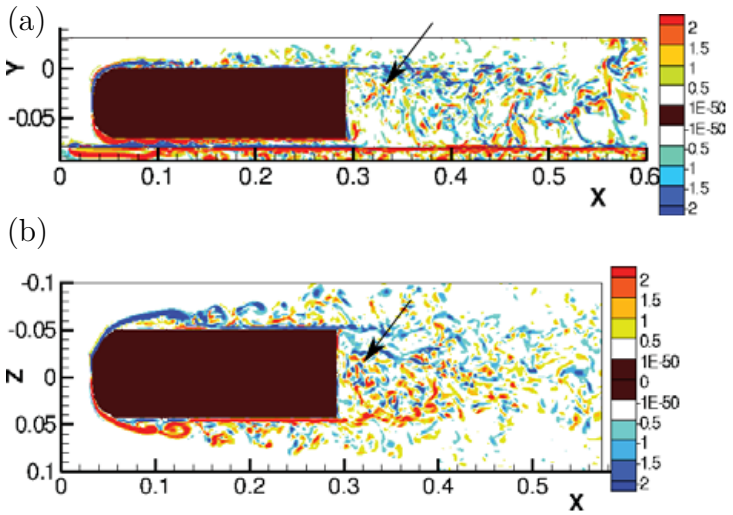


FIGURE B.4 – Visualisation des champs de vorticité ω_z (a) et ω_y (b) à $Re_H = 1.7{\times}10^4$ dans les plans de symétrie (x, y) et (x, z) du corps d'Ahmed à culot droit (Pellerin et al., 2016). Les axes sont conservés tels que dans la publication originale de Pellerin *et al.* et sont orientés avec y ascendant et z pointant vers la gauche du modèle.

étudié sous sa forme moyennée temporellement pour observer les phénomènes principaux régissant l'organisation globale du sillage 3D. On peut citer par exemple, les études par simulation de Rouméas et al. (2009), Evstafyeva (2018), Pellerin et al. (2016) et Podvin et al. (2020) sur des corps d'Ahmed à culot droit.

La figure B.5 présente la géométrie tridimensionnelle du sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit obtenue par simulations numériques d'après les travaux d'Evstafyeva (2018). Les simulations numériques pour un nombre de Reynolds $Re_H = 3.3 \times 10^4$ mettent à jour une structure torique formée par la surface à iso pression $C_p = -0.22$ dans le sillage d'une maquette numérique à culot droit. Les lignes de champs sont tracées en noir dans la figure pour visualiser comment le tore lie les zones tourbillonnaires moyennes de la zone de recirculation. On peut aussi observer la manière dont l'écoulement se prolonge en aval du corps d'Ahmed par les lignes de champs (sur la droite de la figure) décrivant deux tourbillons orientés dans la direction de l'écoulement aspirant la matière depuis le culot vers l'arrière de l'écoulement.

La structure du champ de pression dans le sillage et les enroulements tourbillonnaires principaux au bord du culot présentent des signes de symétrie selon les directions verticale et horizontale. On souhaite s'intéresser davantage à ces symétries en vue de simplifier la démarche de modélisation de l'écoulement dans le sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit.

Cette symétrie est mise en lumière également par les travaux de Pellerin et al. (2016), Podvin et al. (2020) grâce à l'analyse de données de simulation numériques par décomposition en modes propres orthogonaux (POD).

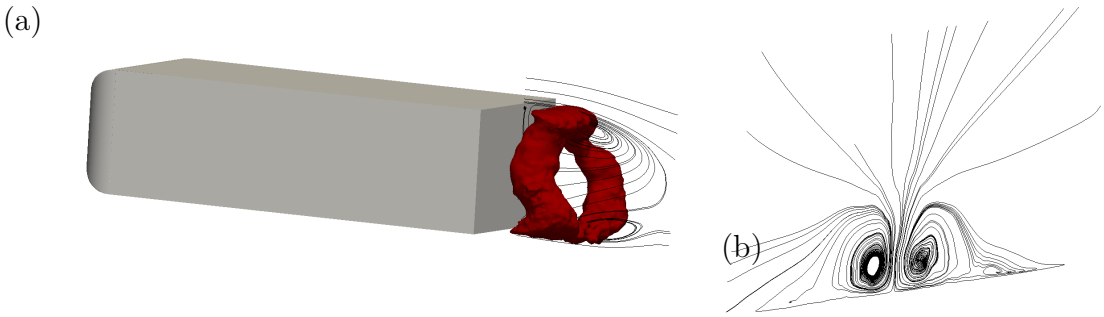


FIGURE B.5 – Structures toriques moyennées dans le sillage des corps d'Ahmed à culot droit selon Evstafyeva (2018) pour $Re_H = 3.3 \times 10^4$: (a) iso surface du champ de pression à $C_p = -0.22$, (b) projection dans le sillage des lignes de champ de vitesse montrant l'enroulement tourbillonnaire en aval du corps.

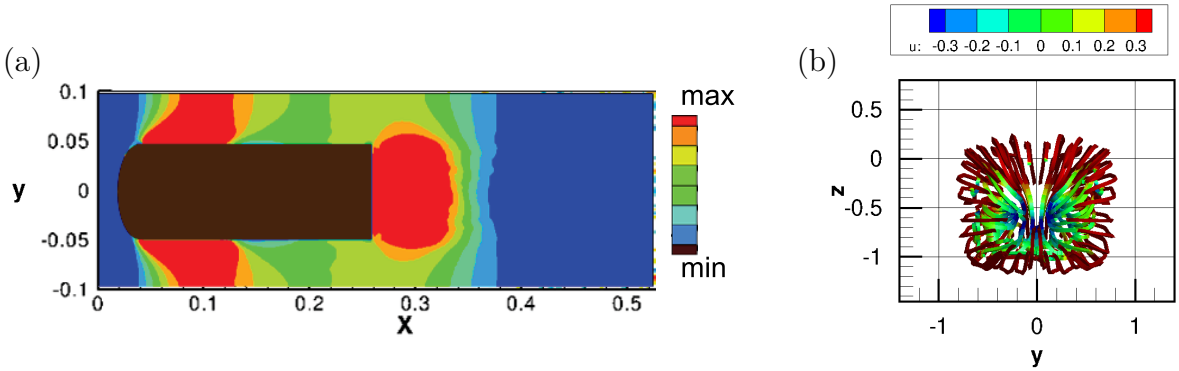


FIGURE B.6 – Analyse POD des pressions (a) et vitesses du sillage (b) d'un corps d'Ahmed à culot droit : (a) Amplitudes de fluctuations de pression du mode principal autour de la maquette selon Pellerin et al. (2016) pour $Re_H = 1.7 \times 10^4$; (b) Lignes de courant dans la zone dépressionnaire pour le premier mode des structures tourbillonnaires du sillage selon Podvin et al. (2020) $Re_H = 10^4$.

Ces méthodes ont pour but de corréler statistiquement les structures turbulentes d'un certain niveau d'énergie avec différentes versions moyennées de l'écoulement (Holmes et al., 1997). À la manière d'une décomposition en modes de Fourier, la POD permet d'obtenir une discrétisation des familles de structures se développant dans l'écoulement. Ainsi on peut distinguer les contributions des différents phénomènes tourbillonnaires aux états moyens du sillage et particulièrement les composantes principales de la dynamique d'un écoulement.

La figure B.6(a) montre la répartition des fluctuations de la pression autour et dans le sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit via le mode principal obtenu par POD (Pellerin et al., 2016). On y voit différentes zones de variation de la pression (en couleurs chaudes) par rapport à l'écoulement extérieur (en couleurs froides) et surtout une grande activité au niveau du culot.

En complément, la figure B.6(b) montre les lignes de courant moyennes de la zone

de recirculation au bord du culot colorées selon les amplitudes de la vitesse longitudinale $u = v_x$ du premier mode POD de la dynamique de recirculation à l'arrière d'une maquette à culot droit. On peut noter que l'organisation des lignes de champs suit un enroulement torique comme montré dans la figure B.5(a) pour les niveaux de pression.

Pour conclure ici sur cette revue d'études numériques, il est possible de moyenner certains phénomènes turbulents pour extraire leur impact global sur le sillage. Ces versions moyennes de l'écoulement sont plus simples à analyser et présentent des relations de symétrie claires. Il est cependant important de noter que ces champs moyens dépendent toujours des fluctuations turbulentes dont l'influence doit toutefois être mieux comprise.

Dans le cas des corps d'Ahmed à culot droit notamment, on estime que les symétries dans les répartitions spatiales des pressions et des vitesses pourraient permettre une modélisation bidimensionnelle de l'écoulement. La question à laquelle nous aimerions répondre est de savoir si un modèle simple, ne prenant en compte que certaines dynamiques du sillage, pourrait être utilisé pour élaborer une commande permettant de réduire la traînée de pression.

Une démarche de modélisation simple de l'écoulement turbulent moyen permettrait, en effet, de s'affranchir des contraintes liées aux simulations numériques. Cette approche permettrait vraisemblablement le développement d'un contrôle en temps réel propice à une application industrielle.

B.3 Déviation de l'écoulement par jets pulsés et effet Coanda

La figure B.7 compare la vitesse moyenne dans la direction z et la vorticité dans la direction y de cas d'écoulement au bord d'un culot droit à une vitesse $V_\infty = 15$ m/s ($Re_H = 3 \times 10^5$) pour les configurations *avec coanda* suivantes :

- naturelle, sans actionnement (à gauche) ;
- actionné par jet continu (au centre) : $C_\mu = 13 \times 10^{-3}$;
- actionné par jet pulsé (à droite) à $f = 600$ Hz : $C_\mu = 7.5 \times 10^{-3}$.

Chaque partie de la figure est composée d'une visualisation de l'amplitude de $\overline{v_z}$, la moyenne temporelle de la composante verticale de la vitesse du fluide, et d'une inclusion des champs de vorticité ω_y au niveau de la surface du coanda (coin supérieur de chaque graphique).

Le cas sans contrôle, à gauche, se caractérise par une couche de mélange horizontale, portée par l'inertie de l'écoulement externe, ceci est visible sur l'encart de ω_y. On note aussi une importante recirculation au niveau du culot avec des niveaux de vitesse v_z importants.

Le cas de contrôle, au centre, emploie un soufflage continu. Il nécessite une grande quantité d'énergie du fait qu'il faut comprimer en permanence l'air du réservoir alimentant

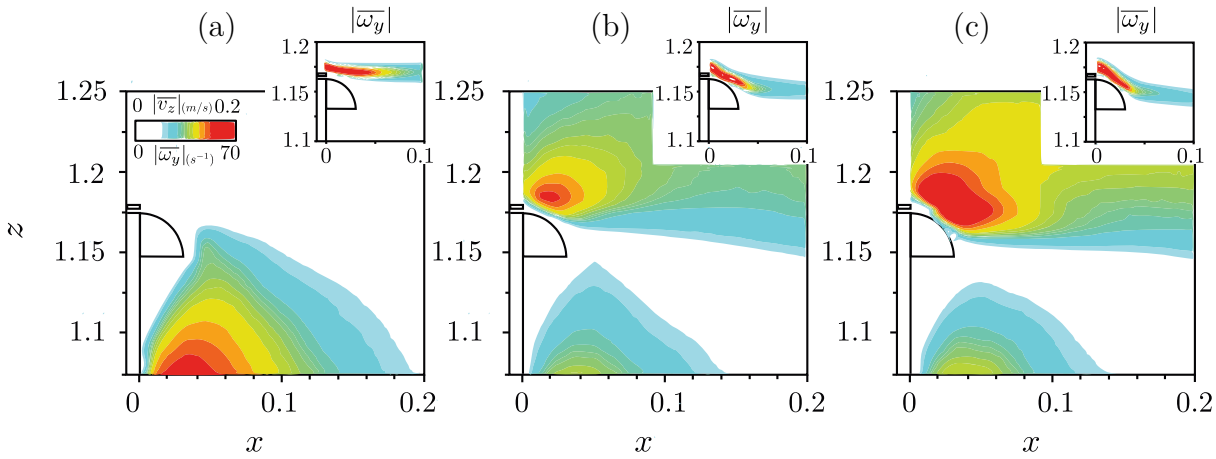


FIGURE B.7 – Déviation de l'écoulement au bord supérieur du culot avec une surface coanda : sans contrôle (a), par soufflage continu (b), par contrôle pulsé à 600 Hz (Barros, 2015).

les EVs. Le jet continu modifie l'accélération du fluide lors du passage au niveau du coanda et de la fente comme le montre la valeur absolue de v_z colorée en rouge au-dessus du coanda. L'encart de la vorticité montre une déviation importante du fluide vers le bas et on remarque que la recirculation au bord du culot a perdu en intensité par rapport au cas naturel.

Enfin, le cas pulsé, à droite, montre une déviation de l'écoulement comparable à celle du cas de soufflage continu. On note toutefois une accélération plus importante du fluide au niveau du coanda, ce qui traduit une déviation supplémentaire par rapport au cas continu. Il est ensuite important de noter que le cas pulsé emploie une valeur de C_μ 1.7 fois plus faible par rapport au cas de soufflage continu alors que leurs effets sont comparables, voir plus importants dans le cas pulsé.

Cette comparaison montre l'intérêt de l'actionnement par le couplage d'une petite surface passive avec les jets à haute fréquence qui permettent une augmentation des capacités du contrôle pour des coûts énergétiques réduits.

B.4 Positions du barycentre lors d'un actionnement en boucle ouverte

Définition du barycentre

Les capteurs de pression instationnaires permettent d'obtenir une mesure de la position du barycentre de pression. Le barycentre de pression, ou plus simplement le barycentre, correspond à la position où les efforts de pression sur le culot se compensent, et se calcule simplement par la moyenne des coordonnées des capteurs de pression pondérée par leur mesure. Une position décentrée du barycentre implique des efforts transverses sur la maquette et un état dissymétrique des pressions au culot.

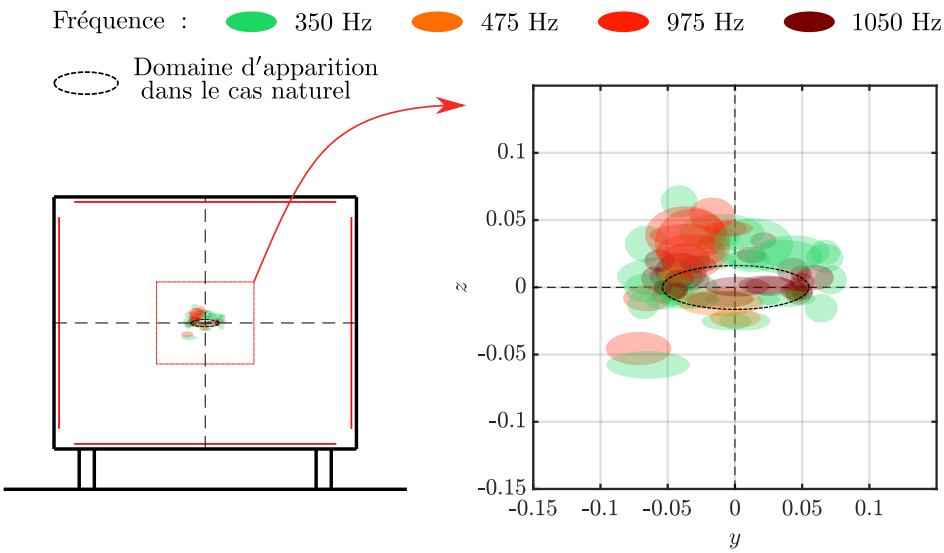


FIGURE B.8 – Répartition du barycentre de pression sur le culot pour les différents actionnements en boucle ouverte. Les couleurs correspondent à celles utilisées en figure 2.30 et l'ellipse en pointillés noirs (– –) correspond à la zone d'apparition du barycentre dans le cas sans contrôle.

Le barycentre est calculé selon la formule suivante :

$$BC = \begin{pmatrix} y_b \\ z_b \end{pmatrix}_{|\mathcal{R}_m} = \frac{\sum_{k=1}^{12} p_k(t) . \begin{pmatrix} y_k \\ z_k \end{pmatrix}}{\sum_{k=1}^{12} p_k} \tag{17}$$

où p_k, $k = 1...12$, sont les valeurs de pression relatives mesurées par les capteurs rapides et $\left(\begin{smallmatrix} y_k \\ z_k \end{smallmatrix}\right)$ les coordonnées où ils sont implantés sur la face arrière de la maquette.

Effets de l'actionnement BO sur le barycentre

La figure B.8 présente la répartition des positons du barycentre obtenues lors des actionnements en boucle ouverte présentés à la figure 2.30 du chapitre 2.

À gauche, (a), on fait figurer les positions où le barycentre se positionne lors de l'actionnement par rapport à l'ensemble du culot de la maquette. L'amplitude des déplacements du barycentre est d'environ 10 % de la largeur totale du culot. À l'échelle de la maquette expérimentale, ces déplacements ne sont que de quelques centimètres d'amplitude, mais à l'échelle d'un véhicule réel, ils peuvent atteindre des amplitudes de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres.

À droite (b) un zoom est ajouté afin de pouvoir distinguer les répartitions du barycentre obtenues lors des phases d'actionnement. Des ellipses représentent les amplitudes des déplacements observés pour chaque type d'actionnement dans les directions y et z.

Elles ont pour centre la position moyenne du barycentre et pour envergures les écarts types des fluctuations. En plus, une ellipse en pointillés noirs (– –) présente les amplitudes de déplacements classiques du barycentre dans le cas sans contrôle. *Pour ce cas seulement*, l'envergure de l'ellipse est de $2\sigma_{y_b}$ dans la direction y et de $2\sigma_{z_b}$ dans la direction z.

On voit dans la partie (b) que les contrôles en boucle ouverte déplacent globalement le barycentre en dehors de la zone de fluctuation naturelle. Pour l'actionnement à 975 Hz (en rouge), l'effet des jets concentre le barycentre dans le quart supérieur gauche du domaine tracé. Cela dénote soit un déséquilibre dans l'agencement des EVs et de leur débit nominal à une fréquence et une pression P_i données, soit des phénomènes instables comme ceux de la bistabilité qui engendrent des asymétries sur des périodes de temps relativement grandes. Plusieurs cas sont, eux, centrés par rapport à l'axe vertical de symétrie du culot mais ils restent peu nombreux par rapport au nombre de cas d'actionnement commun des quatre côtés du culot testés. Le cas le plus centré, obtenu à 1050 Hz, clairement visible au centre du schéma (b), concerne un contrôle exclusif *à droite* sans dérapage, la position du barycentre au centre du culot est donc inattendue.

Ainsi, la symétrie du sillage ne peut pas être facilement maintenue par le contrôle en boucle ouverte simple. La plupart du temps il est peu probable d'assurer un niveau de symétrie du sillage correct et robuste de cette façon.

Le contrôle en boucle ouverte ne permet alors pas de rectifier les phénomènes dissymétriques apparaissant dans le sillage de la maquette. La symétrie du sillage et l'usage de techniques de contrôle en boucle fermée est depuis quelques années beaucoup plus étudiée (Brackston et al. (2016a), Garcia de la Cruz et al. (2017), Grandemange (2013), Li et al. (2016), Plumejeau et al. (2019)) pour compenser les manques de l'actionnement en boucle ouverte sur les phénomènes instables et asymétriques du sillage qui engendrent des forces transverse s'ajoutant à la traînée classique des véhicules. Dans la continuité de ces développements, nous cherchons ici à proposer une méthode d'actionnement en boucle fermée qui puisse simplement être adaptée à un cas industriel complexe en visant, tout d'abord, les asymétries de pression à l'arrière des véhicules.

C Annexes au Chapitre 3

C.1 Réduction passive de la bistabilité : étude de Grandemange *et al.*

Grandemange (2013) teste tout d'abord les effets de la perturbation du sillage par des barreaux horizontaux et verticaux placés à des points caractéristiques du sillage : couche de mélange supérieure et inférieure, centre de la zone de recirculation et point de fermeture de la zone de recirculation. Il en résulte que les cylindres peuvent, grâce à l'effet de bord qu'ils imposent au sillage, supprimer la bistabilité s'ils sont placés horizontalement

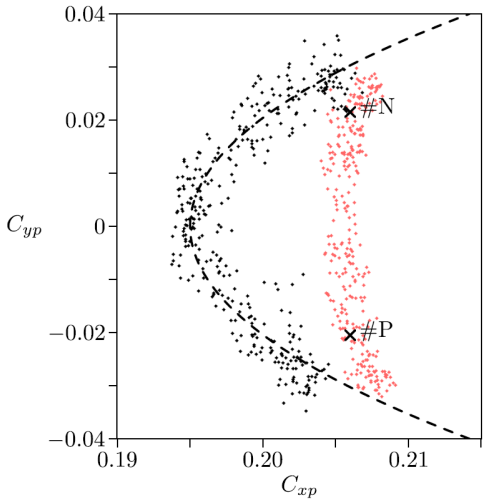


FIGURE C.1 – Nuages de points de la projection des forces de pressions sur les directions y et x, respectivement C_{yp} et C_{xp} quantifiant les efforts transverses et de traînée appliqués sur un corps d'Ahmed à culot droit lors du placement d'un barreau vertical (Grandemange, 2013) : en noir au centre de la zone de recirculation ; en rouge, à la fin de la zone de recirculation. Les points $\#P$ et $\#N$ dénotent les valeurs des coefficients d'efforts lorsque le sillage se bloque dans positions classiques des états asymétriques bistables.

(alignés avec y) dans les couches de mélange proche du culot ou bien au milieu des la zone de recirculation, pour les cas de cylindre horizontaux comme verticaux. Dans le cas des cylindres verticaux, une corrélation intéressante apparaît entre la réduction des amplitudes de la force latérale appliquée sur la maquette et de celle de la traînée aérodynamique. En effet, en plaçant des cylindres à différents endroits dans le sillage, Grandemange a pu dresser la corrélation de la figure C.1

Cette figure permet de voir l'évolution des coefficients liés aux forces aérodynamiques de traînée et d'efforts transverses calculés à partir des mesures de pression pariétale sur une maquette en soufflerie. Selon le positionnement d'un barreau vertical, passif, introduit dans la zone de recirculation, les efforts sur les faces de la maquette sont modifiés.

Les points en rouge sont obtenus pour des barreaux placés à la fin de la zone de recirculation. Les points noirs correspondent à des barreaux placés dans le sillage de la maquette, vers le centre de la zone de recirculation. Les points $\#P$ et $\#N$ indiquent les valeurs de C_{xp} et C_{yp} mesurées pour les états dissymétriques naturels. On précise que plusieurs placements de barreaux sont testés et que le graphique ne permet pas de remonter précisément à la position du barreau. Seules deux familles de placements sont distinguées : les cas proches du centre de la zone de recirculation, en noir, et les cas à la fin de la zone de recirculation, en rouge.

Grâce au nuage de points noirs, on observe que la pose de barreau au cœur de la zone de recirculation permet dans certains cas de stabiliser les valeurs d'efforts transverses. On note alors que pour les barreaux générant les efforts transverses les plus bas en valeur absolue ($C_{yp} \sim 0$), alors C_{xp} diminue. Les points noirs tracent une courbe caractéristique quadratique. Comme la réduction des efforts transverses est caractéristique d'un sillage symétrique latéralement, c'est-à-dire où la bistabilité n'apparaît plus, on peut voir dans

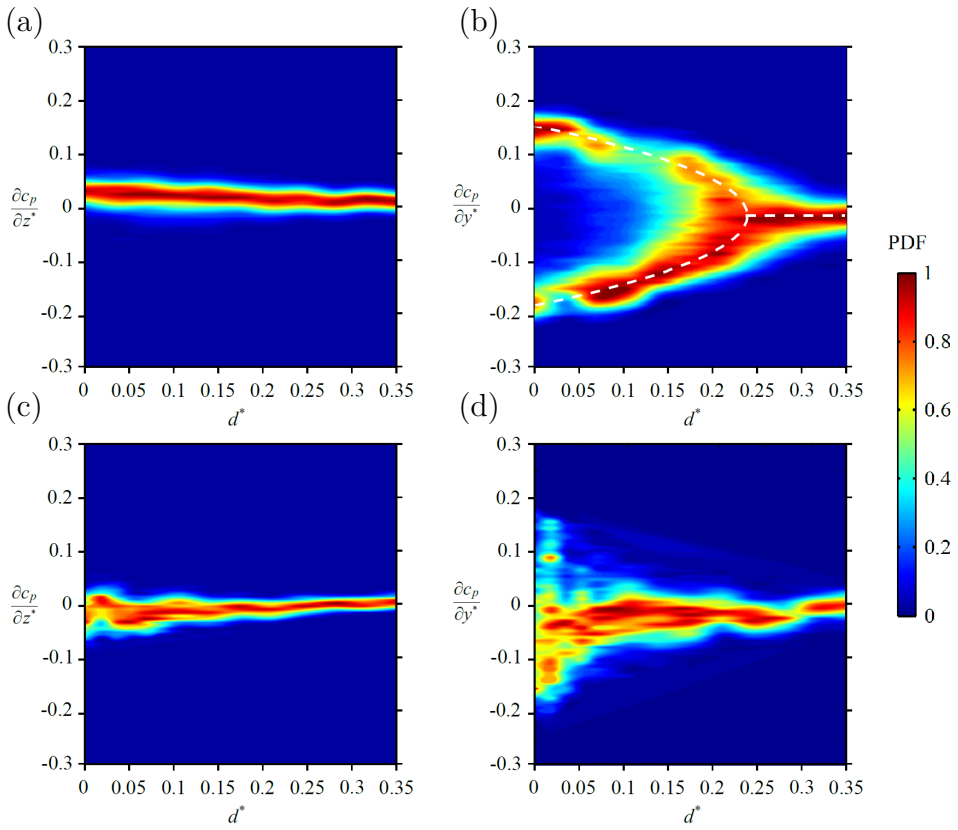


FIGURE C.2 – Valeurs normalisées de densité de probabilité de répartition des gradients horizontaux ($\frac{\partial C_p}{z^*}$) et latéraux ($\frac{\partial C_p}{y^*}$) de pression au culot en fonction de la profondeur de la cavité (d^*) ajoutée à l'arrière de la maquette (Evrard et al., 2016) : (a) gradient vertical pour la cavité seule ; (b) gradient latéral pour la cavité seule ; (c) gradient vertical pour la cavité avec un barreau vertical ; (d) gradient latéral pour la cavité avec un barreau vertical.

ce graphique que la symétrisation du sillage permet de réduire la traînée de pression.

Dans les cas rouges, en revanche, le barreau est placé à la fin de la zone de recirculation. Bien que les niveaux de C_{yp} puissent être réduits par la pose d'un barreau, l'impact la réduction de l'asymétrie sur la traînée de pression est moins importante. Les barreaux en fin de zone de recirculation ont alors un effet bénéfique sur les asymétries du sillage mais n'impliquent pas une augmentation de la pression à l'arrière de la maquette.

Ces analyses permettent de voir l'effet de la suppression de la dissymétrie du sillage sur la traînée aérodynamique et l'intérêt d'un contrôle localisé au bon endroit de la zone de recirculation.

C.2 Réduction passive de la bistabilité : études de Evrard et Cadot

Plus récemment, Evrard et al. (2016) ont travaillé sur le cas d'un corps d'Ahmed à culot droit équipé de volets formant une cavité à l'arrière du corps. Le dispositif

expérimental peut être complété d'un barreau passif vertical positionné globalement au centre de la zone de recirculation comme décrit par la figure 3.5. Dans leurs travaux, l'adimensionnalisation des longueurs par la hauteur de la maquette est notée par une $*$ en exposant.

La profondeur de la cavité, notée $d^* = d/H$ permet tout d'abord de réduire les fluctuations du gradient latéral de pression sur le culot. La figure C.2 présente l'effet de la profondeur de la cavité seule, ((a) et (b)), et avec un barreau vertical, ((c) et (d)), sur la répartition de probabilité des valeurs de gradient de pression au culot.

Concernant le gradient vertical, on note que sa valeur se trouve proche de zéro, même sans cavité. Un offset existe dans le cas sans barreau (a) tandis que des variations apparaissent autour de 0 pour le cas (c). Dans les deux cas cependant, pour des valeurs de profondeur de cavité importante, le gradient vertical est davantage stabilisé et les variations du cas (c) à $d^* \sim 0$ disparaissent.

Pour les gradients latéraux en revanche, la profondeur de la cavité modifie la répartition des gradients dans le cas sans barreau (b) *et* avec barreau (d).

Dans le cas (b), par exemple, il est clair que deux valeurs de gradient sont possibles pour la pression au culot, lorsque la cavité est absente ($d^* = 0$) ou de faible dimension. Avec le prolongement de ces surfaces passives, la cavité réduit l'ensemble des valeurs possibles pour le gradient latéral. La bistabilité est donc supprimée. Les auteurs reportent une suppression significative de la bistabilité dès $d^* = 0.27$. En complément, ils évaluent le gain net en traînée de pression engendré par la cavité à 9 %.

Dans le cas (d), avec un barreau, comme le prévoient les travaux antérieurs de Grandemange, le barreau seul permet d'atténuer la bistabilité. Ainsi, même à $d^* = 0$, le gradient latéral prend des valeurs plus proches de zéro. Le sillage ne sélectionne pas d'état asymétrique comme c'est le cas sans barreau et à faible profondeur de cavité (voir C.2(b)). On note alors un impact positif du barreau dans la symétrisation du sillage. En définitive, le système passif de la cavité et du barreau vertical permet une stabilisation équivalente à celle de la cavité seule, mais avec une profondeur de cavité *réduite*. Du point de vue des gradients latéraux, l'état de symétrie obtenu pour un cas avec cavité seul avec $d^* = 0.20$ est alors reconstitué avec l'ensemble cavité et barreau, mais pour $d^* = 0.10$.

Ce gain en termes de profondeur de cavité est intéressant pour réduire la taille du système passif permettant la symétrisation du sillage.

Toutefois, en pratique, de tels dispositifs de contrôle passifs seraient difficiles à intégrer sur des véhicules réels. En effet, l'encombrement à l'arrière des véhicules rendrait leur utilisation plus contraignante (parties gênant les ouvertures de portes, mauvais accès aux marchandises...). Ces dispositifs intrusifs permettent néanmoins de comprendre les mécanismes régissant la bistabilité et l'influence de l'écoulement de recirculation du sillage

sur la traînée de pression.

Les auteurs proposent ainsi un mécanisme de bifurcation des états asymétriques de la pression au culot sous l'effet de la bistabilité qui peut être modélisé par une équation de Langevin (Brackston et al. (2016a), Cadot et al. (2015), Evrard et al. (2016)) avec un terme aléatoire représentant les perturbations turbulentes. Ce modèle de bifurcation de la position stable dissymétrique est davantage détaillé en partie C.4.

C.3 Contrôle en boucle fermée de la bistabilité

Voici deux cas de maîtrise du niveau de symétrie latérale du sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit par boucle fermée en complément de celle de Brackston et al. (2016a) présenté à la partie 1.3 du chapitre 3.

Tout d'abord, on s'intéresse aux travaux de Li et al. (2016, 2019). Ces auteurs utilisent des jets d'air produits par des électrovannes pneumatiques (jusqu'à $f = 200$ Hz). En réalité, le système d'actionnement est similaire à celui du projet ANR ActivROAD, mais pour des fréquences inférieures.

Dans leurs travaux, Li et al. (2016) emploient une boucle de contrôle basée sur une stratégie d'opposition des variations des gradients de pression latéraux pour corriger la bistabilité du sillage. Ils montrent que les jets pulsés peuvent efficacement inverser les gradients de pression latéraux et ainsi, potentiellement, ramener les états asymétriques de pression dans une configuration symétrique. Pour l'estimation des gradients, deux capteurs de pression pariétale sont utilisés. La figure C.3 présente le schéma bloc de la stratégie appliquée et une illustration de leurs résultats en termes de réduction des états dissymétriques. La boucle de contrôle utilise la mesure des fluctuations de pression et l'estimation filtrée d'un gradient pour affecter un contrôle aux actionneurs latéraux. L'actionnement gauche (respectivement, droite) devra s'activer si le gradient devient inférieur (respectivement, supérieur) à une limite fixe $\alpha = 30$ Pa [4].

L'actionnement pulsé fréquentiel permet ici de ramener les positions bistables de l'état des pressions à un unique état présentant un niveau maximal de probabilité. On observe cette évolution avec les tracés en pointillés rouge (- -) jusqu'à environ 100 Hz sur la figure C.3(b). Pour les fréquences plus élevées, l'état contrôlé n'est pas bistable, mais il semble que le contrôle ne puisse maintenir d'un gradient de pression latéral nul en moyenne.

D'après l'auteur, le contrôle est entaché par l'excitation de fréquences résonantes. En effet, le spectre des signaux de gradients de pression montre une amplification des phénomènes de lâcher tourbillonnaire lors du contrôle. Ce phénomène conduit le contrôle à ne réaliser au mieux d'un gain en pression au culot de 2 % sans parvenir à enregistrer d'amélioration nette de la traînée. L'action des jets et l'excitation des phénomènes

4. Le gradient est calculé relativement à y^* qui désigne ici la coordonnée y adimensionnée par la hauteur du culot, H. Les longueurs employées sont donc sans dimensions.

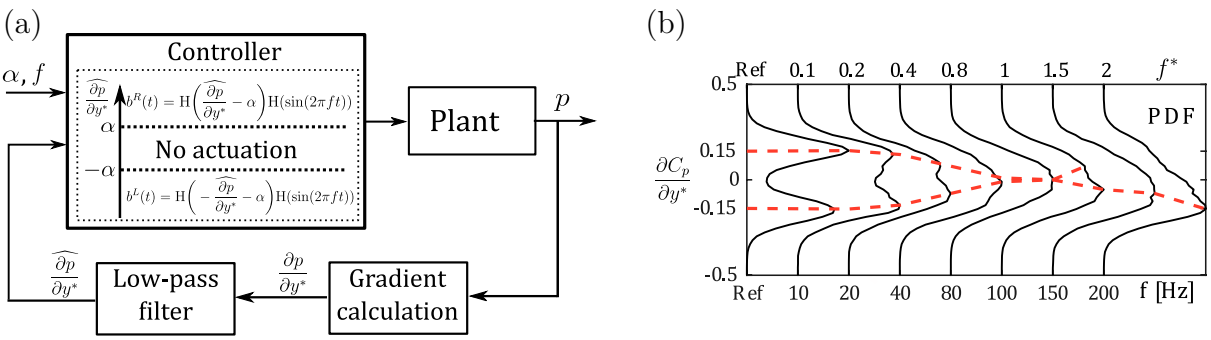


FIGURE C.3 – Détails du contrôle en boucle fermée de la bistabilité grâce à l'action des jets latéraux (d'après Li (Li et al., 2016)) : (a) schéma de régulation par recherche de gradient ; (b) tracés des distributions de probabilité pour les valeurs du gradient de pression $\frac{\partial C_p}{\partial y^*}$ en fonction de la fréquence d'actionnement du contrôle.

instationnaires conduisent donc ici à une augmentation de la pression au culot, mais sans pour autant signifier un gain en traînée aérodynamique.

En comparaison, Evrard et al. (2016) ci-dessus, ou encore Brackston et al. (2016a) n'utilisent que des effets passifs avec des volets respectivement fixes, et mobiles. Dans le stravaux de Brackston et al. (2016a), les volets mobiles n'introduisent pas de turbulences importantes comme dans le cas des jets de Li et al. (2016). De plus, comme les instabilités du lâcher tourbillonnaire sont prises en compte dans le modèle de commande, le contrôle proposé par (Brackston et al., 2016a) permet d'obtenir des gains en termes de pression et de traînée aérodynamique plus importants (cf. partie 1.3 du chapitre 3).

ces travaux ont été continué plus récemment et les actionnements par jets pulsés ont été employés avec succès par Li et al. (2019) pour obtenir des gains concluants en termes de traînée de pression dans le cadre des écoulements non alignés. Un actionnement en boucle ouverte avec un angle de dérapage de 5° et une fréquence d'actionnement modulée a été étudié. L'emploi de jets d'air pulsés du côté le plus exposé au vent dans le cas du dérapage a pu apporter un gain important de 7 % en termes de traînée. La stratégie employée utilise la méthode d'opposition précédente pour un cas complètement asymétrique créé par la mise en dérapage du corps par rapport à la direction d'incidence du vent. En actionnant le sillage uniquement d'un côté, les auteurs peuvent améliorer la symétrie du sillage en moyenne.

Ils emploient alors un actionnement à haute fréquence modulé par une fréquence porteuse plus petite. Ce type d'actionnement permet d'augmenter le mélange et la convection du fluide externe vers la zone de recirculation pour permettre une recompression du sillage. Ce type d'actionnement est plus économe que l'actionnement mono fréquentiel employé jusqu'alors (Li, 2017). Cette étude montre que des gains importants pourraient être obtenus en termes de réduction de traînée aérodynamique en transposant les recherches précédemment réalisées sur le problème de l'écoulement aligné et de la bistabilité, dans le

cadre plus général de l'écoulement en dérapage.

Enfin, très récemment également Plumejeau et al. (2019) ont proposé une nouvelle approche de contrôle en boucle fermée de la traînée via la symétrisation du sillage par une stratégie de *contrôle sans modèle*. Les auteurs étudient également le cas de la bistabilité d'un corps d'Ahmed à culot droit. Dans leur cas expérimental, ils régulent en temps réel les fluctuations de la force F_y mesurée par une balance aérodynamique. Les actionneurs consistent en des jets d'air plans générés depuis les côtés latéraux du culot d'une maquette. Les fentes des jets sont 10 fois plus fines que dans le cas de la maquette de Li (2017) et de la maquette ActivROAD. Par ailleurs, dans le cas des travaux de Plumejeau *et al.*, les jets sont largement déviés vers l'intérieur de la zone de recirculation grâce à des surfaces courbées, et l'effet Coanda, en sortie de fentes de jets.

Dans l'étude de Plumejeau et al. (2019), la régulation des efforts transverses permet de connaître directement l'effet net de l'actionnement sur le corps de la maquette. On pourrait probablement remplacer cette mesure dont l'implémentation sur un véhicule en mouvement est difficile par des données acquises via des capteurs de pression pariétale (position latérale du barycentre, gradient latéral de pression sur le culot, la force transverse calculée via les capteurs de pression) mais une baisse sensible de la précision pourrait en résulter.

Le contrôle sans modèle est un algorithme d'adaptation de régulateurs linéaires permettant d'obtenir une loi de contrôle performante pour réguler un système dont peu de choses (voire aucune) sont connues sur sa dynamique. Bien que la méthode de réglage des paramètres ne soit pas disponible à travers l'article de Plumejeau *et al.*, les résultats de contrôles sont concluants.

La figure C.4 montre les mesures de champs de vitesse moyens par PIV avant et après l'activation du contrôle ainsi que les évolutions des coefficients d'efforts en y et en x (notés respectivement C_y et C_D par l'auteur). Les champs PIV C.4(a) et (b) montrent dans le plan horizontal coupant le sillage en son milieu les états dissymétriques de la bistabilité. Pour (a), un tourbillon principal auprès du côté droit du culot conduit à l'état asymétrique $\mathcal{P}$, pour (b), l'état est asymétrique gauche ($\mathcal{N}$).

Dans le cas (c), en revanche, on distingue deux tourbillons symétriques et éloignés du culot de la maquette. De tels tourbillons pourraient permettre de réduire la vitesse de retour dans la zone de recirculation et permettre alors une augmentation globale de la pression du sillage (Pavia et al., 2018).

Pour illustrer davantage l'action du contrôle par les jets et l'algorithme de commande sans modèle, les tracés temporels des coefficients de pression en (d) montrent la chute de C_D dès l'activation du contrôle et la stabilisation du paramètre de régulation r qui est ici l'effort transverse F_y.

L'intérêt du contrôle employé par Plumejeau *et al.* réside sans son applicabilité

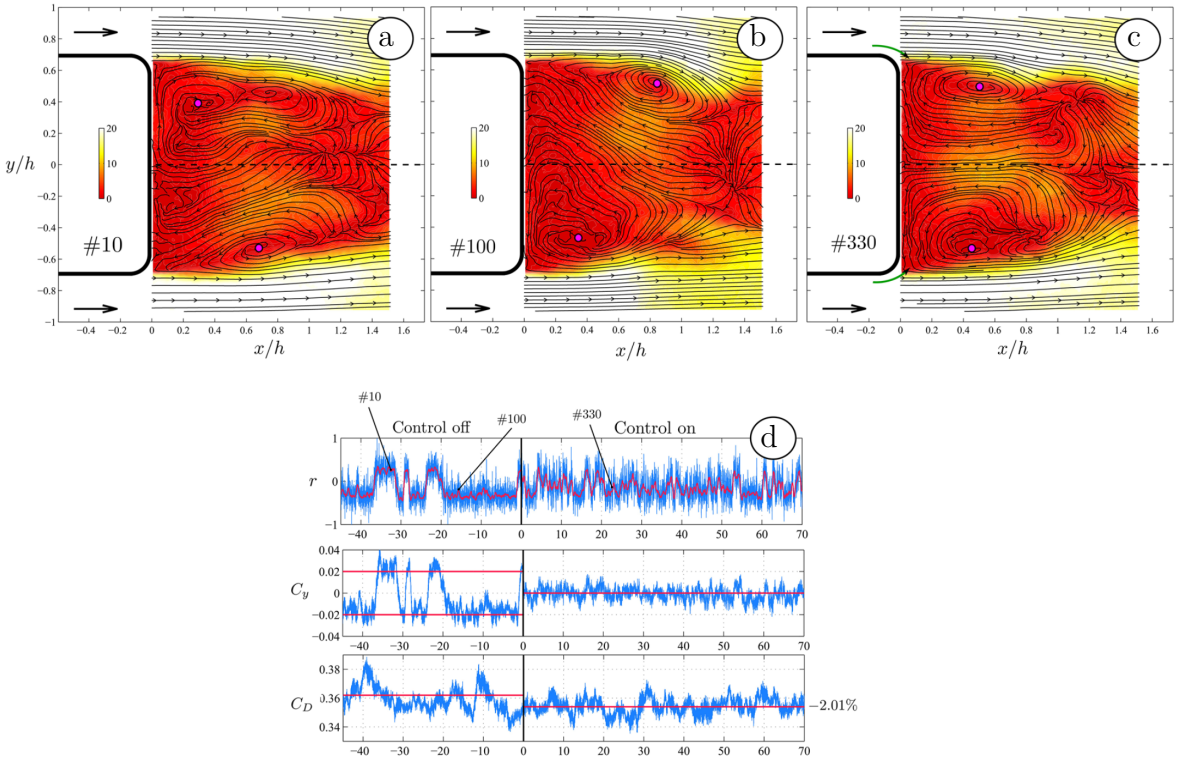


FIGURE C.4 – Contrôle sans modèle de la bistabilité par jets plans latéraux (d'après Plumejeau et al. (2019)) : (a) à (c) champs PIV : (a) et (b) , sans contrôle, mais en état bistables asymétrique, (c) en état contrôlé ; (d) de haut en bas : évolution du paramètre r (ici, $r = F_y$), évolution du coefficient C_y, en bas, évolution de C_D, le coefficient de traînée avant et après l'activation du contrôle.

sans connaissance préalable du problème bistable et son résultat intéressant en termes de réduction de traînée. Alors que les expérimentations de Li *et al.* rapportent des limitations de performances dues aux instabilités du lâcher tourbillonnaire, la méthode de commande sans modèle par Plumejeau *et al.* semble ne pas provoquer d'excitations indésirables et permet une réduction de traînée de 2 %.

Par ailleurs, ce type de commande nécessite une importante mise au point préliminaire pour fonctionner sur un système dynamique donné. La robustesse est donc un point critique pour ce type de régulation, car il est fastidieux de réaliser de nouvelles mises au point lorsque le système change. Néanmoins, Plumejeau *et al.* montrent expérimentalement que les paramètres établis peuvent être transposés directement pour la même régulation à une vitesse d'écoulement différente (Plumejeau et al., 2019). Ce type de contrôle semble donc pouvoir potentiellement être employé dans le cadre de conditions d'écoulement stables et variables. Ainsi, ses performances pourraient être étendues à différentes configurations d'écoulement pour en accroître son efficacité pratique en application réelle.

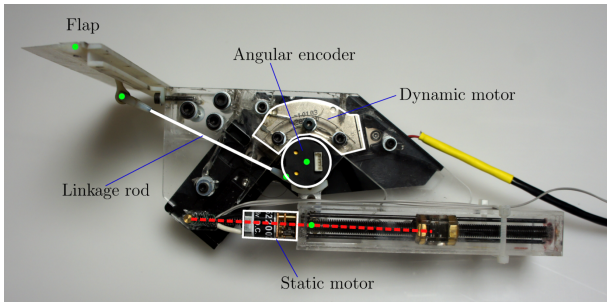


FIGURE C.5 – Volet dynamique employé par Brackston (2017) pour étudier l'effet de vectorisation dynamique des couches de mélange à l'arrière d'un corps d' Ahmed à culot droit. Les volets sont, de plus, employés pour un contrôle en boucle fermée de la symétrie du sillage. On note que ces volets ne font que dévier l'écoulement de manière passive, mais que leur angulation peut être réglée de manière active et ce à haute fréquence.

C.4 Comparaison avec le modèle de Rigas et Brackston *et al.*

En termes de modélisation des phénomènes principaux de l'écoulement à l'arrière des corps non profilés, la démarche de Rigas et al. (2015) et Brackston et al. (2016a) s'impose comme une référence devant être présentée ici.

À la différence de l'approche conduite dans la section 4 du chapitre 4, les auteurs considèrent un modèle générique de phénomènes aléatoires conduisant à une bifurcation vers des états stables asymétriques d'un système. D'après Rigas et al. (2015, 2017) un tel système aléatoire présentant des attracteurs stables symétriques entre eux par rapport à un point d'équilibre instable peut être décrit par une équation de Stuart-Landau de la forme :

$$\dot{\mathbf{x}} = \alpha\mathbf{x} - \lambda\mathbf{x}|\mathbf{x}|^2 \tag{18}$$

avec $\mathbf{x}$ l'état en position stable, $\dot{\mathbf{x}}$ sa dérivée par rapport au temps, α et λ des constantes réelles strictement positives ou complexes à parties réelles strictement positives dépendant du système à modéliser.

D'après Brackston et al. (2016a), l'équation de Stuart-Landau peut être employée sous deux formes :

- sous forme réelle : avec $\alpha > 0 \in \mathbb{R}$ et $\lambda > 0 \in \mathbb{R}$ pour décrire des phénomènes bistables aléatoires ;
- sous forme complexe : avec $\alpha \in \mathbb{C}$ et $\lambda \in \mathbb{C}$, et de partie réelle $\mathcal{R}](\lambda) > 0$, pour modéliser des phénomènes de bifurcations périodiques, dites de Hopf (Brackston et al., 2016a), tels que le lâcher tourbillonnaire à l'arrière des corps non profilés (cylindre, corps d'Ahmed,...), par exemple.

Afin de prendre en compte le caractère turbulent et excité par des phénomènes aléatoires, Brackston utilise l'équation (18) avec un terme fluctuant ξ. L'équation de Langevin ainsi développée s'écrit pour le paramètre bistable r :

$$\dot{r} = \alpha r - \lambda r^3 + u + \sigma\xi(t) \tag{19}$$

avec $\alpha,\ \lambda,\ \sigma > 0 \in \mathbb{R}$, u représentant la force de commande pouvant être appliquée sur le système, par des jets ou des volets déflecteurs, par exemple, et ξ un terme aléatoire de valeurs normalement distribuées avec σ^2 comme variance.

La transformation sous une forme adimensionnée de l'équation (19) permet de montrer que le phénomène de bistabilité peut être décrit par cette équation de Langevin non linéaire pour différentes vitesses d'écoulement (elle est indépendante de R_e) et que le rythme des basculements aléatoires dépend de la vitesse de l'écoulement et de l'augmentation de la turbulence. Il permet notamment de formaliser les caractéristiques spécifiques à la bistabilité que sont le temps caractéristique de basculement et le temps moyen passé dans un état asymétrique.

Ce modèle est complété par avec une série de mesures expérimentales d'actionnement fréquentiel de volets mobiles à haute fréquence. Ces essais permettent de déterminer les paramètres du modèle non linéaire et ainsi de proposer une représentation sous forme de fonctions de transfert des phénomènes majeurs dominant l'écoulement bistable en linéarisant l'équation (19). En pratique l'utilisation d'un modèle par une équation de Langevin permet de distinguer rigoureusement les phénomènes bistables des phénomènes de lâcher tourbillonnaire et de mettre à jour un retard physique entre la commande employée et les basculements. Ainsi la dynamique de l'écoulement bistable peut être représentée par un système du 1er ordre à retard présentant un pôle instable (Brackston et al., 2016a). Ce modèle est alors utilisable pour la définition d'un contrôleur apte à une régulation en boucle fermée de la position du barycentre de pression sur le culot.

La figure C.5 tirée des études de Brackston (2017) présente l'architecture des volets employés pour la caractérisation de la réponse du sillage à l'excitation fréquentielle induite des actionneurs. Les volets permettent une déviation passive de l'écoulement, mais ils bénéficient du retour des mesures de pression au culot de la maquette pour un positionnement dynamique adéquat en boucle fermée. Ce type d'actionnement est donc différent ce celui employant des jets d'air pulsés comme chez Barros et al. (2016), Li et al. (2016), ou encore Plumejeau et al. (2019) qui est encore également distinct des actionnements par jets synthétiques comme chez Pastoor et al. (2008), par exemple. Par conséquent, l'effet des volets dynamiques est différent des effets qu'ont les autres types d'actionneurs sur le sillage. Ces actionneurs particuliers, permettent de définir les relations entrée-sorties employées afin de trouver les fonctions de transfert décrivant les dynamiques de basculement bistables, d'une part, et de résonance à la fréquence de lâcher tourbillonnaire, d'autre part.

En raison de la sensibilité de l'écoulement au lâcher tourbillonnaire, apparaissant dans une bande de fréquence de l'ordre de $St_H = 0.17$, le modèle de bistabilité ne suffit pas à la définition d'un modèle de commande convenable pour le contrôle du sillage (Brackston et al., 2016a). Les auteurs emploient donc un modèle de système du 2e ordre

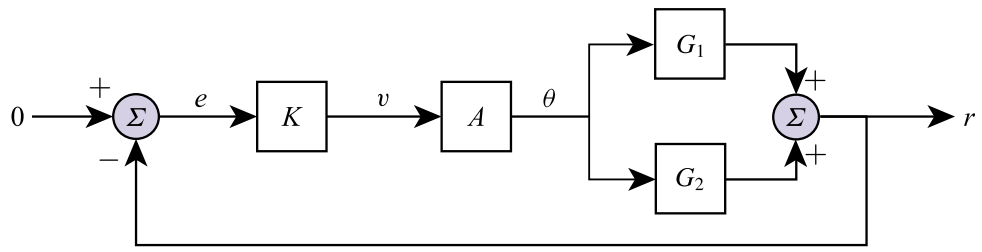


FIGURE C.6 – Schéma bloc de régulation en boucle fermée selon Brackston et al. (2016a) visant à modifier le sillage d'un corps d'Ahmed à culot droit dans un écoulement aligné à grande vitesse pour réduire les basculements bistables et la traînée aérodynamique. De gauche à droite, après la définition de l'erreur e entre la mesure de la position latérale du barycentre et la consigne de régulation fixée à 0, on trouve le bloc K de contrôle définissant la tension v appliquée aux moteurs des volets (voir figure C.5), qui est convertie par le bloc A en angulation pour les volets latéraux sur le culot. Les fonctions G_1 et G_2 représentent respectivement les dynamiques de la bistabilité et du lâcher tourbillonnaire. La fonction de transfert en boucle fermée de ce schéma bloc est employée pour la construction d'un contrôleur adéquat pour le maintien de la symétrie du sillage.

afin de représenter la dynamique de résonance du lâcher tourbillonnaire. Comme illustré dans le schéma bloc de la figure C.6, deux fonctions de transfert, G_1 et G_2, sont définies pour représenter les dynamiques principales des asymétries dans le cas aligné.

Dans l'application pratique de ce schéma bloc, les auteurs associent le bloc G_1 à une fonction de transfert de 1er ordre avec un pôle instable, et le bloc G_2 à une fonction de transfert de 2e ordre dont la fréquence de résonance coïncide avec celle du lâcher tourbillonnaire. Les deux fonctions identifiées permettent d'adapter avec succès un contrôleur obtenu à partir du modèle fourni par la somme de G_1 et de G_2 pour réduire l'asymétrie du sillage. Finalement, le contrôle proposé permet un gain en pression au culot de l'ordre de 4 % et une diminution de la force de traînée de 2 % (Brackston et al., 2016a).

Ces résultats sont obtenus, comme souligné plus tôt, pour des actionneurs passifs orientables dynamiquement. Ils emploient dont une faible quantité d'énergie pour fonctionner. La réduction de traînée obtenue ici est donc réalisée à partir de très peu d'énergie électrique. Elle permettrait potentiellement des réductions de consommation de carburant significatives.

En comparant avec le modèle de bistabilité dérivé des équations du pendule bistable amorti (cf. partie 4 au chapitre 4), avec celui issu de l'équation (19) (Brackston et al., 2016a), on remarque qu'ils possèdent globalement les mêmes termes dynamiques. Les deux différences principales sont :

- l'utilisation d'une dérivée seconde relativement au temps dans l'équation (3.14) et d'une dérivée simple dans le cas de l'équation (19) ;
- une fonction non linéaire en arc-tangente pour (3.14) et une fonction cubique pour

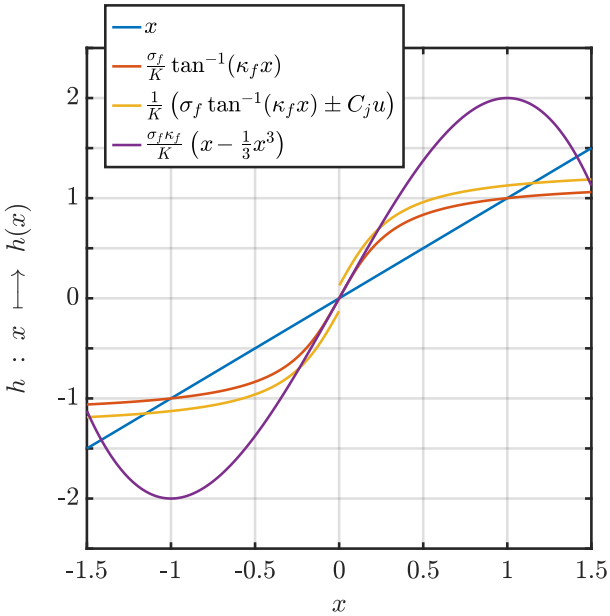


FIGURE C.7 – Tracé des évolutions des non linéarités employées pour représenter la bistabilité dans la thèse (cf. partie 4 au chapitre 4) et d'une fonction cubique (comme proposé dans l'équation (19)). Les points d'équilibre bistables modélisés sont donnés par les intersections de chaque courbe avec la courbe $h(x) = x$, en bleu (—), et les dynamiques de transition dépendent de la pente des fonctions non linéaires à l'origine.

(19).

En pratique, les équations (3.14) et (19) sont toutes deux un cas particulier d'équations de bifurcation non linéaire pourvues d'un terme d'excitation aléatoire.

Il apparaît alors que l'approche d'identification des phénomènes bistabilité pour la définition d'un modèle est très proche entre les deux méthodes. De plus, on peut rapprocher l'équation mécanique de (3.14) de l'équation (19) de Langevin de Brackston *et al.* en effectuant un développement limité à l'ordre 2 de la fonction arc-tangente en 0 :

$$x \mapsto 0 \ : \quad \tan^{-1}(\kappa_f x) = \kappa_f \left(x - \frac{1}{3}x^3 + O(x^5) \right) \tag{20}$$

Alors au moment de la bifurcation bistable estimée par (3.14) on obtient une dynamique correspondant à celle d'une fonction cubique. On représente dans la figure C.7 les positions des points attracteurs du modèle de bistabilité utilisant :

- la fonction f donnée par l'équation (3.15),
- la même fonction f, mais pour une commande des jets non nulle, $u = \pm 1$,
- une fonction cubique obtenue par le développement limité (20).

Cette figure permet de comparer la façon dont le modèle estime la difficulté de réalisation d'un basculement d'un point d'équilibre à l'autre. En effet les fonctions tangentes sont relativement plates au niveau des points d'attraction. Cette forme est prévue pour faciliter la bistabilité. En effet, sous la force d'une petite perturbation, la position stable peut être changée facilement en *glissant* vers l'autre point d'équilibre bistable.

Cet effet est différent dans le cas de la fonction cubique, pour laquelle une *bosse* maintient l'état modélisé dans une position asymétrique jusqu'à ce qu'une perturbation suffisamment forte permette au système de basculer de l'autre côté. Il est probable que

l'utilisation de la fonction cubique nécessite un niveau de turbulence aléatoire plus élevé pour fonctionner en simulation par rapport au cas de la bistabilité employant des fonctions comme l'arc-tangente.

Le modèle proposé par les équations (3.14), (3.15), et (3.16) est donc plus sensible aux petites perturbations permettant potentiellement d'effectuer des simulations du comportement du système bistable lors d'actionnements complexes.

D Annexes au Chapitre 4

D.1 Effets des paramètres du contrôle direct

Une étude des effets des différents paramètres de commande du contrôle direct est faite pour tenter de réduire l'excitation du lâcher tourbillonnaire et de maintenir un état symétrique acceptable. Pour tous les essais de paramètres qui vont suivre, la vitesse de l'écoulement et l'alignement de la maquette sont conservés par rapport au cas de la partie 2.1 du chapitre 4, c'est-à-dire $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$) et $\beta = 0°$.

La figure D.1 montre la comparaison pour deux actionnements à une fréquence basse de 90 Hz, à des pressions d'alimentation de 0.09 et 0.15 MPa. On estime que pour cette fréquence, et ces pressions, les EVs n'ont pas de problème de limite de fonctionnement gênant leur ouverture ou leur fermeture. Ainsi, des jets complets sont générés sans risque d'obtenir un actionnement par jet continu ou au contraire des périodes sans jet.

On voit en figure D.1 que le barycentre est bien recentré par les deux actionnements et seul un point montrant l'extremum de probabilité est révélé par le graphique D.1(a) des répartitions de probabilité. On note la persistance de la résonance grâce au tracé des PSD des évolutions de y_b (graphique D.1(c)). Un léger décalage de la fréquence d'excitation apparaît pour la pression à 0.09 MPa. On remarque d'ailleurs dans les tracés de l'évolution de C_p que la diminution de la pression au culot après l'activation de contrôle (ligne (¦)) est moins importante pour la pression d'alimentation la plus basse que pour la plus haute pression P_i.

Enfin, les tracés temporels des évolutions de y_b dans les phases de contrôle montrent que la commande est mal suivie par la mesure. On observe des domaines assez longs où le barycentre reste négatif ou positif malgré l'actionnement contraire des côtés de la maquette. Cela apparaît principalement lorsque des paquets d'actionnement unilatéraux sont générés ce qui montre que les jets sont probablement peu énergétiques lorsqu'ils sont générés en paquets. Les basculements du barycentre sont donc plus lents que lorsque des impulsions sont générées.

Par ailleurs, le rapport cyclique et la fréquence des jets ont aussi été modifiés pour évaluer leur impact sur l'efficacité du contrôle. Ces essais sont présentés respectivement

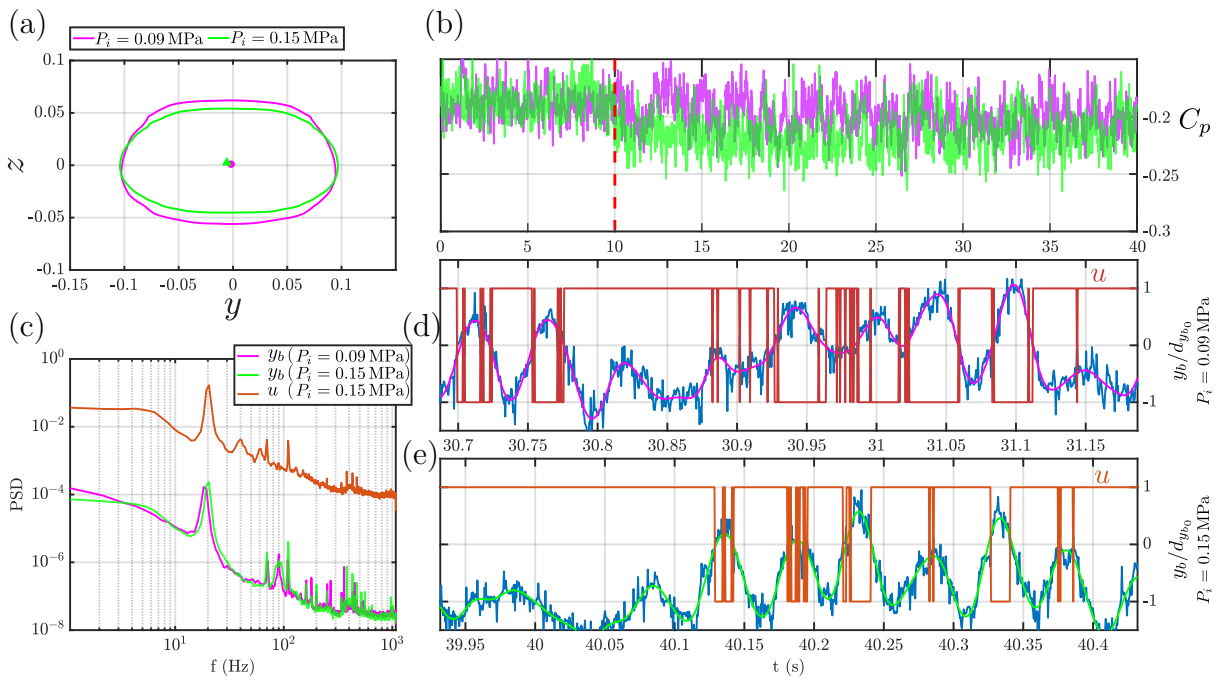


FIGURE D.1 – Application du contrôle direct pour différentes pressions P_i à $f = 90$ Hz : (a) répartition des positions du barycentre dans le plan du culot pour les deux cas contrôlés, (b) évolutions de C_p sur le culot, (c) tracés PSD de y_b des deux cas contrôlés et de la commande à $P_i = 0.15$ MPa, (d-e) évolutions temporelles de y_b ((—) données brutes, et (— pour $P_i = 0.09$ MPa et — pour $P_i = 0.15$ MPa) données filtrées (2 Hz)).

dans les figures D.2 et D.3.

Dans le cas de la figure D.2, pour un contrôle à $f = 350$ Hz et $P_i = 0.09$ MPa, on utilise un rapport cyclique de 0.5 et de 0.2. On observe bien une diminution de la consommation énergétique avec une réduction du débit d'air utilisé lorsque le RC est réduit comme le montre le graphique D.2(b). On remarque également que l'excitation à 23 Hz subsiste pour les deux RC et que le C_p subit la même réduction à l'activation du contrôle. Le tracé des PDF_{y_b} lors des cas contrôlés ne présente plus qu'une seule position d'extremum bien centrée en zéro pour l'actionnement à $RC = 0.2$ et trois points extrêmes et recentrés pour $RC = 0.5$.

Cette comparaison montre que le rapport cyclique ne modifie pas l'excitation du sillage au rythme du lâcher tourbillonnaire. Toutefois, utiliser un RC réduit permet d'économiser de l'énergie pneumatique grâce à la réduction du temps d'ouverture des EVs. On peut voir avec ces graphiques que le débit d'air injecté dans le sillage n'a pas un rôle prépondérant dans la régulation de la symétrie. De même, l'amplification du mode de lâcher tourbillonnaire est indépendante du RC. On voit bien alors que le levier le plus important de l'actionnement latéral du barycentre est l'activation des EVs avec une énergie suffisante pour générer des pics de vitesses à l'ouverture des EVs, moteur réel du basculement provoqué du barycentre.

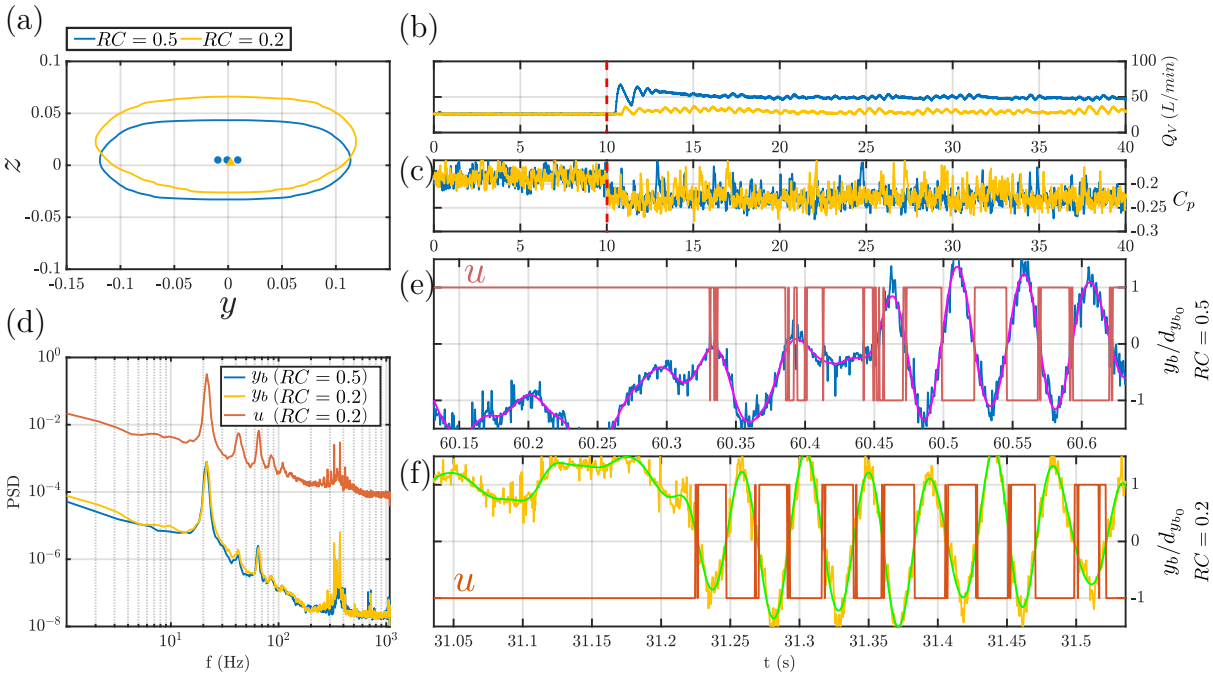


FIGURE D.2 – Modification du RC pour le contrôle direct (actionnement à 350 Hz avec $P_i = 0.09$ MPa) : (a) répartition des positions du barycentre dans le plan du culot pour les deux cas contrôlés, (b) évolutions de Q_V sur le culot, (c) évolutions de C_p sur le culot, (d) tracés PSD de y_b des deux cas contrôlés et de la commande à $RC = 0.2$, (e-f) évolutions temporelles de y_b ((—) données brutes, et (— pour $P_i = 0.09$ MPa et — pour $P_i = 0.15$ MPa) données filtrées (2 Hz)).

À présent, on teste l'effet de la modification de fréquence d'actionnement sur le contrôle direct. Trois cas d'actionnements résumés dans le tableau D.1 sont comparés :

V_∞ (m/s)	β	f (Hz)	P_i (MPa)	RC	d_{y_b}	f_{res} (Hz)	$St_{H_{res}}$	γ_p
35	0°	90	0.09	0.5	0.001	19	0.16	> 1
		350	0.09		0.001	23	0.20	> 1
		1050	0.25		0.035	25	0.21	> 1

TABLEAU D.1 – Modification des fréquences d'actionnement du contrôle direct et effets sur l'excitation du lâcher tourbillonnaire, le resserrement de la position y_b et l'évolution de C_p.

L'impact du contrôle direct sur le sillage est décrit par la figure D.3.

Pour les deux fréquences les plus basses, le contrôle est efficace pour réduire les fluctuations du barycentre en moyenne.

Dans le cas de l'actionnement à 1050 Hz, les maxima de probabilité d'apparition de y_b sont toujours éloignés de 0 (voir graphique D.3(a)). Cela signifie que deux positions bistables existent encore malgré le contrôle. De plus, on remarque de plus grandes fluctuations du barycentre dans les deux directions y et z.

Le tracé des évolutions temporelles de y_b, montre, dans les trois cas, la présence d'un état résonant. Des formes triangulaires apparaissant sous l'action du contrôle direct,

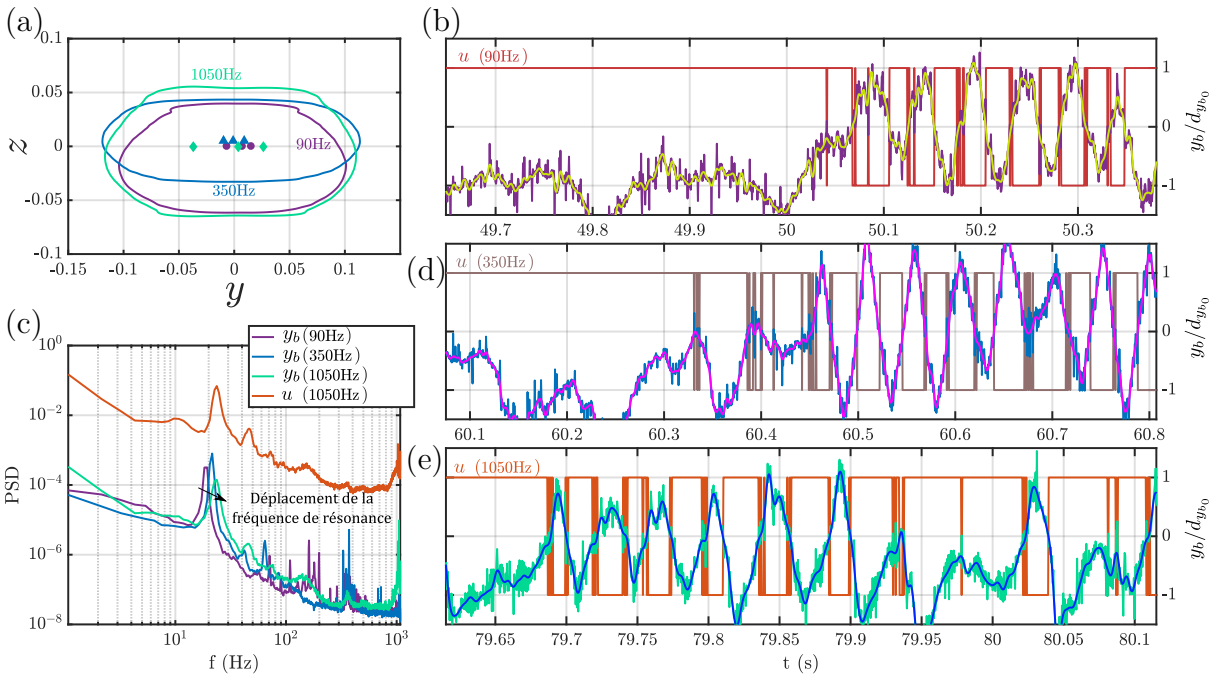


FIGURE D.3 – Contrôle direct pour trois différentes fréquences d'actionnement (RC=0.5) : (a) répartition des positions du barycentre dans le plan du culot, (c) tracés PSD de y_b des cas contrôlés et de la commande à $f = 1050$ Hz, évolutions temporelles de y_b pour le contrôle du barycentre à $f = 90$ Hz avec $P_i = 0.09$ MPa (b), 350 Hz avec $P_i = 0.09$ MPa (d) et 1050 Hz avec $P_i = 0.25$ MPa (e).

et, dans le cas de l'actionnement à 1050 Hz, des états asymétriques sont encore visibles.

Pour les trois valeurs de fréquence testées, la résonance est également visible sur le tracé des PSD de y_b et un léger décalage fréquentiel est observé (cf. tableau D.1).

Il serait intéressant de décaler davantage cette fréquence pour s'éloigner ce celle amplifiant le lâcher tourbillonnaire et ainsi éviter que le contrôle ne diminue la pression au culot de la maquette. Le contrôle à 1050 Hz devrait permettre d'actualiser la commande à un rythme plus important que pour toutes les autres fréquences testées. Toutefois, cet actionnement ne parvient pas ici à suffisamment activer le déplacement du barycentre et des états dissymétriques se mettent en place malgré l'action des jets. Il est possible que la pression P_i ait été trop réduite pour l'actionnement à 1050 Hz ($P_i = 0.21$ MPa).

D.2 Cas d'actionnement en boucle fermée instable

La figure D.4 rassemble les d'études expérimentales pour un actionnement par contrôle direct et par contrôle avec prédicteur simple ($\varepsilon_0 = 0$) avec $f = 1050$ Hz et $P_i = 0.21$ MPa. On emploie le modèle de prédiction de la partie 3.1, au chapitre 4, mais avec un gain $K = 1900\ s^{-1}$. Dans cet essai, on compare les niveaux de pression atteints au culot de la maquette pour le cas d'un contrôle par mode glissant direct, d'abord, et avec le contrôle par mode glissant avec prédicteur simple, tout en relevant les évolutions du coefficient de traînée, γ_{C_x}.

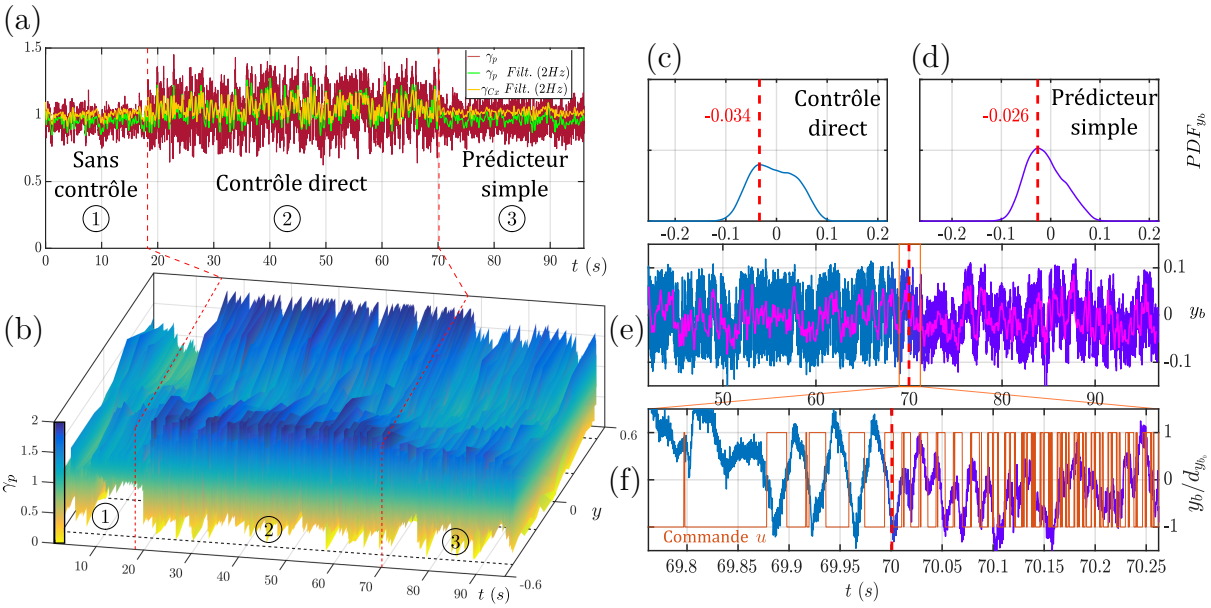


FIGURE D.4 – Comparaisons expérimentales du contrôle direct et de l'actionnement avec prédicteur simple à $f = 1050$ Hz, $P_i = 0.21$ MPa $\varepsilon_0 = 0$ et $K = 1900\ s^{-1}$: (a) évolutions de γ_p et de γ_{C_x} en moyenne sur le culot, (b) pour les prises de pressions sur la ligne $z = 0$ du culot ; (c-d) tracés de PDF_{y_b} pour les états contrôlés ; (e) évolutions temporelles de y_b ((—) données brutes, et (—) données filtrées (2 Hz)) avec zoom (f) au passage entre le contrôle direct et le contrôle avec prédicteur simple.

Tout d'abord, dans les graphiques D.4(a) et (b), les données de ratio de pression γ_p montrent l'effet de stabilisation du phénomène de lâcher tourbillonnaire par la prise en compte du retard comme prévu par les simulations (cf. 3.2 au chapitre 4).

À la figure D.4(a), l'activation du contrôle direct provoque l'augmentation des fluctuations et de la valeur moyenne de γ_p et γ_{C_x}. L'activation du contrôle avec prédicteur simple permet de réduire les fluctuations de pression sur le culot, comme on le voit dans le graphique D.4(b) :

1. l'écoulement est non contrôlé et bistable bistabilité (basculement naturel à $t \sim 10$ s).
2. activation du contrôle direct juste avant $t = 20$ s : les teintes bleu sombre dénotent l'augmentation des ratios γ_p sur la ligne $z = 0$ du culot. On peut noter que les dépressions sont amplifiées aux bords du culot, à proximité des fentes actives.
3. activation du contrôle avec prédicteur simple : les niveaux de pression sont stabilisés par rapport au contrôle direct, mais ils demeurent plus bas que dans le cas naturel.

Du point de vue de la symétrisation du sillage, pour les deux lois de commande, on peut noter grâce aux signaux PDF (figures D.4(c) et (d)) que l'état du sillage n'est plus bistable et qu'une seule position concentre maintenant le maximum de probabilité d'apparition du barycentre. Pour les deux contrôles, ces extrema sont significativement rapprochés de 0.

Le contrôle avec prédicteur simple (graphique (d)) crée un état de symétrie moyen pour le sillage légèrement concentré du côté gauche, sur les données observées. Une telle

répartition de probabilité ne correspond pas à l'objectif fixé de symétrisation du sillage. Pour ce cas de contrôle avec prédicteur simple, l'état final ressemble à l'état instable obtenu par alternance de l'activation des côtés latéraux à haute fréquence réalisé par modulation de fréquence à la partie 3.3 du chapitre 3 (cas (c) de la figure 3.20).

L'évolution de y_b (figure D.4(e)) montre que la position du barycentre n'est pas stable autour de 0, bien que ses amplitudes de fluctuations soient plus réduites que pour l'actionnement direct. Le zoom au changement de lois de contrôle (f) illustre l'excitation du barycentre par le contrôle avec prédicteur simple et la décorrélation de la commande et des variations de y_b. Comme à la partie 3.3 du chapitre 3, l'actionnement latéral alterné à haute fréquence ne permet pas d'obtenir une valeur moyenne $\overline{y_b}$ nulle.

Cet état des déplacements du barycentre vient du mauvais réglage de la constante K du modèle d'intégrateur avec retard. On observe toutefois bien ici la réduction des fluctuations de pression au culot qui apparaissent dans le cas du contrôle direct sous l'effet du lâcher tourbillonnaire.

En conclusion, le contrôle par mode glissant avec prédicteur simple permet de réduire l'excitation des couches de mélange de la zone de recirculation au rythme du lâcher tourbillonnaire, mais une surestimation du paramètre K dans le modèle de basculement du barycentre peut empêcher la bonne convergence de la position y_b vers 0 en générant des alternances de la commande à un rythme trop élevé pour la dynamique du sillage.

D.3 Contrôle avec zone morte par dérivée

Le contrôle direct (cf. partie 1.2 du chapitre 4) a montré que la symétrie du sillage pouvait être améliorée par l'actionnement latéral du barycentre, mais que des effets indésirables sur la pression au culot apparaissaient à cause de la mise en résonance du sillage au rythme du lâcher tourbillonnaire ($St_H \sim 0.20$). En explorant les paramètres de contrôle, on a pu noter que la réduction de la force des jets semble diminuer l'excitation de tourbillons.

On propose ici une amélioration de la loi de contrôle du barycentre par mode glissant direct en réduisant l'actionnement appliqué au système dans le but d'atténuer l'excitation périodique du lâcher tourbillonnaire. En pratique, les oscillations du barycentre observées à la figure 4.6 pourraient être atténués en réduisant l'action des jets lorsque le barycentre est proche de la position symétrique recherchée, c'est-à-dire $y = 0$. Cette démarche s'inspire des méthodes de diminution de la réticence apparaissant à cause des commutations d'actionnement inhérentes au contrôle par mode glissant (Utkin, 1992).

La stratégie de réduction proposée se base sur une *zone morte* paramétrée par un seuil ε_0 fixé par l'expérimentateur comme illustré sur la figure D.5. ε_0 est exprimé comme un seuil entre 0 et 1 qui représente physiquement une proportion de la déviation par

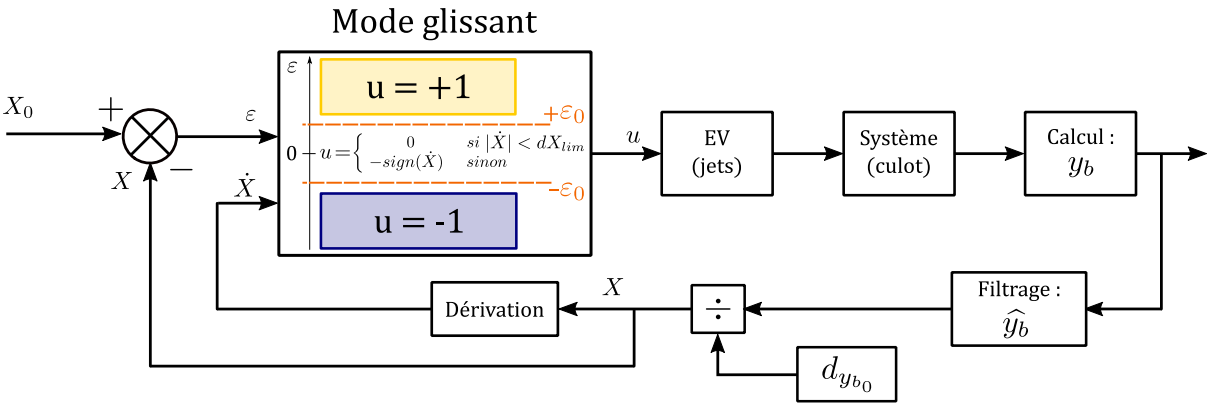


FIGURE D.5 – Schéma bloc du contrôle par mode glissant avec zone morte et dérivée : ajout d'une zone morte paramétrée par ε_0 par rapport au contrôle direct (cf. figure 4.3 au chapitre 4). $\dot{X}$ est la dérivée temporelle de l'état de symétrie X et sert à ajuster l'actionnement discret ($u = \pm 1$) dans la zone morte.

rapport à 0 dans le cas naturel, $d_{y_{b_0}}$.

La zone morte définit une loi de contrôle différente de la position du barycentre. On utilise alors la valeur dérivée de X par rapport au temps ($\dot{X}$) selon :

$$\begin{aligned} &\text{si} \quad |\varepsilon| < \varepsilon_0 \\ &\quad \text{si} \quad |\dot{X}| < dX_{lim} \\ &\qquad \text{alors} \quad u = 0 \\ &\quad \text{sinon} \\ &\qquad u = -sign(\dot{X}) \end{aligned} \tag{21}$$

avec dX_{lim} une constante fixée de seuil de vitesse de déplacement du barycentre.

Ainsi, lorsque l'état est proche de la position d'équilibre instable du sillage, $y = 0$, c'est-à-dire dans la zone morte, on peut arrêter le contrôle si le barycentre fluctue peu ($|\dot{X}| < dX_{lim}$) ou bien inverser son sens de variation pour maintenir le barycentre dans la zone délimitée par $\pm\varepsilon_0$. Cela permet une commande saturée pour obtenir la convergence rapide de l'état vers la surface de glissement $y = 0$ avant d'assurer un glissement avec un niveau d'excitation réduit.

On appelle cette loi de contrôle *contrôle par mode glissant avec zone morte par dérivée* pour plus de simplicité.

On réalise des essais de régulation de la symétrie du sillage en configuration alignée, $\beta = 0°$, à vitesse d'écoulement fixe $V_\infty = 35$ m/s, et avec :

$$\varepsilon_0 = 0.9 \tag{22}$$

et on résume les résultats obtenus dans le tableau D.2 et la figure D.6 qui retrace les

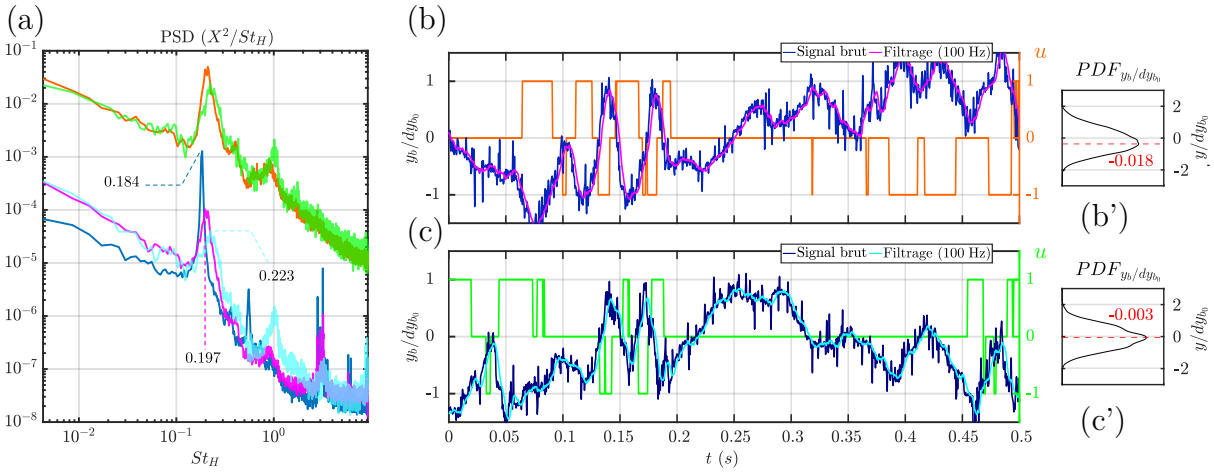


FIGURE D.6 – Contrôle par dérivée de y_b pour $\varepsilon_0 = 0.9 \times d_{y_{b_0}}$ et $RC = 0.5$ ($\beta = 0°$, $V_\infty = 35$ m/s) : (a) signaux PSD de y_b : (—) par contrôle direct (tiré de la figure 4.6 à 350 Hz), par contrôle dérivé : (—) à 350 Hz et (—) à 1050 Hz (respectivement à $P_i = 0.09$ MPa et 0.21 MPa) ; signaux PSD de la commande u : (—) du contrôle par dérivée à 350 Hz, et (—) à 1050 Hz ; (b) variations de y_b et de u pour le cas à 350 Hz ; (c) pour le cas à 1050 Hz ; (b') et (c') les tracés des PDF respectives de y_b pour les cas (b) et (c).

évolutions de y_b lors des phases de contrôle pour les cas à $dX_{lim} = 2$ (à $f = 350$ Hz D.6(b) et à $f = 1050$ Hz D.6(c)) du tableau 4.1.

f (Hz)	P_i (MPa)	dX_{lim}	$\lvert\overline{y_b}\rvert$	σ_{y_b}	d_{y_b}	St_H	$-\Delta\gamma_p$ (%)	Q_V (L/min)
350	0.09	2	0.008	0.037	0.018	0.197	-3.8	28.4
		1	0.011	0.037	0.034	0.222	-8.4	39.2
	0.21	0.5	0.001	0.045	0.033	0.248	-16.5	35.1
1050	0.21	2	0.003	0.034	0.003	0.223	-6.0	48.6
		1	0.003	0.038	0.001	0.266	-7.6	80.2
		0.5	0.001	0.040	0.001	0.270	-6.5	93.7

TABLEAU D.2 – Données statistiques pour les différents cas de contrôle avec zone morte par dérivée testés. Le rapport cyclique est systématiquement égal à 0.5 et le seuil ε_0 est maintenu à 0.9 selon l'équation (22).

Pour les cas de contrôle avec zone morte par dérivée, avec un seuil ε_0 important (comme défini par l'équation (22)), seul l'actionnement à 1050 Hz est capable de recentrer convenablement le barycentre autour de 0 (cf. tableau D.2).

De plus, on note que la réduction du seuil d'action de la dérivée, dX_{lim} permet de reporter les phénomènes de résonance à des fréquences plus élevées que celles du lâcher tourbillonnaire.

Les deux cas de contrôle par dérivée présentés à la figure D.6 déplacent le pic de résonance apparu pour le cas de contrôle direct (cf. figure 4.6 au chapitre 4) vers de plus

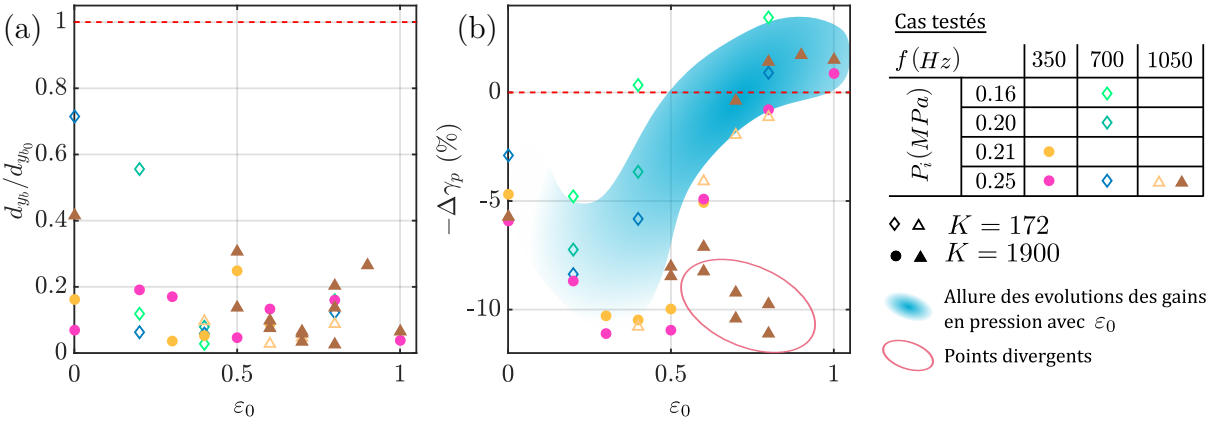


FIGURE D.7 – Amplitudes des variations du barycentre (a) et gains en pression au culot (b) en fonction du paramètre ε_0 lors du contrôle avec prédicteur et zone morte. Les cas testés sont résumés à droite et on a représenté l'allure globale de l'augmentation de la pression au culot en fonction de ε_0.

hautes fréquences (voir figure D.6(a)). L'actionnement permet de réduire les oscillations de y_b lorsqu'il se trouve proche de 0 et que ses variations sont lentes. On note de grandes zones sans actionnement dans les graphiques (b) et (c) qui permettent de remonter les gains en pression au culot des actionnements. On note une meilleure symétrisation en moyenne dans le cas à 1050 Hz (graphique (c')) que dans le cas à 350 Hz (graphique (b')) qui peut être due à la plus grande réactivité de l'actionnement à très haute fréquence grâce à des durées d'impulsions réduites.

D.4 Influence de la largeur de la zone morte

La figure D.7 résume les résultats pour différents cas de contrôle avec prédicteur et zone morte en configuration alignée ($\beta = 0°$) à $V_\infty = 35$ m/s. L'usage de la zone morte et du prédicteur de Smith pour réduire les asymétries du sillage par contrôle par mode glissant (voir partie 3.4 du chapitre 4) permet des réductions importantes des asymétries dénotées par le barycentre et la suppression des phénomènes d'excitation tourbillonnaire à $St_H \sim 0.20$ ce qui conduit à des gains en pression au culot de la maquette ActivROAD.

Le graphique D.7(a) montre une décroissance globale de l'écart à zéro pour la position du barycentre dans les cas contrôlés avec $\varepsilon_0 > 0.5$.

Le graphique D.7(b) montre, lui, une amélioration du niveau de pression au culot de la maquette ActivROAD lors de l'usage des zones mortes les plus larges pour les trois fréquences d'actionnement testées. Une tendance globale de l'évolution de $-\Delta\gamma_p$ est représentée pour accentuer l'effet de la zone morte sur la pression au culot lors du contrôle.

Le gain maximal de $-\Delta\gamma_p$ enregistré est de l'ordre de 4 % pour un contrôle à 700 Hz ($\in R_2$), c'est-à-dire à l'anti-résonance du système pneumatique, et avec une pression d'alimentation P_i basse. Ce contrôle montre bien que les jets pulsés à faible énergie peuvent

permettre de réduire efficacement les asymétries du sillage grâce à la boucle fermée sans exciter les fréquences du lâcher tourbillonnaire.

Pour finir, pour les cas à 1050 Hz (puces triangulaires), on teste deux valeurs du gain du prédicteur, K. Dans le cas pour $K = 172$, c'est à dire 2 fois la valeur identifiée à la partie 3.1 du chapitre 4 (cf. tableau 4.2), les évolutions de $-\Delta\gamma_p$ suivent bien la tendance du nuage en bleu. En revanche, dans le cas à $K = 1900$ qui surestime la vitesse de transition du barycentre, on relève des cas d'actionnement en cohérence avec la tendance dgloabale mais également d'autre divergents (puces entourées en rouge).

Cet effet est certainement dû à un contrôle générant une transition rapide de la commande u à un rythme supérieur à celui de la bande passante du système comme évoqué à la partie 3.3 au chapitre 3 et à l'annexe D.2.

Les cas avec un gain K surestimant la vitesse de transition du barycentre dans le modèle de prédiction fournissant parfois des résultats pertinents du contrôle du barycentre et parfois conduisant à la déstabilisation du système ont été réalisés pour tenter de mieux comprendre l'effet déclencheur de ces différents comportements du sillage, mais des observations complémentaires sont encore nécessaires pour faire la lumière sur ce phénomène.

Pour le moment, nos études ont montré qu'un gain K surévalué peut être corrigé par une zone morte très large ($\varepsilon_0 > 1$) qui résulte en un actionnement du sillage uniquement dans le cas où le prédicteur prévoit un dépassement de grande ampleur dû à une perturbation rapide de l'écoulement. Ce cas de contrôle pourrait être amélioré pour prévoir différentes échelles de sensibilité du prédicteur dans un cas, certainement plus réaliste, où la vitesse de transition de y_b pourrait changer en fonction des conditions extérieures. Ces développements sont cependant reportés à des études ultérieures.

E Annexes au Chapitre 5

E.1 Réduction de traînée par extremum seeking

On rassemble ici des résultats d'études expérimentales tirées de la bibliographie sur le thème de la réduction de traînée aérodynamique par des méthodes adaptatives comme la commande par extremum seeking.

(126) Henning et King comparent les capacités expérimentales de deux méthodes de contrôle de la pression à l'arrière d'un corps non profilé bidimensionnel par des jets synthétiques. Les actionneurs sont placés sur les bords de fuite supérieur et inférieur de la maquette (voir figure E.1(a)).
Un modèle des dynamiques de résonance du lâcher tourbillonnaire obtenu par un filtre de Kalman est couplé à la recherche d'optimum pour les jets du côté inférieur de la maquette (schéma bloc à la figure E.1(b)). L'actionnement est optimisé via le

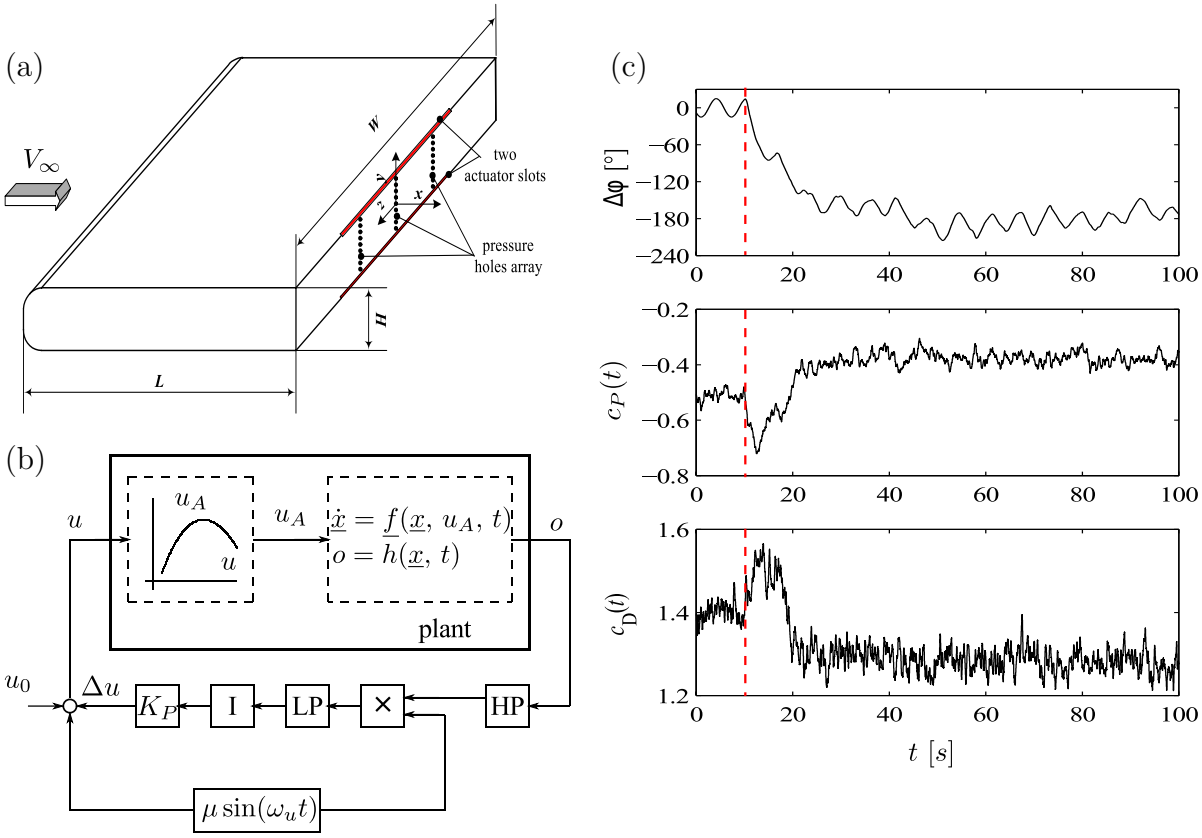


FIGURE E.1 – Détails tirés des travaux de commande par extremum seeking de Henning and King (2005a) ($Re_H = 4 \times 10^4$) : (a) maquette aérodynamique et position des actionneurs ; (b) schéma-bloc du contrôle de la pression au culot par commande par extremum seeking ; (c) résultats expérimentaux sur le déphasage entre l'actionnement et le lâcher de tourbillons reconstruit par le filtre Kalman, C_p, et le coefficient de traînée C_D.

déphasage entre les tourbillons de Von-Karman reconstitués par le filtre de Kalman et l'excitation harmonique de la couche de mélange par les jets. Les auteurs obtiennent automatiquement la mise en opposition de phase de leur contrôle par rapport au lâcher de tourbillons (figure E.1(c)). Cet actionnement permet d'obtenir un gain de 35 % de pression au culot de la maquette. La CES permis d'obtenir un contrôle qui finalement consiste en une opposition du lâcher de tourbillons sans avoir de connaissance préalable du systèmes (hauteur H). Henning et King estiment de plus que l'actionnement obtenu par la CES consomme deux fois moins d'énergie que celui obtenu par l'utilisation de modèles boîtes noires également testé dans (Henning and King, 2005a).

(25) Les travaux de Beaudoin *et al.* présentent un autre type de contrôle de la traînée par commande par extremum seeking. Ils utilisent un obstacle dans un écoulement constitué d'une marche descendante droite et générant un sillage turbulent. Les

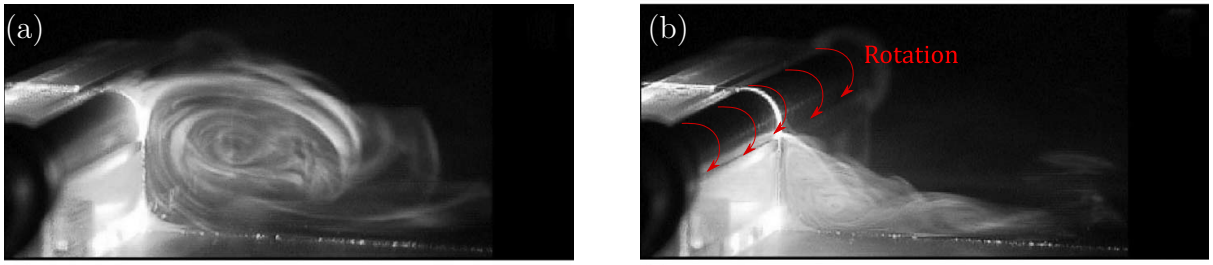


FIGURE E.2 – Illustrations de Beaudoin et al. (2006b) pour le contrôle de la traînée d'un obstacle dans un écoulement à $Re_H = 2.5 \times 10^3$ avec un cylindre roulant : (a) cas naturel ; (b) cas actionné en boucle ouverte.

auteurs tentent de réduire ce sillage à un moindre coût énergétique grâce à la rotation d'un cylindre positionné sous le bord de fuite de l'obstacle. Une illustration de la marche descendante utilisée est reprise de Beaudoin et al. (2006b) à la figure E.2. Elle présente un cas sans contrôle (a) et un sillage avec une grande recirculation, et un cas actionné en boucle ouverte (b) où la rotation du cylindre réduit considérablement la taille de la zone en dépression [5].

Les auteurs mettent au point une approche de CES visant à optimiser la vitesse de rotation du cylindre afin de réduire la traînée subie par leur obstacle. La traînée est enregistrée par une balance aérodynamique en temps réel.

Ils définissent une fonction de coût J par la somme de la puissance électrique requise pour actionner le cylindre et de la puissance de la force de traînée économisée par le contrôle pour assurer un gain en traînée au prix de la plus faible quantité d'énergie. À vitesse constante ($V_\infty = 12$ m/s, $Re_H = 1.5 \times 10^4$), J est diminuée par la CES par rapport à l'optimisation en boucle ouverte. À vitesse d'écoulement variable, ensuite (de $V_\infty = 12$ à 10 m/s), la CES est capable de trouver rapidement une nouvelle vitesse de rotation moyenne du cylindre minimisant J et réduisant la traînée de la marche descendante.

(39) Enfin, plus récemment, Brackston *et al.* ont proposé une approche de commande par extremum seeking à deux paramètres pour le cas d'un corps axisymétrique de diamètre $D = 196.5$ mm dans un écoulement turbulent à grande vitesse ($1.3 \times 10^5 \leq Re_D \leq 2.5 \times 10^5$). Leur maquette est pourvue d'un culot droit et d'un générateur de jets synthétiques sur le pourtour de l'objet. Les jets sont générés en fonction de deux paramètres : la fréquence d'actionnement f et la pression régulée dans une cavité depuis laquelle de l'air est expulsé sous forme de jets. La figure E.3 est tirée des illustrations de leurs travaux (Brackston et al. (2016b), Oxlade et al. (2015)) et montre en (a) le corps et son système d'accroche dans la veine d'essai, le système de haut-parleur agissant sur la cavité maintenue à la pression p_c, et en

5. Aucune illustration photographique du cas en boucle fermée n'est fournie par les auteurs.

(b) une vue du culot droit, du placement des capteurs de pression et de la fente circulaire d'où sont issus les jets synthétiques.

Les auteurs utilisent la structure décrite à la figure E.3(d) afin d'optimiser la valeur de C_p sur le culot du corps axisymétrique en faisant varier la fréquence d'actionnement du haut-parleur et la pression dans la cavité. La cartographie de la figure E.3(c) présente en bleu les zones pour lesquelles les jeux de paramètres (f, p_c) permettent d'augmenter la pression au culot à une vitesse d'écoulement de $V_\infty = 15$ m/s. Il s'agit donc des zones que doit atteindre l'algorithme de CES.

L'approche de Brackston *et al.* consiste en un filtrage précis de la valeur démodulée de C_p sans utiliser de bloc $\mathcal{D}$ (cf. figure 5.2 au chapitre 5). Ils emploient de plus un contrôleur de type proportionnel intégral conformément aux suggestions de la littérature (Krstić, 2000) afin d'accélérer la convergence des paramètres. De plus, pour réaliser la convergence des deux paramètres, les auteurs optent pour un fonctionnement alterné de la CES. Dans un premier temps, ils font converger la fréquence avec une pression p_c fixe, ensuite, la fréquence est maintenue constante et la pression est modifiée par la CES. L'alternance des convergences est poursuivie jusqu'à ce que le point de fonctionnement optimal identifié par la cartographie soit atteint.

Les essais expérimentaux conduits à une vitesse de 15 m/s montrent que la convergence alternée des paramètres permet un état de contrôle de la pression au culot satisfaisant au bout de 100 s environ. La robustesse de la technique est finalement testée autour d'un point de fonctionnement optimal pour des fluctuations sinusoïdales de V_∞ en réglant uniquement p_c par la CES. L'évolution de la pression de cavité est alors tout à fait cohérente avec fluctuations de la vitesse : une vitesse V_∞ plus grande nécessite une pression de cavité plus grande et inversement.

La technique de CES s'est alors révélée efficace pour obtenir en un temps relativement court le point optimal de fonctionnement du système axisymétrique de la figure E.3. La méthode ne permet pas de trouver des points de fonctionnement nouveaux par rapport aux explorations en boucle ouverte, mais sa force réside dans le fait qu'elle puisse permettre de déterminer des optimaux de fonctionnement rapidement et pour différentes conditions d'écoulement, sans qu'une étude paramétrique préalable ne soit requise.

E.2 Problèmes de convergence de P_i pour les fréquences de la R_1.

Si on conserve la définition de $\Pi_e = \mathcal{M}_p$ (5.8), la commande par extremum seeking présente des irrégularités de convergences pour les fréquences d'actionnement de la R_1 (pour une vitesse d'écoulement fixée à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$)).

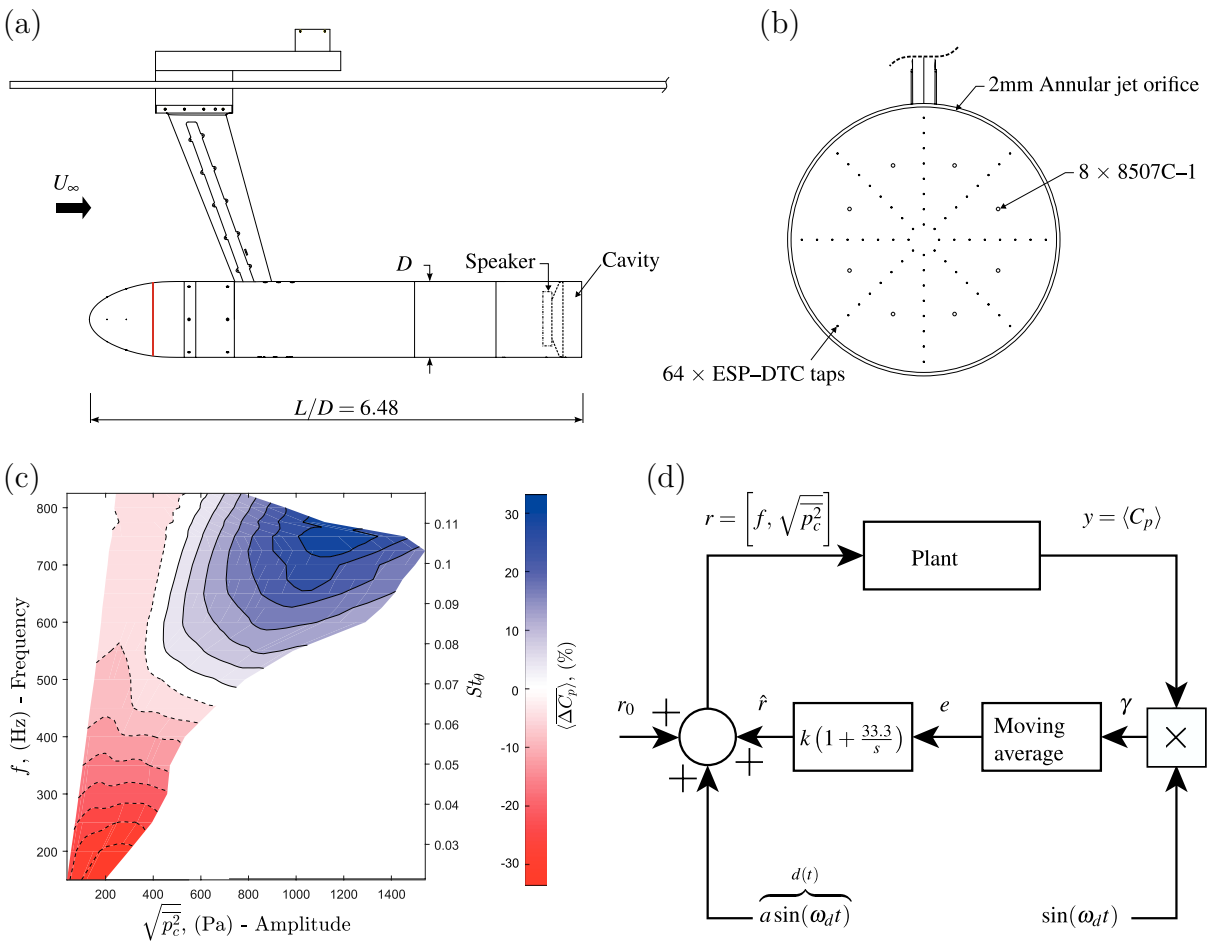


FIGURE E.3 – Dispositif expérimental et données de contrôle par commande par extremum seeking de Brackston et al. (2016b) : (a) vue de côté du corps axisymétrique à culot droit ; (b) schéma du culot et de la position de la fente d'actionnement et des capteurs de pression ; (c) cartographie des gains en pression au culot selon les valeurs de f et de pression de cavité p_c obtenue par Oxlade et al. (2015) ; (d) schéma-bloc de la commande par extremum seeking pour la régulation des deux paramètres f et p_c.

En effet, pour une fréquence d'actionnement fixée à $f = 350$ Hz ($\in R_1$) et pour un actionnement synchronisé des quatre côtés de la maquette, on observe que la pression au culot est fortement impactée pour toutes les pressions d'alimentations utilisables (voir partie 4.4, chapitre 2). Dès lors, de petites variations de P_i peuvent ne pas impacter clairement C_p, car les variations de P_i via l'algorithme de CES ne sont pas identifiables dans les variations de $\Pi_e = \mathcal{M}_p$. Dans ce cas, la CES monovariable régulant P_i peut rester stationnaire autour des conditions de contrôle initiales ou bien ne pas parvenir à stabiliser la pression d'alimentation. Ce phénomène est particulièrement visible à basse pression initiale P_{i_0}, comme le montre la figure E.4.

Cette figure illustre l'évolution de P_i ajustée par CES pour une fréquence d'actionnement $f = 350$ Hz ($\in R_1$) et une vitesse $V_\infty = 35$ m/s dans un cas aligné.

Trois convergences différentes à partir de $P_{i_0} = 0.16$ MPa sont observées :

① Pour $t \in [0\ ;\ 120]$ (s) : la pression de saturation est atteinte en environ 60 s.

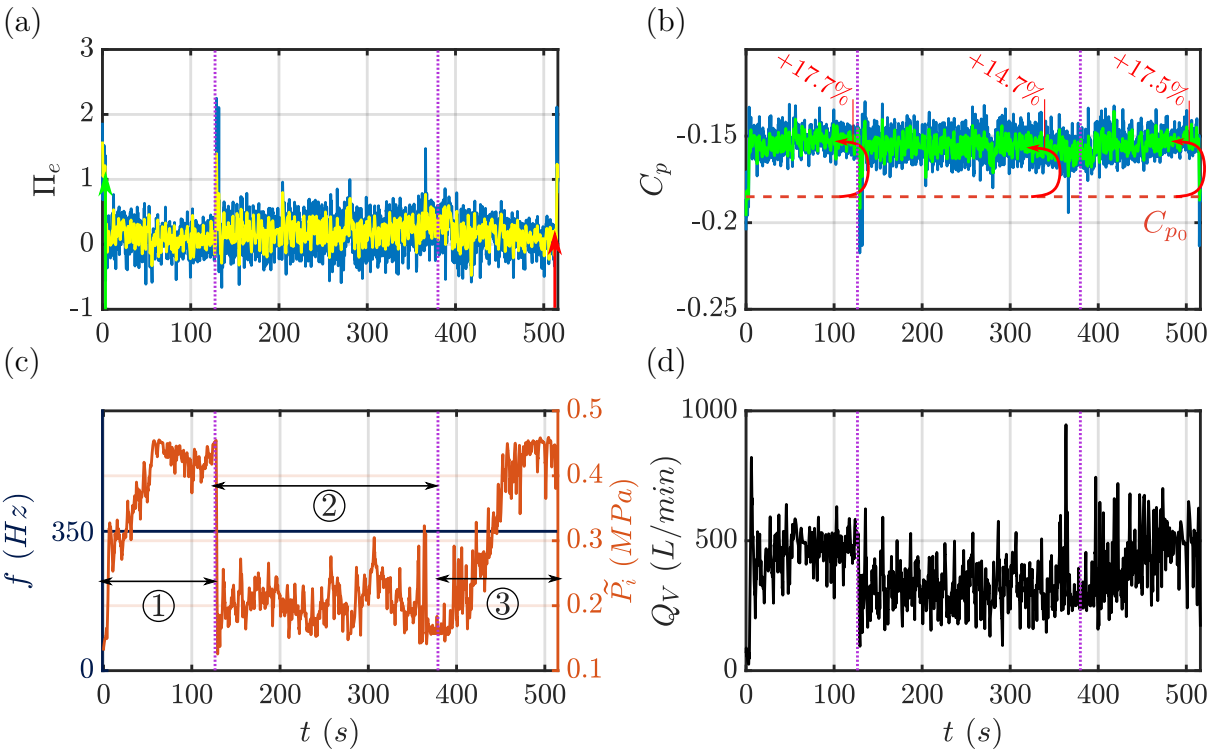


FIGURE E.4 – Illustration de la commande par extremum seeking pour P_i lorsque $f = 350$ Hz à partir de $P_{i_0} = 0.16$ MPa. La répartition des graphiques et des couleurs reprend les conventions de la figure 5.4.

② Pour $t \in [130\ ;\ 380]$ (s) : la pression P_i reste basse.

③ Pour $t \in [380\ ;\ 510]$ (s) : la pression de saturation est atteinte en environ 60 s également.

La convergence ② n'a pas permis à l'algorithme de CES d'explorer des domaines de pression élevée. De plus, on voit dans les deux autres convergences que la métrique Π_e varie très peu même lorsque la pression P_i atteint la saturation haute. De même, les valeurs de C_p sont sensiblement identiques durant les phases de transition et à la fin des convergences.

Pour le cas présent, où l'actionnement est réalisé à 350 Hz, deux phénomènes retardent la convergence de la CES dans la section ② :

1. Une évolution assez plate de l'augmentation de pression au culot avec l'augmentation de P_i (voir figure 2.28, section 4.4) pour $f \in R_1$;
2. Une force d'actionnement faible au début de l'algorithme avec $P_{i_0} = 0.16$ MPa.

L'inconvénient de placer la condition initiale de la pression à $P_{i_0} = 0.16$ MPa est que les jets employés alors ne véhiculent qu'une faible dose d'énergie pneumatique et sont donc moins impactant sur le sillage. Ce phénomène peut retarder la recherche d'extremum réalisée par le contrôle et donc la stabilisation de l'algorithme.

Le tableau E.1 indique les niveaux de Π_e, de P_i, de Q_V et de η pour ces trois

convergences. Les valeurs moyennes sont calculées pour deux périodes de temps différentes :

En gris sur les 120 dernières secondes des essais de CES, permettant de prendre en compte dans les moyennes, pour les trois cas, une période de transition entre l'état initial et un état final, ainsi que la période stabilisée à l'état final ;

En noir sur les 60 dernières secondes des essais de CES sélectionnant seulement l'état final pour les moyennes.

Ces deux échelles de temps permettent de comparer les niveaux de Π_e obtenus la CES et d'observer l'effet de l'augmentation de pression P_i sur le rendement de la commande.

	Valeur mesurée à la fin de la convergence sur une période de :				120 s / 60 s
N°	$\overline{\Pi_e}$	σ_{Π_e}	$\overline{P_i}$ (MPa)	$\overline{Q_V}$ (L/min)	η (%)
1	0.107 / 0.076	0.454 / 0.452	0.395 / 0.428	461.7 / 476.4	15.3 / 14.0
2	0.220 / 0.262	0.459 / 0.462	0.208 / 0.197	326.5 / 326.9	37.3 / 37.5
3	0.128 / 0.090	0.451 / 0.442	0.350 / 0.430	448.2 / 494.4	17.7 / 13.5

Tableau E.1 – Données statistiques des essais de CES de la figure E.4 mesurées sur deux échelles de temps différentes : 120 dernières secondes en gris, 60 dernières secondes en noir.

La colonne de Π_e montre que pour les transitions 1 et 3 où la pression P_i converge vers la plus forte pression acceptée par le contrôle, la métrique énergétique est bien diminuée à la fin de la convergence. Pour la période de convergence 2, la stagnation de P_i à basse pression ne permet pas d'abaisser Π_e sur les 60 dernières secondes de l'essai. On a ajouté également le taux de fluctuation de la Π_e sous forme de son écart type σ_{Π_e} pour montrer qu'il est globalement constant dans les trois essais de convergence présentés.

En conclusion, pour le cas de la CES monovariable de P_i avec $f = 350$ Hz, on peut remarquer que la métrique Π_e est mal définie. Elle ne permet pas de distinguer suffisamment les améliorations apportées par la montée en pression de P_i sur de petits incréments. En effet, les fluctuations de P_i engendrées par la perturbation virtuelle sinusoïdale n'induisent pas de gradients suffisants pas les valeurs de $\Pi_e = \mathcal{M}_p$ et la CES ne parvient pas à réaliser de convergence de la pression d'alimentation P_i.

E.3 Limite de la pression d'alimentation P_i en fonction de la fréquence d'actionnement.

La figure E.5 présente la courbe $P_{i\,min}(f)$ choisie pour maintenir une pression d'alimentation compatible avec l'actionnement des jets pulsés à toutes les fréquences

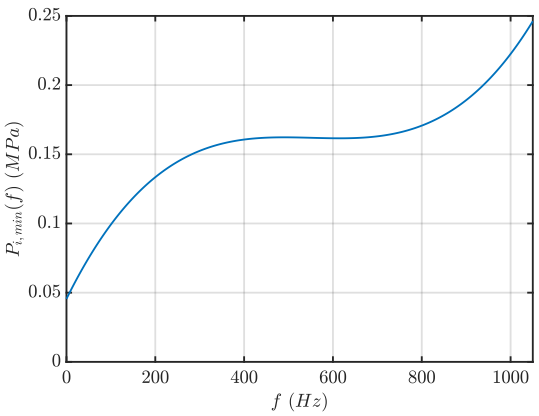


FIGURE E.5 – Caractéristique de la limite $P_{i\,min}(f)$ choisie pour éviter d'utiliser une pression d'alimentation trop basse pour le bon fonctionnement des EVs à une fréquence donnée.

pouvant être parcourues par la commande par extremum seeking multivariable.

La définition de cette courbe est donnée par :

$$P_{i\,min} = 7.18 \times 10^{-9} f^3 - 1.19 \times 10^{-}5 f^2 + 6.49 \times 10^{-3} f + 0.455 \tag{23}$$

E.4 Compléments aux valeurs de f atteintes par CES

La figure E.6 et le tableau 5.3, permettent de remarquer que les fréquences initiales affectent les valeurs finales de f lors des essais de CES monovariables. En effet, pour une fréquence initiale $f_0 = 100$ Hz ($< R_1$), f converge uniquement vers la résonance R_1 pour les deux métriques Π_e testées. En revanche, comme remarqué en section 2.1 au chapitre 5, dans le cas monovariable, pour une fréquence initiale $f_0 = 700$ Hz ($> R_1$), la CES peut converger vers les deux attracteurs fréquentiels : R_1 ou bien R_3.

Comme on a pu l'évoquer plus tôt, la convergence en fréquence semble plus rapide lorsque la pression d'alimentation est plus élevée. Ainsi, dans le cas (a), on voit que la montée rapide en pression a lieu simultanément à une transition de f vers le domaine R_1. Le contrôle doit alors être très puissant sur le sillage et la CES termine sa transition en 40 s environ. Alors, malgré les évolutions de P_i, la fréquence d'actionnement reste stable. La fonction de coût Π_e associée à cette évolution de paramètres est tracée en figure 5.8(a), courbe (—). En revanche, dans le cas (b) à la figure E.6, la pression d'alimentation ne croît pas immédiatement depuis la valeur initiale $P_{i_0} = 0.20$ MPa et la convergence en fréquence apparaît avant la montée en pression. Il est possible que la pression d'alimentation initiale soit suffisante ici pour faire fonctionner les EVs pour les très hautes fréquences. La pression d'alimentation n'a alors pas besoin de croître tout de suite pour que la métrique Π_e diminue (voir courbe (—) à la figure 5.8(a)). Ces deux cas correspondant à $\alpha_e = 0$ ($\Pi_e = \mathcal{M}_p$) illustrent des transitions des deux paramètres f et P_i très différentes. Ainsi, dans le premier cas, (a), la pression d'alimentation semble provoquer l'évolution rapide de f alors que dans le cas (b), la pression d'alimentation semble accompagner la convergence en fréquence.

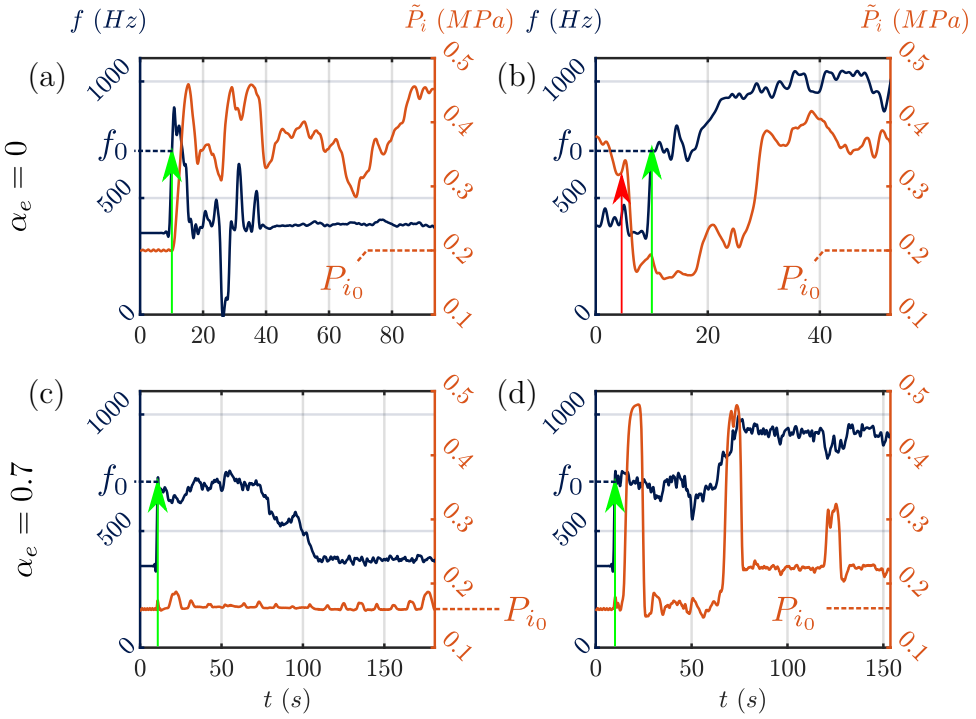


FIGURE E.6 – Dynamiques de convergence des paramètres de commande f et P_i pour les cas de commande par extremum seeking à deux paramètres avec $f_0 = 700$ Hz.

Ces influences entre les paramètres de commande sont toutefois fortement modifiées par l'ajout de la métrique $\mathcal{M}_e$ dans la définition de Π_e ($\alpha_e = 0.7$). Ainsi, les cas (c) et (d) de la figure E.6 présentent des pressions d'alimentation qui sont maintenues basses par l'algorithme de CES. La valeur de P_i suit, en réalité, les consignes de pression minimale dans le réservoir interne de la maquette.

On peut noter toutefois de grandes fluctuations de la pression P_i dans le cas (d) pour lequel la fréquence converge vers le domaine R_3. Ces fortes augmentations de pression dans le réservoir peuvent provenir des interactions entre les jets pour des fréquences intermédiaires entre la R_2 et la R_3 et la régulation de pression dans le réservoir. L'utilisation du débit d'air mesuré pour le calcul de la métrique $\Pi_{e,\alpha_e=0.7}$ peut également introduire une instabilité dans la régulation de la pression à cause d'un retard de mesure important par rapport à la prise de pression à l'intérieur du réservoir de la maquette. Ce retard peut conduire à une mesure retardée de $\mathcal{M}_e$ (cf. équation (5.5)) qui peut générer une consigne de P_i hiératique. Ces variations brusques de P_i sont cependant sans effet majeur sur la transition de f pour les cas enregistrés.

E.5 Découplage de fréquences : haut-bas et gauche-droite

Dans le cas d'un corps d'Ahmed à culot droit, en général, les quatre côtés de la maquette ne sont pas soumis aux mêmes conditions d'écoulement.

Les phénomènes apparaissant dans les couches de mélange de chaque côté du culot

peuvent en effet être différents à causes des vitesses d'écoulement variables selon la géométrie de l'objet et l'existence du sol sous le véhicule. Ainsi, il est possible qu'un actionnement optimal pour chacun des quatre côtés du culot puisse viser des phénomènes locaux propres à chaque côté.

Comme le banc expérimental de la maquette ActivROAD ne permet pas d'alimenter les EVs des différents côtés avec des pressions différentes, on se propose donc de mettre en œuvre la commande par extremum seeking afin de régler indépendamment les fréquences d'actionnement des différents côtés.

Comme la CES avec le réglage de quatre fréquences indépendantes présente une complexité très importante (réglage des filtres, traitement du gradient de la métrique pour chaque paramètre,...), on propose une démarche intermédiaire visant la commande deux à deux des côtés du culot.

Dans un premier temps, on couple donc la fréquence des actionneurs des côtés haut et bas, notée f_1 indépendamment de celle des côtés latéraux (gauche et droite), notée f_2, et on utilise la CES pour régler ces deux fréquences. La commande en boucle fermée de la traînée de pression d'un corps d'Ahmed à culot droit par différentes fréquences d'actionnement n'a, à notre connaissance, jamais été reportée dans la littérature.

Lorsque la maquette ActivROAD est en configuration alignée avec l'écoulement ($\beta = 0°$), il existe une différence de flux d'air entre le haut et le bas de la maquette alors que les côtés latéraux, eux, sont soumis aux mêmes conditions d'écoulement.

L'objectif est ici d'observer si les différences de conditions aux bords entre les côtés haut-bas et les côtés latéraux au culot de la maquette suffisent pour distinguer des actionnements différents dans le cas d'une CES.

Lors de cette étude, on applique la CES à trois paramètres : f_1, f_2 et P_i, pour une vitesse d'écoulement fixée à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$), mais le paramètre α_e est réduit à 0.55 par rapport aux essais précédents (partie 3.1 du chapitre 3, $\alpha_e = 0.4$). Cette modification permet de diminuer la prise en compte de l'énergie pneumatique et de diminuer les instabilités de la régulation de pression du réservoir à cause du retard sur la mesure de débit d'air. La maquette est alignée avec l'écoulement ($\beta = 0°$)

La fonction de coût à réduire est alors $\Pi_{e,\,\alpha_e=0.55}$ définie sur le modèle de l'équation (5.10) par :

$$\Pi_{e,\,\alpha_e=0.55} = 1 \times \mathcal{M}_p + 0.55 \times \mathcal{M}_e \tag{24}$$

Pour tous les essais présentés ici, la pression d'alimentation initiale est identique et vaut $P_{i_0} = 0.16$ MPa. Les évolutions des paramètres et de la métrique Π_e sont présentées à la figure E.7 pour les quatre cas suivants de valeurs initiales des fréquences f_{1_0} et f_{2_0} :

$$\text{(a)} \quad \begin{cases} f_{1_0} = 100\ Hz \\ f_{2_0} = 100\ Hz \end{cases} \qquad \text{(c)} \quad \begin{cases} f_{1_0} = 700\ Hz \\ f_{2_0} = 100\ Hz \end{cases}$$

$$\text{(b)} \quad \begin{cases} f_{1_0} = 100\ Hz \\ f_{2_0} = 700\ Hz \end{cases} \qquad \text{(d)} \quad \begin{cases} f_{1_0} = 700\ Hz \\ f_{2_0} = 700\ Hz \end{cases}$$

Ces différents ensembles de valeurs initiales vont permettre de tester l'attractivité des domaines fréquentiels identifiés par les essais précédents : R_1 et R_3 pour chacune des fréquences découplées f_1 (haut et bas) et f_2 (gauche et droite). Les paramètres des algorithmes de CES sont identiques pour ces quatre cas.

À la figure E.7, les graphiques de (a) à (d) présentent les évolutions de f_1, f_2 et P_i, et le graphique (e) synthétise celles de Π_e et de C_p. Pour les quatre cas, on observe une convergence systématique de la fréquence des côtés haut et bas, f_1, vers les fréquences du domaine de la R_1. Pour la fréquence des côtés latéraux, f_2, en revanche, on observe une convergence vers les fréquences de R_1 si $f_0 < 700$ Hz et une convergence vers les très hautes fréquences de la R_3 lorsque $f_{2_0} = 700$ Hz. On note qu'en général, f_2 reste systématiquement supérieure en valeur moyenne à f_1. De plus, les très hautes fréquences forcent à augmenter la pression d'alimentation des EVs, et malgré une métrique comprenant l'énergie pneumatique investie dans le contrôle, on atteint des pressions d'alimentation importantes (graphiques (c) et (d)).

Le graphique (e) montre la différence de vitesse de convergence de l'algorithme selon la valeur initiale de la fréquence des côtés latéraux : $f_{2_0} < R_1$ et $f_{2_0} > R_1$. On peut noter en effet que les courbes correspondant aux cas (a) et (c) convergent moins vite vers leur valeur optimale que celles des cas (b) et (d).

L'observation des tracés des cas (a) et (b), puis des cas (c) et (d) permet de proposer une explication à ces différences de convergence :

On sait qu'il existe deux domaines d'attraction pour la fréquence d'actionnement des EVs : R_1 et R_3. Il apparaît ici que la fréquence des côtés haut et bas, f_1, pourrait converger préférentiellement vers R_1 alors que la fréquence des côtés latéraux, f_2, peut converger vers R_1 ou R_3 selon sa valeur initiale.

De plus, pour la convergence globale de la CES testée ici, la possibilité pour f_2 (gauche-droite) de converger vers la R_3 joue un rôle particulier dans l'accélération de l'algorithme.

En effet, lorsque la fréquence latérale, f_2, est attiré par l'attracteur du domaine de fréquence R_3, cette variation implique l'augmentation de la pression d'alimentation P_i. Cette augmentation de pression dans le réservoir augmente globalement la force des jets pour les quatre côtés activés. Cela accélère alors la convergence de f_1 et de f_2. On observe alors la convergence rapide de la fréquence des côtés haut et bas, f_1, vers R_1. On obtient

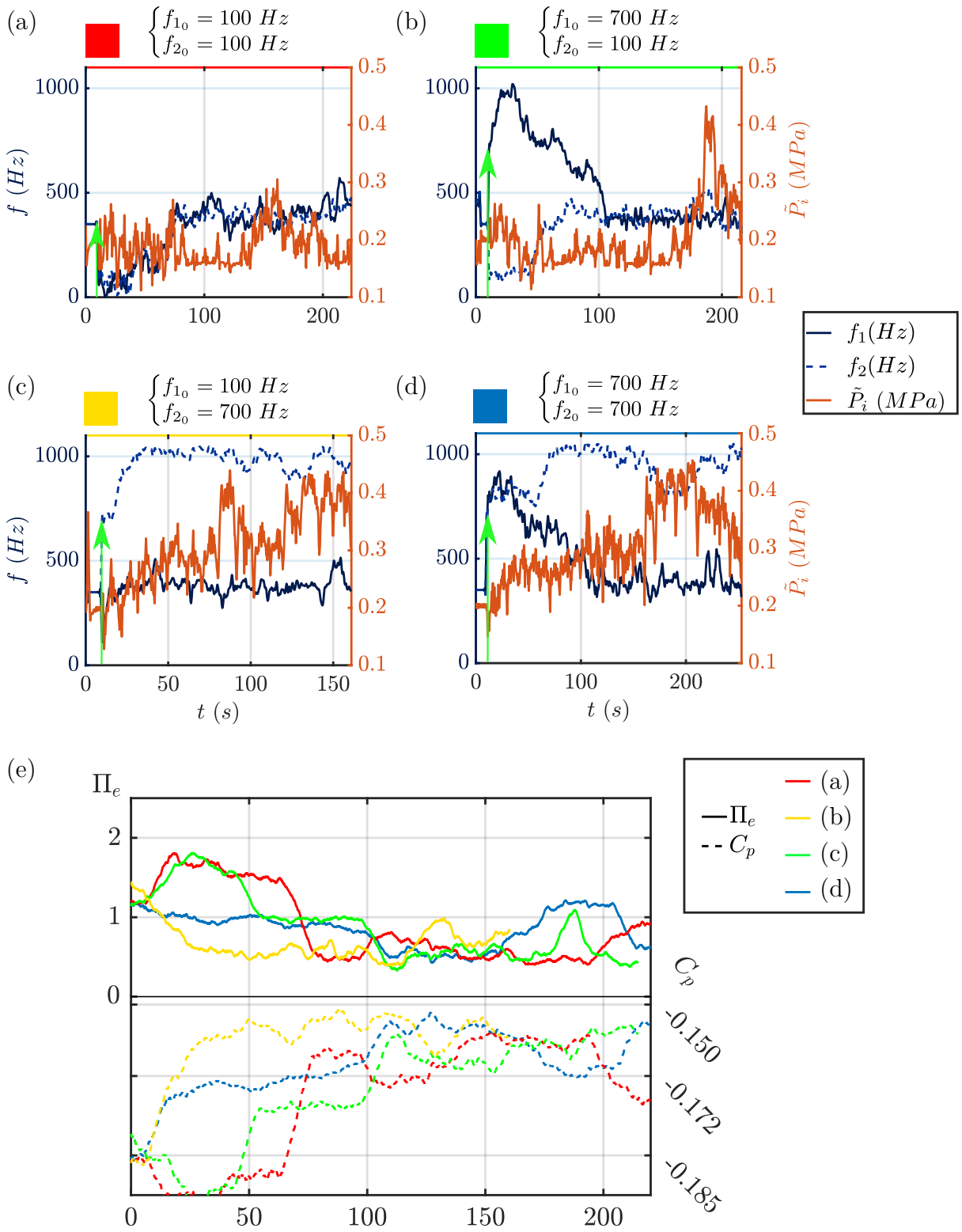


FIGURE E.7 – CES pour trois paramètres décorrélés : la fréquence d'actionnement des côtés haut et bas, f_1 ; la fréquence d'actionnement des côtés gauche et droit, f_2 ; et la pression P_i : (a) à (d) cas pour différentes conditions initiales de fréquences ; (e) évolutions de Π_e (voir équation (24)) et de C_p pour ces différents cas.

alors l'établissement *plus rapide* d'un contrôle efficace de la pression au culot que lorsque f_2, la fréquence des côtés latéraux, tend vers le domaine R_3.

Jusqu'à présent, pour une activation synchronisée des quatre côtés de la maquette :

- la pression P_i augmentait les performances du contrôle en termes de gain en pression ;
- mais diminuait le rendement énergétique de l'actionnement à cause de débits d'air importants.

Il apparaît maintenant que l'augmentation de pression P_i permet l'accélération de la convergence de la commande par extremum seeking. Il semble donc intéressant de pouvoir permettre à l'algorithme d'utiliser des pressions plus élevées au début du processus de convergence et d'appliquer ensuite une restriction de l'énergie pneumatique utilisée lorsque les paramètres de commande sont stabilisés.

Cette configuration pourrait être aisément implémentée en réglant, par exemple, la valeur de α_e en fonction des niveaux de fluctuation des fréquences d'actionnement. Une telle démarche n'a cependant pas été implémentée durant nos études par CES et reste à explorer dans des développements futurs.

On retiendra qu'en général, pour la CES, la pression P_i n'est pas seulement liée aux performances en termes de rendement énergétique. En effet, il apparaît dans de nombreux essais expérimentaux que la réalisation en temps fini et réduit de la convergence dépend d'une valeur de pression P_i adaptée. La bonne gestion de la valeur de la pression P_i dans la démarche d'un contrôle en boucle fermée semble donc nécessaire à l'obtention de gains intéressants sur la traînée aérodynamique par commande par extremum seeking.

On compare à présent les données finales des états obtenus par CES de la figure E.7 grâce au tableau E.2. Comme dans le cas du tableau 5.3, on reporte des rendements η plus faibles lorsque $f_2 \longmapsto R_3$ principalement à cause de l'augmentation de la pression P_i.

f_{1_0} (Hz)	f_{2_0} (Hz)	Pos.	$\overline{f_1}$ (Hz)	$\overline{f_2}$ (Hz)	$\overline{P_i}$ (MPa)	$-\Delta\gamma_p$ (%)	η (%)
100	100	(a)	424.8	493.4	0.19	13.2	36.0
	700	(b)	382.4	972.2	0.36	18.0	19.6
700	100	(c)	380.5	404.6	0.26	16.0	27.0
	700	(d)	393.1	934.2	0.37	16.3	17.6

Tableau E.2 – Caractéristique des états obtenus par CES pour le cas découplé de f_1 et de f_2 avec variation de P_i et $\alpha_e = 0.55$.

Ce tableau permet de montrer que les fréquences atteintes par la commande par extremum seeking sont les mêmes que celles obtenues dans le cas de l'étude sans découplage de fréquences. Toutefois, aucune convergence vers la R_3 n'a été observée cette fois-ci pour f_1. Le fait, au contraire, que f_2 soit très sensible à sa condition initiale et qu'on obtienne une transition vers R_1 pour $f_{2_0} = 100$ Hz et vers R_3 pour $f_{2_0} = 700$ Hz permet

de confirmer que les zones d'actionnement latérales ont des propriétés différentes de celles aux bords supérieur et inférieur de la maquette.

En conclusion, il est possible de distinguer des tendances différentes dans les actionnements verticaux et latéraux au culot de la maquette. La prise en compte des différences des couches de mélanges se développant aux côtés latéraux et verticaux serait une étape cruciale dans l'optimisation d'un actionnement de la zone de recirculation des véhicules et ces résultats préliminaires de l'usage des la CES multivariables invitent à d'avantages d'essais.

De plus, dans notre cas, le système d'actionnement à très haute fréquence nécessite une énergie pneumatique importante pour fonctionner. En revanche, un système différent pourrait permettre un contrôle de traînée utilisant une plus grande plage de fréquences différentes sans surcoûts énergétiques. Une telle technologie pourrait certainement réduire le temps de convergence d'un algorithme de commande par extremum seeking sans contrepartie énergétique, conduire à des gains en pression au culot plus importants et augmenter la rentabilité globale du contrôle.

E.6 Paramètres de commande par extremum seeking

On résume dans les tableaux T.1 et T.2 les paramètres de filtrage et de contrôle utilisés pour les cas de commande par extremum seeking :

- Monovariables (pour le tableau T.1) : correspondant aux cas en section 2 du chapitre 5 et en annexe E.2 ;
- Multivariables (pour le tableau T.2) : correspondant aux cas de la partie 3.1 du chapitre 5, aux cas en annexe E.4 et aux cas à vitesse d'écoulement variable à la section 4 du chapitre 5.

On rappelle que ces cas expérimentaux sont réalisés à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$), pour un écoulement aligné ($\beta = 0°$) à l'exception des cas à vitesse d'écoulement variables pour lesquels les vitesses sont précisées. Notez que pour la dernière convergence de paramètres de commande, à la fin des tracés de la figure 5.11, les paramètres de contrôle sont modifiés, mais conduisent au même contrôle que lors des recherches d'optimales précédentes.

F Annexes au Chapitre 6

F.1 Contrôle mixte aligné avec $\alpha_e = 0$

On cherche à combiner les techniques de contrôle combiné (CC) et de commande par extremum seeking (CES) pour obtenir un contrôle des asymétries latérales du sillage avec des paramètres de commande optimisés. Afin de vérifier si ces algorithmes peuvent cohabiter, on observe d'abord le cas de la CES sans prise en compte de l'énergie employée par le contrôle.

La figure F.1 récapitule les indicateurs liés au réglage de la fréquence f et de la pression P_i, pour réduire la métrique énergétique $\Pi_{e,\alpha_e=0}$ lors de l'utilisation du CC+hb pour un écoulement à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$). On rappelle que pour ce type de contrôle mixte, les actionneurs haut et bas sont utilisés à la fréquence déterminée par la CES et que les actionneurs latéraux suivent la commande du contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte avec la même fréquence de soufflage déterminée par la CES. La pression d'alimentation P_i est elle aussi fixée par CES. Les gains résultants et les valeurs des paramètres de commande obtenus sont rassemblés dans le tableau 6.5 au chapitre 6. La figure est constituée des graphiques :

(a) la variation temporelle de $\Pi_{e,\alpha_e=0}$, avec sa version filtrée à 2 Hz en bleu et moyennée par une moyenne glissante en jaune.

(b) la variation de C_p, avec sa version filtrée à 2 Hz en bleu et moyennée par une moyenne glissante en vert.

(c) la convergence de f et de P_i après le lancement de l'algorithme de CES. La ligne - - désigne une remise à zéro de l'algorithme d'extremum seeking pour la fréquence d'actionnement. La fréquence initiale f_0 est fixée à 100 Hz et l'essai présenté débute avec une pression d'alimentation de 0.26 MPa environ.

(d) la variation du débit d'air utilisé par le contrôle Q_V, filtrée à 2 Hz en bleu et lissée par une moyenne glissante.

(e) l'évolution de y_b lors du contrôle par mode glissant, avec sa version filtrée brute en bleu et filtrée à 2 Hz en magenta (—). Les signaux de commande des EVs à gauche et à droite sont visibles en plus par les tracés bleu (—) et jaune ((—), respectivement.

(f) et (g) les niveaux de pression sur le culot enregistré durant 20 s au début, en (f), et à la fin de la période de convergence (g). Les tracés des PDF de y_b et de z_b sont ajoutés autour des champs de pression.

Ces graphiques permettent de comprendre les effets des transitions de P_i et de f par CES sur le niveau de C_p et la symétrie du sillage.

On remarque grâce aux graphiques F.1(a, b, c) que la convergence des paramètres permet de réduire la métrique Π_e. La fréquence d'actionnement augmente pour atteindre

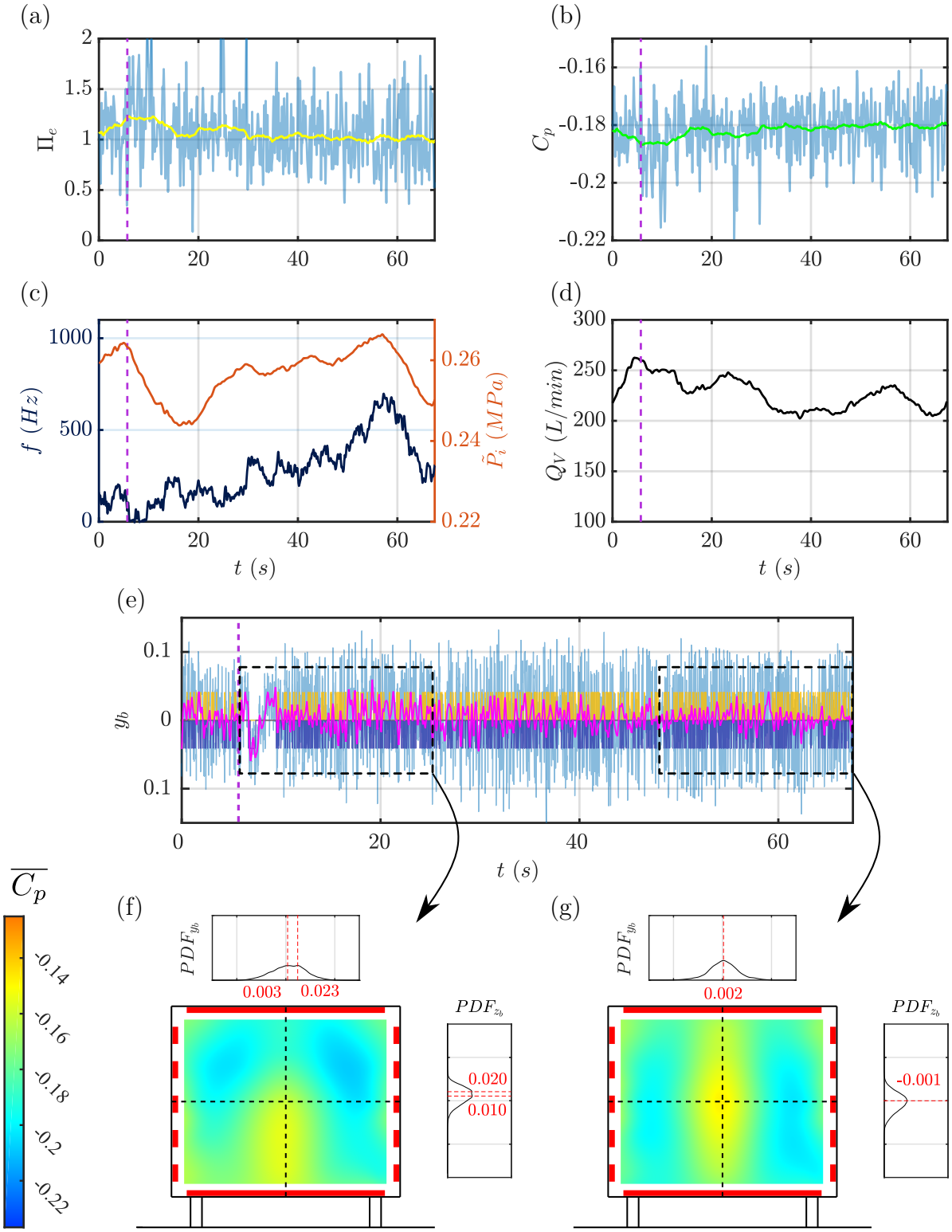


FIGURE F.1 – Paramètres caractéristiques de la convergence par CES de la fréquence et de la pression d'alimentation pour le contrôle combiné CC+hb de la symétrie du sillage pour $\beta = 0°$ et $V_\infty = 35$ m/s.

un pic à 698 Hz ($\in R_2$). Après ce pic, la pression et la fréquence chutent brutalement. La fréquence finale est de 260 Hz environ, et on voit sur la courbe de débit (d) que cet état final, avec la chute de P_i, génère des jets très faibles en comparaison à ceux apparaissant lors du pic précédent.

Du point de vue de la symétrie du sillage, on peut noter, grâce aux fluctuations du barycentre (e) que la bistabilité n'apparaît plus pour toutes les fréquences et pressions d'alimentation parcourues par la convergence, à l'exception du cas où, dans les premières 5 s de l'essai, la fréquence f chute à zéro et où l'actionnement latéral s'arrête.

Au début de la période de convergence, l'actionnement peine à recentrer le barycentre à cause des faibles pressions d'alimentations sélectionnées en même temps que de basses fréquences d'actionnement ($f_0 < 200$ Hz). La représentation des pressions sur le culot de la maquette montre, en graphique (f), une asymétrie verticale et latérale prononcée du champ de pression qui génère une traînée de pression augmentée de 0.5 %.

À l'opposé, à la fin de l'essai, figure (e et g), les fluctuations de barycentre semblent plus recentrées autour de $y = 0$. Le niveau d'excitation à haute fréquence semble en revanche plus élevé avec le contrôle à haute pression P_i employé alors. On enregistre une augmentation de la pression au culot de 1.89 % pour un niveau de symétrie latérale presque parfait (cf. graphique F.1(g) ci-dessus et tableau 6.5, partie 3.1 du chapitre 6). Les niveaux de pression au culot révèlent cependant des fluctuations rapides de la position du barycentre caractéristiques des actionnements par zone morte observés jusqu'ici.

Ainsi, dans le cas où l'énergie utilisée par le contrôle n'est pas comptabilisée dans la métrique de convergence de commande par extremum seeking, on observe une large fluctuation des paramètres f et P_i. Une fois stabilisées, en revanche, les valeurs des deux paramètres permettent de réduire la traînée de pression au culot et d'assurer une bonne symétrisation du barycentre. On peut particulièrement noter l'utilisation d'un débit d'air réduit par rapport au cas de CC+hb sans extremum seekin présenté en section 2 du chapitre 6 et dans le tableau 6.3. Le rendement η enregistré alors était de 1.74 % tandis que le gain en pression de 1.89 % obtenu avec la CES fourni un rendement η 3 fois supérieur et atteignant 4.94 % pour les dernières 20 s enregistrées (voir tableau 6.5 à la partie 3.1 du chapitre 6).

Cet effet montre toutefois une dynamique de convergence lente et peu stable, en lien avec les conditions initiales basses sélectionnées alors. La technique de CES avec les méthodes de contrôle par mode glissant impulsionnelles souffrent alors d'un temps de convergence très grand mais promettent des optimisation non négligeables de l'usage des actionneurs.

F.2 Contrôle mixte aligné avec $\alpha_e \neq 0$

Le cas de l'actionnement mixte (CC+hb et commande par extremum seeking), de la partie F.1, est repris ici avec $\alpha = 0.55$ et 1 dans la définition de Π_e. Pour cet essai, à nouveau, la maquette ActivROAD est plongée dans un écoulement aligné ($\beta = 0°$) de vitesse constante $V_\infty = 35$ m/s.

On récapitule les résultats dans la figure F.2. La méthode de présentation est copiée sur celle de la figure F.1. Les flèches verticales présentes dans les graphiques délimitent les débuts (en vert) et les fins d'actionnement (en rouge). L'essai est composé de trois parties numérotées par ①, ② et ③. Chaque section correspond à une transition des paramètres de commande par CES différente, mais, dans chaque cas, la fréquence initiale est $f_0 = 100$ Hz et la pression d'alimentation initiale est $P_{i_0} = 0.25$ MPa.

Voici le détail de l'évolution du contrôle pour les trois sections, d'après les graphiques F.2(a à d) :

① et ② : pour les deux premières sections $\alpha_e = 0.55$.
On observe dans les deux cas enregistrés[6] une convergence rapide qui conduit la fréquence d'actionnement au domaine R_3. Comme observé dans le cas à $\alpha_e = 0$, la fréquence atteinte par commande par extremum seeking est assez instable et fluctue entre 700 et 1000 Hz. On peut voir sur les graphiques (c et d) que les pics en fréquences coïncident avec des augmentations du débit des EVs et donc à des augmentations de Π_e. ces fluctuations perturbent la CES qui ne parvient pas à maintenir l'actionnement dans le domaine des très hautes fréquences.

③ : dans cette section $\alpha_e = \alpha_p = 1$.
La valeur de grain de pression au culot a alors autant de poids que le coût énergétique de l'actionnement. Dans ce cas on observe une rapide diminution de $\tilde{P}_i$. Durant le même temps, la fréquence f a une évolution proche de celle observable en figure F.1 et se stabilise dans le domaine R_1. On relève des niveaux de pression au culot plus important pour cet actionnement (voir évolutions de C_p, en graphique F.2(b)).

Les dynamiques des paramètres de contrôle sont différentes entre les sections ① et ②, et la section ③. On peut noter que la pression d'alimentation P_i ne converge pas vers sa limite basse (saturation), même pour le cas à $\alpha_e = 1$. Le contrôle semble sélectionner un compromis entre un actionnement suffisamment énergétique pour utiliser les actionneurs haut et bas, comme lors du contrôle synchronisé des quatre côtés du culot en boucle ouverte, et également permettre un usage du contrôle par mode glissant avec une pression d'alimentation moyenne. On retrouve ainsi un actionnement se positionnant dans les domaines fréquentiels R_1 et R_3 pour des pressions d'alimentation variables.

Malgré la variabilité de f observée lors de l'application du contrôle mixte avec $\alpha_e \neq 0$,

6. La ligne verticale ¦ marque une remise à zéro du commande par extremum seeking.

on obtient des gains en pression au culot lors du contrôle de 0.85 % pour la section ①, et de 1.68 % pour la section ③. En revanche, la section ② conduit en moyenne, sur les 20 dernières secondes de la section, à une *réduction* de la pression au culot de 0.48 %. Les dernières 20 s des sections ① à ③ présentent donc des rendements respectifs de 2.04 %, -1.07 % et 5.35 %. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 6.5, partie 3.1 du chapitre 6. Ces résultats permettent d'envisager le développement des méthodes optimisant des techniques de contrôle en boucle fermée comme le CC+hb, par exemple, grâce à la CES.

Du point de vue de l'effet du contrôle par mode glissant, d'après les graphiques (e à g) en figure F.2, on voit que le contrôle parvient à nouveau à supprimer la bistabilité pour les cas où la fréquence d'actionnement est suffisamment grande.

On compare les niveaux de pression au culot entre le cas à la fin de ② (graphique (f)) et celui à la fin de ③ (graphique (g)) afin de comprendre la différence de gain en pression entre les deux cas. On observe que les champs de pression présentent dans les deux cas une bonne symétrie latérale sans signes d'états asymétriques. On remarque toutefois une plus forte asymétrie verticale pour le cas (f) et surtout des zones de dépression plus marquées que dans le cas (g). Les champs de pression au culot permettent de voir que le contrôle par mode glissant agissant sur les côtés latéraux engendre de plus grandes dépressions dans le cas (f) que dans le cas (g). La prédominance d'un actionnement résonant à forte pression P_i à la fin de la section ② par rapport aux cas ① et ③ peut expliquer l'action trop intense des jets et l'augmentation de la taille des domaines dépressionnaires sur le culot.

On observe finalement que la variabilité des paramètres de contrôle peut poser problème dans le cadre d'une application de ce contrôle mixte sur de plus grandes périodes de temps. Comme le débit et la force des jets latéraux sont réduits lors de la combinaison du contrôle CC+hb et de la commande par extremum seeking, l'évaluation du gradient de Π_e selon les fluctuations de f et de P_i peut être moins précise. Dans notre cas, les longues transitions de paramètres de commande et l'instabilité des états de contrôle obtenus montrent qu'il est possible que la définition de Π_e utilisée ne définisse pas un potentiel suffisamment étroit vers lequel la CES puisse conduire. La définition de Π_e devrait donc être ajustée pour affiner sa sensibilité aux petites évolutions des paramètres de commande ou alors prendre en compte des indicateurs des niveaux de symétrie atteints par le contrôle.

Nos tests sont donc repris avec la maquette placée en dérapage dans la partie 3.1.ii. du chapitre 6. Cette configuration devrait permettre l'usage d'une plus forte pression d'alimentation pour lesquelles la stabilité des paramètres de contrôles soumis à l'extremum seeking pourrait être améliorée.

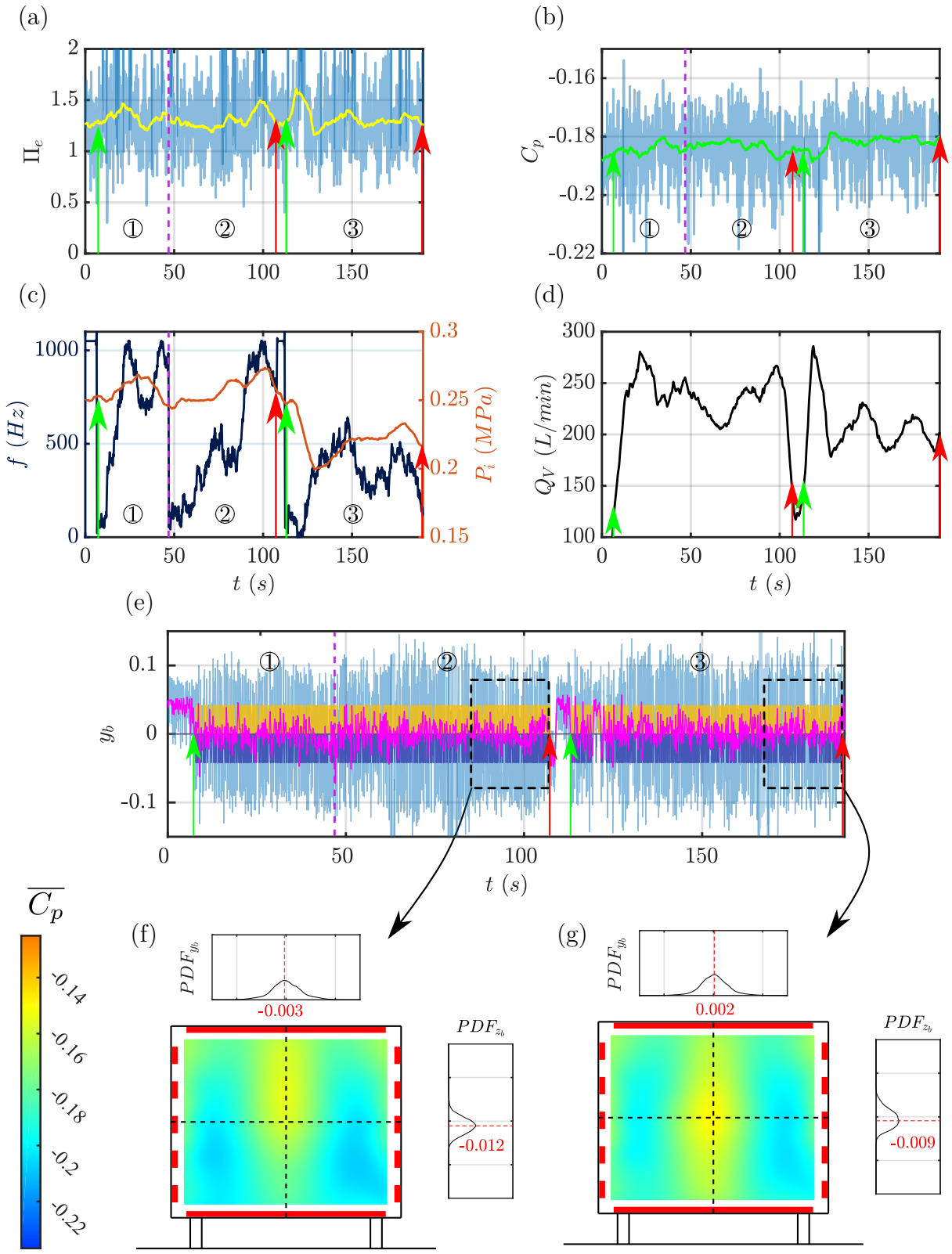


FIGURE F.2 – Paramètres caractéristiques de la convergence par commande par extremum seeking de la fréquence et de la pression d'alimentation pour le contrôle combiné CC+hb de la symétrie du sillage pour $\beta = 0°$ et $V_\infty = 35$ m/s.

F.3 Paramètres de contrôle des méthodes mixtes

On résume dans les tableaux T.3 et T.4 les paramètres de filtrage et de contrôle utilisés pour les cas de contrôles mixtes couplant :

- contrôle par mode glissant et commande par extremum seeking (pour le tableau T.3) : correspondant aux cas de la partie 3.1 du chapitre 6 et en annexes F.2 et F.1 ;
- la modulation des actionnements latéraux à haute fréquence et la commande par extremum seeking (pour le tableau T.4) : correspondant aux cas de la partie 3.2 du chapitre 6.

Ces cas expérimentaux sont tous réalisés à $V_\infty = 35$ m/s ($Re_H = 7 \times 10^5$).

Paramètres expérimentaux du Chapitre 5

Réf.	Var.	C_{p_0}	$C_{p_{min}}$	α_p	α_e	RC	f/f_0 (Hz)	P_i/P_{i_0} (MPa)	α_d (Hz/MPa)	f_d (Hz)	f_{PB} (Hz) (Ordre)	f_{PH} (Hz) (Ordre)	ε	K_p
Fig. 5.4	f	-0.18	-0.15	1	0	0.5	100	0.25	10	5	25(1)	1(1)	5000	100
Fig. 5.4	f	-0.18	-0.15	1	0	0.5	500	0.25	10	5	25(1)	1(1)	5000	100
Fig. 5.5	f	-0.18	-0.15	1	0	0.5	700	0.25	10	5	25(1)	1(1)	5000	100
Fig. E.4①-②	P_i	-0.18	-0.15	1	0	0.5	350	0.16	0.010	0.1	0.3(1)	0.05(1)	10	0.15
Fig. E.4③	P_i	-0.18	-0.15	1	0	0.5	350	0.16	0.010	0.1	0.3(1)	0.05(1)	10	0.3
Fig. 5.7(a)	P_i	-0.18	-0.15	1	0	0.5	550	0.16	0.025	0.1	0.2(1)	0.05(1)	300	0.15
Fig. 5.7(b)	P_i	-0.18	-0.15	1	0	0.5	975	0.16	0.025	0.1	0.2(1)	0.05(1)	300	0.15

TABLEAU T.1 – Récapitulatif des paramètres de la commande par extremum seeking pour les cas monovariables. Les types de réglages (f ou P_i) sont précisés et les conditions initiales des réglages sont écrites en rouge. Les ordres des filtres utilisés sont précisés en gris.

Réf.	Var.	V_∞ (m/s)	C_{p_0}	$C_{p_{min}}$	α_p	α_e	RC	f_0 (Hz) P_{i_0} (MPa)	α_{d_f} (Hz) $\alpha_{d_{P_i}}$ (MPa)	f_{d_f} (Hz) $f_{d_{P_i}}$ (Hz)	f_{PB_f} (Ordre) $f_{PB_{P_i}}$ (Ordre)	f_{PH_f} (Ordre) $f_{PH_{P_i}}$ (Ordre)	ε_f ε_{P_i}	K_{p_f} $K_{p_{P_i}}$
Tab. 5.3(l.1)	$f+P_i$	35	-0.18	-0.15	1	0	0.5	100 0.16	10 0.010	1.5 0.1	6(2) Hz 0.2(1) Hz	0.5(1) Hz 0.05(1) Hz	5000 10	50 0.15
Tab. 5.3(l.2)	$f+P_i$	35	-0.18	-0.15	1	0.7	0.5	100 0.20	10 0.020	1.5 0.1	6(2) Hz 0.4(2) Hz	0.5(1) Hz 0.05(1) Hz	4000 300	50 0.05
Fig. E.6(a)	$f+P_i$	35	-0.18	-0.15	1	0	0.5	700 0.20	20 0.015	1.5 0.1	6(2) Hz 0.2(1) Hz	0.5(1) Hz 0.05(1) Hz	3000 30	50 0.15
Fig. E.6(b)	$f+P_i$	35	-0.18	-0.15	1	0	0.5	700 0.20	20 0.015	1.5 0.1	6(2) Hz 0.2(1) Hz	0.5(1) Hz 0.05(1) Hz	20000 30	50 0.15
Fig. E.6(c-d)	$f+P_i$	35	-0.18	-0.15	1	0.7	0.5	700 0.20	20 0.015	1.5 0.1	6(2) Hz 0.2(1) Hz	0.5(1) Hz 0.05(1) Hz	30000 30	50 0.15
Fig. 5.11	$f+P_i$	20 à 40	-0.18	0	1	0.55	0.5	100 0.16	10 0.025	1.5 0.1	6(2) Hz 0.2(1) Hz	1(1) Hz 0.05(1) Hz	20000 100	50 0.15
Fig. 5.11(fin)	$f+P_i$	40	-0.18	-0.15	1	0.55	0.5	100 0.16	10 0.025	1.5 0.1	6(2) Hz 0.2(1) Hz	1(1) Hz 0.05(1) Hz	6000 100	40 0.15

TABLEAU T.2 – Récapitulatif des paramètres de la commande par extremum seeking pour les cas multivariables avec une fréquence commune entre les actionneurs. Les ordres des filtres utilisés sont précisés en gris.

Paramètres expérimentaux du Chapitre 6

Réf.	Var.	K (s^{-1})	ε_0	α_p	α_e	$\alpha_{\bar{b}}$	α_{vb}	f_0 (Hz) P_{i_0} (MPa)	α_{d_f} (Hz) $\alpha_{d_{P_i}}$ (MPa)	f_{d_f} (Hz) $f_{d_{P_i}}$ (Hz)	f_{PB_f}(Ordre) $f_{PB_{P_i}}$(Ordre)	f_{PH_f}(Ordre) $f_{PH_{P_i}}$(Ordre)	ε_f ε_{P_i}	K_{p_f} K_{pP_i}
Fig. F.1	$f+P_i$	86	0.8	1	0	0	0	100 0.25	10 0.015	1.5 0.1	4(2) Hz 0.2(1) Hz	0.5(1) Hz 0.5(1) Hz	7500 20	50 0.15
Fig. F.2	$f+P_i$	86	0.8	1	0.55	0	0	100 0.25	10 0.015	1.5 0.1	4(2) Hz 0.2(1) Hz	0.5(1) Hz 0.5(1) Hz	7500 20	50 0.15
Fig. F.2 ③	$f+P_i$	86	0.8	1	1	0	0	100 0.25	10 0.015	1.5 0.1	4(2) Hz 0.2(1) Hz	0.5(1) Hz 0.5(1) Hz	7500 20	50 0.15
Fig. 6.8	$f+P_i$	86	0.8	1	1	2	5	100 0.25	10 0.015	1.5 0.1	4(2) Hz 0.2(1) Hz	0.5(1) Hz 0.5(1) Hz	7500 20	50 0.15
Fig. 6.9 ①	$f+P_i$	86	0.8	1	1	2	5	100 0.25	10 0.015	1.5 0.1	6(2) Hz 0.2(1) Hz	0.5(1) Hz 0.5(1) Hz	7500 20	50 0.15
Fig. 6.9 ②	$f+P_i$	86	0.8	1	2	2	5	100 0.25	10 0.015	1.5 0.1	6(2) Hz 0.2(1) Hz	0.5(1) Hz 0.5(1) Hz	7500 20	50 0.15

TABLEAU T.3 – Récapitulatif des paramètres des contrôles mixtes avec contrôle par mode glissant avec prédicteur et zone morte et réglage des paramètres de commande par la commande par extremum seeking multivariable pour des écoulements à $V_\infty = 35$ m/s. Dans tous les cas $C_{p_0} = -0.18$ et $C_{p_{min}} = -0.15$ pour la définition de $\mathcal{M}_p$.

Réf.	Var.	α_p	α_e	$\alpha_{\bar{b}}$	α_{vb}	$f_{s,G}$ $f_{s,D}$ (Hz)	h_{s,G_0} h_{s,D_0} P_{i_0} (MPa)	$\alpha_{d_{h_{s,G}}}$ $\alpha_{d_{h_{s,D}}}$ $\alpha_{d_{P_i}}$ (MPa)	$f_{d_{h_{s,G}}}$ (Hz) $f_{d_{h_{s,D}}}$ (Hz) $f_{d_{P_i}}$ (Hz)	$f_{PB_{h_{s,G}}}$(Ordre) $f_{PB_{h_{s,D}}}$(Ordre) $f_{PB_{P_i}}$(Ordre)	$f_{PH_{h_{s,G}}}$(Ordre) $f_{PH_{h_{s,D}}}$(Ordre) $f_{PH_{P_i}}$(Ordre)	$\varepsilon_{h_{s,G}}$ $\varepsilon_{h_{s,D}}$ ε_{P_i}	$K_{p_{h_{s,G}}}$ $K_{p_{h_{s,D}}}$ K_{pP_i}
Figs. 6.11 et 6.12	$h_{s,G}$ $h_{s,D}$ P_i	0.5	0.3	5	5	10 13	0 0 0.20	0.1 0.1 0.015	0.15 0.5 0.1	1(2) Hz 3(2) Hz 0.5(1) Hz	0.05(1) Hz 0.05(1) Hz 0.5(1) Hz	0.06 0.07 10	0.02 0.01 0.15

TABLEAU T.4 – Récapitulatif des paramètres des contrôles mixtes avec réglage de la modulation de fréquence des côtés latéraux par la commande par extremum seeking multivariable pour des écoulements à $V_\infty = 35$ m/s alignés et en dérapage. Dans tous les cas $C_{p_0} = -0.18$ et $C_{p_{min}} = -0.15$ pour la définition de $\mathcal{M}_p$.

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : MARIETTE DATE de SOUTENANCE : 09/11/2020
Prénoms : Kévin, Fabien, Julian

TITRE : Contrôle en boucle fermée pour la réduction active de traînée aérodynamique des véhicules

NATURE : Doctorat Numéro d'ordre : 2020LYSEI088

Ecole doctorale : ED 160 EEA (ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE et AUTOMATIQUE)
Spécialité : Automatique

RESUME :
Le contrôle actif de l'écoulement à l'arrière des véhicules se déplaçant à grande vitesse est un moyen de diminuer efficacement la consommation énergétique des véhicules par la réduction de la traînée aérodynamique. L'intérêt des méthodes actives est leur possible adéquation avec des conditions environnementales variables pour une modification minimale de la forme des véhicules, contrairement aux systèmes exclusivement passifs (profilage, ailerons aérodynamiques …). Toutefois, le contrôle actif nécessite un apport d'énergie qui réduit sa rentabilité énergétique finale. À l'aide d'essais expérimentaux sur une maquette de véhicule simplifié, cette thèse recherche comment employer un contrôle actif à base de jets pulsés à haute fréquence pour assurer une réduction de traînée de véhicule performante, robuste et énergétiquement rentable. Ces recherches sont axées sur : (i) la compréhension des phénomènes à l'origine de la traînée de pression, (ii) la définition d'un modèle de l'écoulement pour le contrôle, et (iii) l'implémentation expérimentale de méthodes de contrôle de traînée efficaces, robustes et à moindre coût énergétique. Les tests en soufflerie réalisés au cours de cette thèse se basent sur les stratégies de contrôle par mode glissant et de commande par extremum seeking qui permettent de concevoir de nouvelles solutions de réduction de la traînée visant à l'amélioration de la robustesse et de la rentabilité du contrôle par jets pulsés. Cette thèse s'inscrit dans le projet ANR ActivRoad issu de la collaboration de trois laboratoires de recherche : le Laboratoire Ampère (INSA, Lyon), l'Institut Pprime (ENSMA, Poitiers) et le LMFA (Centrale, Lyon) ; et le soutien de deux acteurs industriels : le groupe PSA et Renault Trucks.

MOTS-CLÉS : Boucle fermée, contrôle actif d'écoulements, réduction de traînée, contrôle par mode glissant, extremum seeking, jets pulsés haute fréquence, modélisation, contrôle non linéaire

ABSTRACT:
Active flow control techniques can decrease the aerodynamic drag acting on a vehicle moving at high velocity. Instead of exclusively passive techniques, active control can reduce the pressure drag on a vehicle under a wider range of operating conditions without requiring large modifications of the functional shape of the vehicles. However, active control devices require an additional source of energy, which may decrease the global efficiency of the control. Our work aims to reduce significantly the drag of ground vehicles with efficiency and robustness thanks to high frequency pulsed jet control. We present experimental studies on a simplified bluff body mock-up of a ground vehicle and we seek to understand the phenomena linked to the pressure drag on a vehicle. In this thesis, we propose a modelling methodology of the vehicle's turbulent wake adapted for control purposes. Finally, we design and test experimentally different closed-loop control methods of the wake with high frequency pulsed air jets. The experimental studies performed in a wind tunnel show the efficient application of sliding mode control and extremum seeking techniques for a robust drag control with energy cost considerations. This thesis was financed by the French National Research Agency (ANR) and contributes to the project ActivRoad involving three French laboratories: Ampère (INSA, Lyon), Pprime Institute (ENSMA, Poitiers), and the LMFA (Centrale, Lyon); and two automotive companies: PSA group and Renault Trucks.

KEY-WORDS: Active flow control, drag reduction, extremum seeking, pulsed air jets, modelling, nonlinear closed-loop control

Laboratoire (s) de recherche : Laboratoire Ampère – UMR CNRS 5005 – INSA Lyon

Directeur de thèse: BIDEAUX Eric

Président de jury :

Composition du jury :

Rapporteur·e·s :	BRAUD Caroline, POLYAKOV Andrey
Examinateur·rices·s :	QUEINNEC Isabelle, KOURTA Azeddine, BOREE Jacques
Directeur de thèse :	BIDEAUX Eric
Co-encadrants de thèse :	EBERARD Damien, BRIBIESCA-ARGOMEDO Federico
Invité·e·s :	CASTELAIN Thomas, SESMAT Sylvie