



HAL
open science

Caractérisation et contrôle actif de la traînée aérodynamique d'un corps épais pour différentes hauteurs de garde au sol : application au transport automobile

Baptiste Plumejeau

► **To cite this version:**

Baptiste Plumejeau. Caractérisation et contrôle actif de la traînée aérodynamique d'un corps épais pour différentes hauteurs de garde au sol : application au transport automobile. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Polytechnique Hauts-de-France, 2020. Français. NNT : 2020UPHF0021 . tel-03268431

HAL Id: tel-03268431

<https://theses.hal.science/tel-03268431v1>

Submitted on 23 Jun 2021

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 : 20-20

Année 2020



INSTITUT NATIONAL
DES SCIENCES
APPLIQUÉES
HAUTS-DE-FRANCE

Thèse

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ POLYTECHNIQUE HAUTS-DE-FRANCE ET L'INSA HAUTS-DE-FRANCE

(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur (EDSPI-072)

Université Lille Nord de France

Laboratoire LAMIH CNRS UMR 8201

Institut polytechnique des sciences avancées IPSA

Présentée par

Baptiste PLUMEJEAU

CARACTÉRISATION ET CONTRÔLE ACTIF DE LA TRAÎNÉE AÉRODYNAMIQUE D'UN CORPS ÉPAIS POUR DIFFÉRENTES HAUTEURS DE GARDE AU SOL : APPLICATION AU TRANSPORT AUTOMOBILE

Sous la direction de

Laurent KEIRSBULCK et Sébastien DELPRAT

Soutenue le 19/11/2020, à Valenciennes

Devant le Jury composé de :

Lucien BALDAS	Professeur, Université Toulouse Midi-Pyrénées	<i>Rapporteur</i>
Bérengère PODVIN	CR CNRS, HDR, LIMSI UPR3251, Orsay	<i>Rapporteur</i>
Pierre MELCHIOR	Professeur, INP Bordeaux	<i>Examineur</i>
Jean-Luc HARION	Professeur, IMT Lille Douai	<i>Président</i>
Laurent KEIRSBULCK	Professeur, Université Polytechnique des hauts de France	<i>Directeur de thèse</i>
Sébastien DELPRAT	Professeur, Université Polytechnique des hauts de France	<i>Directeur de thèse</i>
Wafik ABASSI	Enseignant chercheur, Institut polytechnique des sciences avancées	<i>Encadrant (invité)</i>



*"Écris sur le mouvement sous l'eau et tu auras le vol des oiseaux dans
l'air"*

Leonard de Vinci

Architecte, Artiste, Ingénieur, Peintre, Philosophe,
Scientifique, Sculpteur (1452 - 1519)

Table des matières

Remerciements

Avant propos

Introduction	1
1 Vers la réduction de consommation par voie aérodynamique des corps épais	7
1.1 Problématique	7
1.1.1 Efforts aérodynamiques	8
1.1.2 Trainée	9
1.1.3 Sillage de corps épais	10
1.2 Écoulement de sillage	13
1.2.1 Topologie et dynamique	13
1.2.2 Paramètres clés	17
1.2.3 Véhicules réels	20
1.3 Contrôle d'écoulement	22
1.3.1 Voies passives	24
1.3.2 Contrôle actif en boucle ouverte	29
1.3.3 Contrôle avec retour de sortie (boucle fermée)	32
2 Setup et stratégie de contrôle	37
2.1 Modèle simplifié de véhicule automobile : "le corps d'Ahmed"	37
2.1.1 Configuration et moyens de mesure	38
2.1.2 Correction inertielle des mesures de balances	43
2.1.3 Système de contrôle	46
2.2 Démonstrateur instrumenté réel : "la Twingo GT"	48
2.2.1 Équipements embarqués	48
2.2.2 Système de contrôle	50
2.2.3 Configurations d'essais et méthodes de calculs	51
2.3 Techniques de contrôle	54
2.3.1 Idée de base	54
2.3.2 Méthodologie algébrique pour l'estimation des signaux inconnus	56
2.3.3 Stratégie de loi de contrôle par MFC	56

3	Caractérisation topologique et dynamique de l'écoulement de sillage du corps d'Ahmed	59
3.1	Caractérisation du champ de pression induit dans le sillage	59
3.1.1	Positionnement du volet d'équilibrage de pression	59
3.1.2	Étendue du champ de pression longitudinal	61
3.1.3	Évolution volumique du champ de pression	62
3.2	Écoulement bi-stable et paramètre clés	62
3.2.1	Paramètres globaux d'écoulement moyens	62
3.2.2	Phénomène de bi-stabilité	64
3.2.3	Topologie de sillage induisant la bi-stabilité	65
3.3	Caractérisation de la dynamique de sillage	68
3.3.1	Écoulement sous caisse et couche de cisaillement supérieure	68
3.3.2	Interaction des couches de cisaillement latérales	72
3.3.3	Effets de la garde au sol sur les modes globaux	76
4	Contrôle de traînée sur corps d'Ahmed	83
4.1	Choix et caractérisation des actionneurs de contrôle	83
4.1.1	Les micro-blower murata	84
4.1.2	Les couteaux d'air à effet Coanda	86
4.1.3	Caractérisation du jet	87
4.2	Contrôle par forçage continu	88
4.2.1	Soufflage continu et manipulations des centres tourbillonnaires	88
4.2.2	Réduction de traînée par soufflage bilatéral continu	92
4.2.3	Discussions globales	96
4.3	Contrôle en boucle fermée par méthode algébrique	99
4.3.1	Ajustement des actionneurs	100
4.3.2	Étude paramétrique de la commande sans modèle (MFC)	101
4.3.3	Résultats de la MFC	104
5	Contrôle sur véhicule réel (Twingo GT)	109
5.1	Modifications des caractéristiques de la Twingo GT	109
5.1.1	Influence du chargement et de l'angle d'incidence du véhicule	110
5.1.2	Effet de l'obstruction de certaines parties du véhicule sur l'aérodynamique globale	111
5.1.3	Première mesure sur la piste de Clastres (stratégies de mesures)	113
5.2	Influence du dispositif de contrôle	118
5.2.1	Caractérisation du système de contrôle sans activation	118
5.2.2	Aileron perturbateur aérodynamique	121
5.2.3	Résultats du contrôle en écoulement maîtrisé (soufflerie)	124
5.3	Tentatives de contrôle sur route	126
5.3.1	Premiers essais	126
5.3.2	Problèmes rencontrés	127
5.3.3	Conclusion et améliorations envisagées	128
	Conclusions et perspectives	129
	Annexes	133
	Bibliographie	145

Table des figures

1	Augmentation de température annuelle de surface mondiale de 1981(a) et de 2016(b) par rapport à la moyenne de température sur la période de 1981 à 2010. Elle est accompagnée d'une moyenne annuelle de température entre ces deux dates.	1
2	Prévision de la moyenne de température annuelle de surface du globe pour 2070.	2
3	Répartition de l'utilisation de carburant entre les années 1960 et 2011	3
4	Représentation schématique des types de véhicules routiers dans le parc français.	4
5	Évolution du coefficient de trainée au XIXème siècle accompagné d'exemples d'automobiles	5
1.1	Représentation schématique des forces s'exerçant sur un véhicule lors de son avancée dans un écoulement.	8
1.2	Représentation des forces aérodynamiques autour d'un véhicule automobile associé à un repère cartésien	8
1.3	Représentation de l'écoulement autour d'un véhicule automobile.	9
1.4	Représentation schématique d'un écoulement laminaire et turbulent associé au phénomène de décollement de couche limite et de recirculation tourbillonnaire.	11
1.5	Représentation schématique de l'écoulement autour d'un véhicule automobile associé aux phénomènes aérodynamiques de base.	12
1.6	Représentation du laché tourbillonnaire de type Von Kármán(<i>Y. Eulalie [41]</i>).	12
1.7	Explication de l'oscillation de sillage du au décollement de couche limite	13
1.8	a) Représentation des différents types de véhicules et leur part dans le parc automobile français, b) associé à leur modèle géométrique simplifié respectif.	13
1.9	Représentation schématique de l'écoulement a) de type bicorps et c) de type culot droit. La figure b) représente l'évolution du C_D en fonction de l'angle de la lunette arrière α , agrémentée de schémas explicatif (<i>Ahmed et al. [4]</i>) des différents phénomènes physiques impliqués. L'ensemble de ces résultats fait écho aux travaux de <i>H. Choi et al.[28]</i>	14
1.10	Représentation schématique du phénomène de bi-stabilité, associé aux caractéristiques des tourbillons de recirculation	15
1.11	Densités spectrales de puissance de pression à l'arrière du modèle : a) mesurées sur les points médians des bords arrière, b) mesurées sur les angles de la face arrière (<i>R. Volpé et al. [113]</i>).	15
1.12	Coefficient de pression moyen de la face arrière dans le domaine ($C^* = C/W$, $H^* = H/W$). Les lignes pointillées sont $H^* = 0.74$ et $H^* = 1.34$ (<i>M. Grandemange [55]</i>).	17
1.13	Densité de probabilité du gradient du coefficient de pression de la face arrière dans la direction y (a) et dans la direction z (b) en fonction de la garde au sol C^* pour $H^* = 0.74$. Pour $H^* = 1.34$, la même densité de probabilité est tracée pour les directions y (c) et z(d), les intervalles de contour sont de 2 (<i>M. Grandemange [55]</i>).	18

1.14	Champs de vitesse à partir des mesures PIV dans le plan $y = 0$ (gauche) et fonctions de densité de probabilité associées des gradients de pression de base (droite) pour différentes clairances au sol : $C^* = 0.02$ (a), $C^* = 0.05$ (b), $C^* = 0.07$ (c), $C^* = 0.08$ (d), $C^* = 0.09$ (e), $C^* = 0.12$ (f). Les positions des points de séparation et de rattachement indiqués S_b , S_g , R_b et R_g ont été précisément déterminées à partir des champs de vitesse. Les intervalles de contour de la densité de probabilité sont de 10 (<i>M. Grandemange [55]</i>).	19
1.15	Propriétés de référence pour (a) Peugeot 5008, (b) Peugeot Partner et (c) Citroën Berlingo. Distribution de pression de base moyenne $C_p(y^*, z^*$ avec admission d'air ouverte (colonne de gauche) et fermée (colonne de droite) <i>G. Bonnavion et al. [18]</i>	20
1.16	Position des sondes de pressions pour le Peugeot 5008 utilisée dans les travaux de <i>G. Bonnavion et al. [18]</i>	21
1.17	Propriétés de référence pour (a) Peugeot 5008, (b) Peugeot Partner et (c) Citroën Berlingo. Distribution de pression de base moyenne $C_p(y^*, z^*$ avec admission d'air ouverte (colonne de gauche) et fermée (colonne de droite) <i>G. Bonnavion et al. [18]</i>	21
1.18	Panorama des différentes techniques de contrôle d'écoulement existantes selon <i>L.D. Kral et al. [79]</i> et <i>L. Cattafesta et al. [26]</i>	22
1.19	Détails expérimentaux des travaux de <i>D. Barros et al.[10]</i> . (a) Géométrie du corps d'Ahmed et emplacement ($x/H = -1$) du perturbateur fluide dans l'écoulement . La vue arrière indique les prises de pression utilisées sur la surface arrière du corps. (b) Types et disposition des perturbations sous le corps disposées à $x/H = -1$ dans l'écoulement.	24
1.20	Statistiques du champ de vitesse dans le plan de symétrie ($z = 0$). Dans ces vues latérales, l'écoulement vient de gauche à droite. De haut en bas : la moyenne temporelle de la vitesse transversale \bar{v} , ligne de courant dans le plan et les fluctuations de la vitesse transversale $\overline{v'v'}$. De gauche à droite : écoulement de référence et sillages perturbés avec $d = 0.027$ et $d = 0.054$ (<i>D. Barros et al.[10]</i>).	25
1.21	Détails expérimentaux de l'étude de <i>Y. Haffner et al.[60]</i> . (a) Vue de côté de la géométrie du corps d'Ahmed étudié : détail du champ de vision PIV dans le sillage et de la configuration pour les mesures de charges aérodynamiques. (b) Perturbation de l'équilibre de l'écoulement au moyen de cylindres de diamètre d situés dans la couche limite supérieure ou inférieure.	26
1.22	Topologies de sillage non contrôlé selon la localisation de la perturbation du cylindre. (a) Perturbation dans la couche limite supérieure. (b) Écoulement naturel non perturbé. (c) Perturbation de la couche limite inférieure. En haut, de gauche à droite, sont respectivement représentés, la moyenne temporelle de la distribution de C_p à l'arrière, les fluctuations de C_p et la distribution de probabilité du gradient de Pression de la face arrière $P(\delta_{pz}, \delta_{pz})$. En bas, les champs de vitesse verticale moyenne sont représentés : les flèches représentent le mouvement d'entraînement principal formant la région de recirculation. <i>Y. Haffner et al.[60]</i>	26
1.23	Représentation Schématique de générateurs de vortex sur le toit d'une voiture, et des tourbillons générés représentés en rouge.	27
1.24	Résumé schématique des principaux moyens de contrôle par déflecteurs sur le corps d'Ahmed issus de <i>H. Choi et al.[28]</i>	28
1.25	Représentation schématique de la position des actionneurs de type soufflage d'air utilisé dans les travaux de <i>S. Edwige et al.[38]</i>	30
1.26	Variation du coefficient de général $\Delta C_B = C_B - C_{B0}$ par rapport au coefficient de débit C_q (a) et au rapport de vitesse de soufflage C_u (b) (<i>M. Lorite-Diez et al.[89]</i>).	31
1.27	Résumé schématique des principaux moyens de contrôle passifs (a) flaps, b) générateur de vortex, c) perturbateurs cylindrique, d) arête adoucie et f) générateur de cavités) et actif utilisé (e) soufflage aux arêtes) sur le corps d'Ahmed, répertoriés dans la littérature.	35
2.1	Représentation schématique de la maquette du corps d'Ahmed, utilisée dans cette étude. Les symboles "●", représentent les sondes de pressions in-stationnaires, alors que les "+", représentent les sondes de pressions stationnaires. Ce schéma est agrémenté des plans PIV, représentés par "■", utilisés lors de cette étude.	38

2.2	Représentation schématique de la soufflerie subsonique du LAMIH, avec la veine d'essais représentée en rouge et le sens de l'écoulement représenté avec les flèches blanches.	39
2.3	Représentation du boîtier Dewesoft Sirius utilisé pour les essais	40
2.4	Représentation schématique de la configuration PIV sur le corps d'Ahmed. Le plan "■" représente le plan laser alors que le plan "■" représente le champ de la caméra. Le plan "■" représente l'intersection de ces deux derniers, où nous effectuons les mesures PIV.	41
2.5	Représentation du système de déplacement en configuration sonde de Kiehl.	41
2.6	Représentation schématique des positions des mesures CTA sur la face arrière du corps d'Ahmed ("•").	42
2.7	Schéma du principe dynamique de l'étude dans le plan xy.	43
2.8	Représentation des mesures faites à différentes impulsions de forces pour F_0 et $2F_0$	44
2.9	Représentation des mesures faites sur la traînée à 10 m/s (a) et sur la dérive à 20 m/s (b).	45
2.10	Représentation de l'action du filtre Matlab Filtfilt sur un signal.	45
2.11	Représentation d'un dispositif de soufflage pour (a) le cas de soufflage à 0° et (b) le cas de soufflage à 45° . La plaque déviant le jet à 45° est représentée par "■".	46
2.12	Photo de la speedgoat utilisée pendant ces travaux.	47
2.13	Représentation schématique (vue de dessus) de la configuration de contrôle montée sur le corps d'Ahmed. Les "■" représentent les couteaux d'air, alors que les "■" représentent les capteurs de retour d'état (capteur de pressions). Le parcours en blanc représente le parcours d'air pressurisé.	47
2.14	Représentation de l'aileron actif avec a) le corps principal de l'aileron, b) le bloc actif avec les couteaux d'air et c) le montage final.	48
2.15	Représentation des différents systèmes utilisés sur la Twingo GT. a) Entrée d'air du compresseur, b) Aileron actif, c) Scanner de pression, d) Compresseur d'alimentation d'air de l'aileron, e) Électronique embarquée et f) Bombonnes d'air pressurisées	49
2.16	Photo de l'intérieur du compresseur et des 6 pistons à géométrie variable qui le composent.	49
2.17	Représentation schématique du système utilisé sur la Twingo GT, avec w la mesure de sortie à l'aide des sondes de pressions et du scanner, b le signal de contrôle envoyé aux électrovannes et au vérin électrique de l'aileron. Les traits en pointillé (- -), représentent le parcours de l'air pressurisé et les traits pleins (-) représentent le câblage électronique.	51
2.18	Photo de la Twingo GT du LAMIH installé dans la soufflerie S10 à Paris.	52
2.19	Installation de la twingo GT dans la soufflerie S2A pour l'équilibrage sur la balance aérodynamique.	53
2.20	Photo de la Twingo GT sur la piste de Clastres lors des essais préliminaires en conditions réelles.	53
2.21	Vue aérienne du complexe du circuit de Clastres. Les deux lignes droites centrales représentent les deux portions les plus longues de plus de 1600 m de long.	54
2.22	Schéma détaillé de contrôle sans modèle ultra-local pour une dynamique de sortie spécifique y_m . κ représente le contrôleur de rétroaction en boucle fermée.	55
2.23	Structure de contrôle proposée.	57
3.1	Étude de l'influence de l'angle du déflecteur de la table sur les pressions du sillage obtenues avec les sondes de Kiehl, pour $U_\infty = 20 \text{ m/s}$. La colonne de gauche représente l'angle d'incidence du déflecteur étudié avec la position des sondes de Kiehl. La colonne de droite représente la mesure de chaque sonde de Kiehl associée à chaque valeur d'angle d'incidence.	60
3.2	Mesures de pression statique dans le sillage pour $Re_h = 2.86 \times 10^5$ et $g/w = 0.154$ (a) Isosurface du coefficient de pression nul, (b) Contours de la pression statique dans le plan y-z. Les lignes continues en noir et blanc font référence aux valeurs positives et négatives de C_p , respectivement, avec un intervalle de contour de 0.1. Les minima du coefficient de pression moyen sont représentés par les deux flèches blanches.	61
3.3	Fichier PIV moyenné en temps dans le plan horizontal.	62

3.4	Coefficient de traînée global C_D ("○" pour $w/h \approx 1.350$ et "□" pour $w/h \approx 1.178$), et coefficient de succion C_b ("⊕" pour $w/h \approx 1.350$ et "⊗" pour $w/h \approx 1.178$) en fonction de Re_h en accord avec le tableau 1.1 et avec les mesures de $g/w = 0.154$, de cette étude (cf. tableau 3.1). La sous-figure montre les coefficients actuels de traînée globale et de succion de base par rapport à la garde au sol g/w . Les données de G. Bonnavion et al.[19] et de M. Grandmange et al. [55] sont également ajoutées. Les flèches noires mettent en évidence les valeurs de traînée minimale.	63
3.5	a) Historique temporel et fonction de densité de probabilité (PSD) du gradient de pression horizontal $\partial C_p / \partial y^*$ et du coefficient de force latérale C_y pour $g/w = 0.154$ et $Re_h = 2.86 \times 10^5$, b) #N et c) #P associés aux champs de vitesse de moyenne conditionnelle ($U_{\#P} = (u \partial C_p / \partial y^* > 0$ ou $C_y < 0)$). La croix blanche indique le point de recollement des deux tourbillons principaux du sillage, tandis que les "○" indiquent les centres tourbillonnaires. Les "□" et "●" indiquent l'emplacement des sondes de pression.	64
3.6	Champs de vitesse RMS normalisés par la vitesse d'écoulement libre avec les lignes de courant moyennées en temps à partir des mesures PIV, pour différents nombres de Reynolds Re_h et pour différentes gardes au sol g/w . La ligne "—" représente la ligne de séparation moyenne. Le symbole "●" représente la localisation verticale de la vitesse nulle (prise à $x/h = 0.02$). La ligne de courant sélectionnée et représentée à l'aide de la ligne "—" montre le comportement de l'écoulement sous caisse pour chaque cas représenté. La figure représentée en haut à droite montre les profils des vitesses de l'écoulement sous caisse normalisés (extraits des clichés PIV), utilisés pour calculer le coefficient U_S^* , reportés dans le tableau 3.2	66
3.7	Clichés PIV instantanés d'intensité de vitesse normalisés dans le plan central x-z montrant l'évolution des structures d'écoulement. Un filtrage POD (conservant les 300 premiers modes) est appliqué. Afin d'avoir une idée du comportement de l'écoulement sous caisse, la ligne de courant moyenne sélectionnée, représentée par "—", à la figure 3.6 est également reportée dans cette figure. S_{VC} et M_{VC} indiquent les positions fixes et mobiles des centres tourbillonnaires.	69
3.8	Champs de corrélation spatio-temporels pression/vitesse, R_{up} , calculés entre les champs de vitesse PIV et les capteurs de pression de paroi s_{17} et s_{19} dans le plan médian vertical pour a) $g/w = 0.063$, b) $g/w = 0.100$ et (c) $g/w = 0.154$ à $Re_h = 2.86 \times 10^5$	71
3.9	Profils de R_{up} et de R_{vp} suivant le tracé de la ligne "—" de la figure 3.8 pour les trois cas g/w présentés précédemment, et pour les deux capteurs (a) s_{17} et (b) s_{19}	72
3.10	Emplacements des centres tourbillonnaires pour les états #P et #N en utilisant le critère Γ_1 proposé par L. Graftieaux et al. [53] . Les moyennes conditionnelles temporelles selon les états sont également reportées pour clarifier les états selon les lignes de courant.	72
3.11	Clichés PIV instantanés de vitesse normalisées dans le plan médian x-y montrant l'évolution des instabilités de la couche de cisaillement co-rotative correspondant à l'état #N. Le temps entre les images successives est, $t = 14h/U$. Un filtrage POD (conservant les 300 premiers modes) est appliqué.	73
3.12	Corrélations spatio-temporelles des mesures de pressions et de vitesses, R_{up} , calculées avec les champs PIV, a) Dans le plan médian vertical et la sonde de pression s_{13} , b) Dans le plan médian transversal et la sonde de pression s_6 , respectivement pour $g/w = 0.063$ and $g/w = 0.154$ à $Re_h = 2.86 \times 10^5$	74
3.13	Pour le cas où $g/w = 0.154$, a) Comparaisons des spectres de cohérences vitesse-pression, b) Corrélation de pression, $R_{p_i.p_j}(\tau^*)$, c) pour les sondes $p_{13.u_4}$, d) $p_{6.u_3}$ et $p_{1.u_3}$ e) Historiques de pressions de paroi normalisés.	75
3.14	Spectres de vitesse dans le sillage aux positions 2 et 5 (cf. tableau 3.3) pour $g/w = 0.063$ et $g/w = 0.154$ à $Re_h = 1.43 \times 10^5$ ("—"), $Re_h = 2.86 \times 10^5$ ("—") et $Re_h = 4.29 \times 10^5$ ("—"), obtenus à l'aide de mesures au fil chaud.	77
3.15	Spectre de pression à $Re_h = 2.86 \times 10^5$ pour les trois g/w étudiés.	77
3.16	Diagramme d'énergie d'ondelette, $\ c(s, \tau)\ ^2$, obtenu pour le capteur de fil chaud 2 situé sur le côté droit du sillage du corps d'Ahmed tel que défini dans figure 3.12 . La plage de temps choisie est arbitrairement sélectionnée, mais elle est représentative de l'ensemble du temps d'acquisition.	79

3.17	Représentation schématique de l'interprétation proposée pour le principe de lâcher tourbillonnaire préférentiel dans le cas du mode bi-stable (WSB) $\#P$ et mécanisme de lâcher tourbillonnaire proposé pour une configuration stable de l'écoulement.	79
4.1	(a) Caractéristiques générales de l'actionneur, (b) Coupe transversale du micro-blower associée au parcours du fluide (représenté par les " \Rightarrow ").	84
4.2	Représentation schématique de la maquette du corps d'Ahmed, avec le dispositif de contrôle, utilisée dans cette étude. Ce schéma précise l'emplacement des sorties d'air générées par les micro-blower (Murata) représentées par les symboles " \bullet ".	85
4.3	(a) Vitesse maximale en fonction de la tension d'alimentation (signal carré avec $f_a = 1 Hz$ et un DC de 50 %) pour un jet continu (" \bullet ") et pour un jet pulsé (" \circ "). V_0 indique la tension d'alimentation minimale requise pour l'activation de l'actionneur. (b) Exemple de réponse de la vitesse de l'actionneur pour un signal de tension d'entrée complexe $V_e = \cos(T) + \cos(2T)$. " $—$ " indique la tension d'entrée V_e et " $---$ " indique la vitesse de jet U_{jet} . T indique la période des signaux. <i>C. Chovet [30]</i>	86
4.4	Représentation schématique du corps d'Ahmed équipé des couteaux d'air et des positions des plans PIV représentés par " \blacksquare ". Une coupe transversale montre la composition du dispositif de soufflage par effet Coanda, ainsi que les modifications apportées pour faire varier l'angle θ_j . Un instantané PIV a été ajouté afin de montrer les deux centres tourbillonnaires principaux du sillage (structures A et B). La vitesse tangentielle, V_T , en proche paroi, a également été indiquée. Les différentes couleurs représentent la norme de la vitesse.	86
4.5	Caractérisation en pression, à l'aide de la sonde de Kiehl de la nappe d'air générée par les couteaux d'air. Les différents niveaux de couleurs représentent les différents niveaux de pression.	87
4.6	Mesure de vitesse au tube de Pitot dans la direction latérale du corps d'Ahmed. La ligne " $---$ " représente la valeur maximale moyenne de la nappe de vitesse. La sous figure représente les détails de la mesure.	87
4.7	Exemple de configurations de soufflage continu, sans écoulement externe pour $U_{jet} = 8 m/s$. La carte de couleur indique le niveau de vitesse RMS. Soufflage à $\theta_j = 45^\circ$ (a) Côté gauche, (b) Bilatéral. Soufflage à $\theta_j = 90^\circ$ (c) Côté gauche, (d) Bilatéral.	89
4.8	Vue d'ensemble des lignes de courant moyennées en temps pour différentes configurations de soufflage (angle d'injection de 45°) avec une vitesse d'écoulement externe $U_\infty = 20 m/s$. La carte de couleur indique le niveau RMS. Un écoulement naturel sans soufflage (a) est mis en référence avec un soufflage bilatéral pour (b) $V_R = 0.3$, (c) $V_R = 0.4$, (d) $V_R = 0.5$. Un état $\#N$ naturel sans soufflage (e) est mis en référence avec un soufflage unilatéral pour (f) $V_R = 0,3$, (g) $V_R = 0,4$, (h) $V_R = 0,5$. L'emplacement des centres tourbillonnaires est indiqué par les symboles " \circ ".	90
4.9	Vorticité, Ω_z , en fonction de la position des centres tourbillonnaires dans le sens y/h . Les symboles " \bullet " représentent le soufflage continu orienté à 90° , alors que les symboles " \bullet " représentent le soufflage continu orienté à 45°	90
4.10	Positions moyennes des centres tourbillonnaires, pour un soufflage continu sur le a) côté droit (" \circ "), b) des deux côtés (" Δ "), c) côté gauche (" \square "). Les symboles rouges désignent le cas de référence sans soufflage (les positions des centres tourbillonnaires $\#N$ et $\#P$ sont utilisées à la place des positions moyennes des centres tourbillonnaires pour la comparaison avec le soufflage stable gauche et droit). Les symboles bleus désignent la position des centres tourbillonnaires obtenus à partir des mesures de champs PIV à $\theta_j = 45^\circ$ pour les différents rapports V_R dans la gamme de 0.3 à 0.5.	91
4.11	Coefficient de traînée, C_D , en fonction du rapport de vitesse, V_R pour 45° (symboles noirs) et 90° (symboles bleus) en soufflage continu. Les symboles " \circ " et " \bullet " désignent le soufflage du côté droit, les symboles " \square " et " \blacksquare " désignent le soufflage du côté gauche et les symboles " Δ " et " \blacktriangle " désignent le soufflage bilatéral. La ligne " $---$ " indique le cas de référence sans soufflage.	92
4.12	Évolutions temporelles des coefficients de la force latérale C_y et de traînée C_D avec différentes séquences de contrôle pour des rapports de vitesse, " $\textcircled{1}$ " $V_R = 0.25$, " $\textcircled{2}$ " $V_R = 0.35$ et " $\textcircled{3}$ " $V_R = 0.50$. La ligne " $---$ " indique le cas de référence sans soufflage et la ligne " $---$ " correspond au cas de contrôle.	94

4.13	Carte de sensibilité, pour un angle d'injection $\theta_j = 90^\circ$, correspondant au maximum de la densité de probabilité du gradient de pressions de la face arrière du corps d'A Ahmed (a) g_y et (b) g_z en fonction de V_R , (c) Signal temporel du gradient de pression pour $V_R = 0.4$. Les symboles "✖" représentent le cas de référence sans contrôle.	95
4.14	Profils de vitesse d'écoulement transversale de la face arrière du corps d'A Ahmed. "—" représente le cas de référence d'écoulement moyen de la face arrière avec une vitesse d'écoulement extérieure $U_\infty = 20/ms$. Les courbes "—" et "—" représentent, respectivement, les soufflages continus à 45° et à 90° sans écoulement extérieur, pour $V_R = 0.3$. Les courbes continues sont liées au soufflage bilatéral alors que les courbes "- -" et "- -" sont corrélées au soufflage unilatéral droit.	96
4.15	Schéma du principe du modèle de structures tourbillonnaires.	97
4.16	Domaine de simulation et domaine physique d'un champ de vitesse d'écoulement correspondant au cas de soufflage bilatéral à $V_R = 0.4$ (Centres tourbillonnaires à $x_i/h = 0.4$, $y_i/h = \pm 0.4$ dans le domaine physique).	98
4.17	Estimation de la variation du coefficient d'aspiration à partir du modèle de structure tourbillonnaire potentiel de base. Aucun cas de contrôle (la courbe "—" fait référence à la configuration #N et la courbe "—" représente les valeurs moyennes sur une période bistable). "—" désigne le cas de soufflage bilatéral (configuration symétrique sans bi-stabilité).	99
4.18	Génération de signaux binaires à l'aide du PWM.	100
4.19	(a) Évolution temporelle du signal ΔC_y ("—") et du filtrage à décalage de phase nul ("—") ainsi que de l'objectif de contrôle ("—") (b) Évolution temporelle de ΔC_p avec les mêmes autres signaux associés.	101
4.20	Évolution temporelle du signal ΔC_y en fonction des cas répertoriés dans le tableau 3.2 . La courbe "—" représente la fonction que le contrôle doit suivre.	103
4.21	Mesure du signal de retour ($y(t)$) et d'une trajectoire prédéfinie à suivre, représentée par "—". La commande générée par l'actionneur ($b(t)$), ainsi que l'estimation faite par le filtre du contrôle ($\hat{F}(t)$) ont également été représentées.	104
4.22	Mesure du signal de retour ($y(t)$) et d'une trajectoire prédéfinie à suivre, représentée par "—". La commande générée par l'actionneur ($b(t)$), ainsi que l'estimation faite par le filtre du contrôle ($\hat{F}(t)$) ont également été représentées.	105
4.23	(a) Cartographie de C_p pour #N. (b) le contrôle actif/réactif par MFC (c) et pour #P. (d) Évolution temporelle du rapport $r = (s_6 - s_1)/(s_1 + s_6)$, avec une phase de contrôle par MFC débutant à l'instant $t=0$ (" - -") pour $Re_h = 2.86 \times 10^5$. (e) Densité de probabilité du rapport r , pour le cas sans contrôle ("—") et le cas contrôlé ("—"). Les lignes horizontales " - -" représentent les deux états #N et #P.	107
5.1	Étude de dépendance à la vitesse de nos mesures de $S.C_x$	109
5.2	Mesure de $S.C_x$ en fonction du dérapage du véhicule pour les trois cas de charges représentés dans la légende. Le \circ , \circ et le \circ représentent les cas de charge définis dans le tableau 5.1 , respectivement.	110
5.3	Représentation des différents cas de charge répertoriés dans le tableau 5.1 avec a) chargement max à l'avant b) chargement max à l'arrière et c) photo d'ensemble.	111
5.4	Mesure de $S.C_x$ en fonction des cas étudiés répertoriés dans le tableau 5.2 . a) obstruction partielle de l'aileron, b) obstruction totale de l'aileron, c) obstruction totale de l'aileron avec un perturbateur aérodynamique sur celui-ci, d) perturbateur sur les côtés du hayon arrière, e) disposition des flaps latéraux sur les côtés du hayon arrière, f) véhicule sans aileron initial et g) obstruction de la calandre du moteur.	113
5.5	Exemple de données recueillies avec la portion de données sélectionnée représentée entre les lignes "—" et "—".	114
5.6	a) Altitude en fonction de la distance normalisée $d(t)$. b) Variation angulaire de la route estimée pendant l'ensemble des essais avec la moyenne associée représenté par "—".	115
5.7	Exemple de données recueillies par les dispositifs de mesures, sur deux essais consécutifs correspondant à un aller et un retour sur la piste de Clastres.	116

5.8	Localisation des deux positions propices au contrôle d'écoulement, avec "①" la partie haute du hayon faisant référence au cas 6 et 8 du tableau 5.2 , et "②" la partie basse du pare choc arrière où l'écoulement de sous bassement rentre en interaction avec le sillage.	117
5.9	Mesure de maître couple pour trois positions d'aileron. a) Position basse, b) position à mi-course du vérin et c) position haute (course maximale du vérin).	118
5.10	Mesure de maitre couple avec une représentation de la photo réelle puis découpée et calculée par Matlab.	119
5.11	Etude de dépendance au nombre de Reynolds de notre configuration d'essais avec, a) mesure du $S.C_x$ en fonction de la vitesse, b) représentation du C_x et C_y et C_z en fonction de la vitesse, c) représentation des différents coefficients de portance pour l'avant ($S.C_{z_{av}}$) et l'arrière ($S.C_{z_{ar}}$) du véhicule. d) coefficient de suction C_b en fonction de la vitesse.	120
5.12	Cartographie de C_p de la face arrière de la voiture moyennée sur une période courte, pour $C_{VE} = 0.4$	121
5.13	Mesure de $S.C_x$ et de C_b en fonction de la course du vérin C_{VE} modulant l'angle d'incidence de l'aileron. Le symbole "●" représente le point critique ou le coefficient $S.C_x$ est le plus bas.	121
5.14	(a) Cartographie de $\overline{C_p}$ conditionnée pour $\#N$. (b) Cartographie de $\overline{C_p}$ conditionnée pour $\#P$. (c) Évolution temporelle du rapport $r = (p_B - p_A)/(p_A + p_B)$ entre les points A et B en bleu, pour une vitesse $U_\infty = 110 \text{ km/h}$. (d) Densité de probabilité du rapport r , avec les deux états $\#N$ et $\#P$ représentés par les lignes horizontales "- -".	122
5.15	Dans le cas des mesures en condition de dérapage entre une valeur de -10° à 10° par pas de 2.5° : a) Mesure de $S.C_x$, b) Mesure de C_y et c) Mesure de $S.C_z$, $S.C_{z_{av}}$ et $S.C_{z_{ar}}$. Les symboles "●", "▲", et "⊕" représentent les valeurs des coefficients aérodynamiques où le coefficient $S.C_x$ est le plus bas.	123
5.16	(a) Cartographie de pression moyennée conditionnée pour un soufflage continu. (b) cartographie de pression moyennée conditionnée pour l'état préférentiel (c) évolution temporelle du rapport $r = (p_B - p_A)/(p_A + p_B)$ entre les points A et B en rouge avec le signal d'activation (U_{jet}) couplé à la pression du réservoir P_T pour une vitesse $U_\infty = 110 \text{ km/h}$. (d) Densité de probabilité du rapport r , avec les deux états <i>Soufflage continue</i> ("—") et <i>Etat préférentiel</i> ("—") représentés par les lignes horizontales "- -".	125
5.17	Cartographie de $\overline{C_p}$ de la face arrière de la voiture moyennée en temps sur l'ensemble du signal.	125
5.18	Parcours de la Twingo GT lors des tests sur route.	126
5.19	(a) Cartographie de $\overline{C_p}$ conditionné pour U_{left} ($\overline{C_p} U_{left} = 1$). (b) Cartographie de $\overline{C_p}$ conditionné pour U_{right} ($\overline{C_p} U_{right} = 1$). (c) évolution temporelle du rapport $r = (p_B - p_A)/(p_A + p_B)$ entre les points A et B en rouge avec le signal d'activation (U_{left} et U_{right}) couplé à la pression du réservoir P_T pour une vitesse $U_\infty = 110 \text{ km/h}$. (d) Densité de probabilité du rapport r	127

Liste des tableaux

1	Comparaison des différents acteurs de la montée des eaux mondiales	2
2	Part d'émission de gaz à effet de serre de différents types de véhicules terrestres.	3
3	Limites tolérées des émissions de polluants, exprimées en mg/km, pour les différentes normes Euro.	5
4	Stratégie d'étude mise en place pour cette thèse.	6
1.1	Ensemble de données sur le corps d'Ahmed trouvé dans la littérature. w/h et g/w indiquent respectivement le rapport d'aspect du corps et le rapport de garde au sol.	16
1.2	Etudes portées sur des véhicules réels référencées dans la littérature.	20
2.1	Résumé synthétique des mesures effectuées sur le démonstrateur instrumenté.	54
3.1	Épaisseur de la couche limite supérieure et latérale par rapport aux nombres de Reynolds avec les valeurs correspondantes de C_b et C_D . Les symboles utilisés sont les mêmes que dans la figure 3.4 pour $g/w = 0.154$	62
3.2	Cas d'étude pour $w/h = 1.346$ (scale 0.7).	65
3.3	Fréquences des modes globaux oscillant par rapport aux différentes gardes aux sols et aux positions des sondes.	76
4.1	Paramètres de soufflage continu extraits des mesures PIV actuelles.	88
4.2	Étude du paramètre alpha.	102
4.3	Résumé des résultats du contrôle en boucle fermée.	106
5.1	Cas de chargement de la Twingo GT lors des essais dans la soufflerie S10.	110
5.2	Cas d'obstructions géométriques sur la Twingo GT lors des essais en S10.	112
5.3	Résumé des résultats de variation de l'angle d'incidence α de l'aileron.	121

Remerciements

J'ai toujours su qu'un projet, tel que cette thèse, ne pouvait se réaliser seul. Maintenant que ce projet est passé, plus vite que je ne l'aurais imaginé, je pense que le partage et l'accompagnement scientifique que j'ai pu recevoir ont joué un rôle crucial pour mener ce projet à bien. Ces remerciements me permettent de témoigner, à l'ensemble des personnes qui m'ont accompagné pendant ces trois ans, une immense gratitude.

Dans un premier temps, je tiens à témoigner tous les remerciements dont je peux faire preuve à mes deux directeurs de thèse, **Laurent KEIRSBULCK** et **Sébastien DELPRAT**, pour le temps qu'ils ont passé à me former, m'apprendre et m'indiquer les différentes voies qu'il fallait suivre pour obtenir les résultats que nous avons aujourd'hui. Leurs expertises sans faille fut une réelle source d'inspiration et d'apprentissage tout au long de ces trois années, et ce fut un honneur de partager cette expérience avec eux. J'aimerais également en profiter pour remercier **Wafik ABASSI**, enseignant chercheur à l'IPSA et encadrant de cette thèse, pour avoir su m'accompagner et m'aider dans la réalisation de mon monitorat pendant ces trois années. Par la même occasion, je tiens à remercier l'IPSA, pour la confiance dont ils ont fait preuve à mon égard, notamment à travers le financement intégral de cette thèse, sans quoi je ne serais pas ici aujourd'hui.

Je tiens particulièrement à remercier **Bérengère PODVIN** et **Lucien BALDAS**, rapporteurs de cette thèse, pour leurs expertises de mon manuscrit. Un grand merci également à **Jean-Luc HARION** de faire partie du jury de thèse notamment, pendant cette période de pandémie de Covid-19...

J'aimerais remercier chaudement l'ensemble de l'équipe du LAMIH composant les effectifs des bâtiments Grommaire et Malvache pour leur accueil, leur soutien et les bons moments que nous avons passé ensemble, notamment lors de nos inoubliables pauses café. Un grand merci à tous mes collègues doctorants, pour les soirées incroyables passées avec vous. Je repense vaguement à un certains saladiers de chips où à certaines parties de bière pong (les concernés se reconnaîtront). Un grand merci à **Maxence RENAUX** et à **Bruce INDURAIN** pour avoir été là dans les bons moments comme dans les plus difficiles, et de m'avoir soutenu et tant apporté !

Je tiens également à remercier l'équipe qui m'a encadré sur l'ensemble de mes essais. Je pense bien sur à **Marc LIPPERT** que je tiens à remercier pour avoir su m'apprendre l'utilisation globale d'une soufflerie dans toutes ses formes (moyens de mesures, ...). Mais je tiens également à remercier **Sébastien PAGANELLI** pour ses connaissances et ses idées ingénieuses pour les modifications de la voiture. Et comme tu le dis si bien je finis le boulot et je me tire !

Enfin je voudrais remercier mes parents pour m'avoir soutenu durant toutes ces années. Merci à vous d'avoir participé à la réalisation de mes rêves et je suis fier de dire que sans vous je ne serais rien.

Avant propos

Dans un premier temps, je souhaiterais parler du contexte régional associé à cette thèse. La région des Hauts de France est de longue date ancrée dans le domaine du transport, de part sa situation socioéconomique. De nombreuses structures scientifiques participent à l'amélioration continue dans ce domaine. Nous pouvons citer :

- Le projet ELSAT 2020, Écomobilité, Logistique, Sécurité et Adaptabilité dans les transports à l'horizon 2020. Ce projet vise à repousser les limites du transport intelligent et respectueux de l'environnement. Notamment soutenue par l'État et la région au travers du CPER 2015-2020, l'union européenne a également décidé de s'y investir via les fonds européens de développement régional.
- La FR TTM étant la fédération française de la recherche du transport terrestre et de la mobilité (FR CNRS n ° 3733). Cette fédération permet le regroupement des acteurs principaux du domaine des transports associés à la recherche, dans le but d'unir leurs efforts pour répondre aux appels régionaux, nationaux et européens et lever certains verrous scientifiques majeurs.

Dans ce contexte scientifique, le consortium "Contraéro"¹ apporte des solutions d'amélioration des performances dans le domaine des transports et du contrôle d'écoulement. Des aspects clés, tels que les mécanismes d'actionnement et les algorithmes de contrôle d'écoulement, ont largement été analysés pour différentes configurations. La gamme des capacités de contrôle (conventionnelles) en boucle fermée utilisées par la mécanique des fluides atteint ses limites et nécessite un apport de nouvelles stratégies de contrôle performantes issues de l'automatique. Dans ce cadre, cette thèse vise à concrétiser une collaboration entre les départements de mécanique et d'automatique du LAMIH (Laboratoire d'automatique, de mécanique et d'informatique industrielles et humaines) autour du thème du contrôle d'écoulement. Ce travail a permis de mettre en place un contrôle d'écoulement opérationnel sur une maquette (corps d'Ahmed) et de développer un démonstrateur réel instrumenté (Twingo GT) pour effectuer des mesures autonomes en conditions réelles. L'originalité de ce projet réside dans l'utilisation des connaissances multidisciplinaires pour le contrôle aérodynamique de la traînée, en partant de la preuve de concept (TRL bas) vers le cas réel sur route (TRL élevé).

1. <http://contraero.univ-lille1.fr/>

Introduction

Cette étude rentre tout naturellement dans le cadre de la problématique de pollution environnementale, qui est au cœur des problématiques actuelles et de plus en plus médiatisée, notamment avec les événements actuels (pandémies du Covid-19). L'arrêt de l'activité humaine pendant le confinement a montré un lien de cause à effet sur la pollution mondiale.

Contexte d'étude : Un constat environnemental inquiétant

En effet, depuis plusieurs années, l'ensemble de la communauté scientifique met en garde nos dirigeants sur le réchauffement climatique. Ils mettent en avant la nécessité, immédiate, de modifier notre mode de vie. Ils font le constat d'une augmentation importante de la température à la surface du globe et la corrélient avec l'activité humaine. Au cours du *XX^{ième}* siècle, la température moyenne à l'échelle mondiale a augmenté, comme l'illustre la [figure 1](#). Cette figure montre la variation de température de 1981 ([figure 1 a\)](#)) et de 2016 ([figure 1 b\)](#)) en ayant retiré la moyenne de température entre 1981 et 2010. Nous voyons bien que les températures ont augmenté d'environ 0.6°C . Cette tendance d'évolution ne va pas en diminuant sur les années futures.

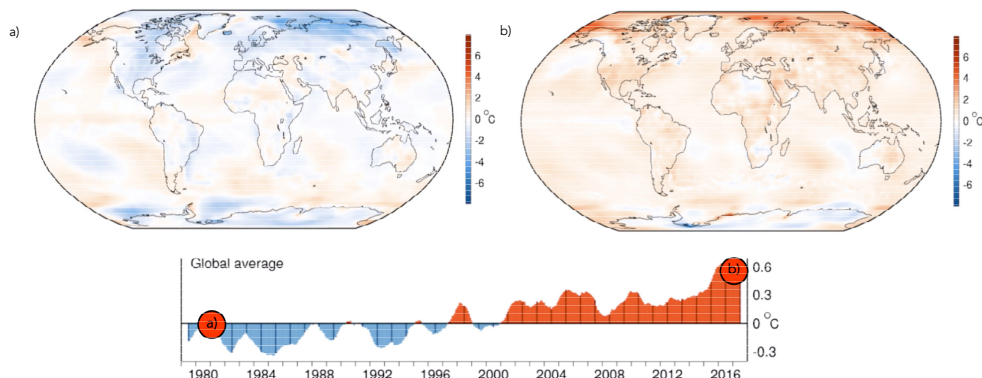


FIGURE (1) Augmentation de température annuelle de surface mondiale de 1981(a) et de 2016(b) par rapport à la moyenne de température sur la période de 1981 à 2010. Elle est accompagnée d'une moyenne annuelle de température entre ces deux dates.

Au travers de modèles climatiques numériques, les scientifiques démontrent que l'augmentation de température pourrait atteindre des valeurs comprises entre $+3^{\circ}\text{C}$ et $+6^{\circ}\text{C}$ d'ici la fin de notre siècle. Un scénario envisagé ([Climate change 2007 : Synthesis Report \[1\]](#)) issu de ces modèles est illustré à l'échelle planétaire, sur la ([figure 2](#)), et ne tient pas compte d'une volonté de réduction d'émission de CO_2 .

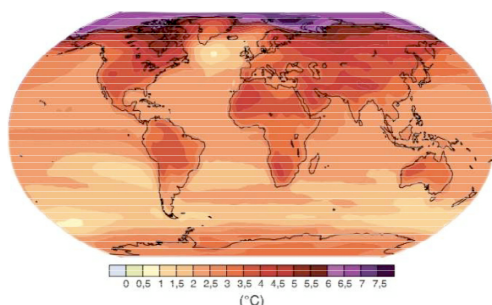


FIGURE (2) Prédiction de la moyenne de température annuelle de surface du globe pour 2070.

Ces prévisions montrent une hausse de la température générale du globe avec un pic localisé au pôle nord, où elle est la plus forte. Une augmentation à cet endroit fera fondre la calotte glaciaire et augmentera ainsi la hauteur de nos océans. Ceux-ci se sont élevés de 25.25 cm depuis 1880, et de 6.74 cm depuis l'an 2000. Cette tendance ne fait que s'accélérer avec le temps, et les scientifiques prévoient une augmentation globale de 74 cm d'ici 2100. La première cause est la fonte des glaciers, mais aussi

la dilatation thermique de l'eau qui, plus chaude, augmente son volume. Au $XX^{ième}$ siècle, le niveau des mers a augmenté d'environ 2 mm par an et de 1990 à 2015, il a atteint le rythme relativement constant d'un peu plus de 3 mm par an. Désormais, depuis 2015 cette évolution a atteint le rythme de 4,8 mm par an. La contribution à l'augmentation du niveau de la mer depuis 1993, est représentée dans le [tableau 1](#) avec un volume total des glaces continentales estimé à 32 millions de km^3 , réparti essentiellement sur l'Antarctique :

- **Antarctique** : 29 millions de km^3
- **Groenland** : 2,5 millions de km^3
- **Autres glaciers** : 0,2 millions de km^3

La surface des océans représente à peu près 70 % de la surface terrestre. Si nous prenons le rayon terrestre égal à $R_{terre} = 6370 km$, nous pouvons en déduire la surface terrestre :

$$S_{totale} = 4 \times \pi \times 6370^2 \quad (1)$$

$$S_{totale} \simeq 5.10 * 10^8 km^2 \quad (2)$$

C'est-à-dire 357 millions de km^2 , en ne prenant en compte que les 70%. Donc, si tous les glaciers continentaux fondaient, les 30 millions de km^3 de glaces élèveraient le niveau de la mer de 0,084 km, soit à peu près de 84 mètres.

TABLE (1) Comparaison des différents acteurs de la montée des eaux mondiales

Source	Part dans l'augmentation du niveaux des océans
Dilatation thermique de l'eau	42%
Fonte des glaciers continentaux	21%
Fonte des glaciers du Groenland	15%
Fonte des glaciers de l'Antarctique	8%

Une consommation toujours plus grande

Ce réchauffement climatique est corrélé à notre consommation énergétique qui devient de plus en plus importante, notamment pour les pays émergents. D'après [J. Lamy \[81\]](#), si nous comparons notre consommation actuelle avec celle de 1970, nous avons une augmentation de plus de 80 % de nos dépenses énergétiques. Malgré une forte augmentation, celle-ci tend à se stabiliser à une valeur de 1.6 % par an en moyenne. D'après les experts, les pays émergents seront responsables à 66 % de cette évolution constante.

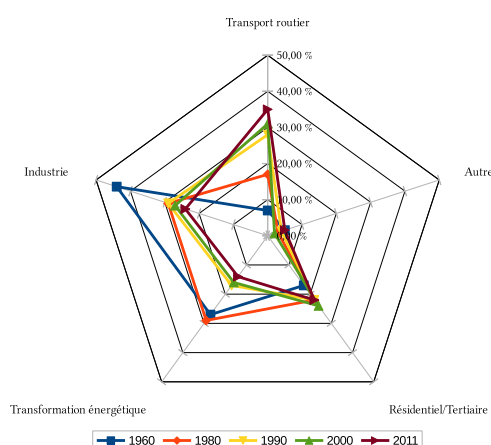


FIGURE (3) Répartition de l'utilisation de carburant entre les années 1960 et 2011

Les trois énergies fossiles principales que sont le pétrole, le gaz naturel et le charbon provoqueront une hausse de 81 % de l'émission de gaz à effet de serre (GES). Par exemple depuis 20 ans, l'émission de GES de la Chine a été multipliée par 2.8, alors que celle de la France a diminué de 31 %. Le gaz à effet de serre le plus prépondérant de ce siècle reste le dioxyde de carbone CO_2 , avec 65% de responsabilité dans le réchauffement climatique. D'après le dernier bulletin émis par l'organisation météorologique mondiale (OMM), la concentration en CO_2 atmosphérique a atteint 405,5 ppm (parties par million) en 2017, soit plus que les 403,3 ppm de 2016 et les 400,1 ppm de 2015. Si nous comparons l'augmentation des gaz à effet de serre avec l'évolution de nos moyens de transport (figure 3), nous pouvons remarquer que la part des transports routiers a fortement augmenté depuis les années 1960 et est devenue prépondérante à notre époque. Ces transports sont responsables à 14% de l'émission de gaz à effet de serre, comme l'illustre le tableau 2 en répertoriant les différents moyens de transport et leur part d'émissions de gaz à effet de serre. Les innovations successives des moyens de transport et la baisse de leur prix d'achat, ont permis à la population mondiale de faire évoluer les distances parcourues et les temps de trajet effectués.

TABLE (2) Part d'émission de gaz à effet de serre de différents types de véhicules terrestres.

Moyen de transport	Bilan énergétique (Kg)	Bilan GES (Kg équivalent carbone)
Voiture moyenne	54.0	170.6
Avion (Moyen courrier)	44.5	142.1
Autocar	18.3	58.5
Train (grande ligne)	13.2	23.0
TGV	16.5	13.0

Quatre types de véhicules ont vraiment émergé au cours du $XIX^{ième}$ et du $XX^{ième}$. La voiture, les gros porteurs (bus et camion) le train et l'avion ont tous connu une forte croissance. Ces différentes évolutions sont dues à des avènements technologiques tels que le moteur à vapeur dans un premier temps et le moteur à réaction dans un second temps. Ces révolutions technologiques ont permis à l'homme de se déplacer sur des distances toujours plus longues en un minimum de temps. Cependant, tous participent à leur échelle, au réchauffement climatique en émettant du CO_2 de manière différente. Nous devons alors trouver des solutions si nous voulons améliorer le constat climatique développé précédemment.

Quels sont les leviers scientifiques

La question du réchauffement climatique est de plus en plus ancrée dans les mœurs. Pendant la COP21 à Paris, 196 nations se sont engagées à contenir l'augmentation de la température moyenne en dessous de $2^\circ C$, et à s'efforcer de limiter cette augmentation à $1.5^\circ C$. Le but est de réduire les risques et les impacts liés aux conséquences du changement climatique.

Cependant, nous avons passé le seuil alarmant de 55 états représentant 55 % des émissions de gaz à effet de serre. Pour cela il faut comprendre ce qui pollue le plus dans chaque pays. Le secteur des transports est le seul secteur majeur qui a vu ses émissions de gaz à effet de serre augmenter ces dernières années.

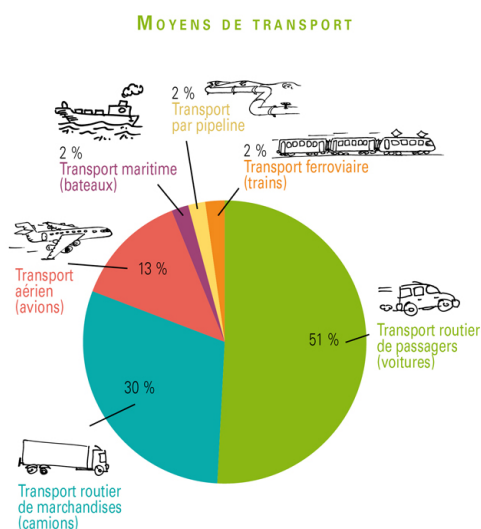


FIGURE (4) Représentation schématique des types de véhicules routiers dans le parc français.

De plus, les ventes de voitures augmentent et il existe une forte demande pour des véhicules plus gros (SUV, 4x4, ...), ce qui aggrave le problème. La France a annoncé programmer la fin de la vente des véhicules alimentés aux énergies fossiles d'ici 2040. Si nous corrélons le [tableau 2](#) avec la [figure 4](#) représentant la part en % des différents moyens de transport dans le parc français, on peut remarquer que le véhicule le plus polluant en France, est celui le plus présent sur les routes, la voiture. Il faut donc agir sur le parc automobile français, soit en réduisant le nombre de véhicules polluants soit en limitant leur pollution en appliquant des normes de limitation des polluants. Une des réponses passe par les normes européennes d'émissions (EURO), auxquelles est soumis le croissant parc automobile européen et qui deviennent de plus en plus strictes dans la limite maximale d'émissions de polluants comme le montre le [tableau 3](#). Le dioxyde de carbone (CO₂) n'étant pas un gaz polluant direct, puisque non toxique pour l'homme et les animaux, ses émissions ne sont pas réglementées par les normes Euro. Ces normes engagent les constructeurs à innover afin de réduire les émissions de polluants de leurs véhicules, notamment en contribuant à l'avancée de la recherche par des partenariats avec des laboratoires. En 2010, l'industrie automobile dépensait environ 4% de son chiffre d'affaires pour diminuer l'impact environnemental des véhicules. En 2016, cette recherche représentait 27% des investissements totaux sur toute l'Europe.

Objectifs de la thèse

Depuis cette prise de conscience, de nombreuses tentatives de réponse au problème des carburants fossiles ont vu le jour. On peut donner l'exemple des voitures électriques qui offrent une bonne alternative mais qui ne permettent pas d'avoir autant d'autonomie qu'une voiture lambda (respectivement 542 km et 800 km). Les carburants de synthèse à partir d'algues nommés Blue Petroleum offrent une alternative viable au pétrole, utilisant le même mode de fonctionnement que ce dernier. Cependant, leur synthèse reste compliquée car elle nécessite une importante quantité de chaleur. Mais ces alternatives sont encore au stade d'étude, alors que les engagements que nous devons prendre vis à vis de notre planète doivent être réalisés dès demain. Nous devons donc trouver des solutions sur le court terme. L'étude des écoulements, autour des véhicules automobiles, devient de plus en plus important ces dernières années et semble être une voie d'amélioration. Depuis le début de l'histoire de l'automobile et durant l'ensemble du *XX^{ième}*, nous pouvons voir une évolution dans la géométrie des voitures (cf. [figure 5](#)).

TABLE (3) Limites tolérées des émissions de polluants, exprimées en mg/km, pour les différentes normes Euro.

Polluant	Moteur	Euro 1	Euro 2	Euro 3	Euro 4	Euro 5	Euro 6
		Après 1993	Après 1996	Après 2000	Après 2005	Après 2009	Après 2014
NOx	diesel	-	-	500	250	180	80
	essence ^a	-	-	150	80	60	60
CO	diesel	2720	1000	640	500	500	500
	essence ^a	2720	2200	2200	1000	1000	1000
HC	diesel	-	-	-	-	-	-
	essence ^a	-	-	200	100	100	100
HC+NOx	diesel	970	900	560	300	230	170
	essence ^a	-	-	350	180	160	160
PM	diesel	140	100	50	25	5	5
	essence ^a	-	-	-	-	5 ^b	5 ^b

a. Motorisation aux gazes liquéfiés et GPL inclus

b. Uniquement pour les voitures à essence à injection directe fonctionnant en mélange pauvre (combustion stratifiée).

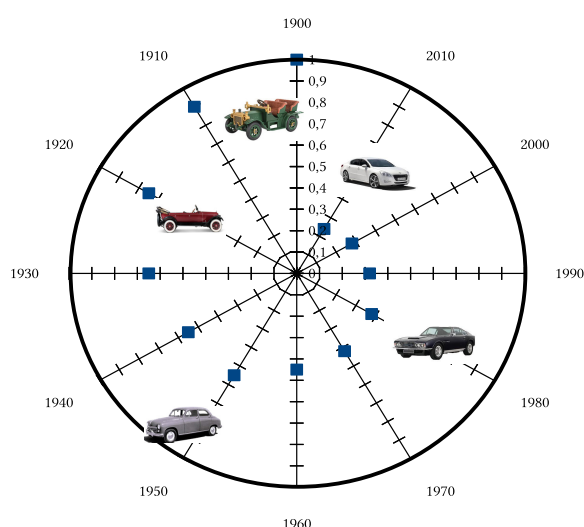


FIGURE (5) Évolution du coefficient de traînée au XIXème siècle accompagné d'exemples d'automobiles .


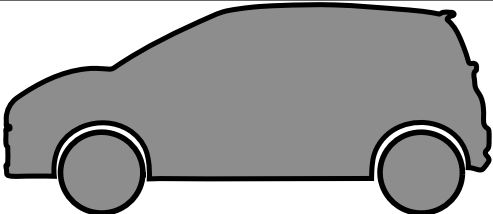
contexte académique d'étude. Plus précisément, les phénomènes aérodynamiques de base présents autour d'un véhicule y sont correctement représentés, aussi bien dans leur complexité topologique que dans leur dynamique. Ce nouvel élément a permis une forte croissance des sujets de recherche sur le thème du contrôle d'écoulement. On peut citer le contrôle passif (*Fourrié et al.[49]*, *Evrard et al.[42]*), le contrôle actif avec le forçage en fréquence de *Barros et al.[12]* ou les travaux récents de contrôle en boucle fermée de *Li et al.[85]*.

Organisation de l'étude

Dans la communauté de la mécanique des fluides, le thème du contrôle d'écoulement a été abordé majoritairement sous l'angle de la compréhension des mécanismes physique mis en œuvre lors du contrôle. Cependant le contrôle aérodynamique d'un véhicule doit prendre en compte les perturbations extérieures et rester fiable en s'adaptant (robustesse).

Celles-ci deviennent de plus en plus profilées pour améliorer leur pénétration dans l'air mais, depuis quelques années, aucune amélioration majeure n'a été observée. Le contrôle d'écoulement permet de modifier l'aérodynamique d'un véhicule en modifiant très peu sa géométrie. Historiquement, les travaux d' *Ahmed et al.[4]*, qui ont introduit un corps générique et simplifié de modèle automobile connu aujourd'hui sous le nom de corps d'Ahmed, peuvent être considéré comme le point de départ des études dans ce domaine. Ce corps met en avant les caractéristiques dynamiques d'écoulement principales et permet d'avoir un

TABLE (4) Stratégie d'étude mise en place pour cette thèse.

	
<p style="text-align: center;"><u>Corps d'Ahmed :</u></p> <p>Soufflerie : modèle fixe en écoulement.</p> <ul style="list-style-type: none"> — Pressions au culot et au sol. — Champ PIV. — Sillage de pression. — Vitesse locale dans le sillage. — Balance aérodynamique en temps. 	<p style="text-align: center;"><u>Twingo GT :</u></p> <p>Soufflerie : modèle fixe en écoulement.</p> <ul style="list-style-type: none"> — Champ de pression. — Balance aérodynamique. <p>Sur route : modèle mobile sur vent au repos.</p> <ul style="list-style-type: none"> — Mesure couple moteur — Mesure GPS — Vitesse de défilement de la route — Champs de pressions — Déplacement vertical du spoiler — Soufflage à effet coanda en 3 positions (gauche - droite - centre)

C'est la raison pour laquelle il y a une interaction de plusieurs disciplines, que sont la mécanique des fluides et l'automatique au sein de cette étude. Nous allons donc étudier deux corps épais différents que sont le corps d'Ahmed et la Twingo GT (Renault), représentés sur le [tableau 4](#). Le premier est un corps simplifié permettant de réaliser une caractérisation de l'écoulement en soufflerie avec un vent calibré. Il présente l'avantage d'être fortement référencé dans la littérature (corps de référence). Celui-ci nous permettra de développer différentes lois de contrôle, dans le but de développer des preuves de concept. Nous avons choisi de vous présenter celle qui nous semblait la plus pertinente, car elle est basée sur une méthode de contrôle sans modèle. Pour aller plus loin, nous nous proposons d'étudier par la suite un véhicule en conditions maîtrisées (soufflerie) et réelles (écoulement soumis à des perturbations externes). Nous détaillerons les différentes actions de contrôle que nous avons jugé les plus pertinentes afin de mettre en avant la faisabilité d'un démonstrateur autonome.

Vers la réduction de consommation par voie aérodynamique des corps épais

1.1 Problématique	7
1.1.1 Efforts aérodynamiques	8
1.1.2 Trainée	9
1.1.3 Sillage de corps épais	10
1.2 Écoulement de sillage	13
1.2.1 Topologie et dynamique	13
1.2.2 Paramètres clés	17
1.2.3 Véhicules réels	20
1.3 Contrôle d'écoulement	22
1.3.1 Voies passives	24
1.3.2 Contrôle actif en boucle ouverte	29
1.3.3 Contrôle avec retour de sortie (boucle fermée)	32

Ce chapitre fait la synthèse des différentes études qui ont été menées sur la caractérisation et la réduction de consommation des corps simplifiés et des véhicules automobiles par voie aérodynamique. Il permet de mettre en évidence les différents phénomènes physiques clés associés à la fois aux changements de topologie de sillage et aux mécanismes de contrôle.

1.1 Problématique

Nous pouvons voir deux leviers principaux dans la consommation des véhicules. Le premier est lié au faible rendement de nos moteurs créant la force de poussée qui s'oppose directement à la force de résistance à l'avancement ($F_{res}^{\vec{}}$). Ce sujet ne sera pas traité dans cette étude. Le second est la réduction de la résistance à l'avancement qui se décline en quatre composantes :

- La force liée à la masse du véhicule M_v , qui peut-être motrice ou résistante selon le signe de α_p (la pente de la route).
- La force inertielle liée à M_v et à l'accélération du véhicule, motrice ou résistante selon le signe de l'accélération.
- La force de contact entre les roues et la routes (roulage), \vec{F}_r .
- Les forces aérodynamiques, \vec{F}_a .

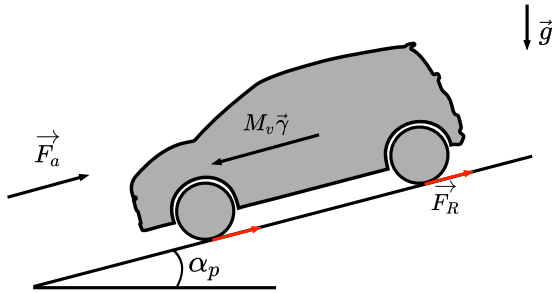


FIGURE (1.1) Représentation schématique des forces s'exerçant sur un véhicule lors de son avancée dans un écoulement.

Cette dernière composante est due à la géométrie des véhicules qui, de part leur complexité, génère à la fois des frottements locaux (effet visqueux), ainsi que des décollements de couche limite. Ces derniers favorisent la formation de structures tourbillonnaires de part et d'autre de la surface au contact de l'écoulement. L'ensemble de la recherche aérodynamique dans le domaine automobile vise à réduire cette contribution à la résistance à l'avancement en contrôlant notamment l'écoulement de

sillage (en vue d'augmenter les pressions sur l'arrière corps), en utilisant différents dispositifs (injection d'air, ailerons fixes, vent ionique, etc).

$$\sum \overrightarrow{F_{EXT}} = m \vec{a} \tag{1.1}$$

$$F_{res} - F_a - F_R - F_S = M_V \frac{dU_\infty}{dt} \tag{1.2}$$

$$F_{res} = F_a + F_r + F_s + M_V \frac{dU_\infty}{dt} \tag{1.3}$$

$$F_{res} = \frac{1}{2} \rho S C_x U_V^2 + M_V g f_r \cos(\alpha_p) + M_v g \sin(\alpha_p) + M_v \frac{dU_\infty}{dt} \tag{1.4}$$

Les différentes contributions à la force de résistance à l'avancement d'un véhicule sont résumées ci-dessus (équation 1.3 à équation 1.4). Elles permettent de mettre en évidence les contributions importantes associées à la traînée, que nous noterons F_x . Le coefficient de traînée aérodynamique, C_x , est principalement lié à la forme du véhicule ainsi qu'à l'évolution quadratique de l'effort de traînée aérodynamique avec la vitesse du véhicule U_∞ .

1.1.1 Efforts aérodynamiques

Les efforts aérodynamiques sont présents autour de n'importe quel corps immergé dans un écoulement et sont dus au mouvement relatif de l'un par rapport à l'autre. Ils sont composés de trois forces principales. La traînée (F_x) qui est la projection de la résultante aérodynamique selon l'axe x, elle représente la force nécessaire pour "repousser" le fluide ("pénétration dans l'air"). La dérive (F_y) est la projection selon l'axe y, souvent utilisée pour représenter les effets de vent latéraux sur une voiture. La portance (F_z) est la projection selon l'axe z, représentant la force qui fait voler un avion, pour donner un exemple. Elles sont représentées sur la figure 1.2 et sont définies par les trois relations suivantes, où ρ correspond à la masse volumique de l'air, S_∞ surface de référence et U_∞ la vitesse de l'écoulement. Les coefficients C_x , C_y et C_z représentent respectivement les coefficients aérodynamiques de traînée, dérive et portance.

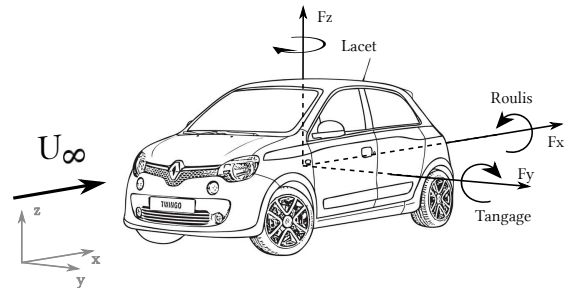


FIGURE (1.2) Représentation des forces aérodynamiques autour d'un véhicule automobile associé à un repère cartésien.

$$F_x = \frac{1}{2} \rho S_\infty U_\infty^2 C_x \quad (1.5)$$

$$F_y = \frac{1}{2} \rho S_\infty U_\infty^2 C_y \quad (1.6)$$

$$F_z = \frac{1}{2} \rho S_\infty U_\infty^2 C_z \quad (1.7)$$

La répartition de ces trois forces dépend fortement du déplacement du véhicule étudié. Par exemple, si nous comparons une voiture et un avion, la traînée sera prépondérante par rapport à la portance pour la première alors que ce sera l'inverse pour le deuxième. Ceci est dû à leur différence géométrique, la première a une envergure faible alors que le second a une envergure plus grande. Les moments représentés sur la [figure 1.2](#) ont un impact important sur la dynamique de la voiture, cependant il ne seront pas mis en avant dans cette étude. Pour examiner plus en détail le comportement aérodynamique d'un véhicule, on a besoin aussi de connaître les répartitions de pression pariétale. Celles-ci sont étudiées à l'aide du coefficient de pression :

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{p_{dyn}} \quad (1.8)$$

où p est la pression mesurée, $p_{dyn} = \frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2$ où p_∞ est la pression de référence. En somme, la résultante des efforts aérodynamiques se décompose comme la somme d'une force d'origine visqueuse, liée au frottement de l'air sur les parois du véhicule, et d'une force associée à la répartition de pression statique sur l'ensemble de la géométrie.

1.1.2 Trainée

Une façon simple de comprendre la force de traînée est de l'assimiler à la composante aérodynamique de la résistance à l'avancement du véhicule. La viscosité du fluide a également un impact, car les frottements générés sur l'ensemble des surfaces du véhicule vont ralentir également sa progression dans l'écoulement. On peut donc décomposer la traînée en deux composantes que sont la traînée de frottement et de pression. La répartition de ces deux composantes est dépendante de la géométrie du véhicule. Si nous prenons l'exemple d'un train, sa forme élancée favorisera plus la traînée de frottement que la traînée de pression, ce sera l'inverse pour une voiture. On peut également observer une forte dépendance de la traînée à la vitesse de l'écoulement. Pour contrer la force de traînée à 50 k.m^{-1} , le véhicule doit dépenser au moins 50% de l'énergie totale qu'il produit, et cette valeur monte à 80% pour une vitesse de 130 k.m^{-1} . Si nous nous focalisons sur différentes parties d'une voiture nous pourrions observer une disparité dans leur contribution à la traînée totale. En effet les différents modules vont générer des perturbations qui leur sont propres. Si nous prenons les roues et les rétroviseurs, les premières généreront 15% de la traînée totale alors que les seconds généreront 7% de la traînée totale.

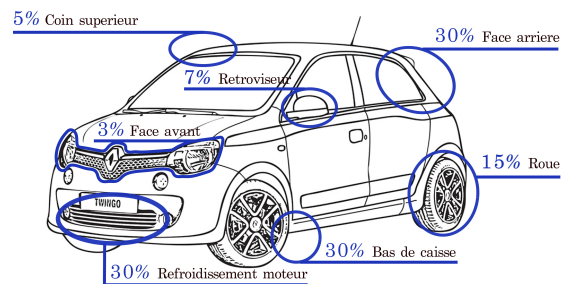


FIGURE (1.3) Représentation de l'écoulement autour d'un véhicule automobile.

Comme nous le montre la [figure 1.3](#), la répartition de pression sur la face arrière contribue à 30% à la traînée totale, ce qui en fait la part la plus importante. De nombreux efforts de modifications de géométrie ont été effectués au cours du *XIX^{ième}* siècle, comme illustré sur la [figure 5](#) développée précédemment dans la [section : Objectif de la thèse](#) de l'introduction. Toutes ces contributions ont eu pour but de faire diminuer la coefficient de traînée, C_x aussi noté C_D , de façon permanente. Maintenant les enjeux sont tout autres, les constructeurs automobiles sont contraints de respecter des fonctionnalités propres à l'automobile (transport de passager et de marchandise, réglementation des crash tests,...), et ne peuvent donc plus modifier drastiquement les géométries. La distance entre la route et le bas de caisse est également un paramètre fortement dépendant de la traînée. Cette distance que nous appelons hauteur de garde au sol est également responsable à 30% de la traînée totale. Pour de faibles gardes au sol, l'écoulement sous caisse est contraint et ralenti, ce qui favorise le décollement de couche limite et la génération de tourbillons de recirculation, responsables en partie de la traînée. Pour donner une explication plus analytique de la force de traînée, nous pouvons nous référer aux travaux de [Onorato et al.\[96\]](#) (cf. [Annexe A](#)). La force de traînée est décomposée selon le bilan de quantité de mouvement :

$$F_x = \iint_{S_w} (Pt_\infty - Pt_{S_w}) dS + \frac{1}{2} \rho V_\infty^2 \iint_{S_w} \left(\frac{V_z^2}{V_\infty^2} + \frac{V_y^2}{V_\infty^2} \right) dS - \frac{1}{2} \rho V_\infty^2 \iint_{S_w} \left(1 - \frac{V_x^2}{V_\infty^2} \right) dS \quad (1.9)$$

S_w désigne la surface du sillage en aval du véhicule (V_x, V_y, V_z) les trois composantes du vecteur vitesse en coordonnées cartésiennes. Pt_∞ et Pt_{S_w} désignent la pression d'arrêt en amont et la pression d'arrêt dans le sillage S_w . Ils ont montré analytiquement puis expérimentalement la relation entre les effets du sillage et le coefficient de traînée aérodynamique se déplaçant à une vitesse U_∞ , à partir de l'équilibre de la quantité de mouvement. Les différents termes sont définis de la façon suivante :

- Le premier terme met en jeu les pertes de pression d'arrêt entre l'amont et l'aval. Les valeurs sont liées aux phénomènes du sillage : décollement, recirculation. Ce terme est la plus grosse contribution dans la traînée aérodynamique, et représente jusqu'à 80% de la traînée totale.
- Le deuxième terme prend en compte les pertes d'énergies liées à la rotation du fluide dans le plan transverse à l'écoulement principal (ex : tourbillons longitudinaux sur corps de Ahmed à 35°). Ce terme est de l'ordre de 20% de la traînée.
- Le dernier terme représente l'énergie liée à la perte de vitesse projetée sur l'axe de l'écoulement principal. Ce terme devient faible (voire nul) en dehors du sillage.

1.1.3 Sillage de corps épais

Pour bien comprendre la dynamique des fluides autour de corps non profilés, il est important de mettre en avant les différentes topologies d'écoulement (laminaire, transitoire et turbulent) ainsi que leur variable de dépendance. En effet, deux écoulements n'auront pas le même comportement s'ils s'effectuent à deux vitesses différentes. Le nombre de Reynolds est un nombre sans dimension qui permet de représenter le type d'écoulement en fonction de sa vitesse. Il est défini par l'équation suivante :

$$Re_h = \frac{\rho U_\infty h}{\mu} \quad \text{ou} \quad Re = \frac{U_\infty h}{\nu} \quad (1.10)$$

avec ρ la masse volumique du fluide étudié, U_∞ la vitesse d'écoulement de ce fluide, h une grandeur caractéristique représentant l'étude et μ la viscosité dynamique du fluide. Nous pouvons obtenir la deuxième formulation avec la viscosité cinématique $\nu = \mu/\rho$.

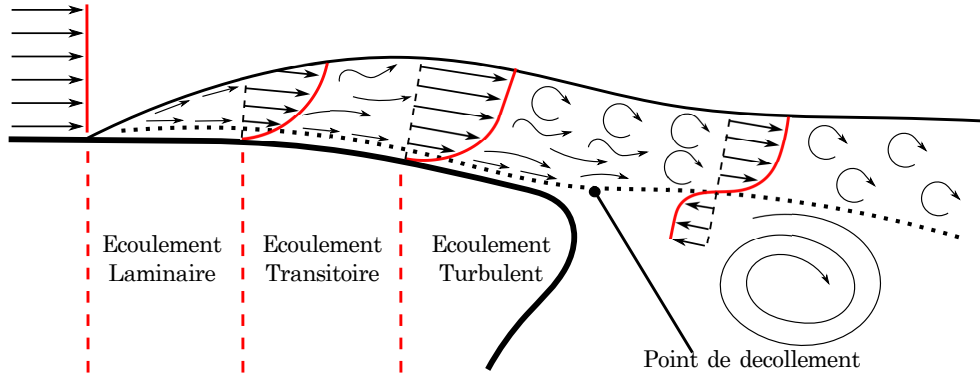


FIGURE (1.4) Représentation schématique d'un écoulement laminaire et turbulent associé au phénomène de décollement de couche limite et de recirculation tourbillonnaire.

Pour un nombre de Reynolds supérieur à 2100, nous avons un écoulement turbulent, alors que l'écoulement laminaire est présent pour un nombre de Reynolds inférieur à 1800. L'intervalle se situant entre 1800 et 2100 représente l'écoulement transitoire, où une turbulence commence à être observée sans être pleinement développée. La différence entre ces trois écoulements est représentée sur la [figure 1.4](#). Il faut garder à l'esprit que cette représentation est en 2D alors que l'écoulement autour de corps est en 3D. La majorité des cas aérodynamiques étudiés dans la nature sont de forme turbulente. N'importe quelle personne marchant dans la rue génère de la turbulence autour d'elle lors de son avancée dans un écoulement. La turbulence met en jeu des phénomènes bien distincts dus à la friction du fluide avec la surface d'un obstacle qu'il doit contourner. Cette friction est due à la viscosité du fluide, qui génère des contraintes de cisaillement à la paroi et force l'apparition de la couche limite. Nous pouvons définir l'épaisseur de couche limite, δ par la distance entre la vitesse de paroi nulle et la hauteur à laquelle $U = 0.99 \times U_\infty$. À 99% de la vitesse d'écoulement extérieur, cette couche limite est pleinement développée et possède des caractéristiques physiques bien définies. Pour pouvoir définir la dynamique du sillage, il est important de définir le nombre de Strouhal. C'est un nombre sans dimension qui représente la fréquence d'apparition de phénomènes, pour une étude donnée (grandeur caractéristique donnée).

$$St_h = \frac{f h}{U_\infty} \quad (1.11)$$

où f est la fréquence d'apparition du phénomène, h la grandeur caractéristique représentative de l'étude (pour une voiture c'est sa hauteur, alors que pour un avion c'est son envergure), et U_∞ la vitesse extérieure de l'écoulement. La dynamique de sillage d'un corps non profilé présente de nombreux phénomènes physiques longuement étudiés et répertoriés dans la littérature. Le premier phénomène important pour notre étude est le décrochage de couche limite. Le brusque changement géométrique force l'écoulement à se séparer par un décrochage de couche limite au niveau de la jonction entre le toit et la face arrière, dans le cas d'une voiture.

Ce phénomène est représenté sur la [figure 1.4](#), et est suivi, dans la plupart des cas, d'une recirculation tourbillonnaire dans le sillage.

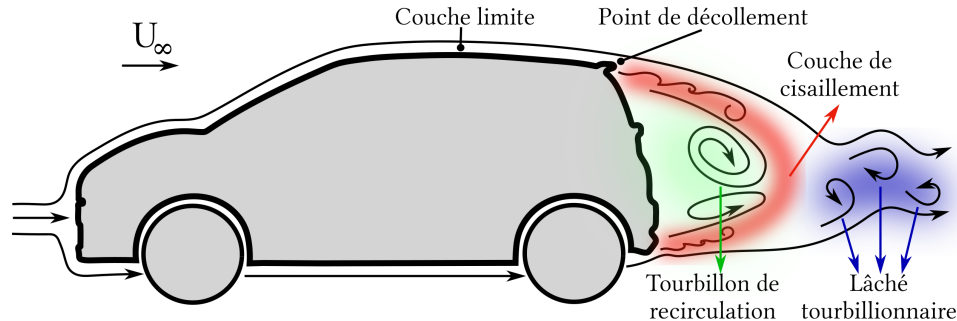


FIGURE (1.5) Représentation schématique de l'écoulement autour d'un véhicule automobile associé aux phénomènes aérodynamiques de base.

Ce décrochage peut être soit fixe dans le cas d'un corps non profilé, comme on peut le voir sur la [figure 1.5](#), ou variable sur les corps profilés, ce qui est le cas d'une aile d'avion. Dans ce dernier exemple ce point de décrochage mobile permet d'activer les alarmes de décrochage des avions de ligne.



FIGURE (1.6) Représentation du lâché tourbillonnaire de type Von Kármán (*Y. Eulalie [41]*).

Dans le cas d'une voiture, le décrochage est également situé entre la jonction du bas de caisse avec la face arrière, ce qui favorise l'apparition des deux tourbillons de recirculation illustrés sur la [figure 1.5](#). On peut les définir comme des enroulements de l'écoulement en proche paroi. Ces formations de structures sont dues à une décroissance énergétique due au frottement de l'écoulement sur la paroi et une diminution de la pression statique locale. Lorsque le sillage génère des perturbations qui sont de l'ordre de grandeur du corps qui les a générées, nous pouvons dire que ce corps est un corps non profilé. Ceci est le cas de la plupart des véhicules terrestres. Ces deux recirculations tourbillonnaires interagissent avec l'écoulement extérieur en créant une couche de cisaillement où est localisé le maximum de contraintes et de perturbations. A ce point de décollement un phénomène de battement commence à être observé, que l'on appelle instabilité de Kelvin-Helmholtz (*Drazin et al.[35]*) présent sur cette même figure. Lorsque cette instabilité est pleinement développée, une saturation des modes du Kelvin-Helmholtz force l'écoulement à faire du lâché tourbillonnaire de type Von Kármán qui est représenté sur la [figure 1.6](#). Ce lâché tourbillonnaire apparaît pour un nombre de Strouhal avoisinant les 0.2 dans le cas d'un cylindre et dans le cas d'un véhicule automobile (*Bonnavion et al. [17], [19]*). Ce phénomène physique peut être défini par une alternance du sillage entre le haut et le bas de l'obstacle, plongé dans l'écoulement. Une étude poussée de ce phénomène a été proposée par *J. Gerrard [50]*. Comme nous l'avons développé précédemment, la couche limite génère un tourbillon de recirculation dû à un décollement de couche limite. Celui-ci se convecte dans l'écoulement en augmentant sa taille. Un phénomène similaire apparaît de part et d'autre de l'obstacle et ces phénomènes localisés interagissent entre eux lors de leur convection dans l'écoulement. Comme nous le montre la [figure 1.7](#), pour une représentation en 2D, le tourbillon initial (I) grossit avec sa propagation dans l'écoulement alors qu'un second vortex est généré sur la face opposée (II).

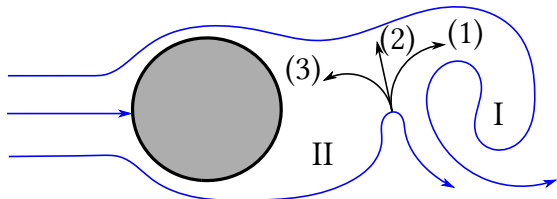


FIGURE (1.7) Explication de l'oscillation de sillage du au décollement de couche limite

L'augmentation de taille du second tourbillon va favoriser la scission du premier tourbillon qui va être dissocié du sillage et convecté dans le reste de l'écoulement. Ce mécanisme s'inverse par la suite de façon miroir, et ainsi de suite. Cette dynamique est l'explication du lâcher tourbillonnaire illustré à la [figure 1.5](#), de façon schématique, dans le cas d'un véhicule automobile.

Ces perturbations ont leur dynamique propre, et interagissent entre elles. La dynamique de sillage associée devient alors chaotique et elle est responsable à hauteur de 30% de la traînée globale. Nous nous sommes donc intéressés plus particulièrement à cet écoulement de sillage pour la suite de ces travaux.

1.2 Écoulement de sillage

1.2.1 Topologie et dynamique

La traînée est principalement associée au développement de structures tourbillonnaires dans le sillage du véhicule. La topologie moyenne des structures génératrices du sillage évolue en fonction de la face arrière et de la géométrie du corps. Les phénomènes physiques régissant les écoulements autour des véhicules sont extrêmement complexes et fortement dépendants de la géométrie spécifique de chaque modèle. Le parc des transports français est composé de plusieurs types de véhicules. Comme l'illustre la [figure 1.8](#), nous pouvons découper ce

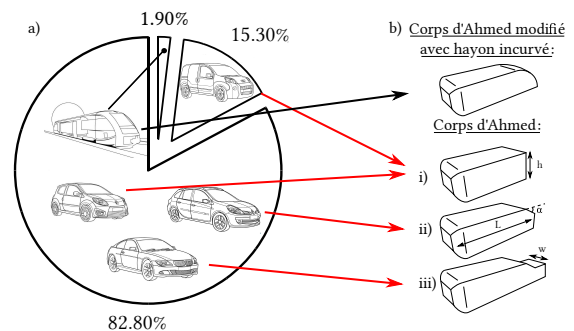


FIGURE (1.8) a) Représentation des différents types de véhicules et leur part dans le parc automobile français, b) associé à leur modèle géométrique simplifié respectif.

parc de transport en différentes catégories, les transports en commun (1.90%), les utilitaires (15.30%) et les véhicules grand public (82.80%). Comme chaque véhicule génère sa propre dynamique fluide, les chercheurs doivent s'adonner à faire soit une recherche au cas par cas (véhicule par véhicule), soit se référer à des corps normalisés englobant des types de véhicules. Pour cette raison, la communauté scientifique et les industriels du monde automobile utilisent principalement le modèle du corps d'Ahmed, une géométrie de voiture simplifiée, introduit par [Ahmed et al. \[4\]](#) en 1984. L'intérêt de cette forme simple est de se débarrasser des structures tourbillonnaires générées au niveau du pare-brise ou des rétroviseurs se convectant par la suite dans le sillage. Le but est de se concentrer sur l'étude des phénomènes de sillage causés par un détachement massif de l'arrière de la géométrie. Le corps d'Ahmed initial de 1984 est un modèle générique et simplifié d'un corps automobile à l'échelle $1/5^{\text{ème}}$ qui fournit une bonne référence pour étudier l'aérodynamique d'un véhicule. Ses dimensions de base sont $L = 1.044\text{ m}$ de long, $h = 0.288\text{ m}$ de haut et $w = 0.389\text{ m}$ de large. L'angle α que produit la lunette arrière différencie les types d'écoulement présents autour de ce corps simplifié. L'ensemble de ces grandeurs est illustré sur la [figure 1.8 b\)i\), ii\) et iii\)](#).

De nombreuses études ont été menées dans la littérature afin de définir les différents types d'écoulement en fonction de la valeur de cet angle. On peut citer, sans être exhaustif, les travaux de *Ahmed et al. [4]*, *Spohn et al. [110]*, *Lienhart et al. [86]* et *Beaudouin et al. [13]*. Il existe deux valeurs d'angle critiques pour lesquelles la topologie de l'écoulement varie de manière importante. Il y a donc deux topologies d'écoulement :

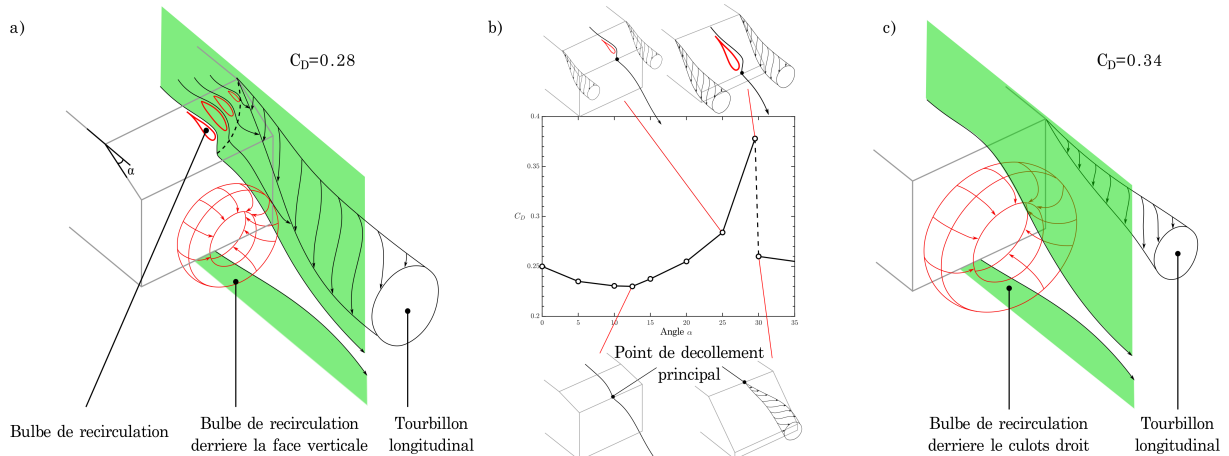


FIGURE (1.9) Représentation schématique de l'écoulement a) de type bicorps et c) de type culot droit. La figure b) représente l'évolution du C_D en fonction de l'angle de la lunette arrière α , agrémentée de schémas explicatif (*Ahmed et al. [4]*) des différents phénomènes physiques impliqués. L'ensemble de ces résultats fait écho aux travaux de *H. Choi et al. [28]*.

- Pour $30^\circ < \alpha < 10^\circ$ l'écoulement est de type culot droit (*figure 1.8 b)i*). L'écoulement issu de la partie supérieure du corps d'Ahmed décroche sur toute la face arrière pour former une recirculation tourbillonnaire de forme torique. La traînée est fortement dépendante du second terme du bilan intégral de quantité de mouvement formulé à l'équation 1.9. Le terme rotationnel de l'écoulement est négligeable (mais présent, tourbillons longitudinaux) devant le différentiel de pression généré par le décrochage de couche limite sur la face arrière du corps d'Ahmed. La traînée dépend essentiellement de la taille du sillage. Comme nous le montre la (*figure 1.9 c*), la taille de la zone de recirculation modifie la valeur de traînée. Plus le bulbe est grand plus la traînée augmente.
- Pour $10^\circ < \alpha < 30^\circ$ l'écoulement est de type bicorps. (*figure 1.8 b)ii*). L'écoulement issu du dessus du corps décroche au niveau de l'arête entre le dessus et la surface inclinée de l'angle α (bulbe de recirculation sur la *figure 1.9 a*). Cet écoulement recolle sur cette paroi inclinée pour effectuer un autre décollement sur l'arête entre cette face et le culot de ce bicorps. Des structures tourbillonnaires longitudinales (*T. Han [61]*, *E.G. Duell [36]*) apparaissent au niveau des arêtes latérales de cette surface inclinée et forment alors une topologie d'écoulement tridimensionnelle, de type cyclone. Les pertes énergétiques de ces phénomènes tridimensionnels rotatifs deviennent alors significatives et viennent s'ajouter aux phénomènes des pertes de pression dues aux décollements de forme torique avec la face arrière (*figure 1.9 a*).

Naturellement, l'écoulement se scinde en deux parties pour contourner le véhicule, obstacle dans l'écoulement. Comme nous avons pu le développer précédemment, le changement brusque de géométrie entre le côté du véhicule et la face arrière génère un décollement de couche limite.

Il favorise l'apparition de deux bulbes tourbillonnaires qui sont dissymétriques comme l'illustre la [figure 1.10](#). Ce phénomène, la bi-stabilité, fut découvert par [Herry et al. \[63\]](#) en 2011 et est présent pour des corps plus larges que hauts (bi-stabilité latérale) et des corps plus hauts que larges (dans la direction de z) pour des hauteurs de garde au sol suffisantes (camion, utilitaire,...). On peut le définir comme une oscillation, à priori aléatoire, entre deux états dynamiques que nous allons appeler $\#P$ et $\#N$.

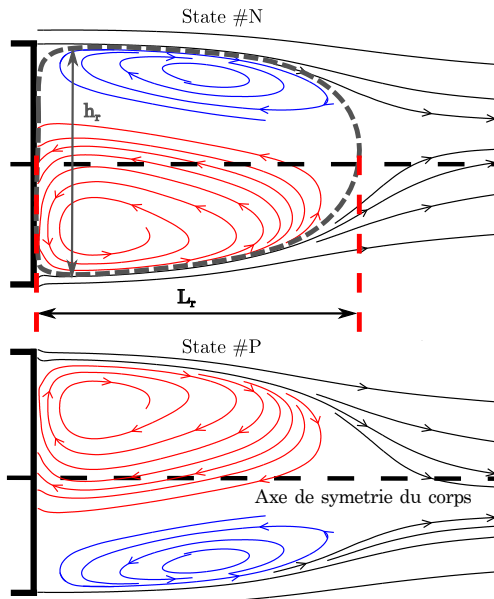


FIGURE (1.10) Représentation schématique du phénomène de bi-stabilité, associé aux caractéristiques des tourbillons de recirculation

Ces deux états tourbillonnaires sont sensibles aux perturbations extérieures qui, de l'amont de l'écoulement, se convectent le long du corps pour venir interagir avec le sillage et les bulbes de recirculation qui le composent. Nous pouvons caractériser ces deux bulbes de recirculation notamment par une longueur et une épaisseur de recirculation que nous notons respectivement L_r et h_r . Le ratio entre ces deux longueurs permettra de déterminer la pression à l'intérieur de la région définie par ces deux bulbes de recirculation. De plus des instabilités sont présentes dans la couche de cisaillement formée par le décrochage de couche limite au niveau des arêtes de la face arrière du corps d'Ahmed. Les travaux de [R. Volpé et al. \[113\]](#) ont permis notamment de caractériser, avec une analyse spectrale, les différentes structures mises en jeu dans cette dynamique. Une analyse spectrale a été réalisée, représentée sur la

[figure 1.11](#), au centre des arêtes de la face arrière du corps d'Ahmed, ainsi que sur les coins. Deux pics principaux sont trouvés pour les mesures centrales des arêtes.

Le premier se trouve à $St_h = 0.08$ et correspond, d'après les travaux de [R. Volpé \[113\]](#), à du lâcher tourbillonnaire préférentiel entre les couches de cisaillement hautes et basses. Ce mode basse fréquence a été observé sur le corps d'Ahmed à culots droits par [B. Khalighi et al. \[74\],\[73\]](#). Son existence a toutefois été mise en doute par [M. Grandemange et al. \[55\]](#), dont les mesures sont réalisées à $x/h > 1.5$, c'est à dire, derrière le bulbe de recirculation. Les travaux de [R. Volpé \[113\]](#) montrent qu'à ces endroits, les modes prédominants correspondent à du lâcher tourbillonnaire. Ceci est cohérent avec les conclusions de [M. Grandemange et al. \[55\]](#). Le second pic se trouve à $St_h = 0.13$ et est caractéristique du phénomène de lâcher tourbillonnaire de type Von Kármán. Ces deux phénomènes forment les modes globaux autour du corps d'Ahmed et sont présents sur les véhicules terrestres réels et fortement liés aux performances aérodynamiques. L'objectif principal est de les caractériser et de les contrôler vers un état que nous jugeons performant en termes de pression.

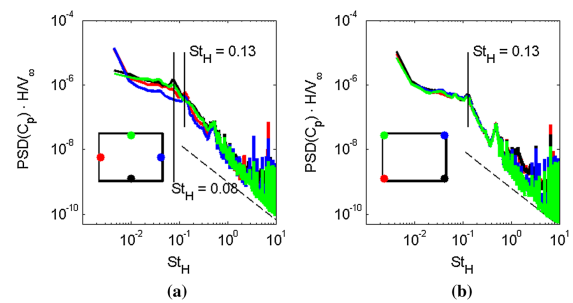


FIGURE (1.11) Densités spectrales de puissance de pression à l'arrière du modèle : a) mesurées sur les points médians des bords arrière, b) mesurées sur les angles de la face arrière ([R. Volpé et al. \[113\]](#)).

Idéalement, l'état favorable serait de supprimer l'ensemble des instabilités sur la face arrière des véhicules étudiés. Cette catégorie d'étude est appelée contrôle d'écoulement et demande des notions diverses et variées afin d'être mise en œuvre.

TABLE (1.1) Ensemble de données sur le corps d'Ahmed trouvé dans la littérature. w/h et g/w indiquent respectivement le rapport d'aspect du corps et le rapport de garde au sol.

Authors	h	w	w/h	$Re_h (\times 10^4)$	Support	$B_u (\%)$	g/w	C_D	C_b
S.R. Ahmed et al.[3]	0.288	0.389	1.350	12.6	cyindres	11	0.129	0.250	0.183
R. Volpe et al. [113] ^a	0.288	0.389	1.350	51.0	plats	10	0.129	0.324	0.239
	0.288	0.389	1.350	77.0		10	0.129	0.317	0.242
M. Grandemange et al.[54, 55] ^a	0.072	0.097	1.350	9.2	cyindres	13	0.129	0.274	0.185
Y. Eulalie et al. [41]	0.202	0.272	1.346	40.4	4 pieds/mât	29	0.249	0.364	0.215
A. Evrard et al. [43]	1.152	1.555	1.350	250.0	roues	23	0.122	0.317	0.212
R. Li et al.[84]	0.297	0.350	1.178	20.0	profilés	11	0.143	0.343	0.236
	0.297	0.350	1.178	30.0		11	0.143	0.306	0.235
	0.297	0.350	1.178	40.0		11	0.143	0.286	0.232
D. Barros et al.[12]	0.297	0.350	1.178	20.0	profilés	11	0.143	0.308	0.204
	0.297	0.350	1.178	30.0		11	0.143	0.293	0.201
	0.297	0.350	1.178	40.0		11	0.143	0.269	0.196
J.M. Lucas et al. [90] ^b	0.297	0.350	1.178	40.0	NACA0025	11	0.085	0.356	0.188
G. Bonnavion et al. [18]	0.298	0.350	1.174	40.0	cyindres	8	0.168	0.287	0.183

a. Des données supplémentaires sont également disponibles dans le document.

b. Étude numérique.

De nombreuses études ont été effectuées sur ces différents phénomènes, à l'aide de plusieurs corps non profilés, tels que des maquettes de frégates, ou encore le corps d'Ahmed. En moyenne, l'écoulement autour d'un corps d'Ahmed génère une zone de recirculation fortement tridimensionnelle de forme torique (*S. Krajnović et al.[78]*). Celle-ci n'est pas parfaite et se déforme selon les perturbations extérieures (bi-stabilité, recirculation due à la hauteur de garde au sol g , ...). Malgré sa géométrie fortement simplifiée, ce corps représente parfaitement les types d'écoulement présents autour de véhicules automobiles réels et est devenu une référence, aussi bien dans le domaine de la recherche que dans le domaine industriel. De nombreuses personnes l'ont étudié et permettent d'avoir une parfaite définition de l'écoulement qui l'entoure. Le [tableau 1.1](#) représente quelques études autour du corps d'Ahmed à culot droit, toutes différentes dans le choix de la taille du corps, de la hauteur de garde au sol, g , ou de la vitesse d'écoulement, U_∞ . Ces trois paramètres sont les paramètres principaux du changement de topologie de l'écoulement de sillage. Comme il est référencé dans la littérature, le corps d'Ahmed à culot droit présente une forte traînée en raison de la taille de son sillage due à la présence des tourbillons de recirculation (*C. Leclerc [32]*). Il est également difficile d'effectuer du contrôle d'écoulement sur ce cas précis et la traînée de pression du hayon arrière est prépondérante. Toute ces raisons ont déterminé notre choix pour choisir le corps d'Ahmed à culot droit comme sujet de notre étude.

1.2.2 Paramètres clés

Cette sous partie relate les différentes dynamiques qui s'animent autour des différents paramètres critiques. En effet de faibles variations de ces paramètres vont modifier intégralement la topologie de l'écoulement. Nous utilisons alors les paramètres adimensionnés qui leur sont associés :

$$g^* = g/w, \quad Re_h = \frac{U_\infty h}{\nu} \quad \text{et} \quad w/h. \quad (1.12)$$

avec g la hauteur de garde au sol, w la largeur du corps d'A Ahmed, U_∞ la vitesse de l'écoulement extérieur et h la hauteur du corps d'A Ahmed. Une variation de la topologie de l'écoulement est représentée sur la [figure 1.14](#) en fonction de la variation de la garde au sol g . Cette hauteur de garde au sol semble être le paramètre ayant le plus d'impact sur la topologie d'écoulement.

Rapport d'aspect

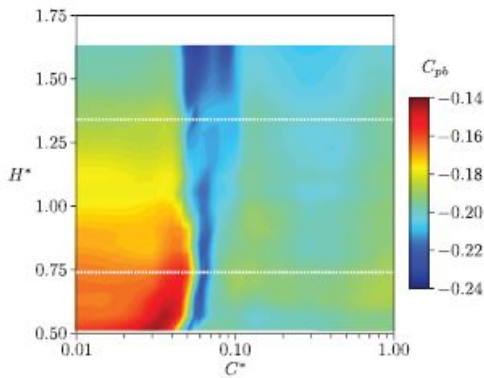


FIGURE (1.12) Coefficient de pression moyen de la face arrière dans le domaine ($C^* = C/W$, $H^* = H/W$). Les lignes pointillées sont $H^* = 0.74$ et $H^* = 1.34$ (*M. Grandemange [55]*).

Le rapport d'aspect h/w , avec h et w la hauteur et la largeur du corps, est le paramètre représentant l'élément géométrique pour le corps d'A Ahmed. Des études différentes portées sur deux corps d'A Ahmed différents ne pourront pas être comparées qualitativement parlant. En effet si nous prenons les différentes études du [tableau 1.1](#), les travaux réalisés pour un rapport d'aspect de $w/h = 1.350$ ne pourront être comparés aux travaux correspondant au rapport d'aspect $w/h = 1.178$. Nous pouvons l'expliquer par la différence de topologie de sillage qui est en jeu pour les deux cas. En effet d'après les travaux de *M. Grandemange [55]*, nous pouvons voir que le rapport d'aspect a une influence sur la répartition de la pression d'une part (cf. [figure 1.12](#)). Cette figure montre, pour deux rapports d'aspects étudiés ($H^* = 0.74$ et $H^* = 1.34$) et pour une même garde au sol, de fortes variations du coefficient de pression de la face arrière. D'autre part, le rapport d'aspect génère un changement dans le déclenchement de la bi-stabilité. La [figure 1.13](#) montre la densité de probabilité du gradient du coefficient de pression en fonction de la garde au sol pour les directions y et z . Nous pouvons voir que pour des rapports d'aspect différents nous avons un comportement bi-modal du C_p dans la direction y ($H^* = 0.74$) qui n'est plus présent pour le rapport d'aspect le plus grand ($H^* = 1.34$). La même chose peut être observée, selon la direction z , avec de fortes variations de répartition de la pression.

Garde au sol (vitesse d'écoulement sous le corps)

Tout comme le rapport d'aspect, la hauteur de garde au sol est un paramètre important de notre étude. En effet *M. Grandemange et al. [56],[55]*, et plus récemment *D. Barros et al. [12]* ont étudié l'impact de la modification de la hauteur de garde au sol et du rapport d'aspect sur le sillage, pour une même vitesse d'écoulement U_∞ .

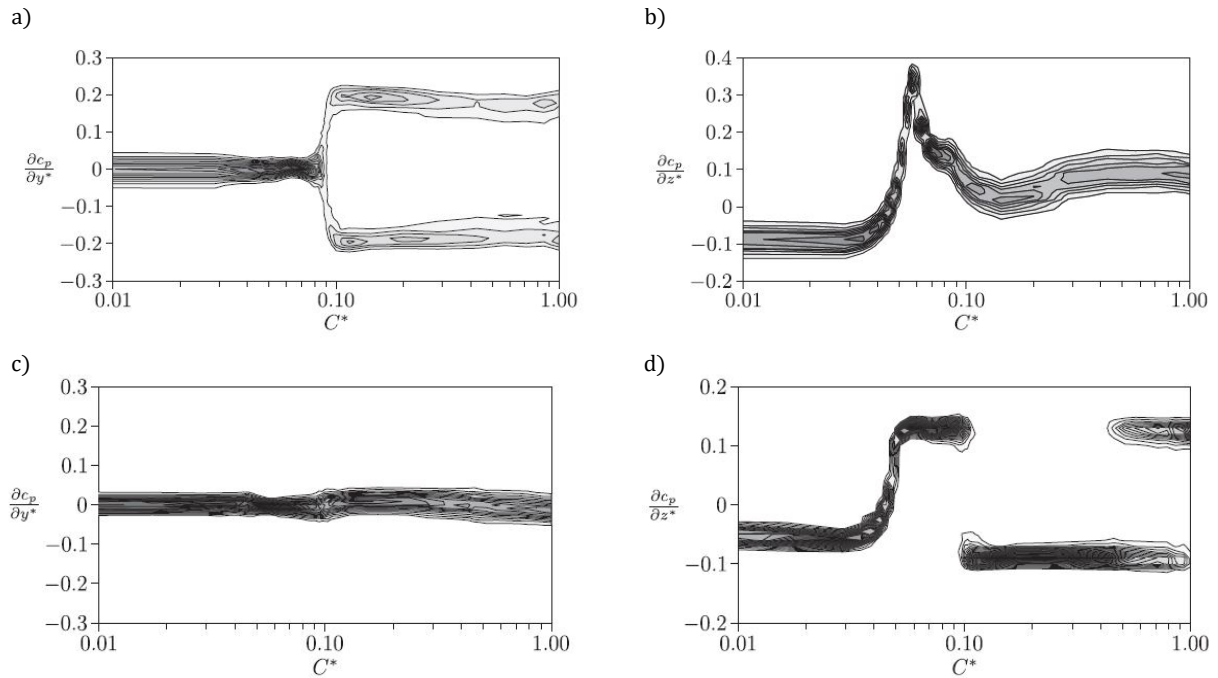


FIGURE (1.13) Densité de probabilité du gradient du coefficient de pression de la face arrière dans la direction y (a) et dans la direction z (b) en fonction de la garde au sol C^* pour $H^* = 0.74$. Pour $H^* = 1.34$, la même densité de probabilité est tracée pour les directions y (c) et z(d), les intervalles de contour sont de 2 (*M. Grandemange [55]*).

Dans le cas d'un rapport d'aspect fixe, la variation de la garde au sol provoque de fortes modifications de la topologie de l'écoulement. La [figure 1.14](#) montre l'évolution de la topologie de sillage dans les plans x-z et y-z en fonction d'une augmentation progressive de la garde au sol $C^* = 0.02, 0.05, 0.07, 0.09, \text{ et } 0.12$. Nous pouvons remarquer que pour des valeurs de $C^* < 0.09$ un comportement stable est observé dans le plan y-z. Dans le plan x-z, nous pouvons voir que de faibles valeurs de garde au sol obstruent l'écoulement sous caisse. En effet, la vitesse d'écoulement sous le corps est trop faible pour venir interagir avec l'écoulement de recirculation du sillage. Pour une valeur de garde au sol $C^* = 0.02$, un seul bulbe de recirculation (#1) est observé dans le sillage ce qui laisse transparaître un comportement de marche descendante. Pour la valeur de garde au sol suivante un deuxième bulbe de recirculation (#2) apparaît au niveau de la paroi basse de la face arrière du corps d'Ahmed, ce qui est également identique à certains comportements de marche descendante. A mesure que la garde au sol augmente, la vitesse de l'écoulement sous le corps augmente et provoque un décollement de couche limite sur la surface en aval de la face arrière, représenté par #1 sur les champs de vitesse PIV de la colonne de gauche sur la [figure 1.14](#), pour $C^* = 0.07$ et 0.08 . Pour des valeurs de gardes au sol supérieures ($C^* = 0.09$ et 0.12), nous avons deux bulbes de recirculation dissymétriques, l'un par rapport à l'autre, dans le plan x-z. Un comportement bi-modal est clairement visible dans le plan y-z, pour ces deux gardes au sol, sur la [figure 1.14](#) colonne de droite. Le dernier point intéressant est l'augmentation de la longueur de recirculation L_r avec l'augmentation de la garde au sol, à partir du moment où un écoulement sous caisse est établi ($C^* \geq 0.07$).

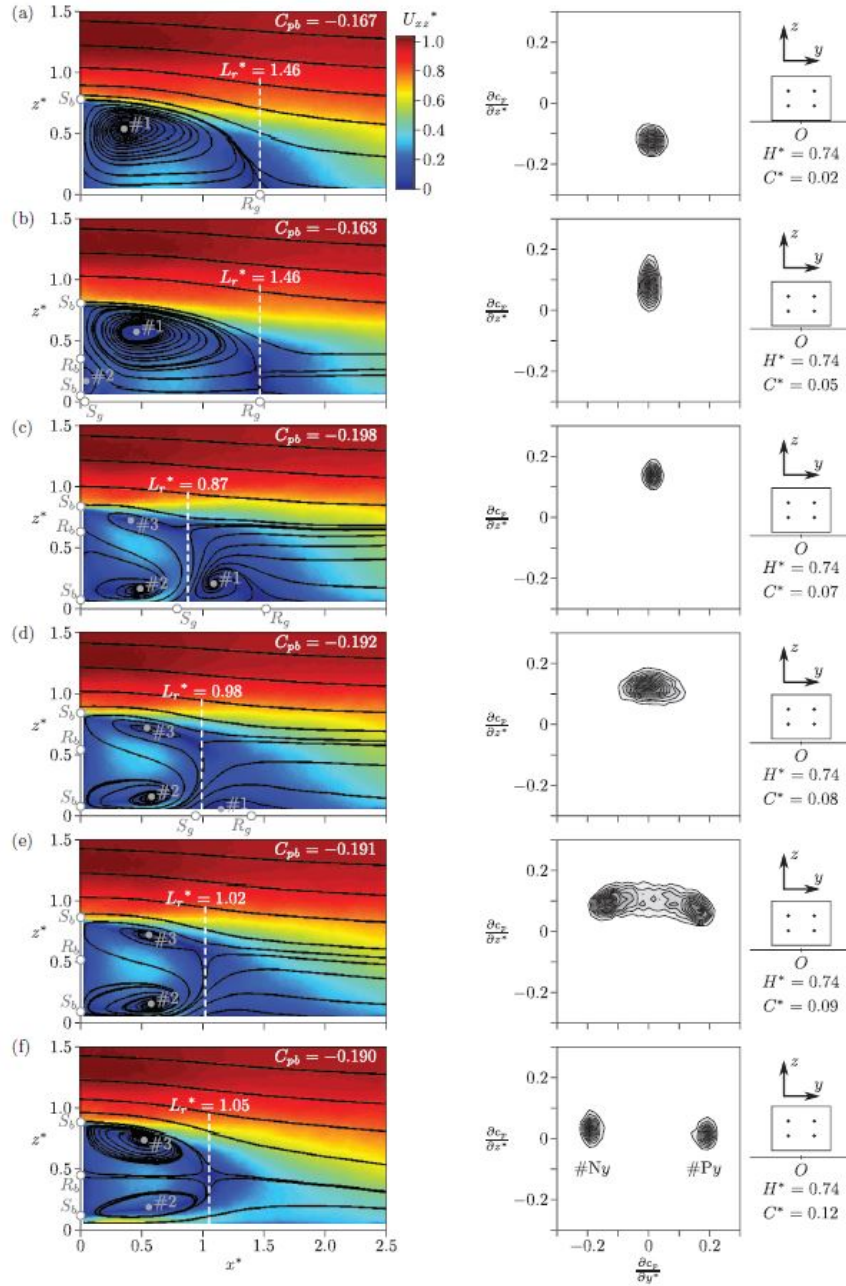


FIGURE (1.14) Champs de vitesse à partir des mesures PIV dans le plan $y = 0$ (gauche) et fonctions de densité de probabilité associées des gradients de pression de base (droite) pour différentes clairances au sol : $C^* = 0.02$ (a), $C^* = 0.05$ (b), $C^* = 0.07$ (c), $C^* = 0.08$ (d), $C^* = 0.09$ (e), $C^* = 0.12$ (f). Les positions des points de séparation et de rattachement indiqués S_b , S_g , R_b et R_g ont été précisément déterminées à partir des champs de vitesse. Les intervalles de contour de la densité de probabilité sont de 10 (*M. Grandemange [55]*).

La vitesse

La vitesse adimensionnée avec le nombre de Reynolds est aussi un paramètre important. Il existe une valeur critique de ce paramètre pour lequel, à $g/w = 0.1$, la bi-stabilité apparaît, $Re_h = 2.86 \times 10^5$. En dessous de cette valeur la bi-stabilité n'est pas présente, alors que pour une valeur supérieure à ce paramètre celle-ci est pleinement développée.

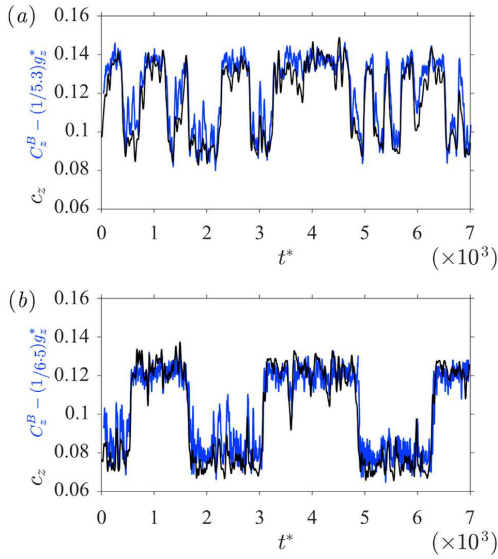


FIGURE (1.15) Propriétés de référence pour (a) Peugeot 5008, (b) Peugeot Partner et (c) Citroën Berlingo. Distribution de pression de base moyenne $C_p(y^*, z^*$ avec admission d'air ouverte (colonne de gauche) et fermée (colonne de droite) G. Bonnavion et al. [18].

d'étudier cet écoulement pour bien comprendre la dynamique qui s'applique autour du corps d'Ahmed. La génération de traînée et son contrôle sont fortement liés aux caractéristiques d'écoulement qui sont instables (H. Choi et al. [27]). Les caractéristiques de l'écoulement sont encore assez complexes pour les véhicules réels ce qui explique l'étude de géométries simplifiées.

Dans le premier cas la vitesse n'est pas assez conséquente et le sillage favorise un décollement de couche limite sur le sol en aval. Pour le second cas l'écoulement sous caisse est assez rapide et ne décroche plus à cet endroit. La vitesse de l'écoulement de sous bassement (modulé par la hauteur de garde au sol et la vitesse de l'écoulement) a donc un impact sur la topologie du sillage ainsi que sur la valeur du coefficient de traînée. Lorsqu'il y a une faible variation de la configuration du corps d'Ahmed, une forte sensibilité de la topologie du sillage est observée. La moyenne temporelle du sillage n'a pas les mêmes caractéristiques que l'écoulement instantané, ce qui démontre une dynamique forte dans la physique du sillage. De nombreuses études sur l'écoulement naturel autour du corps d'Ahmed ont été réalisées, cependant il est toujours intéressant

1.2.3 Véhicules réels

Récemment, quelques études sur des véhicules réels commencent à voir le jour (tableau 1.2). L'étude du corps d'Ahmed existe depuis plusieurs années et la connaissance sur la topologie de son écoulement se complète au fur et à mesure. De nombreux constructeurs automobiles souhaitent réaliser des preuves de concepts réelles sur leur produit. Toutefois les applications restent encore très limitées. La plupart des études effectuent une caractérisation de l'écoulement sans contrôle afin d'en déterminer la dynamique associée.

TABLE (1.2) Etudes portées sur des véhicules réels référencées dans la littérature.

Authors	Véhicule	h	w/h	L/h	S/h	$Re_h \times 10^6$
G. Bonnavion et al. [18]	5008	1.320 m	1.212	3.431	1.578	5.13
	Partner	1.480 m	1.121	2.959	1.297	5.76
	Berlingo	1.480 m	1.121	2.959	1.297	5.13
O. Cadot et al. [29]	Kangoo	1.480 m	1.115	2.893	1.297	4.93

Les travaux de G. Bonnavion [15] ont mis en évidence la caractérisation de l'écoulement autour de trois véhicules de type culot droit avec des rapports d'aspect différent (Peugeot 5008, Partner et Citroën Berlingo). Ils ont mis en évidence l'instabilité de sillage présent selon l'axe z qui présente les caractéristiques de la bi-stabilité, pour un Citroën Berlingo (figure 1.15). On peut voir une alternance entre deux états, qui est a priori aléatoire. Celle-ci représente le phénomène de bi-stabilité.

Ils ont également démontré la présence de ce phénomène pour des angles d'inclinaison de la voiture selon l'axe z , différents selon le véhicule étudié. Ces différentes études font référence aux travaux de R.D. Brackston et al. [20], D. Barros et al. [12], M. Grandemange et al. ([53],[55], [54], [56], [58]), qui ont tous décrit le même phénomène sur le corps d'Ahmed. Ces travaux ont également montré la dépendance de cette instabilité à la hauteur de garde au sol, et mis en évidence une équation d'approximation de ce phénomène représenté par "—" sur la (figure 1.15), qui suit fortement le signal étudié, régi par l'équation suivante :

$$C_z(t^*) = C_z^B - \xi g_z^*(t^*), \text{ avec } C_z^B \text{ coefficient de portance sans instabilité} \quad (1.13)$$

$$g_z^* = \frac{1}{2} \left(\frac{C_p(y_A^*, z_A^*) - C_p(y_C^*, z_C^*)}{z_A^* - z_C^*} + \frac{C_p(y_B^*, z_B^*) - C_p(y_D^*, z_D^*)}{z_B^* - z_D^*} \right) \quad (1.14)$$

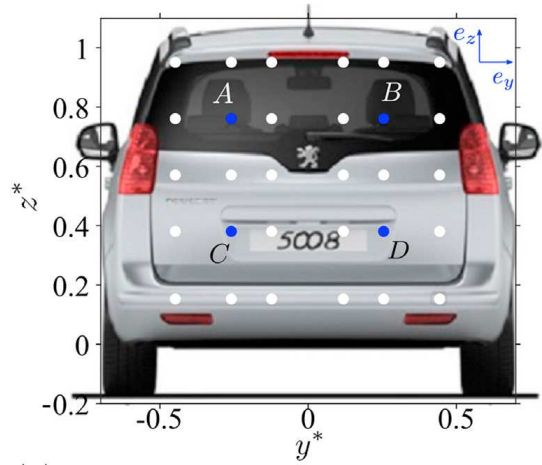


FIGURE (1.16) Position des sondes de pressions pour le Peugeot 5008 utilisée dans les travaux de G. Bonnavion et al. [18].

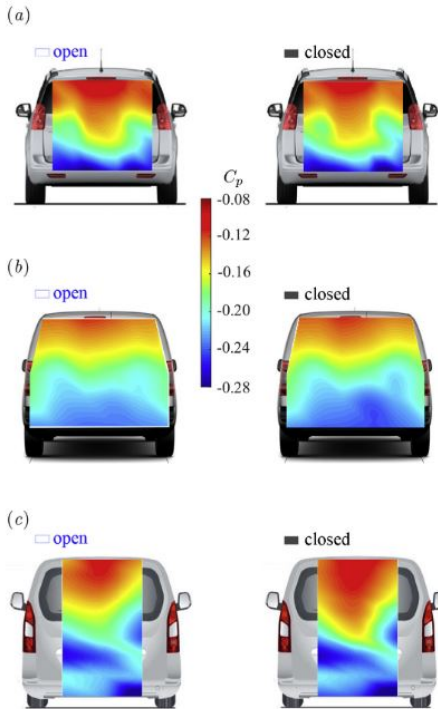


FIGURE (1.17) Propriétés de référence pour (a) Peugeot 5008, (b) Peugeot Partner et (c) Citroën Berlingo. Distribution de pression de base moyenne $C_p(y^*, z^*$ avec admission d'air ouverte (colonne de gauche) et fermée (colonne de droite) G. Bonnavion et al. [18].

Les points A, B, C et D sont situés sur la face arrière du véhicule et sont représentés sur la figure 1.16. La problématique de l'application industrielle est de trouver des capteurs d'observation pertinents pour ce genre d'étude. Les tests en soufflerie sont intéressants car ils permettent de réaliser différentes mesures (force, pression, ...) en conditions maîtrisées. Les mesures de pression sont importantes sur une voiture, car elles permettent de faire un état global du sillage en proche paroi du véhicule. Comme la traînée de pression est prépondérante sur ce type de véhicule (culot droit), pour des vitesses supérieures à 70 km/h , ce retour d'état semble pertinent. Sur la figure figure 1.17, nous pouvons voir l'étude de C_p de trois véhicules différents que sont le Peugeot 5008, le Partner et le Citroën Berlingo. Nous pouvons voir que la répartition de pression sur la face arrière n'est pas la même ce qui est un bon exemple de la complexité de l'étude sur véhicule réel où la topologie de l'écoulement du sillage est fortement dépendante de la géométrie. En

effet cette répartition est non seulement dépendante du rapport d'aspect du véhicule et des différentes aspérités géométriques du véhicule, mais également de la hauteur de garde au sol. Si nous comparons le Peugeot 5008, représenté sur la figure 1.17 (a), et le Citroën Berlingo, représenté sur la figure 1.17 (c), nous pouvons observer des différences topologiques d'écoulement.

La répartition du coefficient de pression (C_p) n'est pas identique sur les deux modèles. La zone où la pression est la plus haute, situé sur la partie haute de la face arrière, est plus importante pour le 5008 que pour le Berlingo. Si nous observons la hauteur de garde au sol, le 5008, plus haut de bas de caisse que le Berlingo, permet un écoulement sous caisse plus développé. Le même constat peut être émis en observant le 5008 avec le Peugeot Partner, représenté sur la [figure 1.17\(b\)](#).

1.3 Contrôle d'écoulement

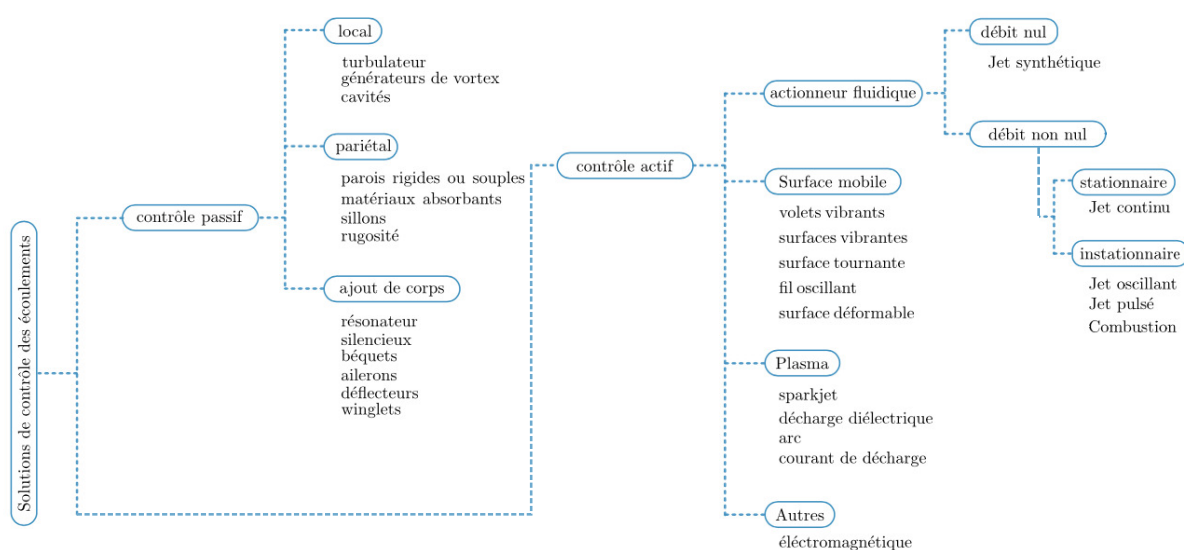


FIGURE (1.18) Panorama des différentes techniques de contrôle d'écoulement existantes selon L.D. Kral et al. [79] et L. Cattafesta et al. [26].

L'objectif de cette dernière partie est de présenter les techniques dans le domaine du contrôle des écoulements. Cette discipline peut être divisée en plusieurs parties comme illustré sur la [figure 1.18](#). Nous porterons un intérêt particulier pour le contrôle actif d'écoulement et le contrôle actif qui s'adapte aux conditions extérieures, que nous appellerons "actif/réactif". Cette discipline s'applique à tous les domaines utilisant des systèmes mécaniques complexes tels que le secteur automobile, ferroviaire ou encore aéronautique, pour ne pas être exhaustif. Nous pouvons dire que le contrôle d'écoulement est une science pluridisciplinaire car elle comprend la mécanique des fluides, ou aérodynamique dans notre cas, les théories de contrôles couplées avec l'automatique de systèmes complexes (dans le cas du contrôle actif/réactif en boucle fermée). En somme elle réunit toutes les méthodes permettant de mettre en place des techniques ou processus permettant d'influencer l'écoulement de manière à ce qu'il change de comportement par rapport à son état naturel (J. Flatt et al. [44]). Les avantages du contrôle d'écoulement sont multiples et permettent notamment d'améliorer le rendement d'un véhicule ou bien sa manœuvrabilité. Pour le cas du domaine aéronautique, cette amélioration de rendement permettra d'augmenter le rayon d'action d'un avion de ligne (kilomètres parcourus/nombre de passagers). Dans le secteur automobile, la réduction de la consommation des voitures par la diminution de l'impact de la traînée peut être également citée.

À partir de la [figure 1.18](#), il existe différentes catégories de contrôle que sont le contrôle passif et le contrôle actif. Pour le contrôle passif, nous pouvons prendre l'exemple de la balle de golf. Les petites alvéoles qui la constituent étaient un moyen de triche car, générant de petites instabilités tourbillonnaires localisées, elles augmentent la force de portance, et par la même occasion la distance parcourue par la balle. Dans le cadre d'un écoulement confiné en conduite, pour optimiser les transferts de chaleur, le contrôle passif d'écoulement, dit swirlé, peut intervenir dans l'amélioration des transferts de chaleur avec la paroi de la conduite, comme peuvent nous le montrer les travaux de [B. Indurain et al. \[68\]](#). La caractérisation de l'écoulement contrôlé peut être définie à l'aide de trois critères, énoncés dans les travaux de [M. Gad-el-Hak et al. \[39\]](#) :

- la localisation (paroi ou autre) de l'actionneur dans l'écoulement.
- la stratégie de contrôle (modification de l'écoulement moyen, instantanée ou de petites structures de l'écoulement).
- la puissance énergétique de contrôle utilisée.

Cette dernière est la catégorie qui revient le plus souvent et pose l'ensemble de la problématique du contrôle d'écoulement. Il est important de savoir contrôler un écoulement, dans le but de réduire la consommation globale du système, sans toutefois détériorer son rendement. C'est la raison pour laquelle nous pouvons faire la distinction entre le contrôle passif et le contrôle actif. Le premier est un dispositif qui ne dépense pas d'énergie. Il regroupe les éléments de faibles modifications géométriques tels que les spoilers, les milieux poreux, ... Les techniques passives comprennent la mise en forme géométrique pour manipuler le gradient de pression, l'utilisation de générateurs de tourbillons mécaniques fixes pour le contrôle des décollements, et la mise en place de rainures longitudinales sur une surface pour réduire la traînée ([L. Kral et al. \[79\]](#)). Le second quand à lui induit de l'énergie à l'écoulement, comme peut le faire l'injection d'air, le vent ionique, La frontière entre ces deux catégories est parfois mince car elle peuvent être combinées pour obtenir des résultats plus probants (comme peut l'être le soufflage passif, ou encore un aileron (passif) avec du soufflage d'air (actif)). Le contrôle passif n'utilise pas d'énergie externe ; il s'agit habituellement d'accessoires géométriques spécifiques ([W.-H. Hucho et al. \[67\]](#)). Le contrôle actif est une solution pour changer l'écoulement en ajoutant de l'énergie supplémentaire. Pour ajouter cette énergie et interagir avec l'écoulement, des dispositifs de commande sont nécessaires. [L. Cattafesta et al. \[26\]](#) ont divisé ces actionneurs en trois grands groupes :

- les actionneurs fluidiques
- les objets en mouvement
- les actionneurs plasmatisques

Un autre sujet important dans le contrôle actif concerne l'injection d'énergie sans tenir compte de l'état de l'écoulement, appelé la commande en boucle ouverte. En revanche, les méthodes en boucle fermée ou rétroactives (contrôle actif/réactif), ajustent continuellement la commande envoyée à l'actionneur, sur la base d'une information fournie par un ou plusieurs capteurs.

1.3.1 Voies passives

Le contrôle passif est une solution simple et peu coûteuse qui permet d'obtenir la performance souhaitée avec peu de changement géométrique. Ce type de contrôle est à privilégier avant toute tentative de contrôle en boucle fermée, afin de déterminer le bon emplacement permettant de modifier l'écoulement de manière efficace.

La première technique de contrôle passif qui peut être citée est l'optimisation paramétrique de la géométrie. La forme optimale d'une voiture ou d'un avion est recherchée en limitant autant que possible les décollements de couche limite, éléments perturbateurs dans un écoulement. Cependant, comme nous l'avons déjà mentionné, la conception des véhicules est soumise à de lourdes contraintes (Norme, gabarit, marketing, ...). Les décisions prises sont rarement en faveur de l'aérodynamique, et souvent les décollements nuisibles ne peuvent être évités. Des solutions basées sur des inserts de type plaque ou aileron sont alors fréquemment utilisées. Si nous prenons les travaux de *H. Choi et al.*[28], nous pouvons voir l'application de plaques séparatrices placées à différents endroits sur un véhicule de transport de fret (camion). L'ensemble de cette étude porte sur des solutions de contrôle passif appliquées sur la cabine ou entre la cabine et la remorque. L'application de ces modifications géométriques implique de fortes réductions de traînée variables selon le dérapage du véhicule. Cependant malgré quelques fluctuations dues au dérapage, ces réductions restent tout de même fortes.

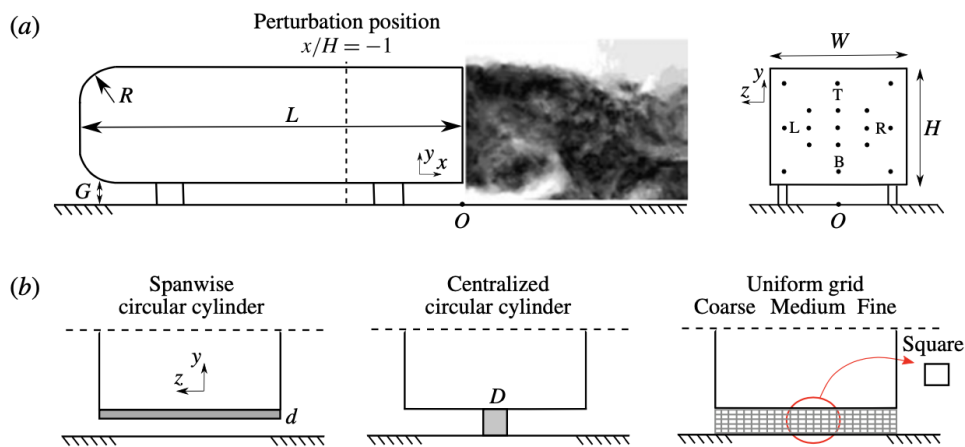


FIGURE (1.19) Détails expérimentaux des travaux de *D. Barros et al.*[10]. (a) Géométrie du corps d'Ahmed et emplacement ($x/H = -1$) du perturbateur fluide dans l'écoulement. La vue arrière indique les prises de pression utilisées sur la surface arrière du corps. (b) Types et disposition des perturbations sous le corps disposées à $x/H = -1$ dans l'écoulement.

La géométrie des camions permet des modifications qui ne sont pas dépendantes des mêmes contraintes que les véhicules automobiles. Ici nous sommes sur un écoulement de type cavité qui laisse une marge de manœuvre assez conséquente. Dans le cadre d'une voiture, les modifications géométriques, même mineures, impactent fortement les chaînes d'assemblage. Les constructeurs refusent donc des changements dans cette gamme, dus aux coûts excessifs de modification de ces chaînes d'assemblage, mais aussi à l'impact sur l'ensemble de la production. Dans le domaine du transport commercial, ces dispositifs ne sont pas souvent mis en œuvre. Les dispositifs passifs les plus couramment étudiés pour le contrôle d'écoulement sont : les milieux poreux, les générateurs de vortex et les déflecteurs.

Modulation de la vitesse d'écoulement sous le corps

Le contrôle de l'écoulement sous caisse a longuement été étudié dans la littérature. Nous pouvons citer, sans être exhaustif, les travaux de *D. Barros et al.[10]*, *Y. Haffner et al.[60]* et de *T. Castelain et al.[23]*. Ils ont tous participé à la modification du débit sous le corps d'Ahmed pour induire de fortes modifications de topologie de sillage.

Prenons, dans un premier temps, les travaux de *D. Barros et al.[10]* sur la modification de cet écoulement sous-caisse à l'aide de deux cylindres, l'un horizontal, et l'autre vertical (cf. [figure 1.19 b](#)). Des tests ont été effectués pour différents diamètres de cylindres ($d = 0.027$ et 0.054 , adimensionnés par rapport à la largeur du corps W) disposés sous le corps d'Ahmed, dans l'écoulement sous caisse à $x/H = -1$. Nous pouvons voir les résultats de cette étude sur la [figure 1.20](#).

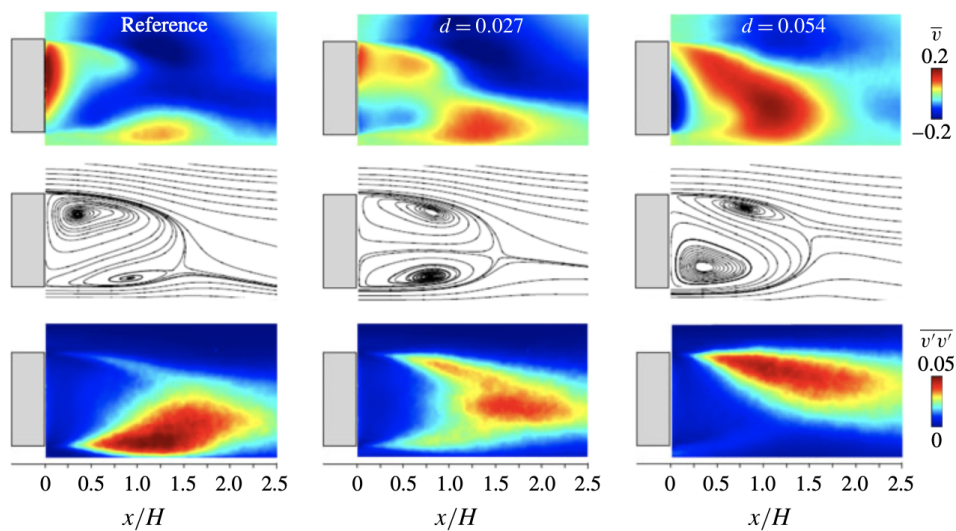


FIGURE (1.20) Statistiques du champ de vitesse dans le plan de symétrie ($z = 0$). Dans ces vues latérales, l'écoulement vient de gauche à droite. De haut en bas : la moyenne temporelle de la vitesse transversale \bar{v} , ligne de courant dans le plan et les fluctuations de la vitesse transversale $\overline{v'v'}$. De gauche à droite : écoulement de référence et sillages perturbés avec $d = 0.027$ et $d = 0.054$ (*D. Barros et al.[10]*).

Ces résultats démontrent un fort changement de la topologie du sillage, à mesure que le diamètre du cylindre augmente. En effet l'augmentation de ce diamètre réduit le débit sous le corps, donc l'écoulement ne rentre plus en interaction avec l'écoulement de sillage. Le cas de référence montre une topologie de sillage où un gros tourbillon se situe sur la partie supérieure, contre un plus petit sur la partie inférieure. Le diamètre de cylindre le plus faible ($d = 0.027$) favorise une symétrisation de ces deux bulbes de recirculation, alors que le diamètre le plus élevé ($d = 0.054$) inverse entièrement la topologie de sillage du cas de référence, avec le bulbe de recirculation le plus important qui se situe sur la partie inférieure. Nous voyons donc que l'ajout de perturbateurs aérodynamiques sur l'arête basse de la face arrière modifie fortement la topologie de l'écoulement. Cette modification est similaire à la modulation de la garde au sol. Des résultats similaires ont été observés par *T. Castelain et al.[23]*, *Y. Haffner et al.[60]*, avec des perturbateurs cylindriques disposés en haut et en bas du corps d'Ahmed (cf. [figure 1.21 b](#)). Les résultats de ces travaux sont représentés sur la [figure 1.22](#) et montrent également de forts changements de la topologie du sillage.

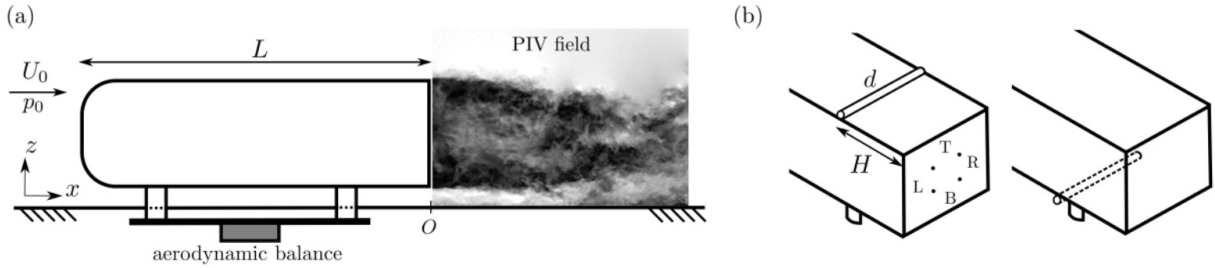


FIGURE (1.21) Détails expérimentaux de l'étude de *Y. Haffner et al.[60]*. (a) Vue de côté de la géométrie du corps d'Ahmed étudié : détail du champ de vision PIV dans le sillage et de la configuration pour les mesures de charges aérodynamiques. (b) Perturbation de l'équilibre de l'écoulement au moyen de cylindres de diamètre d situés dans la couche limite supérieure ou inférieure.

Ces fortes modifications sont similaires aux travaux de *D. Barros et al.[10]* et montrent une inversion de la topologie dans le plan x - z . Le point intéressant de cette étude est la suppression du comportement bi-modal représenté sur la *figure 1.22 b*). En effet, pour les cas où l'écoulement est perturbé en haut (respectivement en bas), nous pouvons observer un comportement uni-modal sur la partie basse (respectivement partie haute) de la distribution de pression sur la face arrière du corps d'Ahmed, dans le plan y - z . Ces résultats sont similaires à l'impact de la variation de la garde au sol sur la topologie de sillage. Nous avons vu précédemment que la vitesse de l'écoulement sous caisse étant contraint par la hauteur de garde au sol, pour de faibles débits sous le corps un décrochage de couche limite est observé et le sillage se trouve en condition stable. Il est intéressant d'observer un comportement identique pour une perturbation de la couche supérieure.

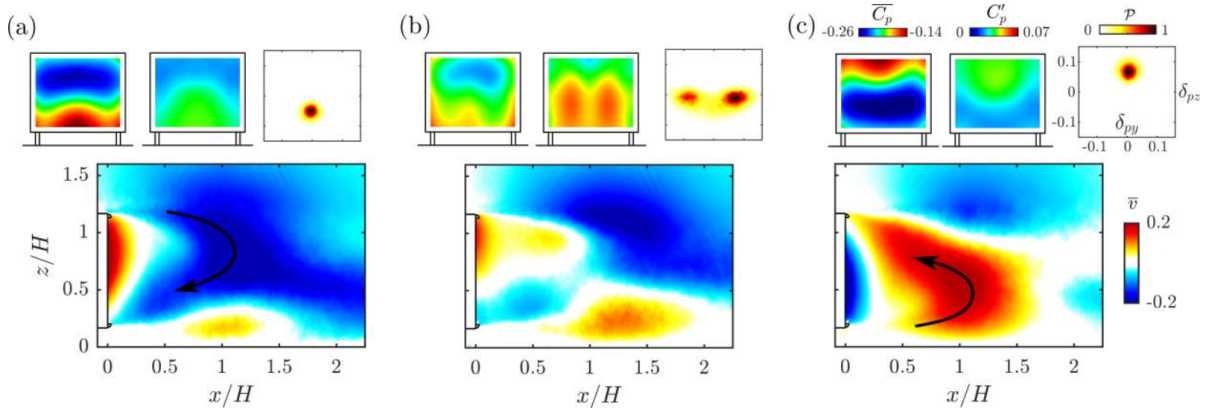


FIGURE (1.22) Topologies de sillage non contrôlé selon la localisation de la perturbation du cylindre. (a) Perturbation dans la couche limite supérieure. (b) Écoulement naturel non perturbé. (c) Perturbation de la couche limite inférieure. En haut, de gauche à droite, sont respectivement représentés, la moyenne temporelle de la distribution de C_p à l'arrière, les fluctuations de C_p et la distribution de probabilité du gradient de Pression de la face arrière $P(\delta_{pz}, \delta_{py})$. En bas, les champs de vitesse verticale moyenne sont représentés : les flèches représentent le mouvement d'entraînement principal formant la région de recirculation. *Y. Haffner et al.[60]*.

Les générateurs de vortex

Les générateurs de vortex sont de petits éléments géométriques placés sur une paroi à un endroit stratégique de l'écoulement. Ils permettent, notamment, de créer un tourbillon local qui favorise un meilleur échange de quantité de mouvement avec la couche limite naturelle. L'idée est de prélever de l'énergie à la partie supérieure de la couche limite, où la vitesse de l'écoulement est proche de U_∞ , et de l'injecter, via le tourbillon, dans la partie basse en proche paroi où les vitesses sont presque nulles.

Cet échange d'énergie permet un équilibre du gradient de pression adverse, responsable du décollement de couche limite. Le dispositif permet ainsi d'éviter, ou de retarder le décollement de couche limite de l'écoulement naturel. C'est la raison pour laquelle ils sont généralement situés en amont d'une zone de décrochage naturel, comme le toit d'une voiture (cf. [figure 1.23](#)). Les domaines d'application de ces dispositifs sont multiples. Ils peuvent être aussi bien utilisés dans le secteur automobile que dans le secteur aéronautique, où ils ont été inventés.

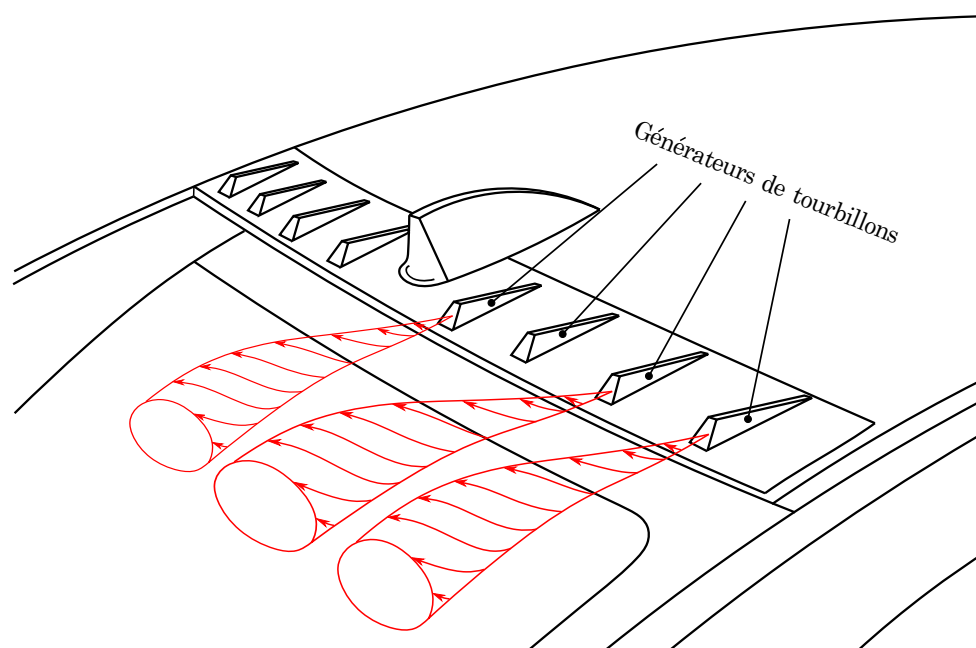


FIGURE (1.23) Représentation Schématique de générateurs de vortex sur le toit d'une voiture, et des tourbillons générés représentés en rouge.

Historiquement, ils ont été développés dans le but d'améliorer les performances aérodynamiques de l'aile ([S.F. Hoerner \[65\]](#), pour donner un exemple). La portance d'une aile est le fruit d'une surpression sur l'intrados et d'une dépression sur l'extrados. Ainsi la contribution de ces deux phénomènes à la portance est de l'ordre de $1/3$ et de $2/3$, respectivement. Ainsi pour améliorer les performances de portance d'un avion il faudrait déclencher le décrochage de couche limite sur l'aile d'avion beaucoup plus tôt afin d'augmenter cet état dépressionnaire sur l'extrados. Pour de fortes incidences, dans le cas où l'avion est cabré, ces générateurs de vortex permettent d'augmenter la portance et par conséquent d'augmenter cet angle d'incidence. Ils sont fortement étudiés lors des phases d'atterrissage, de décollage et de variations d'incidence, où la variable principale utilisée est la vitesse de l'appareil, directement liée à sa consommation par la poussée générée par les moteurs. Augmenter la portance à l'aide de ces dispositifs permettrait notamment de réduire la consommation lors de ces phases, comme le décollage qui est la plus énergivore. Les travaux de [C. Bak et al.\[9\]](#) montrent que le placement de générateurs de vortex, à 20% de la corde, sur l'extrados d'un profil NACA 63415, permettent d'améliorer l'angle de décrochage. Il passe ainsi d'une valeur de $\alpha = 13^\circ$ sans générateurs de vortex et $\alpha = 18^\circ$ lorsqu'ils sont appliqués. Des gains significatifs de portance sont obtenus : de l'ordre de 30% pour une incidence de 15° . [J.-L. Aider et al.\[5\]](#) ont testé ces générateurs de vortex sur un corps d'Ahmed. Cette étude présente l'avantage de pouvoir faire varier l'angle d'inclinaison de ces générateurs de vortex de manière active.

Elle montre également une forte variation du sillage avec et sans ces générateurs, et propose une diminution de la traînée de près de 11%. Dans la continuité de cette étude, des générateurs vortex ont été installés sur un véhicule déjà commercialisé, le PSA Citroën C4. Une ligne de générateurs de vortex a été intégrée près du bord supérieur, localisée juste en amont de la zone de décrochage de couche limite. Les changements de sillage sont similaires à ceux trouvés sur le corps d'Ahmed, et les gains sur la réduction de la traînée et la portance sont de 14% et 100%, respectivement. L'emploi de ce dispositif dans le domaine automobile est beaucoup plus récent et se retrouve notamment sur les concept-cars : comme le Logan Eco2 Concept Renault (*A. Kourta et al.[77]*), ou la PSA C-Airlounge (*J.-L. Aider et al.[77]*). De plus, ils ont été appliqués à un véhicule de production par Mitsubishi, où ils ont réussi à réduire le détachement et la traînée du véhicule (*Koike et al.[75]*).

Plaque séparatrice/Rétréint

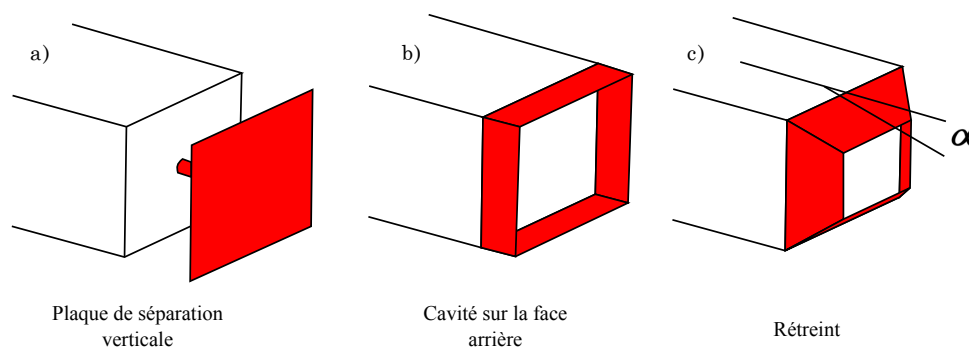


FIGURE (1.24) Résumé schématique des principaux moyens de contrôle par déflecteurs sur le corps d'Ahmed issus de *H. Choi et al.[28]*.

Comme nous avons pu le voir précédemment, la zone de décollement de couche limite principale couplée aux deux tourbillons longitudinaux contra-rotatifs sont les principales sources d'augmentation de la traînée aérodynamique. Si nous reprenons la *figure 1.9 b)*, nous voyons que la traînée est fonction des différents angles de la lunette arrière (slant angle). Ainsi, diverses façons d'affaiblir ou d'éliminer ces structures d'écoulement ont été examinées. Pour le corps d'Ahmed, une plaque de séparation verticale a été étudiée par *E. Levallois et al.[83]* et permet, d'une part de réduire la section transversale du sillage, et d'autre part d'augmenter la pression au culot en perturbant l'écoulement de sillage. Les résultats ont montré que l'utilisation d'un diviseur vertical (cf. *figure 1.24 a)*) resserre le sillage de 10% obtenant une réduction de traînée de 11,6%. Cette plaque a été disposée à $0.7h$ où h représente la hauteur du corps étudié. *P. Guilliéron et al.[51]* ont placé un dispositif identique, près de la face arrière du corps d'Ahmed, qui permet d'empêcher la formation des bulbes de recirculation du sillage et, par conséquent, de réduire la traînée. Cependant ce dispositif de contrôle passif est difficilement transposable au cas d'un véhicule réel (voiture, camion,...), de part sa géométrie imposante et, par déduction, son poids. De plus l'homologation d'un tel dispositif semble être très complexe. Une configuration qui semble être plus accessible, en termes de faisabilité, a été dimensionnée avec quatre plaques disposées sur les arêtes de la face arrière du corps d'Ahmed en aval de l'écoulement, formant une cavité autour du sillage naturel.

Cette configuration est appelé cavité de base (cf. [figure 1.24 b](#)) et a été étudiée par [E.G. Duell\[36\]](#), [B. Khalighi et al.\[74\]](#) et [A. Evrard et al.\[42\]](#), sans être exhaustif. Ces travaux ont démontré une réduction de l'instabilité du sillage et des intensités tourbillonnaires et de turbulence. Pour terminer, les contrôles passifs utilisant un rétreint présentent la même cavité que la cavité de base. Cependant les plaques de prolongement sont inclinées vers l'intérieur avec un angle spécifique (α), déterminé par l'expérimentateur (cf. [figure 1.24 c](#)). Cette configuration dévie l'écoulement vers le sillage et permet de réduire l'épaisseur de la zone de recirculation en aval du corps d'Ahmed. [B. Khalighi et al.\[73\]](#) ont étudié ces deux types de cavités, et leurs travaux ont permis de mieux réduire la traînée avec des plaques ayant des angles d'inclinaison vers l'intérieur (Rétreints). [P. Guilliéron et al.\[51\]](#) ont disposé ces plaques avec un angle oblique de $\alpha = 15^\circ$ sur un corps Ahmed et obtiennent une réduction de traînée de l'ordre de 22%. Les résultats montrent que la section du sillage est réduite et que la distribution de pression longitudinale moyenne augmente. [J.-L. Aider et al.\[5\]](#) ont utilisé des déflecteurs similaires ; cependant, ils étaient situés à 5 endroits différents d'un corps d'Ahmed bi-corps, avec une lunette inclinée de 30° (Haut, centre, fond, côté de la surface inclinée et côté de la surface verticale). Différentes configurations ont été testées en combinant différentes positions de déflecteur. Si tous les déflecteurs sont utilisés, le coefficient de traînée est réduit de 25%. De fortes variations sur l'effort de portance ont été obtenues pour cette étude (environ 100%). D'autres études ont également montré que la longueur et l'angle d'orientation de ces plaques formant le rétreint, influent fortement la réduction de traînée ([T. Han et al.\[62\]](#), [W. Yi \[116\]](#) et [C.N. Nayeri et al.\[95\]](#)).

Dans le cas du contrôle passif, l'action de ce contrôle est permanente dans le temps et ne peut être arrêtée. Cependant, entre la basse et la haute vitesse, différents phénomènes sont mis en jeu et l'action du contrôle n'est pas forcément souhaitée à chaque instant. Une réponse à ce problème est donnée par le contrôle actif.

1.3.2 Contrôle actif en boucle ouverte

L'objectif principal du contrôle actif est de modifier l'écoulement autour d'un obstacle en fonction d'une sortie mesurée (traînée aérodynamique, pression de culot, ...), sans modifier la forme géométrique de l'obstacle. Pour mettre en place un contrôle actif, il faut d'une part déterminer le type et la position des actionneurs permettant de modifier le débit de l'écoulement et d'autre part, un algorithme de contrôle pour calculer les commandes à chaque instant à partir des mesures disponibles. De nombreux type d'actionneurs ont été utilisés dans le domaine du contrôle d'écoulement. Nous pouvons citer les travaux de [S. Shadmani et al.\[108\]](#) qui ont utilisé des injecteurs plasmatiques sur la face arrière d'un corps d'Ahmed bicorps avec un angle de lunette arrière de 25° . Les résultats ont montré que l'actionneur plasma était plus efficace sur la distribution de pression et la force de traînée totale pour une vitesse d'écoulement de $U_\infty = 10 \text{ m/s}$. En appliquant des excitations continue et pulsé, ils ont démontré une réduction de traînée de 7.3% et 5%, respectivement. Cette réduction est obtenue par la dispersion des tourbillons longitudinaux et la suppression de l'écoulement séparé sur la lunette arrière inclinée. Ils ont également démontré l'inefficacité de leur jet plasmatique pour une vitesse d'écoulement de $U_\infty = 20 \text{ m/s}$. Ces actionneurs plasmatique déplacent l'air en l'ionisant grâce à des tensions électriques élevées (de l'ordre de 10 kV). Ce déplacement d'air est appelé « vent ionique ».

En d'autres termes, des électrodes sont placées dans l'écoulement, et le courant génère un plasma, qui peut alors être manipulé par des forces électromagnétiques (*L. Cattafesta et al.[26]*). Plusieurs études ont été menées pour étudier les actionneurs de plasma et trouver des manières de les rendre exploitables pour des applications de contrôle (*E. Kunhardt[26]*, *T. Corke et al.[34]*, *E. Moreau[94]*, *T. Duriez et al.[94]* et *F. Thomas et al.[111]*). Le principal avantage de cette approche est la création d'une force suffisante près de la surface arrière du corps d'Ahmed. Cependant, même si ce type d'actionneur est très répandu de part sa relative simplicité de mise en œuvre dans des contextes académiques, son rendement est plus que défavorable et donc ils ne sont pas adaptés à des applications automobiles (consommation des actionneurs supérieure au gain aérodynamique attendu). Il est donc nécessaire de trouver un actionneur compatible avec notre cas d'étude (transposition à un véhicule réel).

De manière générale, les travaux de *L. Cattafesta et al.[26]* ont permis de classer les types d'actionneur en fonction de leur interaction avec l'écoulement (cf. *figure 1.18*). Le premier type d'actionneur utilise l'aspiration ou le soufflage d'air. Ce type d'actionneur réunit plusieurs moyens de soufflage différents et reste le plus rencontré dans la littérature. Il modifie le sillage par injection d'air localisé et il en existe plusieurs types, comme les actionneurs à jet continu ou pulsé. Les actionneurs à jets synthétiques se caractérisent par des phases d'aspiration et de soufflage dont le débit intégré dans le temps est nul. Enfin le jet balayant peut être défini comme un jet continu oscillant, généralement généré par un oscillateur fluide défini dans les travaux de thèse de *S. Wang[115]*. Pour le corps d'Ahmed, le jet pulsé semble être une approche prometteuse car il permet de faire du forçage en fréquence. Nous avons choisi ce type de jet pour notre étude.

Par la suite, la question de la position de ces actionneurs pour avoir le maximum d'efficacité doit se poser. Généralement cette position est dépendante des phénomènes physiques qui se produisent autour de l'obstacle étudié. Les travaux de *S. Edwige et al.[38]* restent à ce jour la meilleure stratégie d'actionnement dans le cas d'un corps d'Ahmed à culot droit.

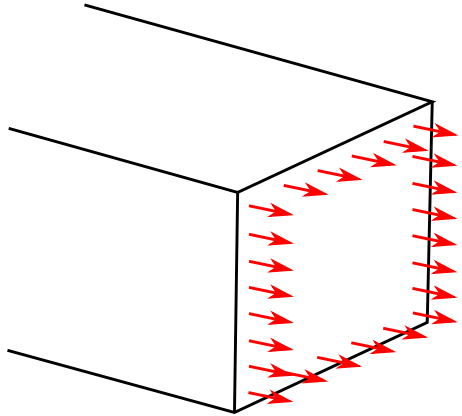


FIGURE (1.25) Représentation schématique de la position des actionneurs de type soufflage d'air utilisé dans les travaux de *S. Edwige et al.[38]*.

Pour ce cas précis, des actionneurs de type soufflage d'air positionnés aux arêtes de la face arrière du corps d'Ahmed, comme la *figure 1.25* l'illustre, semblent être le plus performants. Les travaux de *M. Lorite-Diez et al.[89]* utilisent aussi ce type d'actionneurs et font l'étude de différentes puissances de soufflage sur le sillage du corps d'Ahmed. Dans cette étude, les auteurs utilisent les coefficients de débit de soufflage, C_q , et le coefficient du rapport de vitesse de soufflage, définis respectivement par :

$$C_q = \frac{q_b}{U_\infty w h} \quad (1.15)$$

$$C_u = \frac{q_b}{U_\infty S_b} \quad (1.16)$$

avec S_b est la surface totale de soufflage composée de la somme des surfaces de fentes actives.

Les résultats de cette étude sont représentés sur la [figure 1.26](#). Les différents types de soufflage sont :

- Le soufflage latéral, avec L pour gauche (Left) et R pour droite (Right)
- Le soufflage supérieur, représenté par T (Top)
- Le soufflage inférieur, représenté par B (Bottom)

Ces résultats démontrent des réductions de traînée pour les différents types de soufflage, le plus efficace étant le soufflage sur le bas et sur le haut. L'injection d'air par ces fentes, à 90° par rapport à la face arrière du corps d'Ahmed, provoque un éloignement des centres tourbillonnaires et donc une réduction de la traînée. Une forte réduction de la traînée est également observée pour les soufflages gauche et droite combinés. Ce soufflage empêche l'interaction de la zone de recirculation avec les couches de cisailment latérales et symétrise le sillage. Un autre point intéressant est l'intensité d'injection du soufflage dans l'écoulement. Il est naturel que cette intensité soit suffisante pour interagir avec l'écoulement, cependant une intensité trop importante devient défavorable, en termes de réduction de traînée.

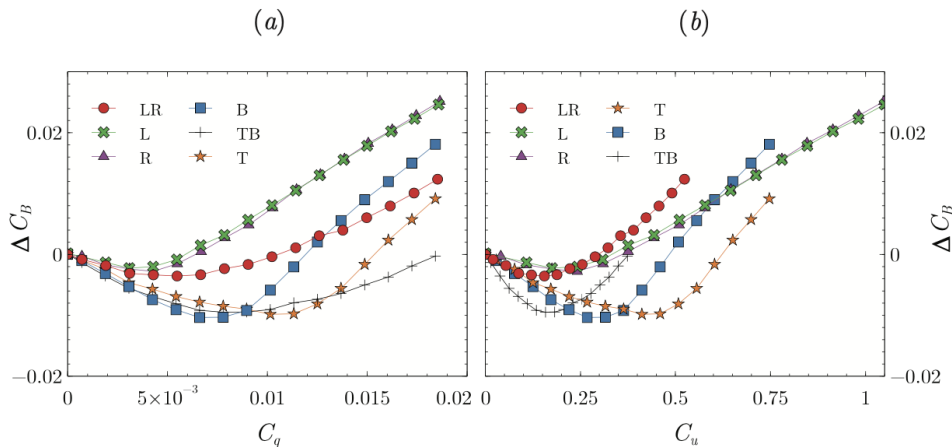


FIGURE (1.26) Variation du coefficient de général $\Delta C_B = C_B - C_{B0}$ par rapport au coefficient de débit C_q (a) et au rapport de vitesse de soufflage C_u (b) (*M. Lorite-Diez et al.[89]*).

Une autre famille d'actionneurs concerne les objets en mouvement placés dans l'écoulement ou sur la limite du domaine d'interaction fluide-solide pour induire un mouvement fluide local. Nous pouvons citer par exemple, des oscillateurs de couche limite, des plaques vibrantes, des diaphragmes montés à la surface, des fils oscillants, des éléments de surface rotatifs. L'idée est d'accélérer le fluide dans la partie inférieure de la couche limite en déplaçant cette paroi. Les actionneurs de surface mobiles peuvent prendre diverses formes, mais les plus courantes sont les volets en composite piézoélectrique ou les cylindres rotatifs. L'actionneur piézoélectrique a été utilisé avec succès dans plusieurs applications (*W.P. Jeon [69]*, *L. Cattafesta et al. [25],[24]* et *G. Raman et al. [103]*). L'idée est d'injecter des structures tourbillonnaires dans l'écoulement. Ces perturbations peuvent être entraînées dans le sens de l'actionnement ou dans le sens de l'écoulement en fonction de la géométrie et de l'emplacement du dispositif qui les génèrent (*R.D. Joslin et al. [71]*). Par exemple, une feuille battante a été plongée dans l'eau ($Re_h = 12700$) en aval d'une cavité.

Cette feuille oscille sous l'effet d'un signal sinusoïdal et ce mouvement de « battement » a réduit la longueur de rattachement du bulbe de recirculation de la cavité, de presque 70%. Cependant, ces applications ne sont réalisables que dans des approches purement universitaires.

Une fois que le type et la position des actionneurs ont été décidés, nous pouvons mettre en place la stratégie de commande. Elle peut être effectuée en boucle ouverte, de manière prédéterminée, indépendamment de l'état de l'écoulement, par exemple, par soufflage périodique pulsé, avec une fréquence fixe. Les configurations en boucle ouverte les plus courantes utilisent le soufflage continu ainsi que des variations de vitesse du jet U_{jet} , différents rapports cycliques (DC pour Duty cycle en anglais) et différentes fréquences d'activation f_a qui sont utilisées (*C. Tilmann [112]* et *J. Kostas [76]*). D'autre part, la fréquence d'activation est l'apparition périodique de l'excitation et peut être caractérisée par un nombre sans dimension connu sous le nom de nombre de Strouhal, précédemment défini dans l'équation 1.11 où h représente la hauteur du corps d'Ahmed. Le rapport cyclique correspond au pourcentage de la fraction de temps où le jet est actif pendant une période, sur la durée totale de cette période. Comme détaillé par *R. Li [84]*, le contrôle à basse fréquence ($St_h < 0.5$) peut déclencher deux phénomènes : l'augmentation de l'instabilité de l'écoulement due à l'amplification du lâcher tourbillonnaire, ou la destruction de ces mêmes structures ce qui atténue l'instabilité. Cependant, des gains plus importants peuvent être obtenus si l'actionnement prend en considération des informations sur l'état de l'écoulement, données par les mesures issues des capteurs. En positionnant plusieurs capteurs positionnés à plusieurs endroits, *a P. Joseph [70]* proposé quatre stratégies de commande en boucle ouverte : contrôle de la couche de cisaillement, contrôle des tourbillons longitudinaux, contrôle de la région de recirculation et la combinaison de plusieurs de ces stratégies. Nous pouvons remarquer que l'absence de rétroaction limite ces approches à des environnements maîtrisés tels que les souffleries. L'utilisation en milieu ouvert semble difficile en raison des perturbations liées à l'environnement et non prises en compte par la commande. Le contrôle en boucle fermée permet potentiellement de remédier à ces problèmes.

1.3.3 Contrôle avec retour de sortie (boucle fermée)

La plupart des publications sur le contrôle des écoulements en boucle fermée appartiennent à l'une des trois catégories suivantes : stabilisation de l'écoulement laminaire, contrôle adaptatif de la turbulence et loi de commande sans modèle. Une partie importante des études du contrôle des écoulements se concentre sur le contrôle du bulbe de recirculation du sillage, évoqué précédemment. Cette structure génère une grande zone de dépression. Dans la littérature, la principale stratégie de contrôle est de diminuer la pression localisée sur l'arête où se situe le décrochage de couche limite générant cette zone de recirculation. La commande en boucle fermée s'adapte aux conditions de fonctionnement externes en utilisant l'information fournie par des mesures. Un compromis doit être trouvé entre le nombre de capteurs installés (qui conditionnent en partie la complétude de l'information fournie), le coût du système et la complexité de la loi de commande. La liste des algorithmes de contrôle est illimitée, et pour cette raison, seules les approches les plus courantes pour le contrôle des écoulements seront ici brièvement décrites. Pour une description exhaustive des approches de contrôle, veuillez consulter *S.L. Brunton [21]*. Nous distinguons tout d'abord les approches à base de modèles par rapport à celles qui n'en utilisent pas.

La première approche consiste à modéliser l'écoulement à partir des équations aux dérivées partielles de Navier-Stokes, puis de les simplifier jusqu'à obtenir des équations différentielles ordinaires linéaires ou non (modèle à boîte blanche). Une autre approche consiste à formuler un modèle empirique à partir de données entrée-sortie mesurées ou issues de simulations CFD (modèle à boîte grise). La validité des modèles obtenus reste souvent locale (autour d'un ou plusieurs points de fonctionnement). Le modèle ainsi obtenu permet d'évaluer l'autorité de l'actionneur sur l'écoulement.

- **La commande linéaire** : La théorie du contrôle des écoulements contient une abondante documentation sur le contrôle linéaire des systèmes. La plupart des solutions de contrôle disponibles dans la littérature n'ont pas été validées expérimentalement mais ont été étudiées en simulation. La linéarisation des équations de Navier-Stokes peut être assez complexe augmentant le temps de calcul; pour cette raison, des modèles à ordre réduit (ROMs) peuvent être appliqués. De nombreux auteurs ont utilisé cette stratégie dans des simulations et des expériences (*H.W. Liepmann et al. [87]*, *S. Bagheri et al. [7]*, *K. Roussopoulos [105]*, *C.W. Rowley et al. [106]*, *M. Saminy et al. [107]* et *B. Belson et al. [14]*). Même si de nombreux outils puissants sont présentés dans la théorie du contrôle pour obtenir la linéarisation des équations, la plupart des écoulements étudiés dans les applications réelles sont intrinsèquement non linéaires.
- **La modélisation non linéaire** : cette approche est moins courante, en raison de procédures plus complexes. Dans le cadre du projet ELSAT-2020, au laboratoire, une approche de commande non linéaire à base de modes glissants a été étudiée tout comme les travaux de *D.M. Luchtenburg [91]*. Sans perte de généralité, la loi de contrôle passe d'un état lissé à un autre. Cette approche sera expliquée plus en détail par la suite. L'avantage de cette méthode particulière est sa robustesse. Cependant, le passage rapide d'une condition à une autre pourrait rapidement endommager les actionneurs.

Les approches de commande sans modèle, aussi appelées modèles à boîte noire, sont fondées sur des données d'entrée-sortie. De manière schématique la difficulté de modélisation est reportée dans l'analyse (éventuellement temps réel) des données entrée-sortie. Certaines approches sont potentiellement plus rapides à développer et à mettre en œuvre. C'est pour nous une opportunité qui sera saisie par la suite. La complexité de la physique des écoulements, régie par les équations de Navier-Stokes qui ne sont toujours pas résolues, est un frein dans le développement d'une loi de contrôle. L'utilisation d'une loi de commande sans modèle permet de passer outre. C'est ici que réside le levier scientifique du contrôle des écoulements. Il existe plusieurs méthodes comme par exemple les approches de type "Machine Learning" avec la programmation génétique (*C. Chovet [30]*) ou l'apprentissage par renforcement. Schématiquement, ces approches consistent à tester un premier contrôleur. À partir des enregistrements du comportement de la boucle fermée, le contrôleur ou ses paramètres sont adaptés. Le procédé est répété jusqu'à obtention d'un correcteur satisfaisant. Ce type d'approche est généralement assez long à mettre en œuvre et l'obtention de performances correctes peut être difficile à obtenir. Pour remédier à cela, deux techniques de commande sans modèle utilisent des contrôleurs par retour de sortie.

— **La commande sans modèle de M. Fliess et C. Join [45]** : est un contrôle qui n'utilise aucun modèle physique précis. Une explication théorique de cette technique de contrôle sera développée par la suite dans le [section 2.3](#). La commande sans modèle est basée sur l'observation du signal à piloter qui peut être utilisé à l'aide de deux techniques différentes :

- Estimation algébrique : l'estimation de la dynamique du système piloté (dynamique inconnue) se fait via un filtre à réponse finie. Ce type de filtre est largement étudié dans le traitement du signal. Prenons l'exemple d'une signal moyen où :

$$Y(n) = (y_{k-1} + y_{k-2} + \dots + y_n)/n \quad (1.17)$$

si nous initialisons toutes les cellules à 0 et que nous essayons de trouver une solution constante en remplaçant la première cellule par 3. Au premier coup d'horloge la première cellule vaut 3 mais toutes les suivantes valent 0. Au deuxième coup d'horloge les deux premières cellules valent 3 et les suivantes valent 0. Cette action se répète jusqu'à atteindre la dernière cellule n. Il faudra donc n coups d'horloge pour résoudre le système. L'avantage de ce filtre est qu'il est toujours stable et sa réponse à une entrée constante est obtenue en temps fini. Son principal inconvénient est qu'il requiert un grand nombre de termes pour réaliser la fonction souhaitée (comme par exemple passe bas, passe haut,...).

- L'observateur Linéaire : est un filtre à réponse infinie. C'est un filtre récursif, c'est à dire qu'il dépend de tous les états antérieurs du signal. Il peut donc être instable. Lorsqu'il est stable, la réponse du filtre à une entrée constante converge asymptotiquement vers sa valeur finale.

— **Contrôle par opposition** : est un contrôle développé dans les travaux de [R. Li \[84\]](#) pour contrôler la sortie du système à proximité de 0 en utilisant deux commandes binaires pour piloter des électrovannes tout ou rien. Ce contrôleur est défini par :

$$b^R(t) = H\left(\frac{\delta\hat{C}_p}{C_y} - \alpha\right) H(\sin(2\pi ft)) \quad (1.18)$$

$$b^L(t) = H\left(-\frac{\delta\hat{C}_p}{C_y} - \alpha\right) H(\sin(2\pi ft)) \quad (1.19)$$

où b^R et b^L représentent les commandes binaires permettant d'injecter de l'air sur les arêtes droite et gauche, respectivement. H représente la fonction créneau qui transforme le signal continu en une sortie binaire ($H(x) = 0$, si $x \leq 0$ et $H(x) = 1$, pour le cas contraire). Le terme $\frac{\delta\hat{C}_p}{C_y}$ et la sortie à piloter obtenue à l'aide d'un calcul de gradient suivi d'un filtrage passe bas ($\hat{\cdot}$).

Afin d'éviter le broutement (chattering) des commandes, aucune commande n'est appliquée lorsque la valeur absolue de la sortie est inférieure à α . Par exemple, $\frac{\delta\hat{C}_p}{C_y} > \alpha$ implique l'actionnement du bord droit alors qu'aucun actionnement n'est appliqué lorsque $\left|\frac{\delta\hat{C}_p}{C_y}\right| < \alpha$.

Le choix du terme α est un compromis entre la performance du contrôle et le coût énergétique qu'il induit. Les travaux de *R. Li [84]* définissent la procédure pour l'identification des différents états et fixent $\alpha = 0.06$ comme seuil. L'influence des différentes valeurs de α sur le résultat a également été détaillée. Lorsque $\left| \frac{\delta \hat{C}_p}{C_y} \right| > \alpha$, les électrovannes sont activées par un signal $H(\sin(2\pi ft))$ qui est en fait un signal carré de fréquence f et de rapport cyclique de 50%. Un autre paramètre de contrôle est la pression d'entrée P_0^i également définie par l'utilisateur et étudiée dans ces mêmes travaux. Cette étude démontre une réduction de traînée d'environ 2% en contrôlant la bi-stabilité. L'avantage de ce type de contrôle est sa facilité de mise en œuvre.

Synthèse

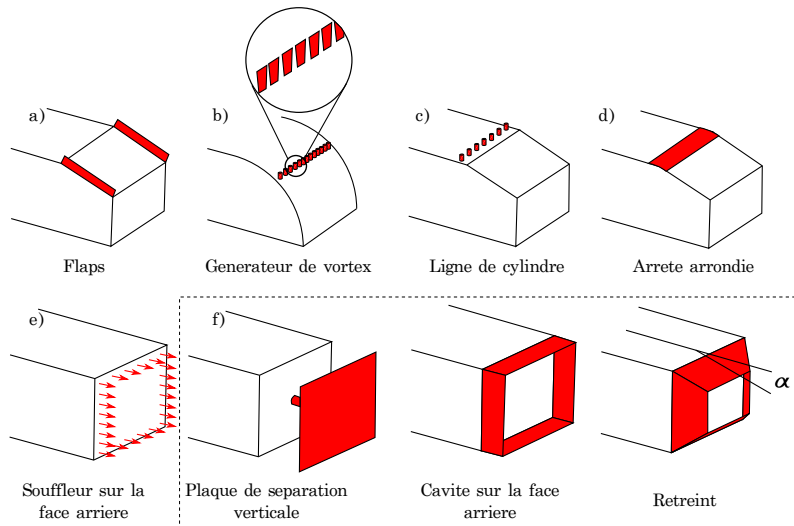


FIGURE (1.27) Résumé schématique des principaux moyens de contrôle passifs (a) flaps, b) générateur de vortex, c) perturbateurs cylindrique, d) arête adoucie et f) générateur de cavités) et actif utilisé (e) soufflage aux arêtes) sur le corps d'Ahmed, répertoriés dans la littérature.

Les éléments géométriques des véhicules apportent une contribution importante à la force de traînée. La part la plus importante est localisée sur l'écoulement de sillage (près de 30 %). De nombreux phénomènes y sont présents, comme le lâcher tourbillonnaire, la bi-stabilité,... La topologie du sillage évolue principalement en fonction de deux paramètres, le rapport d'aspect et la hauteur de garde au sol. De nombreux auteurs ont étudié l'influence de ces deux paramètres comme, *M. Grandemange et al. ([56],[55])*, et plus récemment *D. Barros et al. [12]* et *M. Lorite-Diez et al. ([89], [88])*. Ces travaux ont mis en évidence des modifications importantes de la topologie de sillage (inversion des bulbes de recirculation) suivant le débit de l'écoulement sous le corps.

Le contrôle d'écoulement semble alors approprié pour agir sur le sillage. De nombreuses études effectuent une caractérisation de différents types de contrôle mis en œuvre sur le corps d'Ahmed. Sans être exhaustif, nous pouvons citer les contrôles passifs des travaux de *D. Barros et al. [10]*, *Y. Haffner et al. [60]* et de *T. Castelain et al. [23]*. Tous ces travaux ont démontré une modulation du sillage en modifiant le débit de l'écoulement sous caisse à l'aide de cylindres ou de perturbateurs fluidiques (cf. figure 1.27).

D'autre, comme *S. Edwige et al.* [38] ou encore *M. Lorite-Diez et al.* [89], ont réalisé un forçage en continu en soufflant sur les arêtes du corps d'Ahmed dans la direction de l'écoulement (90° du culot). À notre connaissance, nous n'avons pas identifié d'auteur ayant réalisé des essais de soufflage continu à 45° et à 0° (soufflage tangent à la face arrière du corps), pour un corps d'Ahmed à culot droit identique à notre étude. Nous avons donc décidé d'entreprendre ces travaux, pour compléter ces résultats. La dépense énergétique du soufflage continu est beaucoup trop importante pour obtenir un rapport dépense énergétique / réduction de traînée avantageux. Nous avons donc décidé, comme *R. Li* [84] ou encore *C. Chovet* [30], de développer une loi de contrôle permettant d'obtenir des gains similaires pour des dépenses énergétiques plus faibles. La plupart des lois de contrôle sont en boucle ouverte et lorsqu'elles sont en boucle fermée, elles sont calculées à l'aide de modèles simplifiés. Cependant la dynamique de sillage révèlent de nombreux changements d'état en fonction de la géométrie, de la hauteur de garde au sol,... Les différents modèles basé sur des équations simplifiées dérivées des équations de Navier-Stokes ne sont pas forcément transposables à tous les cas d'études académiques. De plus la transposition de ces modèles de contrôles à des véhicules réels semble difficile. La loi de commande par opposition des travaux de *R. Li* [84] est très intéressante de par sa simplicité de mise en œuvre mais présente deux inconvénients. Tout d'abord, la sortie n'est pas pilotée précisément en 0 mais dans un voisinage paramétré par α ; ensuite le rapport cyclique des commandes appliquées est fixé à 50%. Peut être qu'adapter dynamiquement ce rapport cyclique permettrait de réduire la consommation énergétique. Pour tenter de remédier à ces deux inconvénients, nous proposons d'étudier une nouvelle loi de commande sans modèle proposé par *M. Fliess et C. Join* [45]. Cette loi de contrôle sera une proposition d'alternative au contrôle par opposition aux travaux de *R. Li* [84].

L'étude des cas réels (voiture, camion,...) n'est réalisée que d'un point de vue caractérisation. Dans la littérature, nous pouvons citer les travaux de *G. Bonnavion et al.* [18] et *O. Cadot et al.* [29], qui ont caractérisé différents véhicules réels. Nous nous sommes également proposés de développer un démonstrateur autonome dans le but de réaliser, d'une part, des essais en soufflerie et sur piste, et d'autre part des essais sur route.

Setup et stratégie de contrôle

2.1	Modèle simplifié de véhicule automobile : "le corps d'Ahmed"	37
2.1.1	Configuration et moyens de mesure	38
2.1.2	Correction inertielle des mesures de balances	43
2.1.3	Système de contrôle	46
2.2	Démonstrateur instrumenté réel : "la Twingo GT"	48
2.2.1	Équipements embarqués	48
2.2.2	Système de contrôle	50
2.2.3	Configurations d'essais et méthodes de calculs	51
2.3	Techniques de contrôle	54
2.3.1	Idée de base	54
2.3.2	Méthodologie algébrique pour l'estimation des signaux inconnus	56
2.3.3	Stratégie de loi de contrôle par MFC	56

Des études de caractérisation ont été menées à l'aide de maquettes expérimentales, aussi bien dans le milieu académique qu'en application industrielle. Ce chapitre présente les différentes maquettes réalisées, ainsi que les différentes techniques et moyens de mesures associés. Les techniques de contrôle que nous avons mis en œuvre y sont également introduites.

2.1 Modèle simplifié de véhicule automobile : "le corps d'Ahmed"

Comme nous avons pu le voir dans la [section 1.2.1](#), la maquette du corps d'Ahmed est le moyen générique et simplifié d'étudier l'aérodynamique externe d'un véhicule automobile. Une maquette a été réalisée au début de ces travaux. Elle correspond à une dimension de 70 % du corps d'Ahmed original (*S.R. Ahmed et al. [4]*) et est représentée sur la [figure 2.1](#). Ce corps d'Ahmed, de hauteur $h = 202 \text{ mm}$, de largeur $w = 272 \text{ mm}$ et de longueur $L = 730 \text{ mm}$ est disposé au dessus d'une table modélisant le sol, à une hauteur de garde au sol g variable de notre étude. Le rayon de congé de la face avant de ce corps d'Ahmed est de $r = 29 \text{ mm}$. Cette table de dimension $1500 \times 870 \times 18 \text{ mm}$ surmontée d'un bord d'attaque triangulaire associé à une bande rugueuse de 35 mm de diamètre, permet le développement plein et entier de la couche limite pour les mesures réalisées dans le sillage en aval. Le corps d'Ahmed est relié à une balance aérodynamique six composantes à l'aide d'un pied creux fabriqué in situ. Ce pied permet le passage des câbles des différents moyens de mesures, afin de ne pas être intrusif dans l'écoulement.

La hauteur de garde au sol g est modifiable, à l'aide d'un système de déplacement micrométrique, jusqu'à une valeur de $g = 50 \text{ mm}$ correspondant à une garde au sol adimensionnée de $g^* = g/w = 0.184$. Ce système de déplacement est situé sous la balance aérodynamique et est maintenu à l'aide de quatre tiges filetées serrées de part et d'autre. Les analyses, pour le cas où l'écoulement est non contrôlé, s'effectuent pour des $g/w = 0.063, 0.1$ et 0.154 . Seul le cas $g/w = 0.154$ est étudié pour le cas où l'écoulement est contrôlé. L'ensemble de ce dispositif est posé sur la planche de support située en dessous du sol simulé.

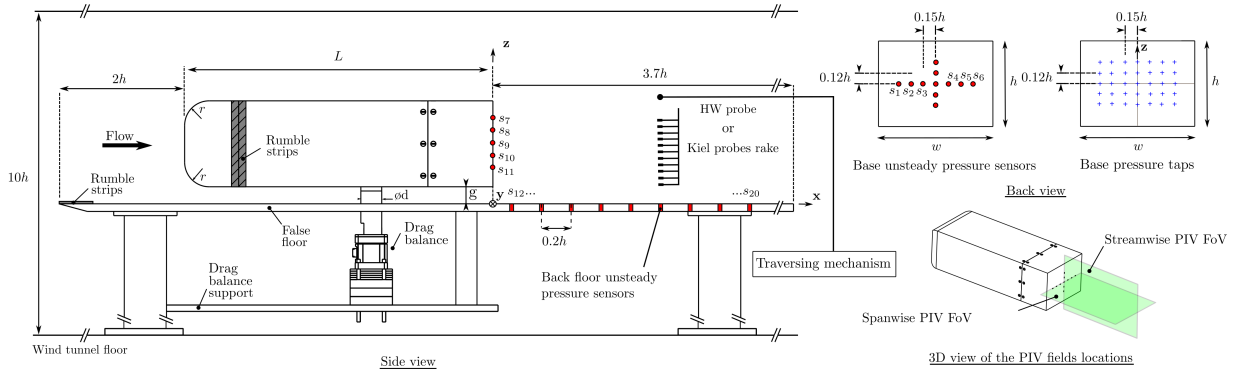


FIGURE (2.1) Représentation schématique de la maquette du corps d'Ahmed, utilisée dans cette étude. Les symboles "●", représentent les sondes de pressions in-stationnaires, alors que les "■" représentent les sondes de pressions stationnaires. Ce schéma est agrémenté des plans PIV, représentés par "■", utilisés lors de cette étude.

Le pied creux passe au travers du sol simulé par un trou de diamètre $d = 52 \text{ mm}$. Cette dimension permet de réaliser les mesures de balance aérodynamique, sans que le pied soit en butée sur le bord du trou de la table. Le corps d'Ahmed est situé au milieu de la veine d'essais pour éviter les effets de paroi de la soufflerie. Pour maintenir une cohérence des mesures, nous avons réalisé le corps afin que le rapport entre la hauteur de la veine d'essai et la hauteur du corps soit égal à 10%. Le flux a été décrit dans un système de coordonnées cartésiennes avec x, y et z représentant la direction de l'écoulement, la direction normale à la longueur h et la direction transversale (normale au sol), respectivement. L'origine est placée sur le sol à la position la plus basse de l'écoulement au plus proche de la surface arrière. Le nombre de Reynolds basé sur la hauteur du corps d'Ahmed est $Re_h = \frac{U_\infty \cdot h}{\nu}$, où ν est la viscosité cinématique et U_∞ la vitesse d'écoulement naturel. Les résultats pour les écoulements non contrôlés sont analysés pour des vitesses de $U_\infty = 10 \text{ m/s}$, $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ et $U_\infty = 30 \text{ m/s}$ correspondant aux nombres de Reynolds, basés sur la hauteur du corps, $Re_h = 1.43 \times 10^5$, $Re_h = 2.86 \times 10^5$ et $Re_h = 4.29 \times 10^5$, respectivement. Pour les écoulements contrôlés, seul le cas de $Re_h = 2.86 \times 10^5$ est analysé.

2.1.1 Configuration et moyens de mesure

Soufflerie aérodynamique : Les tests expérimentaux ont été réalisés dans la soufflerie subsonique du Laboratoire LAMIH. Celle-ci est composée d'un ventilateur faisant 4.8 m de diamètre (distance pale à pale) et délivrant une puissance de 200 kW . Ce moteur permet d'établir un écoulement calibré à une vitesse maximale de 60 m/s dans la veine d'essai. L'écoulement généré circule dans un tunnel en boucle fermée, passant par le canal de retour, de section $5 \times 5 \text{ m}^2$, et dirigé dans les virages par des aubes de redressement.

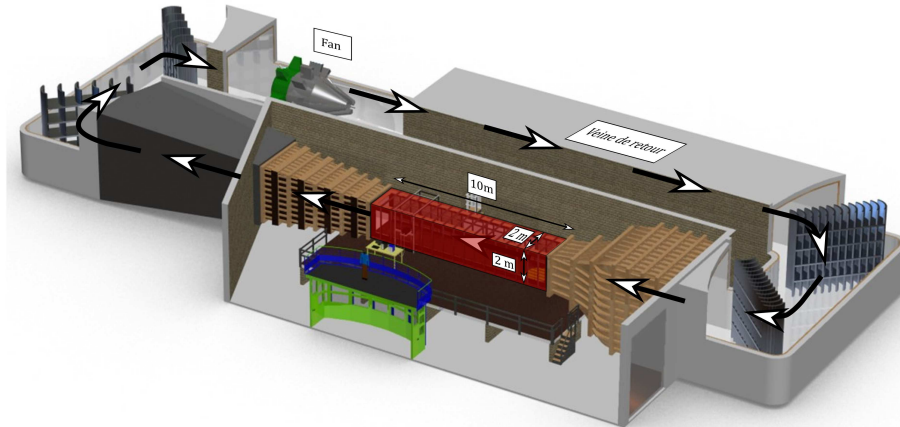


FIGURE (2.2) Représentation schématique de la soufflerie subsonique du LAMIH, avec la veine d'essais représentée en rouge et le sens de l'écoulement représenté avec les flèches blanches.

Chacune de ces aubes a un profil de pales afin de limiter les pertes de charge induites. Un ratio de contraction de 6.25 : 1 dirige l'écoulement dans la veine d'essai de section $2 \times 2 \text{ m}^2$. La veine d'essai, entièrement transparente pour les mesures optiques, fait 10 m de long. Les parois sont en polycarbonate (plexiglas). Une représentation de cette soufflerie est mise en évidence sur la [figure 2.2](#). Elle est parfaitement adaptée à l'étude des transports, tels que l'automobile, le train, ou encore l'aéronautique, grâce à son large panel de vitesses allant de 0.5 à 60 m/s. Le coefficient d'intensité de turbulence moyenne, dans la veine d'essai, est de 0.6%. La veine d'essai est également équipée d'une balance aérodynamique à 6 composants pour mesurer les forces aérodynamiques.

Les sondes de pression : Sur l'ensemble de la face arrière du corps d'Ahmed, nous avons disposé des sondes de pression instationnaires de type Kulite XCQ-080, qui sont des sondes piézo-électriques résistives. Nous en avons disposé 11 sur la face arrière (cf. [figure 2.1 back view, base unsteady pressure sensors](#)) afin d'avoir une idée des fluctuations temporelles de la pression dans le sillage en proche paroi du corps. La sonde Kulite 6_{AR} est disposée parfaitement au centre de la face arrière du corps d'Ahmed. Par la suite quatre autres sondes (deux en haut (1_{AR} et 2_{AR}) et deux en bas (10_{AR} et 11_{AR}) sont disposées dans l'axe vertical avec un $\Delta z = 0.12 h$. Les autres sondes, sur le plan horizontal (cf. [figure 2.1 back view](#)), sont espacées d'un $\Delta y = 0.15 h$. Sur la table située en dessous du corps d'Ahmed nous avons disposé 9 autres sondes instationnaires avec un espacement $\Delta x = 0.2 h$, pour avoir une idée des structures qui sont convectées dans l'écoulement. Ces sondes de pression instationnaires ont une gamme de 35 kPa et une précision statique de $\pm 0.1\% fso$. Nous avons fait l'ensemble des acquisitions avec une fréquence $f_s = 2 \text{ kHz}$ associée à un filtre Butterworth d'ordre 8 avec une fréquence de coupure $f_c = 1 \text{ kHz}$. Des sondes de pression statiques sont également disposées sur la face arrière du corps (cf. [figure 2.1 back view, base pressure taps](#)), afin d'avoir une idée du champ de pression moyen dans le sillage en proche paroi. Pour cela un ensemble de 35 tubes a été disposé sur la face arrière avec des espacements identiques (Δx et Δy) par rapport au centre de la face arrière. Ces tubes sont reliés à un scanneur de pression dynamique (MPS4264 de la marque Scannivalve) avec une gamme de mesure de 2000 Pa et une précision statique de $\pm 0.1\% fso$ correspondant à $\pm 3 \text{ Pa}$.

Ils permettent d'obtenir le coefficient d'aspiration global, $C_b = -\frac{1}{A} \int_A C_p dA$, où A est la surface de la face arrière englobant les sondes de pression. Ce scanneur permet de faire des mesures de champs de pression avec une fréquence d'acquisition $f_a = 10 Hz$ entre deux champs de pression successifs, sur la face arrière du corps d'Ahmed. Des mesures de sillage 2D et 3D ont également été réalisées à l'aide d'un système de déplacement, développé par la suite, et d'un peigne à sondes de Kiehl. Ce peigne est relié à un scanner de pressions FCS412 et à un manomètre FCO560 avec une plage de mesure de 2000 Pa et une erreur statique de $\pm 0.1\%$ fso correspondant à $\pm 3 Pa$. Le maillage de ces plans 2D et 3D est constant de $0.1 h$ selon x , y et z .

La balance aérodynamique : Afin de quantifier les effets de l'écoulement sur la traînée, les mesures de force sont obtenues par l'utilisation d'un modèle de balance aérodynamique Delta Ati MC3A-500 commercial à 6 composants construit par PM instrumentation. Ces capteurs sont l'un des plus petits modèles de force multi-composantes. Cette balance est conçue pour mesurer les forces aérodynamiques à l'aide d'une jauge de déformation. La balance a une plage de détection, pour la traînée et la dérive, de 0 à 1100 N, avec une résolution de $\pm 0.1 N$ et un faible rapport signal-bruit. La traînée d'écoulement déplace une plaque supérieure connectée aux supports du modèle. Ce mouvement favorise une expansion du capteur qui est couplé à une autre plaque (support d'équilibre aérodynamique), derrière le faux plancher (voir la [figure 2.1](#)). Les forces de traînée et de dérive mesurées, F_x et F_y sont normalisées par la zone frontale $S = w \times h$ du corps d'Ahmed et par la pression dynamique q_0 comme suit :

$$C_D = \frac{F_x}{S p_{dyn}} \quad (2.1)$$

$$C_y = \frac{F_y}{S p_{dyn}} \quad (2.2)$$

où C_x et C_y sont respectivement les coefficients de trainée et de dérive. L'erreur maximale associée à la répétabilité et à l'hystérésis sont d'environ 0.5. Nous avons fait l'ensemble des acquisitions à une fréquence $f_s = 2 kHz$, couplées à un filtre butterworth d'ordre 8 avec une fréquence de coupure $f_c = 1 kHz$.

Le système d'acquisition Dewesoft : L'ensemble des signaux de pressions et de balance aérodynamique est directement connecté sur 3 boîtiers Dewesoft Sirius (un à 8 entrées et 8 sorties analogiques et deux à 16 entrées). Ces baies d'acquisition permettent de synchroniser l'ensemble des signaux en temps réel. La fréquence d'acquisition pour l'ensemble des signaux est de $f = 2 kHz$ avec un filtre Butterworth d'ordre 8 ayant une fréquence de coupure $f_c = 1 kHz$. Les huit voies de sortie analogiques nous permettent d'envoyer 2 signaux de pression et un de dérive (de la balance aérodynamique) directement au boîtier de contrôle Speedgoat, que nous allons présenter par la suite.



FIGURE (2.3) Représentation du boîtier Dewesoft Sirius utilisé pour les essais .

Le dispositif PIV : L'étude de la vitesse par image des particules, communément appelée PIV (particule image velocymetrie), est une technique de diagnostic optique des champs aérodynamiques, dont les détails théoriques se trouvent dans *R.J. Adrian [2]*. La méthode consiste à déterminer le déplacement d'un nuage de particules entre deux instants successifs. Connaissant localement la distance parcourue par un groupe de particules pendant le temps séparant les deux moments, il est possible de revenir aux composants du vecteur de vitesse à un point donné de l'espace. Cette méthode nécessite l'utilisation de traceurs suffisamment fins pour suivre la trajectoire des particules fluides sans altérer l'écoulement.

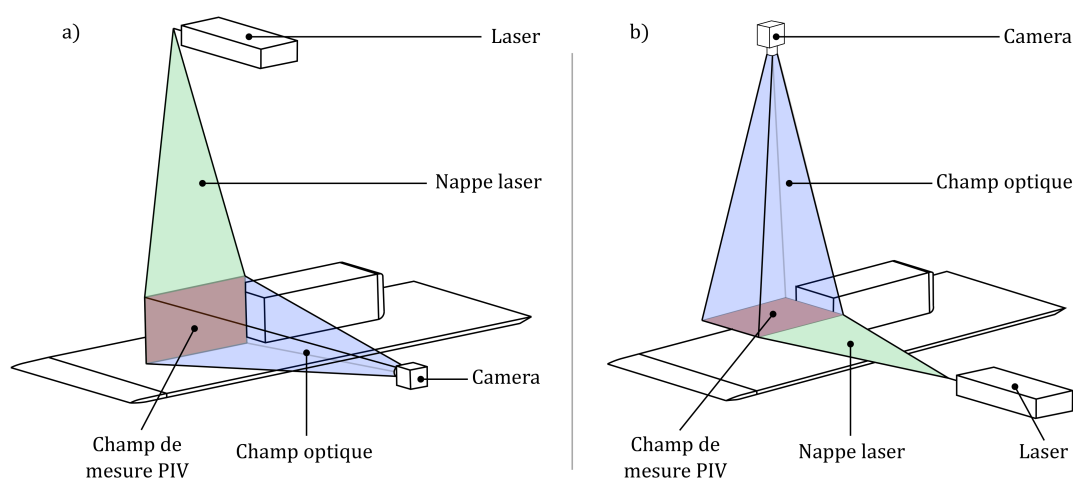


FIGURE (2.4) Représentation schématique de la configuration PIV sur le corps d'Ahmed. Le plan "■" représente le plan laser alors que le plan "■" représente le champ de la caméra. Le plan "■" représente l'intersection de ces deux derniers, où nous effectuons les mesures PIV.



FIGURE (2.5) Représentation du système de déplacement en configuration sonde de Kiehl.

Des particules d'huile d'olive de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre ont été produites avec un atomiseur (Tsi atomizer 9307) à jet en amont de la chambre de stagnation etensemencées dans le canal. Le champ de particules est ensuite éclairé par une nappe laser (Quantum double cavité), représentée par le plan vert sur la figure 2.4, qui permet de le détecter par une caméra dont l'axe optique, représenté par le plan bleu, est perpendiculaire au plan laser. L'acquisition des images nécessite une synchronisation parfaite entre le laser et les caméras. Dans le cadre de ces travaux, nous avons utilisé une méthode PIV bidimensionnelle (2D) pour récupérer les champs de vecteur vitesse représentés par les deux plans rouges de la figure 2.4 a) et b), intersection du plan laser et du champ de la caméra. Le plan rouge de la figure a) représente le plan PIV transversal alors que celui de la figure b) représente le plan longitudinal.

Le système PIV, fabriqué par TSI, est composé d'un système laser (double-pulse 200mJ dual-head Nd- Yag (Quantel Bslt220)) générant une longueur d'onde de 532 nm avec une épaisseur de nappe laser de $0,4\text{ mm}$. La fréquence de répétition a été réglée sur $F = 7\text{ Hz}$. Le laser est fourni avec deux cavités (A et B) avec un délai entre deux impulsions laser (Q-Switch) de $t = 5\text{ }\mu\text{s}$. Le rapport entre l'épaisseur de la nappe laser et la largeur du modèle est inférieur à 1%, ce qui permet de considérer la mesure comme bidimensionnelle. Les plans lasers étudiés sont disposés en deux configurations bien distinctes que nous appellerons, longitudinale et transversale. Pour la configuration transversale, le plan laser est positionné dans le plan central du modèle dans le sens de la hauteur h , mais aussi dans le sens latéral w , dans le cas de la configuration longitudinale. Le temps entre deux images successives, nécessaire à la détermination des champs vectoriels, a été défini en tenant compte de la vitesse de l'écoulement établie dans la veine d'essai. Cette durée de t est fixée respectivement à 50, 20 ou $10\text{ }\mu\text{s}$ pour des vitesses de 10, 20 et 30 m/s . Le laser est utilisé pour illuminer les particules d'huile d'olive dispersées dans la veine d'essai par un atomiseur fourni par TSI. Les images ont été capturées à l'aide de deux caméras vidéo (Ccd Powerview) de $2048 \times 2048\text{ pixels}$ avec un objectif de 50 mm . Les champs vectoriels sont reconstruits à l'aide d'un algorithme de corrélation directe appliqué à une grille d'interpolation de $16 \times 16\text{ pixels}$. Les travaux de *R.D. Kean et al. [72]* fournissent des détails sur les méthodes de corrélation d'images pour la mécanique des fluides expérimentale. Afin de réduire le temps de calcul, des masques sont appliqués aux images afin de ne corrélérer que les zones d'intérêt. Les tailles et les résolutions des champs obtenus après l'étalonnage spatial dépendent de la configuration étudiée et seront ensuite reportées pour chaque cas. Pour chaque test, 2000 paires d'images sont enregistrées pour assurer la convergence statistique des champs de vitesse.

Le dispositif fil chaud : Pour réaliser des mesures sur les phénomènes physiques de lâcher tourbillonnaire, un dispositif d'anémométrie par fil chaud (CTA, Constant Temperature Anemometry), a été installé dans la soufflerie. Ce dispositif est qualifié de moyen de mesure intrusif car celui-ci vient perturber l'écoulement naturel à l'arrière du corps d'Ahmed. Celui-ci permet l'acquisition de la vitesse dans l'écoulement en un point précis. Le dispositif expérimental et le logiciel utilisé proviennent de la compagnie Dantec. La sonde utilisée est calibrée dans le but d'obtenir la correspondance entre la tension mesurée et la vitesse. Cinq points de mesure ont été définis pour cette étude de lâcher tourbillonnaire et sont représentés sur la [figure 2.6](#). Tous les points sont situés à 2 cm à l'intérieur de la surface arrière du corps d'Ahmed avec un espacement de $0.5h$, dans le sens longitudinal, et de $0.35h$, dans le sens transversal. Ces mesures de sondes CTA sont destinées à une étude spectrale pour obtenir les fréquences correspondantes aux phénomènes physiques associés.

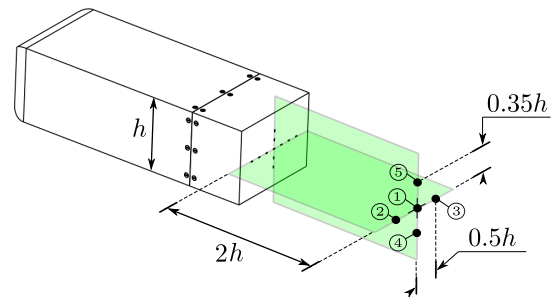


FIGURE (2.6) Représentation schématique des positions des mesures CTA sur la face arrière du corps d'Ahmed ("•").

Le système de déplacement : Afin de pouvoir réaliser les mesures au fil chaud (CTA) et les mesures de cartographie de pression, nous avons mis en place un système de déplacement de type traverse motorisé, avec une précision de déplacement de 0.1 mm, piloté par le logiciel Dantec Stream-line 90N10. Deux configurations sont observées selon le type de déplacement dont nous avons besoin. Lors des essais de cartographie de pressions 2D, nous avons besoin d'une longueur de déplacement de 900 mm, selon l'axe x. Nous avons combiné deux traverses, de 600 mm et 400 mm, que nous avons disposées l'une au dessus de l'autre dans la direction x. Dans la configuration du balayage avec un peigne de sondes de Kiehl, la traverse de 600 mm est orientée dans la direction de l'écoulement x, et la traverse de 300 mm est orientée selon y. Ceci est représenté sur la [figure 2.5](#). Cette configuration est aussi utilisée dans le cadre des mesures de fil chauds à des points bien précis du sillage de l'écoulement du corps d'Ahmed.

2.1.2 Correction inertielle des mesures de balances

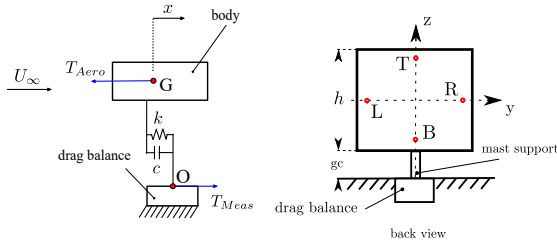


FIGURE (2.7) Schéma du principe dynamique de l'étude dans le plan xy.

Une méthode de correction de l'effet d'inertie du corps est prise en compte dans cette section. Lors de la progression de l'écoulement autour de la maquette du corps d'Ahmed et dans son sillage, des instabilités sont observées et perturbent les mesures de balance aérodynamique. La réponse dynamique de la maquette du corps d'Ahmed est déclenchée par les forces aérodynamiques instables exercées sur

sa surface. Nous pouvons décrire le mouvement dynamique par l'équation :

$$m_t \ddot{x}(t) + c \dot{x}(t) + k x(t) = f_D(t) = T_{Aéro}(t) - T_{Mesuré}(t) \quad (2.3)$$

$$m_t \ddot{y}(t) + c \dot{y}(t) + k y(t) = f_S(t) = F_{Aéro}(t) - F_{Mesuré}(t) \quad (2.4)$$

où x , $T_{Aéro}$, $T_{Mesuré}$ sont la position dans l'écoulement, la force de traînée réelle et la force de traînée mesurée (par la balance aérodynamique), respectivement. Le coefficient d'amortissement du système est noté c , alors que k est la constante de raideur du pied reliant la balance au corps d'Ahmed. $f_D(t)$ est la traînée, $f_S(t)$ est la dérive et m_t est la masse totale du système. L'accélération \ddot{x} , la vitesse \dot{x} et le déplacement x du corps d'Ahmed dans l'écoulement sont directement mesurés à l'aide d'un accéléromètre, par vélocimétrie laser, et un système de mesure de déplacement, respectivement. L'équation de la dynamique modélise la connection entre les forces de traînée et de dérive du corps (un exemple pour la traînée est représenté sur la [figure 2.7](#)). Pour une connexion parfaite (induisant tout déplacement du support cylindrique du corps), l'équation 2.4 conduit à $T_{Aéro}(t) = T_{Mesuré}(t)$, c'est à dire qu'aucune correction d'inertie n'est nécessaire. Mais dans le cas réel, les oscillations supplémentaires dues aux vibrations du corps induites par l'effet inertiel doivent être corrigées afin d'obtenir les forces aérodynamiques réelles. Par normalisation nous obtenons,

$$\ddot{x}(t) + 2\xi\omega_0\dot{x}(t) + \omega_0^2 x(t) = \frac{1}{m} F(t) \quad (2.5)$$

avec x , la position, F la force, $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ et $\xi = \frac{c}{2m\omega_0}$. Maintenant que nous avons les paramètres du système d'étude, nous devons les déterminer par des mesures en soufflerie.

Détermination des paramètres du système

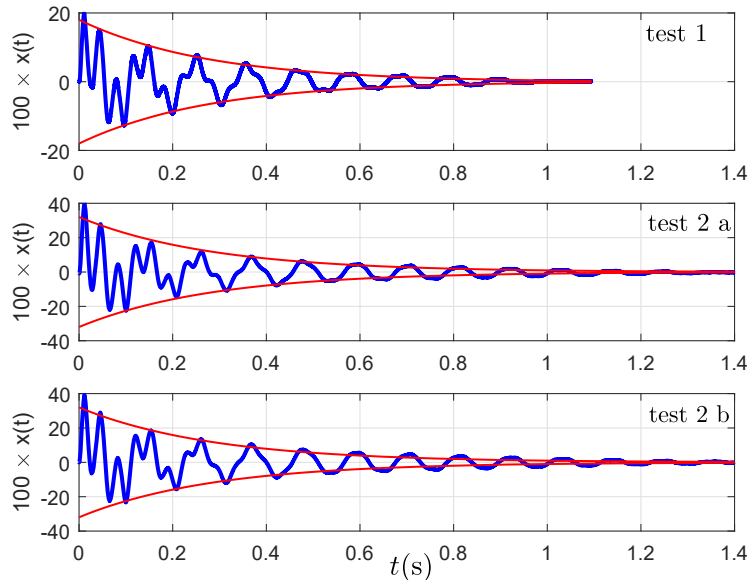


FIGURE (2.8) Représentation des mesures faites à différentes impulsions de forces pour F_0 et $2F_0$.

Pour déterminer les coefficients ω_0 et ξ , nous appliquons la méthode de la réponse impulsionnelle. Nous appliquons cette méthode au cas d'une force impulsive : $F(t) = F_0\delta(t)$. Pour le cas où le système est immobile initialement, on obtient pour $\xi < 1$:

$$x(t) = \frac{F_0}{m\xi\omega_0} e^{-\xi\omega_0 t} \sin(\omega_d t) \quad (2.6)$$

avec $\omega_d = \omega_0\sqrt{1 - \xi^2}$.

Nous devons déterminer expérimentalement l'amortissement en vibration libre. Nous mesurons deux maxima locaux successifs, avec le décrément logarithmique qui s'écrit $\delta = \ln\left(\frac{x_n}{x_{n+1}}\right)$, on a alors :

$$\xi = \frac{\delta}{\sqrt{4\pi^2 + \delta^2}} \quad (2.7)$$

Dans notre cas, nous avons réalisé trois mesures avec différentes forces impulsionnelles, F_0 , $2.F_0$. On obtient pour ces cas $\xi = 0.06 \pm 0.001$. De la même façon l'enveloppe (en rouge sur la figure 2.8, $e^{-\omega_0\xi t} = e^{-3.5t}$) nous permet d'avoir une estimation de $\omega_0 = 58.3 \pm 5$.

L'équation devient donc :

$$\ddot{x}(t) + 7\dot{x}(t) + 3400.x(t) = \frac{1}{m}(T_{Aéro}(t) - T_{Mesuré}(t)) \quad (2.8)$$

Une fois que nous avons trouvé cette équation nous pouvons faire de même avec l'équation représentant la force de dérive.

Nous avons fait ensuite des mesures de balance réelles que nous avons comparées aux mesures de balance corrigées pour mesurer l'efficacité, représentée sur la [figure 2.9 a\) et b\)](#). Nous voyons bien que la correction reste mineure, et donc que les effets d'inertie ont très peu d'influence. Cela peut s'expliquer par la géométrie de notre pied. De plus ce dernier est réalisé en acier ce qui augmente fortement sa raideur. Nous appliquons un filtre aux signaux de balance qui supprime totalement ces effets d'inertie, de manière plus conséquente que la correction que nous avons démontrée. Nous faisons les traitements des signaux à partir de Matlab R2018B, et nous utilisons le filtre `Filtfilt`.

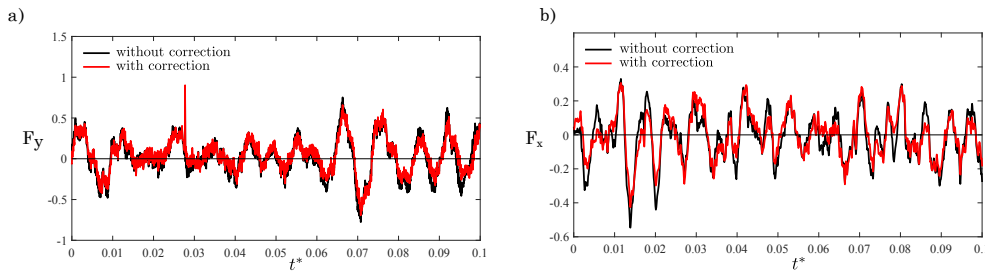


FIGURE (2.9) Représentation des mesures faites sur la traînée à 10 m/s (a) et sur la dérive à 20 m/s (b).

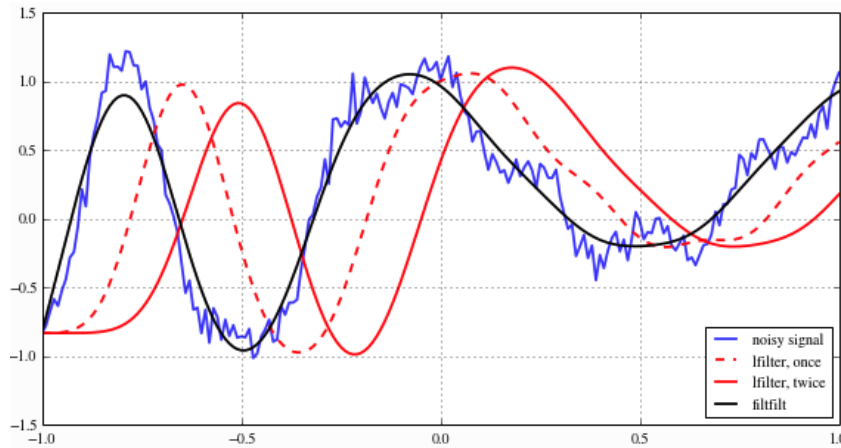


FIGURE (2.10) Représentation de l'action du filtre Matlab `Filtfilt` sur un signal.

Sur la [figure 2.10](#) nous pouvons voir un exemple de filtrage sur Matlab pour un signal bruité (-). Les filtres sont, un filtre `lfilter` appliqué une fois (- -), un filtre `lfilter` appliqué deux fois (-) et le filtre `Filtfilt` (-). Nous pouvons voir que les deux premières applications de filtre effectuent une bonne atténuation du bruit en utilisant une fréquence de coupure, cependant, il existe un décalage de phase. Pour le cas où nous utilisons le filtre `Filtfilt` il n'y a pas de décalage de phase pour des performances presque identiques. Cette absence de décalage de phase réside dans le fait que ce filtrage s'effectue sur le signal, d'une part, mais également sur le signal retourné temporellement (-t), afin de pouvoir annuler le décalage de phase par la suite. Dans le domaine de fréquence du signal, si $x(n)$ est la séquence d'entrée et $h(n)$ est la réponse en fréquence du filtre, le résultat d'un premier filtrage du signal donne :

$$X(e^{j\omega})H(e^{j\omega}) \tag{2.9}$$

avec $X(e^{j\omega})$ et $H(e^{j\omega})$ les transformées de Fourier de $x(n)$ et $h(n)$, respectivement.

Le retournement temporel consiste à remplacer ω par $-\omega$ dans le domaine fréquentiel d'étude. Donc nous avons :

$$X(e^{-j\omega})H(e^{-j\omega}) \quad (2.10)$$

Par la suite nous appliquons une deuxième fois le filtrage passe bas, ce qui revient à multiplier par $H(e^{j\omega})$:

$$X(e^{-j\omega})H(e^{-j\omega})H(e^{j\omega}) \quad (2.11)$$

qui après inversion de temps donne finalement pour le spectre du signal de sortie :

$$Y(e^{j\omega}) = X(e^{j\omega})H(e^{j\omega})H(e^{-j\omega}) = X(e^{j\omega}) |H(e^{j\omega})|^2 \quad (2.12)$$

Nous obtenons $H(e^{-j\omega}) = H^*(e^{j\omega})$ pour les coefficients réels du filtre. L'équation 2.12 montre que le spectre de sortie est obtenu par filtrage avec un filtre à réponse de fréquence $|H(e^{j\omega})|^2$, qui est à valeur purement réelle, c'est à dire que sa phase est nulle et qu'il n'y a donc pas de distorsion de phase, en théorie.

2.1.3 Système de contrôle

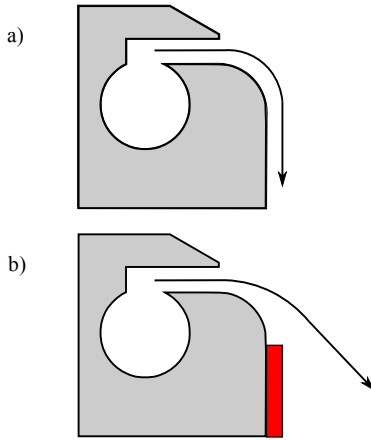


FIGURE (2.11) Représentation d'un dispositif de soufflage pour (a) le cas de soufflage à 0° et (b) le cas de soufflage à 45° . La plaque déviant le jet à 45° est représentée par "■".

le coefficient du rapport de la vitesse de soufflage, V_R , et le coefficient de débit de soufflage, C_q , comme :

$$V_R = \frac{U_{jet}}{U_\infty} \quad (2.13)$$

$$C_q = \frac{V_R \cdot s_j}{wh} \quad (2.14)$$

Nous pouvons définir également l'angle d'inclinaison de jet dans l'écoulement. Celui-ci est défini par la mesure PIV comme étant l'angle entre la face arrière du corps d'A Ahmed et le maximum d'intensité de vitesse, extrait des mesures PIV.

Couteaux d'airs Les systèmes d'injection d'air sont de type couteau d'air avec effet Coanda. Ils sont fabriqués par l'entreprise Meech et sont disponibles en plusieurs longueurs. Ce dispositif présente une prise de pression d'entrée donnant directement sur une cavité ouverte sur le dessus du dispositif. Une plaque supérieure est vissée sur la cavité, et espacée de cette dernière de $h_s=0.1$ mm à l'aide d'une fine feuille de plastique souple. La longueur de la fente est de $w_a=160$ mm (environ $0.8h$) menant à une surface de jet de fente $s_j = 16$ mm², ce qui permet d'avoir une fente de sortie d'air générant une nappe très fine (figure 2.11). L'effet Coanda (courbure en sortie de fente) permet de souffler à 90° vers l'intérieur du sillage. D'après les travaux de *M. Lorite-Diez et al.[89]*, référencés dans le chapitre bibliographique, nous pouvons définir

Nous le notons θ_j , il peut être égal soit à 0° (cf. [figure 2.11 a](#)), ou à 45° (cf. [figure 2.11 b](#)) à l'aide de la plaque disposée de manière à générer cet angle. Dans notre cas, nous avons placé deux dispositifs de ce type sur les arêtes latérales de la face arrière du corps d'Ahmed. L'effet Coanda permet de souffler de manière tangente vers le côté gauche et le côté droit du corps, dans le but d'interagir avec la dissymétrie du sillage du corps d'Ahmed. Les jets de soufflage pulsés sont actionnés par des électrovannes FESTO-MH2 dans la plage de fréquence de déclenchement de 0 à 500Hz, pour un débit de 200 L/min. Ces deux électrovannes sont reliées à l'alimentation en air comprimé générale du bâtiment. Deux bombonnes tampons permettent d'amortir les à-coups de pressions générés par l'ouverture et la fermeture des électrovannes et de piloter le débit de sortie.

Boîtier de contrôle en temps réel : Le contrôle temps

réel est développé avec le module Simulink de Matlab R2018A et mise en oeuvre sur le boîtier de commande Speedgoat S-107100 ([figure 2.12](#)). La période d'échantillonnage de ce boîtier est choisi à 1 ms, dans le but de générer des signaux de PWM dans la gamme de fréquence utile. Le module Simulink Realtime nous permet de générer un panel de contrôle (interface homme machine graphique) où l'on peut venir modifier directement la valeurs des différents paramètres des lois de commandes implémentées dans ce dispositif. Le boîtier Speedgoat dispose d'un module entrée analogique sur lequel on peut venir connecter différents capteurs, dont les pressions et le signal de dérive issus du boîtier Dewesoft. Les sorties digitales permettent de piloter les électrovannes tout ou rien. Un schéma détaillant l'ensemble du montage est représenté sur la [figure 2.13](#) et montre le sens de soufflage sur la face arrière du corps d'Ahmed. Le boîtier "Contrôle" représente le dispositif Speedgoat utilisé dans cette étude. Les connections en noir représentent le câblage électronique du système alors que les connections en blanc représentent les tubes de pressions, ainsi que le parcours d'air pressurisé en général.



FIGURE (2.12) Photo de la speedgoat utilisée pendant ces travaux.

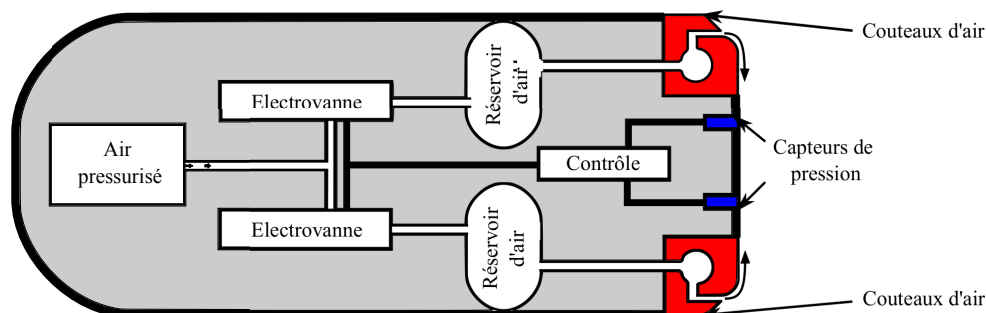


FIGURE (2.13) Représentation schématique (vue de dessus) de la configuration de contrôle montée sur le corps d'Ahmed. Les "■" représentent les couteaux d'air, alors que les "■" représentent les capteurs de retour d'état (capteur de pressions). Le parcours en blanc représente le parcours d'air pressurisé.

Les deux blocs rouges représentent les dispositifs de contrôle de type couteaux d'air utilisés pour ces travaux. Les deux blocs bleus représentent les capteurs de retour d'état dans le cas d'une configuration où ces capteurs sont des sondes de pression instationnaire. Plusieurs capteurs ont été utilisés dans ces travaux pour les différentes configurations d'étude (soufflerie et voiture). Dans le cas du corps d'Ahmed en soufflerie nous avons utilisé la balance aérodynamique comme sortie mesurée, et plus précisément sa composante de dérive, d'une part, et d'autre part les sondes de pression instationnaire. Dans le cas de la voiture, la balance aérodynamique étant impossible à mettre en œuvre, nous avons utilisé les sondes de pressions statiques reliées au scanner de pression présentées précédemment.

2.2 Démonstrateur instrumenté réel : "la Twingo GT"

Pour la finalité de ces travaux, nous avons décidé de passer sur un niveau technologique (TRL) plus élevé à taille réelle. Au sein du laboratoire, le département automatique dispose de véhicules instrumentés dans le cadre d'activité contrôle commande. Dans cette optique l'ensemble des voitures est équipé de moyens de mesure pour obtenir des informations sur l'état du véhicule et sur la commande de ses sous-systèmes (accéléromètre, GPS très précis, mesure de couple roue, régime moteur, vitesse, injection, ...). Une Dspace micro auto box 2, permet d'enregistrer ces signaux et mettre en œuvre des lois de commandes, en temps réel. À partir des mesures disponibles, nous pourrions tenter de déterminer si le contrôle actif d'écoulement a un effet positif. Ayant étudié le corps d'Ahmed dans la première partie de ces travaux, nous avons dû choisir un véhicule correspondant à la géométrie de ce corps à culot droit. Notre choix s'est porté sur la Twingo GT de la marque Renault, représentée sur la [figure 2.15](#), en raison de son hayon droit et de ses formes géométriques prononcées (cubiques). De plus elle présente l'avantage d'avoir une largeur plus importante que sa hauteur, comme le corps d'Ahmed. C'est cette caractéristique qui permettra d'obtenir une bi-stabilité latérale de l'écoulement qui sera le phénomène dynamique à contrôler dans le reste de nos travaux.

2.2.1 Équipements embarqués

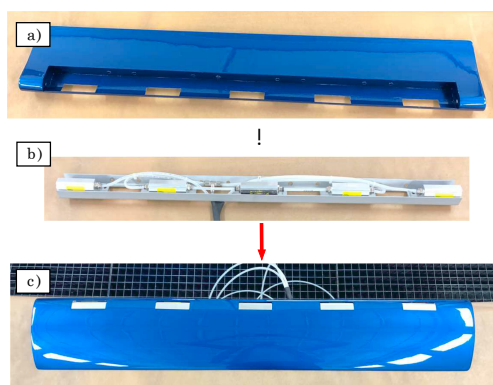


FIGURE (2.14) Représentation de l'aileron actif avec a) le corps principal de l'aileron, b) le bloc actif avec les couteaux d'air et c) le montage final.

Le levier technologique majeur est de pouvoir alimenter le système de contrôle en air pressurisé. Dans un premier temps, nous avons décidé d'utiliser un compresseur électrique suffisamment petit pour être intégré dans la voiture. Cependant, pour les conditions expérimentales qui nous intéressent, le débit de sortie ne permettait pas une autorité suffisante sur l'écoulement. Les systèmes de climatisation installés dans les véhicules intègrent un compresseur généralement connecté à la courroie d'accessoire. Dans le cas d'une jeep, de nombreuses personnes détournent ce compresseur de climatisation pour faire une source de pression d'air embarquée.

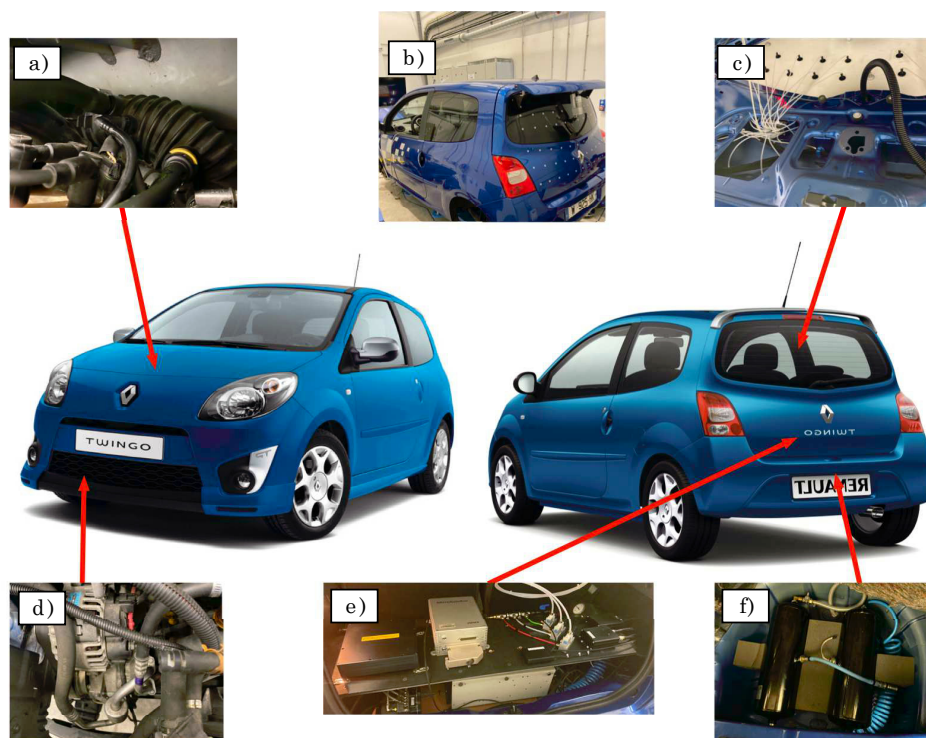


FIGURE (2.15) Représentation des différents systèmes utilisés sur la Twingo GT. a) Entrée d'air du compresseur , b) Aileron actif, c) Scanner de pression, d) Compresseur d'alimentation d'air de l'aileron, e) Électronique embarquée et f) Bombonnes d'air pressurisées .

Nous avons donc décidé de détourner à notre tour ce compresseur d'air. Le premier challenge fut de trouver l'entrée d'air nécessaire à l'alimentation de notre compresseur. Nous avons donc dû modifier légèrement ce branchement moyennant un léger agrandissement du trou pour la connexion, dont une illustration est disponible sur la [figure 2.15 a\)](#). Une fois l'alimentation en air pour le compresseur assurée, nous avons décidé de disposer un lubrificateur d'air, avec un réservoir d'huile facilement atteignable pour la maintenance et l'appoint, afin d'assurer le bon fonctionnement de ce compresseur, représenté sur la [figure 2.15 d\)](#). Ce lubrificateur génère une brume d'huile atomisée dans le compresseur, qui permet un bon graissage des pistons (cf. [figure 2.16](#)). La course de ces pistons est à géométrie variable. En fonction du régime moteur la course s'agrandit ou diminue. Nous avons dû bloquer cette course en position maximale afin d'avoir le meilleur taux de compression possible, et par conséquent le meilleur débit possible. De plus lors de l'activation du contrôle cette géométrie variable basculait en position minimale systématiquement. Ce compresseur dispose, en position maximale, d'un débit maximal de 232 l/min, pour un régime moteur de 2500 tr/min, ce qui est suffisant pour nos cinq injecteurs d'air qui réclament 124 l/min, lorsqu'ils sont activés de manière combinée.

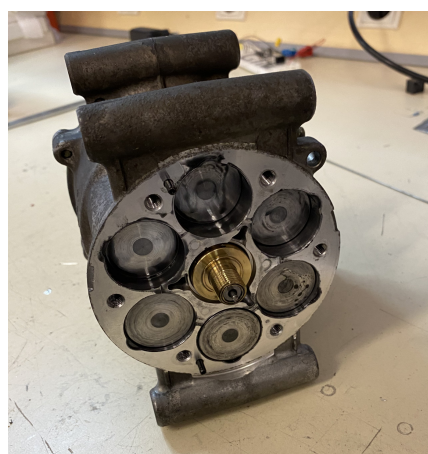


FIGURE (2.16) Photo de l'intérieur du compresseur et des 6 pistons à géométrie variable qui le composent.

Ce débit maximal est fonction du régime moteur, étant relié à l'alternateur à l'aide d'une courroie. Plus le régime moteur est élevé, plus l'alimentation en air pressurisé est élevée. Comme nous voulons faire nos essais sur piste à une vitesse minimale de 90 km/h, le régime minimal de 2500 tr/min sera atteint. Pour l'alimentation en air du compresseur, notre choix s'est porté sur la durite en sortie de filtre à air, qui présente plusieurs avantages. Tout d'abord, l'air est filtré par les filtres à air du moteur, il n'y a donc pas d'impureté qui pourrait se propager en aval du système que nous mettons en place. Ensuite, cette durite de sortie de filtre à air dispose d'emplacements de branchement disponibles, qui ne demandent pas de grosse modification. Cette durite en caoutchouc assez rigide, permet donc le branchement d'entrée d'air pour le compresseur tout en assurant une étanchéité suffisante lorsqu'il est monté en force. Une fois le système opérationnel, nous avons intégré un filtre sur la sortie du compresseur, dans le but de ne pas encrasser les couteaux d'air. Toujours dans une optique de transposer nos résultats avec ceux du corps d'Ahmed, nous avons décidé d'utiliser des bonbonnes tampon afin, d'une part, d'amortir les à-coups de pression lors de l'éjection d'air et, d'autre part, de lisser la charge du compresseur. Un tuyau hydraulique de diamètre intérieur 8 mm et 12 mm extérieur a donc été installé entre la sortie du compresseur et des bonbonnes d'air de 12L de contenance. Ce tuyau parcourt l'ensemble de la longueur de la Twingo en passant sous le bas de caisse, en suivant le câblage hydraulique d'arrivée de carburant, pour aller directement dans le logement de la roue de secours, où ont été disposées les bombonnes. Les bombonnes (cf. [figure 2.15 f](#)) sont pilotées avec une carte de régulation qui active le compresseur lorsque la pression atteint une valeur seuil minimale, et le désactive lorsqu'il atteint une valeur seuil maximale. Pour un régime moteur de 3000 Tr/min, le remplissage des 12L d'air pressurisé à une pression de 10 bar s'effectue en 27 secondes. Entre les deux seuils de pression, la durée du remplissage est de l'ordre de 5 secondes, ce qui est largement suffisant.

2.2.2 Système de contrôle

Nous avons choisi développer un système de contrôle par jets d'air pulsés sans toutefois modifier la géométrie de la voiture. Nous avons donc réalisé un aileron amovible en aluminium présentant cinq fentes où sont installés des couteaux d'air de 80 mm, représentés sur la [figure 2.14 a](#)). Comme les couteaux d'air nécessitent une maintenance (nettoyage régulier des fentes), ils sont installés dans un rack démontable (cf. [figure 2.14 b](#)). Pour réaliser notre contrôle actif/réactif, nous avons choisi de séparer les couteaux d'airs en trois groupes qui permettent :

- Soufflage à gauche (couteau d'air gauche uniquement). Pour forcer l'écoulement vers la gauche.
- Soufflage à droite, pour les mêmes raisons que celui de gauche.
- Soufflage au centre (les trois couteaux d'air centraux couplés). Ces travaux de thèse étant la continuité des travaux de [C. Chovet \[30\]](#). Nous avons donc décidé de maintenir cette option de soufflage qui a permis une forte réduction de traînée dans le cadre de ces travaux (8%).

Chaque groupe indépendant est alimenté par une électrovanne pilotée par le dispositif de contrôle (programmé avec Matlab/Simulink) via une électronique de puissance adaptée et reliée aux bombonnes pressurisées pour l'alimentation en air.

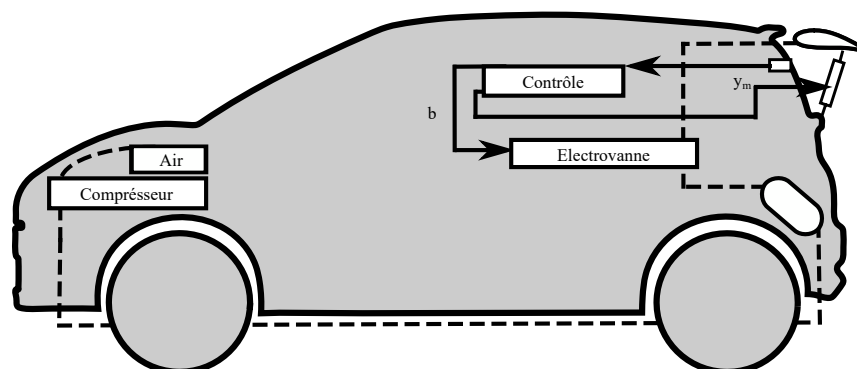


FIGURE (2.17) Représentation schématique du système utilisé sur la Twingo GT, avec w la mesure de sortie à l'aide des sondes de pressions et du scanner, b le signal de contrôle envoyé aux électrovannes et au vérin électrique de l'aileron. Les traits en pointillé (- -), représentent le parcours de l'air pressurisé et les traits pleins (-) représentent le câblage électronique.

L'aileron est fixé sur la vitre arrière du véhicule à l'aide de deux charnières maintenues avec de la colle à pare-brise. L'aileron est disposé de manière à être affleurant à la surface du toit lorsqu'il est en position haute. La course de cet aileron mobile (C_{VE}) ne s'effectue que vers l'intérieur et n'empire donc pas la surface du maître couple. Son mouvement rotatif est assuré par un vérin électrique lui même relié à une charnière avec une liaison de type rotule collée avec la même colle à pare-brise (cf. [figure 2.15 b](#)). Pour pouvoir faire un contrôle actif/réactif nous avons disposé un ensemble de sondes stationnaires sur la face arrière de la voiture toutes reliées à deux scanners de pression (ESP-32HD, Miniature Pressure Scanner) de la marque MSI. Ces scanners de pression sont reliés à cette même DSpace à l'aide d'une carte de démultiplexage, pour faire le retour d'état du contrôle en boucle fermée. Une représentation du système global est proposée sur la [figure 2.17](#) avec y_m la mesure des sondes de pression et de scanner, b le signal de contrôle envoyé aux électrovannes et au vérin électrique de l'aileron. Les traits en pointillé représentent le parcours de l'air pressurisé et les traits pleins représentent le câblage électronique.

2.2.3 Configurations d'essais et méthodes de calculs

Le but de cette étude est de passer d'une preuve de concept (TRL bas) à un démonstrateur instrumenté (TRL élevé) autonome pour réaliser des essais en conditions réelles. Dans un premier temps, nous avons réalisé des tests préliminaires de caractérisation de notre véhicule sans dispositif de contrôle, dans la soufflerie S10 de l'IAT du Conservatoire National des Arts et Métiers. Cette étude a pour but de faire un état des lieux de notre véhicule avant d'y disposer notre système de contrôle. Par la suite nous avons réalisé d'autres essais en soufflerie, dans la soufflerie S2A de PSA Peugeot Citroen, Renault et le Conservatoire National des Arts et Métiers. Cette étude a servi d'indicateur sur le taux de perturbation de notre dispositif de contrôle et elle nous a permis de déterminer l'autorité de contrôle de ce dernier.

Soufflerie S10

Des essais primaires ont été effectués sur la voiture sans dispositif de contrôle. Le but est de pouvoir caractériser la voiture (Twingo GT) sans ce dispositif, afin de déterminer les constantes de la voiture. L'intérêt est de pouvoir avoir les éléments de référence du véhicule, dans le but d'avoir un cas de référence pour mesurer l'impact de notre dispositif de contrôle. Ces tests ont été réalisés dans la soufflerie S10, comme la [figure 2.18](#) l'illustre.



FIGURE (2.18) Photo de la Twingo GT du LAMIH installé dans la soufflerie S10 à Paris.

Cette soufflerie, subsonique, est composée d'une veine d'essais de section $15m \times 3m$ sur une longueur de 10m. Son rapport de contraction est de 7.7 et elle atteint un pannel de vitesse compris entre 0 m/s et 55 m/s. Ces vitesses sont atteintes à l'aide de deux ventilateurs à 4 pales de diamètre 4.8 m (pale à pale) générant une puissance de $2 \times 500 kW$. Le taux de turbulence généré est de 0.5 %. L'ensemble de ces caractéristiques est disponible dans l'[annexe C](#).

Soufflerie S2A

Une fois que nous avons fait la caractérisation de la Twingo GT, nous avons installé le dispositif de contrôle que nous avons développé et présenté précédemment. Le but de ces essais est, d'une part, de quantifier les différences avec le cas de référence sans le dispositif de contrôle. D'autre part nous voulons déterminer l'autorité et l'efficacité de notre système. Pour ce faire, nous avons réalisé des essais dans la soufflerie S2A de PSA-Renault avec notre démonstrateur instrumenté. Cette soufflerie, située à Montigny -le-Bretonneux, est une soufflerie industrielle capable d'accueillir des véhicules à l'échelle 1 :1. Comme peut nous le montrer la [figure 2.19](#), les dimensions de la veine d'essai ($24 m^2$) permettent de passer des véhicules réels.

Cette veine d'essai, semi-guidée, est au 3/4 ouverte sur une longueur de 22.7 m et une largeur de 16.2 m pour une hauteur de 10.4 m. La vitesse maximale est de 66 m/s (240 km/h), générée par un ventilateur à 9 pales, de 8.3 m (pale à pale) de diamètre. Chacune de ces pales mesure 1.65 m et elles tournent à 240 km/h, à une vitesse de 282 t/min. Le rapport de contraction est de 6 pour un taux de turbulence $<0.4 \%$. Les caractéristiques complètes de cette soufflerie sont résumées dans l'[annexe D](#). Nous y avons effectué de nombreux essais qualitatifs et quantitatifs qui nous ont permis dans un premier temps de réaliser une caractérisation complète du véhicule réel, avec dispositif de contrôle.



FIGURE (2.19) Installation de la twingo GT dans la soufflerie S2A pour l'équilibrage sur la balance aérodynamique.

Piste et route

Après avoir testé notre démonstrateur dans des conditions bien définies et connues, nous avons décidé de le tester en conditions réelles. Le but de ces essais est de vérifier la faisabilité et la robustesse de ces mesures face aux perturbations extérieures. Dans cette optique, nous avons réalisé des essais sur la piste de Clastres. Cette piste nous a permis de réaliser des tests en conditions semi-réelles sur la Twingo GT, sans le dispositif de contrôle, comme l'illustre la [figure 2.20](#).



FIGURE (2.20) Photo de la Twingo GT sur la piste de Clastres lors des essais préliminaires en conditions réelles.

Le circuit de Clastres se situe sur une partie d'un ancien aérodrome militaire à proximité immédiate de la ville de Clastres à environ 1 heure de Valenciennes. Ouvert depuis le 15 juin 2008, le circuit de Clastres est situé dans l'Aisne, au sud ouest de Saint-Quentin. Il propose une ligne droite (piste de dragster) de 1650 mètres sur 10 mètres de large. Comme sur route ouverte, entre deux essais consécutifs sur la piste, les conditions environnementales (vent, pluie, etc) peuvent changer. Cependant, la topologie de la route reste identique. Les conditions expérimentales rencontrées sont donc à mi-chemin de celles des souffleries (reproductibilité quasi parfaite) et des roulages sur route ouverte (où quasiment rien n'est maîtrisé). La [figure 2.21](#) représente le complexe de la piste de Clastre dans son ensemble composé de deux grandes lignes droites (au centre de la photo). Nos tests ont été effectués sur la ligne droite de gauche.

Nous avons également réalisé des tests sur la route en faisant des trajets identiques sur l'auto-route A23 entre Valenciennes et Lille. Cependant la topologie de la route rentre en jeu ainsi que l'influence des autres véhicules sur l'aérodynamique du notre. Ces tests ont été réalisés avec des vitesses allant de 70 à 130 km/h, sur une distance de 7 km où nous avons effectué des mesures de scanner de pression et de l'ensemble des équipements embarqués sur le véhicule. Nous pouvons faire un résumé de l'ensemble des tests effectués sur la Twingo GT en indiquant le niveau de complexité. Ce résumé est disponible sur le [tableau 2.1](#) et montre une petite analyse de la complexité de chaque étude.



FIGURE (2.21) Vue aérienne du complexe du circuit de Clastres. Les deux lignes droites centrales représentent les deux portions les plus longues de plus de 1600 m de long.

TABLE (2.1) Résumé synthétique des mesures effectuées sur le démonstrateur instrumenté.

Mesures	Soufflerie (Maquette)	Soufflerie (voiture)	Essais sur piste	Essais sur route
Difficultés	faibles	Moyennes (pb d'intégration)	Modérées (Capteurs)	Importantes (perturbations extérieurs)
Perturbations	-	-	+++	++++
TRL	+	++	+++	++++

2.3 Techniques de contrôle

2.3.1 Idée de base

Dans ces travaux, nous avons utilisé différentes techniques de contrôle. Nous avons cependant fait le choix de nous focaliser sur la technique de commande sans modèle. Nous présentons brièvement les principes théoriques de certains travaux de recherche portant sur l'estimation en ligne et le contrôle sans modèle (MFC), tels qu'ils ont été présentés dans *M. Fliess et C. Join [45]*. L'objectif général est de calculer le contrôle $\mathbf{b}(t)$ pour forcer la sortie mesurée $y_m(t)$ à suivre un signal de référence donné $y_r(t)$. Pour tout signal $x(t)$ la simplification suivante est utilisée ($x^{(\nu)} = \frac{d^\nu x(t)}{dt^\nu}$). Comme la dynamique du système est supposée inconnue, le signal de commande ne peut être calculé qu'à l'aide des informations de mesure. L'ensemble de l'approche repose sur une modélisation générique du signal de mesure.

$$y_m^{(\nu)} = \mathcal{F}(t) + \alpha \cdot \mathbf{b} \quad (2.15)$$

où α est un paramètre constant non physique qui nous permet de définir la même amplitude entre $y_m^{(\nu)}$ et \mathbf{b} , et $\mathcal{F}(t)$ un signal inconnu à estimer. L'ordre ν de l'équation différentielle est en pratique 1 ou 2. L'approche globale est indiquée comme sans modèle depuis l'équation 2.15, elle ne contient aucune connaissance préalable de la dynamique du système inconnu. L'information sur la dynamique réelle du modèle ainsi que les différentes perturbations sont recueillies dans le signal inconnu \mathcal{F} . Ainsi, une estimation précise de \mathcal{F} , définie par $\hat{\mathcal{F}}(t)$ est cruciale et joue un rôle important dans la performance en boucle fermée.

Pour construire une telle estimation, une information supplémentaire sur le signal de mesure est nécessaire. L'objectif de la MFC repose sur l'hypothèse classique suivante, dans le domaine de l'estimation du signal inconnu (*Z. Lendek et al.[82]*). Sur une période de temps suffisamment courte, le signal inconnu peut être supposé constant comme suit :

$$\mathcal{F}(t) \equiv F \quad (2.16)$$

Avec l'hypothèse [équation 2.16](#), le modèle du signal de mesure donné par [équation 2.15](#) est noté comme un "modèle ultra-local". Grâce à cette hypothèse, une estimation, $\hat{\mathcal{F}}(t)$, du signal inconnu peut être obtenue en utilisant une estimation algébrique, comme décrit dans le paragraphe suivant. La loi de contrôle suggérée dans *M. Fliess et C. Join [45, 46]* est :

$$\mathbf{b} = -\frac{\hat{\mathcal{F}}(t)}{\alpha} + \frac{y_r^{(\nu)} - \kappa(\xi_e)}{\alpha} \quad (2.17)$$

où $\xi_e = y_m - y_r$ est l'erreur de suivi, y_r la trajectoire/point de consigne à atteindre. $\kappa(\xi)$ est un contrôleur de rétroaction en boucle fermée tel que le système en boucle fermée

$$\xi_e^{(\nu)} + \kappa(\xi_e) = \mathcal{F} - \hat{\mathcal{F}} \quad (2.18)$$

présente un comportement désiré. Si, en particulier, l'estimation est parfaite, c'est à dire , $\hat{\mathcal{F}}(t) = \mathcal{F}(t)$, la boucle fermée se lit comme :

$$\xi^{(\nu)} + \kappa(\xi) = 0 \quad (2.19)$$

et doit être asymptotiquement stable, c'est à dire, $\lim_{t \rightarrow +\infty} \xi(t) = 0$. Habituellement, afin de contrôler le système que nous utilisons pour la fonction κ , un régulateur proportionnel-intégral-dérivé et le contrôleur résultant est indiqué comme "iPID" (*M. Fliess et H. Sira-Ramírez [48]*, *H.Wang et al.[114]*, *L. Menhour et al.[93]*). Le contrôleur iPID possède des gains qui doivent être réglés par l'utilisateur. Le schéma de l'architecture du contrôle par MFC est présenté dans la [figure 2.22](#).

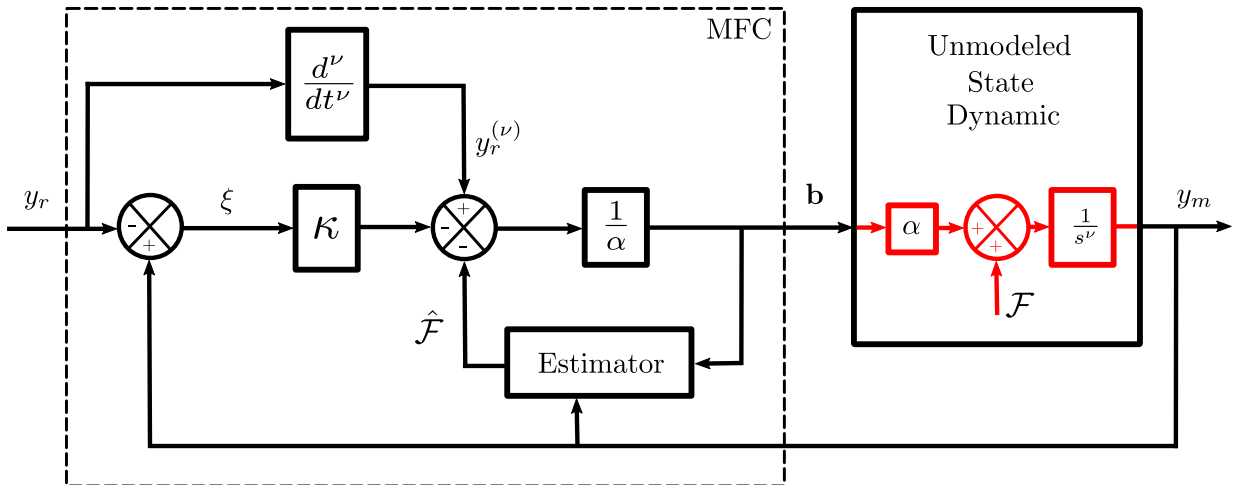


FIGURE (2.22) Schéma détaillé de contrôle sans modèle ultra-local pour une dynamique de sortie spécifique y_m . κ représente le contrôleur de rétroaction en boucle fermée.

2.3.2 Méthodologie algébrique pour l'estimation des signaux inconnus

Supposons que, sur une période suffisamment courte, $\mathcal{F}(t) \equiv F$ avec F une constante à estimer à l'aide de l'identification algébrique développée par *M. Flüess et H. Sira-Ramírez* [48]. Par souci de simplicité, la démonstration est donnée pour le cas $\nu = 1$ (les cas où $\nu > 1$ peuvent être réalisés de la même manière). La dynamique ultra-locale est d'abord réécrite dans le domaine opérationnel de Laplace comme :

$$s\mathcal{Y}_m = \frac{F}{s} + \alpha\mathcal{B} + y(0) \quad (2.20)$$

où s est l'opérateur de Laplace, \mathcal{Y}_m et \mathcal{B} les transformations de Laplace de y_m et \mathbf{b} . Nous nous débarrassons de la condition initiale $y(0)$ en multipliant les deux côtés à gauche par $\frac{d}{ds}$ menant à

$$\mathcal{Y}_m + s \frac{d\mathcal{Y}_m}{ds} = -\frac{F}{s^2} + \alpha \frac{d\mathcal{B}}{ds} \quad (2.21)$$

L'atténuation du bruit est obtenue en multipliant les deux termes sur la gauche par s^{-2} . Il donne, dans le domaine du temps, l'estimation en temps réel \hat{F} de la constante inconnue F comme suit :

$$\hat{F} = -\frac{6}{\tau^3} \int_{t-T}^t ((T-2\tau)y_m(\tau) + \alpha\tau(T-\tau)\mathbf{b}(\tau))d\tau \quad (2.22)$$

avec $T > 0$ un paramètre choisi par l'utilisateur.

L'estimation en temps réel $\hat{\mathcal{F}}(t)$ est obtenue par calcul \hat{F} à chaque instant t avec une intégrale dans l'équation 2.22 tronquée par le choix de T . La mise en œuvre se fait en discrétisant l'intégrale. Plus le paramètre T est grand, et moins l'estimation est sensible au bruit, par contre, plus la dynamique d'estimation sera lente. Cette méthodologie peut être appliquée à toutes les équations différentielles ordinaires linéaires avec un seul terme inconnu.

$$\hat{F} = \int_{t-T}^t (I_{\mathbf{b}} + I_{y_m})dt \quad (2.23)$$

$$I_{\mathbf{b}}(t) = \frac{30\alpha}{T^5} [-(T-t)^2 t^2 \cdot \mathbf{b}(t)]$$

$$I_{y_m}(t) = \frac{60}{T^5} [t^2 \cdot y_m(t) + y_m(t)(T-t)^2] + \frac{60}{T^5} (T-t)[\dots$$

$$\dots - 4ty_m(t) + \frac{2t^2 y_m(t)}{\tau} + \frac{t(T-t)}{\tau} (-2y_m(t) + \frac{ty_m(t)}{2\tau})]$$

2.3.3 Stratégie de loi de contrôle par MFC

Afin d'éviter le réglage des gains de contrôle du iPID, une version légèrement modifiée de la loi de contrôle est proposée par les travaux de *S. Riachi et al.* [104] qui permet de choisir explicitement la dynamique en boucle fermée. Elle est basée sur le modèle ultra-local de deuxième ordre suivant (au lieu de équation 2.15),

$$\ddot{y}_m = \mathcal{F} - \frac{2}{\tau} \dot{y}_m - \frac{1}{\tau^2} y_m + \alpha \cdot \mathbf{b} \quad (2.24)$$

avec \mathcal{F} une fonction inconnue à estimer, τ et α deux paramètres à ajuster par l'utilisateur. La loi de contrôle suggérée est écrite de la manière suivante :

$$\mathbf{b} = -\frac{\hat{\mathcal{F}}}{\alpha} + \frac{1}{\alpha}[\ddot{y}_r + \frac{2}{\tau}\dot{y}_r + \frac{1}{\tau^2}y_r] \quad (2.25)$$

La dynamique en boucle fermée est donnée par l'équation suivante

$$\ddot{\xi}(t) + \frac{2}{\tau}\dot{\xi}(t) + \frac{1}{\tau^2}\xi(t) = \mathcal{F}(t) - \hat{\mathcal{F}}(t) = \tilde{\mathcal{F}}(t) \quad (2.26)$$

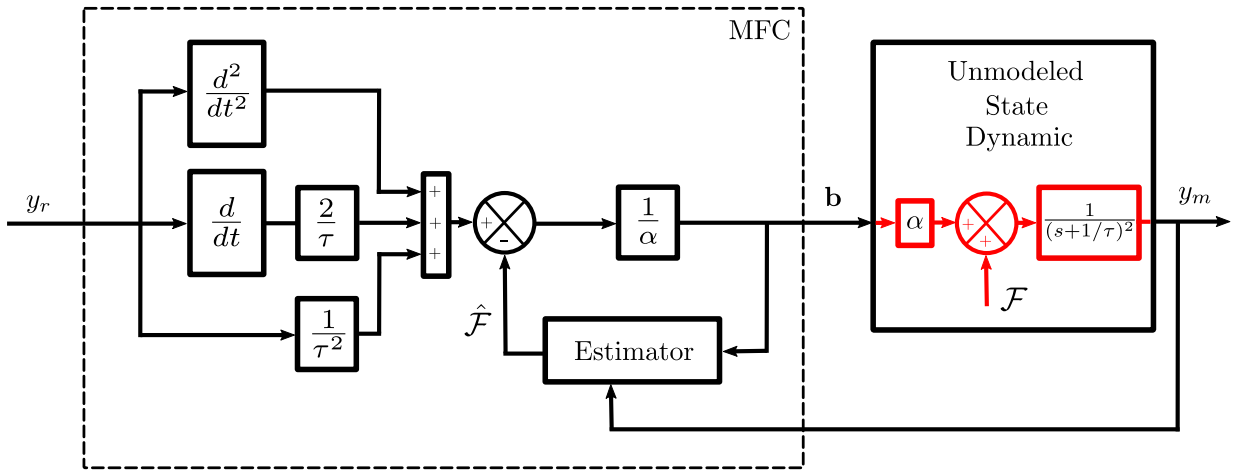


FIGURE (2.23) Structure de contrôle proposée.

Par application de la transformation de Laplace à l'équation 2.26, on obtient :

$$[s^2 + \frac{2}{\tau}s + \frac{1}{\tau^2}].\mathcal{E}(s) = \tilde{\mathcal{F}}(s) - \tilde{\mathcal{F}}(0) \quad (2.27)$$

où $\tilde{\mathcal{F}}$ et \mathcal{E} dénotent la transformation Laplace de $\tilde{\mathcal{F}}$ et ξ . Le théorème de la valeur finale est utilisé pour calculer l'erreur constante comme suit :

$$\xi(t_\infty) = \lim_{t \rightarrow +\infty} \xi(t) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{s(\tilde{\mathcal{F}}(s) - \tilde{\mathcal{F}}(0))}{(s + 1/\tau)^2} \quad (2.28)$$

Supposons que $\|\tilde{\mathcal{F}}\|$ est limité et si le signal inconnu est parfaitement estimé ($\mathcal{F} \equiv \hat{\mathcal{F}}$), alors la sortie suivra le signal de référence exactement avec la dynamique d'un système de second ordre dont les pôles sont situés à $1/\tau$.

Le paramètre τ nous permet de fixer la dynamique désirée de la boucle fermée et n'est pas lié à la dynamique du système. En conséquence, l'erreur constante, $\xi(t_\infty)$ est assurée et tend vers zéro sous les hypothèses énoncées. En pratique, sans information sur la dynamique du système (propre au commande sans modèle), l'estimation du signal inconnue n'est pas parfaite et donc la stabilité de la boucle fermée n'est pas garantie. Cependant un réglage prudent du régulateur a permis d'obtenir de bonne performance sur différents systèmes.

Synthèse

Cette étude s'est découpée en deux grandes parties principales. La première est une étude au sein de la soufflerie du LAMIH CNRS UMR 8201, où ont été effectués les tests sur un corps d'Ahmed à culot droit. Différents travaux y ont été effectués comme des mesures de pression, des mesures PIV, des mesures CTA, L'ensemble de ces mesures a été synchronisé en temps à l'aide d'un boîtier d'acquisition Dewesoft. Nous y avons développé des lois de contrôle et réalisé des preuves de concept. L'une d'entre elle est une méthode de commande sans modèle, expliquée précédemment. La deuxième partie de ces travaux s'est portée sur la fabrication d'un démonstrateur instrumenté à partir d'un véhicule réel (Twingo GT). Ce démonstrateur possède un dispositif de contrôle autonome embarqué, ainsi que des capteurs permettant de mesurer notamment le champs de pression du sillage en proche paroi, mais aussi le couple roue, les constantes du moteur, en temps réel. Il a été testé sans dispositif de contrôle dans la soufflerie S10 de l'IAT du CNAM, puis avec le dispositif de contrôle dans la soufflerie S2A. Le passage dans ces deux souffleries a pour but de démontrer d'une part, l'impact du dispositif de contrôle sur l'écoulement naturel de ce démonstrateur et d'autre part, de démontrer l'efficacité de notre dispositif sur le contrôle d'écoulement proposé. Par la suite, nous avons réalisé des tests sur piste (Clastres) afin de fixer la topologie de l'environnement pendant les mesures. Enfin, nous avons réalisé des tests sur route (conditions de roulage réelles) où la topologie de l'environnement est en constante évolution (arbre, obstacle, trafic routier,...), ce qui correspond à un niveau de difficulté plus élevé.

Caractérisation topologique et dynamique de l'écoulement de sillage du corps d'Ahmed

3.1	Caractérisation du champ de pression induit dans le sillage	59
3.1.1	Positionnement du volet d'équilibrage de pression	59
3.1.2	Étendue du champ de pression longitudinal	61
3.1.3	Évolution volumique du champ de pression	62
3.2	Écoulement bi-stable et paramètre clés	62
3.2.1	Paramètres globaux d'écoulement moyens	62
3.2.2	Phénomène de bi-stabilité	64
3.2.3	Topologie de sillage induisant la bi-stabilité	65
3.3	Caractérisation de la dynamique de sillage	68
3.3.1	Écoulement sous caisse et couche de cisaillement supérieure	68
3.3.2	Interaction des couches de cisaillement latérales	72
3.3.3	Effets de la garde au sol sur les modes globaux	76

Ce chapitre consiste à caractériser l'écoulement non contrôlé autour du corps d'Ahmed. Il englobe les conditions et les mécanismes d'apparition du phénomène de bi-stabilité, et a fait l'objet d'une publication *B. Plumejeau et al. [102]* dans *physical review fluid*.

3.1 Caractérisation du champ de pression induit dans le sillage

Avant de caractériser le sillage derrière le corps épais, nous avons analysé l'étendue du champ de pression. Le but est de déterminer s'il n'est pas altéré, via un effet d'aspiration, par l'écoulement situé en dessus du faux plancher. Ce phénomène d'aspiration est dû aux effets de blocage de l'écoulement par les équipements de mesure qui sont positionnés sous le faux plancher.

3.1.1 Positionnement du volet d'équilibrage de pression

Au départ de notre étude, nous avons placé un déflecteur sur l'arrière du sol situé sous la maquette du corps d'Ahmed. Ce volet a pour but d'entretenir un déséquilibre de pression entre le dessus et le dessous de la table, afin de s'acquitter de tout effet d'aspiration au bout de ce faux plancher. Sans ce déflecteur, l'aspiration pourrait interagir avec le sillage du corps d'Ahmed et par conséquent avec nos mesures.

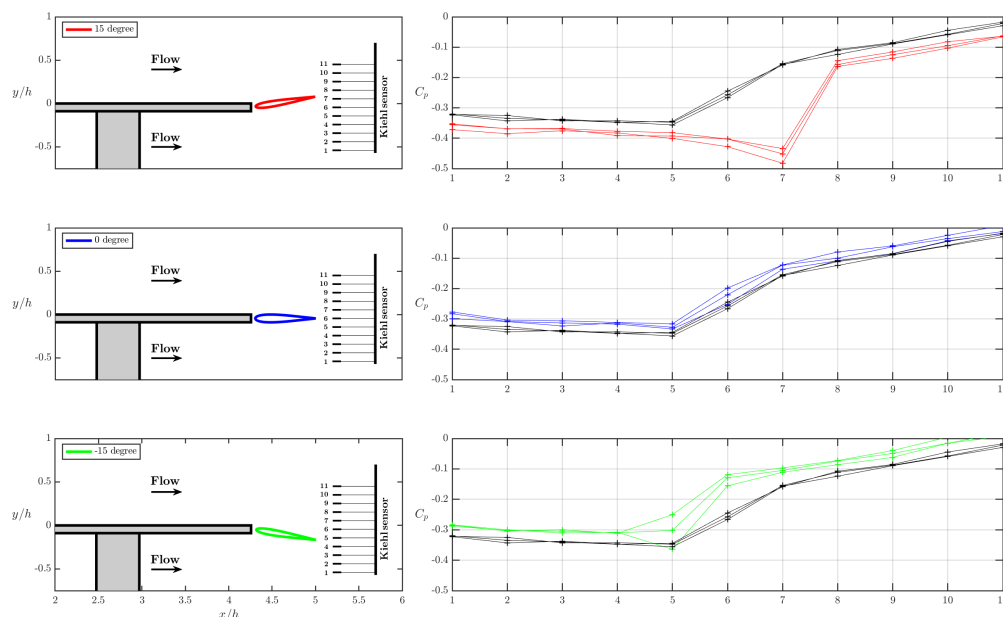


FIGURE (3.1) Étude de l'influence de l'angle du déflecteur de la table sur les pressions du sillage obtenues avec les sondes de Kiehl, pour $U_\infty = 20 \text{ m/s}$. La colonne de gauche représente l'angle d'incidence du déflecteur étudié avec la position des sondes de Kiehl. La colonne de droite représente la mesure de chaque sonde de Kiehl associée à chaque valeur d'angle d'incidence.

Il est toujours présent dans la littérature, comme nous pouvons le voir avec les travaux de *A. Lahaye et al. [80]*. Pour trouver le bon angle d'incidence de ce volet, nous avons étudié des valeurs d'angle différentes afin d'observer l'influence sur le sillage. Les résultats de ces mesures sont représentés sur la figure [figure 3.1](#). Pour ce faire, nous avons utilisé un peigne à sonde de Kiehl que nous avons centré par rapport à la table où est disposé le corps d'Ahmed (cf. [figure 3.1](#), colonne de gauche). Pour des valeurs de $\alpha = -15^\circ$, 0° et 15° , nous avons reporté, sur la [figure 3.1](#) (colonne de droite), les valeurs mesurées à l'aide des onze sondes de Kiehl. Les positions des angles du volet sont définies sur les graphiques de gauche. Sur la colonne de droite, sont représentées les valeurs de C_p pour chaque sonde de Kiehl, comparées aux valeurs de C_p où il n'y a pas de volet. Nous pouvons remarquer que pour un angle $\alpha = 15^\circ$, nous avons deux niveaux de C_p distincts $C_p = -0.4$ et $C_p = -0.1$. Si nous comparons la courbe "—" avec la courbe de référence sans volet "—" nous pouvons voir que le passage entre ces deux états s'effectue au niveau de la sonde 7 alors que sans déflecteur, il se situe à la sonde 6 (au milieu). Pour $\alpha = -15^\circ$, il se situe à la sonde 5, avec cette fracture abrupte toujours présente. Le cas où le déflecteur est en position $\alpha = 0^\circ$ montre une alternance entre les valeurs de C_p au dessus et en dessous de la table plus douces et situées aux alentours de la sonde 6. Ces alternances de C_p doivent se faire de la manière la moins abrupte possible pour empêcher un phénomène d'aspiration en bout de table. Cette aspiration viendrait interagir avec l'écoulement de sillage situé derrière le corps d'Ahmed. De plus pour $\alpha = 0^\circ$ nous pouvons voir que la courbe de C_p en fonction du numéro des sondes est similaire au cas où il n'y a pas de déflecteur. Cela s'explique par la longueur élevée de la table derrière la face arrière du corps d'Ahmed qui stabilise l'écoulement. Pour la suite de ces travaux nous avons maintenu ce déflecteur en position 0° .

3.1.2 Étendue du champ de pression longitudinal

Nous avons réalisé, à l'aide de la table de déplacement et à l'aide du peigne à sonde de Kiehl, une cartographie de pression du sillage du corps d'Ahmed, pour une vitesse $V_\infty = 20 \text{ m/s}$ correspondant aux nombres de Reynolds $Re_h = 2.86 \times 10^5$ et $g/w = 0.154$ afin d'avoir une idée de l'étendue de la zone de perte de pression. La figure 3.2 montre l'isosurface du $C_p = 0$ et les contours de la pression dans le plan central x-z. Les valeurs du minimum de pression dans le sillage sont représentées dans la région de recirculation par des croix blanches et correspondent aux centres tourbillonnaires moyens des deux bulbes de recirculation (cf. figure 3.2).

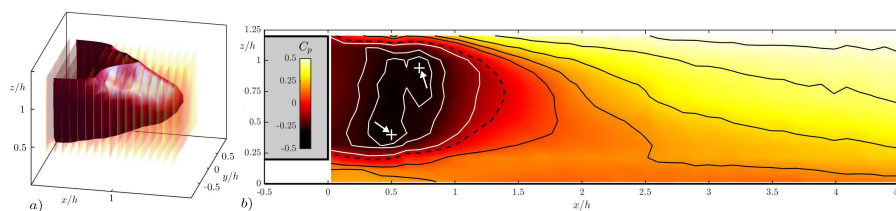


FIGURE (3.2) Mesures de pression statique dans le sillage pour $Re_h = 2.86 \times 10^5$ et $g/w = 0.154$ (a) Isosurface du coefficient de pression nul, (b) Contours de la pression statique dans le plan y-z. Les lignes continues en noir et blanc font référence aux valeurs positives et négatives de C_p , respectivement, avec un intervalle de contour de 0.1. Les minima du coefficient de pression moyen sont représentés par les deux flèches blanches.

Les faibles C_p sont défavorables en termes de génération de traînée. Ils sont particulièrement défavorables au niveau du sol et induisent d'importantes pertes d'inertie de l'écoulement sous caisse, comme l'ont mentionné précédemment *M. Grandemange et al. [55]*. De plus, la distribution de la pression en champ lointain (cf. figure 3.2 b)) n'est pas perturbée par l'extrémité de la table située à $3.7h$ de la face arrière du corps d'Ahmed. Cette cartographie de sillage présente un bulbe de recirculation, dont le contour de pression est représenté sur la figure 3.2 b) par la ligne en pointillé noir correspondant à l'isoligne de contour pour une valeur de $C_p = 0$. La ligne continue blanche représente les contours de la zone de pression statique basse dans le sillage qui est en forme de tore d'après les travaux de *Y. Eulalie et al. [40]*. Conformément à cette étude, le contour de cette pression n'est pas symétrique dans le plan x-z, ayant la partie haute de cette forme torique plus avancée en aval du sillage que sa partie basse. Cette étude a également été menée pour une vitesse plus faible ($V_\infty = 10 \text{ m/s}$, correspondant à $Re_h = 1.43 \times 10^5$). Nous avons pu remarquer que l'asymétrie et la taille du sillage étaient fonction de la vitesse de l'écoulement. Ces deux paramètres s'accroissent lorsque la vitesse augmente et viennent modifier la longueur du bulbe de recirculation que nous avons appelée L_r dans la suite de cette étude (cf. figure 3.6. Cette longueur de recirculation augmente avec la vitesse et passe de $L_r = 1.325h$ à $1.39h$. Elle montre bien un phénomène d'entraînement du bulbe de recirculation dû à sa forte interaction avec l'écoulement externe venant de l'amont du corps d'Ahmed vers l'aval. De plus la figure 3.2 b) montre que l'écoulement en bout de table ne révèle pas de phénomène d'aspiration et que le bulbe n'en est pas impacté. Nous pouvons le comparer au cliché PIV dans le plan horizontal, où une pression basse est directement corrélée avec une forte intensité de vitesse. Si nous prenons dans le plan horizontal la figure 3.3, nous pouvons voir que l'intensité de vitesse la plus forte, qui est directement corrélée à la pression basse, semble être quasi-symétrique (dans le plan x-y) selon le milieu du corps représenté en pointillé noir. Cependant cette symétrie n'est plus présente lorsque nous prenons en considération une étude temporelle où un phénomène de bi-stabilité de sillage apparaît dans ce plan longitudinal.

3.1.3 Évolution volumique du champ de pression

Afin d'avoir une idée de la répartition de pression du sillage, nous avons représenté le corps d'Ahmed et son bulbe de recirculation présent dans le sillage en trois dimensions. Pour ce faire nous avons utilisé deux tables de déplacement dans le sens longitudinal et dans le sens transversal. Ainsi couplées au peigne à sonde Kiehl composé de 11 sondes (espacées de 20 mm selon z), nous avons pu réaliser un balayage de bord à bord du corps d'Ahmed selon la composante y avec un pas de 20 mm. Puis nous avons fait un balayage jusqu'à 320 mm derrière la face arrière du corps d'Ahmed, selon la composante x avec un pas de 20 mm. Le résultat de ces mesures est représenté à la [figure 3.2 a](#)) où nous pouvons observer une dissymétrie de sillage dans le plan x - z , expliqué précédemment.

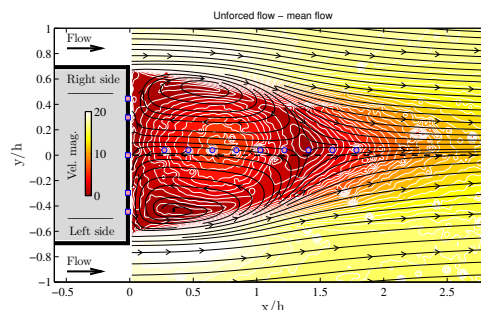


FIGURE (3.3) Fichier PIV moyenné en temps dans le plan horizontal.

3.2 Écoulement bi-stable et paramètre clés

Dans cette section, les propriétés du sillage global sont décrites en prenant en compte la littérature. Dans un premier temps, le phénomène de bi-stabilité ainsi que les paramètres clés influençant son apparition sont introduits et discutés, avec un intérêt particulier pour l'écoulement sous le corps qui est fonction de la hauteur de garde au sol. Selon les analyses précédemment faites dans la littérature, nous avons déterminé une garde au sol critique (g_c/w). Par la suite, nous avons réalisé cinq cas PIV de tests répertoriés dans le [tableau 3.2](#), afin d'étudier les différentes interactions d'écoulement de sillage agissant sur la traînée globale de notre système.

3.2.1 Paramètres globaux d'écoulement moyens

TABLE (3.1) Épaisseur de la couche limite supérieure et latérale par rapport aux nombres de Reynolds avec les valeurs correspondantes de C_b et C_D . Les symboles utilisés sont les mêmes que dans la [figure 3.4](#) pour $g/w = 0.154$.

$Re_h (\times 10^5)$	C_D	C_b	$\delta_{99-lateral}^*$	$\delta_{99-upper}^*$
1.43	●	+	0.133	0.145
2.86	●	+	0.097	0.106
4.29	●	+	0.075	0.090

Avant d'analyser la dynamique du sillage, une brève description de ses caractéristiques est présentée. L'épaisseur des couches limites juste à l'arrière du corps est extraite des différentes mesures de PIV et rapportée dans le [tableau 3.1](#) pour les trois nombres de Reynolds étudiés. Les valeurs sont légèrement inférieures à celles des travaux de [D. Baros et al. \[11\]](#), mais elles peuvent être facilement expliquées par les différents rapports d'aspect, w/h et la longueur totale, L du corps d'Ahmed. Les mesures de traînée globale sont comparées aux études observées dans la littérature et reportées dans le [tableau 1.1](#) et une discussion sur les principaux facteurs à l'origine des écarts, entre notre étude et celles-ci, est abordée. À cet effet, la dépendance du coefficient de traînée au nombre de Reynolds est d'abord présentée à la [figure 3.4](#).

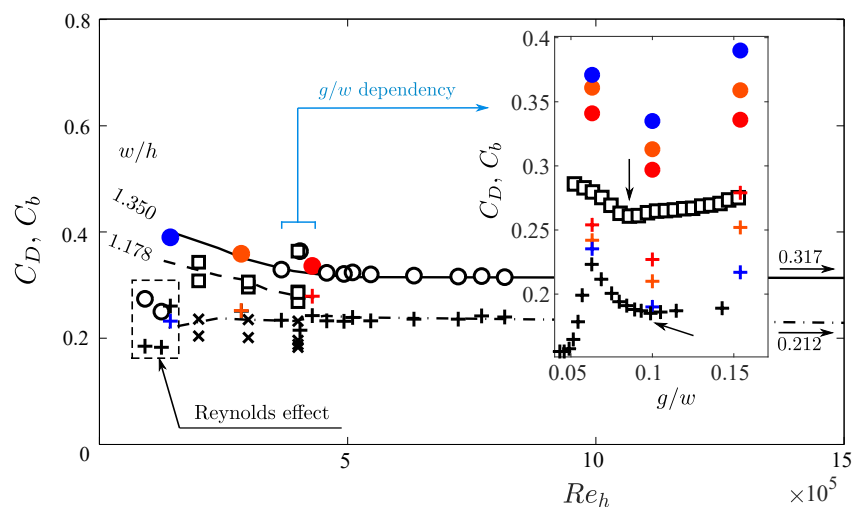


FIGURE (3.4) Coefficient de traînée global C_D ("○" pour $w/h \approx 1.350$ et "□" pour $w/h \approx 1.178$), et coefficient de succion C_b ("⊕" pour $w/h \approx 1.350$ et "⊗" pour $w/h \approx 1.178$) en fonction de Re_h en accord avec le [tableau 1.1](#) et avec les mesures de $g/w = 0.154$, de cette étude (cf. [tableau 3.1](#)). La sous-figure montre les coefficients actuels de traînée globale et de succion de base par rapport à la garde au sol g/w . Les données de [G. Bonnavion et al.\[19\]](#) et de [M. Grandmange et al. \[55\]](#) sont également ajoutées. Les flèches noires mettent en évidence les valeurs de traînée minimale.

Les données s'accordent bien avec celle de [R. Volpé et al. \[113\]](#) et globalement avec l'ensemble de données possédant le même rapport d'aspect w/h (1.350 ou 1.178). Une courbe de tendance reliant les résultats de nos travaux, ainsi que les données répertoriées dans le [tableau 1.1](#) pour des hauteurs de garde au sol identiques de $w/h = 1.350$ a été tracée et peut être étendue pour des valeurs de nombres de Reynolds plus grandes. Pour $Re_h > 3 \times 10^5$, les coefficients de traînée sont moins dépendants du nombre de Reynolds et tendent vers la valeur fixe de 0.317 donnée par [A. Evrard et al. \[43\]](#) avec l'étude industrielle sur le corps d'Ahmed à grande échelle. On peut remarquer que le C_D obtenu, pour des études avec un nombre de Reynolds plus faible, présente un effet Reynolds (voir [figure 3.4](#)). Des tendances similaires, avec un décalage, peuvent être observées avec l'ensemble de données reporté dans le [tableau 1.1](#) pour le rapport d'aspect $w/h = 1.178$. En ce qui concerne le coefficient de succion du sillage, illustré à la [figure 3.4](#), une légère augmentation par rapport au nombre de Reynolds peut également être observée. Une dispersion des mesures de traînée et du coefficient de succion peut être observée. Le rapport de contraction de la veine d'essai pour tous les cas signalés est relativement faible et ne permet pas d'expliquer les fortes variations de traînée observées. L'obstruction du support sous la maquette du corps d'Ahmed peut expliquer en partie cette dispersion des résultats. Plus particulièrement des valeurs de traînées plus élevées sont enregistrées pour un mât central conduisant à une obstruction du support sous le corps de 15 %. Ceci est confirmé par des études avec des obstructions de support sous le corps relativement élevées (cf. [Y. Eulalie et al. \[41\]](#) et [A. Evrard et al. \[43\]](#)). Comme il est mentionné dans les travaux de [G. Bonnavion et al. \[19\]](#), la garde au sol influe sur les valeurs de traînée (par la variation du débit de l'écoulement sous caisse) et peut expliquer les autres écarts observés dans la littérature lorsque le nombre de Reynolds et un rapport w/h sont fixés. La sous-figure incluse dans la [figure 3.4](#) montre l'évolution des coefficients de traînée et de succion par rapport à la garde au sol pour notre étude et les données de [G. Bonnavion et al. \[19\]](#) et de [M. Grandmange et al. \[55\]](#).

Nous les prenons comme éléments de comparaison. Ces auteurs observent une diminution de la traînée lorsque g/w est inférieur à une valeur critique ($g/w = 0.08$ pour $w/h = 1.178$ et $g/w = 0.1$ pour $w/h = 1.35$) et une légère augmentation pour des valeurs plus élevées. Cette tendance est étayée par nos données. Par conséquent, nos données s'accordent bien à la plupart des travaux précédents et soulignent un important effet de garde au sol potentiellement intéressant en tant que mécanisme d'écoulement capable de réduire la traînée.

3.2.2 Phénomène de bi-stabilité

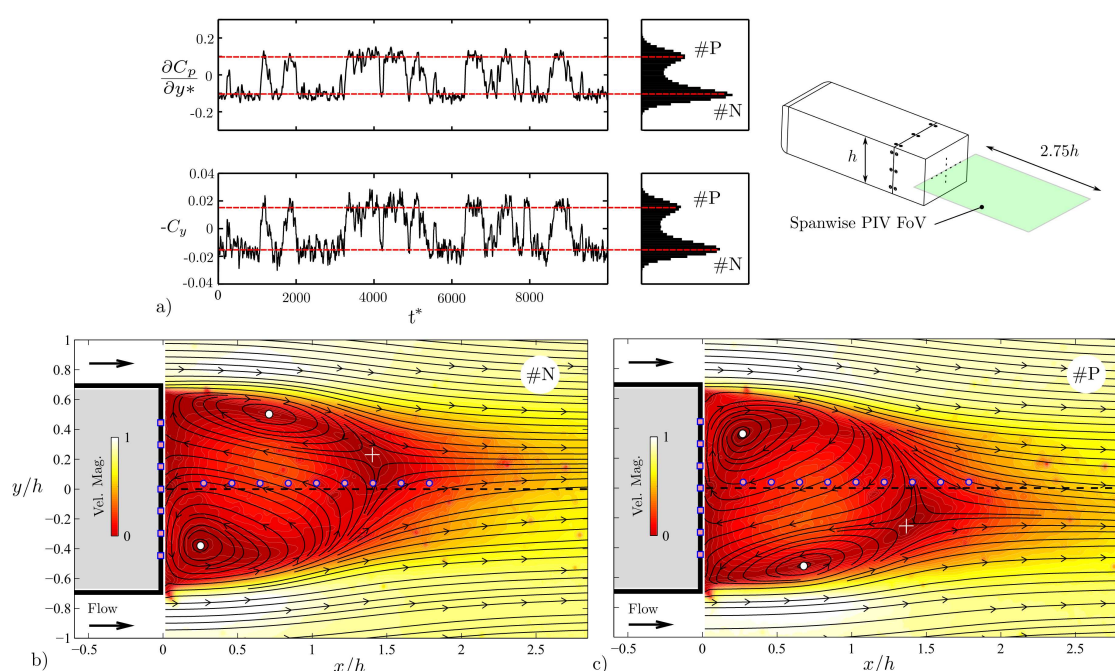


FIGURE (3.5) a) Historique temporel et fonction de densité de probabilité (PSD) du gradient de pression horizontal $\partial C_p / \partial y^*$ et du coefficient de force latérale C_y pour $g/w = 0.154$ et $Re_h = 2.86 \times 10^5$, b) #N et c) #P associés aux champs de vitesse de moyenne conditionnelle ($U_{\#P} = (u | \partial C_p / \partial y^* > 0$ ou $C_y < 0$). La croix blanche indique le point de recollement des deux tourbillons principaux du sillage, tandis que les "○" indiquent les centres tourbillonnaires. Les "□" et "○" indiquent l'emplacement des sondes de pression.

Comme décrit précédemment, l'effet de la garde au sol sur la force de traînée globale peut s'expliquer par de fortes modifications de la topologie de sillage. En particulier, le sillage turbulent d'un corps d'Ahmed à culot droit présente un fort comportement bi-modal et subit aléatoirement des inversions de sillage entre deux modes stables asymétriques (Wake symmetry breaking "WSB") dans la littérature. Ce comportement bi-stable est typiquement rencontré dans de nombreuses configurations de corps épais tridimensionnels (*B. Herry et al. [64]*) ou d'écoulement axisymétrique (*M. Grandemange et al. [57]*). Ces résultats sont soulignés dans les travaux de *O. Cadot et al. [22]*. Ce phénomène est clairement visible, dans le sens transversal, pour un corps d'Ahmed avec un rapport d'aspect de $w/h = 0.135$ comme précédemment observé dans la littérature (*G. Bonnavion et al. [19]*, *D. Barros et al. [11]* et dans les travaux de *M. Grandemange et al. ([56, 55, 58, 54])*). Classiquement, l'historique chronologique du gradient de pression horizontal, $\partial C_p / \partial y^*$, ou du coefficient de dérive C_y met en évidence un comportement de commutation entre deux niveaux stables distincts clairement visibles sur la [figure 3.5 a\)](#).

La PSD associé révèle des fréquences caractéristiques différentes correspondant à deux échelles de temps très distinctes comme nous pouvons l'observer dans la littérature avec les travaux de *M. Grandemange et al.* [56] et *R. Volpé et al.* [113]. De longues échelles de temps, $T_{WSB} \propto 10^3 \cdot h/U_\infty$, associées au changement de comportement entre deux niveaux stables distincts du coefficient de pression instable, sont clairement visibles sur la densité de probabilité bimodale, représentée sur la [figure 3.5 a](#)). De courtes échelles de temps $T_{Sh} \propto 5 \cdot w/U_\infty$, correspondant à un mode antisymétrique global périodique latéralement feront l'objet d'une discussion ultérieurement. Pour cette étude, nous avons pris un temps d'acquisition très long (deux heures) afin d'assurer la convergence statistique et une nette émergence des pics de très basse fréquence. Le temps caractéristique pour les inversions bi-modales est d'environ 2 ordres de grandeur plus grand que pour les temps du mode périodique. Avant d'analyser en détail l'apparition de la bi-stabilité du sillage, nous définissons les deux états de flux en appliquant une moyenne conditionnelle ($U_{\#P} = (u|\partial C_p/\partial y^* > 0$ ou $C_y < 0)$). On obtient l'état nommé $\#P$ pour celui lié à une valeur positive du $\partial C_p/\partial y^*$ et l'autre nommé $\#N$ associé au négatif. La vitesse moyenne conditionnelle et le $\partial C_p/\partial y^*$ ou le C_y sont indiqués à la [figure 3.5 b](#)). Le temps typique de $\partial C_p/\partial y^*$ et C_y , filtré à l'aide du filtre défini dans la [section 2.1.2](#), montre un comportement similaire avec des événements temporels presque synchronisés. Il démontre que la bi-stabilité de sillage induit des variations de force latérales dues à la commutation du centre de pression du côté gauche vers le côté droit (ou droit vers la gauche) du corps. Un autre résultat intéressant est que l'équiprobabilité des deux positions bi-stables ne peut être atteinte que pendant une très longue période d'acquisition. Par conséquent, en raison du temps d'acquisition relativement court ($\propto 80T_{WSB}$), la distribution bi-modale obtenue au cours de nos expériences n'est pas parfaitement équiprobable, mais reste un indicateur important de la présence d'une bi-stabilité de sillage.

3.2.3 Topologie de sillage induisant la bi-stabilité

TABLE (3.2) Cas d'étude pour $w/h = 1.346$ (scale 0.7).

$Re_h (\times 10^5)$	g/w	U_s^*	q_s^*	C_D	C_b
2.86 ^a	0.063	0.37	0.031	0.361	0.242
2.86	0.100	0.46	0.066	0.313	0.210
2.86 ^b	0.154	0.57	0.099	0.359	0.252
1.43	0.100	0.39	0.056	0.335	0.192
4.29	0.100	0.49	0.070	0.297	0.227

a. Cas stable de référence.

b. Cas bi-stable de référence.

Le premier objectif est ici de déterminer le seuil critique conduisant à l'état bi-stable et de clarifier les topologies de sillage qui y sont associées, dans notre configuration. De plus, compte tenu de l'étude paramétrique de *O. Cadot et al.* [22], pour un rapport w/h donné, le nombre de Reynolds et la garde au sol influent sur l'apparition de la bi-stabilité. Les diagrammes de bifurcation, par rapport à la garde au sol, obtenus par ces auteurs, avec des nombres de Reynolds différents, montrent que le seuil de bifurcation varie de $g_c/w = 0.11$ à $Re_{hc} = 1.78 \times 10^4$ à $g_c/w = 0.075$ à $Re_{hc} = 1.6 \times 10^5$. Ensuite, la garde au sol critique diminue lentement selon une pente décrit par $Re_{hc}^{-1/6}$ avec le nombre de Reynolds critique.

Par conséquent, pour la présente étude, cinq configurations PIV (figure 3.4), seront prises en considération et sont résumées dans le tableau 3.2. Elles se concentrent sur le seuil critique de notre configuration avec un support central. Ces cas sont choisis afin d'analyser les effets du nombre de Reynolds et de la garde au sol sur la dynamique du sillage avec et sans bi-stabilité du sillage. La figure 3.6 montre les cinq cas examinés. Le cas critique lié à l'apparition de la bi-stabilité a été identifié pour $Re_h = 2.86 \times 10^5$ et correspond à une garde au sol critique de $g_c/w = 0.1$. Comme l'ont déjà souligné *M. Grandemange et al.* [55], l'influence de la proximité du sol est très importante car elle module la vitesse de l'écoulement sous le corps et agit, par conséquent, sur les interactions avec le sillage. Le principal objectif est d'étudier en profondeur ces interactions en fonction du nombre de Reynolds et de la garde au sol (modulant le débit sous caisse). A cet effet, les profils de vitesse normalisés sous le corps sont tracés sur la figure 3.6 pour les différents cas étudiés afin de calculer la vitesse moyenne d'écoulement sous le corps, U_s^* et par la suite le débit sous le corps correspondant, $q_s^* = g^*U_s^*$, reportés dans le tableau 3.2.

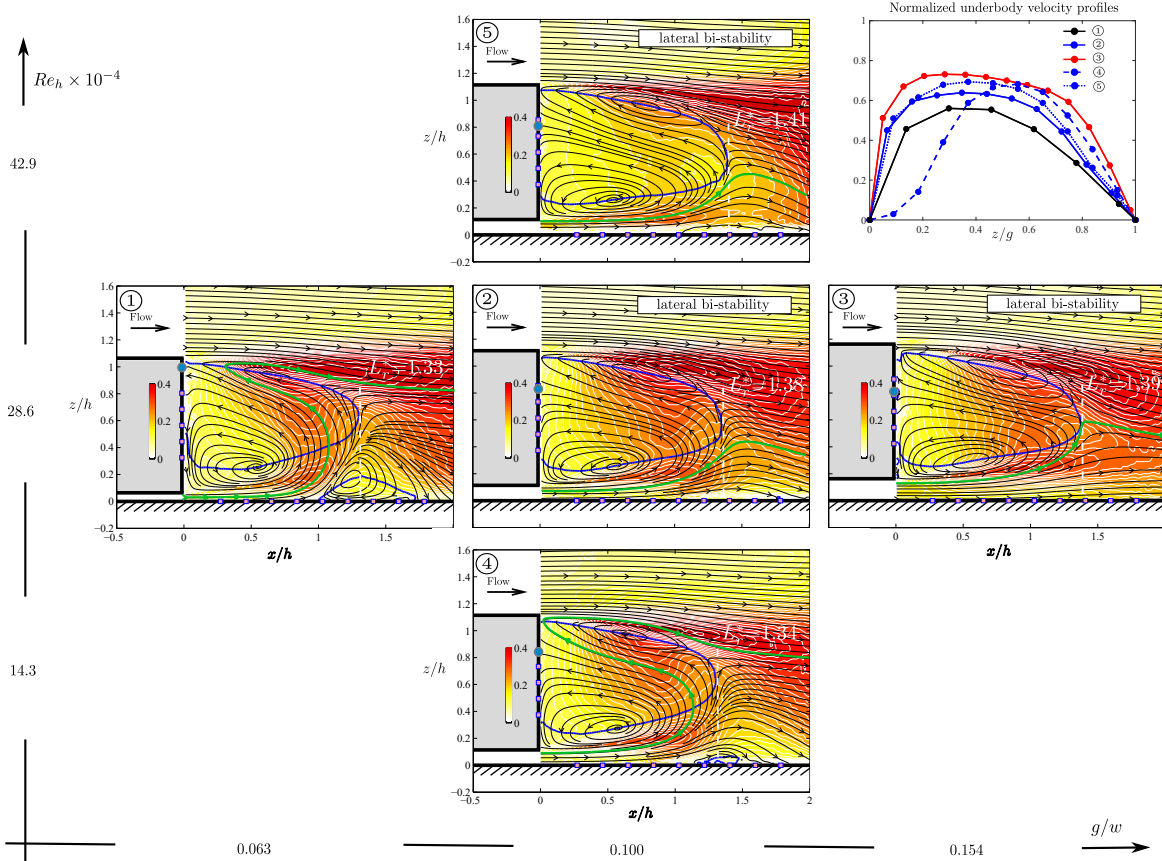


FIGURE (3.6) Champs de vitesse RMS normalisés par la vitesse d'écoulement libre avec les lignes de courant moyennées en temps à partir des mesures PIV, pour différents nombres de Reynolds Re_h et pour différentes gardes au sol g/w . La ligne "—" représente la ligne de séparation moyenne. Le symbole "●" représente la localisation verticale de la vitesse nulle (prise à $x/h = 0.02$). La ligne de courant sélectionnée et représentée à l'aide de la ligne "—" montre le comportement de l'écoulement sous caisse pour chaque cas représenté. La figure représentée en haut à droite montre les profils des vitesses de l'écoulement sous caisse normalisés (extraits des clichés PIV), utilisés pour calculer le coefficient U_s^* , reportés dans le tableau 3.2

Comme nous l'avons indiqué précédemment, la comparaison avec d'autres études utilisant un support de montage différent n'est pas facile, en raison du support central utilisé pour monter le corps d'Ahmed qui ne présente pas le même taux d'obstruction que les 4 supports utilisés dans les autres études.

On peut d'ailleurs le remarquer sur la [figure 3.6](#), où la vitesse maximale n'est que de $0.7U_\infty$, tandis que dans les travaux de [O. Cadot et al. \[22\]](#), la vitesse maximale se sature à $1.1U_\infty$. Le sillage du support central réduit, dans notre cas, considérablement la vitesse d'écoulement au niveau de l'arête inférieure de la face arrière du corps d'Ahmed. Il n'est donc pas possible d'établir une comparaison directe avec certaines des autres études présentées dans le [tableau 1.1](#). Cependant, la présente étude est toujours adaptée pour examiner le sillage autour du seuil critique que nous avons défini précédemment. Comme le montre la [figure 3.6](#), pour de très petits g/w , jusqu'à une valeur critique de $g_c/w = 0.1$, l'effet visqueux domine et diminue la vitesse d'écoulement sous caisse. Cet écoulement existe, mais il n'est pas suffisamment fort par rapport à l'écoulement externe pour générer un écoulement qui empêche la séparation de couche limite au sol, en aval de la face arrière du corps d'Ahmed. Cette séparation peut être montrée sur la [figure 3.6](#) pour le cas où $g/w = 0.063$ et se produit sur l'intervalle de longueur, $1 < x/h < 1.8$. Dans ce cas, l'écoulement sous caisse interagit fortement avec l'écoulement de retour et modifie la topologie de l'écoulement qui en découle. En particulier, la taille de la structure tourbillonnaire inférieure (près du sol) est plus grande que celle de la structure supérieure, principalement en raison de la faible influence de l'écoulement sous le corps par rapport à l'écoulement supérieur externe. À ce stade, aucun phénomène de rupture de symétrie de sillage n'est observé. Pour $g/w > 0,1$, la vitesse de l'écoulement sous caisse est suffisamment élevée pour supprimer le décrochage de couche limite situé sur le sol. La vitesse d'écoulement sous le corps a à peu près le même ordre de grandeur que la vitesse d'écoulement supérieure externe (voir la [figure 3.6](#), pour $g/w = 0.154$). Dans ce cas, un comportement bi-stable est observé et est associé aux faibles interactions entre le bulbe de recirculation inférieur et supérieur. Le phénomène augmente la sensibilité du sillage aux perturbations présentes dans l'écoulement externe. Pour un même rapport g/w , une augmentation du nombre de Reynolds peut également conduire à une conclusion similaire. L'évolution de la topologie de l'écoulement peut être facilement observée sur la [figure 3.6](#) par rapport aux nombres de Reynolds et peut être corrélée avec la répartition et l'intensité de la vitesse RMS. Les positions de vitesse verticale nulle (symbole "•") dans le plan médian pris à $x/h = 0.02$ sont également représentées sur la [figure 3.6](#). Les interactions entre l'écoulement sous caisse et la base du corps peuvent être soulignées et identifiées par ce moyen, et seront développées par la suite. La diminution d'altitude de cette position induit une extension du sillage qui peut être quantifiée par une augmentation de la longueur de rattachement, L_r . Donc, plus le nombre de Reynolds est grand, plus l'effet de succion sur la face arrière du corps d'Ahmed est grande. Lorsque cette instabilité est entièrement développée (c'est à dire avec une vitesse d'écoulement sous le corps d'environ $0.7U_\infty$ au niveau de l'espace de la garde au sol), plus le nombre de Reynolds est grand et plus l'aspiration sur la face arrière du corps d'Ahmed (ou la traînée) est petite, comme l'ont signalé les travaux de [D. Barros et al. \[12\]](#). De plus, les positions des centres tourbillonnaires moyens supérieurs et inférieurs associées au minimum local de la pression statique (voir [figure 3.2](#)), sont également fonction des paramètres g/w et Re_h et ont un effet significatif sur la traînée. Comme nous l'avons vu précédemment, le minimum de traînée globale est associé au cas critique signalé à la [figure 3.2](#) (c'est à dire pour $Re_h = 2.86 \times 10^5$ et $g_c/w = 0.1$ ou pour la $q_{sc}^* \approx 0.066$ (voir la [figure 3.6](#))). Par conséquent, l'apparition du phénomène de bi-stabilité est lié à l'interaction entre l'écoulement sous le corps et la zone de recirculation du sillage inversée, comme le montre la ligne de courant représentée par "—" sur la [figure 3.6](#).

En effet, lorsque de fortes interactions sont observées, une distribution PDF uni-modale du gradient de pression latéral est également observée. Dans le cas d'une distribution bi-modale, seule une faible interaction entre l'écoulement sous caisse et le sillage peut être observée. Ce faible niveau d'interaction conduit à une sensibilité plus élevée du sillage aux perturbations externes que dans le cas d'une interaction forte où l'écoulement sous le corps maintient, par cette interaction, la stabilité latérale du sillage. En conclusion de cette partie préliminaire de l'étude, il est important de noter que notre configuration expérimentale permet d'analyser l'effet des changements topologiques dus à l'apparition de la bi-stabilité et que le support central du modèle a une influence significative sur la garde au sol critique où débute la bi-stabilité et la réduction de traînée associée. Les parties suivantes de l'étude se concentrent sur ce point et fournissent, pour un nombre Reynolds choisi de $Re_h = 2.86 \times 10^5$, plus de détails sur les interactions globales de sillage en fonction de la garde au sol.

3.3 Caractérisation de la dynamique de sillage

Le mécanisme de réduction de la traînée associé aux transitions de structure d'écoulement de sillage est étudié dans cette section. Une description détaillée de la formation et de l'évolution des structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement associées aux interactions entre les couches de cisaillement, l'écoulement sous caisse et les écoulements tourbillonnaires latéraux entrants est également proposée. Par la suite, seule la garde au sol sera utilisée pour moduler le comportement du sillage. A titre indicatif, les différents paramètres d'écoulement sous caisse, identifiés précédemment, sont répertoriés dans le [tableau 3.2](#).

3.3.1 Écoulement sous caisse et couche de cisaillement supérieure

Dans un premier temps, nous analysons les champs de vitesse instantanée dans le plan médian x-z pour les trois rapports g/w étudiés afin de mettre en évidence les interactions d'écoulement en fonction des conditions d'écoulement sous le corps. Un filtrage POD (voir [annexe B](#) pour plus de détails) conservant les 300 premiers modes est appliqué afin de supprimer le bruit résiduel et les très petits tourbillons liés à la turbulence. Les champs de vitesse instantanés normalisés sont reportés à la [figure 3.7](#), pour les trois gardes au sol. Trois cas d'écoulement (ou classes d'écoulement) peuvent alors être définis, comme précédemment proposés par [T. Castelain et al. \[23\]](#), pour un modèle de camion simplifié en fonction de la vitesse d'écoulement sous caisse. Les trois cas d'interaction suivants doivent être pris en considération pour notre configuration du corps d'Ahmed :

- Pour le cas **(I)**, la vitesse de l'écoulement sous caisse est très faible ($q_s^* < 0.066$). Dans ce cas, une structure tourbillonnaire stationnaire (désignée par S_{VC} sur la [figure 3.7](#)) est située au bas du sillage. La faible vitesse de l'écoulement sous le corps induit une déviation due aux flux latéraux entrants. Ces conditions d'écoulement sont associées à une forte vitesse d'écoulement entrant du bas vers l'intérieur du sillage, comme le montre la [figure 3.7](#) pour $g/w = 0.063$.

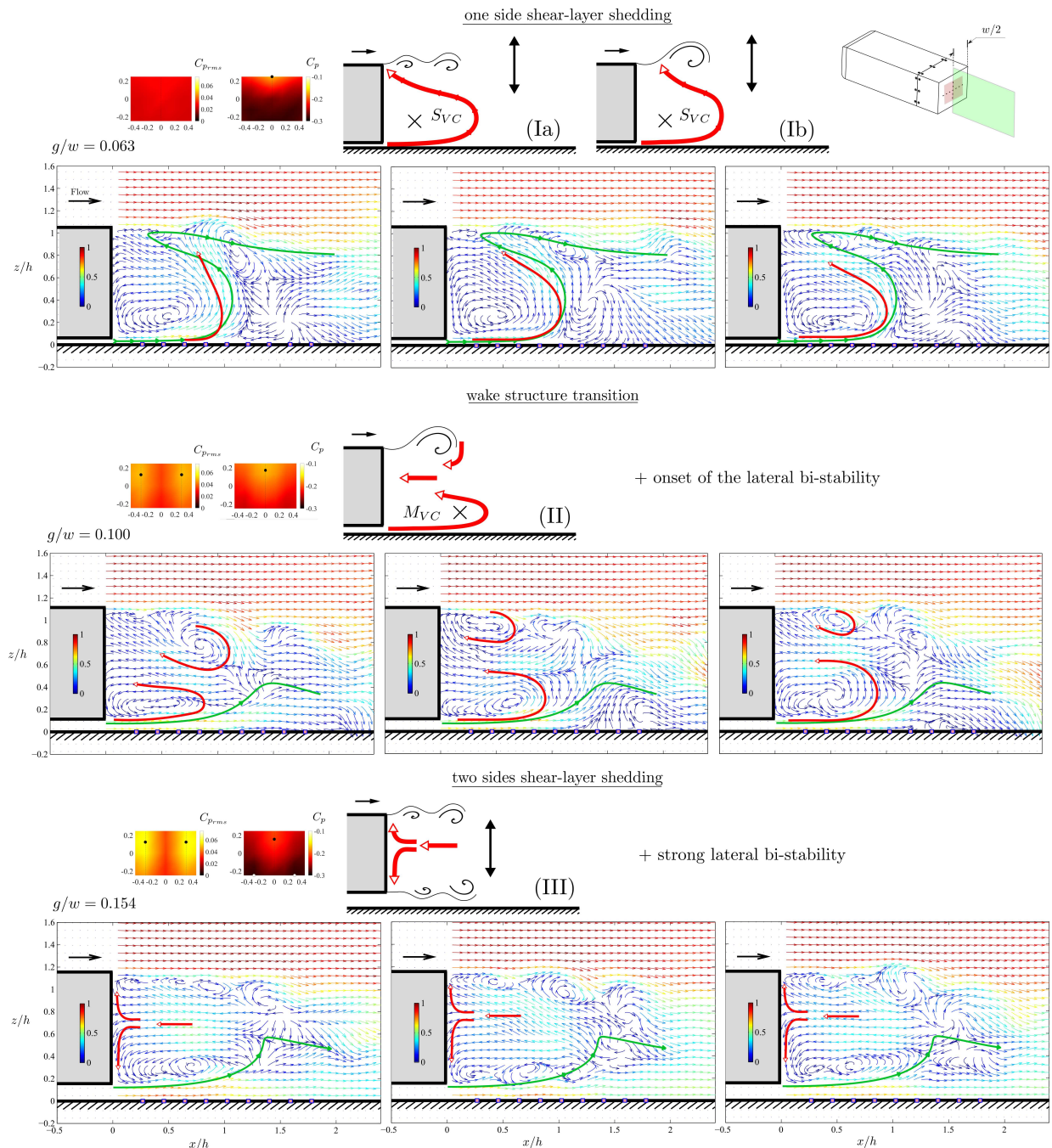


FIGURE (3.7) Clichés PIV instantanés d'intensité de vitesse normalisés dans le plan central x - z montrant l'évolution des structures d'écoulement. Un filtrage POD (conservant les 300 premiers modes) est appliqué. Afin d'avoir une idée du comportement de l'écoulement sous caisse, la ligne de courant moyenne sélectionnée, représentée par "—", à la figure 3.6 est également reportée dans cette figure. S_{VC} et M_{VC} indiquent les positions fixes et mobiles des centres tourbillonnaires.

On peut observer à partir des champs de vitesse instantanée que l'écoulement ascendant peut interagir avec la couche de cisaillement supérieure, soit directement avec celle-ci générant de grandes structures (IA), soit au début de cette dernière amplifiant l'oscillation de Kelvin-Helmholtz et en éliminant la couche de cisaillement associée (IB). Le comportement dynamique est associé à un lâcher tourbillonnaire unilatéral sur les arêtes de la face arrière du corps d'Ahmed. Dans ce cas, aucune bi-stabilité latérale n'est observée et le coefficient de pression moyen à l'arrière du corps est maximal au niveau de l'arête supérieur. La distribution correspondante des $C_{p_{rms}}$ est homogène et ne montre pas d'activité fluctuante spécifique.

- Dans le cas (II), la vitesse d'écoulement sous le corps est légèrement plus élevée que dans le cas (I) ($q_s^* \approx 0.066$). Cette configuration d'écoulement induit un mouvement des centres tourbillonnaires inférieurs (désigné par M_{VC} dans la figure 3.7) dans la direction de celui-ci et réduit l'écoulement latéral que nous avons observé dans le cas (I), permettant l'apparition de bi-stabilité, comme le montrent les deux pics de la distribution des $C_{p_{rms}}$ sur la figure 3.7 pour $g/w = 0.1$. Ce comportement diminue également l'emplacement du minimum de $C_p(z = 0.19h)$. On peut remarquer que, dans cette configuration, la valeur du coefficient de pression moyen est globalement plus élevée que dans le cas (I). Cette configuration peut être considérée comme une transition de structure d'écoulement du sillage entre le cas (I) et le cas (III) décrit juste après.
- Une vitesse d'écoulement élevée sous le corps ($q_s^* > 0.066$), liée au cas (III), est répertoriée sur la figure 3.7 pour $g/w = 0.154$. Dans ce cas, les faibles interactions sillage/écoulement sous caisse conduisent à un comportement symétrique plus classique des couches de cisaillement inférieures et supérieures. On observe des phénomènes de lâcher tourbillonnaire des deux couches de cisaillement latérales dans l'écoulement latéral amont. Ce dernier met en évidence un comportement d'écoulement de retour associé à un phénomène de bi-stabilité dans le plan x-y. Ce phénomène diminue l'altitude du minimum de $C_p(z = 0.17h)$. Des pics de $C_{p_{rms}}$ forts décrivant un processus bi-stable très fluctuant sont également observés dans cette configuration.

Les interactions précédemment décrites du sillage ont un impact significatif sur le mode global d'oscillation, comme nous le verrons par la suite (flèches noires sur la figure 3.7). Pour décrire plus en détail ces phénomènes d'interaction, les corrélations spatio-temporelles entre la pression et la vitesse, définies comme :

$$R_{up} = \frac{\langle u(t) \cdot p(t) \rangle}{u_{rms} \cdot p_{rms}} \quad (3.1)$$

sont calculées à partir des mesures PIV et de pression. La figure 3.8 montre les champs de corrélation spatio-temporelle pression/vitesse, R_{up} avec les mesures PIV et la sonde de pression s_{17} (resp. s_{19}) pour les trois rapports g/w . Les résultats pour les deux sondes de pression montrent que pour le rapport g/w le plus bas (voir figure 3.8 a), décrit précédemment, il existe une forte corrélation entre l'écoulement à proximité et loin de la paroi, et suggèrent un comportement global à grande échelle de lâcher tourbillonnaire de la couche de cisaillement préférentiel sur un seul côté.

Ce comportement est toujours présent pour le rapport g/w intermédiaire (voir [figure 3.8 b](#)), mais avec des niveaux de corrélation plus faibles et disparaît totalement pour le rapport g/w plus élevé (voir [figure 3.8 c](#)), ce qui suggère un mécanisme classique de lâchers tourbillonnaires des deux côtés. Les profils R_{up} et R_{vp} sont également tracés sur la [figure 3.9](#), en suivant le tracé de la ligne "-" de la carte de corrélation [figure 3.8](#). Les résultats confirment ce comportement par la présence de pics de corrélation et soulignent les caractères asymétriques des modes périodiques du sillage dans le plan x-z pour le rapport g/w le plus élevé où les changements de signe de corrélation R_{uv} dépendent de la proximité ou de l'éloignement de la face arrière (courbes "-" sur les profils R_{vp} de la [figure 3.9](#)).

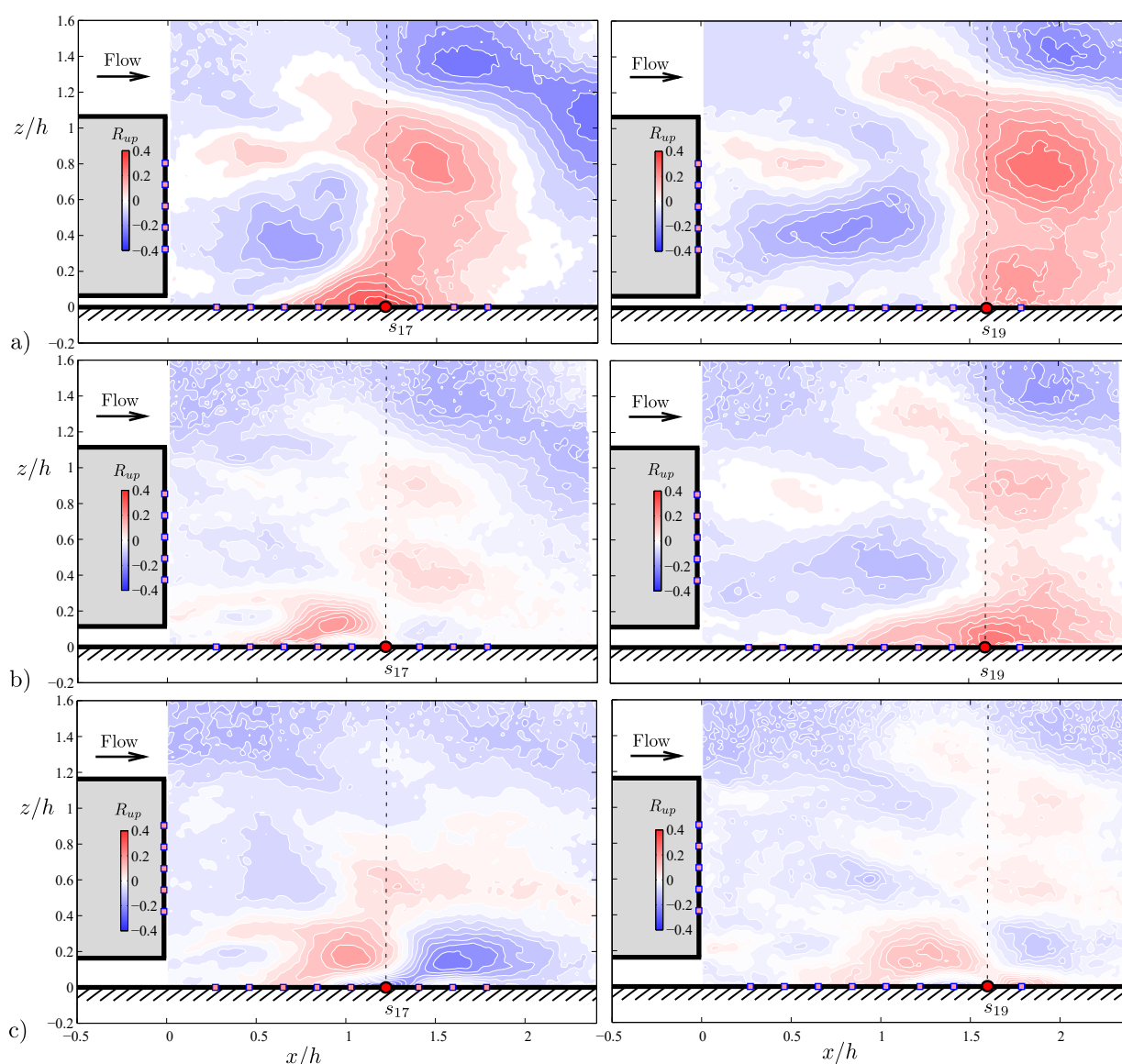


FIGURE (3.8) Champs de corrélation spatio-temporels pression/vitesse, R_{up} , calculés entre les champs de vitesse PIV et les capteurs de pression de paroi s_{17} et s_{19} dans le plan médian vertical pour a) $g/w = 0.063$, b) $g/w = 0.100$ et c) $g/w = 0.154$ à $Re_h = 2.86 \times 10^5$.

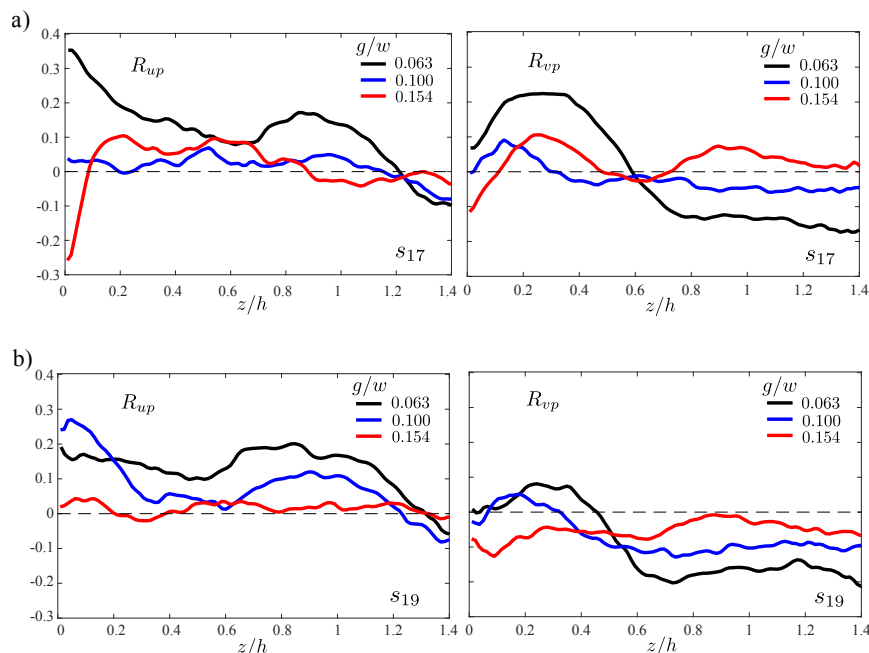


FIGURE (3.9) Profils de R_{up} et de R_{vp} suivant le tracé de la ligne "-" de la figure 3.8 pour les trois cas g/w présentés précédemment, et pour les deux capteurs (a) s_{17} et (b) s_{19} .

3.3.2 Interaction des couches de cisaillement latérales

Afin d'avoir plus d'informations sur la dynamique de sillage dans le sens transversal (plan x - y) dans le cas bi-stable, les champs d'intensité de vitesse normalisés montrant l'évolution des structures d'écoulement correspondant à l'état $\#N$ sont représentés dans la figure 3.11 pour $g/w = 0.154$. Le même filtrage POD utilisé précédemment est également utilisé sur les champs PIV instantanés transversaux. Le centre de la structure tourbillonnaire intéressante est marqué avec un **A** ou un **B** pour six instants de temps consécutifs sélectionnés nommés de t_1 à t_6 correspondant à l'état $\#N$. Les résultats montrent clairement un comportement assez statique de la structure B et une instabilité de couche de cisaillement sur le côté opposé (structure A), comme le montre la figure 3.11, où deux structures tourbillonnaires sont situées près de la couche de cisaillement.

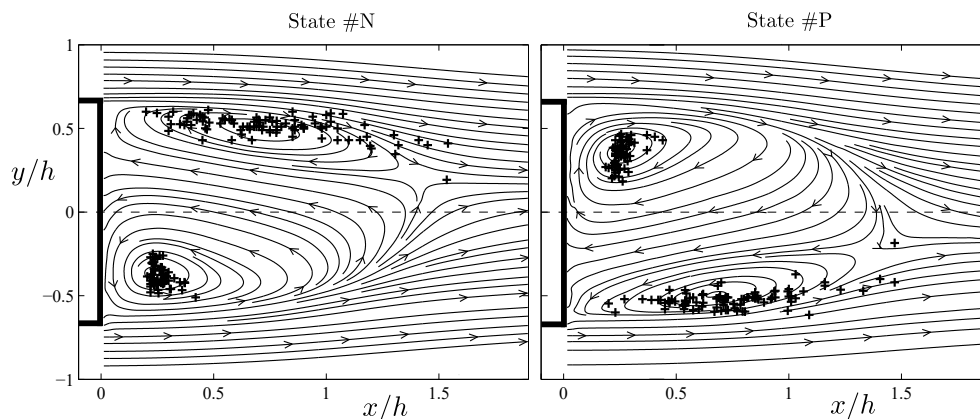


FIGURE (3.10) Emplacements des centres tourbillonnaires pour les états $\#P$ et $\#N$ en utilisant le critère Γ_1 proposé par L. Graftieaux et al. [53]. Les moyennes conditionnelles temporelles selon les états sont également reportées pour clarifier les états selon les lignes de courant.

Une organisation de sillage très similaire peut être observée pour le mode $\#P$. Pour chaque état ($\#P$ et $\#N$), l'emplacement des centres tourbillonnaires est déterminé en appliquant le critère Γ_1 proposé par *L. Graftieaux et al.* [53] et seuls les événements forts sont retenus pour la comparaison.

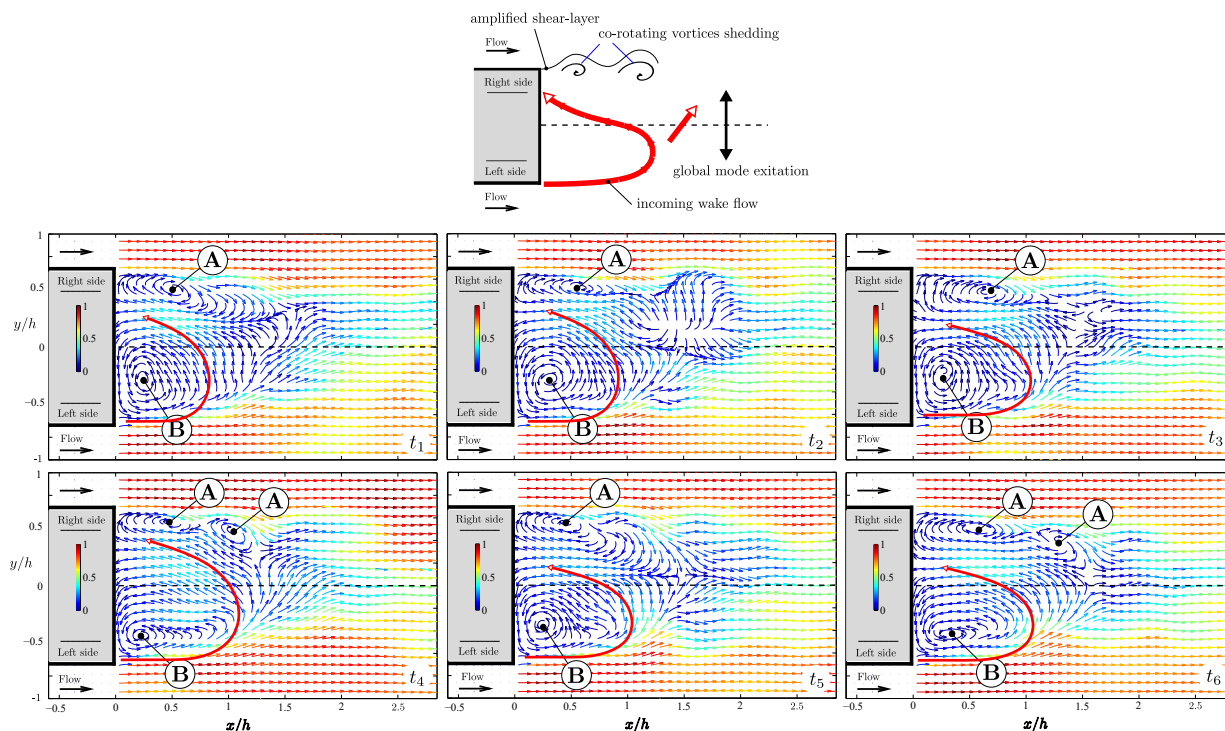


FIGURE (3.11) Clichés PIV instantanés de vitesses normalisées dans le plan médian x - y montrant l'évolution des instabilités de la couche de cisaillement co-rotative correspondant à l'état $\#N$. Le temps entre les images successives est, $t = 14h/U$. Un filtrage POD (conservant les 300 premiers modes) est appliqué.

Les résultats pour les deux cas ($\#P$ et $\#N$) ainsi que les lignes de courant associées sont présentés à la [figure 3.10](#) et soulignent le phénomène préférentiel de lâchers tourbillonnaires de la couche de cisaillement décrite précédemment. Un schéma du comportement dynamique latéral est également montré sur la [figure 3.11](#) et met en évidence le principe d'amplification de la couche de cisaillement d'un côté associé à l'écoulement entrant du côté opposé. Pour mieux comprendre le lien entre les instabilités basse fréquence et les phénomènes de lâchers tourbillonnaires associés, on calcule les corrélations spatio-temporelles entre les sondes de pressions et la vitesse. Ces corrélations sont obtenues en utilisant simultanément des données de pression et des mesures PIV (ou des mesures de fil chaud) dans le sillage. Les corrélations spatio-temporelles sont calculées afin de quantifier les empreintes de la structure principale et de confirmer que les mécanismes d'écoulement jouent un rôle clé dans le processus de bi-stabilité. Tout d'abord, les corrélations entre le plan vertical médian PIV et la sonde de pression, s_{13} , sont tracées sur les deux figures supérieures [figure 3.12 \(a\)](#) et [figure 3.12 \(b\)](#). Le mécanisme d'interaction entre l'écoulement sous caisse et le sillage est ici clairement indiqué par le haut degré de corrélation dans le cas $g/w = 0.063$ par rapport à la faible corrélation observée pour $g/w = 0.154$. De la même manière, la [figure 3.12 \(a\)](#) et la [figure 3.12 \(b\)](#) du bas, montrent la corrélation entre le plan PIV médian transversal et le capteur s_6 . Dans le cas instable ($g/w = 0.154$), le degré élevé de corrélation met en évidence les modes de bi-stabilité avec une opposition de phase entre les deux côtés du corps.

De manière comparative, pour un cas stable ($g/w = 0.063$) seuls de faibles niveaux de corrélation peuvent être observés. La zone de corrélation souligne une réorganisation bidimensionnelle du sillage se produisant pour $g/w \approx 0.1$ avec un effet transversal relativement faible mis en évidence par la corrélation transversale observée. Cette réorganisation topologique peut être comparée à celle observée par *S. Bailey et al.* [8] pour un cylindre carré en écoulement transversal avec des interactions pariétales. Ce phénomène, dû aux interactions entre les parois, explique comment l'écoulement externe impacte les structures dominantes du sillage et peut briser l'équilibre haut/bas existant dans le sillage. Si l'on considère maintenant seulement le cas bi-stable afin de mieux comprendre la nature des mouvements associés à la dynamique de sillage rapide, la cohérence entre les signaux de pression enregistrés à l'arrière du corps et les mesures de vitesse au fil chaud effectuées dans le sillage du modèle sont considérées, suivant l'approche utilisée par *EG. Duell et al.* [37] et, plus récemment, par *G. Pavia et al.* [100] et *R. Volpé et al.* [113].

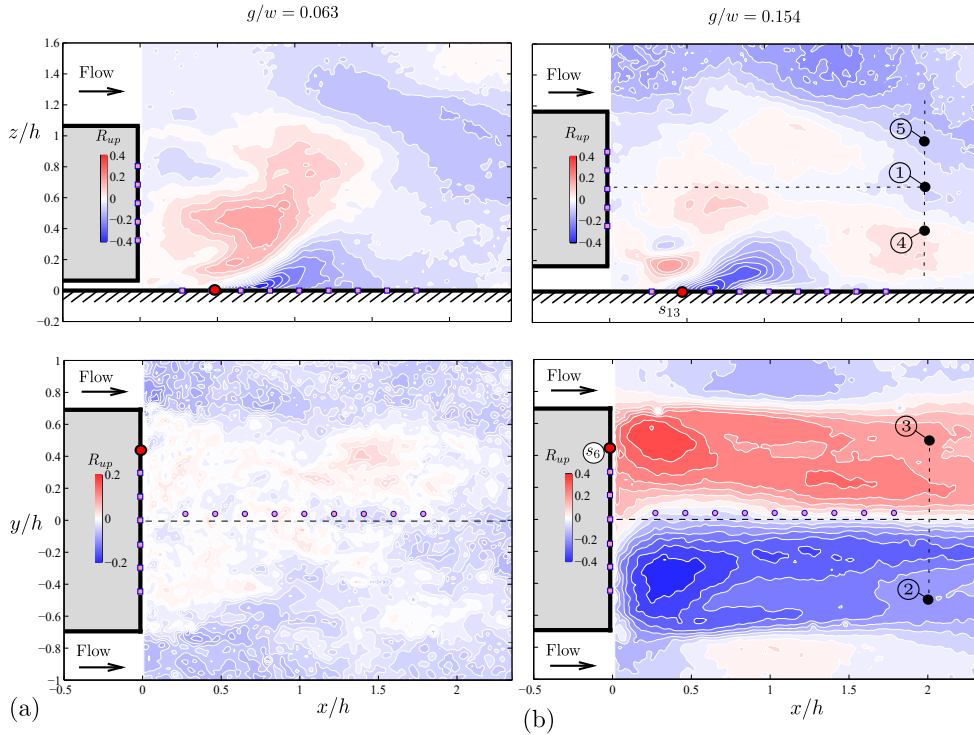


FIGURE (3.12) Corrélations spatio-temporelles des mesures de pressions et de vitesses, R_{up} , calculées avec les champs PIV, a) Dans le plan médian vertical et la sonde de pression s_{13} , b) Dans le plan médian transversal et la sonde de pression s_6 , respectivement pour $g/w = 0.063$ and $g/w = 0.154$ à $Re_h = 2.86 \times 10^5$.

La cohérence entre deux vitesses synchronisées et des signaux de pression est calculée de la façon suivante :

$$C_{up}(f) = \frac{|P_{up}(f)|^2}{P_{uu}(f)P_{pp}(f)} \quad (3.2)$$

où P_{up} est le spectre croisé, $P_{uu}(f)$ et $P_{pp}(f)$ sont les spectres de vitesse et de pression respectivement. La cohérence peut également fournir des informations intéressantes sur le processus de lâchers tourbillonnaires et les mouvements convectifs du cas bi-stable. En effet, on peut observer un bon niveau de corrélation entre le capteur de pression, s_6 et le capteur de vitesse 3 situé à droite du corps avec un pic clair à $St_h = 0.13$ (voir [figure 3.13 \(a\)](#)).

Ce pic énergétique élevé confirme le mode global périodique antisymétrique latéral. Un autre pic autour de $St_h \approx 0.5$ est également observé et peut être associé aux lâchers tourbillonnaires latéraux de la couche de cisaillement. Vers la face arrière du modèle, la corrélation entre le capteur de pression situé au sol près de la surface arrière du corps et le capteur de vitesse 4 dans le sillage inférieur montre un autre pic fort à $St_h = 0.18$. Ce dernier pic, visible uniquement en haut ou en bas du modèle, peut clairement être associé à la dynamique de lâcher tourbillonnaire vertical que nous avons détaillée précédemment. La corrélation croisée de la pression entre les capteurs de pression s_{12}/s_{13} et aussi entre s_{13}/s_{14} tracée sur la [figure 3.13\(b\)](#), présente un pic de corrélation fort à un délai de temps assez constant $\tau^* \approx 0.35$, soulignant le mouvement convectif des structures tourbillonnaires provenant du dessous du corps, comme nous l'avons vu précédemment. La corrélation spatio-temporelle pression/vitesse entre les capteurs de pression s_{13} et la sonde de vitesse située au bas du sillage est représentée sur la [figure 3.13 \(c\)](#). La forme de la corrélation est typique d'un phénomène quasi-périodique avec une période approximative, $T^* = 5.5$ correspondant à la fréquence de lâchers tourbillonnaires précédemment obtenue.

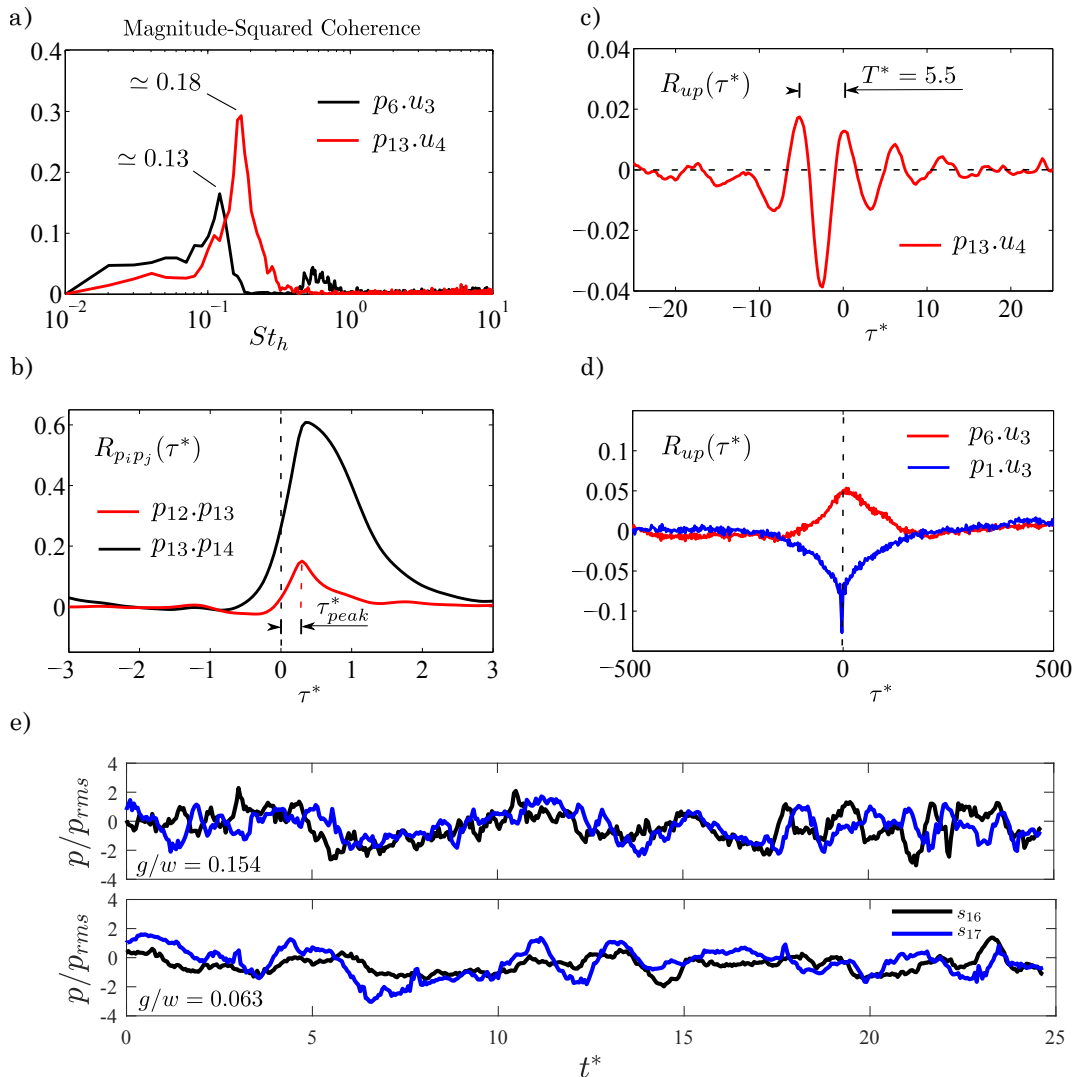


FIGURE (3.13) Pour le cas où $g/w = 0.154$, a) Comparaisons des spectres de cohérences vitesse-pression, b) Corrélation de pression, $R_{p_i p_j}(\tau^*)$, c) pour les sondes $p_{13} \cdot u_4$, d) $p_6 \cdot u_3$ et $p_1 \cdot u_3$ e) Historiques de pressions de paroi normalisés.

Lorsque l'on considère des points de mesures de sonde de pression opposés de gauche à droite (voir [figure 3.13\(d\)](#)), on constate que les fluctuations de pression et de vitesse présentent une forte corrélation avec une opposition de phase. C'est une autre confirmation du comportement bi-stable de gauche à droite du sillage. Toutes ces mesures permettent de proposer une représentation schématique de la dynamique de l'écoulement de sillage associée à la configuration d'écoulement latéral stable et instable. Les historiques de temps des sondes de pression s_{16} et s_{17} situées près de la zone de décollement au sol sont tracés pour $g/w = 0.063$ et 0.154 dans la [figure 3.13\(e\)](#). Certains événements de recirculation peuvent être clairement observés pour le rapport $g/w = 0.063$ où le décalage local entre les deux signaux peut être positif ou négatif. Dans le cas $g/w = 0.154$, le décalage entre les deux signaux est tout le temps positif, comme le montre la [figure 3.13 \(e\)](#). Les résultats confirment le processus de séparation instationnaire induit par l'écoulement latéral entrant pour le rapport g/w le plus bas.

3.3.3 Effets de la garde au sol sur les modes globaux

Les modes globaux sont également affectés par la garde au sol, tout comme l'est la dynamique de sillage, comme nous l'avons démontré précédemment. Pour quantifier les principaux modes de fréquence globaux associés aux phénomènes de lâchers tourbillonnaires instables, une analyse spectrale a été effectuée dans le sillage à l'aide d'une sonde à fil chaud située à une distance $2h$ de la surface arrière du corps d'Ahmed (selon la recommandation donnée par [M. Grandemange et al.\[56\]](#)). Certains des spectres les plus intéressants des mesures de fil chaud (sondes 2 et 5) sont présentés en [figure 3.14](#). Les lignes colorées représentent les spectres de vitesse pour $g/w = 0.154$ et $g/w = 0.063$ pour les trois nombres de Reynolds étudiés. Certains pics énergétiques peuvent être facilement identifiés à partir des spectres en fréquence de vitesse et sont résumés dans [tableau 3.3](#) pour toutes les positions de mesure (sondes 1 à 5).

TABLE (3.3) Fréquences des modes globaux oscillant par rapport aux différentes gardes aux sols et aux positions des sondes.

Positions fils chaud	$g/w = 0.154$	$g/w = 0.063$
1	0.18	-
2	0.13	0.16
3	0.13	0.16
4	0.18	-
5	0.18	0.27

Ces fréquences correspondent à des échelles de temps de lâchers tourbillonnaires liées à l'interaction entre l'écoulement en haut et en bas avec la couche de cisaillement latérale, et sont généralement observées dans la littérature pour les sillages de corps épais dans le cas de comportements bi-stables (WSB) ([M. Grandemange et al.\[58\]](#), [R. Volpé et al.\[113\]](#), [D. Barros et al.\[11\]](#)). Les valeurs relevées dans la littérature correspondent à un phénomène de lâchers tourbillonnaires haut/bas avec une échelle de longueur caractéristique de $St_h \simeq 0.174 - 0.19$ et à un phénomène de lâchers tourbillonnaires latéraux avec des grandeurs caractéristiques de $St_h \simeq 0.127 - 0.13$ pour $w/h = 1.35$ ([M. Grandemange et al.\[58\]](#), [R. Volpé et al.\[113\]](#)). Dans le cas présent, nous avons observé systématiquement des valeurs de pics de fréquence similaires (0.18 et 0.13) pour les positions proche paroi normales et latérales, comme indiqué dans [tableau 3.3](#). Des observations similaires peuvent être effectuées à l'aide de spectres en fréquence du gradient de pression (comme indiqué précédemment sur la [figure 3.5](#)).

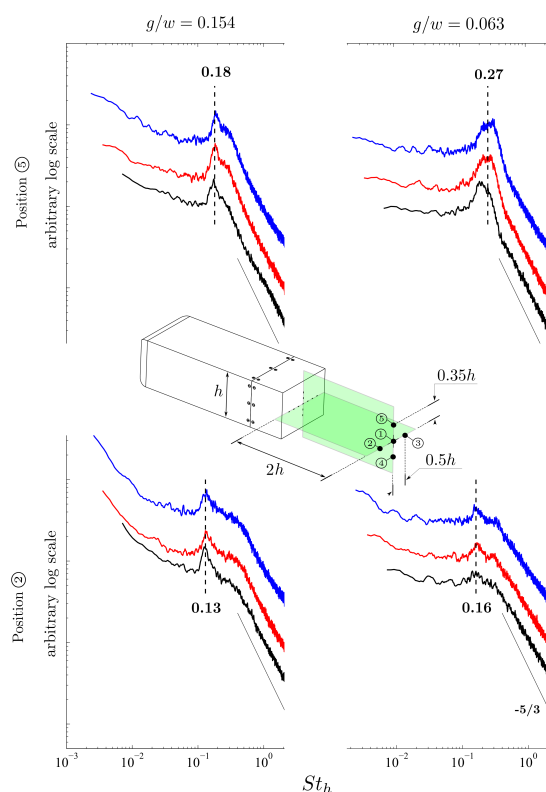


FIGURE (3.14) Spectres de vitesse dans le sillage aux positions 2 et 5 (cf. [tableau 3.3](#)) pour $g/w = 0.063$ et $g/w = 0.154$ à $Re_h = 1.43 \times 10^5$ ("—"), $Re_h = 2.86 \times 10^5$ ("—") et $Re_h = 4.29 \times 10^5$ ("—"), obtenus à l'aide de mesures au fil chaud.

Pour le cas latéral, ces valeurs peuvent être normalisées à nouveau en fonction de la largeur du corps d'Ahmed, w , et des valeurs proches de 0.18-0.2 peuvent être obtenues et peuvent être clairement associées au phénomène de lâchers tourbillonnaires latéraux. Pour un rapport d'aspect inférieur, [D. Barros et al.\[11\]](#), ont également trouvé des valeurs proches de 0.2 confirmant le phénomène de lâchers tourbillonnaires. Concernant le cas 1 ($g/w = 0.063$), associé à une topologie d'écoulement stable, différents pics de fréquence peuvent être observés comme indiqué dans [figure 3.12](#). La première observation concerne l'augmentation significative de la valeur des pics de fréquence obtenus sur les deux côtés du sillage associée à un mécanisme de lâchers tourbillonnaires latéral similaire à celui du cas bi-stable. Cette augmentation peut être liée à une réorganisation du sillage entraînant une domination du tourbillon supérieur, que nous allons développer plus loin. Pour les mesures de fil chaud au centre du sillage et près de la paroi, aucun pic significatif n'est observé contrairement aux cas bi-stables. Ce comportement peut être attribué à la faible vitesse de l'écoulement sous caisse en raison de la faible garde au sol qui génère le décollement de couche limite sur le plancher, tel que décrit précédemment. La mesure de fil chaud supérieure conduit à un pic de fréquence forte d'environ $St_h = 0.27$.

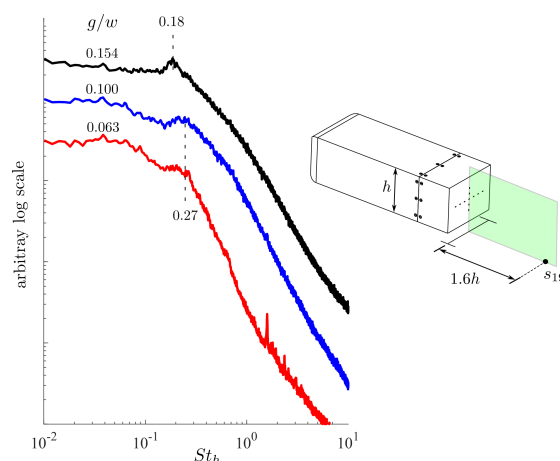


FIGURE (3.15) Spectre de pression à $Re_h = 2.86 \times 10^5$ pour les trois g/w étudiés.

Cette valeur élevée peut s'expliquer par un phénomène de lâchers tourbillonnaires unique qui ne se produit qu'au niveau de la couche de cisaillement supérieure (comme c'est le cas pour le cylindre en écoulement transversal à proximité d'une paroi). Les spectres de pression à la paroi pour $Re_h = 2.86 \times 10^5$ pour les trois rapports g/w étudiés, ont également été calculés pour la sonde (s_{19}) située à 1.6 h de la face arrière du corps et sont tracés sur la [figure 3.13](#). Des pics de fréquence similaires peuvent être observés. La transition de 0.18 à 0.27 peut également être observée pour une augmentation du rapport g/w allant de $g/w = 0.063$ à $g/w = 0.154$, confirmant le processus de transition. Afin de confirmer les variations en fonction du temps dues à l'apparition de la bi-stabilité, une analyse utilisant la méthode de décomposition des ondelettes est effectuée. L'information fréquentielle d'un signal est généralement obtenue en appliquant une transformation de Fourier. Pour les signaux non stationnaires, les méthodes de décomposition temps-fréquence sont généralement plus appropriées ([A. Grinsted et al.\[59\]](#)). Afin d'interpréter correctement les signaux nous avons utilisé la transformation continue par ondelettes (CWT). Le CWT consiste à décomposer le signal en une base de version dilatée et décalée d'une ondelette mère prédéfinie. Par rapport à la transformation de Fourier classique, l'équilibre entre la résolution temporelle et spectrale est choisi en rétrécissant l'onde mère. La transformation d'ondelette continue $c(s, \tau)$ d'une fonction f (ici la vitesse) est définie par :

$$c(s, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \check{\Psi}_{s, \tau}(t) dt \quad (3.3)$$

La conjugaison complexe est indiquée par l'exposant $\check{\Psi}$ tandis que les variables s et τ désignent l'échelle et le décalage temporel. Les ondelettes sont générées à partir de l'ondelette mère définie par :

$$\Psi_{s, \tau}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}} \Psi\left(\frac{t - \tau}{s}\right) \quad (3.4)$$

où le coefficient $1/\sqrt{s}$ est utilisé pour normaliser l'énergie à travers les différentes échelles. L'ondelette mère considérée est l'ondelette chapeau mexicain avec la forme générique suivante, $\Psi(t) = (1 - t^2)e^{-\frac{t^2}{2}}$. Le produit scalaire du coefficient d'ondelette, c est utilisé dans la présente étude afin de donner des informations sur le degré de corrélation entre les signaux de fil chaud et l'ondelette chapeau mexicain représentative des phénomènes symétriques ([G. Pavia et al.\[100\]](#)). Dans ces travaux, le diagramme d'énergie des ondelettes est utilisé pour comparer la représentation fréquence-temps dans les cas discutés précédemment c'est à dire $g/w = 0.063$ et 0.154. Les effets sont étudiés directement en appliquant l'analyse des ondelettes aux données temporelles de la mesure du fil chaud du capteur 2. Les résultats sont présentés dans la [figure 3.16](#). Dans la plage de basses fréquences ($St_h \approx 0.001 - 0.01$), les pics d'énergie forts sont caractéristiques du phénomène de bi-stabilité pour le cas 3 ($g/h = 0.154$). Pour le cas 1 ($g/h = 0.063$), les pics d'énergie les plus élevés se produisent dans une plage de fréquence elle aussi plus élevée. Un niveau d'énergie beaucoup plus faible existe à des fréquences plus basses, ce qui confirme que le phénomène de bi-stabilité avec une énergie élevée n'est présent que dans le cas 3. D'autre part, les pics d'énergie sont associés à la gamme de fréquences de $St_h \approx 0.1 - 0.2$ (lâchers tourbillonnaires de couche de cisaillement), ils semblent être fortement liés aux phénomènes bi-stables de basse énergie pour le cas 1. L'apparition de ce phénomène semble être plus aléatoire pour le cas 3, mettant en évidence un effet causal associé à l'état bi-stable, comme discuté précédemment.

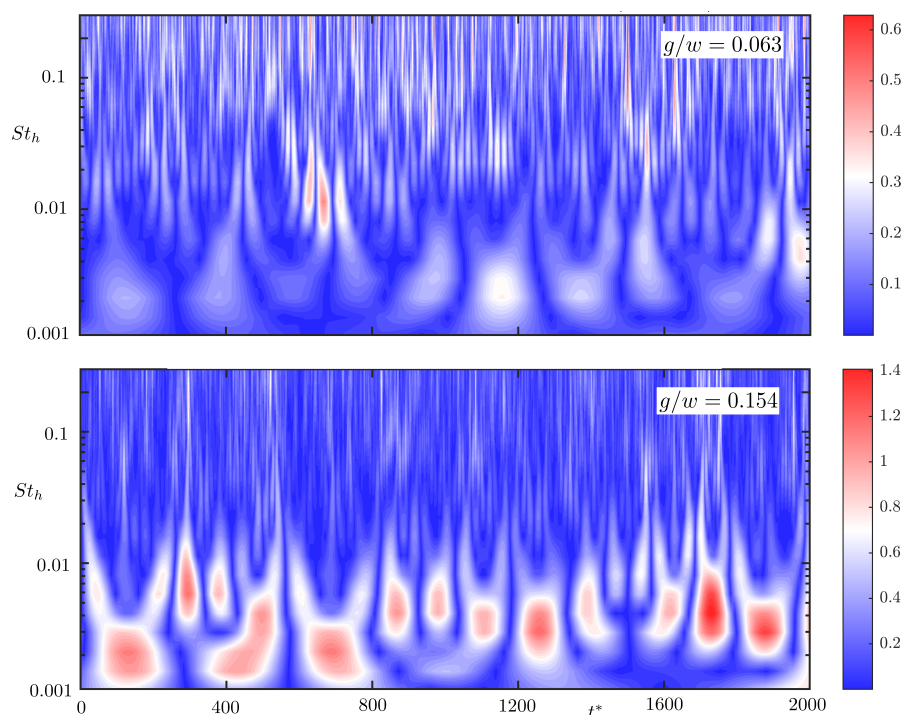


FIGURE (3.16) Diagramme d'énergie d'ondelette, $\|c(s, \tau)\|^2$, obtenu pour le capteur de fil chaud 2 situé sur le côté droit du sillage du corps d'Ahmed tel que défini dans figure 3.12. La plage de temps choisie est arbitrairement sélectionnée, mais elle est représentative de l'ensemble du temps d'acquisition.

Remarques et conclusions

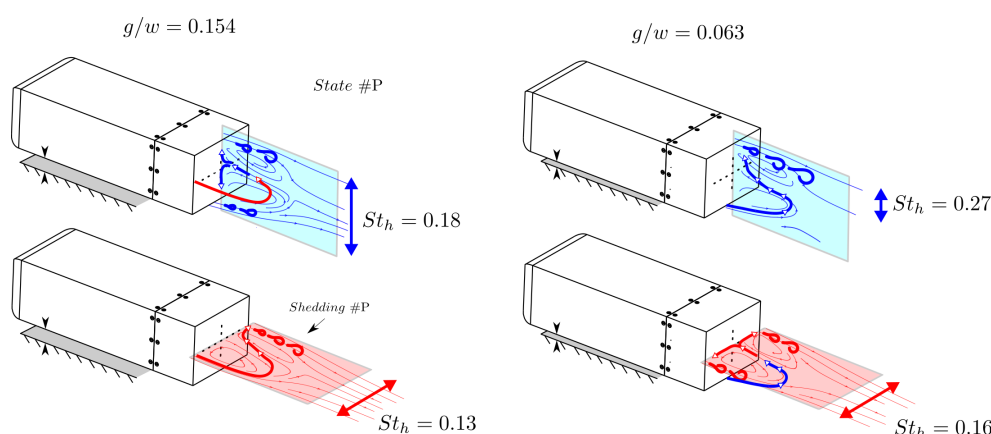


FIGURE (3.17) Représentation schématique de l'interprétation proposée pour le principe de lâcher tourbillonnaire préférentiel dans le cas du mode bi-stable (WSB) $\#P$ et mécanisme de lâcher tourbillonnaire proposé pour une configuration stable de l'écoulement.

Une analyse combinée pression/vitesse de la paroi du sillage d'un corps d'Ahmed a été présentée dans ce chapitre. Après une caractérisation paramétrique complète de l'écoulement de base et une discussion sur les travaux antérieure, l'accent a été mis sur deux configurations de garde au sol différentes conduisant à de fortes variations de la topologie d'écoulement. En particulier, l'importance de la vitesse de l'écoulement sous le corps (modulée ici par la variation de la garde au sol) comme paramètre clé de l'apparition de la bi-stabilité est ici mise en évidence.

Il convient de noter que le support du modèle doit être pris en compte, car il peut également affecter fortement cette vitesse d'écoulement sous-caisse, ce qui influe à son tour sur le seuil critique d'apparition de la bi-stabilité. La bi-stabilité conduisant à de fortes interactions entre l'écoulement sous-caisse et la couche de cisaillement supérieure du sillage est à l'origine d'une réduction substantielle de la traînée. Les deux choix de garde au sol, $g/w = 0.063$ et 0.154 correspondant à un écoulement de sillage stable et bi-stable ont été analysés en détail avec un intérêt particulier pour les modes globaux induits par l'écoulement. Dans la situation bi-stable, les résultats confirment les observations antérieures montrant l'existence de deux phénomènes naturels (mode global quasi-périodique antisymétrique), le premier associé aux oscillations de sillage haut/bas et l'autre associé aux mouvements latéraux. La principale contribution de ce chapitre est de montrer que le comportement instable du sillage est fortement altéré par la modulation de la garde au sol. Ces fortes modifications de topologie d'écoulement peuvent être clairement associées à une réorganisation de l'écoulement de sillage tridimensionnel en raison des interactions entre les couches de cisaillement via la variation du débit sous caisse (induit par la variation de garde au sol). Ces dernières entraînent une réduction significative de la traînée observée précédemment par [G. Bonnavion et al.\[19\]](#). Pour information, aucune activité à basse fréquence à $St_h \approx 0,07 - 0,08$, qui était précédemment associée par quelques auteurs à un phénomène de « succion » ou à des interactions non linéaires de lâchers tourbillonnaires, n'a été détectée pour le cas bi-stable. Seul un pic de fréquence à large bande a pu être détecté dans cette plage de fréquence pour le rapport g/w inférieur (voir [figure 3.15](#)). Toutes ces informations enrichissent le modèle dynamique de [M. Grandemange et al.\[56\]](#) et permettent une description plus précise des phénomènes de sillage instables ou non. La [figure 3.17](#) illustre l'interprétation proposée pour le principe d'interaction préférentielle dans le cas bi-stable (mode $\#P$) et pour les configurations d'écoulement de cas stables, comme suit :

- Dans les cas où la garde au sol (ou la vitesse d'écoulement sous le corps) est supérieure à la valeur critique ([figure 3.17 à gauche](#)), les lâchers tourbillonnaires de la couche de cisaillement dans le plan transversal dépendent de l'état de l'écoulement, et ils ne se produisent que du côté opposé où la plus petite surface de recirculation se forme en raison de l'interaction avec l'écoulement latéral entrant. Le mode global périodique antisymétrique correspond à un nombre de Strouhal pour des oscillations de 0.13. Dans le plan vertical, deux couches de cisaillement latérales se détachent et l'écoulement latéral induit une recirculation qui impacte la base du corps et induit une augmentation significative de la pression sur la face arrière. Le mode global périodique antisymétrique correspond à un nombre de Strouhal pour des oscillations de 0.18, précédemment mentionnées dans la littérature.
- Dans les cas où le rapport de garde au sol (ou une vitesse d'écoulement sous le corps) est inférieur à la valeur critique ([figure 3.17 à droite](#)), le lâcher tourbillonnaire de la couche de cisaillement, dans le plan vertical médian, ne se produit que dans la couche de cisaillement supérieure en raison d'une forte interaction avec le sillage. Cette interaction affecte le mode global périodique antisymétrique correspondant et conduit à un nombre Strouhal élevé pour des oscillations d'environ 0.27 visibles dans la position supérieure du sillage. En ce qui concerne la dynamique d'écoulement transversal, il se produit un lâcher tourbillonnaire des deux couches de cisaillement latérales.

L'écoulement sous caisse entraîne ainsi une recirculation à la base du corps. Ce phénomène est similaire à celui décrit dans le plan vertical du cas précédent avec un rapport de garde au sol supérieur à la valeur critique. Le mode global périodique antisymétrique conduit à des nombres Strouhal pour des oscillations de 0.16.

- Pour le cas de transition ($g_c/w \approx 0.100$ ou $q_s^* \approx 0,066$ pour $Re_h = 2.86 \times 10^5$), la topologie de l'écoulement principal montre un comportement d'écoulement de sillage sans effet négatif de bi-stabilité trop fort conduisant à une pression globale du culot augmentant à la fois dans le plan vertical et transversal. Ce qui a pour effet de réduire la traînée globale observée pour cette configuration d'écoulement.

Ces mécanismes d'interactions préférentielles peuvent être d'un grand intérêt afin de mieux comprendre la topologie d'écoulement conduisant à une réduction significative de la traînée afin de concevoir des stratégies de contrôle actif spécifiques.

Contrôle de traînée sur corps d’Ahmed

4.1	Choix et caractérisation des actionneurs de contrôle	83
4.1.1	Les micro-blower murata	84
4.1.2	Les couteaux d’air à effet Coanda	86
4.1.3	Caractérisation du jet	87
4.2	Contrôle par forçage continu	88
4.2.1	Soufflage continu et manipulations des centres tourbillonnaires	88
4.2.2	Réduction de traînée par soufflage bilatéral continu	92
4.2.3	Discussions globales	96
4.3	Contrôle en boucle fermée par méthode algébrique	99
4.3.1	Ajustement des actionneurs	100
4.3.2	Étude paramétrique de la commande sans modèle (MFC)	101
4.3.3	Résultats de la MFC	104

Ce chapitre rassemble l’ensemble des travaux effectués dans le cadre de cette thèse sur le contrôle actif/réactif sur corps d’Ahmed. Les résultats de ce chapitre ont donné lieu à deux publications, [B. Plumejeau et al. \[101\]](#) et "Drag mitigation by bilateral steady blowing of a square back Ahmed body", soumises dans *Physics of Fluid*.

4.1 Choix et caractérisation des actionneurs de contrôle

Comme nous avons pu le voir précédemment, le phénomène de bi-stabilité induit des modes globaux d’interaction couplés à la dynamique de couches de cisaillement latérales du corps d’Ahmed. Pour faire suite aux résultats de caractérisation de l’écoulement libre du corps d’Ahmed, qui met en avant un gain substantiel de traînée lorsque le phénomène de bi-stabilité disparaît, nous avons décidé de nous placer dans une configuration bi-stable en vue de la contrôler. Par conséquent, nous avons choisi une garde au sol de $g/w = 0.154$ pour un nombre de Reynolds $Re_h = 2.86 \times 10^5$, comme nous avons pu le définir précédemment. Pour mettre en place le contrôle d’écoulement actif/réactif, nous devons répondre à trois problématiques. La première d’entre elles est de déterminer le bon actionneur fluide en testant leur efficacité sur l’écoulement de sillage dans la configuration d’étude que nous avons choisie. La seconde est de choisir l’emplacement adéquat de ces actionneurs sur la maquette du corps d’Ahmed, afin d’avoir une dynamique d’interaction suffisante avec l’écoulement de sillage.

Enfin, nous devons définir un débit injecté dans l'écoulement de sillage (soufflage continu, pulsé,...). Comme montrent les travaux de *C. Ott [97]*, les types d'actionneurs fluidiques sont multiples et variés. Le choix d'un actionneur est fonction de l'emplacement et de l'action que nous souhaitons mener sur l'écoulement. L'apport du contrôle réactif, vis à vis du contrôle en boucle ouverte, est de pouvoir apporter une solution de contrôle en présentant un rendement énergétique plus favorable pour un même objectif de contrôle. Dans notre cas, cet objectif de contrôle est de symétriser les deux bulbes de recirculation s'alternant dans le sillage et participant, à hauteur de 5%, à la traînée totale impactant la maquette du corps d'Ahmed. La dépense énergétique d'un actionneur fluidique peut se quantifier de plusieurs façons. Dans notre cas, on définit un rapport de débit, C_q , et un rapport de vitesse, V_R par :

$$C_q = \frac{V_R \cdot s_j}{wh} \quad (4.1)$$

$$V_R = \frac{U_{jet}}{U_\infty} \quad (4.2)$$

où U_{jet} est le vitesse de soufflage, s_j la surface de soufflage de l'actionneur (cf. *C. Chovet [30]*). Plusieurs actionneurs ont été testés en vue de sélectionner le plus adapté à nos besoins.

4.1.1 Les micro-blower murata

Dans un premier temps, nous avons décidé de tester des actionneurs à jet pulsé. Ces actionneurs ont l'avantage d'expulser l'air par l'orifice du haut et d'aspirer de l'air par le bas (cf. *figure 4.1*). Le débit du jet est défini par $\dot{q}_{jet} = U_{jet_{max}} \cdot S_{jet}$.

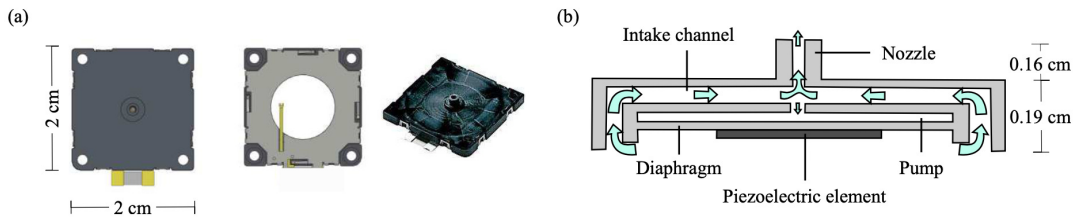


FIGURE (4.1) (a) Caractéristiques générales de l'actionneur, (b) Coupe transversale du micro-blower associée au parcours du fluide (représenté par les "→").

Les micro-blower (Murata) ont récemment été utilisés comme systèmes de contrôle de température en raison de leur faible consommation d'énergie, dans le secteur de l'informatique (refroidissement de processeurs). Le principe de fonctionnement est complètement différent des dispositifs piézoélectriques conventionnels (jet synthétiques) à débit nul. Le jet d'air résulte d'un écoulement aspiré de la même manière qu'un patch piézoélectrique, à la différence près qu'un circuit à double étage (cf. *figure 4.1 b*) crée un écoulement sans retour effectif. Contrairement aux actionneurs de jet synthétique utilisés dans de nombreuses études (*A. Glezer et al. [52]*, *A. Seifert et al. [6]*), l'actionneur fonctionne avec une double cavité. La section intérieure est construite en disposant un élément piézoélectrique en forme de disque devant un diaphragme métallique. Le diaphragme vibre à environ 26 kHz à l'aide du composant piézoélectrique, et force le fluide à s'écouler des buses centrales et annulaires vers la sortie (cf. *figure 4.1*).

Le diamètre de sortie de la buse est de 0.86 mm. Ce dispositif est alimenté par un circuit qui produit un signal carré modulé en amplitude, avec une amplitude proportionnelle à une tension d'entrée du circuit conducteur (cf. *C. Chovet [30]*). La petite taille de ces actionneurs permet une intégration simple et rapide à notre corps d'Ahmed, et son pilotage par le dispositif de contrôle est relativement simplifié de part sa modulation en tension. Nous avons décidé de placer trois de ces dispositifs (dans le sens de la hauteur) de chaque côté du corps d'Ahmed, plus précisément situés à $x = -0.37h$ de la face arrière du corps d'Ahmed, et espacés verticalement d'une distance de $0.25h$, comme nous pouvons le voir sur la *figure 4.2* :

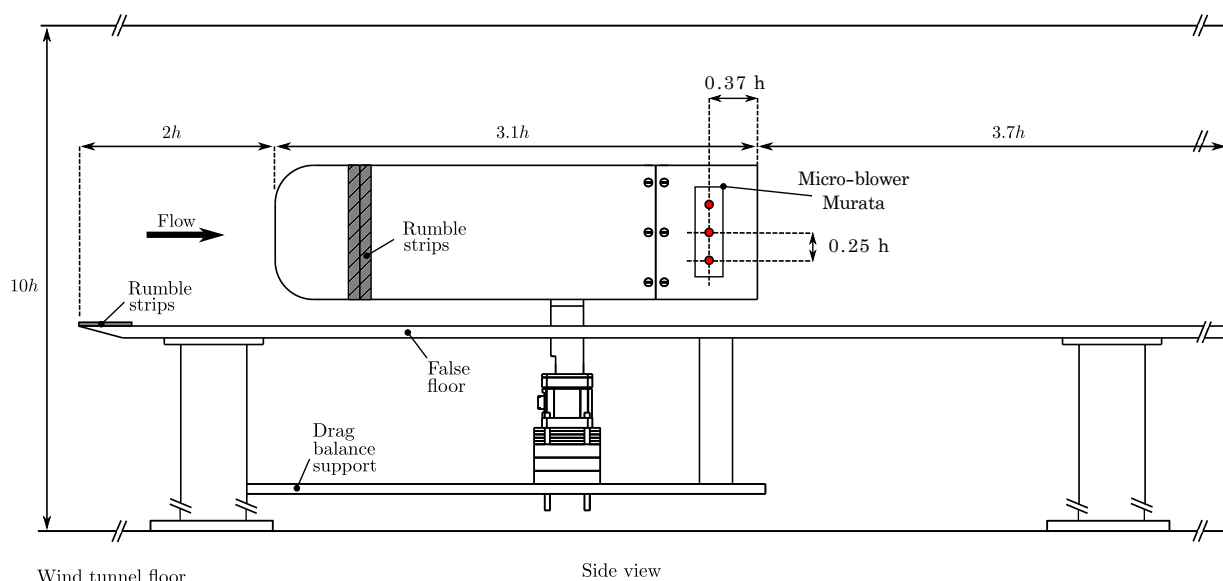


FIGURE (4.2) Représentation schématique de la maquette du corps d'Ahmed, avec le dispositif de contrôle, utilisée dans cette étude. Ce schéma précise l'emplacement des sorties d'air générées par les micro-blower (Murata) représentées par les symboles "●".

Nous avons décidé de positionner ces six micro-blowers à cet endroit pour générer des perturbations latérales similaires à celles générées par l'écoulement incident. Ces dernières seront convectées dans l'écoulement et interagiront avec la couche de cisaillement latérale. Nous avons testé plusieurs tensions d'entrée allant de 5V à 24V. Ces tensions d'entrée modulent la vitesse de jet de sortie du dispositif de $U_{jet} = 0 \text{ m/s}$ à 30 m/s , comme on peut le voir sur la *figure 4.3*. Nous pouvons remarquer que la réponse en vitesse du micro-blower suit parfaitement la tension d'entrée V_e , aussi bien pour une tension d'entrée avec une évolution linéaire, que pour une évolution plus complexe. Les travaux de thèse de *C. Chovet [30]* ont démontré que ces actionneurs sont particulièrement adaptés au contrôle actif/réactif car ils peuvent facilement restituer des lois de contrôle à évolution complexe. Cependant le débit de jet généré est relativement faible et se dissipe très rapidement. Après les avoir testés, nous avons observé une très faible autorité sur le sillage. Nous en sommes venus à la conclusion que ce dispositif ne présentait pas les qualités requises à cause de sa faible puissance dans notre configuration. Nous avons donc décidé d'augmenter la puissance d'injection avec l'utilisation de couteaux d'air.

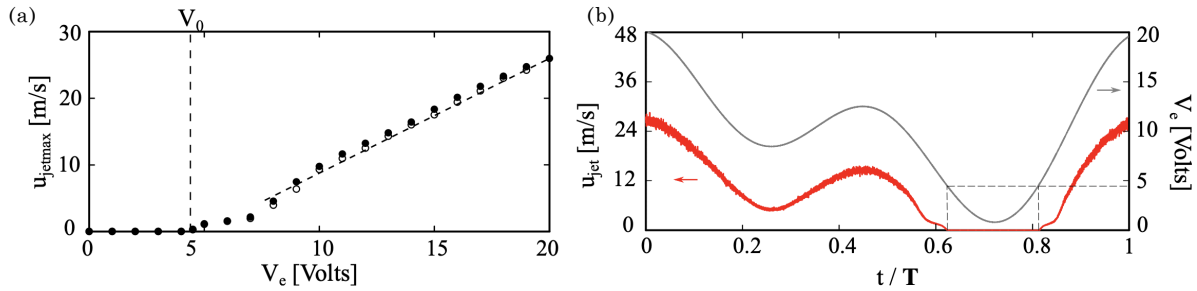


FIGURE (4.3) (a) Vitesse maximale en fonction de la tension d’alimentation (signal carré avec $f_a = 1\text{ Hz}$ et un DC de 50 %) pour un jet continu ("●") et pour un jet pulsé ("○"). V_0 indique la tension d’alimentation minimale requise pour l’activation de l’actionneur. (b) Exemple de réponse de la vitesse de l’actionneur pour un signal de tension d’entrée complexe $V_e = \cos(T) + \cos(2T)$. "—" indique la tension d’entrée V_e et "—" indique la vitesse de jet U_{jet} . T indique la période des signaux. C. Chovet [30].

4.1.2 Les couteaux d’air à effet Coanda

Nous avons donc utilisé des couteaux d’air de la marque Meech, définis dans la section section 2.1.3. Ces couteaux d’air présentent une prise de pression d’entrée où est injecté de l’air pressurisé. Une cavité interne permet de diriger l’écoulement interne vers une fente de sortie d’épaisseur $e = 0.1\text{ mm}$. Un bord arrondi en sortie de fente permet de diriger l’écoulement à 90° de la fente de sortie (effet Coanda), comme illustré sur la figure 4.4. Sur cette même figure, nous pouvons voir l’installation d’une plaque sur la paroi juste en dessous du dispositif, afin de moduler l’angle de sortie du jet θ_j . Ainsi, nous pouvons avoir des valeurs de 45° et 90° .

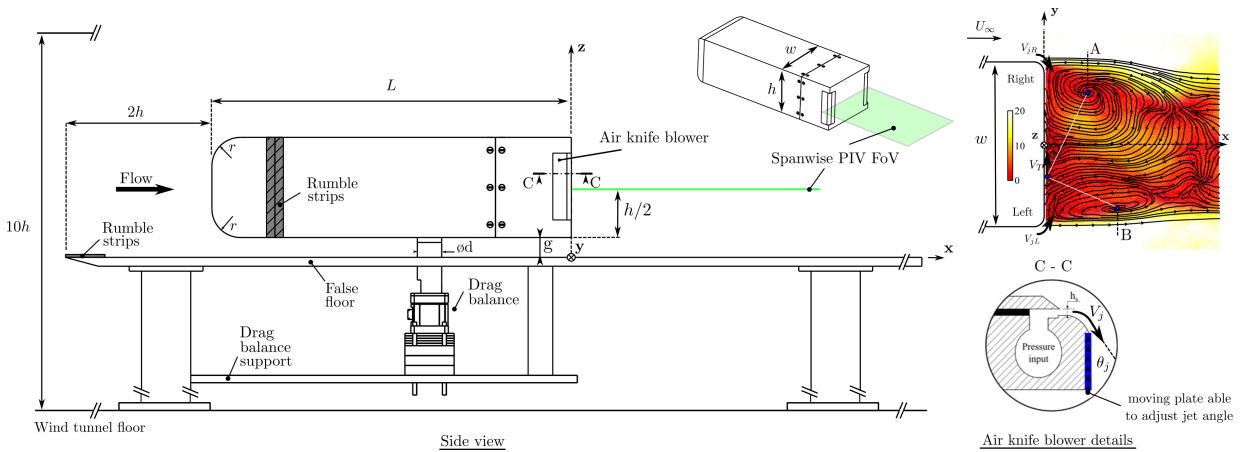


FIGURE (4.4) Représentation schématique du corps d’Ahmed équipé des couteaux d’air et des positions des plans PIV représentés par "■". Une coupe transversale montre la composition du dispositif de soufflage par effet Coanda, ainsi que les modifications apportées pour faire varier l’angle θ_j . Un instantané PIV a été ajouté afin de montrer les deux centres tourbillonnaires principaux du sillage (structures A et B). La vitesse tangentielle, V_T , en proche paroi, a également été indiquée. Les différentes couleurs représentent la norme de la vitesse.

Nous avons installé un couteau d’air sur chacune des arêtes latérales de la surface arrière du corps d’Ahmed. Ils ont une longueur $l = 0.8h$, et parcourent presque l’ensemble de ces deux arêtes. Les travaux de C. Chovet [30] comportent une étude de ces couteaux d’air et caractérisent notamment l’évolution de la vitesse de jet (U_{jet}) par rapport à la pression d’entrée d’alimentation. Nous pouvons ainsi atteindre des vitesses maximales de $U_{jet} = 36\text{ m/s}$ pour une pression d’entrée de $P_e = 8\text{ bar}$. Les couteaux d’air génèrent une nappe d’air homogène sur toute la longueur avec un pic de vitesse en son centre (5% de variation de vitesse). Par la suite, nous proposons une caractérisation simple en pression et en vitesse.

L'épaisseur maximale de cette nappe est assez faible, de l'ordre de $\delta_{jet_{max}} = 6\text{ mm}$ pour une épaisseur minimale $\delta_{jet_{min}} \approx 2\text{ mm}$. Après quelques tests préliminaires nous avons pu observer une modification de $\partial C_p / \partial y^*$ et du C_y avec un état $\#P$ ou $\#N$ privilégié suivant le sens de soufflage (gauche ou droite), validant l'autorité de l'actionneur.

4.1.3 Caractérisation du jet

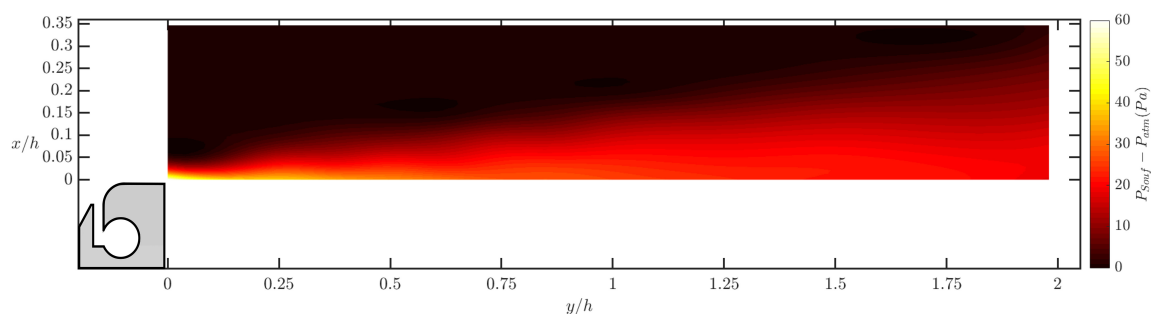


FIGURE (4.5) Caractérisation en pression, à l'aide de la sonde de Kiehl de la nappe d'air générée par les couteaux d'air. Les différents niveaux de couleurs représentent les différents niveaux de pression.

La vitesse d'éjection des couteaux d'air est bien plus élevée que celles des micro-blowers, $U_{jet} \approx 25\text{ m/s}$ pour une pression d'entrée de 4 bars (cf. figure 4.6). Nous avons réalisé un balayage (dans la direction transversale du corps d'A Ahmed), à l'aide d'un tube de Pitot, pour pouvoir quantifier le degré d'homogénéité de l'éjection d'air sur la longueur du couteau d'air. Des points de mesures ont été effectués tous les 0.5 cm sur toute la longueur du couteau d'air. La figure 4.6 met en évidence une montée de vitesse aux extrémités de l'actionneur sur une distance de $0.2h$ de chaque côté. Au centre du couteau d'air, nous avons une bonne homogénéité de la vitesse de soufflage sur une longueur de $0.4h$. Nous pouvons donc en conclure que notre jet d'air aura une plus forte interaction avec le sillage au centre du corps d'A Ahmed (par rapport à sa hauteur " z "). De plus l'éjection d'air se produit sous la forme d'une nappe (cf. figure 4.5) qui interagit plus facilement avec l'écoulement de sillage du corps d'A Ahmed. Nous avons également caractérisé cette nappe en pression en faisant un balayage de sonde de Kiehl, de la sortie de la fente en s'éloignant du couteau d'air dans le sens de l'écoulement d'éjection, comme il est représenté sur la figure 4.5. Les résultats montrent une "bonne" pénétration du jet dans l'écoulement justifiant son autorité sur celui-ci. Ce dispositif de contrôle, comparé au dispositif Murata, ne permet pas une modulation du signal et ne répond qu'en tout ou rien (Activé ou éteint).

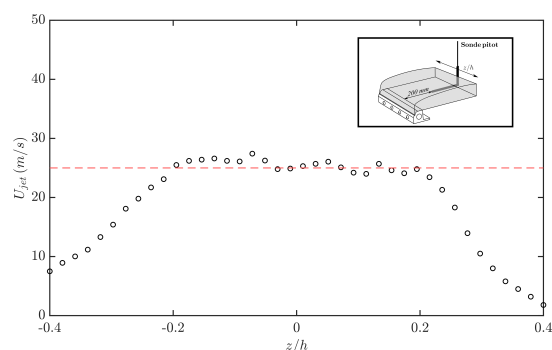


FIGURE (4.6) Mesure de vitesse au tube de Pitot dans la direction latérale du corps d'A Ahmed. La ligne "-" représente la valeur maximale moyenne de la nappe de vitesse. La sous figure représente les détails de la mesure.

4.2 Contrôle par forçage continu

Une série de différentes combinaisons de soufflage continu a été testée dans le but d'observer leur influence sur le contrôle de l'écoulement. Chaque combinaison présente des paramètres de contrôle différents, comme le rapport de vitesse entre le jet de sortie et l'écoulement extérieur $V_R = U_{jet}/U_\infty$ (ou de coefficient de débit de soufflage $C_q = V_R \cdot (s_j/h.w)$) ou encore, l'orientation du jet de contrôle par rapport à l'écoulement externe (θ_j). Le but est d'observer la modification de la topologie du sillage (champs de vitesse) et l'effet sur la trainée aérodynamique globale. Des mesures complémentaires de force et de pression sont également effectuées pour la plage de V_R allant de 0.5 à 5.5. Différents paramètres ont été extraits des champs PIV et sont reportées dans le [tableau 4.1](#).

TABLE (4.1) Paramètres de soufflage continu extraits des mesures PIV actuelles.

θ_j	V_R	0.3	0.35	0.4	0.45	0.5
	$C_q (\times 10^{-4})$	0.819	0.955	1.092	1.228	1.365
45°	θ_{jL}	45°	44°	45°	48°	45°
	θ_{jR}	46°	45°	44°	47°	47°
	$(y/h)_{L+R}^a$	0.02	-0.04	-0.04	-0.05	-0.05
90°	θ_{jL}	87°	87°	88°	90°	89°
	θ_{jR}	87°	88°	88°	89°	90°
	$(y/h)_{L+R}$	0.04	-0.05	-0.04	-0.02	-0.03

a. Point d'équilibre des jets soufflant latéraux (Ligne de courant horizontale).

On remarque que quelque soit le rapport de vitesse V_R , les angles de soufflage sont bien soit au voisinage de 45° (en présence de la plaque déflectrice) soit au voisinage de 90° avec un équilibre gauche/ droite satisfaisant (point d'équilibre des jets $(y/h)_{L+R} \approx 0$).

4.2.1 Soufflage continu et manipulations des centres tourbillonnaires

Dans un premier temps, l'objectif est de caractériser spatialement l'étendue des injections d'air selon leurs configurations paramétriques (θ_j , V_R , et les combinaisons de soufflage (gauche, droite et simultanée)) à une vitesse extérieure nulle. Dans un second temps, le but est de mettre en évidence l'effet du contrôle sur la structure de l'écoulement de sillage.

Caractérisation spatiale du soufflage continu

Nous examinons ici des configurations de vitesse de soufflage continu constant qui varient selon différents paramètres. En plus de la vitesse de jet de sortie de soufflage (U_{jet}), des angles d'injection (45° ou 90°) sont étudiés pour différentes combinaisons de soufflage, c'est à dire soufflage à droite, à gauche et des deux côtés du corps simultanément. Dans un premier temps, les différents combinaisons de soufflage continu ont été testées pour une vitesse d'écoulement externe nulle. Ces résultats expérimentaux ont permis de mettre en évidence l'étendue et le comportement du jet d'air, particulièrement en termes d'expansion et d'interactions. La [figure 4.7](#) présente des exemples de champs de vitesse moyenne obtenus à partir de mesures PIV. Par la variation du réglage de la position de la plaque et de la pression d'entrée du régulateur de débit (voir [figure 4.4](#)), une série de rapports de vitesse (impulsions d'injection) est définie pour chaque essai et est reportée dans le [tableau 4.1](#).

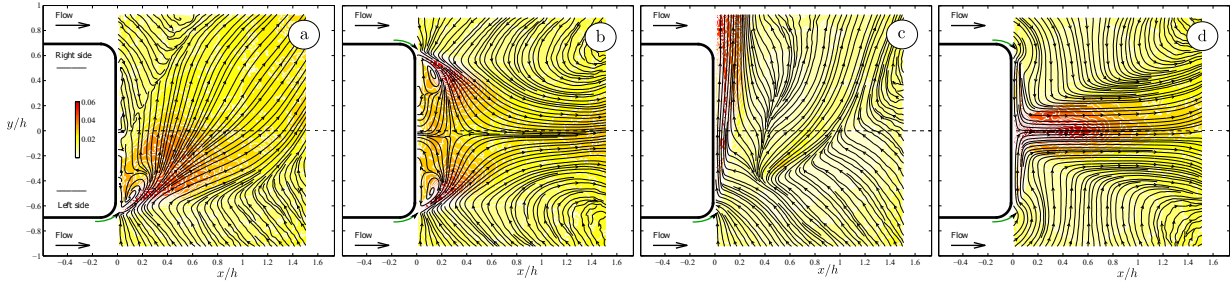


FIGURE (4.7) Exemple de configurations de soufflage continu, sans écoulement externe pour $U_{jet} = 8m/s$. La carte de couleur indique le niveau de vitesse RMS. Soufflage à $\theta_j = 45^\circ$ (a) Côté gauche, (b) Bilatéral. Soufflage à $\theta_j = 90^\circ$ (c) Côté gauche, (d) Bilatéral.

Pour obtenir ces paramètres avec précision, les profils de vitesse sont extraits des mesures de champs PIV, ainsi la direction et l'amplitude du jet sont extraites à partir de chaque ensemble de données. En particulier, la direction du jet est définie comme l'emplacement de la vitesse maximale détectée par une technique de traitement (non détaillée ici), tandis que la vitesse du jet de soufflage est obtenue en suivant la vitesse maximale près du dispositif de couteau à air. Comme on le voit aux figures [figure 4.7 a\)](#) et [figure 4.7 c\)](#), le soufflage unilatéral induit un mouvement d'écoulement transversal dans la même direction et, dans le cas d'angles d'injection de 45° , une structure tourbillonnaire supplémentaire est observée près du dispositif de soufflage (voir les [figure 4.7 a\)](#) et [figure 4.7 b\)](#). En ce qui concerne les cas de soufflage bilatéraux, les jets latéraux interagissent fortement et génèrent un mouvement de balayage des côtés vers la direction de l'écoulement, comme le montrent les [figure 4.7 b\)](#) et [figure 4.7 d\)](#), contrairement aux soufflages unilatéraux. Un champ de vitesse asymétrique est systématiquement observé si les rapports droite et gauche n'ont pas les mêmes valeurs. Une analyse approfondie des résultats de ces cas de contrôles (non montrés ici) montre que ces cas asymétriques sont réduits à des comportements de soufflage unilatéraux. Par conséquent, et pour les cas suivants, seuls les cas gauche et droite et les cas bilatéraux symétriques (même rapport de vitesse à gauche et à droite) seront considérés dans cette étude (désignés par la suite par R, L et L+R).

Aperçu de la manipulation des centres tourbillonnaires

La [figure 4.8](#) donne un aperçu des champs tourbillonnaires du sillage résultant de différents cas de soufflage continu (c'est à dire avec $\theta_j = 45^\circ$, soufflage bilatéral L+R, soufflage unilatéral gauche (ligne inférieure) pour $V_R = 0.3, 0.4$ et 0.5). À titre de comparaison, le cas naturel moyen et la moyenne conditionnelle $\#N$ sont utilisés comme référence pour la comparaison avec les cas contrôlés afin d'étudier l'évolution des centres tourbillonnaires due au soufflage continu. À cette fin, la position des centres tourbillonnaires du sillage principal est déterminée à l'aide du champ de vitesse. Ces mesures révèlent les signatures caractéristiques de vitesse et de vorticités des couches de cisaillement latérales et des instabilités tourbillonnaires principales du sillage. Cependant, comme le sillage contient de forts gradients de vitesse, en particulier dans la région de la couche de cisaillement, l'identification et la caractérisation des instabilités en utilisant uniquement la composante de vorticités hors plan, Ω_z , n'est pas possible, car la vorticités ne désigne pas nécessairement une structure tourbillonnaire. Par conséquent, les positions des centres tourbillonnaires ont été identifiées par le critère Γ_1 proposé par [L. Graftieaux et al. \[53\]](#).

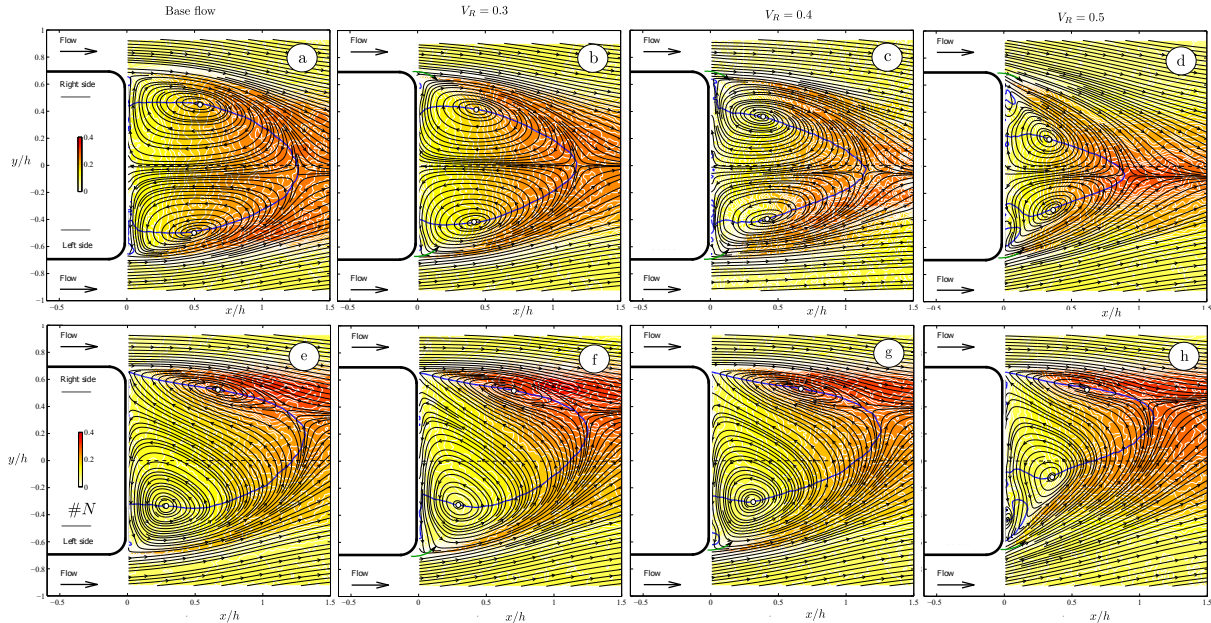


FIGURE (4.8) Vue d'ensemble des lignes de courant moyennées en temps pour différentes configurations de soufflage (angle d'injection de 45°) avec une vitesse d'écoulement externe $U_\infty = 20 \text{ m/s}$. La carte de couleur indique le niveau RMS. Un écoulement naturel sans soufflage (a) est mis en référence avec un soufflage bilatéral pour (b) $V_R = 0.3$, (c) $V_R = 0.4$, (d) $V_R = 0.5$. Un état $\#N$ naturel sans soufflage (e) est mis en référence avec un soufflage unilatéral pour (f) $V_R = 0, 3$, (g) $V_R = 0, 4$, (h) $V_R = 0, 5$. L'emplacement des centres tourbillonnaires est indiqué par les symboles "o".

Lorsque le soufflage unilatéral est utilisé (ligne du bas de la figure 4.8 pour les cas de soufflage de gauche), l'emplacement moyen des centres tourbillonnaires principaux évolue et s'approche de l'axe central réduisant la bulbe de recirculation et augmentant l'asymétrie de sillage. De la même manière, le plus petit tourbillon opposé se déplace légèrement dans le sens de l'écoulement. Cette observation est similaire suivant le cas de soufflage continu gauche ou droit. En ce qui concerne le soufflage bilatéral, outre la variation des positions des centres tourbillonnaires, une symétrie du sillage est également observée et une attention particulière est accordée à l'emplacement des centres tourbillonnaires. La déstabilisation de la symétrie du sillage attribuée au contrôle d'écoulement ou au phénomène de bi-stabilité, affecte fortement la pression en proche paroi de la face arrière du corps d'Ahmed. L'emplacement des structures tourbillonnaires dépend fortement des paramètres de contrôle, il est important de noter que les positions des centres tourbillonnaires affectent l'entraînement de la zone de recirculation par l'écoulement externe, en raison de leur proximité relative par rapport aux couches de cisaillement latérales. À la figure 4.9, la vorticité aux emplacements des centres tourbillonnaires, Ω_z , est calculée à partir des champs de vitesse des différents cas reportés dans le tableau 4.1., et est présentée en fonction de la position des centres tourbillonnaires selon la direction y/h .

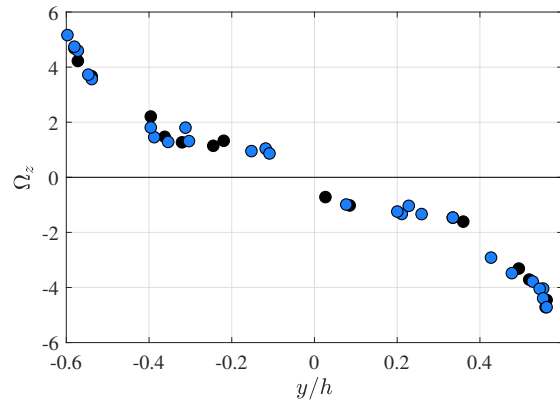


FIGURE (4.9) Vorticité, Ω_z , en fonction de la position des centres tourbillonnaires dans le sens y/h . Les symboles "●" représentent le soufflage continu orienté à 90° , alors que les symboles "●" représentent le soufflage continu orienté à 45° .

On peut observer que la vorticité, représentée à la [figure 4.9](#) met en avant un comportement linéaire autour de la région $-0.5 < y/h < 0.5$. Pour des positions selon la direction y/h avec des valeurs plus élevées ($|y/h| > 0.5$), une forte augmentation/diminution est observée. Ces variations sont induites par la proximité des centres tourbillonnaires avec les couches de cisaillement latérales.

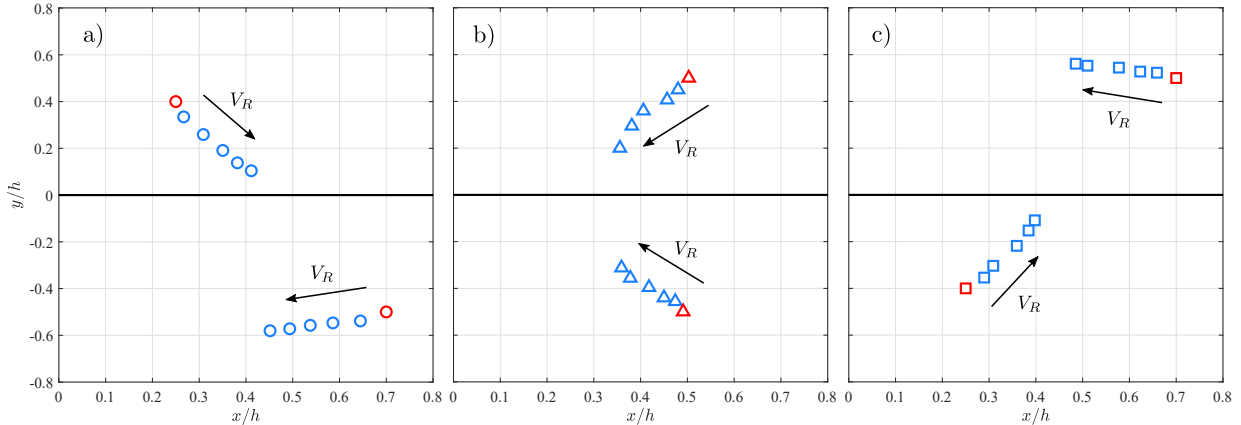


FIGURE (4.10) Positions moyennes des centres tourbillonnaires, pour un soufflage continu sur le a) côté droit ("o"), b) des deux côtés ("Δ"), c) côté gauche ("□"). Les symboles rouges désignent le cas de référence sans soufflage (les positions des centres tourbillonnaires #N et #P sont utilisées à la place des positions moyennes des centres tourbillonnaires pour la comparaison avec le soufflage stable gauche et droit). Les symboles bleus désignent la position des centres tourbillonnaires obtenus à partir des mesures de champs PIV à $\theta_j = 45^\circ$ pour les différents rapports V_R dans la gamme de 0.3 à 0.5.

L’amplitude moyenne de vorticité semble être indépendante de l’angle d’injection de soufflage, comme le montre la [figure 4.9](#). L’espacement entre les deux centres tourbillonnaires principaux du sillage et les variations de vorticité des structures tourbillonnaires associées sont directement en lien avec la traînée du corps d’Ahmed. Le mode instable (bi-stabilité) fait varier les positions instantanées des centres tourbillonnaires par rapport à la moyenne indiquée sur la [figure 4.7 a\)](#). Les positions des centres tourbillonnaires de tous les cas de données considérés sont tracées sur la [figure 4.10](#). Les positions moyennes des centres tourbillonnaires pour le soufflage gauche et droit, comme le montrent les figures [figure 4.10 a\)](#) et [figure 4.10 c\)](#), sont relativement similaires. La structure tourbillonnaire principale près de la face arrière se déplace dans le sens de l’écoulement et se rapproche de l’axe central, alors que la structure secondaire se déplace dans la direction opposée. En raison des interactions avec les autres structures tourbillonnaires, cette dernière est forcée de se déplacer à proximité de la couche de cisaillement latérale. Le mécanisme d’interaction induit par un soufflage continu à droite ou à gauche semble être assez similaire. En ce qui concerne l’évolution bilatérale de la position des centres tourbillonnaires, le comportement est significativement différent par rapport au soufflage unilatéral. En effet, globalement le soufflage bilatéral induit une symétrie de sillage, où les deux positions des centres tourbillonnaires se déplacent, ensemble, vers la direction centrale de la face arrière du corps d’Ahmed. Des trajectoires de tourbillons similaires sont également observées (non rapportées ici pour plus de clarté) pour les cas avec un angle de soufflage de $\theta_j = 90^\circ$. L’intensité du soufflage continu à $\theta_j = 90^\circ$ n’affecte que la vitesse de déplacement des centres tourbillonnaires.

4.2.2 Réduction de traînée par soufflage bilatéral continu

L'objectif ici est de quantifier l'effet des différentes configurations de soufflage continu en termes de réduction de traînée, par méthode directe (C_x) ainsi que par méthode indirecte (gradient de C_p). Nous concluons sur un modèle basique prédictif liant le comportement de sillage à la traînée.

Méthode directe (mesures de force)

Une des conséquences de la manipulation de la position des centres tourbillonnaires est la modification des distributions de pression. Ces modifications induisent une réduction de la traînée globale due, principalement, à la réduction du coefficient de pression. À cet effet, nous avons réalisé des mesures de traînée globales (directes), à l'aide de la balance aérodynamique.

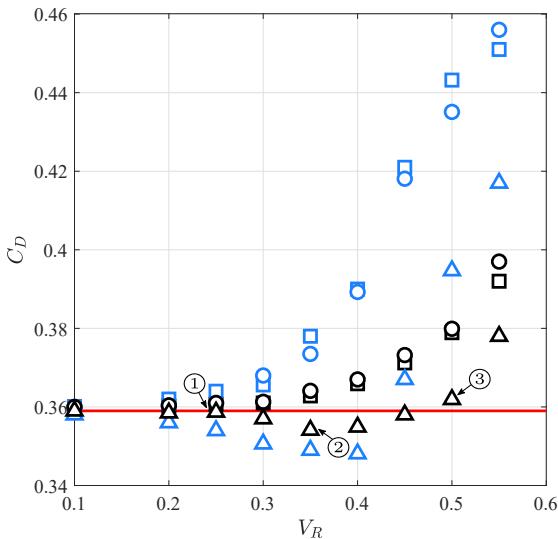


FIGURE (4.11) Coefficient de traînée, C_D , en fonction du rapport de vitesse, V_R pour 45° (symboles noirs) et 90° (symboles bleus) en soufflage continu. Les symboles "o" et "o" désignent le soufflage du côté droit, les symboles "□" et "□" désignent le soufflage du côté gauche et les symboles "△" et "△" désignent le soufflage bilatéral. La ligne "—" indique le cas de référence sans soufflage.

se produit à $V_R \approx 0.40$ pour l'angle d'injection de 90° . Le soufflage bilatéral avec un angle d'injection de $\theta_j = 0^\circ$ est étudié par *M. Lorite-Diez et al. [89]*. Les auteurs observent également une réduction de traînée globale de 1.1% pour un rapport de vitesse de soufflage ($V_R < 0.155$). Pour l'angle d'injection de $\theta_j = 45^\circ$ la réduction de traînée globale est d'environ 1.4 % et pour le cas de $\theta_j = 90^\circ$ la réduction de traînée globale est d'environ 2.5%. Il existe une corrélation entre la réduction de traînée qui se produit pour un rapport de vitesse modéré et les positions des centres tourbillonnaires au regard de l'atténuation du phénomène de bi-stabilité. Pour mieux comprendre le mécanisme physique conduisant à la réduction de la traînée, les signaux temporels du coefficient de la force latérale C_y et traînée C_D sont tracés pour un angle d'injection de 45° . Trois différents cas sont considérés :

Les configurations testées sont reportées dans le [tableau 4.1](#). La [figure 4.11](#) donne le coefficient de traînée global en fonction du rapport de vitesse pour les deux angles d'injection de soufflage. Dans un premier temps, lorsqu'on utilise un soufflage stationnaire unilatéral (gauche ou droite), on observe systématiquement une augmentation de la traînée. L'augmentation est plus importante pour l'angle d'injection de 90° que pour le cas à 45° , comme le montre la [figure 4.11](#) pour les symboles "o", "o", "□" et "□". En revanche, lorsqu'on utilise le soufflage bilatéral de même amplitude, on observe, dans les deux cas d'angle d'injection, une réduction globale de la traînée pour des rapports de vitesse modérés ($V_R < 0.45$). Dans le cas d'un angle d'injection de 90° , la réduction de traînée se produit directement pour le plus petit rapport de vitesse testé. Pour l'angle d'injection de 45° , la meilleure réduction de traînée est observée pour un $V_R \approx 0.35$ alors qu'elle

- $V_R = 0.25$: Cas situé avant la réduction de la traînée
- $V_R = 0.35$: Cas présentant la meilleure réduction de traînée observée.
- $V_R = 0.50$: Cas défavorable correspondant à une augmentation de la traînée globale.

Ces trois cas sont représentés dans la [figure 4.11](#), respectivement, avec les symboles "①", "②" et "③". Le cas "①" est représenté sur la [figure 4.12 ①](#) et montre une alternance entre les phases de soufflage stabilisées (R, L et L+R) et la phase sans contrôle. Dans ce cas, le phénomène d’asymétrie de sillage est présent pour l’écoulement naturel comme c’est le cas dans cette configuration de corps épais avec une garde au sol suffisamment élevée pour induire la bi-stabilité. Dans ce cas, avec un rapport de vitesse de $V_R = 0.3$, les phases de soufflage continu droite et gauche mettent en évidence une augmentation globale de la traînée (lignes "—" sur la [figure 4.12 ①](#)) correspondant à des coefficients de force latérale faibles et élevés forçant les états de sillage #N et #P, respectivement. En ce qui concerne la phase bilatérale de soufflage à faible vitesse, le phénomène de bi-stabilité est toujours présent et dépend fortement de l’équilibre des deux côtés de soufflage. Dans ce cas, aucune réduction de traînée n’est observée.

En ce qui concerne le cas "②" avec un rapport de vitesse de $V_R = 0.4$ correspondant à la [figure 4.12 ②](#), les mêmes signaux temporels sont tracés. Des observations similaires peuvent être faites pour les phases de soufflage continu droite et gauche avec des niveaux plus élevés en termes de coefficient de force latérale et de coefficient de traînée. Un comportement intéressant peut être obtenu pour le soufflage bilatéral, où une réduction de traînée de 1.5%, correspondant à une atténuation des états de changement de sillage gauche et droit, est observé. Le taux de soufflage bilatéral est suffisant pour réduire l’asymétrie de sillage comme peut le souligner l’épaisseur du signal temporel du coefficient de force latérale. L’efficacité de la réduction de traînée est associée à une resymétrisation du sillage et aux légères modifications des positions des centres tourbillonnaires. Le mécanisme de réduction de traînée semble conforme à celui suggéré par les travaux de *M. Lorite-Diez et al. [89]*, où la vitesse induite à l’intérieur du bulbe de recirculation n’induit ni dynamique ni entraînement supplémentaire. Lorsque le rapport de vitesse augmente (voir [figure 4.12 ③](#), cas ③), il devient suffisamment fort pour changer les états efficacement. Dans ce cas, la symétrie (forcée), induite par le soufflage latéral, rapproche les centres tourbillonnaires de la face arrière du corps d’Ahmed, et accélère leur vitesse de rotation dans le sillage. Ces deux phénomènes ont pour conséquence une augmentation significative de la traînée. Un autre point à noter est l’épaississement du signal du coefficient de force latéral dû à la trop forte amplitude des soufflages latéraux. L’alternance des états (#P) et (#N) est plus rapide mais le signal n’est pas symétrisé vers une valeur oscillant proche de 0. Il semblerait qu’une augmentation de la dynamique de l’asymétrie de sillage soit à l’origine de cette augmentation de traînée.

Méthode indirecte (gradients de pression)

Afin d’analyser le mécanisme de réduction de traînée, dont nous avons parlé précédemment, le comportement des gradients de pression moyens est étudié en fonction des rapports de vitesse de soufflage V_R . Le sillage du corps sans contrôle montre la dynamique bi-stable, due à l’instabilité en y, comme nous pouvons clairement l’observer sur les cartes de sensibilité de la composante horizontale du gradient de pression, $g_y = \partial C_p / \partial y^*$, sur la [figure 4.13 a\)](#) avec les symboles "✖".

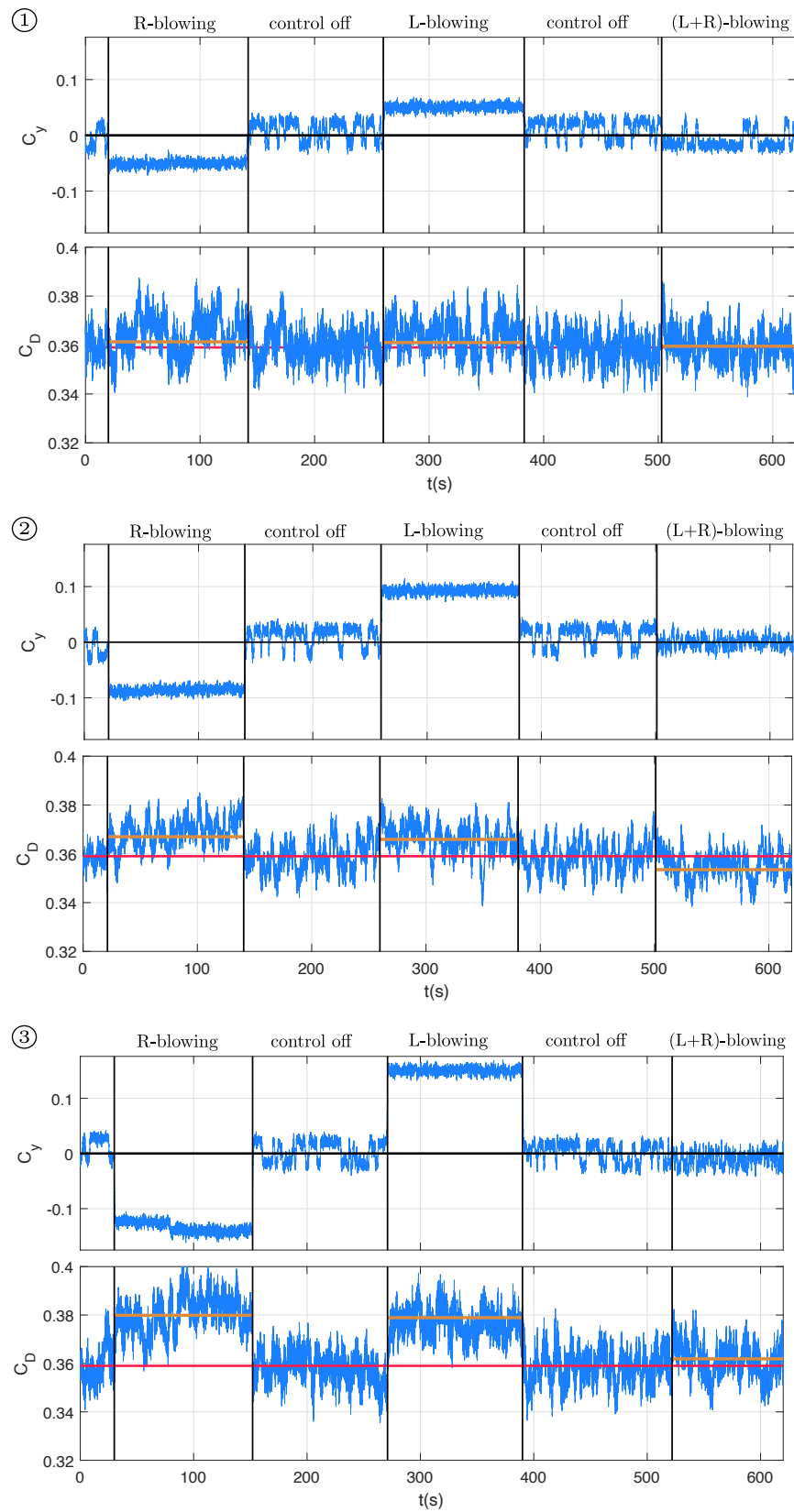


FIGURE (4.12) Évolutions temporelles des coefficients de la force latérale C_y et de traînée C_D avec différentes séquences de contrôle pour des rapports de vitesse, "①" $V_R = 0.25$, "②" $V_R = 0.35$ et "③" $V_R = 0.50$. La ligne "—" indique le cas de référence sans soufflage et la ligne "—" correspond au cas de contrôle.

Les maxima de la densité de probabilité de la composante verticale du gradient de pression de la face arrière du corps d'Ahmed ($g_z = \partial C_p / \partial z^*$), est insensible à la dynamique de commutations du sillage. C'est à dire que l'alternance des deux états $\#N$ et $\#P$ ne provoque aucun changement sur la valeur de g_z qui reste à une valeur fixe de $g_z = 0.058$, en raison de la proximité avec le sol (voir [figure 4.13 b](#)). Le coefficient de pression de la face arrière moyennée du corps sans contrôle (désigné comme le cas de référence) est tracé pour comparaison future sur la [figure 4.13 b](#)). Les [figure 4.13 a](#)) et [figure 4.13 b](#)) montrent le comportement des composantes y et z du gradient de pression de la face arrière en fonction du rapport de vitesse de soufflage pour les cas de soufflage continu latéral et bilatéral. En ce qui concerne le soufflage continu latéral droit (respectivement côté gauche), la topologie du sillage correspond à l'état $\#P$ (respectivement à l'état $\#N$), comme le montre la [figure 4.13 a](#)) et précédemment la [figure 4.12 ②](#).

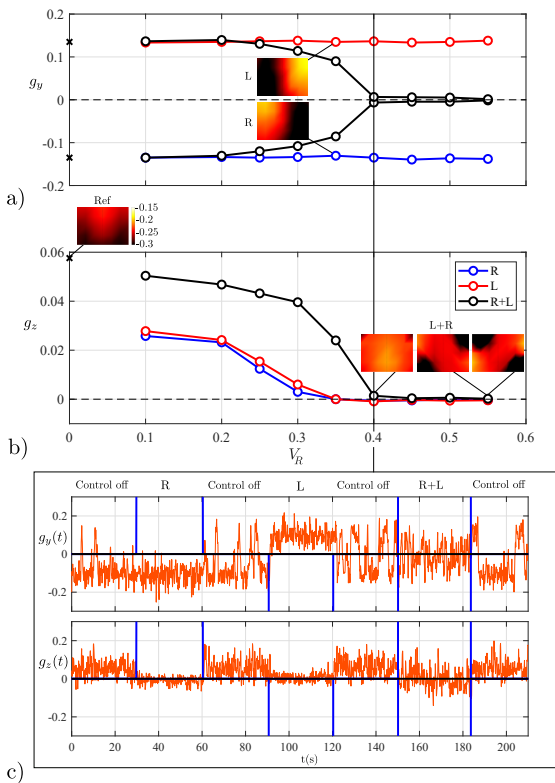


FIGURE (4.13) Carte de sensibilité, pour un angle d'injection $\theta_j = 90^\circ$, correspondant au maximum de la densité de probabilité du gradient de pressions de la face arrière du corps d'Ahmed (a) g_y et (b) g_z en fonction de V_R , (c) Signal temporel du gradient de pression pour $V_R = 0.4$. Les symboles "✖" représentent le cas de référence sans contrôle.

cela a été observé dans l'évolution temporelle des composantes du gradient de pression de la face arrière illustrée à la [figure 4.13 c](#)). Pour le rapport de vitesse V_R le plus élevé qui est ici étudié, les coefficients de pression de la face arrière présentent un effet tridimensionnel fort, comme le montre la [figure 4.13 b](#)), dans le cas du soufflage bilatéral.

La composante verticale du gradient de pression de la face arrière, pour le soufflage continu latéral (droite ou gauche), a une valeur positive pour le rapport de vitesse le plus bas. Il diminue lentement pour atteindre $g_z = 0$ à partir d'un rapport de vitesse, $V_R = 0.35$. Le coefficient de pression de la face arrière moyenné en temps en fonction du soufflage gauche et droit, représenté sur la [figure 4.13 a](#)), montre l'effet du soufflage latéral continu sur les champs de pression de la face arrière. Pour le contrôle bilatéral, le gradient de pression vertical de la face arrière (g_z) présente un comportement assez similaire à celui du soufflage latéral avec des valeurs plus élevées. Il faut utiliser un rapport de vitesse de soufflage $V_R = 0.4$ pour atteindre $g_z = 0$, et rester proche de zéro pour des valeurs plus élevées de V_R . Pour la composante horizontale du gradient de pression de la face arrière, le comportement bi-modal est toujours présent (changement aléatoire avec des niveaux de gradient de pressions plus bas) pour les valeurs $V_R < 0.4$. Pour des valeurs supérieures, l'instabilité est supprimée. À $V_R = 0.4$, correspondant à la réduction de traînée maximale, le champ de pression de la face arrière est tout à fait symétrique dans la direction verticale et horizontale, comme

Profils de vitesse en proche paroi

En vue de mieux comprendre le phénomène lié à l’effet favorable du soufflage bilatéral, nous nous sommes concentrés sur la distribution transversale des profils de vitesse moyennés à proximité de la face arrière du corps d’Ahmed. Ces distributions transversales sont représentées sur la [figure 4.14](#) pour les cas de soufflage unilatéral et bilatéral pour les deux angles d’injection étudiés, sans écoulement extérieur. Les tests ont été effectués avec une vitesse de jet de $U_{jet} = 6\text{ m/s}$ correspondant à $V_R = 0.3$ pour faire la comparaison avec le cas de l’écoulement externe de $U_\infty = 20\text{ m/s}$. En fonction de la position moyenne des centres tourbillonnaires de l’écoulement naturel, le profil de vitesse transversal de l’écoulement externe, au niveau de la face arrière (représenté par la "—" sur la [figure 4.14](#)), présente deux pics correspondants aux empreintes des recirculations principales du sillage sur la face arrière à $y/h = 0.4$. Le soufflage continu unilatéral pour l’angle d’injection le plus élevé (90°) a une plus grande influence le long de la largeur de la face arrière que pour l’angle d’injection $\theta_j = 45^\circ$.

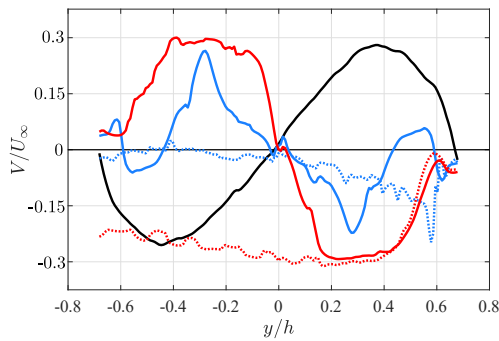


FIGURE (4.14) Profils de vitesse d’écoulement transversale de la face arrière du corps d’Ahmed. "—" représente le cas de référence d’écoulement moyen de la face arrière avec une vitesse d’écoulement extérieure $U_\infty = 20\text{ m/s}$. Les courbes "—" et "—" représentent, respectivement, les soufflages continus à 45° et à 90° sans écoulement extérieur, pour $V_R = 0.3$. Les courbes continues sont liées au soufflage bilatéral alors que les courbes "-.-" et "- -" sont corrélées au soufflage unilatéral droit.

PIV avec contrôle, nous pouvons comparer d’abord l’effet de l’angle de soufflage et ensuite l’efficacité de la combinaison des deux soufflages latéraux. Les profils de vitesse de base moyens correspondant à un scénario de réduction de la traînée (c’est à dire pour un soufflage bilatéral constant à $V_R = 0.35$ pour $\theta_j = 45^\circ$ et $V_R = 0.40$ pour 90° , comme le montre la [figure 4.14](#)) sont maintenant pris en compte. Dans cette configuration de soufflage, la distribution naturelle de la vitesse moyenne de la face arrière est affectée par le soufflage bilatéral et une réduction de traînée est systématiquement observée pour les deux angles d’injection. La modification de la vitesse moyenne n’est pas répartie de la même manière pour les deux angles de soufflage, mais l’effet global sur la vitesse de base moyenne est similaire.

4.2.3 Discussions globales

En vue de souligner les liens entre les pressions des centres tourbillonnaires et la traînée nous proposons une approche simplifiée afin de réduire la complexité des écoulements pour concevoir des stratégies de contrôle et mettre en avant les phénomènes clés.

Les pics de vitesse sont situés respectivement à $y/h = 0.58$ et 0.2 . Pour le soufflage bilatéral, les distributions transversales de la vitesse moyenne de la face arrière sont assez symétriques et ont deux pics autour de $y/h \approx \pm 0.3 - 0.4$. Les distributions ont sensiblement la même variation que le cas naturel mais avec un signe opposé. En conséquence, lorsque le soufflage bilatéral est appliqué, les actionneurs agissent en opposition avec le comportement naturel de la zone de recirculation du sillage.

Au contraire, un soufflage unilatéral force l’écoulement à passer dans un état préférentiel $\#N$ ou $\#P$ à un autre. Si l’on considère maintenant les profils de vitesse transversale de la face arrière avec un écoulement externe, extrait des mesures de champs

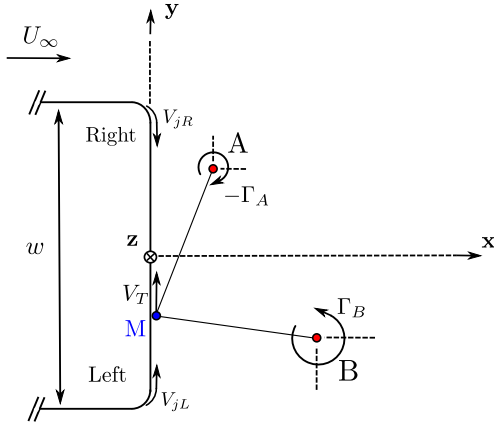


FIGURE (4.15) Schéma du principe du modèle de structures tourbillonnaires.

Une des nombreuses possibilités, est de négliger la viscosité, ce qui est équivalent à l'utilisation de l'équation d'Euler au lieu de l'équation de Navier-Stokes, comme modèle mathématique du problème d'écoulement. Cette technique est particulièrement pertinente pour les cas où les phénomènes à fort nombre de Reynolds sont dominés par une dynamique tourbillonnaire non linéaire. C'est à dire que les structures tourbillonnaires fortes sont intégrées dans un écoulement quasi-irrotationnel. Pour mieux comprendre les liens dynamiques existants entre la génération de traînée et les positions des structures tourbillonnaires, il est enrichissant de concevoir et d'analyser un modèle simplifié prenant en compte uniquement des effets convectifs prédominants. L'écoulement de retour dans le sillage du corps épais est d'une importance fondamentale afin de corrélérer l'impact de la commande de soufflage continu sur la réduction de la traînée. Un traitement analytique du problème en termes de l'équation Navier-Stokes est difficile et le coût de calcul de la simulation numérique directe est très élevé. Nous nous proposons alors d'examiner la dynamique des tourbillons ponctuels dans un fluide parfait comme discuté ci-dessous, considérant toutes les observations précédentes. A cet effet, un modèle point-vortex pour l'évolution de deux structures tourbillonnaires principales dans le sillage d'un corps épais a été introduit et discuté suivant le principe élémentaire schématique de la [figure 4.15](#).

Formulation basique

D'un point de vue cinématique les modèles de structures tourbillonnaires bidimensionnels se rapprochent de la distribution de la vorticit e Ω de l'écoulement en ajoutant des structures tourbillonnaires à un écoulement parfait, avec le potentiel Φ . La vitesse induite par les deux vortex à un point d'échantillonnage (x,y) est calculée par :

$$\sum_{j=1}^2 \Gamma_j u(x)^\Omega \quad (4.3)$$

La cinématique du modèle est composée d'un potentiel stationnaire Φ_s , d'un potentiel d'actionnement Φ_a , et d'une composante supplémentaire résultant de deux structures tourbillonnaires situés à un point d'échantillonnage (x_i, y_i) . Le champ de vitesse induit est calculé par :

$$u(x) = \nabla \Phi_s(x) + \nabla \Phi_a(x) + \sum_{j=1}^2 \Gamma_j u^\Omega(x, x_j) \quad (4.4)$$

où Γ_j est la circulation de la $j^{\text{ème}}$ structure tourbillonnaire. Des modèles similaires ont déjà été étudiés par le passé pour d'autres configurations d'écoulement comme pour les travaux de [M. Pastoor et al. \[99\],\[98\]](#). La condition de non pénétration est appliquée en utilisant la cartographie conforme proposée par [R. Clements \[33\]](#). La cartographie conforme du domaine de calcul, $\lambda = \eta + i\xi$, dans le domaine physique, $z = x + iy$, est obtenue dans notre cas par l'intégration de la transformation de Schwarz-Christoffel suivante :

$$\frac{dz}{d\lambda} = iC\sqrt{1-\lambda^2}, \quad C \in \mathbb{R} \quad (4.5)$$

Cette transformation dans le plan physique z vers le plan transformé λ , transforme les coins arrière du corps, $z = i.\omega/2$, vers les points $\lambda \pm 1$ qui sont donnés par :

$$z = -\frac{w}{\pi} \left(\log \left(i\lambda + \sqrt{1-\lambda^2} \right) + i\lambda.\sqrt{1-\lambda^2} \right) \quad (4.6)$$

La cartographie conforme est utilisée pour satisfaire de manière efficace la condition de non pénétration aux parois. La solution d'écoulement potentiel est générée par la somme des vitesses induites par l'écoulement potentiel du fluide parfait complexe ($W_s(\lambda) = -\lambda^2 U_\infty / \pi$) et par le potentiel d'actionnement ($W_a(\lambda) = 2\lambda w V_j / \pi$). Concernant la contribution des structures tourbillonnaires, la formulation des structures d'Hamel-Oseen (cf. *M. Pastoor et al. [98]*) est utilisée pour modéliser le centre des structures tourbillonnaires.

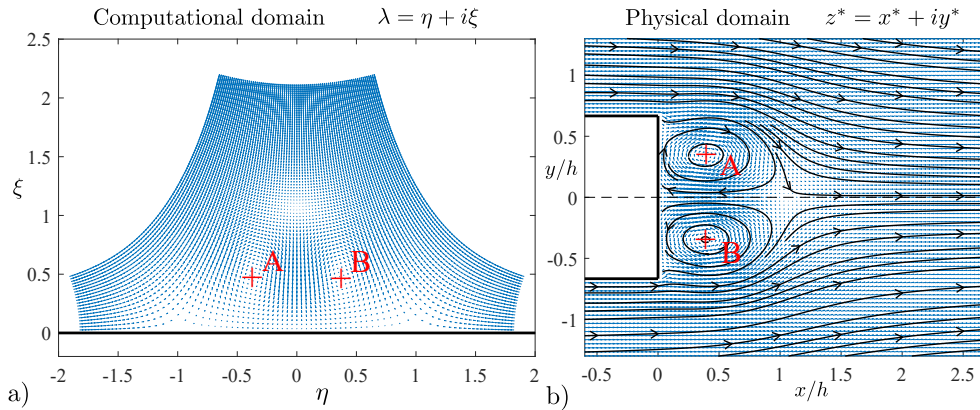


FIGURE (4.16) Domaine de simulation et domaine physique d'un champ de vitesse d'écoulement correspondant au cas de soufflage bilatéral à $V_R = 0.4$ (Centres tourbillonnaires à $x_i/h = 0.4$, $y_i/h = \pm 0.4$ dans le domaine physique).

Leur solution pour la vitesse d'azimut u_θ , en fonction de la distance r entre le vortex et le point d'échantillonnage, relie de façon continue le centre tourbillonnaire sous la formulation suivante :

$$u_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - e^{-r^2/R^2} \right) \quad (4.7)$$

où Γ et R sont la circulation et le rayon de la structure tourbillonnaire de Rankine. Par conséquent, la vitesse à n'importe quel point du fluide dans le plan physique peut être obtenue en transformant les positions des tourbillons vers le plan transformé λ , en calculant la vitesse en ce point transformé, puis en retournant cette valeur au plan physique par le biais de la relation suivante :

$$u(z) - iv(z) = \frac{dW}{dz} = \frac{dW}{d\lambda} \frac{d\lambda}{dz} \quad (4.8)$$

Si nous considérons le mouvement d'une paire de centres de structures tourbillonnaires, d'une circulation donnée (Γ_A et Γ_B) avec des sens opposés autour du corps épais en 2D avec la présence d'un écoulement uniforme de vitesse u_∞ comme illustré à la figure 4.16 par les structures tourbillonnaires A et B sous l'hypothèse d'un fluide parfait, une première approximation est faite en considérant la surface arrière du corps d'Ahmed comme une ligne de courant.

Ainsi, le théorème de Bernoulli donne $p(y, t) = 1/2\rho V^2(y, t) = p_\infty$. Une estimation du coefficient de pression locale, C_p peut être obtenu par $\tilde{C}_p(y, t) = (p(y, t) - p_\infty)/(1/2\rho U_\infty^2) = -(V^2(y, t))/(U_\infty^2)$. Afin de mieux comprendre le processus de contrôle, nous devons comprendre comment les structures cohérentes affectent la pression de la face arrière du corps d'Ahmed. Suivant l'hypothèse des fluides parfaits, la distribution transversale de la vitesse, V , peut être utilisée pour expliquer la réduction de la pression de la face arrière.

Scénario de réduction de traînée

Suivant l'estimation précédente, la pression de la face arrière résultant de la convection des structures tourbillonnaires peut être estimée grossièrement à l'aide du modèle de base décrit précédemment.

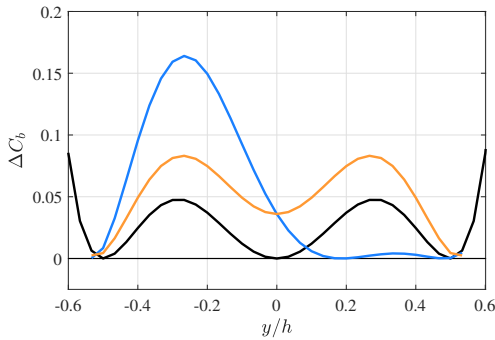


FIGURE (4.17) Estimation de la variation du coefficient d'aspiration à partir du modèle de structure tourbillonnaire potentiel de base. Aucun cas de contrôle (la courbe "—" fait référence à la configuration #N et la courbe "—" représente les valeurs moyennes sur une période bistable). "—" désigne le cas de soufflage bilatéral (configuration symétrique sans bi-stabilité).

#P, a montré une contribution plus importante du vortex **A**(resp. **B**) par rapport à l'autre (voir figure 4.17). Pour obtenir la contribution moyenne due à ce comportement d'alternance de structures tourbillonnaires, une moyenne temporelle de l'évolution du coefficient d'aspiration pendant une période inversée est calculée à l'aide de trajectoires inverses des centres des structures tourbillonnaires **A** et **B**. Le profil qui en résulte est comparé au cas bilatéral précédent et est représenté sur la figure 4.17. Bien que les valeurs absolues soient arbitraires, l'augmentation du coefficient d'aspiration peut être clairement mise en évidence par le processus d'inversion. En particulier une variation notable peut être mise en évidence au centre du corps en raison de l'asymétrie de la distribution de la pression (profil de vitesse) comme le montre la figure 4.17.

4.3 Contrôle en boucle fermée par méthode algébrique

Le but est ici de mettre en place une loi de contrôle utilisant une commande sans modèle proposée par *M. Fliess et C. Join* [45], pour obtenir un gain en traînée en symétrisant le sillage. La bi-stabilité est un phénomène lent avec une dynamique de changement d'état rapide. Plus précisément les commutations entre deux états peuvent être engendrées par de faibles variations de pression, donc les actionneurs doivent permettre de doser relativement finement le débit d'air injecté et avoir une dynamique suffisamment rapide pour contrer la dynamique de la bi-stabilité.

Nous considérons le cas d'un soufflage continu bilatéral avec une configuration tout à fait symétrique de la paire de structures tourbillonnaires avec des positions, rayon et circulation similaires à ceux observés dans la configuration expérimentale. La fluctuation du coefficient d'aspiration ($\Delta C_b = \bar{C}_p - \tilde{C}_p$) associé aux paramètres expérimentaux extraits du cas de soufflage continu bilatéral pour $V_R = 0.4$ et $\theta = 90^\circ$, est représentée sur la figure 4.17. Les deux pics ont une amplitude similaire et contribuent de la même manière à la traînée globale. Au contraire, le cas naturel avec un comportement asymétrique latéral correspondant au phénomène bi-stable latéral entre les deux états #N et

4.3.1 Ajustement des actionneurs

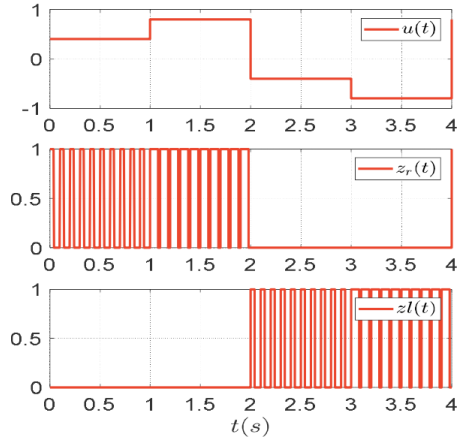


FIGURE (4.18) Génération de signaux binaires à l'aide du PWM.

Le phénomène de bi-stabilité est un phénomène lent (à basse fréquence). Nous nous sommes rendus compte que le système restait dans les états $\#N$ et $\#P$ pendant des intervalles de temps assez longs (de l'ordre de plusieurs secondes). En revanche, la mécanique de basculement entre les deux états est au contraire, rapide d'une part, et sensible aux faibles variations de pression d'autre part. Il est donc nécessaire d'éviter les à-coups de pression engendrés par les électrovannes tout ou rien. En outre, la technique de commande envisagée est conçue pour des actionneurs continus. Une approche classique pour piloter un système à commande continue avec des actionneurs tout ou rien est d'utiliser la valeur de la commande pour moduler le rapport cyclique d'un signal fréquentiel (PWM - pulse width modulation) appliqué aux actionneurs tout ou rien. C'est également cette approche qui a été utilisée par *R. Li [84]*. La modulation du signal de contrôle est donnée par le signal de commande u . L'électrovanne de gauche est activée lorsque $u_0(t) < 0$, alors que celle de droite est activée lorsque $u_0(t) > 0$. Les signaux qui en résultent sont représentés à la [figure 4.18](#) pour le cas particulier d'une période de PWM de 0.1 s. Cette génération de signal binaire nécessite que le signal de commande u soit saturé entre -1 et 1. Au final, le système peut donc être piloté par une commande continue mais le problème des à-coups de pression n'est pas résolu. Une des solutions que nous avons envisagée a été d'installer des réservoirs de diamètre $d = 5\text{cm}$, entre les électrovannes et les couteaux d'air. Ces bombonnes viennent filtrer le débit d'air injecté dans le sillage. Lors de l'ouverture de l'électrovanne, celle-ci monte en pression et vient alimenter le couteau d'air en augmentant progressivement la vitesse d'éjection jusqu'à une valeur maximale. Une fois l'électrovanne éteinte le réservoir va se décharger progressivement en diminuant l'intensité de la vitesse de l'air éjecté par les couteaux d'air. Nous avons donc un dispositif qui se comporte de manière identique à des électrovannes à régulation de débit, connues sous le nom d'électrovannes proportionnelles. Nous devons maintenant trouver le bon compromis entre la qualité du filtrage des à-coups et la bande passante de l'ensemble PWM - électrovanne tout ou rien - bombonne de filtrage. En effet, un volume trop grand va générer du retard dans les injections d'air (montée en pression du volume des réservoirs) et limiter la bande passante de l'actionnement. Nous avons donc testé plusieurs volumes de réservoir en faisant varier leur longueur de $l = 50\text{mm}$ à $l = 300\text{mm}$ par pas de 50mm et en enregistrant les signaux des coefficients de pression et de dérive. Nous avons activé une électrovanne sur un seul côté à une pression de 4 bar afin de forcer l'écoulement de sillage dans un état $\#N$. Périodiquement, nous activons l'électrovanne du côté opposé en augmentant par pas de 0.1s la durée de l'activation, à l'image de ce qu'il se passe avec la modulation de largeur d'impulsion (PWM). Nous avons adimensionné le signal de ΔC_y par les valeurs maximales et minimales qu'il atteint pendant la phase non contrôlée lors d'un enregistrement antérieur. L'objectif est de mettre en évidence la dynamique entre la largeur d'impulsion de commande et la sortie pilotée (C_y).

Les résultats obtenus sont présentés sur la [figure 4.19](#) pour une longueur de boîte de 300 mm. Après plusieurs observations sur plusieurs essais, nous avons obtenu un temps de réponse $\tau = 34 \text{ ms}$ ce qui est assez rapide pour notre contrôle du phénomène de bi-stabilité. Suite aux tests de ces différentes boîtes nous avons choisi le réservoir de longueur de 300 mm correspondant à un volume de $V = 3 \times 10^{-4} \text{ m}^3$.

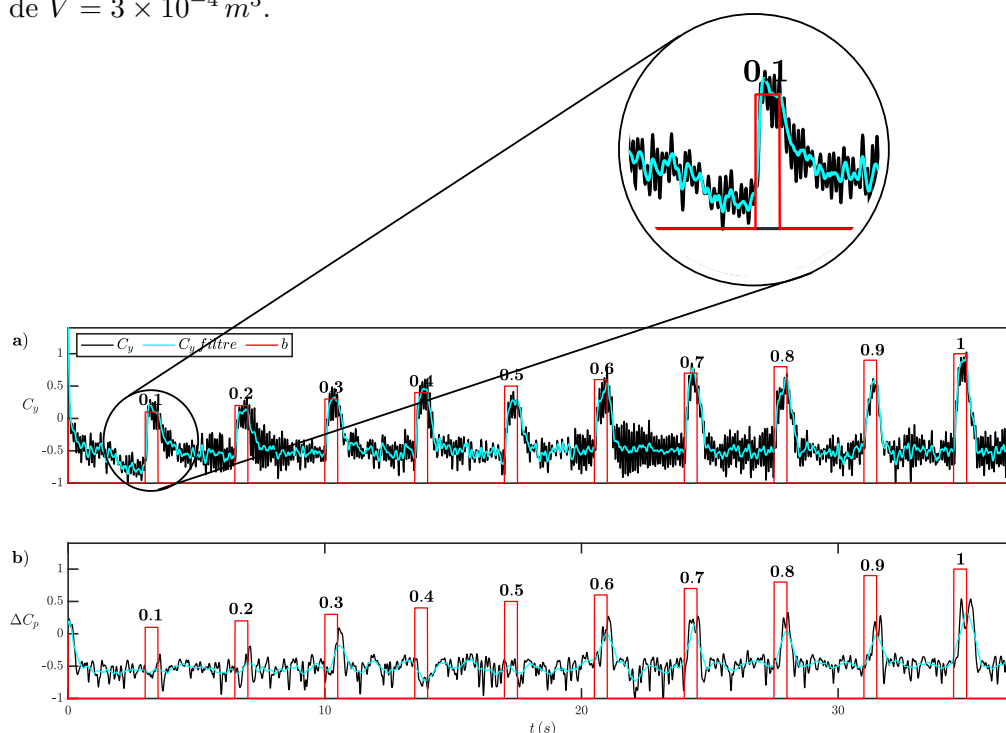


FIGURE (4.19) (a) Évolution temporelle du signal ΔC_y ("—") et du filtrage à décalage de phase nul ("—") ainsi que de l'objectif de contrôle ("—") (b) Évolution temporelle de ΔC_p avec les mêmes autres signaux associés.

Dans la littérature, les auteurs utilisent systématiquement le signal de ΔC_p comme signal mesuré. Dans le cas de notre étude nous avons le choix entre ce signal et celui du coefficient de dérive. Nous pouvons voir à l'aide de la [figure 4.19](#) que les deux signaux ne réagissent pas de la même manière au soufflage à 0° (tangent à la face arrière du corps d'Ahmed). Le signal ΔC_p que nous obtenons alors est plus bruité que le signal du coefficient de dérive, qui nécessite alors un filtrage moins important. Nous avons donc fait le choix d'utiliser le signal du ΔC_y .

4.3.2 Étude paramétrique de la commande sans modèle (MFC)

Une fois que le système de contrôle est optimisé mécaniquement parlant, nous devons régler les paramètres de la loi de commande. Nous pouvons facilement régler, empiriquement, la commande testée pour que la sortie mesurée (C_y) suive un signal de consigne prescrit (typiquement une série de créneau entre $\#N$ et $\#P$). Cependant, nous pouvons difficilement régler de manière empirique le compromis efficacité énergétique - temps de réponse du système en boucle fermée. Nous avons donc fait une étude paramétrique croisée sur les paramètres suivants :

- Constante de temps et ordre du filtre sur la sortie mesuré. Le problème avec la balance aérodynamique est sa dynamique forte. En effet le signal que nous avons obtenu est bruité, mais nous avons déterminé dans le chapitre 2, que l'inertie du système n'impactait pas la mesure de force. Un filtre de Butterworth est donc utilisé pour extraire le signal utile.
- Fréquence du signal PWM utilisé pour générer les commandes. Le signal de commande $u(t)$ calculé par la loi de commande permet de moduler le rapport cyclique. Il convient donc de fixer la fréquence.
- La pression d'alimentation des électrovannes.
- Paramètre α de la loi de commande. Ce paramètre conditionne l'amplitude du signal continue $u(t)$ et la stabilité de la boucle fermée. De grandes valeurs de α conduisent à des commandes continues de faible amplitude et donc peu d'action sur le système, et une dynamique de régulation lente. Une valeur trop faible de α induit des amplitudes de commandes élevées et potentiellement l'instabilité de la boucle fermée.

Dans toutes les configurations testées, les meilleurs résultats ont été obtenus pour une constante de temps $\tau_{filtrage} = 0.01$ s et pour $T_{PWM} = 0.03$ s. Cette dernière valeur est cohérente avec la bande passante de 100 Hz des électrovannes utilisées. Le [tableau 3.2](#) présente les six configurations les plus prometteuses. Pour chaque test, un signal de référence est généré et la loi de commande doit maintenir la sortie sur cette référence. Elle correspond à un forçage du système dans les positions $\#N$ et $\#P$. Les transitions entre ces deux états se font avec une dynamique imposée à 1000 unités par seconde (donc bien plus lente que la dynamique naturelle du système).

TABLE (4.2) Étude du paramètre alpha.

Configurations	$Re_h (\times 10^5)$	Ordre du filtre	$\tau_{filtrage}$ (s)	T_{PWM} (s)	P (bar)	α
a	2.86	1	0.01	0.03	3	50000
b	2.86	1	0.01	0.03	2.5	50000
c	2.86	1	0.01	0.03	3	20000
d	2.86	1	0.01	0.03	3	80000
e	2.86	2	0.01	0.03	3	80000
f	2.86	2	0.01	0.03	3	40000

La figure [figure 4.20](#) représente l'évolution temporelle du coefficient ΔC_y des cas de contrôle répertoriés dans le [tableau 3.2](#). Le premier cas montre un bon suivi de la courbe guide représentée par la courbe rouge sur cette même figure. Le cas c) montre qu'une valeur α inférieure génère un retard dans le suivi de la courbe guide. Le cas d) montre qu'une valeur α plus élevée détériore le contrôle sur les valeurs extrêmes. En effet nous pouvons remarquer des soubresauts sur les paliers de 5 secondes qui mettent en valeur la difficulté du contrôle à tenir une valeur palier. Le cas e) est différent des autres car l'ordre du filtre associé au contrôle est plus élevé. Le suivi de la courbe guide est moins efficace avec des soubresauts beaucoup plus importants. Le dernier cas diminue la valeur de la variable α en gardant la valeur de l'ordre du filtre de contrôle plus élevée. Les soubresauts sont plus maîtrisés que le cas e) mais le meilleur contrôle reste avec la variable $\alpha = 50000$ pour les deux pressions de 3 bar et 2.5 bar. Nous avons donc décidé de prendre les paramètres de contrôle des cas a) et b).

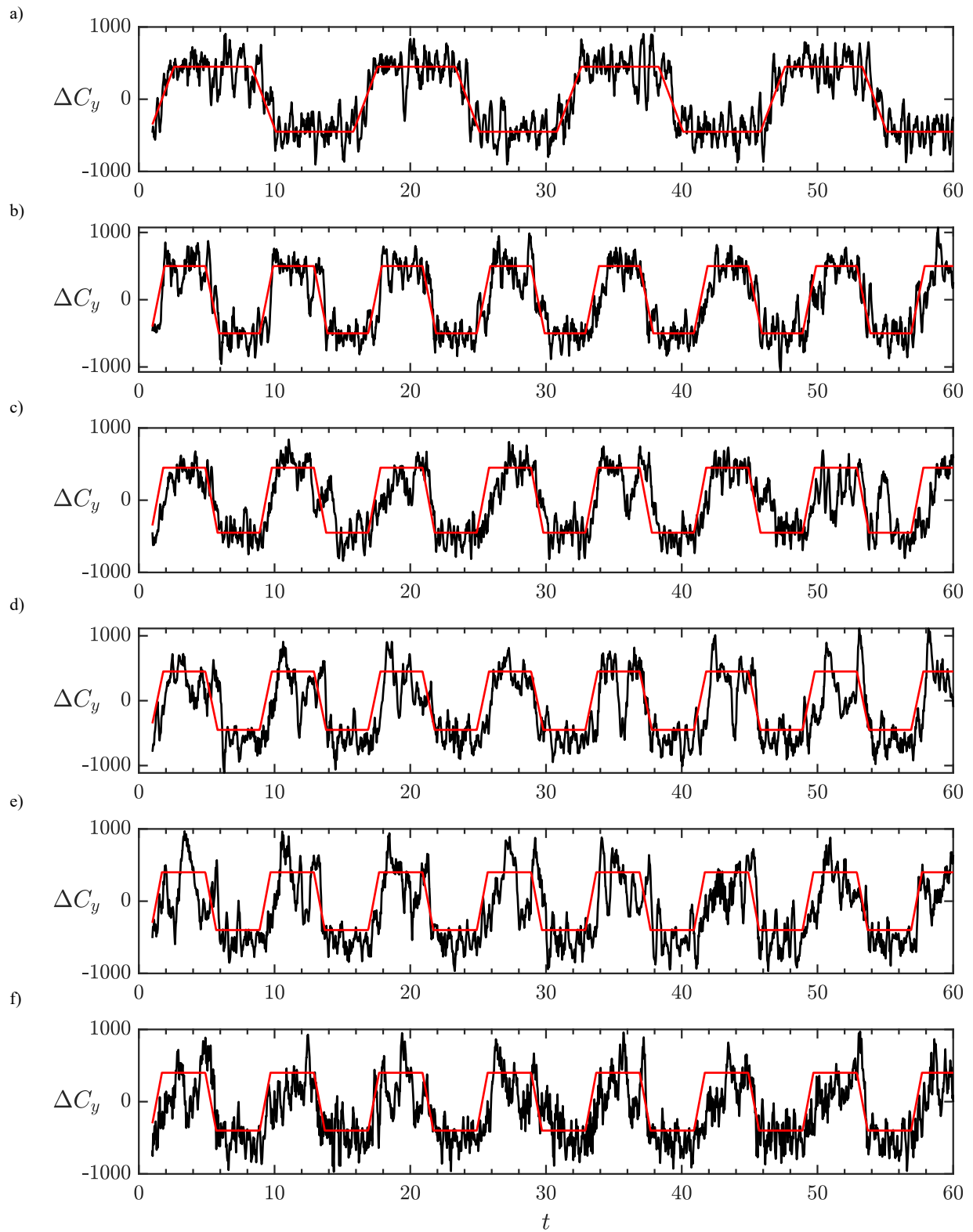


FIGURE (4.20) Évolution temporelle du signal ΔC_y en fonction des cas répertoriés dans le [tableau 3.2](#). La courbe "—" représente la fonction que le contrôle doit suivre.

4.3.3 Résultats de la MFC

Tout d'abord, afin d'évaluer l'efficacité de l'approche ultra-locale pour réduire la bi-stabilité de sillage, un test de suivi préliminaire est effectué pour vérifier la capacité de la MFC à suivre une trajectoire y_r prédéfinie qui impose la stabilisation du système sur des états qui ne correspondent pas ceux de la bi-stabilité. À cet effet, nous choisissons d'utiliser le coefficient de dérive comme information pour la boucle de retour du contrôle en boucle fermée, afin de déterminer l'état du sillage ($y_m = C_y$). Par la suite, les paramètres de contrôle sont fixés : $\alpha = 50000$ et $\tau = 0.1s$ (cf. équation 2.25). La figure 4.21 montre la réponse du système en boucle fermée à une trajectoire prédéfinie par l'utilisateur. Cette trajectoire est définie entre -1 et 1, -1 étant l'état #N et 1 l'état #P). Toutes les 10 secondes, la trajectoire augmente de 0.66. Cette trajectoire passe ainsi de l'état #N vers l'état #P et inversement. Comme nous avons pu l'observer, l'approche proposée a permis la conception d'un nouveau contrôleur, qui est en mesure d'assurer un bon suivi de la trajectoire malgré les conditions de perturbation de l'écoulement et le bruit des signaux observés. Par rapport à la commande par opposition de *R. Li et al. [85]*, l'approche que nous étudions permet de suivre le signal de référence, variable en fonction du temps, et est également capable de gérer les actionneurs continus tels que les volets ou servo-valves. Après avoir observé que le contrôle sans modèle par méthode ultra-locale est capable de suivre un signal de référence variant dans le temps, nous pouvons maintenant évaluer la capacité de la loi de commande à symétriser l'écoulement de sillage et par conséquent sa capacité à réduire la traînée globale du corps. Dans cette optique, nous imposons le signal de référence nul que le contrôle doit suivre et nous affichons la série temporelle de r , les coefficients de dérive et de traînée (C_y, C_D) comme représenté sur la figure 4.22.

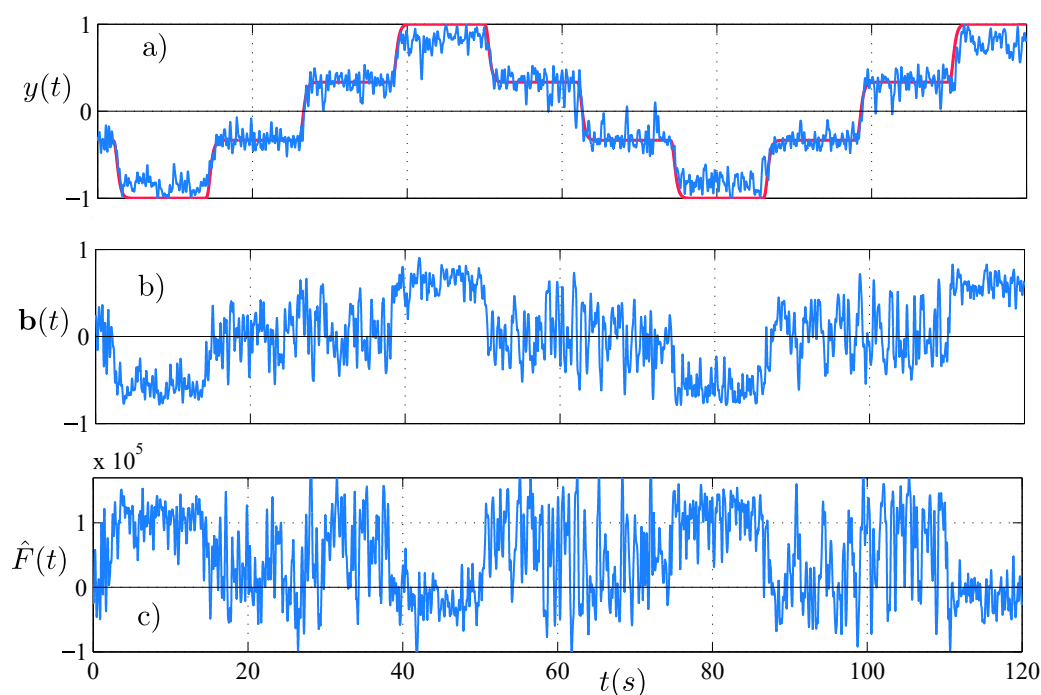


FIGURE (4.21) Mesure du signal de retour ($y(t)$) et d'une trajectoire prédéfinie à suivre, représentée par "—". La commande générée par l'actionneur ($b(t)$), ainsi que l'estimation faite par le filtre du contrôle ($\hat{F}(t)$) ont également été représentées.

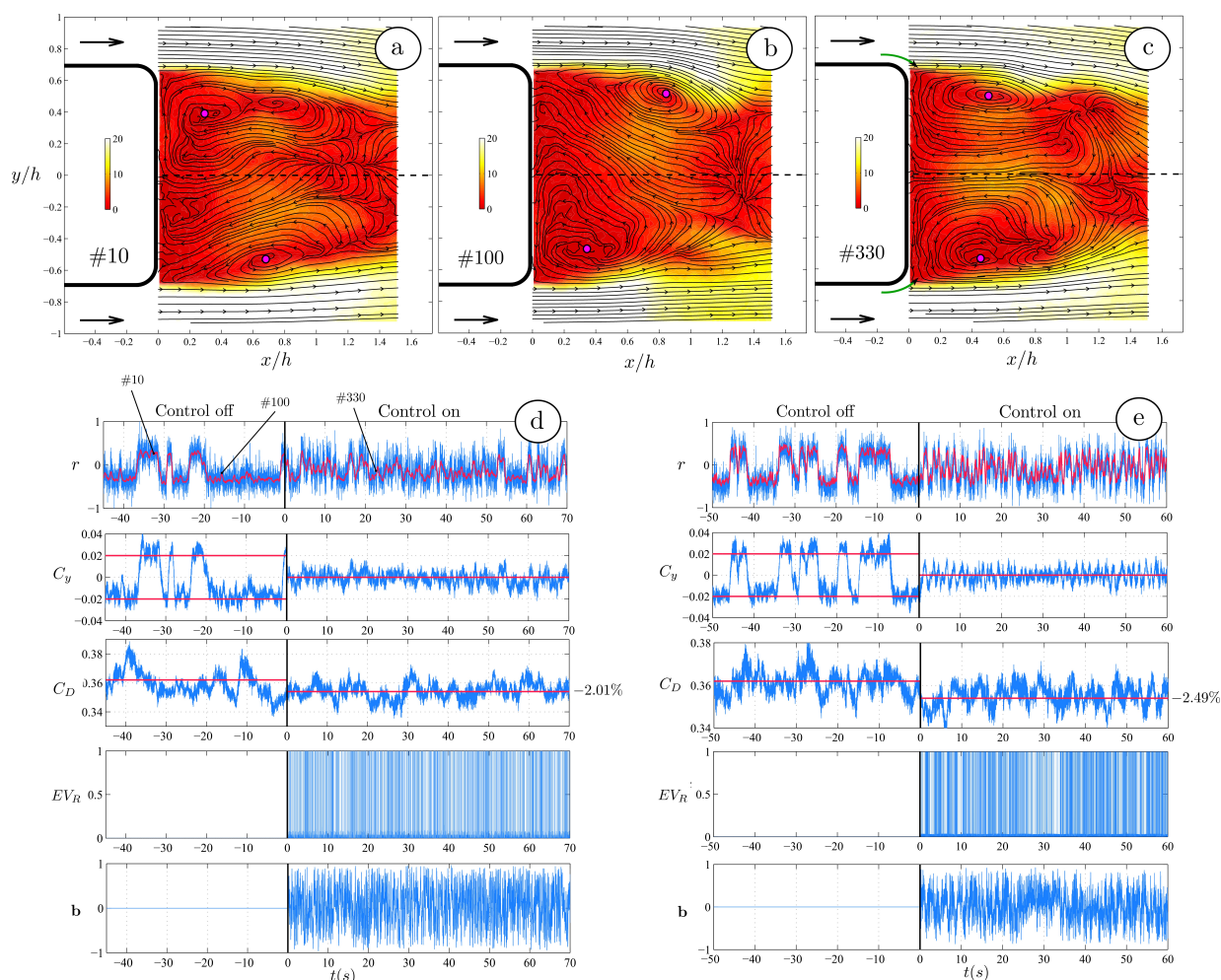


FIGURE (4.22) Mesure du signal de retour ($y(t)$) et d'une trajectoire prédéfinie à suivre, représentée par "—". La commande générée par l'actionneur ($b(t)$), ainsi que l'estimation faite par le filtre du contrôle ($\hat{F}(t)$) ont également été représentées.

Il est clair qu'une légère réduction de traînée associée à des changements importants de la force de dérive sont observés. Avant d'appliquer la commande ($t < 0$), la figure 4.22 d) montre la variation de pression latérale sans dimension où le coefficient de dérive C_y bascule entre les deux états bi-stables symétriques ("—") comme décrit précédemment.

En appliquant le contrôle ($t > 0$), la distribution bi-modale est supprimée et les amplitudes des coefficients r et C_y sont significativement réduites, bien que les variations soient encore significatives, l'empreinte de la bi-stabilité est supprimée. La symétrie du sillage est mise en évidence par les clichés instantanés des mesures PIV montrés dans les figure 4.22 a), figure 4.22 b) et figure 4.22 c) pris à différents moments associés à un état bi-stable positif (#10) et négatif (#100) avant d'appliquer la commande et à un autre instant (#330) avec l'application du contrôle. Comme nous pouvons l'observer, les centres tourbillonnaires du sillage sous contrôle sont maintenus à peu près à la même distance de l'arrière du corps d'Ahmed par rapport aux cas non contrôlés où ils ne sont pas situés à la même distance de la face arrière. En ce qui concerne cette symétrie de sillage, le coefficient de traînée est réduit à 2 % pour un rapport de vitesse d'amplitude de jet de $V_R = 0.5$.

En utilisant la même loi de contrôle sans changer les paramètres de contrôle, une procédure similaire est appliquée afin de contrôler l'écoulement de sillage avec un autre rapport de vitesse de $V_R = 0.8$. Les résultats sont présentés à la [figure 4.22 e\)](#) et montrent une réduction de la traînée d'environ 2.5% démontrant expérimentalement la robustesse de l'approche de contrôle. Afin de mieux quantifier les variations de traînée par rapport au flux de référence, on utilise le paramètre de réduction de traînée $\gamma_r = 1 - C_D/C_{D_0}$ (C_{D_0} indique le coefficient de traînée sans contrôle). γ_r indique une diminution (respectivement une augmentation) de la traînée pour des valeurs supérieures (respectivement inférieures) à 0. Dans le cas du soufflage non linéaire comme dans le cas du contrôle en boucle fermée par méthode ultra-locale, la vitesse moyenne globale du jet U_{jet} peut être estimée comme $U_{jet} = \tau_a U_{jet}$, τ_a est la fraction totale du temps où les actionneurs soufflent et U_{jet} est la vitesse du jet. Afin d'évaluer l'efficacité du contrôle, nous pouvons définir un rapport de puissance ζ entre le besoin de puissance pour l'actionnement P_a et le gain de puissance net ΔP comme suggéré par [D. Barros et al. \[12\]](#) et [R.D. Brackston et al. \[20\]](#) comme suit :

$$\zeta = \frac{P_a}{\Delta P} = \frac{s_j \overline{U_{jet}^3}}{\gamma_r C_{D_0} S U_\infty^3} = \frac{s_j \tau_a^3 V_R^3}{\gamma_r C_{D_0} S} \quad (4.9)$$

TABLE (4.3) Résumé des résultats du contrôle en boucle fermée.

$Re_h (\times 10^5)$	V_R	τ_a (%)	γ_r (%)	$\Delta(C_y)_{rms}$ (%)	ζ (%)
2.86	0.3	54	1.42	18.4	0.04
2.86	0.5	59	2.01	20.8	0.10
2.86	0.8	71	2.49	28.9	0.60
2.15 ^a	0.4	56	2.85	33.0	0.05

a. Avec les mêmes paramètres de contrôle que pour $Re_h = 2.86 \times 10^5$

Un résumé des résultats de contrôle favorables en boucle fermée est reporté dans le [tableau 4.3](#). Le degré d'assymétrie peut être quantifié par la moyenne quadratique de la force de dérive, de sorte que, comme nous pouvons l'observer, une plus grande réduction de traînée peut être associée à une meilleure symétrie du sillage. En outre, principalement en raison de la section de soufflage vraiment petite, tous les rapports de puissance ζ sont fortement inférieurs à 1, ce qui démontre l'efficacité de notre contrôle. En effet, si ces rapports étaient supérieurs à 1, nous n'aurions aucun gain entre la dépense énergétique pour le contrôle et le gain en traînée. Il est à noter que la puissance nécessaire pour obtenir l'alimentation en air P_0 ainsi que l'énergie électrique dépensée pour alimenter les électrovannes ne sont pas prises en compte ici. Néanmoins, pour tous les cas de contrôle, une économie d'énergie intéressante est systématiquement obtenue. En effet, le contrôleur ne nécessite que 0.6 % de l'économie de puissance aérodynamique dans le pire des cas. En ce qui concerne les résultats, plus le rapport de vitesse est élevé, moins la consommation d'énergie relative est intéressante. Il semble également que pour les nombres de Reynolds plus faibles, l'économie d'énergie relative est meilleure. Par conséquent, pour l'approche MFC par méthode ultra-locale actuelle, le meilleur cas en termes de réduction de traînée est celui du rapport de vitesse inférieur ($V_R = 0.3$), même si la réduction de traînée est plus élevée pour les rapports de vitesse plus élevés. Le contrôleur mis en place démontre sa capacité à réduire la traînée en réduisant l'assymétrie de l'écoulement de sillage de notre corps d'Ahmed, pour divers rapports de vitesse et de vitesse d'écoulement sans modifier les paramètres de commande.

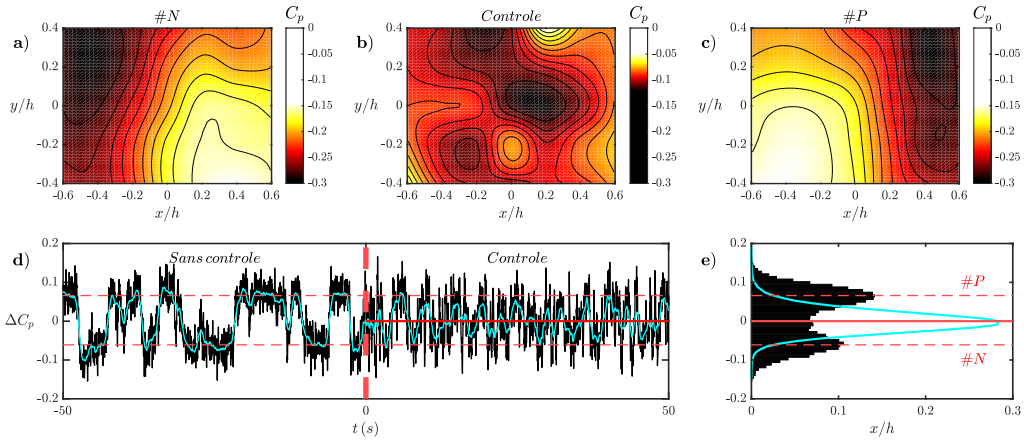


FIGURE (4.23) (a) Cartographie de C_p pour #N. (b) le contrôle actif/réactif par MFC (c) et pour #P. (d) Évolution temporelle du rapport $r = (s_6 - s_1)/(s_1 + s_6)$, avec une phase de contrôle par MFC débutant à l'instant $t=0$ ("--") pour $Re_h = 2.86 \times 10^5$. (e) Densité de probabilité du rapport r , pour le cas sans contrôle ("—") et le cas contrôlé ("—"). Les lignes horizontales "--" représentent les deux états #N et #P.

Par la suite, pour un cas de contrôle identique au premier cas du [tableau 4.3](#), nous avons réalisé des mesures de scanner de pression afin de déterminer l'efficacité de notre contrôle sur la pression en proche paroi du sillage. La traînée de pression d'un corps épais est liée à la différence de pression entre l'amont et l'aval du véhicule. Par conséquent une réduction de traînée de pression peut être due à une diminution de la pression à l'avant du véhicule, ou à une augmentation de la pression de sillage situé à l'arrière du véhicule, par rapport au sens de l'écoulement. La [figure 4.23](#) représente le cas de contrôle de la première ligne du [tableau 4.3](#) avec [a\)](#) la cartographie de C_p pour #N, [b\)](#) celle du cas où le contrôle actif/réactif est activé et [c\)](#) celle pour l'état #P. Cette figure présente également une évolution temporelle du rapport $r = (s_6 - s_1)/(s_1 + s_6)$ ([d\)](#)) avec le cas où l'écoulement est libre ($t < 0$), et le cas où l'écoulement est contrôlé ($t > 0$). Nous pouvons voir deux cartographies de pression quasi-symétriques l'une par rapport à l'autre suivant l'axe milieu vertical de la face arrière du corps d'Ahmed pour les deux états de l'écoulement bi-stable (#N et #P). Par comparaison avec l'état contrôlé, le niveau moyen de C_p est beaucoup plus élevé dans ce dernier que dans les deux états bi-stables avec une répartition de la pression beaucoup plus homogène.

En conclusion, le contrôle basé sur l'ultra-localité a permis de supprimer la dissymétrie de sillage de l'écoulement naturel, tout en augmentant les pressions de culot du corps. Ce résultat est également confirmé par la représentation de la densité de probabilité de l'évolution temporelle du rapport " r " représentée en [figure 4.23 e\)](#). Nous pouvons voir que l'évolution temporelle du cas naturel ("—") présente une répartition bi-modale correspondant aux deux états (#N et #P) de la bi-stabilité. Celle du cas contrôlé ("—") présente une probabilité unique centrée en 0, montrant la suppression des deux états.

Remarques et conclusions

La mise en place du contrôle sur le corps d'Ahmed s'est faite en plusieurs étapes. Dans un premier temps, nous avons déterminé le dispositif de soufflage le plus adapté en faisant des tests d'efficacité sur le sillage du corps d'Ahmed. Les dispositifs de types couteaux d'air ont permis de bloquer un état du sillage ($\#N$ ou $\#P$) en soufflant de manière unilatérale montrant ainsi leurs autorité sur le sillage. La nappe d'air générée par ce dispositif permet d'interagir avec les bulbes de recirculation du sillage et les couches de cisaillement latérales. Ensuite nous avons testé différentes configurations de soufflage, afin de mieux comprendre le mode de fonctionnement et d'interaction de ces jets d'air avec l'écoulement de sillage du corps d'Ahmed. Dans cette optique, le contrôle par jet d'air continu a été étudié avec comme finalité de réduire la traînée globale. L'injection d'air avec effet Coanda a été analysée pour déterminer la configuration optimale d'injection en termes de rapport de vitesse, d'orientation de soufflage (angle d'injection θ_j) et de combinaison de soufflage (gauche, droite et les deux combinées). Le soufflage bilatéral avec des coefficients de rapport de vitesse et de débit modérés ($V_R < 0.4 - 0.45$ et $C_\mu < 1.1 - 1.2 \times 10^{-4}$) s'avère être le plus efficace, avec une réduction significative de la traînée due à un entraînement plus faible par les couches de cisaillement induites par les écoulements latéraux orientés des couteaux d'air. Pour que le contrôle soit efficace, le gain généré ne doit pas être associé à une dépense énergétique trop importante de la part des actionneurs. Or le soufflage continu dépense massivement de l'énergie. Une technique de contrôle en boucle fermée a été développée en vue d'optimiser la dépense énergétique sur le corps d'Ahmed à culot droit avec un rapport d'aspect $w/h = 1.346$, une garde au sol de $g/w = 0.154$ et un nombre de Reynolds $Re_h = 2.86 \times 10^5$. Nous avons utilisé une approche de contrôle en boucle fermée utilisant une méthode algébrique introduite par *M. Fliess et H. Sira-Ramírez*. [47], où la sortie est pilotée et mesurée par un capteur disposé sur le corps d'Ahmed. Comme nous l'avons démontré précédemment, nous avons deux signaux de mesure envisageables, le coefficient de dérive (C_y) et le gradient de pression horizontal ($\partial C_p / \partial y^*$). Des essais expérimentaux ont démontré la validité de cette approche sans modèle dans diverses conditions afin de symétriser l'écoulement naturellement bi-stable. Le contrôle a pour effet de remonter les pressions du sillage et ainsi réduire la différence de pression entre l'amont et l'aval du véhicule. Cette diminution provoque une réduction de la traînée globale de l'ordre de 2.5 % au maximum pour une $V_R = 0.8$. Le contrôleur exige seulement 0.6 % de la réduction de la puissance aérodynamique dans le pire des cas.

Chapitre 5

Contrôle sur véhicule réel (Twingo GT)

5.1	Modifications des caractéristiques de la Twingo GT	109
5.1.1	Influence du chargement et de l'angle d'incidence du véhicule	110
5.1.2	Effet de l'obstruction de certaines parties du véhicule sur l'aérodynamique globale	111
5.1.3	Première mesure sur la piste de Clastres (stratégies de mesures)	113
5.2	Influence du dispositif de contrôle	118
5.2.1	Caractérisation du système de contrôle sans activation	118
5.2.2	Aileron perturbateur aérodynamique	121
5.2.3	Résultats du contrôle en écoulement maîtrisé (soufflerie)	124
5.3	Tentatives de contrôle sur route	126
5.3.1	Premiers essais	126
5.3.2	Problèmes rencontrés	127
5.3.3	Conclusion et améliorations envisagées	128

Ce chapitre fait l'état des différents essais réalisés sur la Twingo GT. Des essais de caractérisation aérodynamique ont précédé des essais de perturbations introduits par un aileron instrumenté. Enfin des essais de modification de topologie par soufflage d'air continu ont été réalisés en soufflerie et sur route.

5.1 Modifications des caractéristiques de la Twingo GT

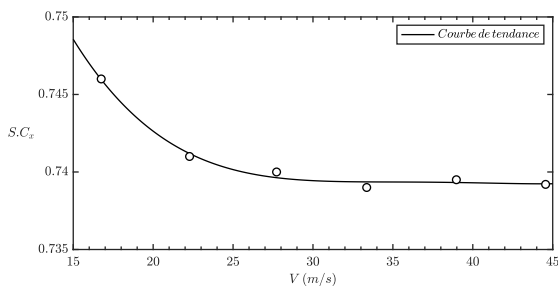


FIGURE (5.1) Étude de dépendance à la vitesse de nos mesures de $S.C_x$.

La connaissance de l'écoulement naturel autour du véhicule étudié ainsi de ses propriétés induites est importante pour savoir si le système de perturbations mis en place aura, par la suite, une influence sur celui-ci. Le but est d'avoir un élément de comparaison afin de quantifier un gain potentiel. Pour cette première étude, nous avons réalisé différents essais au sein de la soufflerie S10 (cf. [section 2.2.3](#)) de l'IAT¹. Dans un premier temps, nous avons étudié la dépendance à la vitesse du $S.C_x$ de notre véhicule. Pour ce faire, nous avons effectué une montée en vitesse de la soufflerie, avec un point de mesure à chaque vitesse sélectionnée.

1. Institut Aérotechnique rattaché au Conservatoire National des Arts et Métiers (CNAM)

Le véhicule est placé de façon parfaitement parallèle à la veine d'essais et ne présente aucune modification géométrique à ce stade. Nous avons réalisé cinq points de mesure à des vitesses, U_∞ comprises entre 15 et 45 m/s correspondant à des nombres de Reynolds, adimensionnés par rapport à la hauteur de la voiture (h), compris entre $Re_h = 2 \times 10^5$ et $Re_h = 5 \times 10^5$. L'évolution du $S.C_x$ en fonction de la vitesse est représentée sur la [figure 5.1](#), et montre que pour des vitesses supérieures à $U_\infty = 100 \text{ km/h}$ la dépendance au nombre de Reynolds n'est plus significative. Dans la suite de cette étude en soufflerie S10, nous avons décidé de nous placer à une vitesse $U_\infty \simeq 160 \text{ km/h}$. Nous avons testé différentes modifications de la Twingo GT, ainsi que différents cas de charge afin de modifier l'assiette de la voiture. Nous avons également testé l'influence de l'angle de dérapage sur les coefficients aérodynamiques du véhicule. Enfin, nous avons observé l'influence de l'obstruction de différents éléments géométriques tel que le becquet, l'entrée d'air de calandre, ou encore l'ajout de plaques au niveau des phares arrière. Tout cela en vue d'extraire les positions clés pour le contrôle.

5.1.1 Influence du chargement et de l'angle d'incidence du véhicule

La variation de l'assiette du véhicule et par conséquent, la garde au sol, modifie l'écoulement de sillage comme nous avons pu le mettre en évidence avec le corps d'Ahmed. Cette étude a pour but d'observer l'influence de la modification de l'assiette du véhicule en modifiant le poids disposé à l'intérieur du véhicule. Ces différents cas de charge sont définis dans le [tableau 5.1](#) et font référence à deux adultes de 70 kg à l'avant, deux adultes à l'avant avec deux enfants de 35 kg à l'arrière et quatre adultes (deux à l'avant et deux à l'arrière), respectivement pour les cas 1 à 3. Ces charges ont été disposées à l'aide de bidons et de sacs de sable répartis de manière symétrique pour les différents cas de charge, comme nous pouvons le voir sur la [figure 5.3](#).

TABLE (5.1) Cas de chargement de la Twingo GT lors des essais dans la soufflerie S10.

Cas	Charge avant (kg)	charge arrière (kg)	$S.C_x$
Cas 1	140	0	0.746
Cas 2	140	70	0.741
Cas 3	140	140	0.736

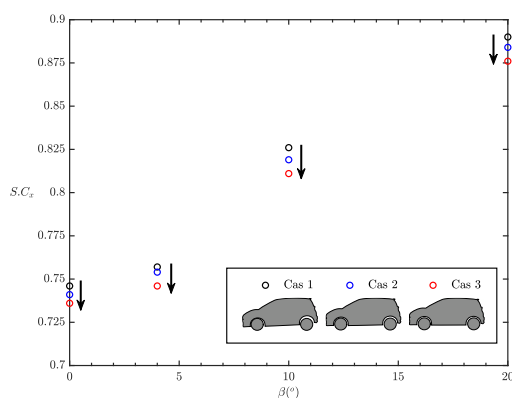


FIGURE (5.2) Mesure de $S.C_x$ en fonction du dérapage du véhicule pour les trois cas de charges représentés dans la légende. Le \circ , \bullet et le \circ représentent les cas de charge définis dans le [tableau 5.1](#), respectivement.

Pour une vitesse d'écoulement de $U_\infty \approx 45 \text{ m/s}$ nous avons réalisé trois mesures de balance aérodynamique, pour obtenir les $S.C_x$ correspondants dans le but de voir une évolution sur ce coefficient. Dans le [tableau 5.1](#), l'évolution des différents cas met en évidence une stabilisation de l'assiette du véhicule, comme nous pouvons le voir sur la [figure 5.2](#). L'augmentation de la charge disposée à l'arrière du véhicule la redresse (mesure d'assiette) et diminue, comme nous pouvons le voir, le $S.C_x$. Nous pensons que cette diminution de $S.C_x$ (de l'ordre de 1.3%) est due à la diminution de la surface du maître couple de ce véhicule qui est minimale pour une assiette de 0° .

La diminution du $S.C_x$ en fonction des cas de charge est également représentée par la flèche noire sur la [figure 5.2](#). Pour étudier l'influence de l'inclinaison du véhicule et par conséquent l'augmentation de la surface du maître couple, nous avons décidé de réaliser une étude de dérapage du véhicule. La soufflerie S10 étant équipée d'un plateau tournant permettant de réaliser des angles de dérapage précis à la voiture, nous avons testé différentes valeurs d'angle entre 0° et 20° en passant par 4° et 10° . Les résultats montrent une augmentation du coefficient de traînée en fonction de l'augmentation de l'angle de dérapage (due à une augmentation de la surface du maître couple), comme il est admis dans la littérature ([G. Bonnavion et al. \[17\]](#)).

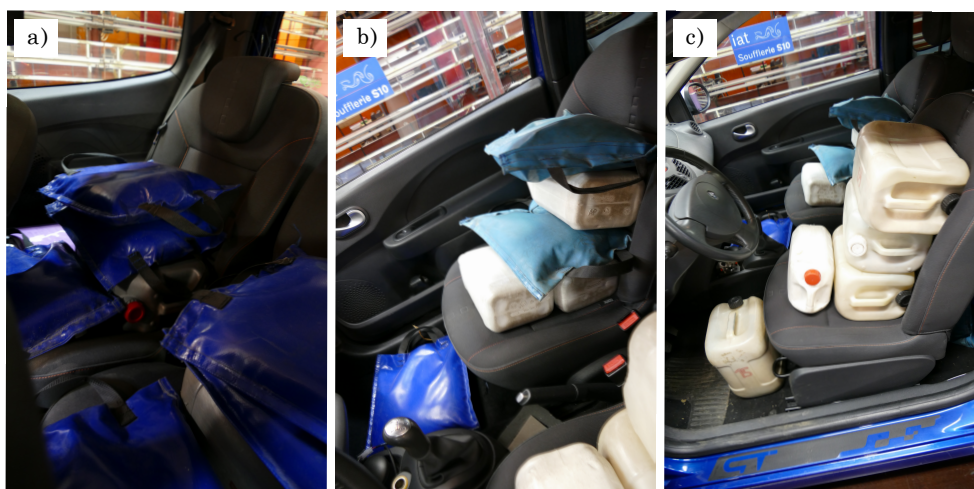


FIGURE (5.3) Représentation des différents cas de charge répertoriés dans le [tableau 5.1](#) avec a) chargement max à l'avant b) chargement max à l'arrière et c) photo d'ensemble.

Nous pouvons donc conclure que la modification de l'orientation de notre véhicule par rapport au sens de l'écoulement influe fortement le coefficient de $S.C_x$. Plus la voiture est inclinée, plus la surface du maître couple est importante. Ce dernier peut également évoluer en faisant des modifications géométriques qui vont directement impacter cette surface. Une étude similaire a été réalisée par [G. Bonnavion et al. \[18\]](#) et montre les mêmes conclusions pour le dérapage.

5.1.2 Effet de l'obstruction de certaines parties du véhicule sur l'aérodynamique globale

Le but de cette section est de montrer la sensibilité de l'écoulement de sillage par des modifications géométriques sur le véhicule. Ces modifications vont donc directement impacter les coefficients aérodynamiques que nous mesurons à chaque essai. Nous avons donc choisi d'effectuer des tests d'obstruction de certaines éléments géométriques du véhicule tels que la calandre ou le becquet. Ces différents tests sont répertoriés dans le [tableau 5.2](#). Les premiers essais sont constitués d'une mesure de $S.C_x$ pour les dix cas énumérés dans le [tableau 5.2](#) et représentés sur la [figure 5.4](#). Nous pouvons remarquer que les cinq premiers cas participent à une augmentation globale de ce coefficient. En effet l'obstruction partielle ou totale de l'aileron empêche l'air de passer entre le toit de la voiture et ce becquet. Un décrochage de couche limite au niveau de ce dernier provoque une zone de recirculation plus grande dans le sillage ce qui empire le coefficient $S.C_x$. Pour le premier cas, ce coefficient augmente légèrement car de l'air passe encore dans la zone centrale comprise entre le toit de la voiture et cet aileron.

TABLE (5.2) Cas d'obstructions géométriques sur la Twingo GT lors des essais en S10.

Cas	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Becquet latéraux	x	x	x	x						
Becquet total		x	x	x						
Perturbateur becquet			x	x						x
Perturbateur latéraux				x	x				x	x
Flaps latéraux						x				
Calandre bouchée							x			
Sans becquet								x	x	x

Pour le deuxième cas, l'obstruction est totale et donc le coefficient $S.C_x$ augmente de manière drastique (4.29%), comparé au premier cas où l'on peut observer une augmentation de 2.14%. Le troisième cas est identique aux deux premiers avec l'ajout d'un perturbateur aérodynamique. Celui-ci est positionné en amont de l'aileron par rapport au sens de l'écoulement et favorise une augmentation plus importante du coefficient $S.C_x$ par rapport aux deux premiers cas, avec une augmentation de l'ordre de 11%. Ce perturbateur aérodynamique, de section cubique (cf. [figure 5.4 c](#))), provoque un décrochage de couche limite plus important en haut du hayon ce qui agrandit encore plus la zone de recirculation partant du haut du hayon vers son milieu. Plus la zone de recirculation est importante plus le véhicule est aspiré et retenu dans son avancée dans l'écoulement. Nous pouvons donc conclure que cette localisation (en haut du hayon) est une position qui présente de fortes modifications aérodynamiques avec de faibles modifications géométriques. La dégradation du coefficient $S.C_x$ peut être importante si nous rajoutons des éléments géométriques qui viennent augmenter le maître couple. Le quatrième cas est identique aux trois premiers avec l'ajout des mêmes perturbateurs aérodynamiques positionnés sur les parties latérales hautes du hayon, comme illustré sur la [figure 5.4 d](#)). Nous pouvons observer une augmentation du coefficient de traînée qui atteint les 13.94%. Nous pouvons donc en déduire que la zone de recirculation de la partie haute du sillage est plus grande et favorise la retenue du véhicule dans son avancement. En effet cette mesure est confirmée par le cas cinq, où seuls les perturbateurs latéraux sont maintenus. Nous remarquons une augmentation de 6.70% ce qui vient confirmer que cette position est également un endroit stratégique pour le contrôle aérodynamique d'écoulement. Le sixième cas consiste à positionner des plaques, comme illustré sur la [fig figure 5.4 e](#)), au même endroit que les perturbateurs aérodynamiques. La différence réside dans le fait que les plaques dépassent du hayon vers le sillage afin de bloquer l'écoulement en évitant de rentrer dans le sillage. Ce dispositif bloque l'écoulement de recirculation dans le sillage ce qui empêche l'interaction des couches limites de cisaillement avec le sillage. Ce cas favorise donc une diminution du coefficient $S.C_x$ de l'ordre de 0.54%. Le septième cas consiste à faire une obstruction totale de la calandre d'aération du moteur, ce qui favorise une diminution de 5.36%. Des études similaires ont été réalisées par *G. Bonnavion et al.* ([17], [16]) où une réduction de 4.16% du coefficient de C_b à été observée pour le bouchage de la calandre d'un Peugeot Partner. De plus l'air ne vient plus interagir avec l'écoulement de sous bassement, ce qui comme nous l'avons démontré avec le corps d'Ahmed, est un paramètre important dans la gestion de la traînée. Cependant cette action n'est pas possible dans un cas pratique car le moteur doit être refroidi et les échanges thermiques entre le radiateur et l'air passant par la calandre ne peuvent être annulés.

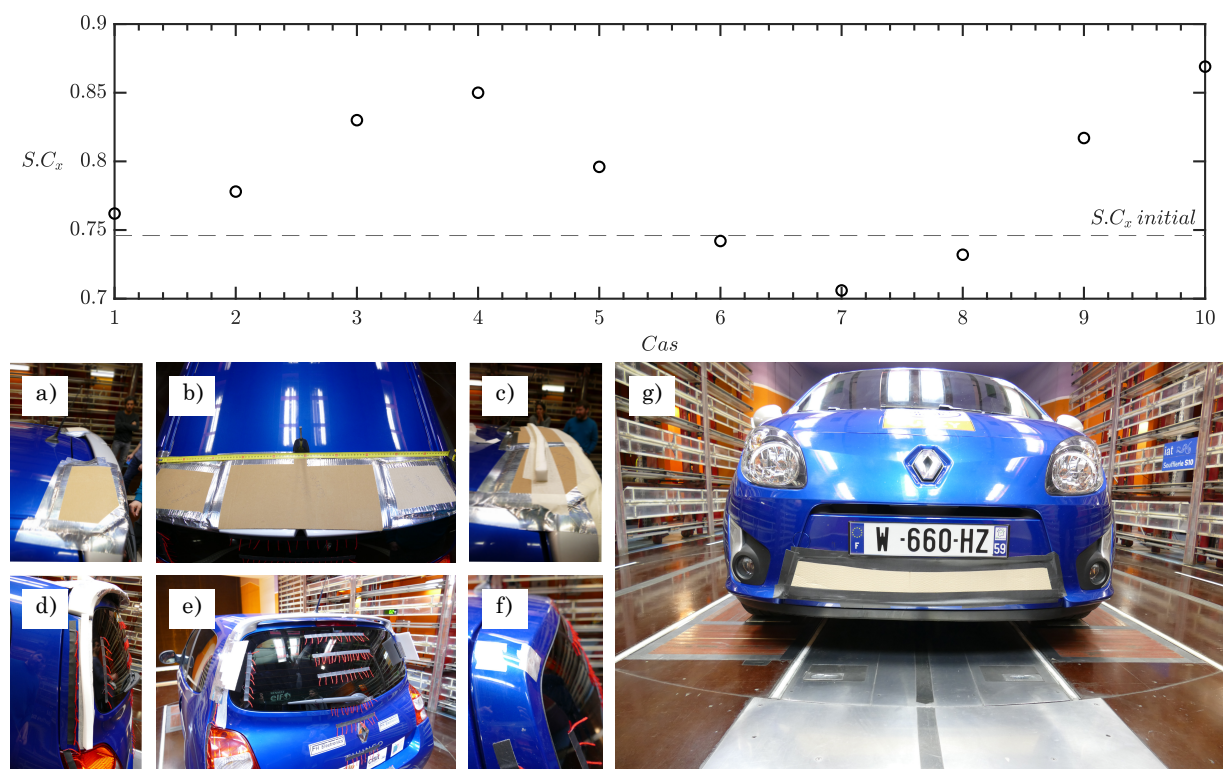


FIGURE (5.4) Mesure de $S.C_x$ en fonction des cas étudiés répertoriés dans le [tableau 5.2](#). a) obstruction partielle de l'aileron, b) obstruction totale de l'aileron, c) obstruction totale de l'aileron avec un perturbateur aérodynamique sur celui-ci, d) perturbateur sur les côtés du hayon arrière, e) disposition des flaps latéraux sur les côtés du hayon arrière, f) véhicule sans aileron initial et g) obstruction de la calandre du moteur.

Le huitième cas propose d'enlever l'aileron original posé par Plastic Omnium sur ce modèle. Nous pouvons nous rendre compte que le simple fait de retirer cet élément géométrique favorise une diminution du coefficient $S.C_x$ de presque 2%. Le décrochage de couche limite s'effectue au niveau de l'arête entre le toit et le hayon arrière ce qui favorise une diminution de la zone de recirculation dans le sillage. Pour les deux derniers cas, nous avons voulu confirmer les zones propices au contrôle des écoulements, en rajoutant les perturbateurs latéraux pour le cas neuf, et en rajoutant le perturbateur avant l'aileron et les perturbateurs latéraux pour le dixième cas. Ces deux cas sont réalisés sans l'aileron initial et favorisent des augmentations de l'ordre de 9.5% et 16,5%, respectivement. Nous pouvons donc en conclure, d'une part, que ces positions sont des endroits stratégiques pour le contrôle d'écoulement mais que nous devons rester à l'intérieur de la surface du maître couple pour éviter d'augmenter cette zone de recirculation. D'autre part, nous sommes ici en condition parfaite d'écoulement et les systèmes de mesure de la soufflerie permettent d'obtenir directement les données aérodynamiques de notre étude. Dans le cas des conditions réelles nous devons mettre en place une stratégie de mesure.

5.1.3 Première mesure sur la piste de Clastres (stratégies de mesures)

L'objectif de cette section est de valider la méthodologie de mesure en conditions réelles que nous avons mise en place suite aux essais réalisés sur la piste de Clastres (cf. [section 2.2.3](#)). Ces essais ont été réalisés dans des conditions d'écoulement non contrôlé.

Cette méthode reste néanmoins théorique à l'heure actuelle, car nous n'avons pas pu approfondir cette méthode avec d'autres essais sur cette piste en raison des récents événements de pandémie de Covid-19. Cependant nous pensons que cette méthode reste très prometteuse, car elle prend en compte une approche différente de ce que nous avons pu voir dans la littérature. Chaque essai est constitué de trois étapes comprenant :

- une accélération jusqu'à une vitesse cible
- une stabilisation à une vitesse constante
- une décélération fin de piste

Pour que les essais soient répétables et cohérents, nous avons sélectionné une période au sein de chaque essai présentant les mêmes paramètres de conduite. Pour ce faire nous avons utilisé le critère de décision suivant, qui nous permet de sélectionner une portion de courbe.

$$Critere = (v > v_{min}) \& \left(\left| \frac{dv(t)}{dt} \right| < a_{max} \right) \& \left(\left| \frac{dV_z}{dt} \right| < v * z_{min} \right) \& (\overline{Contact\ frein} = 1) \quad (5.1)$$

L'objectif est de trouver une portion de l'enregistrement pour laquelle le véhicule est dans un état de régime permanent, c'est à dire où la moyenne des valeurs physiques devient significative. Un exemple d'enregistrement est représenté sur la [figure 5.5 a](#)). Il est valide sur plusieurs zones, la portion retenue est la plus grande zone de validité du critère.

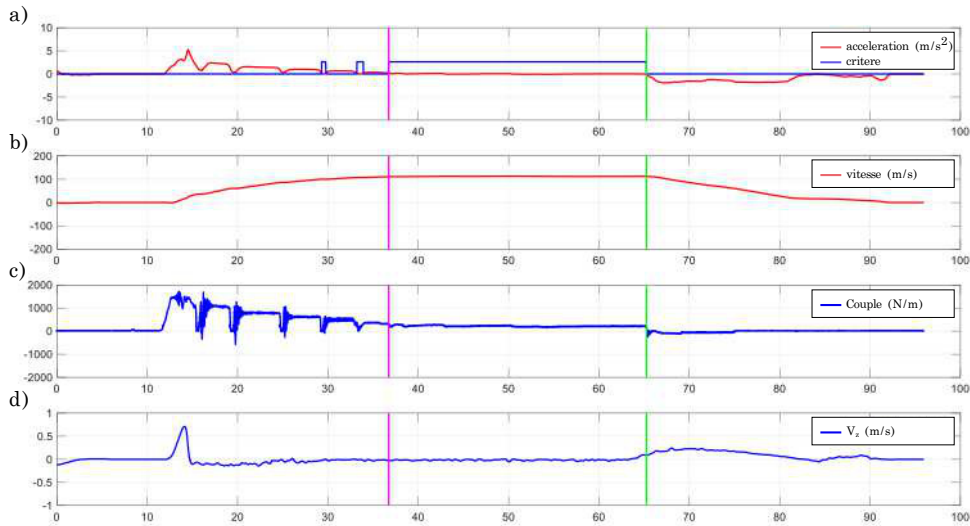


FIGURE (5.5) Exemple de données recueillies avec la portion de données sélectionnée représentée entre les lignes "—" et "—".

Si nous reprenons l'équation que nous avons mis en place dans la [section 1.1](#), la dynamique du véhicule s'exprime sous la forme :

$$M \frac{dv(t)}{dt} = F_{mot} \pm m.g.\sin(\vartheta(d(t))) - F_{ext}(t) \quad (5.2)$$

Le signe \pm dans l'équation est lié au fait que la piste est parcourue dans les deux sens. Dans le sens n° 1 : départ vers arrivée, le véhicule subit un vent de face et une légère montée.

Dans le sens n° 2 : arrivée vers départ, le véhicule subit un vent de dos et une légère descente. Nous avons plusieurs coefficients qui restent inconnus, tel que l'angle de la pente $\vartheta(d(t))$, l'accélération ou encore les forces extérieures. Comme nous avons pu l'introduire précédemment, notre véhicule est équipé de capteurs nous permettant de mesurer l'ensemble de ces variables.

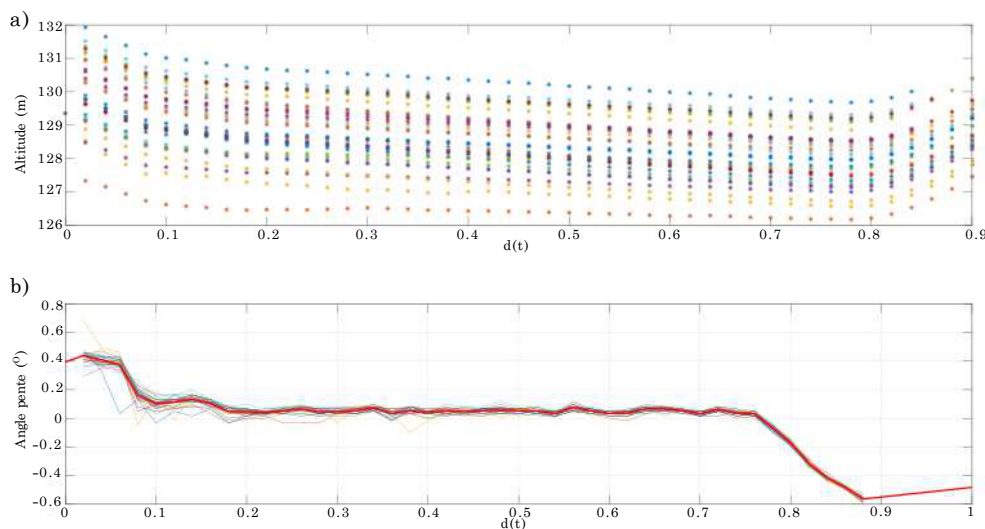


FIGURE (5.6) a) Altitude en fonction de la distance normalisée $d(t)$. b) Variation angulaire de la route estimée pendant l'ensemble des essais avec la moyenne associée représentée par "—".

Dans un premier temps, nous avons mesuré l'accélération longitudinale ($\frac{dv(t)}{dt}$) mesurée par la centrale inertielle et représentée sur la figure 5.5 a). Nous pouvons donc en déduire la vitesse représentée sur la figure 5.5 b). Dans un second temps, la pente ($\vartheta(d(t))$) est estimée en utilisant la mesure moyenne de pente en fonction de la distance parcourue. Pour ce faire, nous utilisons les mesures issues d'un système de positionnement précis (Vbox3i-RTK). Ce dernier est constitué de :

- Deux capteurs GPS permettant de mesurer le cap et la position du véhicule.
- Un système de correction RTK permettant de ramener l'incertitude de positionnement des GPS jusqu'à 2 cm.
- Une centrale inertielle comprenant trois accéléromètres et trois gyroscopes.
- Un filtre de Kalman permettant de réaliser la fusion des données mesurées.

Ce système permet donc un positionnement à 100 Hz très précis du véhicule dans le plan local selon une projection conique conforme de Lambert (RGF93/Lambert93). Nous projetons ensuite ces données dans un repère X-Y local que nous avons aligné sur la piste, dont l'origine est centrée sur le bout de la piste. Sur la figure 5.6 a) nous avons représenté l'altitude en fonction d'une distance (parcourue par le véhicule pendant un essai) normalisée où $d(t)=0$ correspond au bout de la piste et $d(t)=1$ correspond à une situation proche du point de départ de chaque essai. Cependant, le système de positionnement est configuré pour avoir une bonne précision absolue en X-Y au détriment de la précision en Z, ce qui explique les fortes variations d'altitude entre les différents essais pouvant aller jusqu'à 5 m (cf. figure 5.6 a)). Néanmoins, la précision relative reste suffisante pour estimer correctement la pente de la route, que nous avons représentée sur la figure 5.6 b) en fonction de cette distance parcourue par notre véhicule.

Nous voyons que les écarts entre les résultats des différents essais sont faibles et nous les avons moyennés pour obtenir la courbe représentée par "—" sur la figure 5.6 b). On obtient alors les variations angulaires de la route, ce qui nous permet d'obtenir $\vartheta(d(t))$ de l'équation 5.2. D'après cette équation nous connaissons désormais l'ensemble des inconnues, excepté les forces extérieures. Leur estimation est donc obtenue via l'équation 5.2. Nous avons représenté, en figure 5.7, deux essais (un aller et un retour respectivement) consécutifs illustrés respectivement par les courbes "—" et "—". Nous pouvons voir que les valeurs des forces extérieures estimées par notre méthode, sont similaires et constantes pendant ces deux essais. Nous pouvons également remarquer que les « fortes » variation de couple (Torque) sont compensées par de faibles oscillations de l'accélération, ce qui explique cette constance des signaux des forces extérieures.

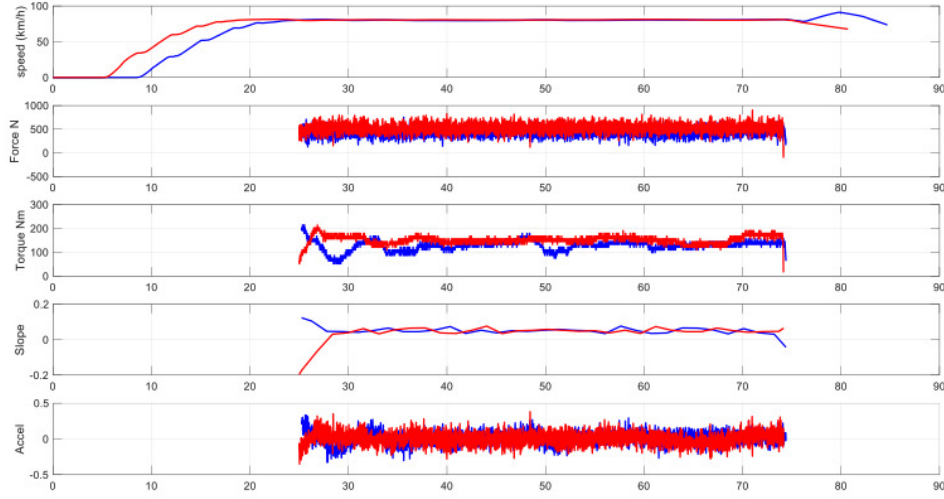


FIGURE (5.7) Exemple de données recueillies par les dispositifs de mesures, sur deux essais consécutifs correspondant à un aller et un retour sur la piste de Clastres.

Maintenant que nous avons obtenu une estimation des forces extérieures, nous pouvons estimer le $S.C_x$ associé. Les forces extérieures se décomposent en deux parties :

$$F_{ext}(t) = C_{rr}m.g.\cos(\pm\vartheta) + \frac{1}{2}\rho S(v(t) \pm v_{wind})^2 C_d \quad (5.3)$$

Avec v_{wind} la vitesse inconnue du vent, supposée constante. Pour simplifier, on pose $\alpha_1 = C_{rr}m.g.\cos(\vartheta)$ et $\alpha_2 = \frac{1}{2}\rho S C_d$, d'où :

$$F_{ext}(t) = \alpha_1 + \alpha_2(v(t) \pm v_{wind})^2 \quad (5.4)$$

Dans cette équation, on a supposé $\cos(\vartheta) = cste$, car la fonction cos est paire, donc le signe de la pente n'influence pas le résultat. Chaque essai est par conséquent résumé à un couple $(\bar{v}(i), \overline{F_{ext}}(i))$. Les paramètres sont estimés en minimisant une erreur quadratique de la forme :

$$J = \sum_{i \in \text{Aller}} \left(\overline{F_{ext}}(i) - \alpha_1 - \alpha_2(\bar{v}(i) - v_{wind})^2 \right)^2 + \sum_{i \in \text{Aller}} \left(\overline{F_{ext}}(i) - \alpha_1 - \alpha_2(\bar{v}(i) + v_{wind})^2 \right)^2 \quad (5.5)$$

La minimisation du critère, partant d'une solution initiale réaliste, permet d'obtenir le résultat escompté. L'optimisation de α_1 et α_2 est un problème linéaire pouvant être résolu simplement.

L'introduction de la vitesse du vent complexifie le calcul de la solution et un algorithme Trust-Region Quasi Newton est utilisé (fonction `fminunc` de Matlab). Par exemple, en fixant la vitesse $v_{wind} = 0$ c'est à dire en condition de vent parallèle à l'avancée du véhicule (condition soufflerie, et en prenant des valeurs de $\alpha_1 = 260.94$ (mesuré pendant un essai) et $\alpha_2 = 0.48$ nous trouvons un $S.C_x \approx 0.77$ pour une vitesse de $U_\infty = 30.55 \text{ m/s}$ ce qui est proche du $S.C_x \approx 0.74$ mesuré en soufflerie S10. La méthode présente cependant plusieurs paramètres incertains comme le coefficient de frottement des pneus ou encore la vitesse du vent. Il faudrait les mesurer avec précision à l'aide de nouveaux systèmes de mesure. Cette technique est prometteuse mais nécessite un approfondissement que nous n'avons pas eu le temps de réaliser.

Synthèse

Les premiers essais en soufflerie S10 ont permis de mieux comprendre la dynamique d'écoulement autour du véhicule étudié, la Twingo GT. Nous avons pu mettre en évidence un comportement similaire à n'importe quel autre véhicule étudié en soufflerie au niveau des mesures de dérapage. Par la suite, l'obstruction des différentes parties géométriques a permis d'identifier les zones propices à un positionnement d'actionneurs pour le contrôle d'écoulement. Nous avons pu déterminer que le becquet d'origine favorisait une augmentation de la traînée du véhicule et que par conséquent tout futur actionneur, quel qu'il soit devra se trouver à l'intérieur de la surface du maître couple. De plus les positions latérales hautes du hayon favorisent des modifications fortes de la traînée. Enfin nous pouvons également remarquer que le bouchage de la calandre modifie fortement l'écoulement de sous bassement de la Twingo GT qui vient interagir avec l'écoulement de recirculation de sillage comme nous l'avons démontré avec le corps d'Ahmed précédemment. Nous avons donc deux positions propices au contrôle aérodynamique de sillage que nous avons représentées sur la [figure 5.8](#).

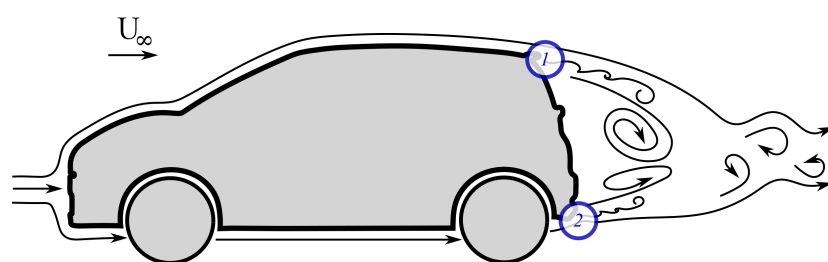


FIGURE (5.8) Localisation des deux positions propices au contrôle d'écoulement, avec "①" la partie haute du hayon faisant référence au cas 6 et 8 du [tableau 5.2](#), et "②" la partie basse du pare choc arrière où l'écoulement de sous bassement rentre en interaction avec le sillage.

La première ("①") montre l'endroit où le décrochage de couche limite de l'écoulement supérieur rentre en interaction avec l'écoulement de retour du sillage. Dans un premier temps, nous avons remarqué de fortes modifications topologiques à cet endroit avec la maquette du corps d'Ahmed, puis dans un second temps avec les modifications géométriques de la voiture. Dans une optique de provoquer une perturbation et de la contrôler, nous avons décidé de concentrer nos efforts sur cette position de contrôle en développant un aileron actif possédant trois positions indépendantes de soufflage.

Cet aileron, positionné de manière à ce que la tangente de la courbure de l'extrados soit affleurant à la surface du toit, permet de faire un soufflage indépendant à droite et à gauche par rapport au soufflage central (cf. [section 2.2.2](#)). La deuxième position, représentée par le symbole "②" sur la [figure 5.8](#), semble être également un endroit de contrôle intéressant. En effet, d'après l'étude que nous avons effectuée sur le corps d'Ahmed (cf. [section 3.2.3](#)), la modification de l'écoulement de sous bassement permet de moduler l'écoulement de recirculation du sillage.

Pendant nous n'avons pas développé de système de contrôle à cet endroit. Pour faire suite aux travaux de thèse de [C. Chovet \[30\]](#) nous avons décidé de nous concentrer uniquement sur la position "①", la partie "②" ne sera pas étudiée dans ces travaux et fera l'objet d'une discussion en perspective.

5.2 Influence du dispositif de contrôle

L'aileron actif possède deux variables de contrôle ; la première est l'angle d'incidence qui peut être ajusté à l'aide d'un vérin électrique piloté en direct avec notre boîtier de contrôle (DSpace). La seconde consiste à piloter le soufflage d'air (généré par le compresseur de climatisation interne de notre véhicule). Ce soufflage est découplé entre les actionneurs gauche, droite et central. Le but des essais que nous avons réalisés dans la soufflerie S2A (cf. [section 2.2.3](#)) est de déterminer, dans un premier temps, si ce dispositif a une influence sur l'écoulement naturel se développant sur la Twingo GT. Pour ce faire nous avons réalisé des essais sans activation d'air, afin de déterminer si ce dispositif augmente le $S.C_x$ initial de la voiture, tout en réalisant des essais préliminaires d'incidence de véhicule et de dépendance au nombre de Reynolds, pour les comparer aux résultats de la S10. Dans un second temps nous avons réalisé des tests d'incidence de l'aileron afin d'observer ou non une modification notable de traînée. Enfin nous avons réalisé des tests de contrôle en boucle ouverte et en boucle fermée afin de compléter ces premiers résultats.

5.2.1 Caractérisation du système de contrôle sans activation

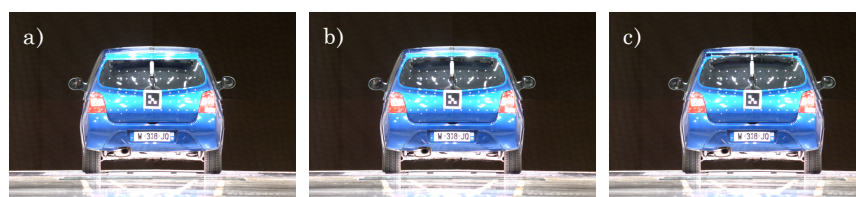


FIGURE (5.9) Mesure de maître couple pour trois positions d'aileron. a) Position basse, b) position à mi-course du vérin et c) position haute (course maximale du vérin).

Pour pouvoir calculer le coefficient $S.C_x$, nous avons réalisé des mesures de maître couple. Comme notre aileron est ajustable angulairement, nous avons sélectionné trois cas critiques de position d'aileron pour effectuer ces mesures. Nous avons décidé de positionner l'aileron en position basse, à moitié de la course du vérin électrique et en position haute où la tangente à la surface de l'aileron est alignée avec la surface du toit dans le but de ne pas dépasser la surface du maître couple. Ces orientations d'ailerons sont représentées sur la [figure 5.9](#). À l'aide d'une caméra calibrée nous avons pu prendre une photo normalisée correspondant à une surface de 3×3 .

Le carton collé au centre de la voiture, permet de faire la focale sur la photo prise sur fond noir afin de réaliser une découpe numérique du véhicule et d'en calculer la surface à l'aide d'un programme Matlab. Ces résultats, représentés sur la figure [figure 5.10](#), nous permettent de confirmer que l'angle d'inclinaison de notre aileron n'a aucune incidence sur la mesure du maître couple. Nous pouvons donc garantir que la position de notre aileron choisie n'augmente pas la surface du maître couple.

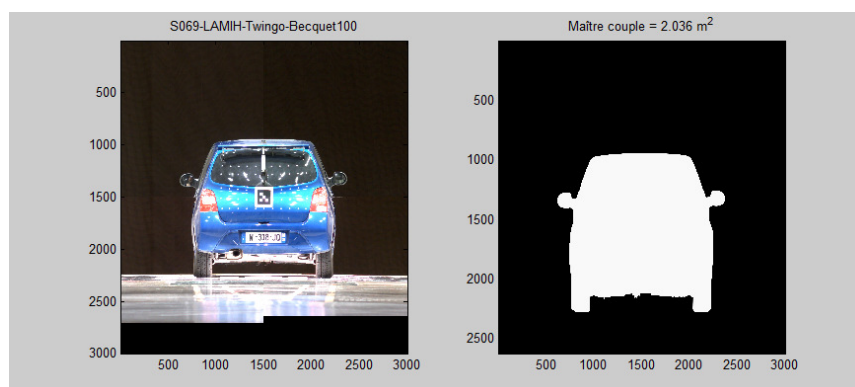


FIGURE (5.10) Mesure de maître couple avec une représentation de la photo réelle puis découpée et calculée par Matlab.

Le but de cette étude a été de créer des perturbations aérodynamiques via l'aileron, dans l'optique de les contrôler par la suite. Nous avons voulu développer un démonstrateur fonctionnel pour valider la faisabilité de notre étude. Dans un premier temps, nous avons placé l'aileron (perturbateur d'écoulement) avec une position de 80 % de la course maximale du vérin, $C_{VE} = 0.8$. Cette position a été choisie car l'aileron suit parfaitement la ligne de courbure du toit et permet de ne pas créer de modification de l'écoulement en aval. Pour cette position, nous avons réalisé des tests de dépendance au nombre de Reynolds couplés à des mesures de balance aérodynamique (cf. [Annexe D](#)) et des mesures de C_p à l'aide de notre scanner embarqué (cf. [section 2.1.1](#)). Cette dépendance au nombre de Reynolds a été effectuée en soufflerie. Pour ce faire nous avons fait varier le nombre de Reynolds $Re_h = 2.21 \times 10^5$ à $Re_h = 6.62 \times 10^5$, correspondant à des vitesses $U_\infty = 50 \text{ km/h}$ et $U_\infty = 150 \text{ km/h}$ respectivement, par pas de 20 km/h . Les résultats de ces différentes mesures de vitesse sont représentés sur la [figure 5.11](#). Comparativement aux essais que nous avons réalisés dans la soufflerie S10, la dépendance au nombre de Reynolds montre des différences significatives. Si nous comparons les [figure 5.11 a\)](#) et [figure 5.1](#), nous pouvons voir que pour une plage de nombres de Reynolds quasi identique, le coefficient $S.C_x$ est beaucoup plus bas que dans le cas d'un écoulement naturel. Cette diminution est de l'ordre de 2% pour l'ensemble des nombres de Reynolds étudiés. Nous pouvons supposer que cette diminution est due au fait que d'une part l'aileron guide l'écoulement provenant de la surface du toit vers l'intérieur du sillage, et d'autre part à la prise en compte du sol défilant. Cette action a donc tendance, d'une part, à forcer l'écoulement externe à rentrer dans le sillage et d'autre part, à éloigner légèrement les centres tourbillonnaires de la surface arrière. L'éloignement des centres tourbillonnaires permet de réduire le coefficient C_b . Dans un second temps, nous avons réalisé des mesures de coefficients de portance et de dérive pour voir le comportement de notre véhicule par rapport à la position de l'aileron. En effet, une mauvaise position de l'aileron favorisera un dérapage unilatéral.

Comme nous pouvons le voir sur la [figure 5.11 b\)](#) les coefficients C_x et C_y ne sont pas dépendants au nombre de Reynolds car ils sont relativement constants pour ces différentes mesures. Nous pouvons en revanche observer une légère augmentation de la portance en fonction de la vitesse, ce qui peut s'expliquer par l'angle d'incidence de l'aileron bloqué à 80% de la course maximale du vérin. Sur la [figure 5.11 c\)](#), nous avons représenté le coefficient de portance entre l'avant et l'arrière du véhicule. Nous pouvons remarquer que l'évolution de ces deux courbes est opposée et qu'elle est typique de ce genre de véhicule.

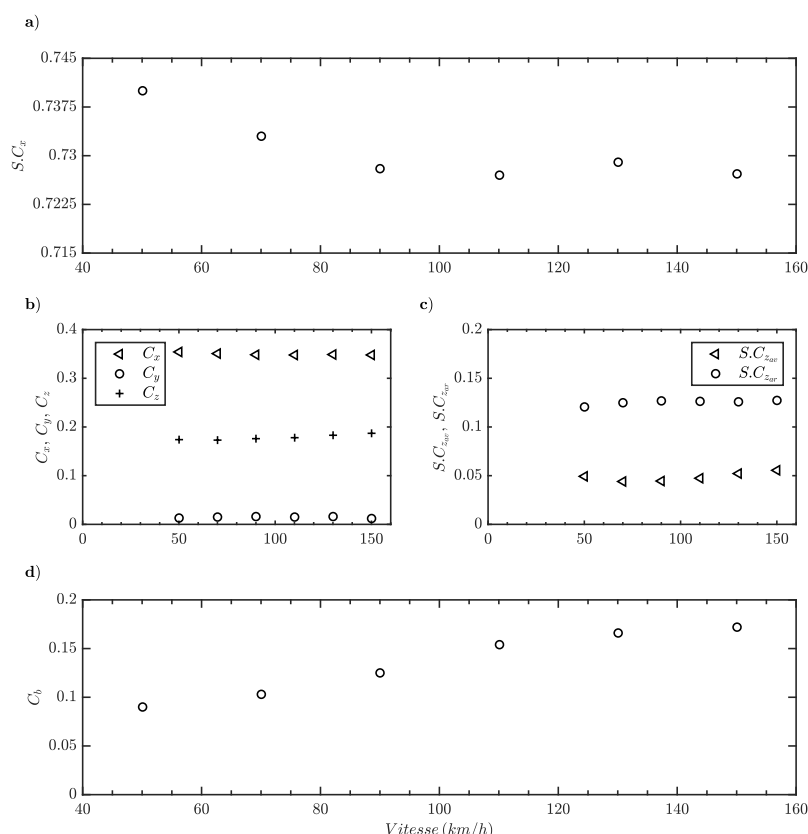


FIGURE (5.11) Étude de dépendance au nombre de Reynolds de notre configuration d'essais avec, a) mesure du $S.C_x$ en fonction de la vitesse, b) représentation du C_x et C_y et C_z en fonction de la vitesse, c) représentation des différents coefficients de portance pour l'avant ($S.C_{z_{av}}$) et l'arrière ($S.C_{z_{ar}}$) du véhicule. d) coefficient de succion C_b en fonction de la vitesse.

De plus les valeurs du $S.C_{z_{ar}}$ sont plus élevées que celles du $S.C_{z_{av}}$, ce qui s'explique par l'angle d'incidence induit par la courbure de l'aileron sur la position de 80% de sa course maximale. En effet cet angle génère une légère portance induite, comme l'angle de calage sur les avions (A380 par exemple) pour leur permettre de décoller plus facilement. Enfin, nous avons réalisé des tests avec le scanner de pression pour voir la répartition de la pression dans le sillage en proche paroi du hayon. Nous avons donc une estimation du coefficient d'aspiration global (C_b) sur la face arrière du véhicule. Nous pouvons voir que ce dernier, représenté sur la [figure 5.11 d\)](#) augmente avec la vitesse. L'augmentation est plus importante entre 70 km/h et 110 km/h au delà le C_b reste quasi stable autour de $C_b = 0.157$. Pour la suite de ces travaux, nous allons étudier, pour une vitesse donnée, les différentes variables de contrôle que nous avons mises en place. D'après les résultats obtenus pour le $S.C_x$ et le coefficient d'aspiration C_b , nous avons choisi une vitesse de 110 km/h de sorte que les coefficients soit le plus indépendants de la vitesse que possible.

5.2.2 Aileron perturbateur aérodynamique

Le but de notre aileron est de créer des perturbations aérodynamiques de manière passive. En effet nous voulons générer une forme de bi-stabilité à l'aide de la géométrie de l'aileron dans le but de la contrôler avec les couteaux d'air actifs. Nous avons donc réalisé différentes mesures en faisant varier l'angle d'incidence de cet aileron (α) pour une vitesse fixe d'écoulement, $U_\infty = 110 \text{ km/h}$ (soit $U_\infty = 30.55 \text{ m/s}$). L'ensemble de ces tests a été réalisé avec une variation de la course du vérin électrique C_{VE} allant de 0 (course minimale) à 1 (course maximale), par pas de 0.2. Nous avons également réalisé des mesures d'efforts aérodynamiques durant les mesures de scanner de pression embarquées, dans le but d'observer l'état du sillage (bi-stable ou non). L'ensemble de ces résultats est résumé dans le [tableau 5.3](#). Ce dernier montre une valeur critique pour $C_{VE} = 0.4$ pour laquelle le $S.C_x$ est minimale. Nous avons sélectionné ce cas pour l'étude suivante.

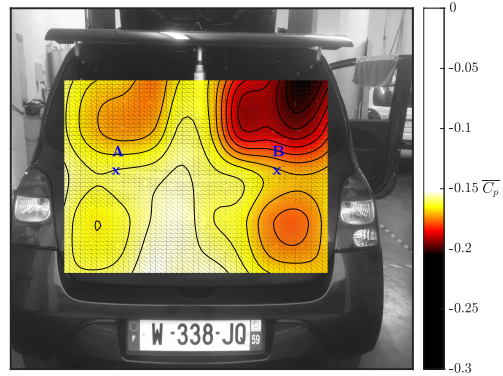


FIGURE (5.12) Cartographie de C_p de la face arrière de la voiture moyennée sur une période courte, pour $C_{VE} = 0.4$.

TABLE (5.3) Résumé des résultats de variation de l'angle d'incidence α de l'aileron.

Vitesse (km/h)	C_{VE}	Etat	$S.C_x$
110	0	Stable	0.727
110	0.2	Bi-stable positif	0.726
110	0.4	Bi-stable positif négatif	0.724
110	0.6	Bi-stable positif négatif	0.728
110	0.8	Bi-stable positif négatif	0.728
110	0.1	Bi-stable rapide plus faible amplitude	0.735

Dans un premier temps, nous avons réalisé une cartographie du champ de pression moyen. Cette cartographie, représentée sur la [figure 5.12](#), montre une répartition de la pression sur la face arrière qui est fortement similaire à celle de la face arrière du corps d'Ahmed, où la bi-stabilité est favorisée. Comparativement à la [figure 3.7](#) sur la dernière ligne du bas, la répartition du coefficient de pression C_p est quasi identique avec une zone de surpression centrale avec des zones plus dépressionnaires au niveau des coins de la face arrière (couleurs rouge et noir). Dans un second temps, nous avons fait une étude temporelle de notre rapport $r = (p(B) - p(A))/(p(A) + p(B))$ entre les points A et B tous deux représentés sur la [figure 5.14 a\) et b\)](#). Cette évolution temporelle (cf. [figure 5.14 c\)](#)) permet de montrer un comportement bi-stable, entre deux états $\#N$ et $\#P$, tous deux représentés par les "-" sur la densité de probabilité associée.

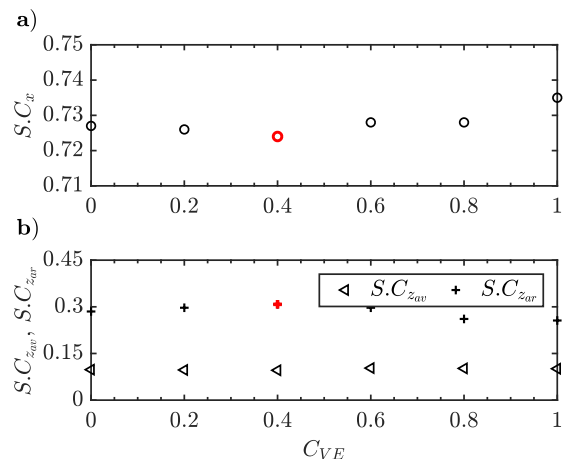


FIGURE (5.13) Mesure de $S.C_x$ et de C_b en fonction de la course du vérin C_{VE} modulant l'angle d'incidence de l'aileron. Le symbole "o" représente le point critique où le coefficient $S.C_x$ est le plus bas.

Sur la [figure 5.14 a\) et b\)](#), nous avons représenté une cartographie de C_p que nous avons moyennée de manière conditionnelle suivant les deux états de ce rapport r . Nous obtenons ainsi les deux cartographies de pression pour $\#N$ et $\#P$, confirmant ce comportement bi-stable semblable à celui observé sur le corps d'Ahmed et représenté sur la [figure 4.23](#). Les deux cartographies obtenues à l'aide des mesures sur la voiture restent plus complexes dans la répartition de la pression, ce qui est dû à la géométrie plus complexe de notre véhicule comparé au corps d'Ahmed. Nous voyons bien, à l'aide de la densité de probabilité, que la répartition entre les deux n'est pas homogène. Nous pensons que cet état favorisé est dû à plusieurs facteurs, tels que la géométrie de la voiture qui n'est pas parfaitement identique des deux côtés.

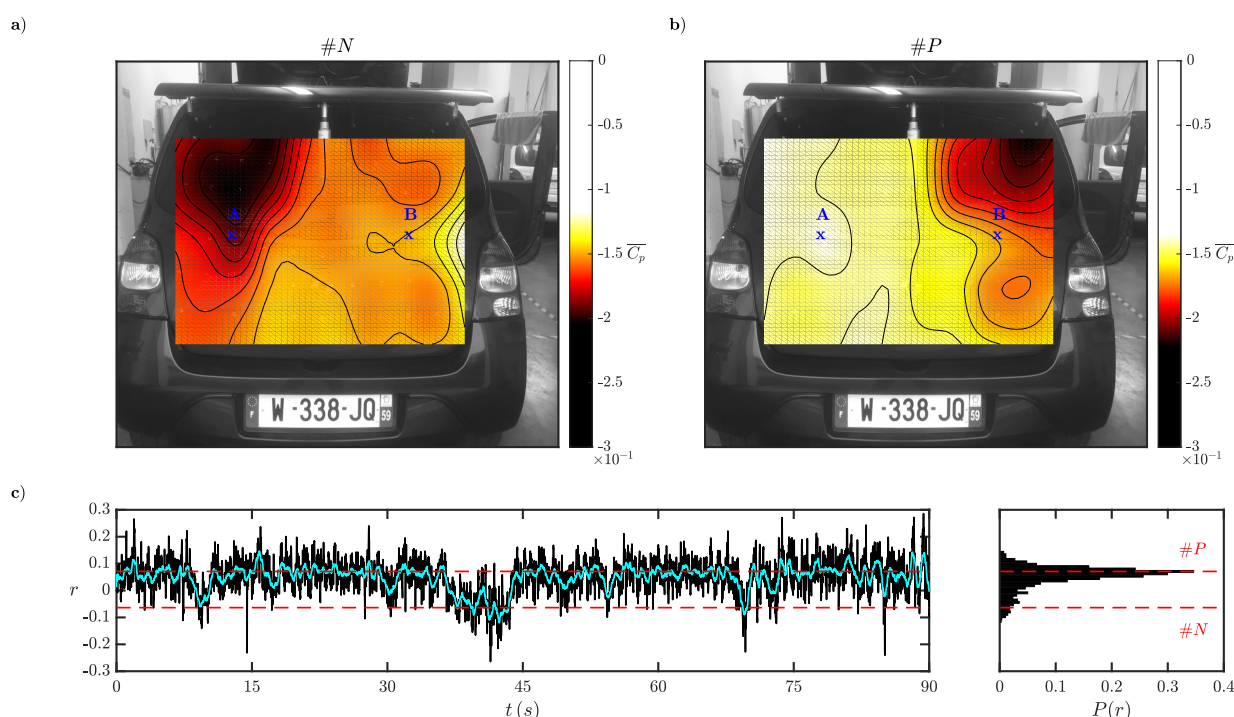


FIGURE (5.14) (a) Cartographie de $\overline{C_p}$ conditionnée pour $\#N$. (b) Cartographie de $\overline{C_p}$ conditionnée pour $\#P$. (c) Évolution temporelle du rapport $r = (p_B - p_A)/(p_A + p_B)$ entre les points A et B en bleu, pour une vitesse $U_\infty = 110 \text{ km/h}$. (d) Densité de probabilité du rapport r , avec les deux états $\#N$ et $\#P$ représentés par les lignes horizontales "- -".

Si nous comparons l'évolution temporelle de la [figure 5.14 c\)](#) avec les deux cartographies de pression, nous pouvons conclure que l'état le plus favorisé est la zone dépressionnaire du côté droit de la face arrière de la Twingo GT (côté du point B). Cet état favorisé peut alors expliquer la faible valeur de coefficient de dérive que nous avons mesurée en parallèle qui est de $C_y = 0.016$. Nous pouvons donc voir que l'aileron remplit son rôle en générant une instabilité s'apparentant à la bi-stabilité. Le point intéressant est que ce phénomène aérodynamique est modulé par l'angle d'incidence de l'aileron que nous avons développé. Si nous regardons les mesures de $S.C_x$ associées, nous pouvons voir que l'apparition de la bi-stabilité est corrélée avec une augmentation du coefficient de traînée. Au fur et à mesure que l'on augmente la dynamique de ce phénomène, ce dernier augmente de plus en plus. Cependant un point critique peut être observé et est représenté dans le [tableau 5.3](#) par la ligne en rouge. En effet, malgré l'apparition d'une bi-stabilité, le coefficient de traînée est le plus bas (cf.[figure 5.13 a\)](#) avec le point "o"), à chaque essai que nous réalisons à $C_{VE} = 0.4$.

D'après notre expérience acquise avec le corps d'Ahmed, nous pensons que cet écoulement dévié pourrait interagir avec l'une des structures tourbillonnaires du sillage, et par conséquent l'éloigner de la surface arrière diminuant ainsi le coefficient de traînée. Il serait intéressant de réaliser un balayage avec un peigne à sonde de Kiehl, avec et sans le dispositif pour observer une modification topologique du sillage et vérifier ou non cette hypothèse. Nous pouvons également observer une valeur maximale du coefficient de portance arrière à ce point précis, comme nous l'avons représenté sur la [figure 5.13 b](#)) avec le point "➕". Par la suite, nous avons réalisé des mesures de $S.C_x$ en condition de dérapage, dans le but d'observer le comportement des coefficients $S.C_x$, C_y et les coefficients $S.C_z$. Pour ce faire, nous avons utilisé le plateau tournant de la soufflerie S2A pour faire varier l'angle de dérapage de la voiture entre, $\beta = -10^\circ$ à $\beta = 10^\circ$ par pas de 2.5° .

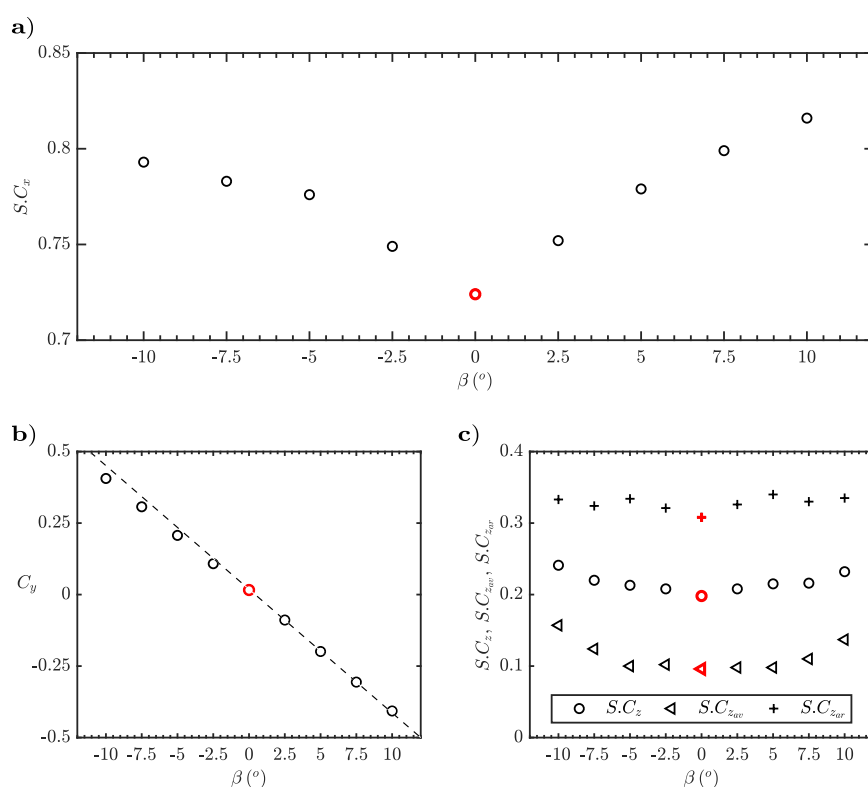


FIGURE (5.15) Dans le cas des mesures en condition de dérapage entre une valeur de -10° à 10° par pas de 2.5° : a) Mesure de $S.C_x$, b) Mesure de C_y et c) Mesure de $S.C_z$, $S.C_{z_{av}}$ et $S.C_{z_{ar}}$. Les symboles "○", "△", et "➕" représentent les valeurs des coefficients aérodynamiques où le coefficient $S.C_x$ est le plus bas.

Nous voulons observer si l'aileron modifie le comportement de l'aérodynamique générale de notre véhicule. Nous nous sommes donc placés dans les conditions d'écoulement de $U_\infty = 30.55 \text{ m/s}$ avec un angle d'incidence d'aileron correspondant à une course de vérin de $C_{VE} = 0.4$. Dans ces conditions, les coefficients aérodynamique globaux sont : $S.C_x = 0.724$ soit un $C_x = 0.356$, un $C_y = 0.016$ et un $C_z = 0.198$ correspondant à un $S.C_{z_{av}} = 0.096$ et un $S.C_{z_{ar}} = 0.308$, représenté sur la [figure 5.15](#), par les symboles "○", "△", et "➕". L'évolution du $S.C_x$ en fonction de l'angle de dérapage montre un comportement symétrique avec une augmentation corrélée à une augmentation de la valeur (absolue) de l'angle de dérapage, ce qui est typique pour ce genre de véhicule.

Nous pouvons l'expliquer par l'augmentation de la surface du maître couple à mesure que cet valeur d'angle augmente. Une légère dissymétrie peut être observée en comparant les différentes portions de la courbe située entre -10° et -5° et entre 5° et 10° sur la [figure 5.15 a](#)). Sur la portion où les angles sont négatifs, nous pouvons voir deux pentes dont une caractérisée par un coefficient directeur plus faible, contrairement à la portion d'angle positif où cette évolution reste linéaire. Nous pouvons l'expliquer par la présence du collecteur de gaz d'échappement que nous avons disposé en sortie de pot d'échappement. Cet élément est obligatoire pour des valeurs de vitesses supérieures à 30 km/h. L'évolution du C_y (cf. [figure 5.15 b](#))), montre un comportement fortement linéaire que nous pouvons retrouver dans la littérature. Sur la [figure 5.15 c](#)), nous pouvons voir les résultats du coefficient de portance général, ainsi que les coefficients de portance sur l'avant et l'arrière du véhicule. Ce coefficient sur l'arrière est toujours supérieur à celui sur l'avant du véhicule avec un comportement opposé entre l'avant et l'arrière, ce qui justifie bien une légère élévation de l'arrière du véhicule due à l'orientation de l'aileron. Le comportement de l'ensemble de ces coefficients aérodynamiques reste conforme à un écoulement automobile standard pour ce genre de véhicule. Nous pouvons en déduire que notre aileron génère une faible portance induite sur l'arrière de notre véhicule qui est fonction de l'angle d'inclinaison de l'aileron, comme peut nous le montrer la [figure 5.13 b](#)), avec un maximum situé pour une course de vérin $C_{VE} = 0.4$. Après étude en dérapage il s'avère que les conditions où le véhicule est parfaitement parallèle au sens de l'écoulement sont les plus favorables en termes de traînée avec un $S.C_x$ minimal. Les conditions les plus favorables à une traînée minimale sont donc une vitesse d'écoulement $U_\infty = 30.55 \text{ m/s}$ et une course de vérin $C_{VE} = 0.4$. Nous pouvons voir, à l'aide de la [figure 5.14 c](#)), que l'instabilité, comparable à de la bi-stabilité et mise en évidence par le rapport r favorise un côté préférentiel. Dans la suite de cette étude, nous allons prouver l'efficacité d'un soufflage continu et du dispositif que nous avons développé et embarqué dans notre véhicule (dispositif entièrement autonome). Si l'instabilité favorise un côté, nous devons souffler de l'autre côté pour la faire basculer de l'autre côté.

5.2.3 Résultats du contrôle en écoulement maîtrisé (soufflerie)

Le but de cette partie est de démontrer l'efficacité du système autonome que nous avons embarqué. Nous avons donc réalisé des tests en soufflerie S2A avec une vitesse de vent de $U_\infty = 25 \text{ m/s}$. Nous avons démarré l'enregistrement après que le vent se soit établi et après avoir vérifié l'instabilité similaire à la bi-stabilité avec un état préférentiel similaire à $\#P$. Nous avons donc soufflé dans le sens opposé pendant 20 secondes, dans le but d'observer un changement d'état potentiel. Sur la [figure 5.16 c](#)), nous avons tracé la période d'activation du soufflage continu (créneau égal à 1 sur la courbe " — ") ainsi que le rapport r (" — ") entre les points A et B représentés par les " \mathbf{x} " sur la [figure 5.16 a](#)) et b), couplés à la pression embarquée dans la réservoir P_T fournissant la pression pour le soufflage continu. Cette pression plafonnée à 8 bars pour cette étude se recharge automatiquement lorsqu'elle tombe en dessous de 4 bars. C'est la raison pour laquelle nous pouvons voir un cycle de décharge et de recharge sur la courbe " — " représentant la pression du réservoir P_T . Le cycle de recharge correspond à l'activation du compresseur lors de l'arrêt du soufflage.

Nous pouvons voir sur la densité de probabilité que l'état préférentiel, correspondant à la courbe "—", montre bien une probabilité uni-modale correspondant à la cartographie de pression représentée sur la [figure 5.16 b\)](#) où une forte dépression n'est observée que d'un seul côté, au niveau du point B. Lors du soufflage continu à gauche, nous avons représenté sur la [figure 5.16 a\)](#) la cartographie de $\overline{C_p}$ conditionnée sur cette période d'activation.

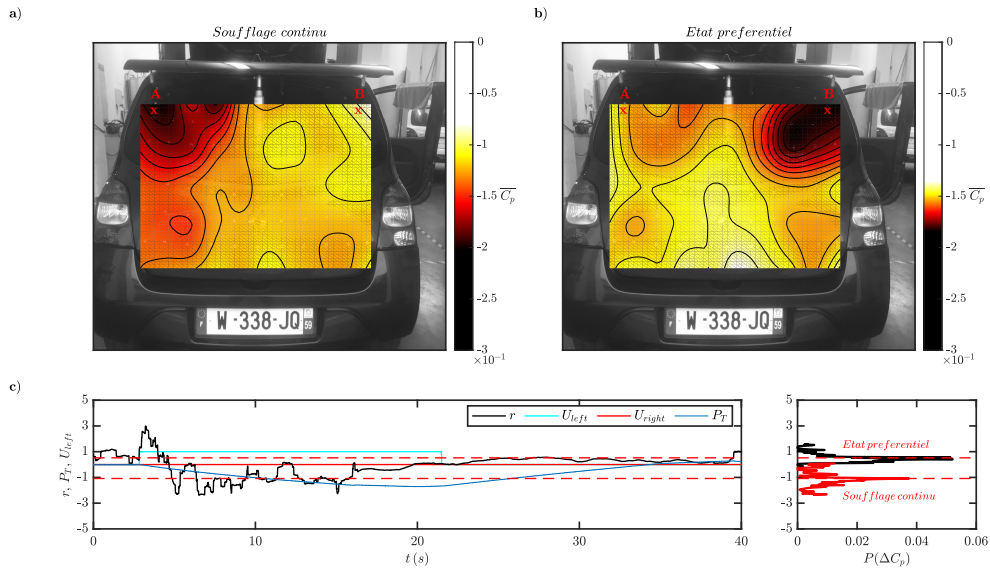


FIGURE (5.16) (a) Cartographie de pression moyennée conditionnée pour un soufflage continu. (b) cartographie de pression moyennée conditionnée pour l'état préférentiel (c) évolution temporelle du rapport $r = (p_B - p_A)/(p_A + p_B)$ entre les points A et B en rouge avec le signal d'activation (U_{jet}) couplé à la pression du réservoir P_T pour une vitesse $U_\infty = 110 \text{ km/h}$. (d) Densité de probabilité du rapport r , avec les deux états *Soufflage continu* (" - - ") et *Etat préférentiel* (" — ") représentés par les lignes horizontales "- -".

Une forte dépression est localisée sur le côté gauche à l'endroit du soufflage continu, au niveau du point A, alors que celle-ci n'est plus présente au niveau du point B. Le niveau de pression correspondant reste cependant plus haut en valeur comparée à celui localisée au point B. Cette différence s'explique par le fait que nous avons forcé l'écoulement par soufflage et donc injecté de l'air, ce qui a fait monter la pression globale. Nous pouvons voir sur la densité de probabilité associée que la probabilité uni-modale, représentée par la courbe "—", vient compléter celle qui représente l'état préférentiel, pour former une densité de probabilité bi-modale typique de la bi-stabilité. En parallèle si nous étudions la cartographie de pression moyen sur l'ensemble du signal, représenté sur la [figure 5.17](#) nous pouvons voir que le niveau moyen de pression a été rehaussé et que la répartition de la pression est favorable à un cas bi-stable. Si nous comparons ce champ de pression à celui représenté sur la [figure 5.12](#), nous pouvons remarquer que la répartition de la pression est plus symétrique pour le cas où nous soufflons comparé au cas sans soufflage. Nous pouvons donc conclure que le soufflage a permis de changer la topologie du sillage de notre véhicule.

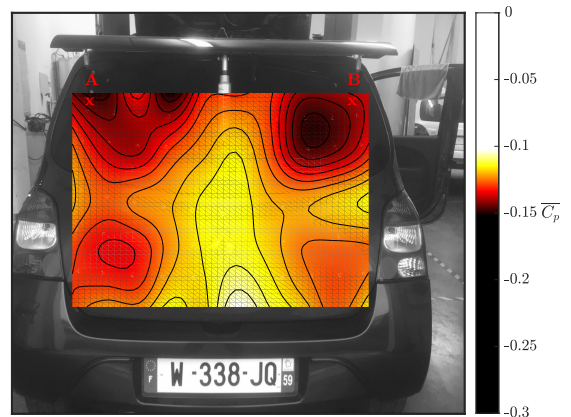


FIGURE (5.17) Cartographie de $\overline{C_p}$ de la face arrière de la voiture moyennée en temps sur l'ensemble du signal.

Nous pouvons, par conséquent, affirmer que notre système autonome embarqué est efficace dans un écoulement maîtrisé en soufflerie. Des premiers tests en soufflage pulsé ont également été effectués et les résultats seront discutés dans les perspectives. Dans la suite de ces travaux, nous avons voulu tester notre véhicule en conditions réelles.

5.3 Tentatives de contrôle sur route

Nous avons développé un véhicule entièrement autonome, aussi bien dans son alimentation en air pressurisé que dans les dispositifs de mesure dont il est équipé. Nous l'avons testé dans des conditions bien définies en soufflerie, pour voir l'efficacité du perturbateur (aileron) à générer des instabilités. Nous avons ensuite prouvé l'efficacité du soufflage continu par les couteaux d'air disposés sur cet aileron. Nous voulons maintenant tester notre dispositif en conditions réelles sur autoroute, pour avoir des conditions "stables" avec une vitesse constante. Ces tests ont pour but de valider le démonstrateur autonome et de vérifier la possibilité de lecture des moyens de mesure dans ces conditions. Nous discuterons, par la suite, des problèmes rencontrés et des voies d'amélioration possibles que nous avons envisagées pour la suite de ces travaux.

5.3.1 Premiers essais

Les premiers tests que nous avons réalisés se sont déroulés sur une portion de l'autoroute A23 entre Valenciennes et Lille. Nous avons choisi cet endroit car le dénivelé de la route est quasi constant et le tracé reste assez droit dans l'ensemble. Nous voulons tester notre dispositif dans des conditions réelles mais sur des portions identiques afin de ne pas avoir trop de variabilité lors de notre étude. Nous avons donc réalisé les mêmes mesures que lors des essais en soufflerie S2A, c'est à dire des mesures de scanner de pression. Les mesures d'efforts sont impossibles sur route et donc nous ne pouvons avoir un retour pertinent sur l'action du système de contrôle. Sur la [figure 5.18](#), nous pouvons voir l'itinéraire réalisé par la voiture lors des tests sur route.

Le dénivelé sur cette portion est de 10 m sur l'ensemble du parcours avec de faibles variations (mesurées avec le GPS embarqué). Nous pouvons voir que le tracé de la route reste plutôt rectiligne sur l'ensemble du parcours. Nous avons décidé de réaliser un test de soufflage pulsé sur la gauche et sur la droite de manière alternée sur une période de 1 s avec un rapport cyclique de 0.5. Les soufflages gauche et droit s'alternent toutes les 0.5 s pendant une durée d'à peu près 40 s. Nous avons représenté, sur la [figure 5.19 a\) et b\)](#), les champs de pression moyennés conditionnés pour les deux

activations gauche et droite. En conclusion nous avons les moyennes temporelles des champs de pression conditionnée pour les soufflages gauche et droit. Nous remarquons que ces deux moyennes sont quasi identiques dans l'ensemble. Nous pouvons voir de légères différences avec une diminution de la dépression au niveau du point B lors du soufflage droit.

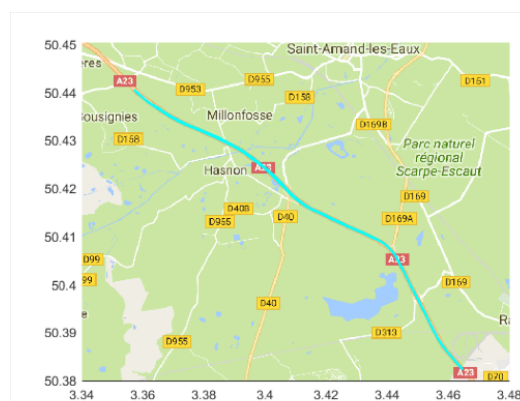


FIGURE (5.18) Parcours de la Twingo GT lors des tests sur route.

Nous pouvons également voir sur l'évolution temporelle du rapport r , défini entre les points A et B et représenté sur la [figure 5.19 c\)](#), que le soufflage n'a aucune influence sur le signal de ce rapport. Nous pouvons l'expliquer de deux manières possibles. Dans un premier temps, l'ordre de grandeur de la mesure est de l'ordre de grandeur des perturbations de l'écoulement.

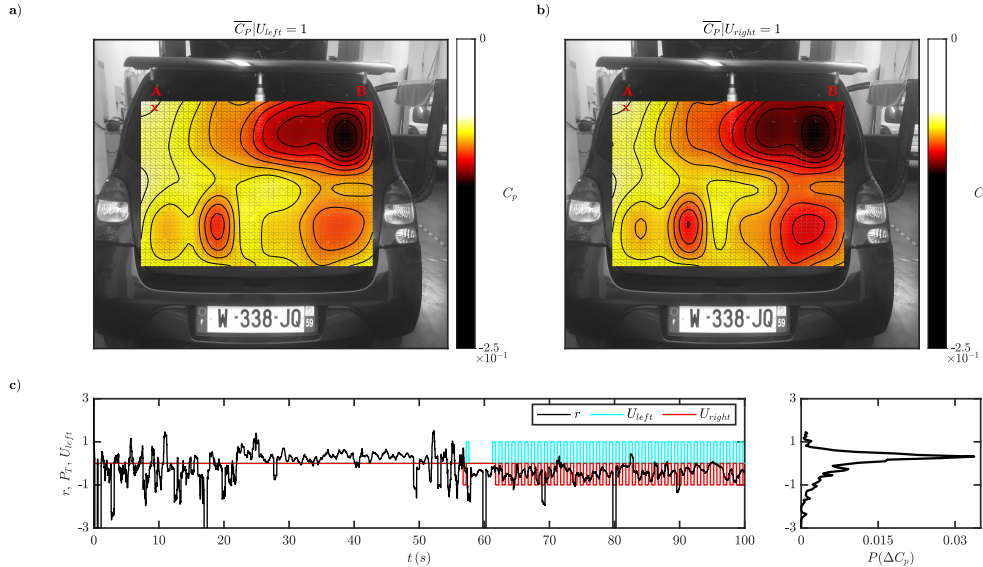


FIGURE (5.19) (a) Cartographie de $\overline{C_p}$ conditionné pour U_{left} ($\overline{C_p}|U_{left} = 1$). (b) Cartographie de $\overline{C_p}$ conditionné pour U_{right} ($\overline{C_p}|U_{right} = 1$). (c) évolution temporelle du rapport $r = (p_B - p_A)/(p_A + p_B)$ entre les points A et B en rouge avec le signal d'activation (U_{left} et U_{right}) couplé à la pression du réservoir P_T pour une vitesse $U_\infty = 110 \text{ km/h}$. (d) Densité de probabilité du rapport r

Ce qui veut dire qu'un simple vent latéral ou des perturbations dues à des modifications de la topologie de l'environnement (arbre, dépassement d'autre véhicule, ...) ont une très forte influence sur la topologie de l'écoulement, au contraire de la soufflerie, où aucune perturbations n'est observé. Ces perturbations extérieures sont trop forte et le soufflage continue devient probablement insuffisant pour les contrer. Nous avons donc alors deux solutions qui s'offrent à nous, souffler plus fort ou tester la position "2" sur la [figure 5.8](#). Ce dernier point sera étudié en perspective.

5.3.2 Problèmes rencontrés

Des essais préliminaires sur route ont été effectués avant de réaliser les essais dans la soufflerie S2A. En effet, ces premières expériences se sont avérées déterminantes pour ajuster le système de mesure. Nos mesures de pression sont réalisées à l'aide de deux scanners de pression indépendants de 32 voix chacun. L'un des premiers problèmes que nous avons rencontré a été la lecture des différentes voix de mesure avec la DSpace. Ces scanners transmettent les mesures analogiques sur une voie multiplexée avec un adressage particulier. Compte tenu des caractéristiques du système de commande DSpace nous nous sommes confrontés à la limite de bande passante des voies digitales utilisées pour sélectionner l'adresse du multiplexeur. En outre, une carte électronique de mise en forme des signaux analogiques ainsi que l'embrayage électromagnétique qui accouple le compresseur d'air au moteur sont alimentés par le réseau de bord 14V du véhicule. L'activation de l'embrayage pour recharger les bombonnes d'air consomme un fort courant qui fait chuter la tension du réseau de bord et induit des variations de gain dans les signaux de pression mis en forme par la carte électronique.

Cette baisse de tension perturbe les mesures de scanner qui n'ont pas la tension requise pour leur bon fonctionnement, c'est un rayonnement électrique. En effet pour chaque activation ou désactivation du compresseur de climatisation, nous observons respectivement une augmentation et une diminution du niveau moyen de mesure du scanner de pression (shift). Nous avons donc décidé de découpler l'alimentation de cette carte électronique sur une batterie externe embarquée dans le véhicule et ainsi régler le problème. Dans un second temps, ces deux scanners de pression possèdent chacun une prise de pression de référence qui doit être exactement la même pendant les essais. Nous les avons donc reliés à un tuyau pour prendre la pression de l'habitacle pendant l'essai. Cependant nous avons observé une dérive du signal moyen de pression qui nous a laissé penser que cette pression n'était pas constante. En effet la ventilation du véhicule, ainsi que notre présence la modifie constamment. Nous avons donc décidé de relier ces deux prises de pression de référence à un flacon fermé hermétiquement avec un bouchon composé de deux entrées de tuyau jointé. Cette installation nous a permis de caler ces deux mesures sur la même référence. Avant chaque essai et à l'arrêt, nous ouvrons le couvercle pour mettre ces deux mesures à la pression atmosphérique au repos. Lors des essais qui ont suivi les essais de caractérisation du système de perturbation dans la soufflerie S2A, nous avons remarqué que l'action du soufflage n'était pas observable sur les mesures de scanner. Nous pensons que le signal est perturbé par le bruit environnant de l'écoulement et que l'ordre de grandeur de l'action d'air est soit inférieur soit équivalent à ces perturbations de l'écoulement. Nous n'avons malheureusement pas eu le temps d'améliorer ces mesures, et cette étude fera suite à mes travaux.

5.3.3 Conclusion et améliorations envisagées

Les premiers tests que nous avons effectués sur le véhicule nous ont permis de mieux comprendre le comportement de notre véhicule dans un écoulement maîtrisé. Il ont été réalisés dans la soufflerie S10, et ont permis de déterminer les endroits de la géométrie du véhicule présentant un intérêt particulier pour le contrôle. Des tests préliminaires sur la piste de Clastres, dans le cadre de la fin de thèse de Camila CHOVET, ont permis de mettre en place une méthode prometteuse pour estimer le coefficient de traînée de la voiture via les équations du principe fondamental de la dynamique. Nous avons pu mettre en évidence deux positions géométriques intéressantes pour le contrôle. La première qui a été étudiée dans ces travaux, se situe sur l'arête haute de la face arrière du hayon de notre véhicule. Nous avons développé un perturbateur aérodynamique (aileron instrumenté) dans le but de créer une perturbation de type bi-stable pour ensuite prouver l'efficacité des couteaux d'air. Ceux-ci fonctionnent à l'aide d'un dispositif d'air pressurisé embarqué généré de manière autonome par le compresseur de climatisation de notre véhicule. Nous avons pu remarquer, en conditions maîtrisées, son efficacité à modifier la topologie de sillage dans la soufflerie S2A à l'aide de notre scanner de pression embarqué. Cependant, pour des conditions réelles, nous avons pu remarquer que l'autorité de l'actionneur n'était pas suffisante pour contrecarrer les perturbations induites par l'écoulement réel. Une amélioration envisagée serait d'étudier la deuxième position de contrôle, sur l'arête inférieure, au niveau de l'écoulement de sous bassement. Nos premiers travaux sur le corps d'Ahmed nous ont permis de dire que la topologie de sillage était fortement sensible à la vitesse de l'écoulement de sous bassement. Cette possibilité semble donc prometteuse et fera l'objet de futures investigations.

Conclusions et perspectives

L'étude de l'aérodynamique globale de corps épais a été réalisée sous plusieurs angles. Dans un premier temps, nous avons réalisé une étude de l'écoulement non contrôlé du corps d'Ahmed pour mettre en avant les paramètres importants à l'origine de modifications topologiques du sillage, en particulier la bi-stabilité. Des méthodes pour réduire la bi-stabilité ont été proposés et, nous avons dans un second temps, réalisé une preuve de concept sur une maquette de corps d'Ahmed en soufflerie. Le but est de tester des lois de contrôle avec des actionneurs de type couteaux d'air, pour symétriser le sillage. Enfin désireux d'apporter une contribution scientifique pour un niveau technologique beaucoup plus élevé, nous avons réalisé un démonstrateur autonome embarqué sur un véhicule réel (Twingo GT). Ce véhicule a été au préalable testé en écoulement non contrôlé dans la soufflerie S10 de l'IAT. Par la suite, nous avons réalisé des tests avec un système perturbateur pour observer les modifications d'écoulement qu'il engendre, dans le but de les contrôler via des actionneurs de types couteaux d'air. Ce démonstrateur a été aussi bien testé en conditions maîtrisées (soufflerie), qu'en conditions réelles (tests sur route).

La première partie de cette étude sur l'observation et la compréhension des instabilités de sillage derrière le corps d'Ahmed nous a permis de déterminer les mécanismes d'apparition de la bi-stabilité et plus généralement de modification de la topologie de sillage. À l'aide d'une analyse combinée de pression et de vitesse nous avons réalisé une caractérisation complète du sillage et de l'écoulement global du corps d'Ahmed. Cette étude a permis de déterminer que la variation de l'écoulement de sillage était fortement dépendante de la garde au sol, dont deux valeurs critiques ont été étudiées ici. Cette modification de la garde au sol, impliquant une modification de la vitesse de l'écoulement sous caisse est responsable de l'apparition du phénomène de bi-stabilité, et de par la même responsable d'une partie de la traînée globale. Il existe alors une valeur de garde au sol critique pour laquelle l'apparition de la bi-stabilité est directement reliée.

- Pour une garde au sol inférieure à la garde au sol critique, le lâcher tourbillonnaire de la couche de cisaillement, dans le plan médian, ne se produit que dans la couche de cisaillement supérieure en raison d'une forte interaction avec le sillage. Ce phénomène a pour conséquence d'affecter les modes globaux correspondants induisant un nombre de Strouhal de 0.27. Dans le plan transversal, les deux couches de cisaillement latérales produisant quand à elles un lâcher tourbillonnaire alterné classique.

- Pour une garde au sol supérieure à la garde au sol critique, le lâcher tourbillonnaire de la couche de cisaillement, dans le plan médian, est induit dans les deux couches supérieure et inférieure. Dans le plan transversal, les lâchers tourbillonnaires de la couche de cisaillement dépendent de l'état de l'écoulement, et ils ne se produisent que du côté opposé où la plus petite surface de recirculation se forme en raison de l'interaction avec l'écoulement latéral entrant. Cet écoulement de recirculation impacte la base du corps en intensifiant la zone de dépression.

Nous avons donc décidé de mettre en place des actionneurs de types couteaux d'air sur les deux arêtes latérales de la face arrière du corps d'Ahmed, en vue de contrôler cette bi-stabilité. Ces derniers, alimentés par des électrovannes pilotées en tout ou rien par un dispositif de contrôle, permettent de souffler de manière tangente à cette surface arrière. La nappe d'air générée par ce dispositif permet d'interagir avec les bulbes de recirculation du sillage et les couches de cisaillement latérales. Cependant pour mieux comprendre les mécanismes d'interaction entre la couche de cisaillement latérale et la nappe générée par le couteau d'air, nous avons fait une étude préliminaire par soufflage continu. L'injection d'air avec effet Coanda a été analysée pour déterminer la configuration optimale d'injection en termes de rapport de vitesse, d'orientation de soufflage (angle d'injection θ_j) et de combinaison de soufflage (gauche, droite et les deux combinées). Le soufflage bilatéral avec des coefficients de rapport de vitesse et de débit modérés ($V_R < 0.4 - 0.45$ et $C_\mu < 1.1 - 1.2 \times 10^{-4}$) se sont avérés être la plus efficace, avec une réduction significative de la traînée due à un entraînement plus faible par les couches de cisaillement induites par les écoulements latéraux orientés des couteaux d'air. Pour que le contrôle soit efficace, le gain généré ne doit pas être associé à une dépense trop forte de la part des actionneurs. Or le soufflage continu dépense massivement de l'énergie. Nous avons décidé de réaliser une preuve de concept à l'aide d'une commande sans modèle par méthode algébrique, pour concevoir des contrôleurs basé sur une information de force de dérive instantanée et cela sans aucune connaissance préalable de la dynamique du sillage du corps d'Ahmed en termes de modèle. L'objectif étant d'optimiser la dépense énergétique des actionneurs. Des essais expérimentaux ont démontré la validité de cette approche sans modèle dans diverses conditions afin de rétablir l'état d'écoulement symétrique naturellement instable. Cette action a pour effet de remonter les pressions du sillage et de réduire la différence de pression entre l'amont et l'aval du véhicule et donc de diminuer la traînée de pression. Cette diminution provoque une réduction de la traînée globale de l'ordre de 2.5 % au maximum pour une $V_R = 0.8$. Le contrôleur nécessite seulement 0.6 % de la puissance aérodynamique globale dans le pire des cas. D'autres méthodes de contrôle ont été testées mais n'ont pas été présentées dans ces travaux.

Désireux de répondre à une problématique d'actualité, nous avons décidé de réaliser un démonstrateur autonome industriel. Nous avons donc intégralement équipé une Twingo GT de systèmes de mesure, tel qu'un scanner de pression, un capteur de maître couple, un GPS, une centrale inertielle,... Le but étant de pouvoir réaliser des tests de contrôle sur route. Des essais préliminaires de caractérisation de l'écoulement naturel du véhicule ont été réalisés dans la soufflerie S10 de l'IAT. Nous avons pu, dans un premier temps, mesurer les coefficients aérodynamiques globaux de notre véhicule afin de bien définir notre cas de référence pour la suite de notre étude.

Nous avons également réalisé un perturbateur aérodynamique, nous avons fait des tests de modifications géométriques pour mettre en évidence les positions propices à la génération d'instabilité à contrôler. Nous avons pu déterminer deux positions intéressantes où nous observions une réduction de traînée et donc un gain de contrôle potentiel. Ces deux endroits sont localisés sur les arêtes inférieure et supérieure de la face arrière du hayon de notre véhicule. Nous avons donc développé un aileron perturbateur disposé sur la vitre arrière du hayon. Cet aileron est orientable en incidence à l'aide d'un vérin électrique piloté par ordinateur à l'aide de la DSpace disposé dans le coffre du véhicule. Nous avons également disposé des couteaux d'air découplés (gauche, centre et droite) sur cet aileron afin de démontrer l'efficacité du contrôle par soufflage sur la voiture. Ces couteaux d'air sont alimentés par une bombonne d'air pressurisée disposée dans le bloc de roue de secours et rechargeable de manière autonome. Cette action est assurée par le compresseur de climatisation, permettant de recharger les 12L de bombonnes en air pressurisé à 8 bar en 27s. Nous avons donc un système en tout point autonome pour des tests sur route. Nous avons toutefois testé ce démonstrateur en soufflerie S2A de l'IAT, pour observer les modifications aérodynamiques générées par ce perturbateur. Nous avons pu observer une perturbation semblable à la bi-stabilité sur le corps d'Ahmed. Cependant, malgré un comportement aérodynamique typique reflétant une bonne intégration de cet aileron, nous observons un état instable privilégié sur le côté droit du hayon, probablement dû à un léger décalage angulaire de notre aileron. Plusieurs tests ont démontré que pour une vitesse de $U_\infty = 30.55 \text{ m/s}$ et un angle d'incidence d'aileron correspondant à une course de vérin de $C_{VE} \geq 0.4$ nous avons l'apparition de cette instabilité à état préférentiel. Par la suite, nous avons donc utilisé cette instabilité préférentielle sur un côté pour souffler sur le côté opposé dans le but d'observer une modification topologique. Les résultats obtenus en conditions maîtrisées en soufflerie, ont été satisfaisants. Nous avons réussi à forcer le sillage à bifurquer dans l'état opposé. Nous avons cependant dû faire face à des problèmes sur les mesures que nous avons dû corriger. Dans un premier temps l'activation et la désactivation du compresseur de recharge, impactait nos mesures en raison d'une chute de tension du réseau de bord. Nous avons donc découplé les sources d'alimentation pour éviter ce problème. Dans un second temps nous nous sommes rendus compte que la pression de référence prise dans la voiture évoluait au cours du temps en raison d'une mauvaise étanchéité de l'habitacle. Nous l'avons relié à une boîte étanche que nous ouvrons avant chaque essai. Par la suite, nous avons réalisé des essais sur autoroute entre Valenciennes et Lille, sur une portion présentant peu de dénivelé et de changement de cap. Cependant, pour des conditions réelles, nous avons pu remarquer que l'autorité de l'actionneur n'était pas suffisante pour contrecarrer les perturbations induites par l'écoulement réel. Une amélioration envisagée serait d'étudier la deuxième position de contrôle, sur l'arête inférieure, au niveau de l'écoulement de sous bassement. Nos premiers travaux sur le corps d'Ahmed nous ont permis de dire que la topologie de sillage était fortement sensible à la vitesse de l'écoulement de sous bassement. Cette possibilité semble donc prometteuse et fera l'objet de futures investigations.

De plus nous avons uniquement cherché à perturber l'écoulement sur l'arête supérieure. L'étude sur le corps d'Ahmed a permis de démontrer que la vitesse de l'écoulement sous caisse était fortement dépendante de l'état du sillage. En conclusion il faudrait étudier la position des actionneurs sur l'arête inférieure de la face arrière du hayon, dans le but de contraindre l'écoulement de sous bassement et voir si il y aurait une modification de la topologie du sillage.

Une autre voie d'amélioration serait de remplacer nos électrovannes tout ou rien par des électrovannes proportionnelles pour venir moduler l'intensité de soufflage. Enfin, nous avons installé un tapis roulant en soufflerie, sur lequel il serait intéressant de faire une étude similaire à nos travaux sur le corps d'Ahmed, avec un sol défilant pour voir les mécanismes qui y sont impliqués.

Annexe

Annexe A : Bilan d'Onorato

Les mesures de champs de vitesse par PIV stéréoscopie et celles de champs de perte de pression totale dans le sillage du corps nous permettent d'approximer la traînée subie par le corps à partir de l'intégration du bilan de quantité de mouvement .

Cette expression de l'effort de traînée est obtenue à partir des équations de Navier-Stokes en moyenne de Reynolds (RANS) pour un fluide non pesant :

$$\rho \frac{\delta \bar{U}_i}{\delta t} + \rho \bar{U}_j \frac{\delta \bar{U}_i}{\delta x_j} = - \frac{\delta \bar{P}}{\delta x_i} + \frac{\delta}{\delta x_j} (\bar{\tau}_{ij} + \bar{R}_{ij}) \quad (6)$$

où $\bar{\tau}_{ij}$ et \bar{R}_{ij} correspondent respectivement au tenseur des contraintes visqueuses et au tenseur des contraintes de Reynolds. L'équation 2.5 est intégrée sur le volume de contrôle V_{ctrl} proche de celui du corps étudié (on envelope ce corps dans un volume comme un pavé). La surface inférieure de ce pavé est S_{sol} et la surface de sortie du volume est notée S_{2PIV} . Cette dernière correspond au double plan transverse où sont réalisées les mesure de PIV et de pertes de pression totale dans le sillage, la symétrie étant considérée. La surface du corps est notée S_{corps} et la surface supérieur est notée S_{sup} . Il en résulte l'équation :

$$\rho \iiint_{V_{ctrl}} \frac{\delta \bar{U}_i}{\delta t} dV + \rho \iiint_{V_{ctrl}} \bar{U}_j \frac{\delta \bar{U}_i}{\delta x_j} dV = - \iiint_{V_{ctrl}} \frac{\delta \bar{P}}{\delta x_i} dV + \iiint_{V_{ctrl}} \frac{\delta}{\delta x_j} (\bar{\tau}_{ij} + \bar{R}_{ij}) dV \quad (7)$$

L'écoulement étant supposé stationnaire, le premier terme peut être annulé car la dérivée partielle selon le temps est nulle. Le théorème de Green-Ostrogradsky nous permet de réécrire cette formule en fonction des flux traversant les surfaces limites du volume de contrôle, l'ensemble correspondant aux six surfaces externes du volume de contrôle, auxquelles s'ajoute la surface du corps. L'ensemble de ces surfaces est noté S_{ctrl} . L'expression 2.6 devient alors :

$$\rho \iint_{S_{ctrl}} \vec{U} \cdot \vec{U} \vec{n} dS = - \iint_{S_{ctrl}} \bar{P} \vec{n} dS + \iint_{S_{ctrl}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS + \iint_{S_{ctrl}} \bar{R}_{ij} \vec{n} dS \quad (8)$$

où \vec{n} est le vecteur unitaire sortant normal à chaque surface.

L'écoulement est alors supposé uniforme et orienté longitudinalement au niveau des surfaces externes du volume de contrôle, à l'exception de la surface S_{2PIV} , cela nous permet ainsi de substituer toute intégration d'une grandeur ϕ sur la surface amont comme l'intégrale de la grandeur $-\phi_0$ sur la surface S_{2PIV} , l'indice 0 indiquant les grandeurs infinies amont. Enfin, les conditions d'adhérence sur la surface du corps et le sol sont considérées.

Ces hypothèses nous permettent d'exprimer l'équation 2.7 comme suit :

$$\begin{aligned}
\rho \iint_{S_{2PIV}} \vec{U} \cdot (\vec{U} - U_0) \vec{x} dS &= - \iint_{S_{2PIV}} (\bar{P} - P_0) \vec{n} dS \\
&- \iint_{S_{Corps}} \bar{P} \vec{n} dS + \iint_{S_{sol}} \bar{\tau}_{ij} \vec{x} dS \\
&+ \iint_{S_{2PIV}} \bar{\tau}_{ij} (-\vec{z}) dS + \iint_{S_{corps}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS \\
&+ \iint_{S_{2PIV}} \bar{R}_{ij} \vec{x} dS
\end{aligned} \tag{9}$$

L'effort de traînée subi par le corps est exprimé comme :

$$F_x = - \left(\iint_{S_{Corps}} \bar{P} \vec{n} dS - \iint_{S_{corps}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS \right) \cdot \vec{x} \tag{10}$$

En projetant l'équation 2.8 sur l'axe des \vec{x} et en y identifiant les termes de l'effort de traînée de l'expression 2.9, il vient :

$$\begin{aligned}
F_x &= -\rho \iint_{S_{2PIV}} \bar{U}_x (\bar{U}_x - U_0) dS - \iint_{S_{2PIV}} (\bar{P} - P_0) dS \\
&+ \iint_{S_{2PIV}} \sigma_{xx} dS - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS - \rho \iint_{S_{2PIV}} \bar{u}^2 dS
\end{aligned} \tag{11}$$

nous substituons à présent aux pressions statiques les pressions totales :

$$\begin{aligned}
\bar{P} - P_0 &= (\bar{P}_i - P_{i0}) - \frac{1}{2} \rho (\bar{U}^2 - U_0^2) \\
&= (\bar{P}_i - P_{i0}) - \frac{1}{2} \rho (\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2 - U_0^2)
\end{aligned} \tag{12}$$

L'écoulement étant isovolume, $div(\vec{U}) = 0$, d'où :

$$\sigma_{xx} = 2\mu \frac{\delta \bar{U}_x}{\delta x} = 2\mu \left(-\frac{\delta \bar{U}_y}{\delta y} - \frac{\delta \bar{U}_z}{\delta z} \right) \tag{13}$$

Il vient alors :

$$\begin{aligned}
F_x &= \rho \iint_{S_{2PIV}} (U_0 \bar{U}_x - \bar{U}_x U_x) dS + \iint_{S_{2PIV}} (P_{i0} - \bar{P}_i) dS + \frac{1}{2} \rho \iint_{S_{2PIV}} (\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2 - U_0^2) dS \\
&+ \iint_{S_{2PIV}} 2\mu \left(-\frac{\delta \bar{U}_y}{\delta y} - \frac{\delta \bar{U}_z}{\delta z} \right) dS - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS - \rho \iint_{S_{2PIV}} \bar{u}^2 dS
\end{aligned} \tag{14}$$

Soit :

$$F_x = \rho \iint_{S_{2PIV}} (U_0 - \overline{U_x})^2 dS + \iint_{S_{2PIV}} (P_{i0} - \overline{P_i}) dS + \frac{1}{2} \rho \iint_{S_{2PIV}} (\overline{U_y}^2 + \overline{U_z}^2) dS + \iint_{S_{2PIV}} \tau_{xx} dS - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS - \rho \iint_{S_{2PIV}} \overline{u'^2} dS \quad (15)$$

Que l'on peut exprimer :

$$F_x = \frac{1}{2} \rho U_0^2 S_w [C_{xP_i} - C_{xdU} + C_{x\Omega} + C_{x\tau_{xx}} - C_{xR_{xx}} - C_{\tau_{xz}}] \quad (16)$$

Avec :

$$C_{xP_i} = \frac{1}{S_W} \iint_{S_{2PIV}} \frac{(P_{i0} - \overline{P_i})}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} dS \quad (17)$$

$$C_{xdU} = \frac{1}{S_W} \iint_{S_{2PIV}} \left(1 - \frac{\overline{U_x}}{U_0}\right)^2 dS \quad (18)$$

$$C_{x\Omega} = \frac{1}{S_W} \iint_{S_{2PIV}} \left(\frac{\overline{U_y}^2}{U_0^2} + \frac{\overline{U_z}^2}{U_0^2}\right) dS \quad (19)$$

$$C_{x\tau_{xx}} = \frac{1}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 S_W} \iint_{S_{2PIV}} 2\mu \left(-\frac{\delta \overline{U_y}}{\delta y} - \frac{\delta \overline{U_z}}{\delta z}\right) dS \quad (20)$$

$$C_{xR_{xx}} = \frac{1}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 S_W} \iint_{S_{2PIV}} \rho \overline{u'^2} dS \quad (21)$$

$$C_{x\tau_{xz}} = \frac{1}{\frac{1}{2} \rho U_0^2 S_W} \iint_{S_{Sol}} \tau_{xz} dS \quad (22)$$

Le coefficient de traînée peut donc s'écrire :

$$C_x = C_{xP_i} - C_{xdU} + C_{x\Omega} + C_{x\tau_{xx}} - C_{xR_{xx}} - C_{\tau_{xz}} \quad (23)$$

Onorato montre la décomposition du torseur aérodynamique selon les forces de pression, de rotation du fluide et du déficit de vitesse induit (soit les trois premiers termes de C_x dans la liste). Cette relation permet de se focaliser sur l'effet que le sillage peut avoir sur le coefficient de la traînée aérodynamique. À partir du bilan intégral de quantité de mouvement, [M. Onorato et al.\[96\]](#) ont montré de manière analytique puis expérimentale la relation qu'il existe entre les effets du sillage et le coefficient de la traînée aérodynamique. Maintenant nous faisons l'analogie entre le volume de contrôle théorique que nous avons mis en place, et une vraie voiture. Le véhicule se déplace à la vitesse V_∞ , la relation s'écrit comme suit :

$$F_x = \iint_{S_w} (Pt_\infty - Pt_{S_w})dS + \frac{1}{2}\rho V_\infty^2 \iint_{S_w} \left(\frac{V_z^2}{V_\infty^2} + \frac{V_y^2}{V_\infty^2} \right) dS - \frac{1}{2}\rho V_\infty^2 \iint_{S_w} \left(1 - \frac{V_x^2}{V_\infty^2} \right) dS \quad (24)$$

S_w désigne la surface du sillage en aval du véhicule (V_x, V_y, V_z) les trois composantes du vecteur vitesse en coordonnées cartésiennes. Pt_∞ et Pt_{S_w} désignent la pression d'arrêt en amont et la pression d'arrêt dans le sillage S_w .

Annexe B : Outils mathématique de la méthode POD

Appelons $u_i(x, t)$ la $i^{\text{ème}}$ composante du champ de vitesse fluctuant $u(x, t)$ au point \mathbf{x} du domaine spatio-temporel Ω et $p_j(t)$ la valeur de la sonde de pression fluctuante $p(x_j, t)$ au point x_j de la limite du domaine spatio-temporel $\delta\Omega$. n_s est le nombre de sondes de pression fluctuantes et n_c est le nombre de composantes de vitesse de u . La moyenne d'ensemble de m réalisations $u(x, t_i)$ est définie comme :

$$\langle u(x, t) \rangle = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m u(x, t_i) \quad (25)$$

et nous considérons le produit intérieur $\{u, v\}$ et la norme $\|u\| = \{u, u\}^{\frac{1}{2}}$ par :

$$\{u, v\} = \sum_{i=1}^{n_c} \int_{\Omega} u_i(x) v_i(x) dx, \quad i = 1, \dots, n_c \quad (26)$$

La décomposition orthogonale appropriée (POD), également connue sous le nom d'analyse des composantes principales ou analyse de Karhunen-Loeve, est une méthode d'analyse des données qui identifie les structures dominantes dans un ensemble de données (*P. Holmes et al. [66], J.L. Lumley [92], L. Sirovich [109]*). L'approche modale est utilisée dans la présente étude pour analyser l'aspect dynamique des champs de l'écoulement. La POD est un moyen logique de construire des fonctions de base qui capturent les caractéristiques les plus énergétiques du flux. Les modes POD sont obtenus en recherchant la fonction $\Phi(x)$ qui a la plus grande projection carrée moyenne de $u(x, t)$. Ce problème de maximisation conduit au problème intégral bien connu de Fredholm, où le noyau est le tenseur de corrélation à deux points $R_{ij}(x, x') = \langle u_i(x, t) u_j(x', t) \rangle$ où les parenthèses d'angle sont l'opérateur de la moyenne temporelle. L'équation intégrée a un ensemble discret de solutions $\Phi^{(n)}(x)$ et λ_n où n est l'ordre de mode de la décomposition orthogonale. La fonction propre est orthonormale par exemple $\{\Phi^{(n)}(x), \Phi^{(p)}(x)\} = \delta_{np}$. Ensuite, le champ de vitesse fluctuant peut être décomposé comme suit :

$$u(x, t) = \sum_{n=1}^{n_m} a^{(n)}(t) \Phi_i^{(n)}(x), \quad i = 1, \dots, n_c \quad (27)$$

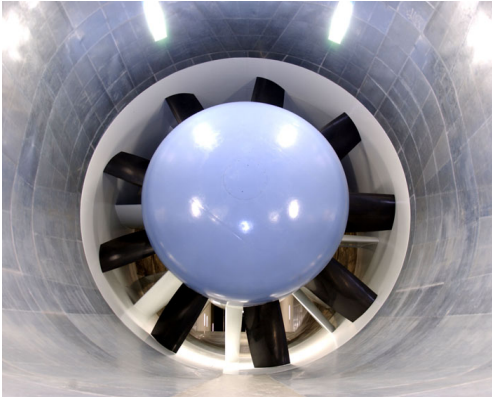
où, n_m est le nombre total de modes. Les coefficients temporels $a^{(n)}(t) = u(x, t), \Phi^{(n)}(x)$ sont non corrélés par exemple, $\langle a^{(n)} a^{(p)} \rangle = \lambda_n \delta_{np}$. Plus de détails sur la méthode POD instantanée utilisée dans la présente étude sont donnés dans les travaux de *C. Chovet et al. [31]*.

Annexe C : Caractéristiques générales de la soufflerie S10

Equipements	
Plateau tournant	(-170 ° à +185 °) de 4.34m de diamètre
Balance aérodynamique	6 composantes intégrée ,automobile échelle 1/1 et 2/5ème
Rampes d'injection d'eau	études de salissures et d'essuyage
Ventilateur auxiliaire	aspiration des gaz d'échappement
Moyen de visualisation	fumée et enduit pariétal
Camescope numérique	full HD Panasonic HC-X900
Autres équipements	Montage mono mât Montage en dard Montage roulis variable Banc d'injection d'eau Grilles de turbulence Système de mesure par PIV stéréoscopique Banc d'essais radiateur Portique d'exploration pour tomographie des sillages
Principales caractéristiques	
(Veine d'essais à parois ventilées)	
Section de veine	15m x 3m, 10m de longueur
Rapport de contraction	7.7
Vitesse du vent	0 à 55m/s
Taux de turbulence	0.5%
2 ventilateurs 4 pales	4.8m de diamètre
Puissance de ventilation	2 x 500kW
Puissance de refroidissement	1000kW
Epaisseur de couche limite	100mm sans aspiration, 50mm avec aspiration

Exemples de domaines d'utilisation	
Essais d'aérodynamique automobile	mesures d'effort, de pression, de déformation, d'acoustique, ...
Tenue au vent de structures	antennes, panneaux, ...
Essais de salissures	essuyage sur automobile
Amélioration de la position	skieurs et cyclistes
Essais	refroidissement moteur
Etudes diverses sur maquettes	voitures, camions, trains, avions, ...

Annexe D : Caractéristiques générales de la soufflerie S2A

MOTOVENTILATEUR	
	
Puissance du moto-ventilateur	3800 kW
Vitesse du moto-ventilateur à 240 km/h	282 t/mn
Diamètre du ventilateur	8,30 m
Nombre de pales du rotor	9
Longueur des pales	1,65 m
Nombre de pales au stator	8
TAPIS DEFILANT	
Longueur	6 m
Largeurs (deux)	1 m et 1,2 m
Vitesse maximale	200 km/h

PLENUM	
Veine (prédisposée Veine Semi Guidée)	3/4 ouverte
Section de la buse	24 m ² (6,5 x 3,7)
Longueur du plénum (entre voiles)	22,70 m
Largeur du plénum (entre voiles)	16,20 m
Longueur de veine d'essai	14 m
Hauteur du plénum	10,40 m
Vitesse maximale du vent	240 km/h
Coefficient de contraction	6
Traitement acoustique	semi-anechoïque (F. de coupure = 125 Hz)
Niveau de bruit de fond, à l'arrêt	< 44 dB(A) (Equivalent bruit dans une bibliothèque)
Bruit maximum à 160 km/h	69 dB(A)
Volume de contrôle	-3 m < X < +3 m -1,5 m < Y < +1,5 m -0,25 m < Z < +2,5 m
ENTRAINEMENT DES ROUES	
Vitesse maximale	200 km/h
PLATEAU TOURNANT	
Diamètre	8 m
Angle	+/- 30 °
BALANCE aérodynamique	
	6 Composantes
CARACTERISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT dans le volume de contrôle	
Uniformité de l'écoulement à 160 km/h	< 0,4 %
Déviations angulaires	< 0,6 ° plans XY et XZ
Taux de turbulence	< 0,4 %
Gradient longitudinal de pression statique sur l'axe X (Y=0, Z=0.25 m)	< 0,001/m de -3m à +3m et < 0,004/m de +3m à +5m
Couche limite : épaisseur de déplacement	15 mm sans aspiration 7 mm avec aspiration
CIRCUIT AÉROLOGIQUE	
<p>Le schéma illustre le circuit aérologique avec les composants suivants : Moto ventilateur, Chambre de tranquillisation, Convergent, et Plénum. Des flèches rouges indiquent le sens de l'écoulement de l'air à travers le système.</p>	
Dimensions du circuit	80,35 m x 38,60 m
Longueur développée dans l'axe du circuit	198,6 m

Bibliographie

- [1] Intergovernmental panel on climate change (ipcc). Technical report, Climate change 2007 : Synthesis Report, 2007.
- [2] R. J. Adrian. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23 :261–304, 1991.
- [3] S. Ahmed, G. Ramm, and G. Faltin. Some salient features of the time averaged ground vehicle wake. *Society of Automotive Engineers*, page SAE Inc 840300, 1984.
- [4] S. Ahmed, G. Ramm, and G. Faltink. Some salient features of the time averaged ground vehicle wake. *Society of Automotive Engineers*, (SAE Inc 840300), 1984.
- [5] J.-L. Aider, J.-F. Beaudouin, and J. Wesfreid. Drag and lift reduction of a 3d bluff-body using active vortex generators. *Exp. Fluids*, 49 :771–789, 2010.
- [6] A. Seifert, T. Bachar, I. Wygnanski, D. Koss, and M. Shepshelovich. Oscillatory blowing, a tool to delay boundary layer separation. *AIAA journal*, 31(11), 1999.
- [7] S. Bagheri, L. Brandt, and D. Henningson. Input-output analysis, model reduction and control of the flat-plate boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 620 :263–298, 2009.
- [8] S. Bailey, R. Martinuzzi, and G. Kopp. The effects of wall proximity on vortex shedding from a square cylinder : Three-dimensional effects. *Physics of fluids*, 14(12) :4160–4177, 2002.
- [9] C. Bak, P. Fuglsang, J. Johansen, and I. Antoniou. Wind tunnel test of the naca 63 415 and a modified naca 63 415 airfoil. *Riso National Laboratory*, Denmark :Roskilde, 2000.
- [10] D. Barros, J. Borée, O. Cadot, A. Spohn, and B. Noack. Forcing symmetry exchanges and flow reversals in turbulent wakes. *J. Fluid Mech. Rapids*, 829 :R1, 2017.
- [11] D. Barros, J. Borée, B.-R. Noack, and A. Spohn. Resonances in the forced turbulent wake past a 3d blunt body. *Phys. Fluids*, 28 :065104, 2016.
- [12] 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 :422–459, 2016.
- [13] J. Beaudouin, O. Cadot, J. Aider, and J. Wesfreid. Drag reduction by extremum seeking feedback control. *Proceedings of the First European Forum on Flow Control, Poitiers*, 2004.
- [14] B. Belson, O. Semeraro, C. Rowley, and D. Henningson. Feedback control of instabilities in the two-dimensional blasius boundary layer : The role of sensors and actuators. *Phys. Fluids.*, 25, 2013.
- [15] G. Bonnavion. Dynamics of the unstable wake modes in automotive aerodynamics : from simplified models to real vehicles. *PhD Thesis*, Université Paris-Saclay, 2018.

- [16] G. Bonnavion, O. Cadot, V. Herbert, S. Parpais, D.Sipp, R. Vigneron, and J. Delery. Dynamics of the wake of minivans. *GDR 2502 "Contrôle des Décollements"*, Ecully France, Nov 28th and 29th, 2016.
- [17] G. Bonnavion, O. Cadot, V. Herbert, S. Parpais, R. Vigneron, and J. Delery. On multistabilities of real car's wake. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 164 :22–23, 2017.
- [18] G. Bonnavion, O. Cadot, V. Herbert, S. Parpais, R. Vigneron, and J. Delery. Asymmetry and global instability of real minivans' wake. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 184 :77–89, 2018.
- [19] G. Bonnavion, O. Cadot, V. Herbert, S. Parpais, R. Vigneron, and J. Delery. Effect of a base cavity on the wake modes of the squareback ahmed body at various ground clearances and application to drag reduction. *23th French mechanical congress, Lille, France*, September 28-1, 2017.
- [20] R. Brackston, J. G. de la Cruz, A. Wynn, G. Rigas, and J. Morrison. Stochastic modelling and feedback control of bistability in a turbulent bluff body wake. *J. Fluid Mech.*, 802 :726–749, 2016.
- [21] S. Brunton and B. Noack. Closed-loop turbulence control : Progress and challenges. *Appl. Mech. Rev.*, 67(5) :01–48, 2015.
- [22] O. Cadot, A. Evrard, and L. Pastur. Imperfect supercritical bifurcation in a 3d turbulent wake. *Physical Review E*, 91(6) :063005, 2015.
- [23] T. Castelain, M. Michard, M. Szmigielski, D. Chacaton, and D. Juvé. Identification of flow classes in the wake of a simplified truck model depending on the underbody velocity. *J. Wind Eng. Ind. Aerod.*, 175 :352—363, 2018.
- [24] L. Cattafesta, S. Garg, M. Choudhari, and F. Li. Active control of flow-induced cavity resonance. *AIAA Fluid Dyn. Conference*, 28th :Colorado, USA, 1997.
- [25] L. Cattafesta, S. Garg, and D. Shukla. Development of piezoelectric actuators for active flow control. *AIAA journal*, 39 :1562—1568, 2001.
- [26] L. Cattafesta and M. Shelpak. Actuators for active flow control. *Fluid Mech.*, 43 :247–272, 2011.
- [27] H. Choi, W. Jeon, and J. Kim. Control of flow over a bluff body. *Ann. rev. of fluid mechanics*, 40 :113–139, 2008.
- [28] H. Choi, J. Lee, and H. Park. Aerodynamics of heavy vehicles. *Ann. rev. of fluid mechanics*, 46 :441–468, 2014.
- [29] O. Choi, A. Courbois, D. Ricot, T. Ruiz, F. Harambat, V. Herbert, R. Vigneron, and J. Détery. Characterisations of force and pressure fluctuations of real vehicles. *Int. J. Eng. Syst. Model Simulat.* , 8(2) :99–105, 2016.
- [30] C. Chovet. Turbulent flow manipulation using sliding mode and machine learning control : From the flow over a backward-facing step to a real-world car. *PhD thesis*, pages UPHF, Valenciennes, 2018.
- [31] C. Chovet, M. Lippert, L. Keirsbulck, and J.-M. Foucaut. Unsteady behavior of a backward-facing step in forced flow. *Flow, Turbulence and Combustion*, pages 1–21, 2018.
- [32] C. Leclerc, O. Cadot, J. Aider, and J. Wesfreid. Réduction de la traînée d'un véhicule automobile simplifié à l'aide du contrôle actif par jet synthétique. *PhD Thesis*, INP Toulouse, 2008.

- [33] R. Clements. An inviscid model of two-dimensional vortex shedding. *J. Fluid Mech.*, 57(2) :321–336, 1973.
- [34] T. Corke, M. Post, and D. Orlov. Sdbd plasma enhanced aerodynamics : concepts, optimization and applications. *Prog. Aerosp. Sci.*, 43 :193—217, 2007.
- [35] P. Drazin and W. Reid. Hydrodynamic stability. *Cambridge university press*, 2004.
- [36] E. Duell. Experimental investigation of unsteady near wakes of ground vehicle bodies. *Ph.D. thesis*, Cornell University :Ithaca, NY, 1994.
- [37] E. Duell and A. George. Experimental study of a ground vehicle body unsteady near wake. *Technical report, SAE technical paper*, pages 01–0812, 1999.
- [38] S. Edwige. Modal analysis and flow control for drag reduction on a sport utility vehicle. *PhD thesis*, Paris, France :CNAM, 2019.
- [39] M. G. el Hak. Modern developments in flow control. *App. Mech. Rev.*, 49 :365–379, 1996.
- [40] Y. Eulalie. *Étude aérodynamique et contrôle de la traînée sur un corps de Ahmed culot droit*. PhD thesis, *Unniversité de bordeaux*, 2014.
- [41] Y. Eulalie, P. Gilotte, I. Mortazavi, and P. Bobillier. Wake analysis and drag reduction for a square back ahmed body using les computations. *August 3-7, Proceedings of the ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting, FEDSM2014, Chicago, Illinois, USA*, 2014.
- [42] A. Evrard, O. Cadot, V. H. D. Ricot, R. Vigneron, and J. Détery. Fluid force and symmetry breaking modes of a 3d bluff body with a base cavity. *J. Fluids and structures*, 61 :99–114, 2016.
- [43] A. Evrard, O. Cadot, C. Sicot, V. Herbert, D. Ricot, and R. Vigneron. Comparative effects of vortex gen- erators on ahmed’s squareback and minivan car models. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, 231(9) :1287–1293, 2017.
- [44] J. Flatt. The history of boundary layer control research in the united states of america. in boundary layer and flow control. *G.V. Lachemann, ed., Pergamon Press*, pages 122–143, 1961.
- [45] M. Fliess and C. Join. Model-free control. *International Journal of Control*, pages 2228–2252, 2013.
- [46] M. Fliess and C. Join. Stability margins and model-free control : A first look. *13th European Control Conference*, pages 454–459, 2014.
- [47] M. Fliess and H. Sira-Ramírez. An algebraic framework for linear identification. *Control, optimisation and calculus of variations*, 9 :151–168, 2003.
- [48] M. Fliess and H. Sira-Ramírez. Closed-loop parametric identification for continuous-time linear systems via new algebraic techniques. *Identification of Continuous-time Models from Sampled Data*, Springer :363–391, 2008.
- [49] G. Fourrié, L. Keirsbulck, L. Labraga, and P. Gilliéron. Bluff-body drag reduction using a deflector. *Exp. in Fluids*, 50(2) :385–395, 2011.
- [50] J. Gerrard. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff body. *J. Fluids and Mechanics*, 25(2) :401–413, 1966.
- [51] P. Gilliéron. Analyse, modélisation et typologie des écoulements de culot dans l’automobile. *colloque d’aérodynamique appliquée*, 36^{ème}, 2000.
- [52] A. Glezer and M. Amitay. Synthetic jets. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 34 :503–529, 2002.

- [53] L. Graftieaux, M. Michard, and N. Grosjean. Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Meas. Sci. Technol.*, 12 :1422–1429, 2001.
- [54] M. Grandemange. Analysis and control of three-dimensional turbulent wakes : from axisymmetric bodies to road vehicles. *PhD Thesis*, 2013.
- [55] M. Grandemange, M. Gohlke, and O. Cadot. Bi-stability in the turbulent wake past parallelepiped bodies with various aspect ratios and wall effects. *Phys. Fluids*, 25(9)(095103), 2013.
- [56] M. Grandemange, M. Gohlke, and O. Cadot. Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. part 1. global modes and bi-stability. *J. Fluid Mech.*, 772 :51–84, 2013.
- [57] M. Grandemange, M. Gohlke, and O. Cadot. Statistical axisymmetry of the turbulent sphere wake. *Exp. in Fluids*, 55(11) :1838, 2014.
- [58] M. Grandemange, M. Gohlke, and O. Cadot. Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. part 2. experimental sensitivity analysis. *J. Fluid Mech.*, 752 :439–461, 2014.
- [59] A. Grinsted, J.-C. Moore, and S. Jevrejeva. Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series. *Nonlinear Process Geophys.*, 11(5/6) :561–566, 2004.
- [60] Y. Haffner, J. Boree, A. Spohn, T. Castelain, M. Michard, S. Sesmat, and E. Bideaux. Forcing three-dimensional large-scale flow asymmetries in the wake of blunt body : wake equilibrium and drag reduction. *Third international conference in numerical and experimental aerodynamics of road vehicles and trains (Aerovehicles 3)*, Italy :Milano, 2018.
- [61] T. Han. Computational analysis of three-dimensional turbulent flow around a bluff body in ground proximity. *AIAA journal*, pages 1213–1219, 1989.
- [62] T. Han, D. Hammond, and C. Sagi. Optimization of bluff body for minimum drag in ground proximity. *AIAA journal*, 30(4) :882–889, 1992.
- [63] B. Herry, L. Keirsbulck, L. Labraga, and J. Paquet. Flow bistability downstream of three-dimensional double backward facing steps at zero-degree sideslip. *J. Fluids Eng.*, 133(5)(054501), 2011.
- [64] B. Herry, L. Keirsbulck, L. Labraga, and J. Paquet. Flow bistability downstream of three-dimensional double backward facing steps at zero-degree sideslip. *J. Fluids Eng.*, 133(5) :054501, 2011.
- [65] S. Hoerner. Fluid-dynamic drag. *Hoerner fluid dynamics*, USA :Brick Town, 2000.
- [66] P. Holmes, J. Lumley, and G. Berkooz. Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry. *Cambridge University Press, UK*, 1996.
- [67] W.-H. Hucho and G. Sovran. Aerodynamics of road vehicles. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 25 :485–537, 1993.
- [68] B. Indurain, D. Uystepuyt, F. Beaubert, S. Lalot, and A. Helgadottir. Numerical investigation of several twisted tubes with non-conventional tube cross sections on heat transfer and pressure drop. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, pages 1–14, 2019.
- [69] W. Jeon and R. Blackwelder. Perturbations in the wall region using flushmounted piezoceramic actuators. *Exp. Fluids*, 28 :485–496, 2000.
- [70] P. Joseph. Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé. *PhD Thesis*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012.
- [71] R. Joslin and D. Miller. Fundamentals and applications of modern flow control. *Prog. Aeronaut. Astronaut.*, 231, 2009.

- [72] R. D. Keane and R. J. Adrian. Theory of cross-correlation analysis of piv images. *Applied Scientific Research volume*, 49 :191–215, 1991.
- [73] B. Khalighi, K.-H. Chen, and G. Iaccarino. Unsteady aerodynamic flow investigation around a simplified square-back road vehicle with drag reduction devices. *Journal of Fluids Engineering*, 134 :061101, 2012.
- [74] B. Khalighi, S. Zhang, C. Koromilas, S. Balkanyi, L. Bernal, G. Laccarino, and P. Moin. Experimental and computational study of unsteady wake flow behind a bluff body with a drag reduction device. *SAE*, SP-1600 :Detroit, Michigan, 2001.
- [75] M. Koike, T. Nagayoshi, and N. Hamamoto. Research on aerodynamic drag reduction by vortex generators mitsubishi motors. *Tech. Rev.*, 16 :11–16, 2004.
- [76] J. Kostas, J.-M. Foucaut, and M. Stanislas. The flow structure produced by pulsed-jet vortex generators in a turbulent boundary layer in an adverse pressure gradient. *Flow. Turb. Comb.*, 78 :331–363, 2007.
- [77] A. Kourta and P. Gilliéron. Impact of the automotive aerodynamic control on the economic issue. *J. App. Fluid Mech.*, 2(2) :69–75, 2009.
- [78] S. Krajnović and L. Davidson. Numerical study of the flow around a bus-shaped body. *Journal of fluids engineering*, 125(3) :500–509, 2003.
- [79] L. Kral. Active flow control technology. *ASME Technical Brief*, 2000.
- [80] A. Lahaye, A. Leroy, and A. Kourta. Aerodynamic characterisation of a square back bluff body flow. *J. Fluids Eng.*, 4(1/2) :43–60, 2014.
- [81] J. Lamy. D’un g8 à l’autre : Sécurité énergétique et changement climatique. *Institut français des relations internationales*, pages 131–144, 2006.
- [82] Z. Lendek, J. Lauber, T.-M. Guerra, R. Babuska, and B.-D. Schutter. Adaptive observers for ts fuzzy systems with unknown polynomial inputs. *Fuzzy Sets and Systems*, 161(15) :2043–2065, 2010.
- [83] E. Levallois and P. Guilliéron. Réduction de traînée en aérodynamique automobile par contrôle passif des écoulements – analyse par piv. *FLUVISU*, 11 :7–9, 2005.
- [84] R. Li. Aerodynamic drag reduction of a square-back car model using linear genetic programming and physics-based control. *PhD Thesis*, 2018.
- [85] R. Li, D. Barros, J. Borée, O. Cadot, B. Noack, and L. Cordier. Feedback control of bimodal wake dynamics. *Experiments in Fluids*, 57 :1–6, 2016.
- [86] H. Lienhart, C. Stoots, and S. Becker. low and turbulence structures in the wake of a simplified car model (ahmed model). *Notes on Numerical Fluid Mechanics (NNFM)*, 77 :323–330, 2002.
- [87] H. Liepmann and D. Nosenchuck. Active control of laminar-turbulent transition. *J. Fluid Mech.*, 118 :201–204, 1982.
- [88] M. Lorite-Diez, J. Jimenez-Gonzalez, L. Pastur, O. Cadot, and C. Martinez-Bazan. Drag reduction of three-dimensional bodies by base blowing with various gas densities. *Physical Review E*, 102(1) :011101, 2020.
- [89] M. Lorite-Diez, J. Jimenez-Gonzalez, L. Pastur, C. Martinez-Bazan, and O. Cadot. Experimental analysis on the effect of local base blowing on three-dimensional wake modes. *J. Fluid Mech.*, 883 :7–9, 2020.
- [90] J.-M. Lucas, O. Cadot, V. Herbert, S. Parpais, and J. Détery. A numerical investigation of the asymmetric wake mode of a squareback ahmed body – effect of a base cavity. *J. Fluid Mech.*, 831 :675–697, 2017.

- [91] D. Luchtenburg. Low-dimensional modelling and control of separated shear flows. *PhD. thesis*, Berlin Institute of Technology, Berlin, Germany, 2010.
- [92] J. Lumley. The structure of inhomogeneous turbulent flows. *Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation (A.M. Yaglom and V.I. Takarski, eds.)*, Moscow : Nauka, 25 :166–178, 1967.
- [93] L. Menhour, B. Andrea-Novel, M. Fliess, D. Gruyer, and H. Mounier. An efficient model-free setting for longitudinal and lateral vehicle control. validation through the interconnected pro-sivic/rtnmaps prototyping platform. *IEEE Trans. on intelligent transportation systems*, pages 1–15, 2017.
- [94] E. Moreau. Airflow control by non-thermal plasma actuators. *J. Phys. D Appl. Phys.*, 40 :605—636, 2007.
- [95] C. Nayeriand, J. Haff, D. Greenblatt, L. Loefdahl, and C. Paschereit. Drag reduction on a generic tractor-trailer using active ow control in combination with solid flaps. In *Browand F., McCallen R., Ross J. (eds) The Aerodynamics of Heavy Vehicles II : Trucks, Buses, and Trains. Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics*, 41 :179–191, 2009.
- [96] M. Onorato, A. Costelli, and A. Garonne. Drag measurement through wake analysis. *SAE, International congress and Exposition, Detroit, USA*, SP-569 :85–93, 1984.
- [97] C. Ott. Caractérisation dynamique d’actionneurs fluidiques, et identification expérimentale des mécanismes dynamiques d’interaction jet - couche limite induits. *Phd Thesis*, Valenciennes, France :LAMIH, 2020.
- [98] M. Pastoor, L. Henning, B. Noack, R. King, and G. Tadmor. Feedback shear layer control for bluff body drag reduction. *J. Fluid Mech.*, 608 :161–196, 2008.
- [99] M. Pastoor, R. King, B. Noack, A. Dillmann, and G. Tadmor. Model-based coherent-structure control of turbulent shear flows using low-dimensional vortex models. *Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, 4261 :33rd AIAA, 2003.
- [100] G. Pavia, M. Passmore, and C. Sardu. Evolution of the bi-stable wake of a square-back automotive shape. *Exp. in Fluids*, pages 59–20, 2018.
- [101] B. Plumejeau, L. Keirsbulck, S. Delprat, M. Lippert, and W. Abassi. Ultra-local model-based control of the square-back ahmed body wake flow. *Physics of Fluids*, 31(8) :085103, 2019.
- [102] B. Plumejeau, L. Keirsbulck, S. Delprat, M. Lippert, and W. Abassi. Behavior of the square-back ahmed body global modes at low ground clearance. *Phys. Rev. Fluids*, 5 :084701, 2020.
- [103] G. Raman and A. Cain. Innovative actuators for active flow and noise control. *Proc. Inst. Mech. Eng. G. J. Aerosp. Eng.*, 216 :303–324, 2002.
- [104] S. Riachi, M. FLiess, and C. Join. High-order sliding modes and intelligent pid controllers : First steps toward a practical comparison. *IFAC Proceedings Volumes*, 44(1) :10982 – 10987, 2011.
- [105] K. Roussopoulos. Feedback control of vortex shedding at low reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 248 :267–296, 1993.
- [106] C. Rowley, D. Williams, T. Colonius, R. Murray, and D. Macmynowski. Linear models for control of cavity flow oscillations. *J. Fluid Mech.*, 547 :317–330, 2006.
- [107] M. Saminy, M. Debiassi, E. Carabello, X. Y. Serrani, J. Little, and J. Myatt. Feedback control of subsonic cavity flows using reduced-order models. *J. Fluid Mech.*, 579 :315–346, 2007.

-
- [108] S. Shadmani, S. Nainiyan, M. Mirzaei, R. Ghasemiasl, and S. Pouryoussefi. Experimental investigation of flow control over an ahmed body using dbd plasma actuator. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 11(5) :1267–1276, 2018.
- [109] L. Sirovich. Turbulence and the dynamics of coherent structures part i : coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics*, 45(3) :561–571, 1987.
- [110] A. Spohn and P. Gilliéron. low separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle. *IUTAM Symposium : unsteady separated flows*, 2002.
- [111] F. Thomas, T. Corke, M. Iqbal, A. Kozlov, and D. Schatzman. Optimization of dielectric barrier discharge plasma actuators for active aerodynamic flow control. *AIAA Journal*, 47(9), 2009.
- [112] C. Tilmann, K. Langan, J. Betterton, and M. Wilson. Characterization of pulsed vortex generator jets for active flow control. *RTO AVT Symposium on "Active Control Technology" for Enhanced Performance Operational Capabilities of Military Aircraft, Land Vehicles and Sea Vehicles*, page Germany, 2003.
- [113] R. Volpe, P. Devinant, and A. Kourta. Experimental characterization of the unsteady natural wake of the full-scale square back ahmed body : flow bi-stability and spectral analysis. *Exp. in Fluids*, 56(5) :56–99, 2015.
- [114] H. Wang, I. Ghazally, and Y. Mustafa. Model-free fractional-order sliding mode control for an active vehicle suspension system. *Advances in Engineering Software*, 115 :452–461, 2018.
- [115] S. Wang. Experimental and numerical study of micro-fluidic oscillators for flow separation control. *PhD thesis*, Toulouse, France :INSA, 2017.
- [116] W. Yi. Drag reduction of a three-dimensional car model using passive control device. *PhD. thesis*, Seoul Natl. University :Seoul, South Korea, 2007.

RÉSUMÉ

Caractérisation et contrôle actif de la traînée aérodynamique d'un corps épais pour différentes hauteurs de garde au sol : application au transport automobile.

Comme il est admis dans la littérature, l'écoulement autour d'un corps épais rectangulaire peut induire, sous certaines conditions, un comportement bistable (asymétrie de sillage). Cette bi-stabilité apparaît à partir d'un nombre de Reynolds critique et dépend fortement de la hauteur de garde au sol (débit de sous-bassement). Le corps considéré dans cette thèse est un modèle simplifié de véhicule automobile appelé corps d'Ahmed à culot droit présentant un rapport d'aspect largeur/hauteur de 1.35. Des mesures de champs de vitesse dans les plans horizontaux et verticaux ainsi que de pression et de forces (dérive et traînée) ont été réalisées en vue de caractériser et par la suite contrôler l'asymétrie du sillage. Tout d'abord, différents nombres de Reynolds et hauteurs de garde au sol ont été étudiés et ont permis de définir les paramètres critiques associés à l'apparition du phénomène de bi-stabilité du sillage aérodynamique (latérale dans notre cas). Cette étude préliminaire a permis notamment de souligner l'altération des modes globaux induits dans le sillage lors du passage d'une configuration stable à bistable. La seconde partie de l'étude a consisté à réduire la traînée aérodynamique d'une configuration instable en « forçant » la symétrie du sillage. Dans un premier temps, un contrôle actif par forçage (soufflage latéral droite/gauche) a permis de souligner l'effet favorable sur la traînée d'un soufflage bilatéral continu. Avec un rapport de vitesse d'injection/écoulement extérieur de l'ordre de 0.35-0.4, une réduction de traînée a été observée pouvant aller jusqu'à 2.5%. Par la suite, en vue notamment de réduire la puissance d'actionnement, une nouvelle approche de contrôle actif d'écoulement avec retour d'état basée sur une méthode algébrique couplée à un observateur linéaire, est mise en œuvre. Les premiers résultats mettent en avant une réduction de traînée de 2.5% avec une réduction de la puissance d'actionnement de plus de 50%. Finalement, un démonstrateur instrumenté (véhicule réel) a été réalisé en vue de transposer les preuves de concept de contrôle (sur maquette) aux essais sur route/piste. Des essais préliminaires très encourageants ont été réalisés et ont permis de caractériser le sillage de pression à l'arrière du véhicule (retour d'état) ainsi que l'autorité du système d'actionnement sur le comportement du sillage.

Mots clés : *contrôle actif d'écoulements, actionneurs fluidiques, caractérisation dynamique, interactions de sillage, bi-stabilité.*

ABSTRACT

Characterization and active control of the aerodynamic drag of a bluff body for different ground clearance heights : application to automotive transport.

As is admitted in the literature, the flow around a rectangular bluff body can induce, under certain conditions, a bistable behavior (wake symmetry breaking). This bistability appears from a critical Reynolds number and strongly depends on the ground clearance height (subbase flow rate). The body considered in this thesis is a simplified car model called squareback Ahmed body with a width/height aspect ratio of 1.35. Measurements of velocity fields in the horizontal and vertical planes as well as pressure and forces (drift and drag) were made to characterize and subsequently control the asymmetry of the wake. First of all, different Reynolds numbers and ground clearance heights were studied and allowed to define the critical parameters associated with the appearance of the phenomenon of bi-stability of the aerodynamic wake (lateral in our case). This preliminary study permit to highlight the alteration of the global modes induced in the wake during the transition from a stable to bistable configuration. The second part of the study was to reduce the aerodynamic drag of an unstable configuration by "forcing" the symmetry of the wake. Initially, an active forcing control (right/left lateral blow) permit to emphasize the favourable effect on drag of a continuous bilateral blow. With an outward injection rate/flow ratio of the order of 0.35-0.4, a drag reduction of up to 2.5% was observed. Subsequently, in order to reduce the actuating power in particular, a new approach to active flow control with callback signal based on an algebraic method coupled to a linear observer is implemented. The first results put forward a drag reduction of 2.5 % with a reduction of the operating power of more than 50%. Finally, an instrumented demonstrator (real vehicle) was built in order to transpose the proof of the control concept (on model) to the road/track tests. Very encouraging preliminary tests have been carried out and have made it possible to characterize the pressure wake at the rear of the vehicle (return of condition) as well as the authority of the actuation system on the behaviour of the wake.

Keywords : *Active flow control, fluid actuators, dynamic characterization, wake interactions, bi-stability.*