HAL
open science

Étude aérodynamique et contrôle de la traînée sur un corps de Ahmed culot droit

Yoann Eulalie

▶ **To cite this version:**

Yoann Eulalie. Étude aérodynamique et contrôle de la traînée sur un corps de Ahmed culot droit. Mathématiques générales [math.GM]. Université de Bordeaux, 2014. Français. NNT : 2014BORD0310 . tel-01146911

HAL Id: tel-01146911

https://theses.hal.science/tel-01146911v1

Submitted on 29 Apr 2015

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR DE

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DE MATHÉMATIQUES ET INFORMATIQUE

SPÉCIALITÉ MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES ET CALCUL SCIENTIFIQUE

Par Yoann EULALIE

ÉTUDE AÉRODYNAMIQUE ET CONTRÔLE DE LA TRAÎNÉE SUR UN CORPS DE AHMED CULOT DROIT

Sous la direction de : Iraj MORTAZAVI
Encadrant industriel : Philippe GILOTTE

Soutenue le 15.12.2014

Membres du jury :

M. Azeddine KOURTA	Professeur, Université d'Orléans, Laboratoire PRISME	Rapporteur
M. Richard PASQUETTI	Directeur de recherche, Laboratoire J.A.Dieudonné de Nice	Rapporteur
M. Charles-Henri BRUNEAU	Professeur, Université de Bordeaux, Institut IMB	Président / Examinateur
M. Philippe GILOTTE	Docteur, Chef de projet, Plastic Omnium, Sainte-Julie	Examinateur
M. Emmanuel GUILMINEAU	Chargé de recherche, Laboratoire LHEEA CNRS, Nantes	Examinateur
M. Vincent HERBERT	Docteur, Resp. de service, PSA Peugeot-Citroën, Vélizy	Examinateur
M. Iraj MORTAZAVI	Professeur, CNAM, Paris	Examinateur

Titre : Étude aérodynamique et contrôle de la traînée sur un corps de Ahmed culot droit

Résumé : L'objectif de ce travail de thèse consiste à analyser les solutions de contrôle permettant de réduire la traînée aérodynamique et donc de diminuer la consommation d'un véhicule. Les véhicules ciblés dans cette étude sont ceux se rapprochant d'une géométrie à culot droit telles que les versions break, monospace, SUV, utilitaires, ou même les remorques de camions. Pour s'affranchir des variantes de style, ces travaux sont concentrés sur la géométrie académique du corps de Ahmed à culot droit. La vitesse de l'écoulement est de 30m/s afin de retrouver des caractéristiques d'un écoulement de sillage fortement turbulent, proche des vitesses d'un véhicule sur autoroute. Ce travail à dominante numérique se décompose en deux parties : la première a pour objectif de valider les résultats de calculs avec et sans solution de contrôle avec des mesures expérimentales identiques, la seconde d'explorer numériquement des configurations de contrôle mixant des solutions de jets périodiques et de déflecteurs agissant sur le sillage du corps de Ahmed à culot droit. Les solutions les plus efficaces apportent des réductions de la traînée de l'ordre de 10%.

Mots clés : Corps de Ahmed, Culot droit, Simulation LES, Contrôle aérodynamique, Réduction de traînée, Aérodynamique externe, Sillage turbulent, Comparaison essais calcul

---

Title : Aerodynamic analysis and drag reduction around an Ahmed bluff body

Abstract : This present work is focused on the analysis of control solutions that reduce the aerodynamic drag and therefore the fuel consumption of vehicles. The selected vehicle geometries are closed to a bluff body such as Estate, van, SUV, commercial vehicles or even truck trailers. This work is then focused on the academic geometry of Ahmed body with square back in order to avoid style diversity. The reference velocity flow is equal to 30m/s, which is closed to a vehicle speed on a highway, and induces a highly turbulent wake flow. This work mainly numerical is divided in two parts. The first one is dedicated to the validation of the numerical model with experimental wind tunnel measurements. The second part looks for numerical configurations of flow control solution, mixing periodic jet and deflector both acting on the wake. Most effective solutions lead to drag reduction of about 10%.

Keywords : Ahmed body, Square back, LES computation, Drag reduction, External aerodynamic, Turbulent wake, Comparison numerical experiment.

Unité de recherche

Institut de Mathématiques de Bordeaux, UMR 5251

Université de Bordeaux, 351 Cours de la Libération – F 33405 TALENCE Cedex

---

Contact auteur : yoann.eulalie@gmail.com

Remerciements

J'ai conscience du bref moment de détente que peut procurer la lecture des remerciements lors d'une phase bibliographique, des pépites émergeant épisodiquement. Surement faudrait-il les recenser et les regrouper en ligne tant certaines m'ont fait rire… Pour autant, je me limiterai à des énonciations que d'aucuns pourraient juger sobres, mais qui, de mon avis traduisent au plus juste ce que je souhaite exprimer. Ainsi, puisses cette page concentrer l'essentiel des remerciements relatifs à ces années de travail sur ce sujet motivant.

Mes premiers remerciements vont à mon encadrant industriel Philippe Gilotte, et à mon directeur de thèse Iraj Mortazavi. Le premier m'a guidé, formé et conseillé tout aux long de ces années, et ma montré la synthèse raffinée qu'il faut savoir faire entre les mondes industriels et universitaires. Le second, pour ses conseils et ses orientations au gré des avancées et sa présence dans les moments décisifs. J'exprime le plaisir que j'ai eu de travailler à leurs côtés, et me réjouis en écrivant ces lignes de pouvoir prolonger avec eux ce sujet ainsi que de nouvelles thématiques.

Ces travaux se sont effectués dans le cadre d'un contrat CIFRE entre l'entreprise Plastic Omnium et l'Institut des Mathématiques de Bordeaux. Je salue ainsi toutes les personnes que j'ai pu côtoyer dans ces deux environnements de travail, je ne peux évidemment pas en dresser la liste exhaustive, mais pour ceux qui se reconnaitront, sachez que ce fût un plaisir de partager ces moment studieux ET détendus !

Je salue également les membres du projet TIGRE avec qui j'ai pu interagir rassemblant, le LMFA, Renault et Renault Trucks. Pour la partie expérimentale en soufflerie de ces travaux, coréalisée avec Renault, je remercie le laboratoire Prisme d'Orléans, et pour les essais, Stéphane Loyer, Elisabeth Fournier et Pierre Bobillier. Je remercie également Stéphie Edwige qui m'a aidé à finaliser les résultats lors de la dernière année.

Je remercie les rapporteurs M. Richard Pasquetti et M. Azeddine Kourta du temps qu'ils ont accordé à la relecture du manuscrit ainsi que des conseils qu'ils m'ont prodigué. Je remercie également l'ensemble des examinateurs d'avoir accepté de faire partie du jury : M. Vincent Herbert, M. Emmanuel Guilmineau et M. Charles Henri Bruneau qui a de plus pris la présidence de ce jury.

D'un point de vu plus personnel, je remercie mon entourage, ma famille et mes amis pour leur soutien direct ou indirect dans toutes les phases de mes travaux, que cela se traduise par la fatidique question ''- Alors, ça avance ta thèse ?'' , ou par la simple prise de connaissance de ce sujet, nébuleux pour certains, mais sachant susciter l'intérêt des amateurs du monde de l'automobile.
Je remercie ainsi ma belle-famille pour leurs accueils chaleureux et réguliers ainsi que leur partage des bienfaits du sud-ouest.
Plus particulièrement, je remercie mes parents et ma sœur d'avoir suivi avec intérêt et bienveillance mon parcours, de m'avoir soutenu tout au long de ces 8,9 années post bac, et d'avoir pris la voie des airs pour assister à ma soutenance. Ça y est, maintenant, mes études sont terminées !
Enfin je remercie ma compagne qui m'a accompagné tout au long de ce travail, qui a laissé derrière elle sa chère terre natale pour faire de nous des Lyonnais. Pour son soutien indéfectible, je lui suis reconnaissant et lui témoigne toute ma tendresse.

« Le mouvement est principe de toute vie »
Léonard de Vinci, Les carnets.

Table des matières

Introduction Générale 14
1.1 Environnement et objectifs de la thèse 16
1.2 Organisation du manuscrit 17
Chapitre 1 : Étude bibliographique 19
1.1 L'aérodynamique des véhicules terrestres 20
1.1.1 Définition du torseur aérodynamique 20
1.1.2 Coefficient de la traînée 21
1.1.3 La relation d'Onorato 23
1.1.4 Turbulence dans un écoulement 24
1.1.5 Le détachement tourbillonnaire dans un sillage 25
1.1.6 Échelles de la turbulence et cascade de Kolmogorov 28
1.1.7 Relation entre cinématique tourbillonnaire du sillage et traînée de culot 29
1.1.8 Répartition de l'effort aérodynamique sur un véhicule 30
1.2 Le corps de Ahmed 34
1.2.1 Dimensions 34
1.2.2 Description de l'écoulement 35
1.2.3 Caractérisation de l'écoulement pour un corps de Ahmed à culot droit 36
1.2.4 Modélisation numérique autour du corps de Ahmed 39
1.3 Contrôle d'écoulements autour des véhicules terrestres 44
1.3.1 Le contrôle passif 45
1.3.2 Le contrôle actif 52
1.3.3 Le contrôle couplé passif-actif 60
1.3.4 Récapitulatif des gains 63
1.3.5 Synthèse du contrôle d'écoulement autour des véhicules terrestres 64
Chapitre 2 : Outils numériques et exploitation des résultats 65
2.1 Les équations de Navier Stokes incompressibles 66
2.2 Modélisation de la turbulence 66
2.2.1 Décomposition de Reynolds 66
2.2.2 La simulation des grandes échelles ou large eddy simulation (LES) 67
2.2.3 Couplage des modèles LES et URANS : la DES 70
2.3 Méthode éléments finis appliquée à la résolution des équations de Navier Stokes 71
2.3.1 Méthode des éléments finis 71
2.3.2 Le code de calcul AcuSolve™ 72
2.4 Outils de traitement du signal 74
2.4.1 Fonctions de corrélations 74
2.4.2 Analyse spectrale 75
2.5 La décomposition orthogonale aux valeurs propres : POD 77

Chapitre 3 : Mesures aérodynamiques en soufflerie 81
3.1 La soufflerie Malavard du laboratoire PRISME de l'Université d'Orléans 82
3.2 Les moyens de mesure 82
3.3 Essais sur le corps de Ahmed culot droit équipé d'un dispositif de contrôle 86
3.3.1 Implantation de la maquette dans la soufflerie 87
3.3.2 Valeurs préliminaires mesurées sur corps de Ahmed 87
3.3.3 Description du sillage du cas de référence 88
3.3.4 Description de système de contrôle actif par jets pulsés 91
3.3.5 Plan d'expérience de la campagne d'essai 93
3.4 Bilan des pesées 94
3.5 Distribution de pression au culot 98
3.6 Bilan des essais 99
Chapitre 4 : Simulation numérique en 3 dimensions 101
4.1 Mise en place du modèle numérique 102
4.1.1 Convergence de grille 103
4.1.2 Caractéristique de la grille fine 103
4.1.3 Paramètres et dimensionnement de calcul 104
4.1.4 Discussion sur le modèle LES 105
4.2 Étude du cas de référence 107
4.2.1 Description de l'écoulement moyen 107
4.2.2 Analyse spectrale 113
4.3 Comparaisons avec les essais 121
4.4 Étude de la sensibilité de la solution au nombre d'itérations 124
4.5 Reproduction des cas avec contrôle de la traînée 125
4.6 Décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) de la pression fluctuante 130
4.7 Effet du soubassement : influence des pieds 134
4.8 Conclusion du chapitre 137
Chapitre 5 : Stratégies de contrôle de l'écoulement 139
5.1 Dispositifs de contrôle 140
5.2 Résultats des gains obtenus 144
5.3 Evaluation des coefficients de quantité de mouvement et bilan énergétique 149
5.4 Description des champs moyennés de certaines configurations 151
5.4.1 Distribution de pression au culot 151
5.4.2 Description du sillage 153
5.5 Approfondissement sur le meilleur cas sans déflecteur 159
5.5.1 Effet du contrôle sur la couche de cisaillement 159
5.5.2 Dynamique en sortie du jet 162
5.5.3 Analyse spectrale au culot 163
5.5.4 Analyse spectrale de l'écoulement de sillage 166
5.5.5 Champs instantanés dans le sillage 172

5.5.6 POD sur du champs de pression fluctuant de la configuration n°16 175
5.6 Conclusion du Chapitre 178
Conclusions et perspectives 181
Références bibliographiques 185
Tables des figures 189
Liste des tableaux 197

Nomenclature

Description de l'écoulement :

U	Vecteur vitesse	[m.s^{-1}]
u_x	Vitesse longitudinale	[m.s^{-1}]
u_y	Vitesse transversale	[m.s^{-1}]
u_z	Vitesse verticale	[m.s^{-1}]
P	Pression statique	[Pa]
ρ	masse volumique de l'air	[kg.m^{-3}]
μ	Viscosité dynamique de l'air	[kg.m^{-1}.s^{-1}]
ν	Viscosité cinématique de l'air	[m².s^{-1}]
V_{REF}	Vitesse de référence	[m.s^{-1}]
P_{REF}	Pression statique de référence	[Pa]
$\overrightarrow{F_a}$	Résultante aérodynamique	[N]
Fx	Force de la traînée	[N]
Fy	Force de la dérive	[N]
Fz	Force de la portance	[N]
Mx	Moment de roulis	[N.m]
My	Moment de tangage	[N.m]
Mz	Moment de lacet	[N.m]
Cx	Coefficient de traînée	[-]
Cy	Coefficient de dérive	[-]
Cz	Coefficient de portance	[-]
Cl	Coefficient de roulis	[-]
Cm	Coefficient de tangage	[-]
Cn	Coefficient de lacet	[-]
Cp	Coefficient de pression statique	[-]
$C\mu$	Coefficient de quantité de mouvement	[-]

Description de la turbulence :

$u_x{}', u_y{}', u_z{}'$	Fluctuations de vitesse	[m.s^{-1}]
u^{RMS}	Ecart type de fluctuation de vitesse	[m.s^{-1}]
p'	Fluctuation de pression	[Pa]
k, TKE	Energie cinétique turbulente	[m².s^{-2}]
p_{RMS}	Ecart type de fluctuation de pression	[Pa]
Re	Nombre de Reynolds	[-]
St	Nombre de Strouhal	[-]
l_0	Longueur intégrale de l'échelle de la turbulence	[m]
l_{EI}	Limite de l'échelle de la turbulence de la zone inertielle	[m]
l_{DI}	Limite de l'échelle de la turbulence de la zone dissipative	[m]
η	Echelle de Kolmogorov de la turbulence	[m]
δ	Hauteur de couche limite	[m]
y^+	Distance à la paroi	[-]
u^+	Vitesse à la paroi	[-]
u_τ	Vitesse de frottement	[m.s^{-1}]

Traitement du signal :

$\overline{\cdot}$	Moyenne d'un signal	
σ	Variance d'un signal	
f	Fréquence	[Hz]
f_e	Fréquence d'échantillonnage	[Hz]
f_M	Fréquence maximale	[Hz]
FFT	Fast Fourier Transform	
DSP/PSD	Densité Spectrale de Puissance	
$R_{uu}(r,\tau)$	Fonction de corrélation	
POD	Proper Orthogonal Decomposition	
ϕ^n	Modes propres de la base POD	
a^n	Coefficients propres de la base POD	
λ^n	Valeurs propres de la base POD	

Géométrie du corps de Ahmed :

L	Longueur	[m]
H	Hauteur	[m]
W	Largeur	[m]
$S_x = H.W$	Maître couple	[m²]
d_1	Diamètre des pieds	[m]
d_2	Diamètre du mât central	[m]
H_G	Hauteur de garde au sol	[m]
e	Epaisseur de la fente de soufflage	[m]
l_D	Largeur de la fente de soufflage	[m]
θ	Angle de soufflage	[°]
V_{jet}	Vitesse de jet en sortie d'actionneur	[m.s^{-1}]
f_{jet}	Fréquence de pulsation des actionneurs	[Hz]

Simulation numérique :

Δt	Pas de temps	[s]
N_t	Nombre de pas de temps	[-]
T	Temps total de simulation	[s]
LES	Large Eddy Simulation	
DES	Detached Eddy Simulation	
$RANS$	Reynolds Average Navier Stokes	

Autres abréviations :

NEDC	Nouveau Cycle Européen de Conduite
WLTP	Worldwide Harmonized Vehicles Test Procedure
SUV	Sport Utility Vehicle
PIV	Particle Image Velocimetry
IMB	Institut de Mathématiques de Bordeaux
POAE	Plastic Omnium Auto Exterior

Introduction Générale

Parmi les interrogations et les préoccupations environnementales de ces dernières années, le réchauffement climatique est un thème récurrent. Au-delà des polémiques, il est indéniable que les gaz à effet de serre (GES), doivent être limités dans notre atmosphère. Le groupement d'experts intergouvernementaux sur l'évolution du climat (GIEC) créé en 1988, est chargé de récolter des données à ce sujet. La répartition des gaz à effet de serre émis au cours de l'année 2010 montrent que les transports contribuent à hauteur de 14% des émissions totales mondiales (Figure 0.1). Notamment, au sein de l'union européenne des 15, parmi les émissions de GES des transports, le transport routier est responsable entre 74% et 78% des émissions de ce secteur. Les constructeurs automobiles sont ainsi invités à réduire les émissions de leurs produits à travers, des normes sur les véhicules neufs, et le souci de l'attractivité économique que la réduction de consommation peut avoir comme impact sur les clients finaux.

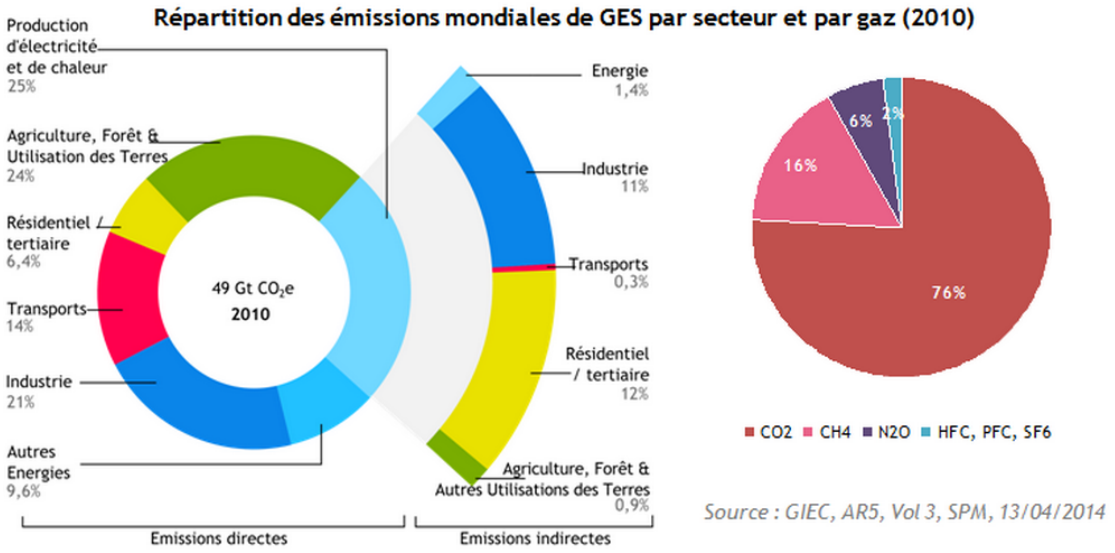


Figure 0.1 - Répartition des émissions mondiales de gaz à effet de serre par secteur (à gauche) et par gaz (à droite). Source GIEC, (ARS, Vol3, SPM, 13.04.2014).

Dans ce souci de réduction d'émission, les constructeurs automobiles ont identifié quatre axes majeurs de développement visant à améliorer les performances des véhicules, en termes de réduction d'énergie, d'autonomie et de rejets polluants : les performances du moteur, la réduction des frottements des roulements, l'allégement de la masse du véhicule et l'aérodynamique.

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans la thématique de l'aérodynamique. Le cahier des charges des performances aérodynamiques d'un véhicule est varié. Il peut traiter de la sécurité du comportement routier, du refroidissement du moteur et des freins, du confort auditif lié au bruit aérodynamique ou de l'amélioration des gains de consommation. C'est sur ce dernier point que nous nous concentrerons.

Sur un véhicule, l'unique source d'énergie provenant du moteur est consommée dans divers pôles. La plupart d'entre eux sont inhérents aux véhicules et fixes : la masse, la transmission et la résistance au roulement. L'énergie utilisée pour vaincre les efforts aérodynamiques est dépendante de la vitesse du véhicule. La Figure 0.2 illustre l'allure de la répartition de consommation selon les points cités, en fonction de la vitesse du véhicule. Jusqu'à 65km/h, la part de la résistance à l'air reste inférieure à l'énergie utilisée

pour déplacer la masse du véhicule. Au-delà, cette part augmente rapidement jusqu'à devenir dominante au-delà de 120 km/h.

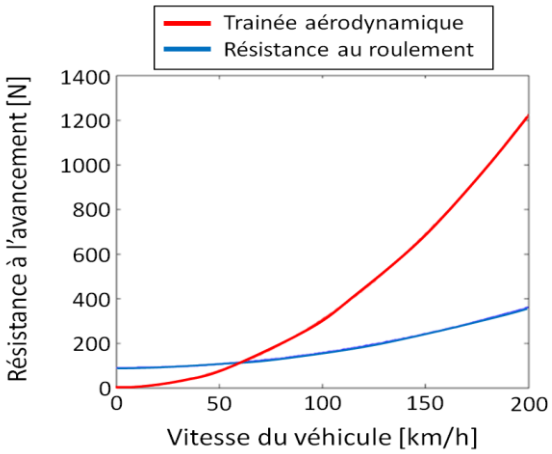


Figure 0.2 - Répartition des pertes d'énergie d'un véhicule en fonction de sa vitesse

En Europe, la procédure de caractérisation de consommation normalisée d'un véhicule s'effectue à travers le cycle NEDC, le véhicule roule pendant 20 minutes à des vitesses prédéfinies avec des phases d'accélération et d'arrêt. Le quart du cycle est consacré à des vitesses supérieures à 60km/h, vitesse à partir de laquelle les efforts aérodynamiques deviennent prépondérants. Les émissions de grammes de CO2 sont ainsi évaluées. Depuis 2013, une harmonisation des normes US, Japonaises et Européennes a été mise en place : le cycle WLTP (Worldwide Harmonized Vehicles Test Procedure). En comparaison du cycle NEDC, le cycle WLTP dure 30 minutes et 40% du cycle est consacré aux vitesses supérieures à 60km/h (Figure 0.3).

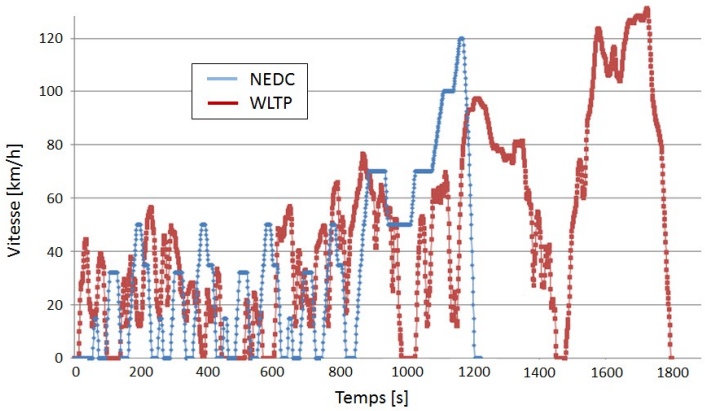


Figure 0.3 - Description des cycles NEDC et WLTP

Des réglementations viennent contraindre les constructeurs automobiles sur les émissions de gaz des véhicules neufs. Dans l'Union Européenne, dès 2015, tous les véhicules neufs devront émettre moins de 130gCO_2/km sur le cycle de validation, sous peine de pénalités financières. Cette valeur sera abaissée à 95gCO_2/km en 2020. Sur le cycle WLTP, l'aérodynamique contribue pour un tiers de la consommation, ainsi pour un véhicule émettant de base 100gCO_2/km, un gain aérodynamique de 3% correspondra environ à une réduction d'émission de 1gCO_2/km. Il s'agit donc d'une des voies privilégiée par les constructeurs pour atteindre leurs objectifs.

Notons que quelle que soit la source d'énergie, le gain aérodynamique est transversal, il a une répercussion sur l'autonomie d'un véhicule. Il permet de réduire l'énergie consommée pour déplacer les masses d'air autour du véhicule par la source motrice. Ces dernières années, une dynamique indéniable se crée autour des véhicules proposant des sources d'énergies alternatives au pétrole telles que l'hydrogène ou l'électrique. Des travaux sur la réduction de la traînée impacteront directement de manière bénéfique l'autonomie de ce type de véhicule et pourront également favoriser leur développement.

1.1 Environnement et objectifs de la thèse

Dans ce contexte, l'équipementier automobile Plastic Omnium Auto Exterior, propose aux constructeurs des solutions de panneaux de carrosserie (pare-chocs avant et arrière), des pièces de soubassement (plancher arrière), des hayons et spoilers arrière en matières plastiques et composites. En raison de la part croissante des hayons et des spoilers arrière dans son chiffre d'affaire, la société se propose de participer aux études aérodynamiques à l'arrière des véhicules dans l'objectif de pourvoir des solutions de réduction de la traînée intégrées aux modules de carrosserie, permettant aux constructeurs de s'affranchir au maximum des contraintes liées au style. L'objectif est de pouvoir intégrer dans les hayons et spoilers des actionneurs fluidiques avec les contraintes et les avantages des modules de carrosserie plastiques et composites.

Nous pouvons citer la participation de Plastic Omnium Auto Exterior dans le projet Predit CARAVAJE qui avait comme objectif de tester des solutions d'actionneurs fluidiques sur une lunette arrière à travers un prototype sur un véhicule commercialisé [Jos12]. Un autre essai d'intégration d'actionneurs fluidiques sur un véhicule de type SUV a aussi été mené en collaboration avec le CNRT R2A. Ces essais à échelle 1 viennent compléter les expériences académiques sur corps de Ahmed dans l'optique de montrer la faisabilité de ce type d'intégrations.

Dans le cadre de travaux de simulation numérique, l'Institut de Mathématiques de Bordeaux a réalisé de nombreux travaux, notamment en collaboration avec Renault pour décrire le mécanisme de sillage aérodynamique derrière un culot droit et apporter des solutions de contrôle actifs et passifs de la traînée par des simulations numériques en DNS à faibles vitesses d'écoulement [Dey09][Bru10]. Par ailleurs, l'institut de Mathématiques de Bordeaux a aussi participé au projet Predit CARAVAJE pour optimiser la forme des micro-actionneurs sélectionnés pour le projet [Bru13]. L'IMB s'intéressait alors à approfondir ces approches de contrôle pour des vitesses d'écoulements plus élevées.

Il apparut donc intéressant de poursuivre les travaux de l'IMB et de Plastic Omnium réalisés dans le projet Predit CARAVAJE pour les rapprocher dans le cadre d'une thèse CIFRE afin de travailler sur les mécanismes de pertes d'énergie aérodynamique dans un sillage et le contrôle de la traînée à vitesses d'écoulements élevées.

Cette thèse a pour objet l'étude aérodynamique et la réduction de la traînée des véhicules de types culot droit. Elle s'articule autour d'une partie expérimentale et une partie numérique. La partie expérimentale permet de mieux comprendre les mécanismes des écoulements détachés sur culot droit, d'étudier le sillage et de valider la partie numérique. Une fois validée, l'approche numérique est utilisée pour explorer des stratégies efficaces de contrôle de la traînée autour de ce type de géométrie.

La partie expérimentale a été réalisée avec le soutien du projet TIGRE, dont une partie du projet concerne l'aérodynamique à l'arrière des véhicules utilitaires. Cette partie impliquait Renault, Renault Trucks et Plastic Omnium pour la partie industrielle et le LMFA pour la partie universitaire. Renault et Plastic Omnium ont collaboré dans la réalisation d'essais en soufflerie autour de cette thématique pour les véhicules industriels légers. Dans cette thèse, les solutions d'intégrations ne sont étudiées que pour la partie automobile car la remorque d'un camion ne fait pas partie du périmètre de la société. Dans ce cadre, des essais en soufflerie sur maquette réduite ont permis de valider les calculs effectués sur corps de Ahmed, plus dédié automobile.

La géométrie choisie pour cette étude est le corps de Ahmed à culot droit dont un parallèle peut être fait avec d'autres types de véhicules tels que les monospaces, les SUV (Sport Utility Vehicle ou crossover), les breaks ou les utilitaires. Ces véhicules qui présentent un arrière considéré comme droit occupent une place très importante du marché de l'automobile depuis le début des années 2000. Les explorations numériques s'effectuent autour de cette géométrie, sur laquelle sont testées de nouvelles solutions de contrôle de la traînée.

1.2 Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est réparti en cinq chapitres :

Le premier chapitre propose une étude bibliographique qui commence par un rappel synthétique des notions liées à l'aérodynamique des véhicules terrestres, ensuite le corps de Ahmed est présenté comme le support géométrique de ces travaux, la dernière partie traite des différents travaux effectués sur le contrôle de l'écoulement, en différenciant le contrôle actif et passif. Les approches numériques et expérimentales seront détaillées.

Le deuxième chapitre décrit les outils numériques utilisés pour la réalisation de ces travaux. Une partie traite des méthodes numériques relatives à la résolution des équations de Navier-Stokes, et une seconde des différents outils de post traitement.

Le troisième chapitre est dédié à la démarche expérimentale. Il se décompose en une présentation des moyens de mesure au sein de la soufflerie Malavard du laboratoire PRISME d'Orléans, puis à la description de la solution de contrôle par jets pulsés intégrée à un corps de Ahmed à culot droit et se termine par le détail des résultats obtenus et l'analyse des données.

Le quatrième chapitre traite de la simulation numérique. Dans un premier lieu, le modèle et les paramètres de calcul sont présentés pour le cas de référence avec une discussion sur les hypothèses envisagées et leur pertinence. Ce chapitre est complété par une étude de la convergence numérique. Enfin ces calculs effectués sont validés par les essais expérimentaux décrits auparavant.

Une fois la validation effectuée, le cinquième chapitre s'intéresse à l'exploration numérique des solutions de contrôles actifs et passifs sur le corps de Ahmed. De nouvelles solutions de contrôle sont proposées dans le prolongement de la partie expérimentale, afin d'atteindre des réductions de la traînée significatives. Les paramètres explorés sont la position des fentes de soufflage, leurs formes, le débit sortant, la possibilité d'aspiration, l'ajout d'appendices géométriques et le couplage des méthodes actives et passives. Un récapitulatif des solutions de contrôle sera enfin dressé afin de synthétiser les meilleures stratégies à adopter.

Chapitre 1 :

Étude bibliographique

Cette première partie permet de contextualiser les travaux. Dans un premier temps, les prérequis en aérodynamique sont exposés, puis l'écoulement autour d'un corps de Ahmed, qui est l'objet principal de ces travaux, est décrit avec précision, enfin, un état de l'art du contrôle d'écoulement appliqué aux véhicules terrestres est dressé, avec un zoom apporté au contrôle par simulation numérique.

1.1 L'aérodynamique des véhicules terrestres

Pour un véhicule terrestre, les efforts liés à l'aérodynamique deviennent prépondérants à partir des 70km/h. Au-delà de cette vitesse, et notamment sur autoroute, cet effort est la première source de consommation d'un moteur. Il est donc essentiel de comprendre les phénomènes qui sont liés à la dynamique du fluide autour d'un véhicule en mouvement si l'on souhaite réduire cet impact.

1.1.1 Définition du torseur aérodynamique

La résultante du torseur aérodynamique est définie comme étant la somme des forces exercées par un fluide sur la géométrie étudiée. Cette résultante se décompose physiquement en une force de pression $\overrightarrow{F_p}$ liée à la pression statique sur la surface de la géométrie et la force de frottement $\overrightarrow{F_f}$ liée au tenseur des contraintes visqueuses respectivement normales et tangentielles à la surface de la géométrie (Figure 1.1).

$$\vec{F_a} = \vec{F}_{Fluide \to Geom} = F_x\overrightarrow{e_x} + F_y\overrightarrow{e_y} + F_z\overrightarrow{e_z}$$

$$\vec{F_a} = \overrightarrow{F_p} + \overrightarrow{F_f} = \iint_S (P - P_{ref})\vec{n}\, dS + \iint_S \overline{\overline{\tau_\mu}} \cdot \vec{t}\, dS$$

Avec $\vec{n}$ un vecteur normal à la paroi et $\vec{t}$ un vecteur tangentiel à la paroi, P correspond à la pression statique locale, P_{ref} la pression de référence et dS l'élément surfacique d'intégration.
Le moment aérodynamique défini au point P par rapport au centre de gravité G vaut :

$$\overrightarrow{M_P} = \vec{F_a} \times \overrightarrow{GP} = M_x\overrightarrow{e_x} + M_y\overrightarrow{e_y} + M_z\overrightarrow{e_z}$$

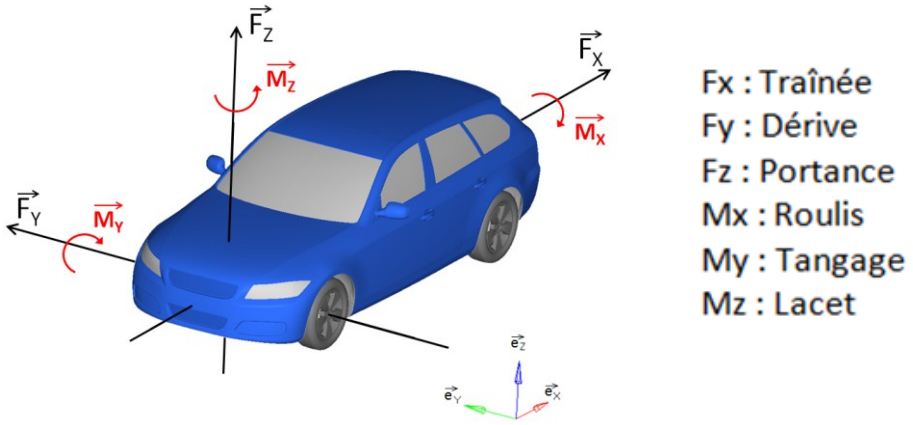


Figure 1.1 - Définition du torseur aérodynamique d'un véhicule

1.1.2 Coefficient de la traînée

La force de la traînée est définie comme la projection de la résultante du torseur aérodynamique sur l'axe de la direction principale de l'écoulement. Le coefficient de traînée est le rapport de cette force sur la pression dynamique relative à la vitesse de référence sur la surface projetée dans la direction principale de l'écoulement. Il est défini comme :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_x}$$

Avec F_x la force de la traînée, ρ la densité du fluide de l'écoulement, U_∞ la vitesse de référence de l'écoulement et S_x la surface projetée dans le sens de l'écoulement du véhicule (Figure 1.2).

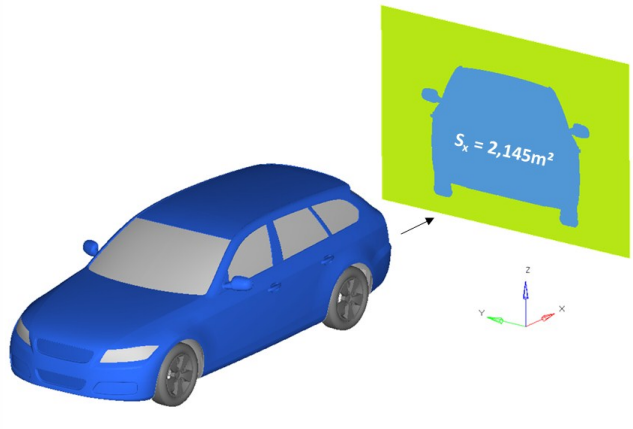
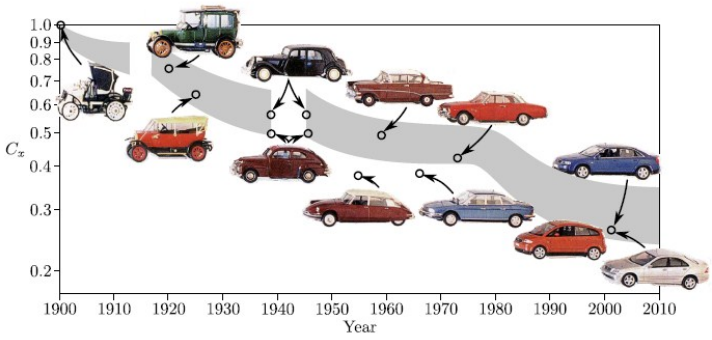


Figure 1.2 - Calcul de Sx à partir du modèle numérique

Dans le monde de l'automobile, les ordres de grandeur de cet effort ont largement évolué au cours des années, comme le montre la Figure 1.3, il a globalement baissé de 50% depuis les années 70 jusqu'à aujourd'hui. Les explications sont multiples, nous pouvons considérer que la recherche de performance liée aux réglementations et au contexte économique joue beaucoup dans cette évolution. Les mesures en soufflerie des constructeurs font généralement référence au S_xC_x des véhicules. Pour une même vitesse, la prise en compte de la surface projetée permet de directement lier cette valeur à la force de traînée. Cette valeur peut varier entre 0,6 pour un véhicule compact à 0,8 pour un SUV ou un monospace.

Une approche simple consiste à considérer qu'il caractérise la résistance à l'avancement d'un corps dans un fluide. La Figure 1.4 montre quelques exemples de Cx pour des formes classiques et des vitesses d'écoulement fixées. Le Cx est dépendant de la vitesse de l'écoulement, mais il peut varier faiblement sur certaines plages de vitesse. Dans le cas de l'automobile, les plages de vitesses d'un véhicule sont très variables : à partir 0km/h et jusqu'à des vitesses maximales aux limites de la technologie du moment qui peuvent atteindre 400km/h. Cependant, si l'on s'intéresse à l'étude de Cx d'un véhicule, il est en général caractérisé pour des vitesses définies entre 90 et 130km/h. Sur cette plage, la mesure du Cx varie peu.



Vehicle type	Pre-1970	Current	Probable near-future minimum
Medium-sized cars	0.4–0.55	0.28–0.4	0.25
Light vans	0.4–0.6	0.35–0.5	0.3
Buses	0.5–0.9	0.4–0.8	0.3
Large articulated trucks	0.7–0.95	0.55–0.8	0.4
Box truck and drawbar trailer	0.75–1.0	0.7–0.9	0.5

Figure 1.3 - Évolution du coefficient de traînée au fil des années [Huc93]

La Figure 1.4 présente l'évolution de la mesure de Cx pour un cylindre en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement. On constate que pour des écoulements à petites vitesses, le Cx prend ses valeurs maximales. Il suit ensuite une loi en puissance, puis de Re=10^{e}2 à Re=10^{e}5, les valeurs sont relativement stables jusqu'à atteindre la valeur critique de chute de Cx. Cela montre que la vitesse de l'écoulement est une donnée essentielle qui se traduit par des comportements différents selon les régimes considérés.

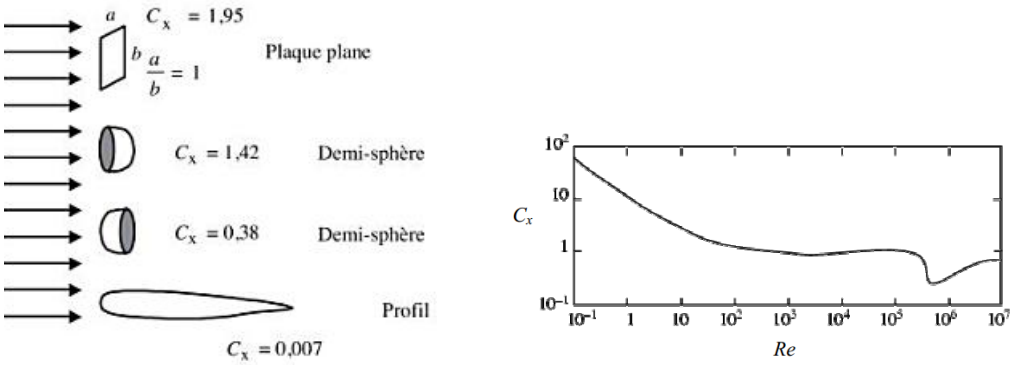


Figure 1.4 - Ordres de grandeurs de valeurs de Cx pour des formes classiques

De manière analogue au coefficient de la traînée, on définit les coefficients suivants :

Le coefficient de portance : $C_z = \frac{F_z}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_x}$

Le coefficient de dérive : $C_y = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_x}$

Le coefficient de roulis : $C_l = \frac{M_x}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 L_{ref} S_x}$

Le coefficient de tangage : $C_m = \frac{M_y}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 L_{ref} S_x}$

Le coefficient de lacet : $C_n = \frac{M_z}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 L_{ref} S_x}$

Le coefficient de pression : $C_p = \frac{P - P_{ref}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_x}$

Le coefficient de portance permet de décrire l'appui du véhicule lié à l'aérodynamique, c'est un paramètre important de la sécurité qui concerne la tenue de route sur voies rapides. Le coefficient de dérive est généralement utilisé pour décrire le comportement de véhicule lors d'un dépassement ou d'un coup de vent latéral. Enfin, les trois coefficients de moment vont permettre de quantifier la répartition des efforts sur les liaisons au sol du véhicule. Le coefficient de pression est un adimensionnement de la pression statique par rapport à la pression dynamique de référence de l'écoulement. Notons que dans le cadre d'un culot droit, le coefficient de pression au culot est égal à la part du Cx de ce culot puisque la normale prend la direction longitudinale.

1.1.3 La relation d'Onorato

Sur un véhicule en mouvement, les efforts du torseur aérodynamique sont principalement liés aux forces de pression induites par les décollements massifs de l'air dans les zones de fortes courbures locale du véhicule. Onorato [Ono84] montre la décomposition du torseur aérodynamique selon les forces de pression, de rotation du fluide et du déficit de vitesse induit. 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, Onorato & al. [Ono84] ont montré de manière analytique puis expérimentale la relation qu'il existe entre les effets du sillage et le coefficient de la traînée aérodynamique (Figure 1.5). Le véhicule se déplace à la vitesse V_∞, la relation s'écrit comme suit :

$$F_x = \underbrace{\iint_{S_w} \left(Pt_\infty - Pt_{S_w}\right) d\sigma}_{(a)} + \underbrace{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2 \iint_{S_w} \left(\frac{V_z^2}{V_\infty^2} + \frac{V_y^2}{V_\infty^2}\right) d\sigma}_{(b)} - \underbrace{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2 \iint_{S_w} \left(1 - \frac{V_x}{V_\infty}\right)^2 d\sigma}_{(c)}$$

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

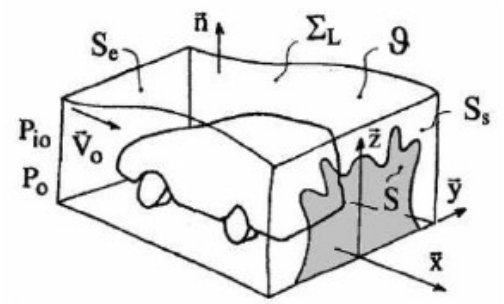


Figure 1.5 - Bilan intégral de quantité de mouvement sur des surfaces fluides autour d'un véhicule d'après [Ono84]

- Le terme (a) met en jeu les termes de perte 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 peut représenter jusqu'à 80% de la traînée totale.
- Le terme (b) 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 (c) 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.

Ce bilan intégral nécessite d'être complété par la description des mécanismes se développant à l'intérieur du sillage afin d'appréhender la source de cette réduction de pression dans le sillage.

1.1.4 Turbulence dans un écoulement

'' La turbulence disperse et mélange le milieu où elle se développe. Puis elle s'efface et disparaît une fois produites l'unité et l'homogénéité qu'elle a favorisées''. [Pol06]

La turbulence est présente dans de nombreux domaines. En aéronautique elle est considérée comme néfaste puisqu'elle est responsable de l'augmentation de la traînée et de la diminution de la portance. Au contraire dans les domaines de la chimie, elle permet l'homogénéisation et l'accélération des mélanges. Sur une automobile, elle se développe autour du véhicule et dans son sillage. Elle dissipe l'énergie cinétique au sein des masses d'air déplacées au cours de l'avancement du véhicule.

Les premières caractérisations de la turbulence apparaissent à la fin du 19ème siècle grâce au scientifique Osborne Reynolds. Ses travaux sur les écoulements dans les conduites lui permirent de définir un nombre sans dimension auquel il attribua son nom. Il montra qu'au-dessus d'une valeur critique de ce nombre, l'écoulement changeait radicalement de topologie et de dynamique (Figure 1.6).

Le nombre de Reynolds est défini comme :

$$Re = \frac{VL}{\nu}$$

Où V est la vitesse de référence d'un écoulement, L sa longueur de référence et ν la viscosité cinématique du fluide considéré.

Une analyse dimensionnelle montre que le nombre de Reynolds est construit pour représenter le rapport des forces de convection sur les forces de dissipation dans un écoulement.

$$\frac{convection}{dissipation} = \frac{|\nabla u.u|}{|\nu \Delta u|} \propto \frac{\frac{V}{L}.V}{\nu \frac{V}{L^2}} = \frac{VL}{\nu} = Re$$

Il existe trois types de régime que puisse décrire un écoulement : le régime laminaire, le régime transitionnel et le régime turbulent.

Figure 1.6 - Visualisation schématique d'écoulements laminaire et turbulent dans une canalisation

Quel que soit l'écoulement considéré, ce rapport entre convection et dissipation est essentiel pour anticiper les phénomènes étudiés. Pour un écoulement interne, par exemple une canalisation, le diamètre et la vitesse suffisent à caractériser le type d'écoulement. En écoulement externe, comme c'est le cas pour les véhicules terrestres, le comportement du fluide peut-être différent selon les zones considérées. Toutefois, l'écoulement global autour du véhicule est considéré comme turbulent. La hauteur est généralement prise comme longueur de référence et permet d'établir l'ordre de grandeur des plus grosses structures qui seront générées dans le sillage.

1.1.5 Le détachement tourbillonnaire dans un sillage

L'écoulement à l'arrière d'un véhicule est complexe. En proche paroi il est le siège de formations tourbillonnaires massives, plus loin dans le sillage ces structures sont transportées. De manière macroscopique, les définitions suivantes permettent de décrire le comportement de la dynamique tourbillonnaire.

Nombre de Strouhal

La première mention du nombre de Strouhal apparaît dans les travaux de Lord Rayleigh qui se base sur les observations de Strouhal qui décrivit les phénomènes acoustiques liés à une corde dans le vent en s'attachant à isoler de manière adimensionnée les liens existants entre fréquence d'émission tourbillonnaire, vitesse d'écoulement et dimensions géométriques de l'obstacle. Le nombre de Strouhal s'exprime en fonction de la vitesse et de la longueur de référence du modèle comme suit :

$$St = fL/V$$

Où, f représente la fréquence détectée, L la longueur de référence et V la vitesse de référence.

Allée de Bénard-Karman

L'allée de Von Karman est un phénomène classique de la mécanique des fluides. Il se traduit par l'alternance régulière du point de décrochement du fluide autour d'un objet et produit une émission tourbillonnaire également alternée dans le sillage d'un objet. Il s'agit d'une forme de ''résonance'' de l'écoulement de sillage. Ce type de phénomène s'observe pour des écoulements sans effets de bords à partir de nombres de Reynolds assez bas (Re=100) jusqu'à la transition turbulente où les allées disparaissent. Dans le cadre d'un cylindre à section circulaire, l'expérience montre ce phénomène pour des régimes dans la zone transitionnelle ($Re_{cylindre} < 10^4$). Les décrochements s'effectuent alternativement sur la partie haute et basse du cylindre perpendiculaire à l'écoulement. Cette émission tourbillonnaire s'effectue à une fréquence correspondant à un nombre de Strouhal de St=0,2 (Figure 1.7).

Notons que lorsque le régime devient turbulent, le phénomène disparaît, mais une étude spectrale peut montrer que cette fréquence n'a pas pour autant disparue et peut se situer dans les fréquences dominantes du sillage. Ce phénomène est également présent dans les écoulements 3d plus complexes même s'il n'est pas dominant.

Figure 1.7 - Visualisation schématique des allées de Bénard-Karman

Instabilités de Kelvin-Helmholtz et couche de cisaillement

Le phénomène d'instabilité de Kelvin-Helmholtz se décrit comme la création de structures tourbillonnaires dues à des gradients de vitesses élevés au sein d'un fluide, ou à l'interface entre deux fluides (Figure 1.8). Ces variations de vitesses peuvent être liées à un point de décollement, au rayon de courbure de la géométrie et à la couche limite se développant en amont du phénomène. Cette zone de gradient favorise un taux de mélange élevé et se traduit par des phénomènes spectraux à hautes fréquences. Le nombre de Strouhal dominant du spectre de la vitesse d'écoulement y est localement

supérieur à 0,5. Autour d'un véhicule, ce type de phénomènes s'observe en aval des décollements massifs à l'arrière de la géométrie, sur le pourtour du sillage généré. Cette zone est appelée couche de cisaillement.

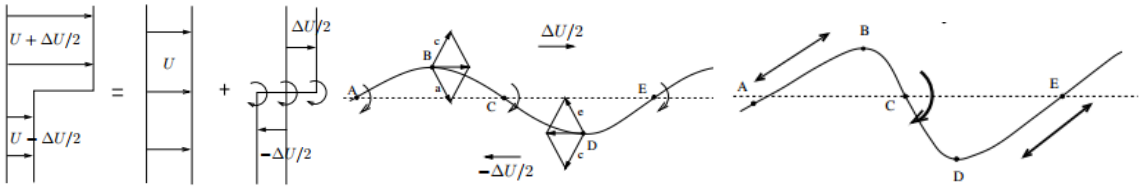


Figure 1.8 - Principe physique de l'instabilité de Kelvin Helmholtz : déstabilisation d'une nappe de vorticité.

La couche limite

Lorsqu'un écoulement fluide rencontre un obstacle, dû au frottement sur la surface de l'obstacle et à la viscosité de l'écoulement, la vitesse de l'écoulement est égale à zéro sur la surface de l'obstacle. Au-dessus de cette surface, la vitesse de l'écoulement augmente progressivement jusqu'à une certaine hauteur où la vitesse de l'écoulement non perturbée est retrouvée. Cette zone de gradient de vitesse s'appelle la couche limite. La Figure 1.9 montre une illustration de la couche limite, notée δ, qui se développe sur un obstacle.

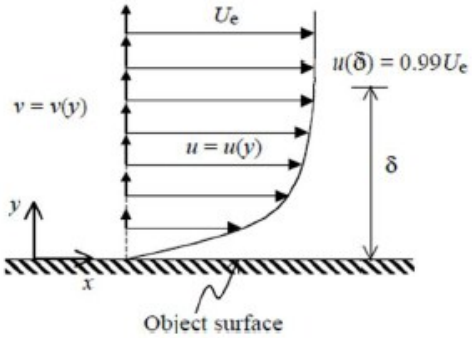


Figure 1.9 - Couche limite sur un obstacle

L'épaisseur de la couche limite δ est usuellement définie par la distance à la paroi où la vitesse U a atteint un certain pourcentage de la valeur extérieure, généralement 99%

$$\delta = \{\, distance \text{ à } la\ paroi\ telle\ que\ \frac{U(\delta)}{U_\infty} = 0.99 \,\}$$

Sur un véhicule, plusieurs zones peuvent avoir des écoulements proche paroi de type ''décollement-recollement-couche limite''. La calandre et le pare-brise sont responsables des décollements les plus massifs. L'écoulement en aval sur les montants latéraux, le pavillon et le soubassement sont le siège de recollement. L'étude de Kiya et al. [Kiy86] porte sur une plaque plane d'épaisseur 2H. Les grandeurs sont adimensionnées en fonction de la longueur de recirculation moyenne résultante du décollement en aval du bord d'attaque de la plaque. Cette longueur est déterminée grâce à la courbe moyenne du gradient de pression longitudinal, le changement de signe fixe cette longueur. Dans cet article, deux phénomènes sont mis en avant : le battement de la poche et l'émission de structures en aval de la plaque. Les fréquences relatives liées correspondent respectivement à un Strouhal de 0,2 et 0,6-0,8 (Figure 1.10). L'écoulement de sillage d'un véhicule en est le récepteur. Il est ainsi possible de différencier dans le sillage les phénomènes issus de ces couches limites qui contribuent à la formation des structures tourbillonnaires.

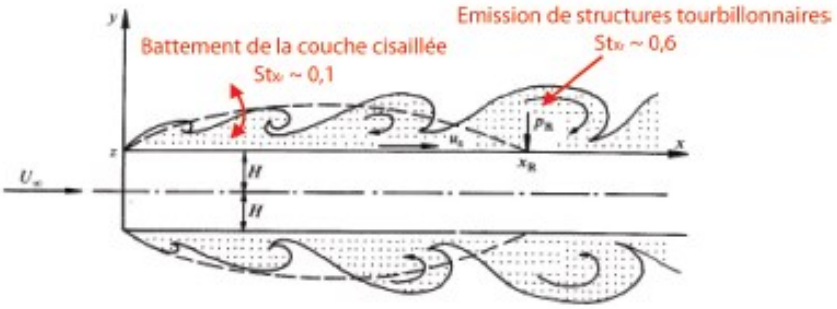


Figure 1.10 - Mécanismes instationnaires d'une couche limite se développant sur une plaque plane d'épaisseur 2H d'après Kiya et al. [Kiy86]

1.1.6 Échelles de la turbulence et cascade de Kolmogorov

Un écoulement turbulent peut être défini comme la cohabitation de nombreux tourbillons de tailles différentes qui possèdent une dynamique et un comportement qui les caractérisent. (Figure 1.11)

Les travaux de Kolmogorov publiés en 1941 permirent de décrire cette dynamique tourbillonnaire. La production des plus grandes structures est le résultat de l'écoulement moyen à la vitesse V et la longueur de référence L. Ces structures transportent et diffusent leur quantité de mouvement. En raison du phénomène d'étirement, ces grosses structures se divisent en de plus petits tourbillons qui donnent naissance à leur tour à de plus petites structures. L'énergie cinétique est ainsi dissipée, et à chaque réduction d'échelle, les effets de la viscosité sont de plus en plus importants. Lorsque les effets visqueux deviennent équivalents aux effets cinétiques, l'énergie est dissipée sous forme de chaleur. (Figure 1.11)

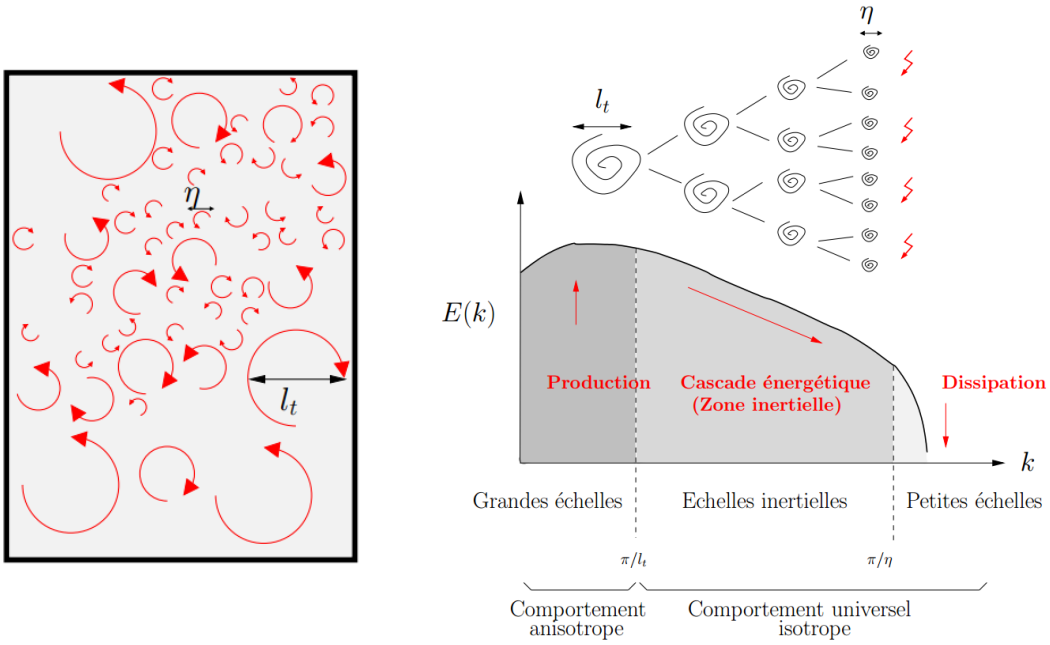


Figure 1.11 - A gauche : Représentation schématique d'un écoulement turbulent. A droite : Spectre de l'énergie cinétique d'un écoulement turbulent.

Une analyse dimensionnelle permet d'évaluer les facteurs principaux des écoulements turbulents : le taux de dissipation ε, le rapport entre grandes échelles et la plus petite échelle de dissipation $\eta\ /L$ et l'expression du nombre de Reynolds local à l'équilibre entre effets visqueux et convectifs Re_η.

$$\varepsilon \sim \frac{U^3}{L}$$

$$\frac{\eta}{L} \sim Re^{-3/4}$$

$$Re_\eta = \frac{u_\eta \eta}{\nu} \sim 1$$

Le modèle de Kolmogorov qui décrit la dynamique tourbillonnaire peut s'énoncer selon les trois points suivants :

- L'énergie cinétique turbulente est principalement portée par les grands tourbillons.
- La viscosité n'influence que les petits tourbillons qui sont responsables de la majeure partie de la dissipation.
- Le taux d'énergie dissipée par les petits tourbillons provient des grands.

Pour des nombres de Reynolds suffisamment grands (Re > 10^4), il existe une zone du spectre d'énergie dite ''zone inertielle'' (échelles intermédiaires de la Figure 1.11) dans laquelle les grandes structures ne font que transférer l'énergie cinétique à dissiper vers les plus petites structures. Kolmogorov a proposé la loi universelle du spectre d'énergie suivante :

$$E(k,t) = C_K \varepsilon(t)^{2/3} k^{-5/3} \ \ , ou\ C_K \approx 1.5$$

Ce célèbre modèle de représentation de pente logarithmique en -5/3 est la base de nombreux modèles de turbulence pour des codes de simulation numérique.

La Figure 1.12 issue des travaux de Pope et al. [Pop00] montre la distribution de l'énergie cinétique et de sa dissipation en fonction des échelles de la turbulence de l'écoulement. Les échelles κ_{EI} et κ_{DI} déterminent respectivement les seuils entre grandes échelles et domaine inertielle pour la première et entre domaine inertiel et zone de dissipation pour l'autre. Les plus grandes échelles, $\kappa < \kappa_{EI}$ contiennent l'énergie cinétique E(κ), tandis que les plus petites, $\kappa > \kappa_{DI}$ dissipent (D(κ)).

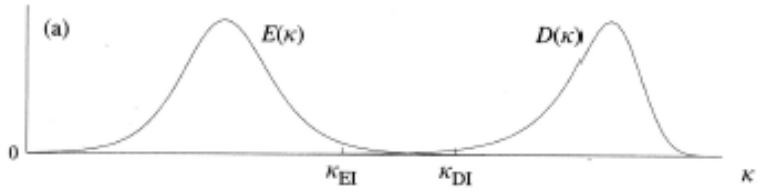


Figure 1.12- Distribution de l'énergie cinétique et de dissipation en fonction des échelles de l'écoulement

1.1.7 Relation entre cinématique tourbillonnaire du sillage et traînée de culot

Puisqu'un écoulement turbulent peut être considéré comme l'enchevêtrement de tourbillons dans un domaine restreint, il est intéressant de considérer des modèles théoriques décrivant le comportement d'une structure tournante autour d'un corps. [MT68] analyse les efforts de pression théoriques générés sur une géométrie sous l'influence d'un tourbillon unique. Ce modèle permet l'évaluation de la force de traînée théorique en fonction du comportement d'un tourbillon unique dans le sillage de la géométrie étudiée. Un facteur dimensionnant de la traînée est la vitesse d'éloignement du tourbillon par rapport à la paroi de sillage de la géométrie. Une traînée induite est minimale lorsque le tourbillon s'éloigne très rapidement du culot, à vitesse d'émission constante, et inversement, la traînée induite est maximale lorsque le tourbillon s'éloigne d'abord lentement. (Figure 1.13)

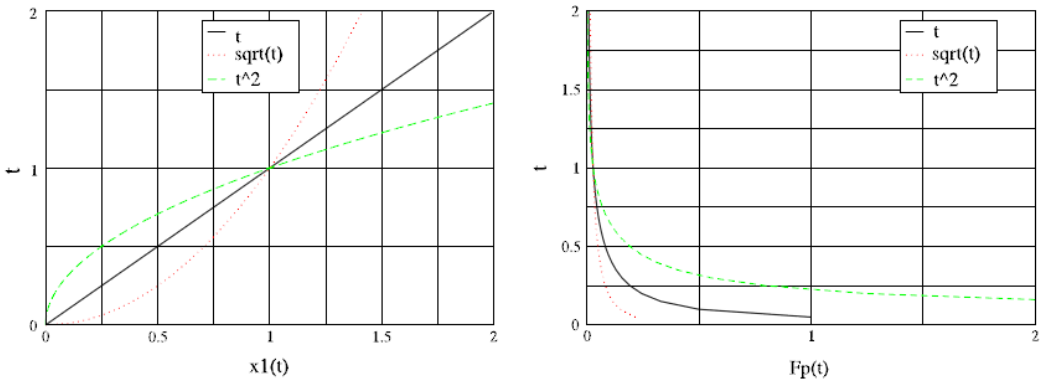


Figure 1.13 - Vitesse en fonction du rayon pour un tourbillon circulaire [Bru14]

Bruneau et al. [Bru14] testent ce modèle sur une géométrie représentative d'un véhicule automobile, un corps de Ahmed culot droit. L'étude tourbillonnaire se focalise sur l'analyse de résultats ayant obtenu des gains de traînée. Il confirme la corrélation entre la cinématique tourbillonnaire et les efforts de traînée au culot du corps d'Ahmed. Il est mis en avant la différenciation à faire des structures provenant du haut (pavillon) et du bas (soubassement) de l'écoulement. Le contrôle agit différemment sur ces deux groupes de structures tourbillonnaires. L'historique de la trajectoire d'un tourbillon nous renseigne sur son influence sur la force de traînée en instantané, l'intégration temporelle renseigne le gain de traînée obtenu. Ainsi les résultats suivants sont montrés sur cette géométrie : la traînée est minimale lorsque le tourbillon s'éloigne rapidement du culot, et inversement, elle est maximale lorsque le tourbillon s'éloigne très lentement. Concernant la position dans l'espace du tourbillon, la traînée est la plus faible lorsque le tourbillon se déplace proche des lignes hautes ou basses du sillage, éloigné de l'axe central.

Dans le cadre d'une tentative de réduction de la traînée par contrôle actif ou passif agissant sur le sillage, ces résultats obtenus pour un écoulement 2D permettent d'estimer quel comportement tourbillonnaire dans le sillage sera le plus efficace.

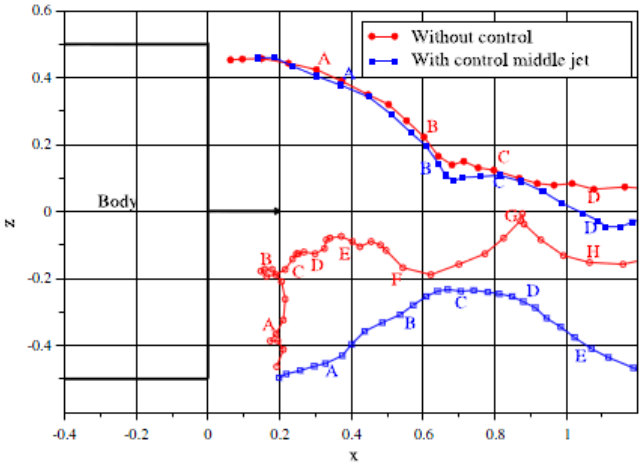


Figure 1.14 - Comparaison des trajectoires moyennes des structures tourbillonnaire à l'arrière d'un culot droit avec (en bleu) et sans (en rouge) contrôle de la traînée [Bru14].

1.1.8 Répartition de l'effort aérodynamique sur un véhicule

Sur un véhicule en mouvement, la distribution de l'effort aérodynamique est très variable le long de la carrosserie. L'effort aérodynamique d'un véhicule représente l'intégrale spatiale des efforts locaux sur toute la carrosserie. Si l'on souhaite comprendre et améliorer cette valeur, il est intéressant de considérer la contribution des différentes parties qui constituent le véhicule.

La Figure 1.15 montre des relevés de coefficient de pression effectués en soufflerie sur un véhicule de type *notchback* lors d'essais de caractérisation de mesure de la traînée [Hap]. Sept capteurs sont disposés sur le plan de symétrie du véhicule. Le point qui est le point de la pression d'arrêt représente bien un Cp=1, le capteur au point b montre une valeur négative qui s'explique par le décollement du flux d'air après l'impact sur la calandre, notons que, l'effort résultant en ce point est caractérisé par une portance négative (un appui) ainsi qu'une traînée négative (la dépression est motrice en X). Au point c, le coefficient de pression est à nouveau positif, signe que le fluide a recollé sur le capot en amont. Les points d et e sont en dépression, ce qui traduit le comportement de la zone de décollement après le pare-brise les efforts de portance sont positifs. Le point f en surpression est lieu du recollement du fluide sur le coffre, enfin le point g en dépression témoigne d'un effort la traînée résistant à l'avancement du véhicule.

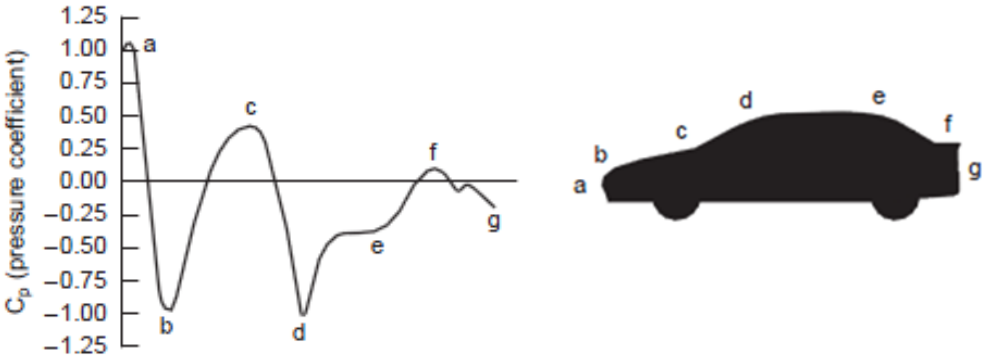


Figure 1.15 – Distribution typique de pression autour d'un véhicule d'après Happian Smith selon des mesures effectuées en soufflerie - Source [Hap]

Des mesures sur la pression d'un véhicule permettent ainsi d'une part d'estimer la manière dont se distribue la résultante aérodynamique selon les zones du véhicule et d'autre part de renseigner le comportement du fluide en proche paroi.

Depuis 2012, l'université de Munich (TU Munchen) propose un modèle réunissant trois types de géométrie arrières [Hef12]. Ces modèles résultent de la fusion géométrique entre une BMW série 3 et une Audi A4, ils sont proposés en libre accès et complétés par des mesures expérimentales pour permettre de travailler sur la compréhension des phénomènes et des propositions de solutions de contrôle aérodynamique (Figure 1.16).

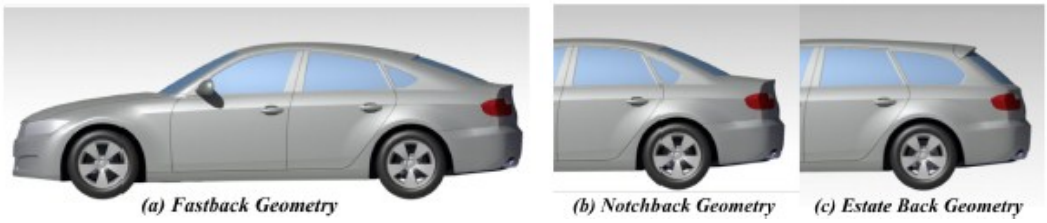


Figure 1.16 Déclinaisons du modèle DrivAer [Hef12]

Des mesures de coefficient de traînée et de pression sur le plan de symétrie montrent des disparités en fonction de la forme géométriques jusqu'à 20% (Cx) dans le cas de la géométrie de type Estate (Figure 1.16) [Hef12]. Il s'agit dans ce cas d'un modèle à l'échelle ¼, mais les mesures de pression dans le plan de symétrie montrent de fortes similarités avec les mesures de pression exposées dans le paragraphe précédent effectuées sur un véhicule type *notchback* (Figure 1.15). Des différences de valeurs de pressions apparaissent sur la partie arrière du modèle dans le plan de symétrie en fonction de la déclinaison géométrique considérée. La géométrie *Estate* se démarque notamment des deux autres par des valeurs de pressions plus stable le long de la carrosserie, mais engendrant un coefficient de pression plus élevé au global. (Tableau 1.1, Figure 1.17)

	Estate Back	Notchback	Fastback
Audi	0.288	0.260	0.259[2]
BMW	0.257	0.248	-[3]
DrivAer	0.319	0.277	0.275

Tableau 1.1 - Comparaison des coefficients de la traînée pour différents types de véhicule

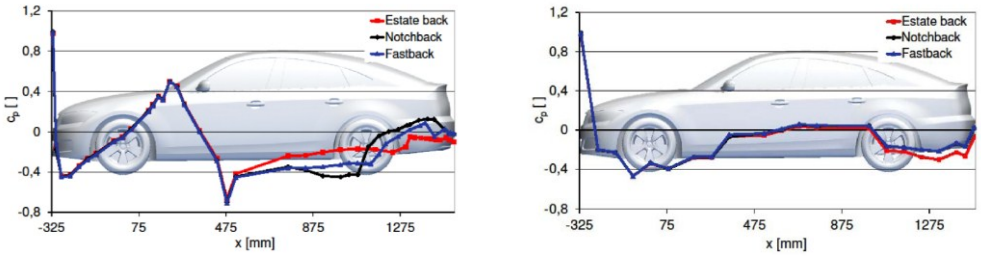


Figure 1.17 - Mesures expérimentales sur modèle DrivAer - En haut : Comparaisons de mesures de traînée sur maquette d'Audi A4, BMW série 3 et DrivAer - En bas : Mesure de coefficient de pression sur les déclinaisons du modèle DrivAer dans le plan de symétrie en partie supérieure (gauche) et inférieure (droite) [Hef12]

Afin d'expliquer ces disparités, il est nécessaire de considérer le détail des sources des pertes aérodynamiques autour de la carrosserie du véhicule. Des mesures de pression sur la lunette permettent de mettre en évidence des distributions de pression très différentes [Hef12]. Le *Fastback* montre des faibles pressions sur la partie extérieure de la lunette, et une remontée de la pression vers le centre bas. Le *Notchback* voit ses plus faibles pressions en partie supérieure de la lunette. A contrario, pour l'*Estate*, les faibles pressions se situent sur la partie inférieure de la lunette, et donc vers le centre du culot complet du véhicule. (Figure 1.18)

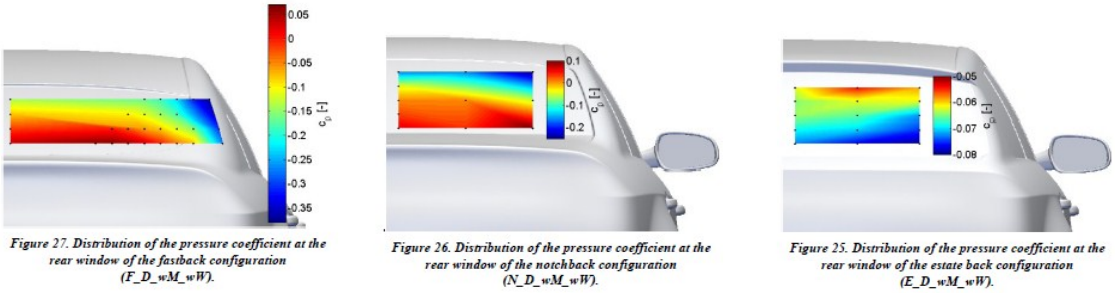


Figure 1.18 - Coefficient de pression sur la lunette arrière de chaque déclinaison du modèle DrivAer [Hef12]

Barnard et al. [Bar01] dressent une estimation des sources de pertes aérodynamiques sur un véhicule tri corps classique (Figure 1.19). Les efforts de pression représentent ici 33% de la traînée du véhicule. Les quatre roues sont responsables de plus du quart de la traînée (27%). Plusieurs phénomènes se développent à ce niveau du fait de la rotation des pneus et de l'environnement confiné que représente l'enveloppe de roue. La traînée de refroidissement représente l'effort induit par l'air qui entre dans la zone du moteur du véhicule pour le refroidissement de ce dernier ou des organes de freinage. Elle est estimée à 13% de l'effort de la traînée totale. Enfin un dernier quart (27%) est attribué au soubassement du véhicule, aux frottements et aux appendices tels que les rétroviseurs. La zone de soubassement peut-être tortueuse selon les modèles. La sortie de pot d'échappement, roue de secours, passage de pont du plancher, boite à urée peuvent être responsables de nombreux décollements locaux et de dépressions néfastes à la traînée. Enfin, dans ce cas d'étude, la zone de la lunette du véhicule, au niveau où les décollements entre le pavillon et les deux parties latérales du véhicule se rejoignent, est le siège de grosses structures tourbillonnaires longitudinales très stables. Cela se traduit par de fortes pertes de pression du fluide à proximité de la paroi. Ces deux tourbillons longitudinaux peuvent être à eux seuls responsables de 3% de la traînée totale.

Contributions	C_x	ΔC_x (%)
Frottement, Soubassement, Appendices	0.08	27
Trainée de pression	0.10	33
Trainée des roues	0.08	27
Trainée de refroidissement	0.03	13
Trainée des tourbillons longitudinaux	0.01	3
TOTAL	**0.3**	**100**

Figure 1.19 - Contribution de différents facteurs à la traînée d'un véhicule [Bar01]

D'autres études décrivent la distribution spatiale des sources de la traînée. La Figure 1.20 montre sur un véhicule PSA 407 (*nochtback* également) cette répartition. Les zones de pertes de traînée principales sont la partie arrière du véhicule qui représente 30% de la traînée, les roues 15% et la zone de soubassement 30%.

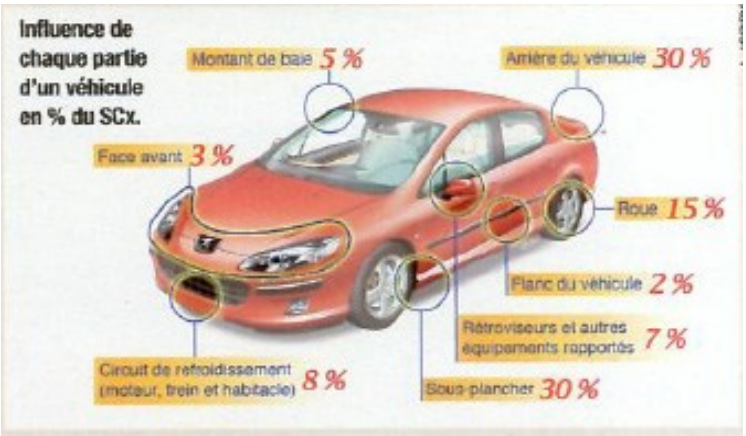


Figure 1.20 - Répartition des pertes de SCx [Lec08]

Les sources de la traînée d'un véhicule sont ainsi multiples et très variables selon le segment considéré : SUV, break, monospace, véhicule utilitaire, citadines. Des estimations et des mesures précises peuvent être faites pour chaque type de véhicule afin d'identifier les zones critiques. Cependant nous retiendrons que les efforts de pression sont dominants dans la contribution à la traînée, et que les zones de perte principales sont situées à l'arrière et dans le soubassement du véhicule

Notons que la majeure partie des études effectuées entre les années 70 et fin 90 décrivaient des écoulements autour de véhicules à lunette inclinée afin de correspondre à un état du marché des ventes de cette période. Depuis les années 2000, la part des véhicules sur le marché présentant un culot droit a fortement augmenté avec l'apparition des monospaces, des SUV et le regain de popularité des breaks. Un grand intérêt est donc porté à ce type de géométries. Les travaux présentés dans ce document traitent du culot droit autour de la géométrie du corps de Ahmed.

1.2 Le corps de Ahmed

Comme présentés dans la partie précédente, les phénomènes physiques régissant les écoulements autour des véhicules automobiles sont complexes et fortement dépendant de la géométrie spécifique de chaque modèle. Afin de mettre en évidence des mécanismes globaux, il est nécessaire de mettre en place un modèle. Pour cela la communauté scientifique et les industriels du monde automobile utilisent principalement le modèle du corps de Ahmed. La géométrie est introduite dans les travaux d'Ahmed et al. [Ahm84]. Elle représente une géométrie simplifiée de véhicule automobile à l'échelle 1/5ème dépourvue de tout appendice géométrique. (Figure 1.22). L'intérêt de cette forme simple est de pouvoir s'affranchir de structures tourbillonnaires générées au niveau des montants de baie, pare-brise ou rétroviseurs qui se transmettent vers le sillage, et ainsi se concentrer sur l'étude des phénomènes du sillage provenant des décollements massifs de l'arrière de la géométrie.

La géométrie a beau être d'une relative simplicité, l'écoulement résultant n'en est pas moins complexe. De nombreuses études expérimentales [Ahm84] [Spo02] [Lie00] [Bea04] ont été menées sur cette géométrie et permettent de caractériser avec précisions la topologie et les phénomènes se développant autour de cette géométrie. D'autre part, malgré sa taille réduite, le corps de Ahmed est une étude très pertinente lorsque que l'on cherche à comprendre des écoulements sur des véhicules à l'échelle 1. Sur la Figure 1.21 extraite des travaux de Hucho et Sovran [Huc93] sont illustrés l'évolution du coefficient de traînée en fonction de l'angle de lunette avec le pavillon pour un corps de Ahmed et pour un véhicule réel. Les courbes présentent la même allure, un minimum suivi d'un pic de traînée puis d'un plateau est relevé. La zone de rupture de traînée est moins franche à l'échelle 1, mais il y a bien une plage autour de 30° d'augmentation de traînée. On peut ainsi estimer que l'étude du corps de Ahmed est capable d'être représentative des phénomènes mis en jeu à l'échelle 1.

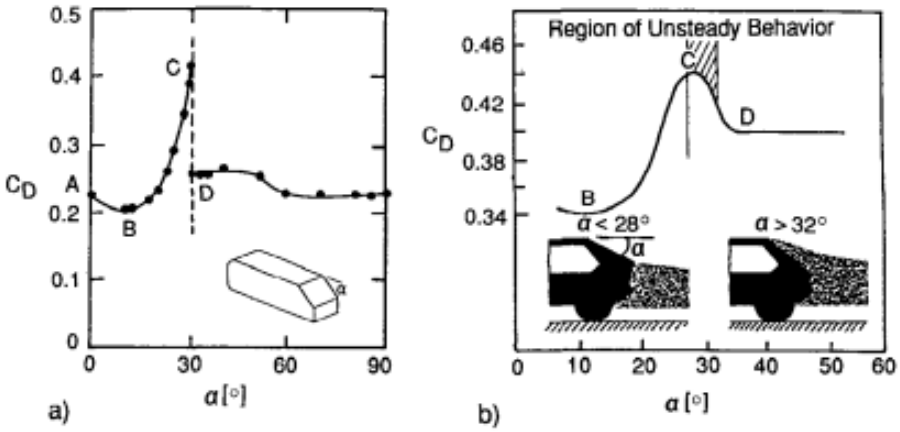


Figure 1.21 - Comparaison des allures de courbes de Cx en fonction de l'angle de la lunette pour un corps de Ahmed (à gauche) et un véhicule automobile (à droite) d'après Hucho et al.[Huc93]

1.2.1 Dimensions

Les dimensions du corps de Ahmed telles qu'introduites dans la publication de Ahmed sont L=1.044 m de long, l=0.389 m de large et H=0.288 m de haut (Figure 1.22), son inclinaison α variable permet de reproduire différentes topologies d'écoulement de sillage. La géométrie repose sur quatre pieds qui définissent la garde au sol et le soubassement est plan et lisse.

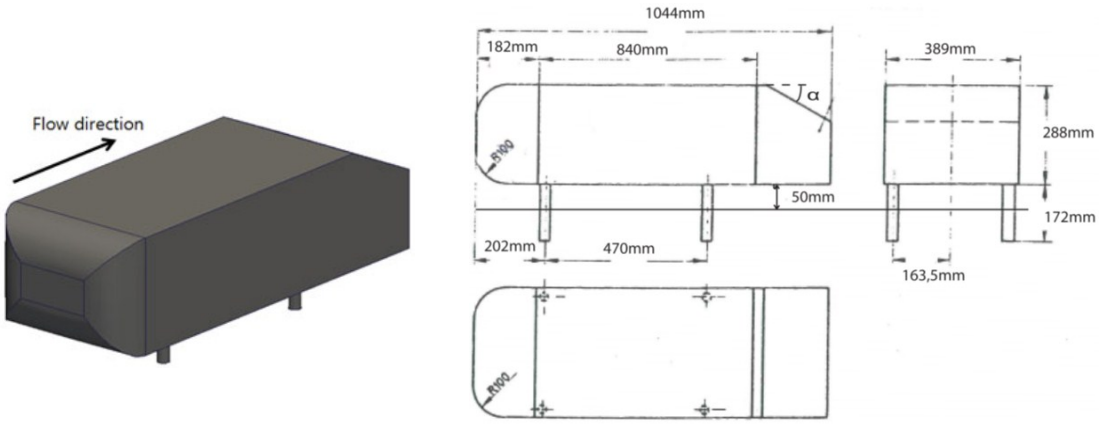


Figure 1.22 - Dimensions du corps de Ahmed

1.2.2 Description de l'écoulement

La Figure 1.23 expose les différents types de topologies rencontrées à l'arrière du corps de Ahmed selon la plage de valeur de l'angle de lunette α. Deux types de topologie, dépendant des deux angles limites α_m = 10° et α_M = 30°, sont mis en évidence :

- Pour $\alpha < \alpha_m$ et $\alpha > \alpha_M$: l'écoulement a un comportement de type culot droit.

L'écoulement issu du pavillon décolle sur toute la périphérie du culot pour former un système tourbillonnaire en forme de tore. La traînée est principalement pilotée par le terme (b) du bilan intégral de quantité de mouvement formulé par Onorato et al. [Ono84]. Les effets de rotation dans le plan transverse sont négligeables devant les pertes de pression générées par le décollement de culot et la traînée dépend essentiellement de la taille du sillage.

- Pour $\alpha_m < \alpha < \alpha_M$: l'écoulement est de type bicorps.

L'écoulement issu du pavillon décolle au niveau de l'arête entre le pavillon et la lunette et recolle sur la surface de la lunette (décollement D), et décolle à nouveau à la périphérie du culot. Des structures tourbillonnaires longitudinales prennent également naissance sur les arêtes latérales de la lunette arrière et forment alors une topologie fortement tridimensionnelle. L'énergie extraite à l'écoulement pour sa mise en rotation devient significative en plus des pertes de pressions générées par le décollement de culot et de lunette arrière.

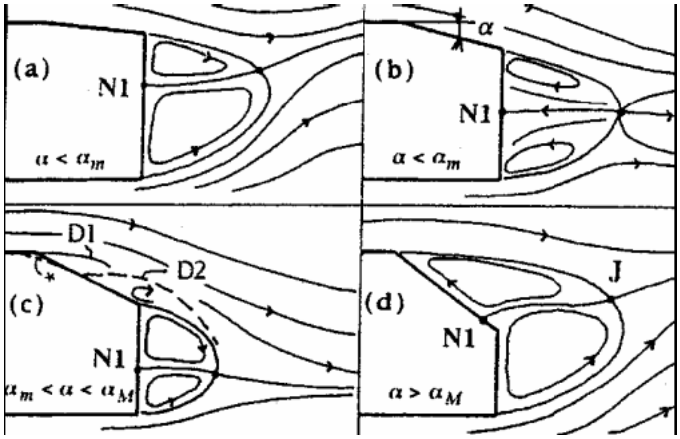


Figure 1.23 - Lignes de courant dans le plan longitudinal médian en aval du corps de Ahmed pour différentes inclinaisons de lunette arrière [Gil00] [Lec08]

La Figure 1.24 illustre l'évolution du coefficient de la traînée en fonction de l'angle de la lunette, elle est extraite des travaux de Ahmed et al. [Ahm84]. On observe dans la zone d'angle de lunette $\alpha_m < \alpha < \alpha_M$, que l'écoulement de type bicorps est accompagné d'une hausse de la traînée par rapport aux configurations de type culot droit. La traînée augmente en fonction de l'angle jusqu'à la valeur critique de α=30° au-delà de laquelle la traînée chute brutalement vers des valeurs plus basses, la topologie de l'écoulement reprend alors un comportement de type culot droit. La figure illustre également une estimation de la répartition de la trainée en fonction de la lunette, du culot et de la calandre. Nous retiendrons que pour l'angle de 90°, le culot (droit) représente environ 70% de la traînée totale.

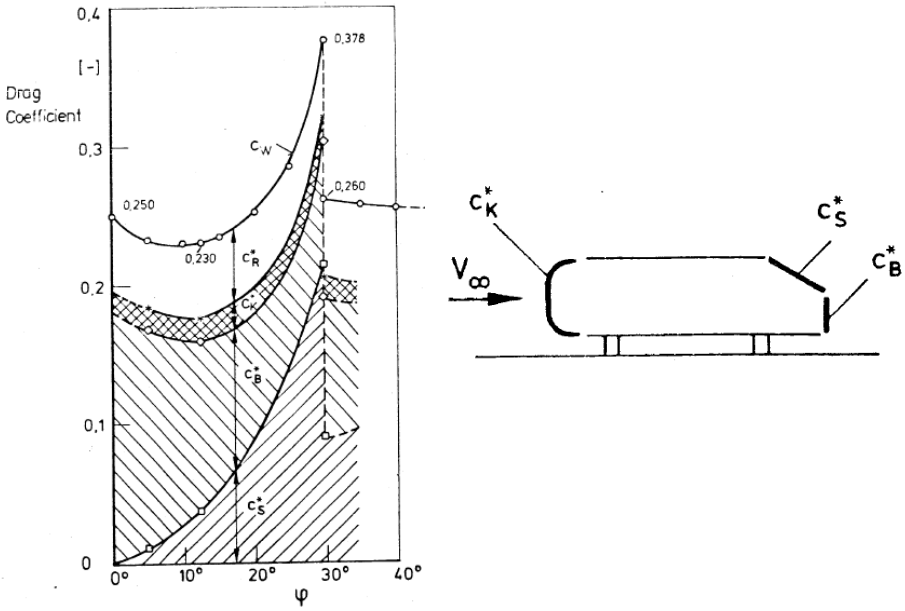


Figure 1.24 - Évolution et répartition du Cx en fonction de l'angle de lunette sur un corps de Ahmed [Ahm84]

1.2.3 Caractérisation de l'écoulement pour un corps de Ahmed à culot droit

Les travaux présentés dans ce manuscrit sont dédiés à des corps de Ahmed de type culot droit. Cette partie expose en détail la topologie de l'écoulement pour ce type de corps. Les écoulements de type culot droit sont caractérisés par un décollement massif en fin de pavillon sans recollement sur la lunette arrière. Ce type de comportement s'observe [Ahm84] sur des corps de Ahmed de 0 à 12° et de 30° à 90°.

1.2.3.1 Écoulement sur la partie avant

Spohn et al. [Spo02] analysent l'écoulement sur la partie avant du corps de Ahmed à partir de tomographies et de visualisations pariétales. Un décollement apparaît à 8% de la longueur L de la géométrie (Figure 1.25).

Le fluide situé sous la nappe décollée est animé d'un mouvement de rotation et du fluide remonte en direction de la ligne de séparation, ce qui entraîne un accroissement de la zone décollée dans les directions transversales et normales à la paroi. Le surplus de fluide est alors expulsé vers l'aval de façon périodique et le volume de la zone décollée oscille ainsi avec une fréquence de l'ordre de 15 Hz [Spo02]. Ces oscillations donnent naissance à des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz émises avec une fréquence haute de l'ordre de 200Hz (Figure 1.25).

De part et d'autre du plan de symétrie longitudinal, les lignes de courant à la paroi (relevée par tomographie dans un plan horizontal situé à 3.10-3 m du pavillon) s'enroulent autour de 2 foyers (Figure 2.3.b) et s'échappent de la paroi en formant deux vortex contra rotatifs qui sont visualisés en lumière blanche sur la Figure 2.3.c. Ces structures tourbillonnaires sont advectées le long du pavillon vers la zone

de sillage. Elles sont cependant moins énergétiques que les structures longitudinales qui se développent le long des arêtes latérales de pare-brise sur une géométrie réelle de véhicule automobile.

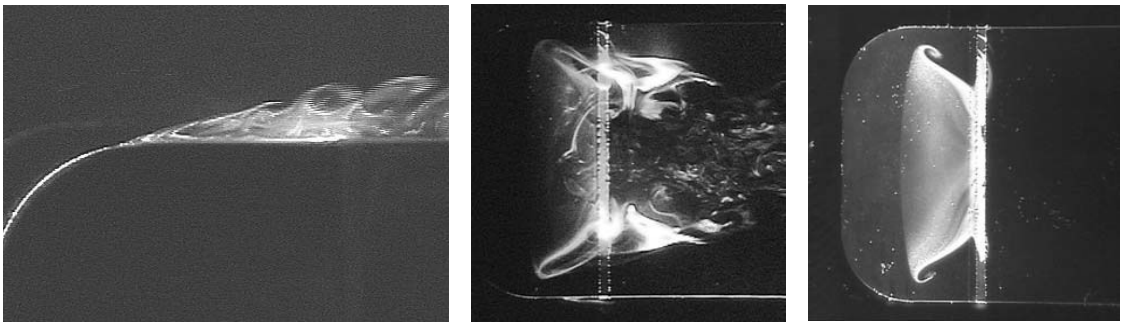


Figure 1.25 - (a) Visualisation du décollement avant en canal hydraulique avec un plan laser situé sur le plan de symétrie longitudinal, (b) Tomographie laser relevée dans un plan horizontal situé à 3.10-3 m au-dessus du pavillon. Vue du dessus de la maquette (c) Visualisation pariétale, lignes de frottement relevées sur le pavillon. Vue du dessus de la maquette en lumière blanche, d'après Spohn et al. [Spo02]

1.2.3.2 Écoulement dans le sillage

La pression au culot est responsable à elle seule de 70 à 80% de la traînée aérodynamique pour un corps de Ahmed à culot droit. L'écoulement dans le sillage est décrit dans de nombreux travaux. La topologie de l'écoulement moyen dans la partie proche du sillage se décompose sur une structure de forme torique, comme l'illustre la Figure 1.26, les tailles caractéristiques des tourbillons dans les plans Y0 et Z0 sont d'un tiers de la hauteur du culot. Plus loin en aval dans le sillage, se trouvent deux tourbillons longitudinaux contra rotatifs dont la trace est visible dans le plan X=1,4H jusque très loin dans le sillage (X=7H). [Rou09] Krajnovic et al. [Kra03] identifient en plus de telles structures contra rotatives le long des arêtes, à la jonction pavillon-montant latéraux du corps de Ahmed (Figure 1.26)

La formation de la structure torique a été observée expérimentalement lorsque l'ordre de grandeur des forces des structures en fer à cheval supérieures et inférieures sont équivalentes [Ahm84]. Cet équilibre des forces pilote un processus de mélange supérieur et inférieur qui forme cette structure torique [Ahm84]. Han et al. [Han89] ont mis également en évidence cette structure cohérente ainsi que Duell et Georges [Due94]. Les structures instantanées contributives à la création de la structure torique sont décrites par Krajnovic et al. [Kra03] lors d'un calcul LES, ils exhibent une basse fréquence de pompage caractéristique des phénomènes de recirculation de l'écoulement inter sillage. Il identifie également une émission tourbillonnaire en dehors de la zone de recirculation (Figure 1.29), il s'agit de phénomène à fréquences plus élevées, les structures sont transportées dans l'écoulement aval.

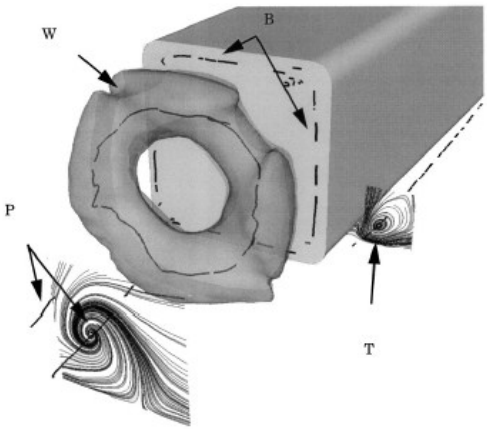


Figure 1.26 - Topologie de l'écoulement dans le sillage d'une géométrie de type culot droit [Kra03]

La Figure 1.27 montre la description de la couche de cisaillement pour une étude derrière une géométrie tronquée à culot droit d'après les travaux de Roumeas et al. [Rou06]. Les structures liées au cisaillement se forment à partir des points de décollement (A et B), la zone associée est définie en forme de dièdre à partir de ces points. À l'intérieur, le cisaillement est caractérisé par une forte augmentation des valeurs de la vorticité lié à la création de ces structures. Les fréquences associées à cette zone sont dans la partie supérieure du spectre de l'étude pour un Strouhal correspondant de St=1,3.

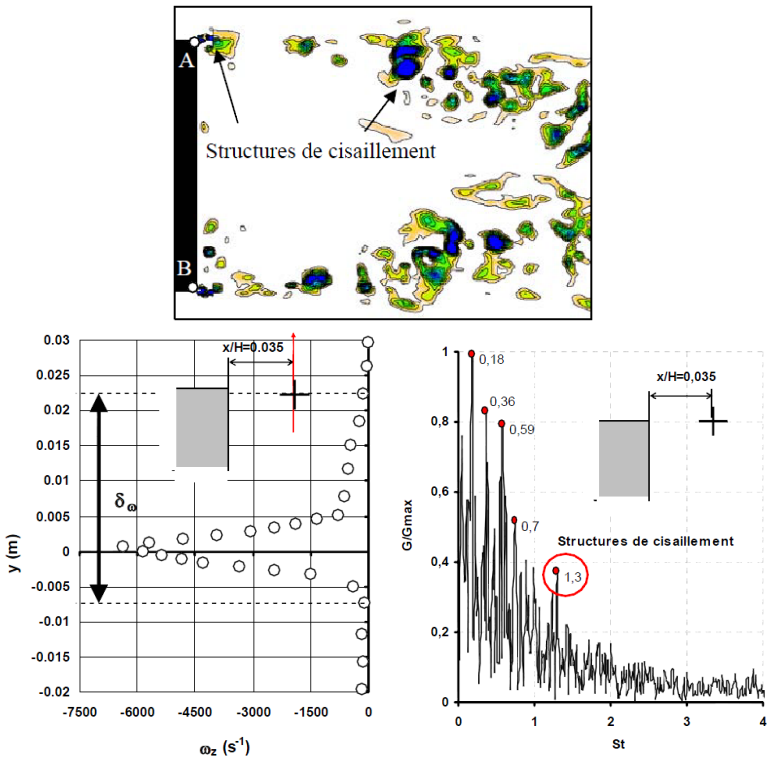


Figure 1.27 - Description d'une zone d'écoulement cisaillé [Rou06]

Sur un corps de Ahmed à 25°, la Figure 1.28 montre les résultats des travaux de Thacker et al. [Tha10] sur une étude spectrale en aval d'un point de décollement. On constate, en rouge la zone identifiée dite de haute fréquence qui est le lieu de la couche de mélange entre le sillage et l'écoulement de référence. La vitesse de référence est de V=30m/s, correspondant à un nombre de Reynolds de Re=2,2.10^6. Les fréquences relevées dans la couche de cisaillement sont de l'ordre de 110Hz pour des nombres de Strouhal équivalents de St~0.65 (Figure 1.28). Il s'agit de fréquences représentatives du phénomène d'instabilité de Kelvin Helmholtz, appelée ainsi fréquences de Kelvin Helmholtz.

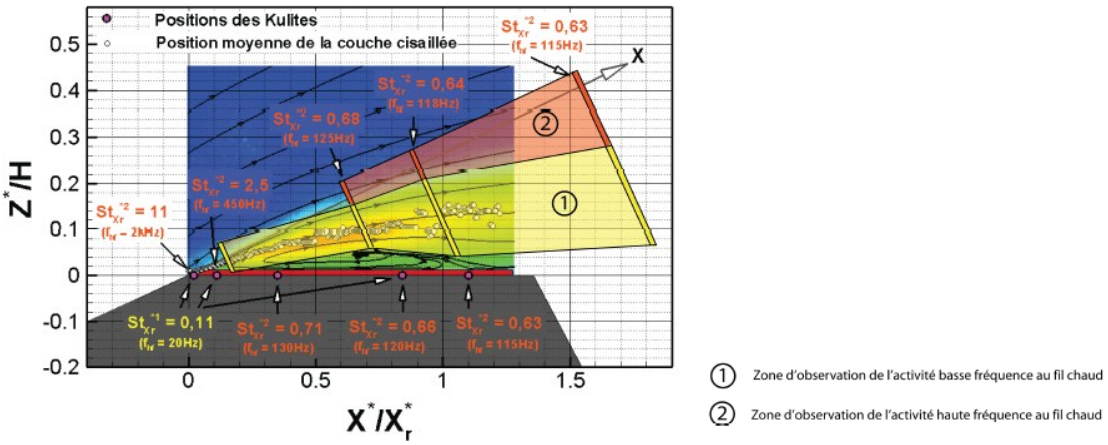


Figure 1.28 - Fréquence dominante relevée dans le sillage d'une maquette. Identification de zones d'activité basse fréquence (en jaune) et haute fréquence (en rouge) [Tha10]

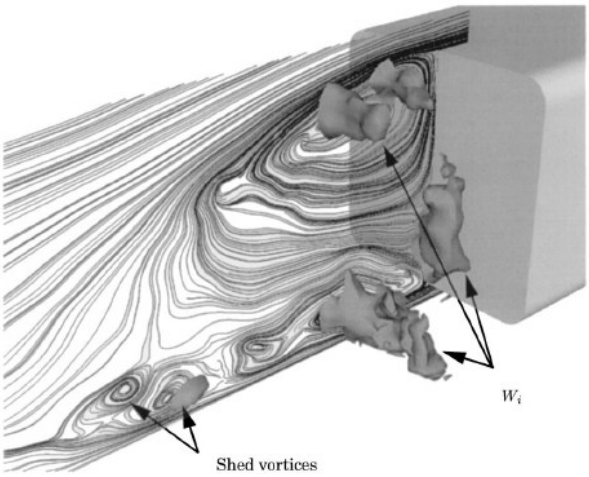


Figure 1.29 - Mise en évidence des structures instantanées contributives à la création de la structure torique Wi d'après [Kra03], les 'shed vortices' sont les structures issue de cette formation torique et advectées vers le sillage

1.2.4 Modélisation numérique autour du corps de Ahmed

Les puissances de calcul augmentant depuis de nombreuses années, il est désormais possible de résoudre correctement les champs de vitesses autour du corps de Ahmed pour des nombre de Reynolds de plus en plus élevés. Cette sous-partie a pour but d'exposer les différents travaux qui ont été effectués en termes de modélisation autour du corps de Ahmed.

<u>Calculs sur corps de Ahmed à 25°</u>

Hinterberger et al. [Hin01] effectuent une comparaison expérience-calcul LES sur le corps de Ahmed à 25°, sa grille la plus fine dispose de 18 millions d'éléments. Une attention particulière a été apportée à la calibration des lois de paroi et du modèle de sous maille de Smagorinski (qui permet en LES de modéliser les grandeurs plus petites que la taille du maillage). Les phénomènes moyens sont bien capturés. Il montre que la méthode LES est fiable pour capturer ces phénomènes (Figure 1.30).

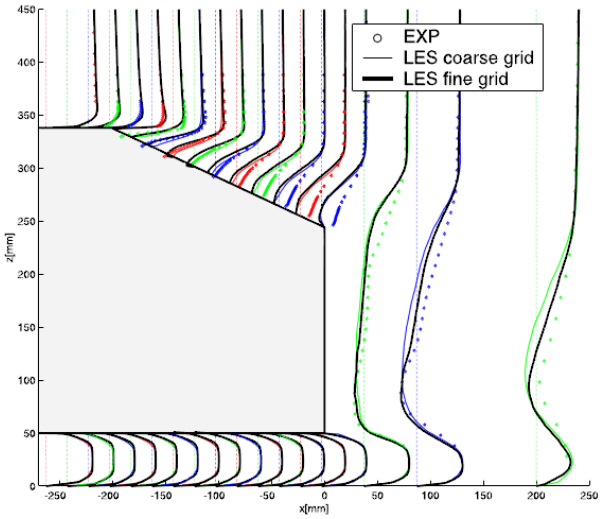


Fig. 4. Mean streamwise velocity profiles in the rear body and near wake (symmetry plane)

Figure 1.30 - Comparaison expérience - calcul d'après Hinterberger et al. [Hin01]

Martinat et al. [Mar01] effectuent également une étude sur un corps de Ahmed avec un angle de 25°. Il s'agit d'un calcul LES qu'il confronte avec les résultats expérimentaux effectués par Lienhart [Lie00]. Il met en avant le fait que la bonne approximation d'une topologie d'écoulement est fortement conditionnée par la précision de la prédiction dans la zone de décollement (au niveau de l'arrête ou lunette). Différentes méthodes sont employées : URANS, LES et Hybrides. Il montre que les méthodes URANS avec le modèle de Spalart Allmaras ne sont pas efficaces pour prédire ce type de topologie.

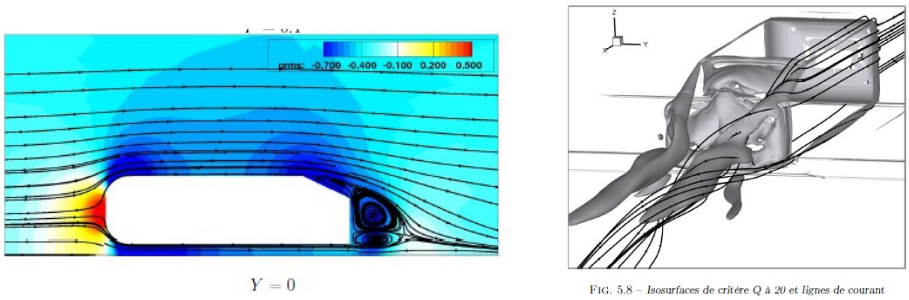


Figure 1.31 - Calcul sur corps de Ahmed à 25° par méthode RANS [Mar01]

Calculs sur géométries de type culot droit

Krajnovic et al. [Kra03] mènent une série de calcul en LES autour d'une géométrie de type culot droit. Il s'agit d'une forme proche d'un bus (Figure 1.32). Le nombre de Reynolds de l'étude est basé sur la hauteur et a pour valeur Re_H=210000. Concernant la description des champs moyens, les structures observées dans le sillage sont en adéquation avec celles décrites dans la littérature. (Figure 1.33 et Figure 1.34) Sur les champs moyens de pression, un iso contour à P=-20 met en évidence une structure de type torique. La visualisation des champs instantanés permet de mettre aussi en évidence des fréquences caractéristiques reliées à la formation de ce tore dans le sillage du corps et des fréquences d'éjection de structures de ce sillage. Les nombres de Strouhal associés à ces fréquences sont St=0.061, 0.14, 0.22 et 0.43.

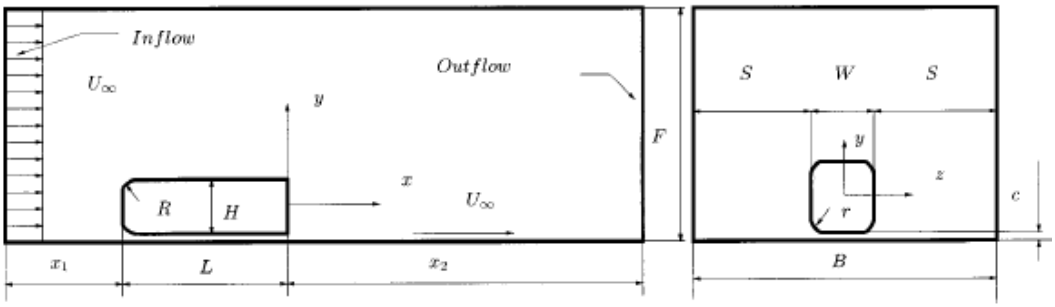


Figure 1.32 - Géométrie du 'bus shapped body' de Krajnovic [Kra03]

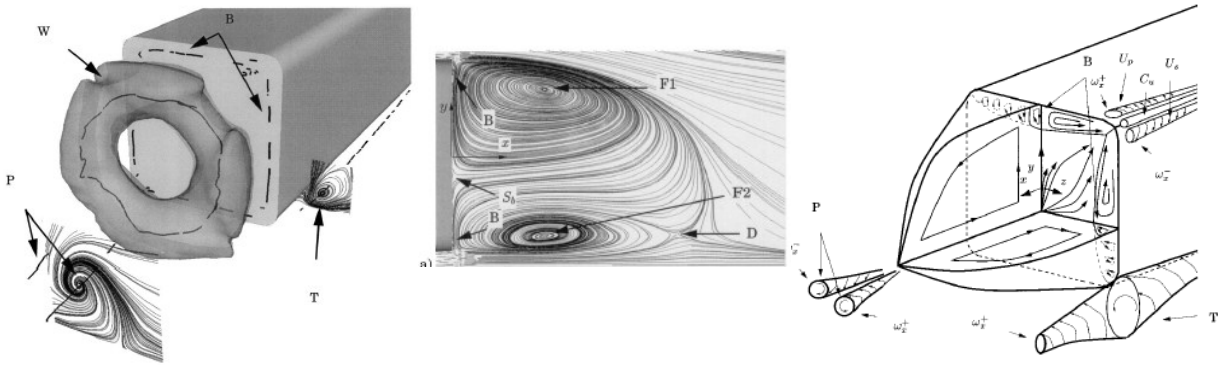


Figure 1.33 - Visualisation d'un isocontour de pression moyenne à l'arrière du culot (gauche) Lignes de courant moyennes dans le plan Y0 (centre) et topologie schématisée de l'écoulement (droite) [Kra03]

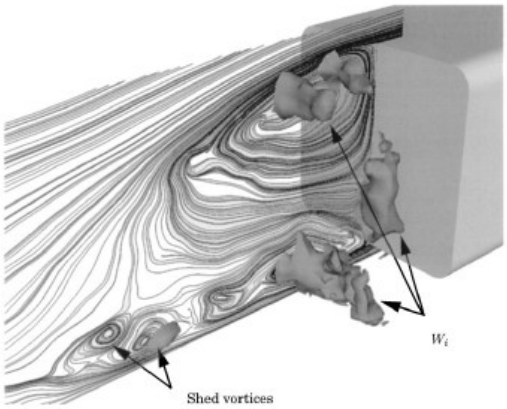


Figure 1.34 – Iso contour instantané de pression avec superposition de lignes de courant instantanées dans le plan Y0 [Kra03]

Roumeas et al. [Rou09] effectuent un calcul à l'aide d'un solveur basé sur la méthode Lattice-Boltzmann. L'objet d'étude est une troncature du corps de Ahmed à culot droit, seule la partie arrière est conservée (Figure 1.35). Ce choix se justifie par les 70% à 80% de la traînée provenant du culot pour le corps de Ahmed à culot droit, et se traduit par une réduction des coûts de calcul. Le nombre de Reynolds relatif à la longueur de l'objet est de Re= $2{,}8.10^6$, soit une vitesse de référence de l'écoulement résultante de 40m/s, ce qui représente le comportement d'un véhicule automobile sur autoroute, stabilisé à la vitesse de 130 km/h et 15 km/h de vent de face. La structure torique moyenne de pression est bien retrouvée et les lignes de courant sur le champ de vitesse moyen mettent en évidence les phénomènes contrarotatifs dans les plans coupant le tore (Figure 1.36). Ces résultats permettent de montrer que l'écoulement du sillage d'un corps de Ahmed culot droit est principalement dominé par les décollements massifs liés à ce culot. Ainsi on peut considérer que le corps de Ahmed à culot est représentatif de nombre de véhicules à géométrie similaire.

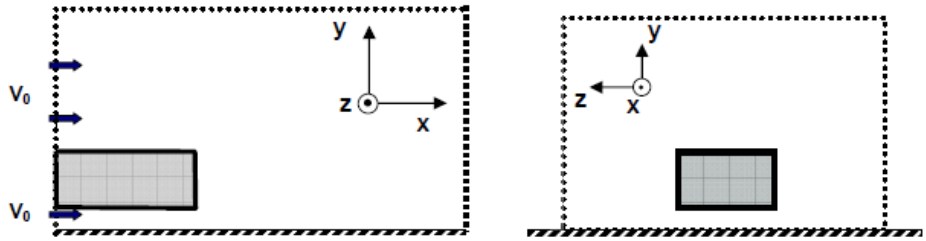


Figure 1.35 - Domaine numérique de l'étude sur culot de droit de Roumeas et al. [Rou09]

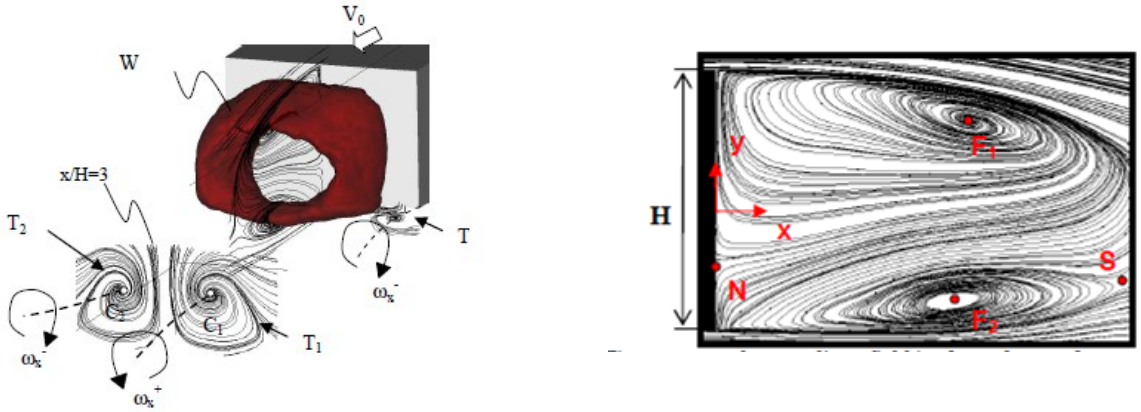


Figure 1.36 - Topologie de l'écoulement de sillage [Rou09]

Bruneau et al. [Bru10] effectuent un calcul sur un corps de Ahmed à culot droit pour des nombres de Reynolds basés sur la longueur de Re=30000 (Figure 1.37). Les champs de pression moyens et les lignes de courant obtenues Figure 1.37 (a) et (b)) reproduisent proprement la forme torique attendue dans le sillage. Parallèlement, un calcul en deux dimensions est comparé aux résultats en trois dimensions dans le plan de symétrie longitudinal du corps. Une certaine ressemblance qualitative est observée : les structures contrarotatives sont bien reproduites (Figure 1.37) malgré un rapprochement vers le culot, mais les structures longitudinales 3D et leur interaction avec le sillage ne peuvent être reproduites. De ce constat, des calculs de contrôle de traînée ont été menés sur des modèles en deux dimensions.

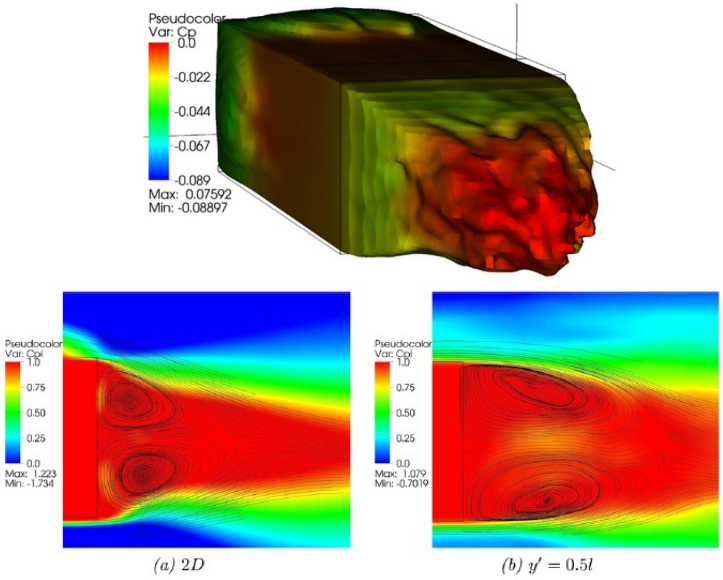


Figure 1.37 – En haut : Iso surface de coefficient de pression totale, Cpi=0,9, colorié par le coefficient de pression dans le fluide. En bas : Comparaison des champs de pression et lignes de courant pour un calcul 2D (a) et le plan de symétrie d'un calcul 3D [Bru10]

Wassen et al. [Was10] mènent une étude en LES sur un corps de Ahmed à culot droit. Le temps de calcul des grandeurs moyennes est considéré comme très long, égal à 20 temps de cycle basés sur la longueur du corps et la vitesse de référence : $T_{MOY} = 20L/U_0$. Il calcule un coefficient de traînée égal à 0,279 plus fort que celui mesuré par Ahmed et al. [Ahm84] (Cd = 0,25), cette différence peut s'expliquer notamment par le fait que les taux de blocages sont différents, de même que le nombre de Reynolds de l'écoulement. Un lecteur avisé notera également que la géométrie expérimentale de [Ahm84] est munie de pieds la reliant à la balance, tandis que le modèle numérique en est dépourvu. [Was10] trouve également une distribution des efforts de traînée répartis différemment de celui de [Ahm84]. En effet, [Was10] calcule une valeur de la traînée presque intégralement portée par le culot, la partie avant du corps ayant même une composante de la traînée négative. La différence s'expliquant cette fois avec des facteurs d'échelles non respectés ainsi que le nombre de Reynolds de l'écoulement différent. Les résultats obtenus sont toutefois intéressants à analyser, l'écoulement de sillage est très proche de celui observé par expériences.

La Figure 1.38 montre les lignes de courant moyennes dans le sillage en Y=Y0, et la Figure 1.39 les coefficients de pression moyens au culot. Les structures contra rotatives moyennes dans le sillage sont bien identifiées, conformément aux attentes. Il est relevé dans le plan Z=H/2 de l'écoulement une légère dissymétrie des structures qui se répercute sur la distribution de pression au culot (Figure 1.39). Ce phénomène s'explique par un mouvement oscillant latéral à très basse fréquence. Un temps plus long pour le calcul de la moyenne permettrait d'estomper cette dissymétrie.

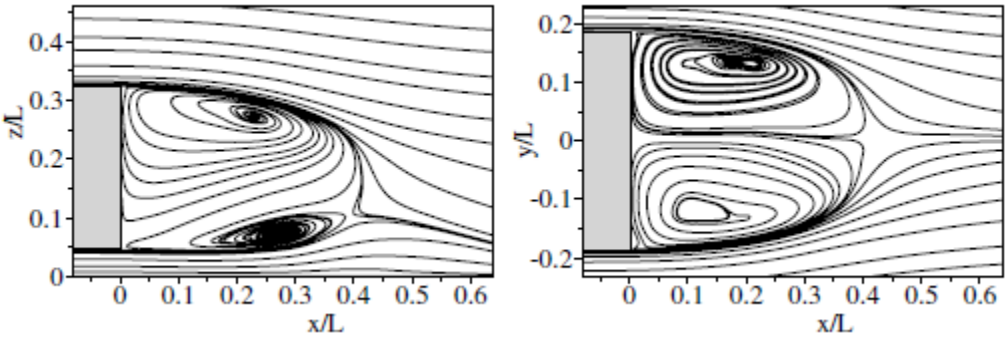


Figure 1.38 - Lignes de courant du champ de vitesse moyen dans les plans de symétrie (à gauche) et horizontal à mi-hauteur du culot (à droite) [Was10]

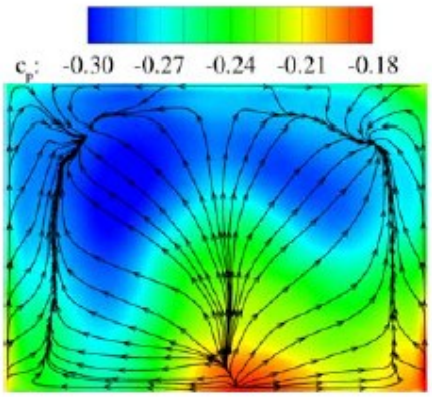


Figure 1.39 - Distribution de la pression moyenne au culot et lignes de courant [Was10]

1.3 Contrôle d'écoulements autour des véhicules terrestres

Le contrôle d'écoulement est une solution visant à modifier un écoulement autour d'une géométrie dans le but de modifier le torseur aérodynamique du système.

Les sections suivantes proposent une étude sur les travaux existants dans le domaine du contrôle d'écoulement appliqué à la réduction de la traînée. Nous distinguons contrôle passif et actif. Par définition, le contrôle actif est une solution de modification d'écoulement par un apport d'énergie supplémentaire à celle nécessaire à l'avancement du véhicule. En opposition, le contrôle passif n'utilise pas d'énergie extérieure, il s'agit en général d'appendices géométriques spécifiques.

Hucho [Huch93] (Figure 1.40) expose différentes manières de recherche de réduction de la traînée lorsque le style d'un véhicule est arrêté. Il distingue trois types d'approche : l'optimum par recherche de minimum qui renseigne une valeur optimale d'un paramètre de contrôle, l'optimum par bond qui renseigne une valeur seuil à atteindre pour obtenir une modification significative de la traînée, ce type de gain par seuil rappelle notamment les résultats d'évolution du coefficient de la traînée en fonction de l'angle de lunette obtenus par Ahmed [Ahm84], où le passage de l'angle de la lunette de 30° permet une grosse réduction de traînée. Ce type de phénomènes induit dans l'écoulement des modifications de stabilité. Le fluide change de topologie et les contributions dominantes de pertes de traînée sont redistribuées. Ainsi pour un corps de Ahmed, les écoulements de type 'Fastback', avant 30° d'inclinaison de lunette, comportent des tourbillons longitudinaux dominant le long des arrêtes de la lunette. Au-delà de cette valeur de 30°, les tourbillons longitudinaux de la lunette ne sont plus prédominants et la distribution des pertes d'énergie est redistribuée par la perte de pression au culot + lunette. Enfin, l'optimum par saturation est atteint progressivement selon le paramètre de modification et tend vers une valeur plateau.

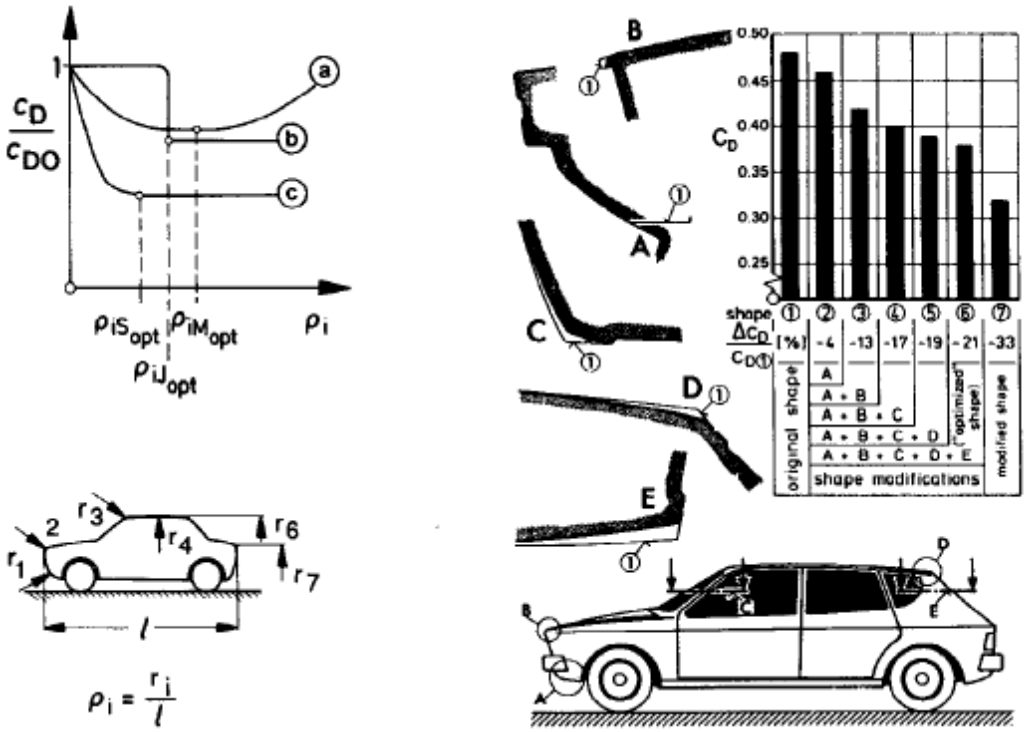


Figure 1.40 - Optimisation du coefficient de traînée d'un véhicule [Huch93]

1.3.1 Le contrôle passif

Le contrôle passif est une solution simple et peu onéreuse qui permet d'obtenir une modification du torseur aérodynamique. En automobile, l'application la plus connue est l'aileron arrière, en forme de profil d'aile d'avion inversée, permettant un accroissement de l'appui lorsque la vitesse augmente. Il s'agit dans ce cas d'augmenter la portance du véhicule pour améliorer ces caractéristiques de tenue de route.

1.3.1.1 Milieux poreux

Le contrôle de la traînée par des milieux poreux fonctionne sur le principe de variation de vitesse due à la couche poreuse comparé à une couche limite de surface dans le domaine fluide (Figure 1.41). À la frontière entre le milieu poreux et un fluide, la vitesse d'écoulement locale n'est pas nulle. Ainsi un milieu poreux faisant office de paroi sur un objet d'étude permet de perturber en proche paroi l'établissement de la couche limite, induisant une modification de l'écoulement aval résultant. Des phénomènes d'instabilité de Kelvin Helmholtz entre l'écoulement de Darcy dans la couche poreuse et l'écoulement externe apparaissent et jouent un rôle de mélange et de perturbation des grosses structures.

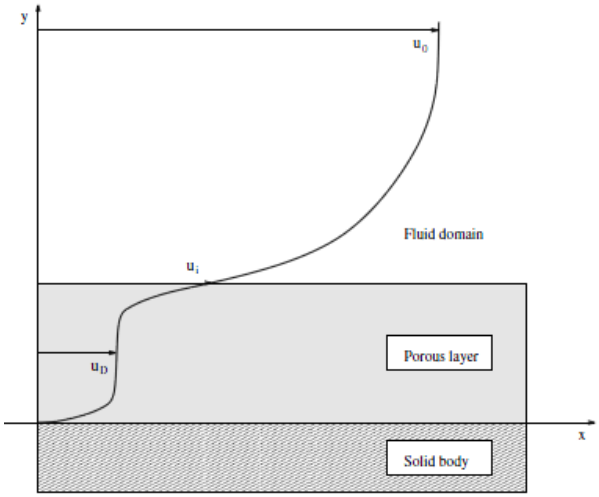


Figure 1.41 - Écoulement fluide autour d'un milieu poreux et profile de vitesse longitudinal associé

Bruneau et al. [Bru11] ont mené plusieurs études sur l'évaluation des gains de traînée sur un corps de Ahmed par l'ajout de milieux poreux sur les parois. Il s'agit de calculs de type DNS pour des nombres de Reynolds de l'écoulement basé sur la hauteur de 8500. Notons qu'il s'agit de calculs en deux dimensions, mais la pertinence et le lien avec un comportement en trois dimensions sont validés par la comparaison expliquée dans la section précédente. Différentes configurations sont possibles : présence de milieux poreux sur le pavillon, dans le soubassement ou le couplage des deux (Figure 1.42). Une série de calculs a été mené sur un corps de Ahmed à culot droit. Les variations de traînées relevées sont ici de -22% pour le milieu poreux situé sur le pavillon du corps et de -25% lors de la présence de milieux poreux sur le pavillon et le soubassement.

Figure 1.42 - Corps de Ahmed à culot droit équipé de milieux poreux sur le pavillon (à gauche) et sur le pavillon et le soubassement (à droite) [Bru11].

Case	$C_{d_{up}}$	Var. $C_{d_{up}}$ (%)	$C_{d_{down}}$	Var. $C_{d_{down}}$ (%)	C_d	Var. C_d (%)	Var. C_d from [6] (%)
0	0.565	–	1.104	–	1.708	–	–
1	0.604	+7	0.696	−37	1.327	−22	−37
2	0.683	+21	0.565	−49	1.275	−25	−31

Figure 1.43 - Récapitulatif des gains [Bru11].

L'installation de ce type de milieux poreux a un effet sur la distribution de pression au culot, puisque comme le montre la Figure 1.44 la forte décompression s'accompagna par un lissage de la courbe : dans le cas de référence le coefficient de pression le long du culot varie de Cp=-0,105 puis Cp=-0,15 et Cp=-0,10 de bas en haut, tandis que dans le meilleur cas de contrôle, toutes les valeurs au culot oscille faiblement autour de Cp=-0,08.

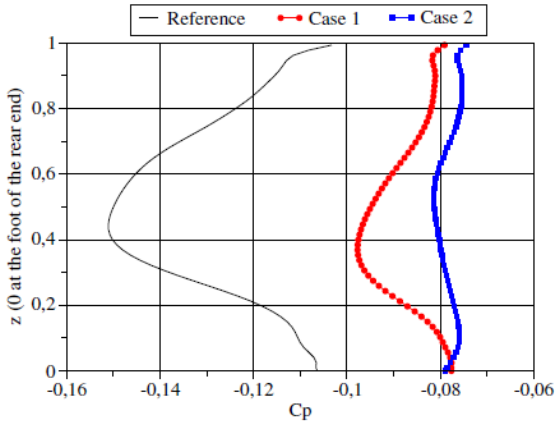


Figure 1.44 - Coefficient de pression le long du culot avec et sans utilisation de milieux poreux [Bru11].

1.3.1.2 Générateurs de vortex

Les générateurs de vortex, (ou vortex generator), ont pour objectif de perturber en proche paroi l'écoulement. Il s'agit d'appendices de petite taille par rapport aux longueurs de l'objet d'étude et disposé de manière espacée régulière transversalement à l'écoulement de référence incident. La Figure 1.45 présente quatre générateurs de vortex de longueur L, inclinaison α de largeur w_b et w_l et d'espacement λ.

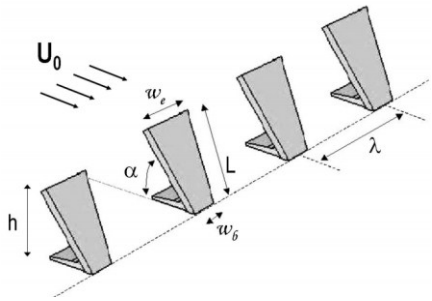


Figure 1.45 - Nomenclature liées aux générateurs de vortex

Park et al. [Par07] identifient avec ces méthodes une augmentation de pression sur le culot jusque des valeurs proches de P=0 Pa, ainsi que des longueurs de bulle de recirculation réduite de **50%**, associées à une augmentation des fluctuations de vitesses à l'intérieur. La dissipation de vitesse est augmentée lorsque la bulle de recirculation est réduite (Figure 1.46).

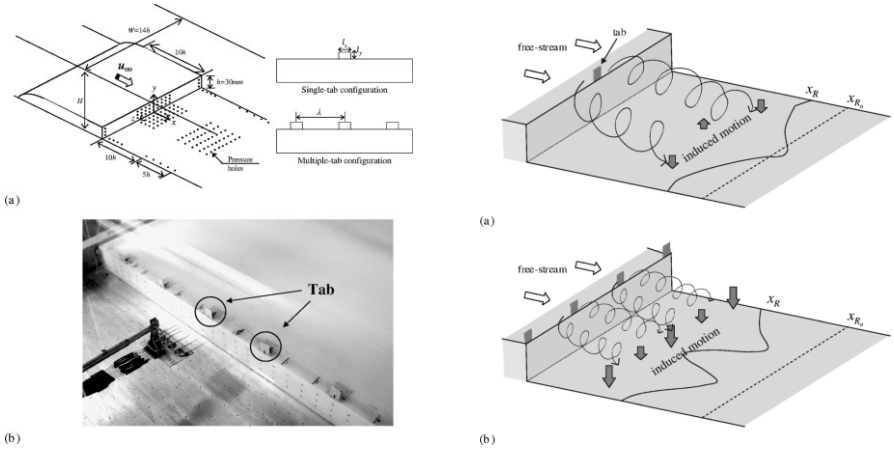


Figure 1.46 - Expérience de vortex generator sur une marche descendante à culot droit [Par07]

Les générateurs de vortex ont également été testés sur des configurations de types corps de Ahmed à lunette arrondie. [Aid09] (Figure 1.47). Dans cette étude, ils sont pilotables, il est possible de faire varier leur angle d'inclinaison α (voir Figure 1.45). La réduction de la traînée obtenue est de 11%. Les images PIV montrent que les effets sur le sillage sont forts, la longueur de recirculation est augmentée. Des capteurs de pression disposés sur la lunette montrent également que le dispositif permet une remontée de la pression élevée en amont des générateurs de vortex lorsque ces derniers sont déployés (Figure 1.47). D'autres mesures transversales de sillage montrent que l'intensité des tourbillons longitudinaux a été diminuée.

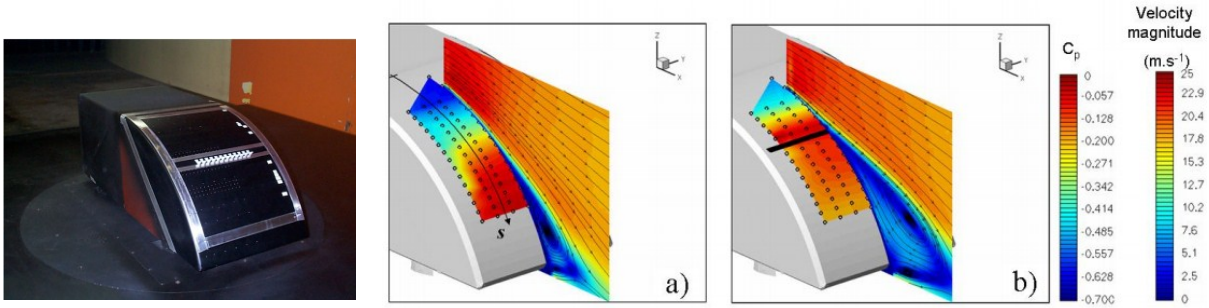


Figure 1.47 - Corps de Ahmed à lunette arrondie équipé de vortex generator pilotable : champs de vitesse et pression sur la lunette sans (au centre Cx=0.315) et avec (à droite Cx=0.280) les vortex generator en fin de pavillon d'un corps de Ahmed [Aid09]

Dans le prolongement de l'étude précédente, des générateurs de vortex sont montés sur un véhicule déjà commercialisé, la PSA Citroën C4. Une ligne de générateurs de vortex est intégrée entre la fin du pavillon et la lunette. L'objectif était de constater que les gains obtenus sur le modèle réduit de corps de Ahmed précédent sont transposables sur un véhicule à l'échelle 1. Les modifications de sillage sont similaires à celles constatées sur le corps de Ahmed, soit une augmentation de la longueur de recirculation associée à une remontée de pression sur la lunette et le culot. Les gains constatés sur la réduction de la traînée sont de 14% et de 100% en sur la portance (Figure 1.48).

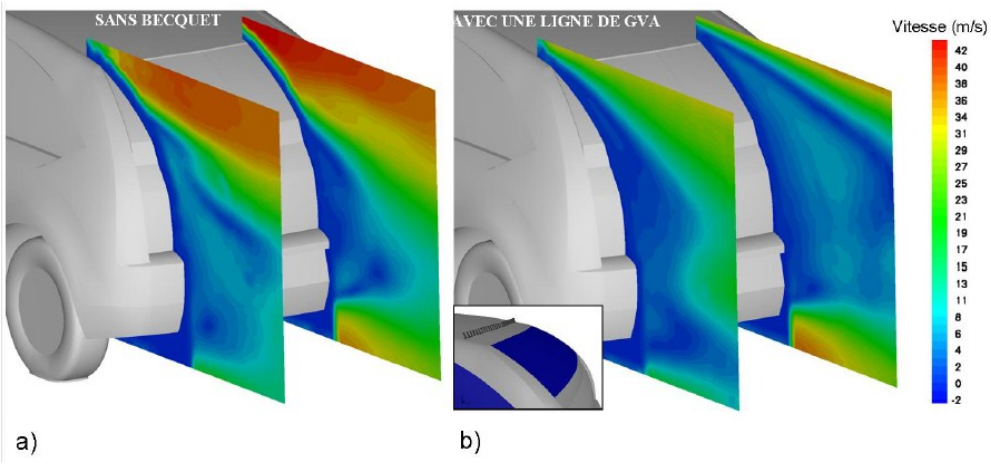


Figure 1.48 - Visualisation des champs de vitesse dans des plans longitudinaux du sillage par PIV sur une berline PSA C4 sans générateurs de vortex (a) et avec générateurs de vortex (b)

1.3.1.3 Les déflecteurs

Les plaques séparatrices transversales (PST) ont pour objectif de réduire la surface transversale de sillage et d'augmenter la pression au culot en perturbant le sillage par l'ajout de l'appendice (Figure 1.49). Des expérimentations effectuées en soufflerie sur une géométrie représentant le corps de Ahmed avec un culot droit [Lev05] montrent que l'utilisation de plaques séparatrices transversales permet de resserrer le sillage proche d'environ 10%, et d'obtenir des réductions de traînée de **11,6%.** La plaque utilisée est placée à 0,7 H en aval du culot, où H représente la hauteur du culot. La section de la plaque est de 0,9 H * 0,85 l où l représente la largeur de la géométrie (Figure 1.49).

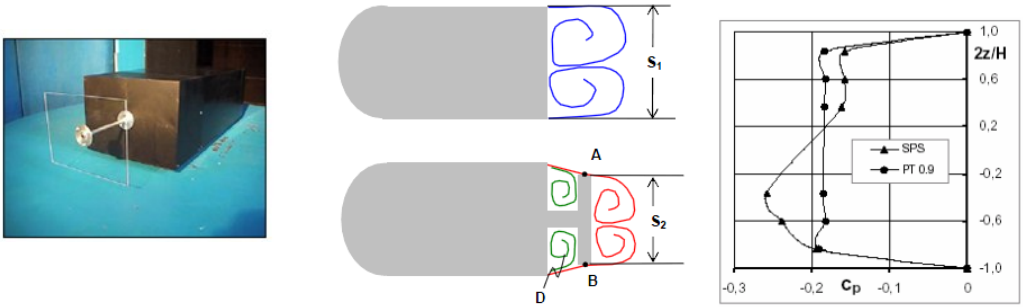


Figure 1.49 - Plaques séparatrices transversales La recirculation du fluide dans la cavité D entraîne une remontée de pression au niveau du culot d'origine. La présence de la plaque uniformise et augmente la pression

Les plaques séparatrices longitudinales fonctionnent sur le même principe que les PST. Gilliéron et al. [Gil01] obtiennent ainsi une réduction de la traînée de l'ordre de **22%** sur une géométrie corps de Ahmed à culot droit. Les plaques sont disposées sur la périphérie du culot et inclinées à 15° par rapport à l'horizontal (Figure 1.50). Les résultats montrent que la section de sillage est réduite et que la distribution de pression relevée sur le plan longitudinal médian augmente (Figure 2.22). L'étude de Khalighi et al. [Kha01] sur le même dispositif confirme ces résultats avec une réduction de la traînée de 20%.

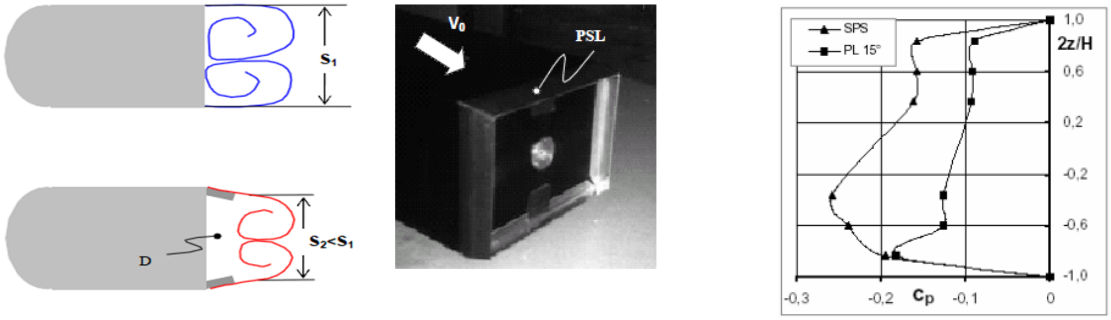
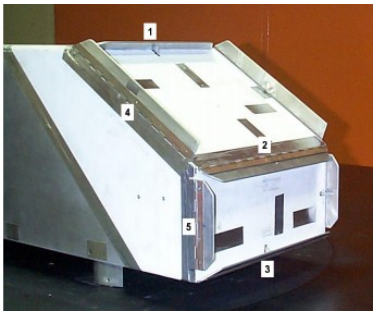


Figure 1.50 - Plaques séparatrices longitudinales [Gil01]

Sur le corps de Ahmed disposant d'une lunette, les déflecteurs sont également synonymes de réduction de Cx : La Figure 1.51 montre un corps de Ahmed à 30° équipé de 5 types de déflecteurs disposés sur la lunette et le culot. Plusieurs configurations ont été testées [Aid09] en déployant différentes combinaisons de déflecteurs. Une réduction de valeur de Cx jusqu'à 25% est obtenue pour la configuration combinant tous les déflecteurs. Notons que ce type de contrôle a également de grands effets sur la portance puisque des variations de l'ordre de 100% sont enregistrées.

Rappelons que le corps de Ahmed à 30° est la configuration d'angle de lunette ayant le Cx le plus élevé (Figure 1.24), ainsi des réductions de la traînée très importantes peuvent être enregistrées, mais néanmoins, les valeurs obtenues restent supérieure aux meilleures configurations de référence (angle lunette < 15°) en terme de Cx.



Configuration number	ΔC_x (%)	ΔC_z (%)
6 (configurations 1 et 4)	-0.073 (-20.7%)	-0.435 (-94.3%)
7 (configurations 4 et 2)	-0.031 (-8.9%)	-0.129 (-26.2%)
8 (configurations 3 et 5)	-0.025 (-7.1%)	-0.084 (-18.3%)
9 (configurations 2, 3 et 5)	-0.044 (-12.4%)	-0.210 (-46.7%)
10 (configurations 4, 3 et 5)	-0.079 (-22.4%)	-0.496 (-107.4%)
11 (configurations 1, 2, 3, 4 et 5)	-0.089 (-25.2%)	-0.488 (-105.7%)

Figure 1.51 - Corps de Ahmed à 30° équipé de déflecteurs sur la lunette et le culot [Aid09]

Par ailleurs, Nayeri et al. [Nay09] étudient l'effet du contrôle passif par ajout de volets sur une géométrie réduite à l'échelle 1/10, appelée GETS, représentative des plus longs véhicules de transport Européens (Figure 1.52). Les déflecteurs ont une longueur de 63mm, soit un quart de la largeur de la maquette. Ils sont disposés sur tout le pourtour du culot. L'étude porte sur la recherche de l'angle d'inclinaison optimal du déflecteur compris entre 10° et 20°. L'angle optimal est atteint pour le déflecteur à 12° associé à une **réduction de traînée de 8,5%.** Ces résultats sont en accord avec ceux de Zuhlke et al [Zuh08] qui mirent en évidence cet angle optimal, en effet, des angles de déflecteurs plus élevés entrainaient des variations de traînée moins intéressantes. Il faut noter que cette géométrie à une hauteur plus importante que sa largeur, contrairement au corps de Ahmed.

Figure 1.52 - Modèle générique tracteur-remorque utilisé dans l'étude de Nayeri et al. [Nay09]. Ce modèle est à l'échelle 1/10ème des plus gros camions en circulation en Europe

Ce type de solution de plaques longitudinales a également été testé sur des véhicules à échelle 1 dans l'industrie du véhicule lourd de transport de marchandise. On estime entre 4 et 6% les gains que l'on peut apporter sur un camion (Américain) via des appendices aérodynamiques [Sei07]. Ces solutions doivent permettre d'inhiber les zones de pertes de pression classiques sur les camions. À savoir, la forme globale du tracteur, l'écart et la transition avec la remorque, l'écoulement de soubassement de la remorque ou encore le décollement massif au niveau du culot de la remorque. Certaines sociétés proposent actuellement des produits d'ajout d'appendice de solution passive de contrôle d'écoulement (Figure 1.53) et communiquent sur des chiffres de réduction de fuel de l'ordre de 3.5%. Il s'agit dans ce cas de jouer sur le décollement en fin de remorque. Le décollement est reporté et réorienté afin de réduire les sections équivalentes de sillage dans l'écoulement.

Figure 1.53 – A gauche : Plaques longitudinales utilisées sur un poids lourd. A droite : Appendice amovible ''Aerovolution product'' vendu pour 3,5% de gain de consommation.

Le programme d'étude Américain [ATD11] a notamment mené une série d'essais sur route et piste d'essai, avec comme variable de contrôle la sensibilité de consommation de gasoil des véhicules avec différentes solutions de contrôle de traînée. Ce programme réunissant des industriels et des universitaires avait pour objectif de tester et évaluer les gains potentiels de plusieurs solutions de contrôle. Voici une citation extraite de ce rapport qui mesure l'intérêt de l'obtention de gain de traînée pour les *trucks* aux États-Unis :

''The goal is to reduce aerodynamic drag by 25% - 12% improved fuel economy or 4,200 million gal/year''.

McCallen et al. [McCal04] estiment qu'un gain de 12% de consommation sur la flotte des camions aux États-Unis représenterait une économie de 15,9 milliard de litre de fuel par an. La Figure 1.54 expose les appendices aérodynamiques qui ont été testés et leurs contributions respectives sur la consommation de carburant. La combinaison de ces solutions passives permet un gain (mesuré) de **12% sur la consommation de carburant**.

Figure 1.54 – Combinaison d'appendices aérodynamiques et estimations respectives des gains Total fuel saving ~12%

Le contrôle passif de la traînée est donc une solution qui peut être peu onéreuse pour une efficacité certaine. Cependant, dans la plupart des cas présentés, cela s'accompagne d'une modification de l'aspect de l'objet, ce qui est acceptable pour des véhicules tels que les camions, les véhicules utilitaires ou les bus. Toutefois, dans l'industrie automobile, les contraintes de design sont un sujet critique, certaines solutions ne peuvent tout simplement pas être transposées, notamment en raison des normes légales en vigueur. Pour proposer tout de même de la réduction de traînée qui n'affecte pas l'aspect du véhicule, il est nécessaire de s'orienter vers des solutions dites actives.

1.3.2 Le contrôle actif

Le contrôle actif a pour objectif d'apporter une modification de l'écoulement autour de l'objet d'étude permettant une réduction de la traînée aérodynamique sans en altérer les contraintes stylistiques. L'aviation a été précurseur de ce type de méthodes en essayant de contrôler les décollements sur les profils d'aile afin d'améliorer les niveaux de pression, donc de portance dans les phases de faibles vitesses comme l'atterrissage.

Un type de contrôle actif répandu est la modification de l'écoulement de sillage par injection de quantité de mouvement locale. On différencie plusieurs types de contrôle par injection.

- Les actionneurs jets continus qui injectent un débit constant dans l'écoulement
- Les actionneurs jets synthétiques alternant les phases d'aspiration et de soufflage dont l'intégrale temporelle de débit est nulle. Beaucoup d'études sont menées sur la sensibilité de l'écoulement à la fréquence de l'actionneur et au débit soufflé et aspiré, c'est-à-dire la vitessse d'injection et d'aspiration [Lec08] [Sie05] .
- Les actionneurs jets pulsés ne faisant qu'injecter de la quantité de mouvement de manière cyclique . Il existe également de nombreuses études visant à évaluer les fréquences et les débits efficaces. [Rou06][Jos12][Pas08][Sie07][Bru10]

1.3.2.1 Contrôles actifs expérimentaux

Plusieurs études de contrôle de pression sur des géométries où le culot est représentatif de la traînée totale ont été menées ces dernières années. On pourra se référer aux études de Luchtenburg, Noack ou Pastoor, [Luc09] [Pas08] [Lec08] [Rou06][Jos12]

Pastoor et al. [Pas08] proposent une géométrie de type naca extrudé (Figure 1.55). L'écoulement est de type culot droit, l'objectif est le contrôle de la pression sur le culot. Pour cela , le corps est muni de jets pulsés sur les arêtes supérieures et inférieures du culot et des capteurs de pression sont disposés afin de mesurer l'effet du contrôle. L'étude montre un maximum de **-30%** de variation de pression sur le culot pour un soufflage à signal sinusoïdal de fréquence correspondant au nombre de Stroual dominant du sillage St=0.15. La Figure 1.56 illustre l'effet du contrôle sur le sillage. La fréquence de contrôle a forcé le sillage proche du culot sur un mode symétrique et a repoussé la partie dissymétrique de sillage plus en aval de l'écoulement.

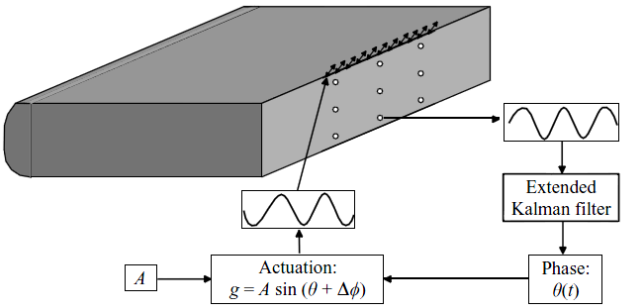


Figure 1.55 - Objet d'étude pour contrôle de pression sur le culot par jet pulsés d'après Pastoor et al. [Pas08]

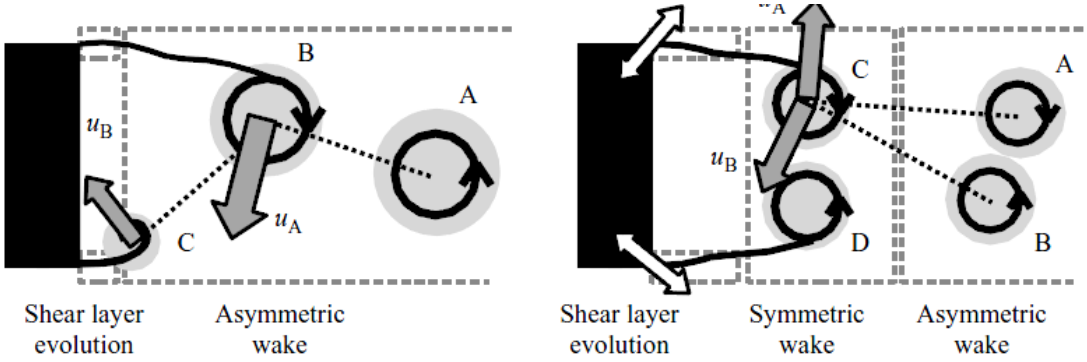


Figure 1.56 - Effet des jets pulsés sur le sillage [Pas08]

Au cours de cette étude, Pastoor et al. proposent également différentes possibilités de contrôle par modification du sillage. L'idée étant d'introduire la notion de boucle fermée afin d'asservir l'écoulement à partir d'un capteur dans l'écoulement (Figure 1.57).

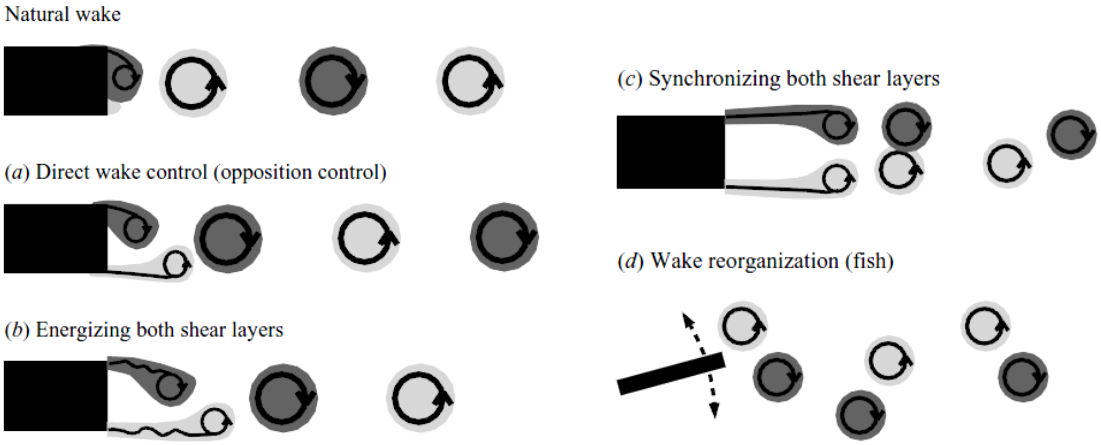


Figure 1.57 - Possibilité de contrôle et leur effet sur le sillage [Pas08]

Leclerc [Lec08] étudie dans son travail la possibilité de contrôle par le jet synthétique sur un corps de Ahmed avec un angle de lunette à 25°, par moyens expérimentaux et numériques. Le code de calcul utilisé est PowerFlow, basé sur la méthode Latice Boltzmann. L'influence des jets se mesure directement sur les champs de pression au culot. Les valeurs de pressions sont dégradées dans la partie proche des jets, puis une recompression s'effectue sur la partie du culot éloignée des jets. L'intensité de cette recompression varie avec la quantité de mouvement injectée. Plus le débit est élevé, plus la recompression dans la partie éloignée des jets est élevée ; il ne s'agit a priori pas d'un comportement linéaire, mais plus d'un comportement 'à seuil', passée une certaine valeur de débit (Figure 1.58).

La recompression observée est suffisante pour contrer l'effet de dégradation du champ de pression dans la zone proche des jets et l'intégrale surfacique de la pression sur toute la partie arrière est inférieure à celle du cas de référence lorsque les jets sont activés. Les gains de Cx sont de l'ordre de **-10%**. La Figure 1.59 illustre l'effet des jets synthétiques sur l'écoulement dans le plan de symétrie longitudinale avec l'écrasement du bulbe de recirculation de la lunette et l'équilibrage de la structure torique à l'arrière du culot.

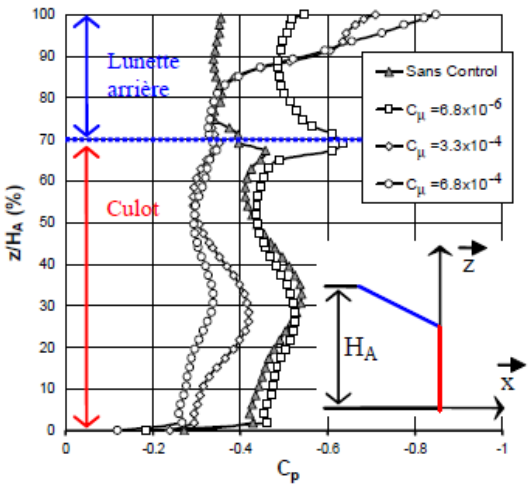


Figure 1.58 - Distribution de coefficient de pression sur l'arrière du corps de Ahmed avec et sans contrôle pour différents débits [Lec08]

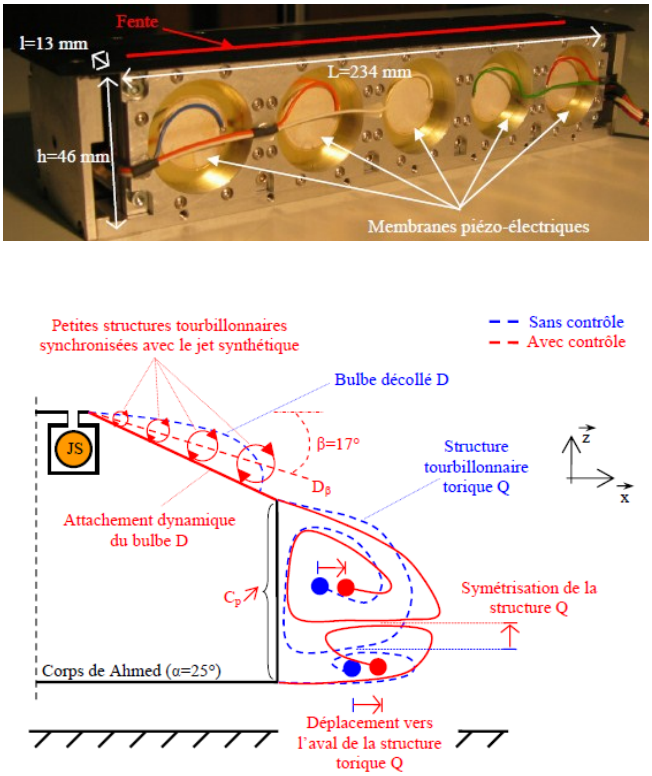


Figure 1.59 - Dispositif de jet synthétique (en haut) et représentation schématique de son effet sur le sillage (en bas) [Lec08]

Joseph [Jos12] étudie sur un corps de Ahmed, avec une lunette d'angle à 25°, différents types de contrôles par des jets pulsés, avec différents orifices et positions de soufflage (Figure 1.60). Il obtient de 7 à 8% de baisse de la traînée pour des fentes discontinues disposées après la jonction culot-lunette et pour des vitesse d'éjection de l'ordre de 80m/s, soit 2 fois la vitesse de référence de la soufflerie dans son cas. Les variations de la traînée pour tous les autres point de fonctionnement sont représentés sur la Figure 1.61.

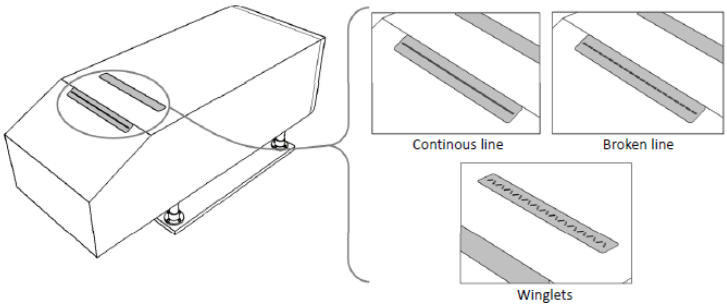


Figure 1.60 - Dispositions et caractéristiques des fentes de soufflage dans l'étude de Joseph [Jos12]

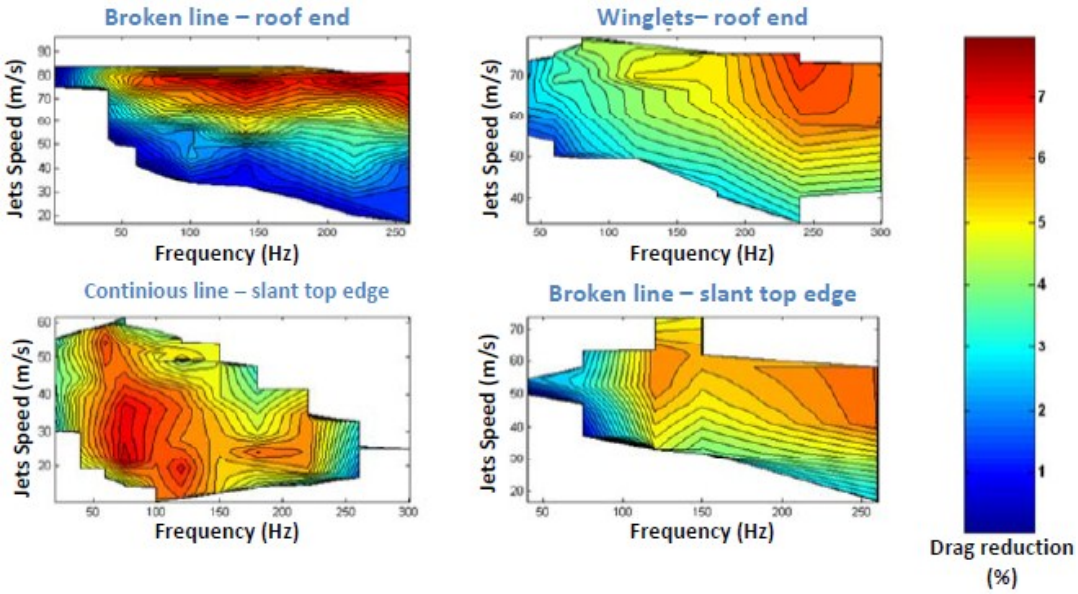


Figure 1.61 - Réduction de traînée obtenue dans l'étude de Joseph [Jos12]

1.3.2.2 Le contrôle actif par modélisation numérique

L'étude de Roumeas et al. [Rou06], portent sur le contrôle de la traînée par un jet continu où quatre fentes ont été disposées sur le pourtour d'un culot droit (Figure 1.62). Le débit d'éjection et l'angle de soufflage furent les deux paramètres principaux de cette étude. Le maximum de réduction de la traînée est atteint pour une vitesse d'éjection de 1,5 fois la vitesse de référence (Figure 1.63) avec 28,9% de baisse de traînée. Toutefois, une vitesse d'éjection de 0,5 fois la vitesse de référence entraine également une baisse significative de la traînée de 21%. Concernant le paramètre d'angle θ, l'optimum de réduction de la traînée est atteint pour un angle de soufflage de θ=45° avec -28,9%. Les variations de traînée à 30° et 60° sont quant à elles de -18% et -21%. Le sillage est très sensible à cet angle d'éjection. La Figure 1.64 explique comment l'angle de soufflage vient modifier l'épaisseur de la couche de cisaillement en proche culot en l'augmentant, ainsi qu'en y accroissant les phénomènes d'instabilité présents. L'effet dans le sillage se traduit par une diminution des vitesses de retour dans le bulbe de recirculation (Figure 1.64). Notons que ces gains sont obtenus géométrie tronquée du corps de Ahmed culot doit

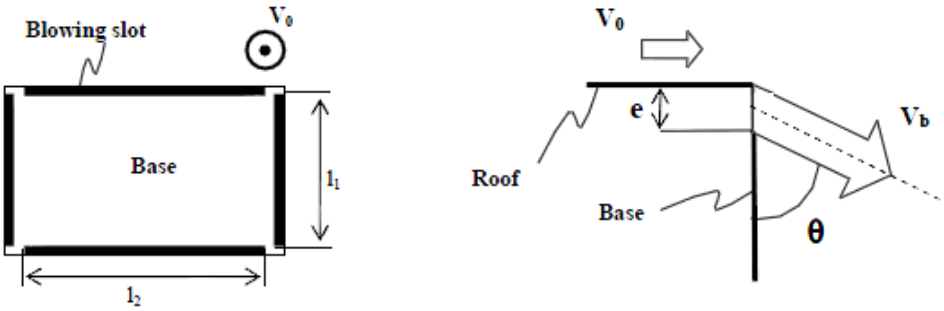


Figure 1.62 - Position et paramètres de soufflage sur la géométrie [Rou06]

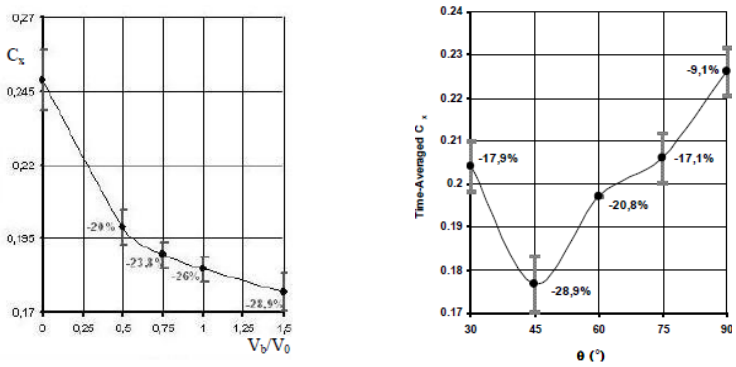


Figure 1.63 - Variation de la traînée en fonction de la vitesse d'éjection (à gauche) et de l'angle de soufflage (à droite) [Rou06]

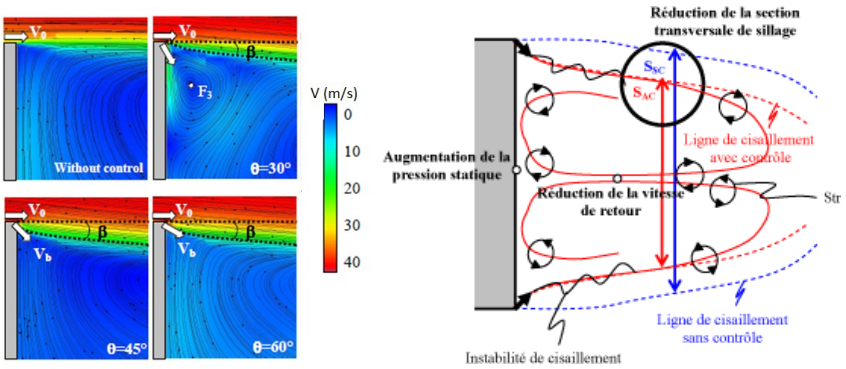


Figure 1.64 - Influence du contrôle sur le sillage [Rou06]

L'étude de Leclerc [Lec08] sur un corps de Ahmed à 25° avec intégration de jets synthétiques sur le pavillon et la lunette montre des variations de la traînée de **-13.6%** (Figure 1.65). Ces baisses de la traînée ont été confirmées en essais (-10%, voir partie précédente). Les effets du contrôle sont différents du cas du culot droit. Il s'agit en effet à 25° de supprimer la poche de décollement sur la lunette du culot et de réduire l'intensité des tourbillons longitudinaux se développant le long des arrêtes de la lunette.

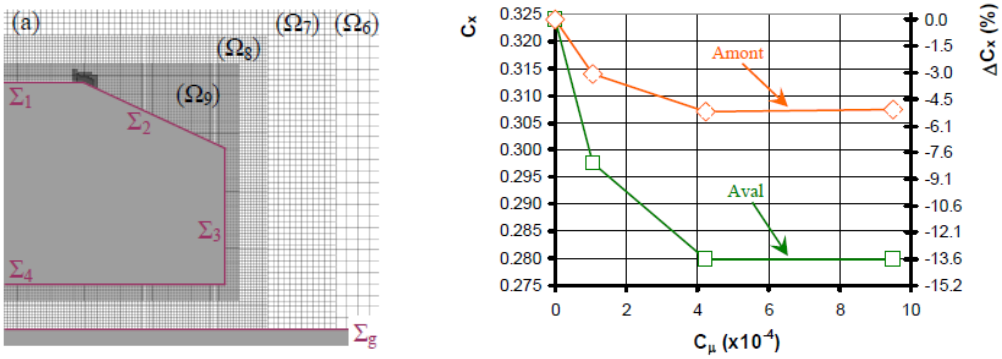


Figure 1.65- Domaine de calcul et gains de traînée obtenus en numérique tridimensionnelle dans la thèse de Leclerc [Lec08]

Krajnovic et al. [Kra10] mènent une étude numérique avec un modèle de type LES sur un cas reproduisant l'expérience de Pastoor et al. [Pas08] (Figure 1.66). Ils montrent que leur modèle LES est fiable pour reproduire et investiguer la recherche de réduction de traînée par contrôle actif. Des baisses de la traînée entre **-1,5%** et **-2,5%** sont ainsi calculées. D'un point de vu spectral, la fréquence dominante de l'écoulement de référence relevée est de St=0,31, supérieure à celle relevée en essai par Pastoor et al. [Pas08] (St=0,23-0,25). Dans le cas de l'écoulement avec activation des jets à une fréquence de St=0,17, celle-ci devient dominante dans l'écoulement et la fréquence de référence St=0,31 est toujours présente mais moins puissante (Figure 1.67)

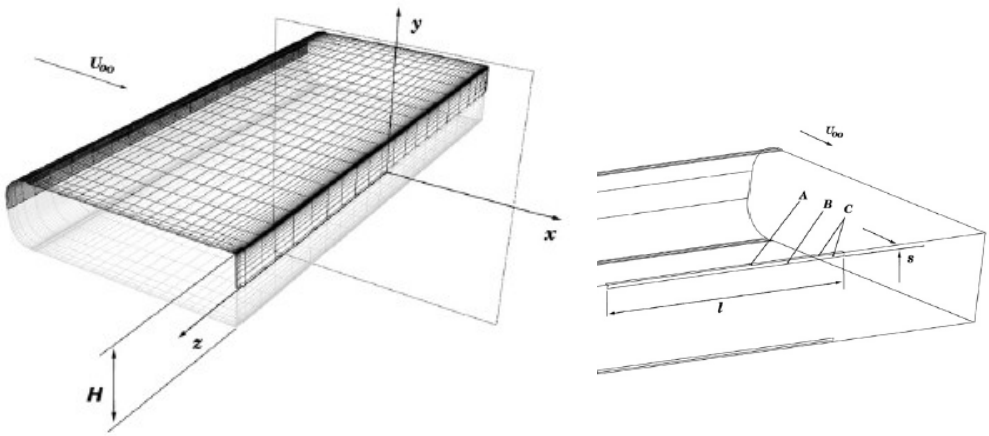


Figure 1.66 - Géométrie pour un calcul LES d'après Krajnovic et al. [Kra10] reproduisant les expériences menées par Pastoor et al. [Pas08].

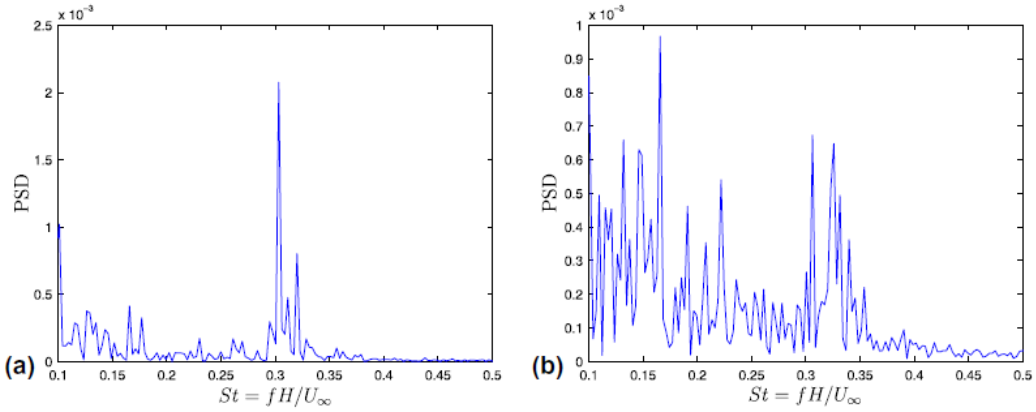


Figure 1.67 - Densité Spectrale de Puissance du signal de traînée sans (a) et avec (b) contrôle. [Kra10].

Wassen et al. [Was10] effectuent une série de calcul avec un modèle de calcul de type LES pour un nombre de Reynolds basé sur la longueur de Re_L=500000 (Figure 1.68). La Figure 1.69 récapitule les valeurs obtenues : le meilleur gain est de **-11,1%** de baisse de la traînée pour un soufflage sur 4 fentes autour du corps de Ahmed avec un angle de 45° par rapport à l'axe longitudinal. Le soufflage est continu et la vitesse d'éjection est égale à la vitesse U_0 de référence. Notons que lors du cas de soufflage continu à 0°, la baisse de la traînée est de **-3%**. Dans cette étude, le caractère dissymétrique de l'écoulement est sensible au contrôle, en effet, comme le montre la Figure 1.70, les champs de pression moyennés calculés au culot sont fortement dissymétriques, et ceux malgré un temps de calcul extrêmement long de 20 temps de cycle basés sur la longueur du corps et la vitesse de référence : T_{moy}=20L/U0. Une explication apportée dans cette publication est l'élimination par le contrôle de phénomènes de battement en basse fréquence relevés dans le sillage de l'écoulement de référence.

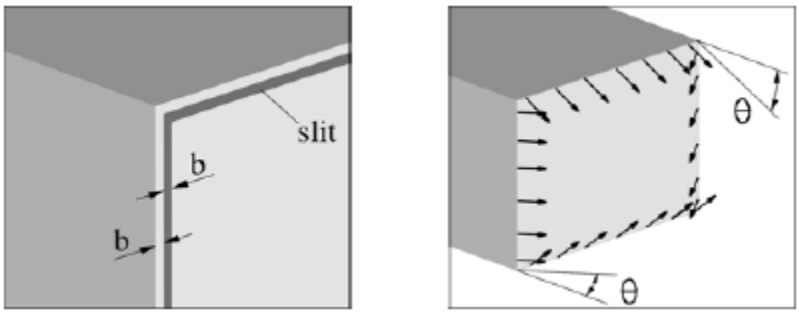


Figure 1.68 - Paramètres de contrôle actif sur une simulation numérique sur culot droit [Was10]

		Θ	c_D	$\frac{\Delta c_D}{c_{D,ref}}$	c_B	c_H	c_F
stationary floor	reference flow	–	0.279	–	0.261	-0.017	0.035
	continuous slit	0°	0.271	-2.9%	0.252	-0.017	0.036
		20°	0.260	-6.8%	0.241	-0.017	0.036
		45°	0.248	-11.1%	0.228	-0.017	0.037
		60°	0.250	-10.4%	0.230	-0.017	0.037
	without corners	45°	0.263	-6.1%	0.243	-0.017	0.037
moving floor	reference flow	–	0.268	–	0.250	-0.017	0.035
	continuous slit	45°	0.239	-10.8%	0.220	-0.018	0.037

Figure 1.69 Récapitulatif des gains de traînées obtenus selon les configurations [Was10]

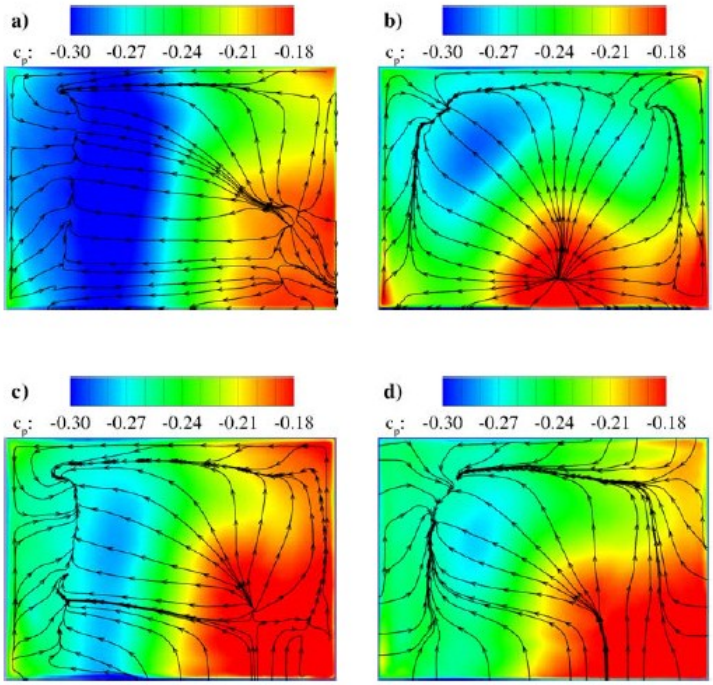


Figure 1.70 - Caractère dissymétrique de la distribution de pression pour différents angles de soufflage (a) θ=0°, (b) θ=20°, (b) θ=45°, (b) θ=60°. [Was10]

Bruneau et al. [Bru11] effectuent une série de calcul sur un corps de Ahmed à 25° avec différents types de contrôle par soufflage :

- Le contrôle actif transversal consiste au positionnement de deux fentes : l'une aspirante sur le haut de la lunette, l'autre soufflant sur la partie culot. La comparaison avec et sans soufflage des champs de coefficient de pression moyens montre un écrasement du bulbe de recirculation présent sur la lunette du corps et se traduit par une variation de la traînée de **-7%** (Figure 1.71) (Figure 1.73).
- Le contrôle actif longitudinal consiste à injecter de la quantité de mouvement au niveau des deux extrémités verticales de la lunette. Les champs de coefficient de pression moyens montrent que l'intensité des tourbillons longitudinaux a été fortement réduite, et la variation de la traînée correspondante est de **-11%** (Figure 1.72) (Figure 1.73).
- Le couplage de ces deux types de contrôle apporte une variation de la traînée de **-13%**. (Figure 1.73)

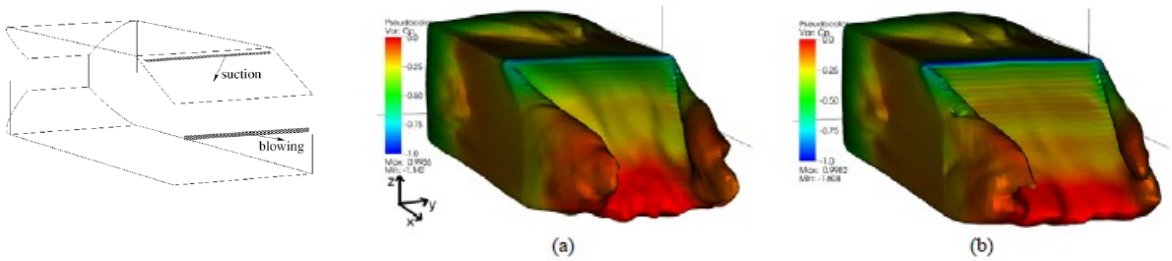


Figure 1.71 - Contrôle actif transversal (à gauche). Comparaison de coefficients de pression sans (a) et avec (b) soufflage [Bru11]

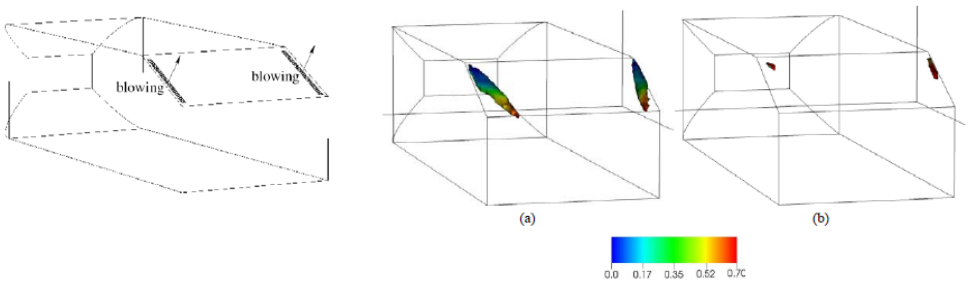


Figure 1.72 - Contrôle actif longitudinal (à gauche). Comparaison de coefficients de pression sans (a) et avec (b) soufflage [Bru11]

Case	$C_{d_{up}}$	*Var.*	$C_{d_{side}}$	*Var.*	$C_{d_{back}}$	*Var.*	C_d	*Var.*
No control	0.177	-	0.149	-	0.130	-	0.371	-
Trans. control	0.176	–1%	0.132	–11%	0.125	–4%	0.345	–7%
Longi. control	0.164	–7%	0.123	–17%	0.130	-	0.332	–11%
Coupling	0.176	–1%	0.118	–21%	0.128	–2%	0.323	–13%

Figure 1.73 Récapitulatifs des gains de traînée selon la disposition des fentes de soufflage [Bru11]

1.3.3 Le contrôle couplé passif-actif

Si l'on considère à nouveau l'étude de Nayeri et al. [Nay09], le résultat décrit dans la partie sur le contrôle passif fût le point de départ de l'étude qui portait sur le couplage de méthodes passives et actives. Le but étant d'une part la recherche de réductions de la traînée accrues, et d'autre part l'adéquation des solutions proposées avec la règlementation Européenne. En effet, la longueur hors tout étant limitée dans l'Union Européenne, les déflecteurs devaient être plus courts lors de la transposition à l'échelle 1. Ainsi cette étude s'est concentrée sur la réduction de la traînée avec des déflecteurs 36% plus courts et inclinés à 20°, couplés à des systèmes d'AFC (Active Flow Control). Notons que le déflecteur à 20° avec sa longueur réduite apporte une légère baisse de la traînée de **-1,5%** comparé à l'écoulement de référence. En combinant plusieurs types d'AFC sur le déflecteur des variations de la traînée de **-8,81%** ont été observées (Figure 1.75). Ce résultat a été obtenu pour des actionneurs à soufflage continu. Les actionneurs à jet synthétiques ''Zero Mass Flux '' apportent une variation de la traînée de **-2,52%** et les actionneurs jet pulsé ''Oscillating Blowing'' une variation de **-3,35%.**

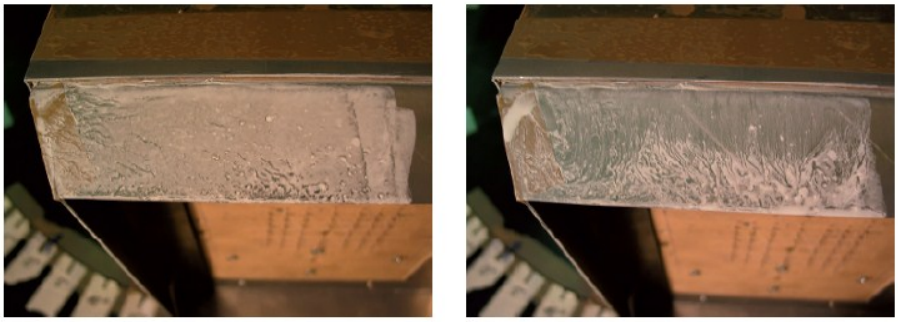


Fig. 5.1 No blowing **Fig. 5.2** Blowing with $C_\mu = 11.13\%$

Figure 1.74 - Visualisation pariétale au culot avec et sans AFC [Nay09]

Table 5.1 Drag values and AFC parameters, $\psi = 0°$ (* C_D-value without AFC, ** $\Delta C_D = (C_D - C_{D,BL})/C_{D,BL}$ with $C_{D,BL} = 0.477$)

Configuration	C_D [ ]	ΔC_D **	C_μ [%]	C_Q [%]
Baseline Configuration (BL)	0.477	-	0	-
Long Base Flap Configuration without AFC	0.438	-8.22 %	0	-
Short Base Flap Configuration with AFC (CB)	0.435 (0.470*)	-8.81 %	11.13	-

Figure 1.75 - Gain de traînée obtenus par Nayeri et al. [Nay09]

Bruneau et al. [Bru10] ont également combiné des solutions actives et passives sur leur étude sur corps de Ahmed à culot droit en 3 dimensions. Le contrôle actif est un jet pulsé situé sur la partie inférieure du culot, couplé à la solution passive de milieu poreux introduit sur le pavillon du corps. Les réductions de la traînée obtenues sont de -22% pour le milieu poreux seul, -5% pour le jet seul, et **-31%** avec le couplage des deux méthodes. L'effet sur la pression au culot est simiaire qu'avec les milieux poreux seuls, à savoir un lissage des valeurs de coefficient de pression et une petite oscillation autour de la valeur (plus faible) de Cp=-0,075 (Figure 1.76).

Table 10
Mean drag coefficients for the passive control (case 1), the closed-loop active control at the down point and the coupled passive–active control.

Case	$C_{d_{up}}$	Var. $C_{d_{up}}$ (%)	$C_{d_{down}}$	Var. $C_{d_{down}}$ (%)	C_d	Var. C_d (%)
0	0.565	–	1.104	–	1.708	–
1	0.604	+7	0.696	−37	1.327	−22
J_{down}	0.539	−5	1.064	−4	1.629	−5
Coupled	0.552	−2	0.591	−46	1.183	−31

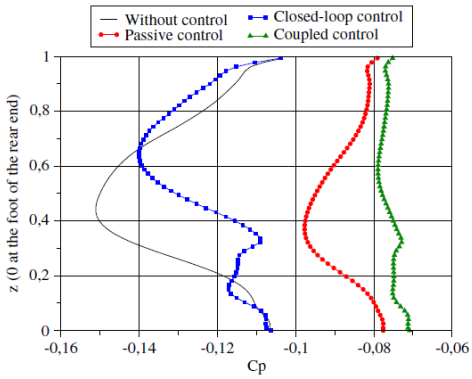


Figure 1.76 – Résultats de couplage des solutions de contrôle active et passive d'après Bruneau et al. [Bru10]

D'autres études sur des véhicules à l'échelle 1 ont été menées. Siefert et al. [Sie08] ont dévoloppé un grand nombre d'actionneurs fluidiques permettant l'injection de fréquences et de quantité de mouvement dans l'écoulement afin d'améliorer les performances de la solution passive (Figure 1.77). Certains de ces actionneurs ont été intégrés dans des remorques de camions et plusieurs configurations ont été testées sur route. La Figure 1.78 récapitule les gains. Ils sont de l'ordre de 10% sur le *package* des solutions passives. Les gains avec les solutions actives ajoutées semblent moins élevés puisqu'ils sont de l'ordre de 5% dans la meilleure des configurations. Notons bien qu'il s'agit de gains de consommation et non de traînée aérodynamique.

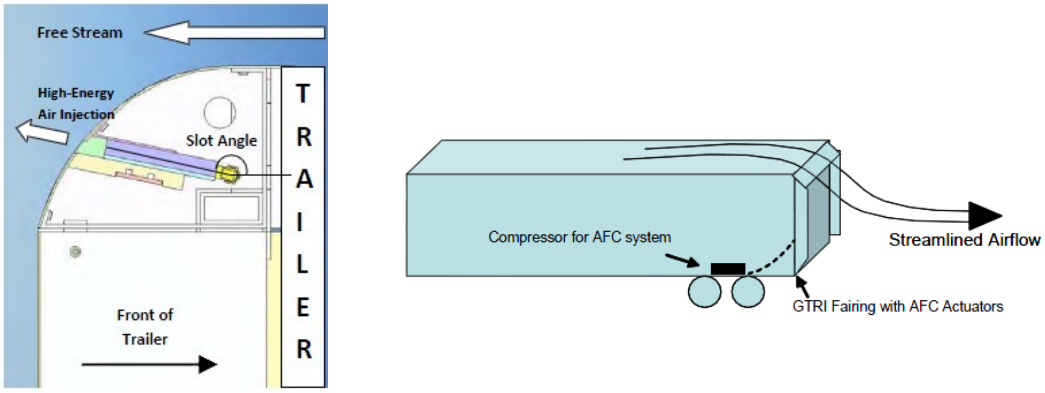


Figure 1.77 - Système d'actionneur monté sur la remorque d'un camion et schéma de principe [Sie08]

	Test Configuration	% Fuel Saved (Best Case)
Active	GTRI device, blower off	1.48
	GTRI device, blower on	0.19
	GTRI device, blower on, with input fuel counted	-8.78
	TAU device, blower off	1.81
	TAU device, blower on, best configuration	5.00
	TAU device, blower on, best configuration, with input fuel count	-3.76
Passive	TrailerTail only	6.58
	Transtex skirts only	4.77
	Full aero package, high winds	10.72
	Full aero package, calm winds	9.09

Figure 1.78 – Récapitulatif des variations de consommation. Rapport essai « California fuel saving » [Sie08]

Il existe d'autres types de stratégies qui permettent de contrôler un écoulement. L'étude menée par Beaudoin et al. [Bea04] considère le contrôle d'un objet de type culot droit par la rotation d'un cylindre sur la partie supérieure du culot. Ils montrent que la rotation du cylindre créée un entrainement du fluide au niveau du point de décollement du culot présent dans le cas de référence et réduit considérablement la taille de recirculation du sillage (l'effet sur la traînée n'est pas mesuré) (Figure 1.79).

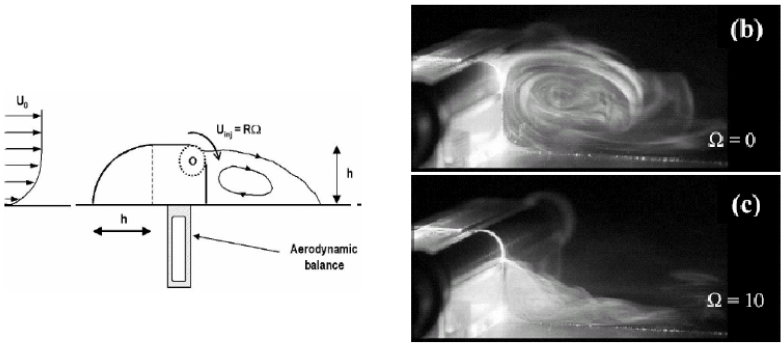


Figure 1.79 - Contrôle du sillage par un cylindre tournant d'après Beaudoin et al. [Bea04]

1.3.4 Récapitulatif des gains

Le Tableau 1.2 récapitule les gains décrits dans cette partie en distinguant de manière chronologique le contrôle passif et actif.

	Publication	Date		Modèle d'étude	Type de contrôle	Paramètre de contrôle	Variaton de Cx [%]
Passif	Gilliéron et al.	2001	essais	Corps de Ahmed culot droit	Plaque séparatrice longitudinale	15° longueur 0,13H	-22
	Khalighi et al.	2001	essais		Plaque séparatrice longitudinale		-20
	Levallois et Gilliéron	2005	essais	Corps de Ahmed culot droit	Plaque séparatrice tranversale	0,9Hx0,85L en X=0,7H en aval	-11,6
	Park et al.	2007	essais	Marche descendante culot droit	Vortex generator	pavillon : arrête jonction culot	-50% recirc
	Bruneau et al.	2009	calcul	Corps de Ahmed culot droit 2D	Milieux poreux	couverture pavillon soubassement	-25
	Aider et al.	2009	essais	Corps de Ahmed à culot arrondi	Vortex generator pilotable	mileux culot	-11
	??		essais	PSA Citröen C4	Vortex generator pilotable	Fin de pavillon lunette	-14
	Nayeri et al.	2009	essais	Modèle générique européen truck remorque 1/10eme	Déflecteur	incliné à 12°	-8,5
	Aider et al.	2009	essais	Corps de Ahmed incliné à 30°	Plaque séparatrice longitudinale	Prologement décollement	-25,2% max
Actif	Roumeas et al.	2006	calcul	Corps de Ahmed culot droit tronqué	Jets continus	4 fentes d=sur le pourtour inclinaison 45° Débit 1,5xVref	-28,9
	Leguheur	2007	essais	Géométrie typ A pillar	Aspiration	le long du montant de baie	-14
	Pastoor et al.	2008	essais	D shape body	Jet pulsés	Sinus - Stroual de 0,15	-30% Pression culot
	Leclerc et al.	2008	calcul	Corps de Ahmed à 25°	Jets synthétiques	fente sur la lunette à la jonction culot	-13,6
			essais			St=0,7	-10
	Nayeri et al.	2009	essais	Modèle générique européen truck remorque 1/10eme	Couplage deflecteur + Jet pulsés	Incliné à 20° 36% plus court que 12° + jet pulsés	-8,85
	Bruneau et al.	2009	calcul	Corps de Ahmed à culot droit	Couplage milieux poreux + Jet pulsés		-31
	Krajnovic et al.	2010	calcul	D shape body Reproduction manip Pastoor et al.	Jet pulsés	Culot jonction pavillon	-2,5
	Wassen et al.	2010	calcul	Corps de Ahmed à culot droit	Jets continus	4 fentes d=sur le pourtour inclinaison 45° - Débit 1,5xVref Re=500 000	-11,1
	Bruneau et al.	2011	calcul	Corps de Ahmed à 25°	Soufflage continu Aspiration continue	Aspiration lunette pavillon + soufflage milieux culot + soufflage latéral	-13
	Joseph et al.	2013	essais	Corps de Ahmed à 25°	Jet pulsés	Fentes discontinues position sur le culot jonction lunette	-8

Tableau 1.2 - Récapitulatif des gains de traînée connu selon les auteurs, modèles d'étude et type de contrôle

1.3.5 Synthèse du contrôle d'écoulement autour des véhicules terrestres

Nous avons vu que de nombreux travaux ont été menés dans le domaine de contrôle d'écoulement. Nous pouvons distinguer plusieurs niveaux de maturité dans les solutions proposées.

Les solutions dites passives sont globalement reconnues et certaines solutions comme les déflecteurs sont déjà commercialisées dans le domaine du transport de marchandise. Les générateurs de vortex ont démontrés leur efficacité sur les modèles académiques comme une marche descendante ou le corps de Ahmed, et ont pu être testés avec succès sur des véhicules de tourisme, mais ne sont pas encore proposés à la vente. Les mesures effectuées montrent que ces solutions passives permettent de réduire les efforts de pression au culot en jouant sur la modification du sillage par l'appendice considéré. Les réductions de la traînée observées sont de l'ordre de 10%.

Les solutions de contrôle actif ont fait l'objet d'études plus récentes, la plupart sont liés au contrôle d'écoulement par des actionneurs fluidiques. Ces actionneurs sont situés sur la partie arrière de l'objet,et les diverses études ont cherché à trouver la meilleure configuration en terme : d'emplacement des actionneurs, du débit, de l'angle de soufflage de la fréquence du signal. Il n'existe pas aujourd'hui de règle de fonctionnement universel car l'effet du soufflage diffère selon la diversité des écoulements considérés. Ainsi, sur un corps de Ahmed à 25°, représentatif d'un véhicule fastback, les actionneurs fluidiques pourront apporter de forts gains lorsque l'on agit sur les structures longitudinales qui se développent sur la lunette, en revanche sur un corps de Ahmed à culot droit qui ne développe pas ces structures longitudinales, les meilleurs effets de contrôle se font par la modifiation du sillage. Une compréhension précise des phénomènes se développant est nécessaire pour appliquer un contrôle optimal. Une tendance de soufflage se détache tout de même : les actionneurs sont généralement placés à proximité des points de décollement de l'écoulement de référence, pour des vitesses d'éjection maximales comprises entre 1 et 5 fois la vitesse de référence. L'effet de la fréquence est indéniable et dépend également des caractéristiques géométriques.

Chapitre 2 :

Outils numériques et exploitation des résultats

Ce chapitre présente les outils numériques utilisés dans cette étude. La description des méthodes de modélisation des équations de Navier Stokes incompressibles sera effectuée, puis les méthodes de résolutions de ces équations seront présentées. Une seconde partie décrira les outils de traitement du signal utilisés ainsi que les méthodes de décomposition orthogonale aux valeurs propres

2.1 Les équations de Navier Stokes incompressibles

Dans cette étude, les vitesses considérées sont inférieures à la limite compressible-incompressible qui se situe autour d'un nombre de Mach de M=0.4, l'écoulement est donc considéré comme incompressible. Ainsi la masse volumique ρ de l'air est supposée constante.

Les équations de Navier Stokes en milieux incompressibles sont issues des bilans de quantité de masse et de mouvement pour un fluide newtonien incompressible et s'écrivent :

$$\begin{cases} \nabla . u = 0 \\ \rho \delta_t u + \rho (u . \nabla) u = -\nabla p + \nabla . (2\mu S) + \rho F \end{cases}$$

Avec, ρ la densité du fluide, μ la viscosité dynamique, $u = (u_x, u_y, u_z)$ le vecteur vitesse, p la pression statique, S = 1/2(∇u+^{T}∇u) le tenseur des taux de déformation d'un fluide newtonien et F les forces volumiques extérieures telle que la gravité.

La première équation correspond à la condition d'incompressibilité. Dans la seconde qui correspond au bilan de quantité de mouvement, le premier terme représente la partie instationnaire des efforts, le deuxième la convection, le troisième le gradient de pression et le quatrième est le terme de dissipation visqueuse, le dernier terme représente les forces volumiques extérieures considérées comme la gravité.

2.2 Modélisation de la turbulence

Les écoulements turbulents sont solutions des équations de Navier Stokes. Cependant le caractère non linéaire et chaotique d'un écoulement turbulent rend pratiquement insurmontable la résolution des champs instantanés de vitesse et de pression. Pour contourner ce problème, il existe des outils statistiques permettant de décomposer la turbulence afin d'isoler son effet.

2.2.1 Décomposition de Reynolds

O. Reynolds proposa la première décomposition statistique en 1883. Il décomposa les grandeurs du fluide en une partie moyenne et une partie fluctuante :

$$\begin{cases} \vec{\mathrm{u}}(\mathrm{x}, \mathrm{t}) = \vec{\bar{u}} + \overrightarrow{u'} \\ p(x, t) = \bar{p} + p' \end{cases}$$

En opérant cette décomposition de Reynolds aux équations de Navier Stokes, on obtient :

$$\begin{cases} \nabla.\bar{u} = 0 \\ \rho\delta_t\bar{u} + \rho\overline{(u.\nabla)u} = -\nabla\bar{p} + \nabla.(2\mu\bar{S}) + \rho\bar{F} \end{cases}$$

Le seul terme non linéaire des équations est le terme d'advection. En utilisant les propriétés de la moyenne, on peut montrer que :

$$\overline{(u.\nabla)u} = (\bar{u}.\nabla)\bar{u} + \overline{(u'.\nabla)u'}$$

Le premier terme est l'advection du champ moyen par le mouvement moyen, le second terme est la moyenne de l'agitation turbulente. Il y a ainsi interaction entre le mouvement moyen et le mouvement turbulent. En utilisant le fait que le champ de vitesse fluctuant est également à divergence nulle, on peut écrire :

$$\overline{(u'.\nabla)u'} = \overline{\nabla.(u'\otimes u')} = \nabla.(\overline{u'\otimes u'})$$

On note R=$\overline{u'\otimes u'}$, soit $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$ la matrice des corrélations des fluctuations de vitesse appelée ''contrainte de Reynolds''. La trace de ce tenseur représente l'énergie cinétique turbulente moyenne. Les équations de Navier Stokes ayant subi la décomposition de Reynolds, appelées équations de Reynolds deviennent alors :

$$\begin{cases} \nabla.\bar{u} = 0 \\ \rho\delta_t\bar{u} + \rho(\bar{u}.\nabla)\bar{u} = -\nabla\bar{p} + \nabla.(2\mu\bar{S} - \rho\overline{u'\otimes u'}) + \rho\bar{F} \end{cases}$$

Ce système d'équation est ouvert puisque le terme des contraintes de Reynolds $\rho\overline{u'\otimes u'}$ est inconnu. Les modèles de turbulence des codes de calcul permettent de fermer le système en proposant d'approcher ce terme à partir d'hypothèses diverses

2.2.2 La simulation des grandes échelles ou large eddy simulation (LES)

La méthode LES se propose de résoudre de manière déterministe les plus grandes échelles de la turbulence par un filtrage spatial. Les effets des plus petites échelles de taille inférieure au filtre spatial qui sont supposées suivre un comportement isotrope sont modélisés (Figure 2.1). L'idée étant que les plus grandes échelles dépendent fortement de la géométrie considérée, et varient selon la dynamique de l'écoulement considéré, tandis que les plus petits tourbillons ont un comportement plus universel susceptible d'être plus aisément modélisés.

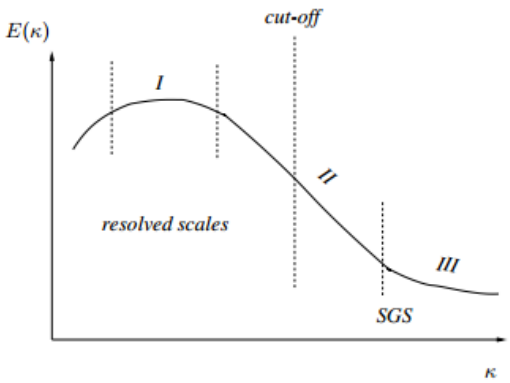


Figure 2.1 - Principe de la modélisation LES

Le filtre spatial revient à réaliser une convolution du type :

$$\bar{u}(x,t) = G_\Delta * u(x,t) = \int G_\Delta(x,\tilde{x})u(x-\tilde{x})d\tilde{x}$$

Avec G_Δ la fonction de filtre à laquelle la condition de normalisation est imposée : $\int G_\Delta(x,\tilde{x})d\tilde{x} = 1$
Le choix du filtre G dépend de la méthode de simulation employée. Dans le cas de la résolution des équations de Navier-Stokes dans l'espace spectral, le filtre porte, passe bas en fréquence est utilisé. Dans le cas de la résolution dans le domaine physique, il convient d'utiliser le filtre boite, qui est un filtrage volumique implicite relatif à la taille de maille.

$$Le\ Filtre\ BOITE : \quad G(x) = \begin{cases} 1/\Delta & si\ |x| < \Delta/2 \\ 0 & sinon \end{cases} \quad ; \quad \hat{G}(k) = \frac{\sin(k\Delta/2)}{k\Delta/2}$$

$$Le\ Filtre\ PORTE : \quad G(x) = \frac{\sin(k_C x)}{k_C x} \quad ; \quad \hat{G}(k) = \begin{cases} 1 & si\ |k| < k_C \\ 0 & sinon \end{cases}$$

De manière analogue à la décomposition de Reynolds, on sépare les grandeurs en une partie filtrée et une partie non filtrée :

$$\begin{cases} \vec{u}(x,t) = \vec{\bar{u}} + \vec{u}' \\ p(x,t) = \bar{p} + p' \end{cases}$$

Les propriétés du filtre spatial sont différentes de la décomposition de Reynolds (notamment : $\bar{\bar{u}} \neq \bar{u}$)
Les équations filtrées de Navier Stokes deviennent :

$$\begin{cases} \nabla.\bar{u} = 0 \\ \rho\delta_t\bar{u} + \rho(\bar{u}.\nabla)\bar{u} = -\nabla\bar{p} + \nabla.(2\nu\bar{S}) + \nabla.T + \rho\bar{F} \end{cases}$$

Avec ν la viscosité cinématique du fluide. On note T_{ij} le tenseur des échelles de sous maille.
On définit ν_{SGS} la viscosité turbulente de sous-maille (subgrid scale) :

$$\begin{aligned} T_{ij} = 2\nu_{SGS}\bar{S} &= \rho\bar{u}_\iota\bar{u}_\jmath - \rho\overline{u_\iota u_\jmath} = \rho\bar{u}_\iota\bar{u}_\jmath - \rho\overline{(\bar{u}_\iota + u_\iota)(\bar{u}_\jmath + u_\jmath)} \\ &= \underbrace{\rho\bar{u}_\iota\bar{u}_\jmath - \rho\overline{\bar{u}_\iota\bar{u}_\jmath}}_{(1)} - \underbrace{\rho\overline{u'_\iota\bar{u}_\jmath} - \rho\overline{\bar{u}_\iota u'_\jmath}}_{(2)} - \underbrace{\rho\overline{u'_\iota u'_\jmath}}_{(3)} \end{aligned}$$

Le terme (1) noté L_{ij} appelé Tenseur de Léonard est petit et traduit le fait que le filtrage n'est pas idempotent ($\bar{\bar{u}} \neq \bar{u}$). Le terme (2) est le tenseur des termes croisés. Le terme (3) est le tenseur des contraintes de sous maille.

$$T_{ij} \sim -\rho\overline{u'_\iota u'_\jmath}$$

$$T_{ij} = 2\nu_{SGS}\bar{S}$$

$$\begin{cases} \nabla.\bar{u} = 0 \\ \rho\delta_t\bar{u} + \rho(\bar{u}.\nabla)\bar{u} = -\nabla\bar{p} + \nabla.(2[\nu + \nu_{SGS}]\bar{S}) + \rho\bar{F} \end{cases}$$

Le modèle de viscosité turbulente de sous-maille le plus connu est le modèle éponyme de Smagorinsky proposé dans le cadre de travaux en météorologie en 1963 [Sma63] et qui s'écrit :

$$\nu_{SGS} = (C_S f \Delta)^2 \sqrt{2\overline{S_{ij}}\,\overline{S_{ij}}}$$

Avec C_S la constante de Smagorinsky, la longueur de sous-maille locale équivalente à la racine cubique de la projection de la maille considérée dans l'espace cartésien et f le coefficient d'amortissement du modèle de sous-maille pour le raccordement à la paroi. Ce coefficient f permet d'assurer la condition au limite de vitesse nulle à la paroi afin d'éviter une surévaluation numérique des efforts visqueux à cet endroit, nous considérons ici la fonction d'amortissement de Van-Driest définie par :

$$f = 1 - \exp\left(\frac{-y^+}{25}\right)$$

Avec y^+ la fonction de distance à la paroi défini par :

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} = \frac{y}{\nu}\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

Où τ_w représente la partie tenseur des contraintes liée au frottement à la paroi $\tau_w = \mu \frac{\delta u}{\delta n}$
u_τ est appelée vitesse de frottement et se définit par rapport à la vitesse à la paroi u^+ par :

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau}$$

2.2.3 Couplage des modèles LES et URANS : la DES

Le modèle DES (Detached Eddy Simulation) est un modèle hybride entre LES et URANS. Le principe est de combiner les points forts de ces 2 méthodes. Le URANS est meilleur pour calculer les zones de couches limites non décollées tandis que la LES sera meilleure pour calculer les zones de sillage éloignées des conditions de paroi. En principe la LES pourrait tout résoudre avec précision, mais les coûts de maillage sont bien plus élevés à la paroi si l'on veut un maximum de précision dans la couche limite et limiter les erreurs des fonctions à la paroi (Van Driest).

Dans un calcul DES, on calcule les champs à la paroi et dans la couche limite avec un modèle URANS, et le reste avec un modèle LES. Lors de sa première apparition, le modèle DES fût créé avec le modèle de viscosité turbulente de Spallart-Almaras pour la partie URANS [Spa92], introduit en particulier pour les études aéronautiques dans les années 2000 [Spa00].

Dans un modèle DES, on définit un critère de changement de modèle, il s'agit d'un critère spatial défini comme suit :

$$d' = \max(\, d \,, C_{DES}(\Delta x \Delta y \Delta z)^{\frac{1}{3}} \,)$$

Avec d la distance à la paroi, C_{DES} = 0,65 une constante empirique qu'il est possible d'ajuster selon les objets d'étude et $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ les tailles caractéristiques de l'élément considéré dans chaque direction.

Lors de l'utilisation de la DES, il est nécessaire d'avoir un maillage adapté, en effet, si l'on souhaite décrire de manière précise les phénomènes à la paroi par le modèle URANS, il faut s'assurer de ne pas changer de modèle par exemple au milieu de l'établissement de la couche limite. Pour cela, le maillage doit être suffisamment raffiné à la paroi dans la direction normale, afin d'avoir bien résolu la couche limite avant de basculer vers le modèle LES (Figure 2.2).

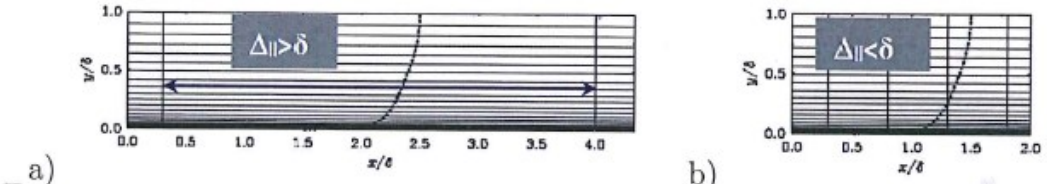


Figure 2.2 - Maillage en proche paroi a) dimensionné pour la DES b) maillage inefficace pour la DES

2.3 Méthode éléments finis appliquée à la résolution des équations de Navier Stokes

Les équations de Navier Stokes sont des équations aux dérivées partielles (EDP). La résolution de ces équations peut se faire grâce à des méthodes d'approximation de la solution. Cette approximation transforme la forme continue des EDP en une forme discrète projetée sur un ensemble de points dans le but de formuler des équations algébriques non linéaires.

Les principales méthodes utilisées pour la résolution de ces équations sont les méthodes Différences Finies, les méthodes Volumes Finis et les méthodes Eléments Finis. Dans la présente étude, la partie numérique utilise un solveur élément fini appliqué à la résolution des équations de Navier Stokes incompressibles, nous nous concentrerons donc sur la description de ces méthodes.

2.3.1 Méthode des éléments finis

Une approximation de solution d'équation aux dérivées partielles par éléments finis est découplée en différentes étapes :

- La discrétisation : l'espace est découpé en éléments comprenant plusieurs nœuds, chaque nœud est associé à une fonction de représentation

- L'interpolation : consiste à formuler les fonctions comme :

$$u(x) = \sum_i u_i \varphi_i(x)$$

Ou les fonctions d'interpolations sont définies pour chaque point :

$$\varphi_i(x_j) = \delta_{ij}$$

Et pour que l'interpolation soit exacte :

$$\sum_i \varphi_i = 1$$

Le calcul des dérivées devient alors immédiat en utilisant les formules d'interpolation

- Enfin, la dernière étape consiste à transformer les EDP en une formulation faible, appelée aussi formulation variationnelle des EDP. Il s'agit d'une méthode des résidus pondérés où le résidu de l'équation est projeté sur une base de fonction.

On cherche une solution sous la forme :

$$u(x) = \sum_{n=1}^{N} a^n \varphi^n(x)$$

Où les fonctions $\varphi^n(x)$forment une base de $L^2(\Omega)$ et sont associées à un produit scalaire < , >, $L^2(\Omega)$ est l'espace des fonctions de carrée intégrable sur Ω.

Si l'on suppose que l'équation d'évolution de la solution s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{L}(u) = 0$$

Alors la résolution de l'EDP consiste à déterminer les coefficicents a^n par une méthode de Galerkin moindres carrés :

$$< \mathcal{L}(u), \varphi^j > = 0$$

$$< \mathcal{L}\left(\sum_{n=1}^{N} a^n \varphi^n(x)\right), \varphi^j > = 0$$

Ce qui conduit à la résolution d'un système linéaire sur les coefficcients a^n.

2.3.2 Le code de calcul AcuSolve™

Dans la partie numérique de cette étude, les équations de Navier Stokes sont résolues par l'utilisation du code de calcul commercial AcuSolve™ utilisant la méthode des éléments finis de Galerkin moindres carrés (GLS).

Cette formulation GLS assure une précision du schéma d'ordre 2 en espace pour les variables de vitesse et pression. Un effort particulier a été apporté sur le code de calcul pour contrôler minutieusement la diffusion numérique généralement inhérente aux méthodes éléments finis appliquées aux équations de Navier Stokes et assure ainsi la stabilité et la précision de la solution. De surcroit la formulation du code assure la conservation de masse et de quantité de mouvement de manière locale, pour chaque élément. La partie temporelle des équations est résolue par le schéma semi-implicite de la méthode α-généralisée (Jansen et al. 2000). Le système d'équations résultant est résolu par un système matriciel couplant les variables vitesse et pression en utilisant un solveur linéaire itératif avec pré conditionnement.

<u>Mise en forme des équations :</u>

Si l'on considère les équations de Navier Stokes de continuité et de quantité de mouvement, nous pouvons les mettre sous la forme :

$$\frac{\delta}{\delta t} U + \frac{\delta}{\delta x_i} F_i^{ADV} - \frac{\delta}{\delta x_i} F_i^{DIFF} = B$$

Avec :

$$U = \rho \begin{pmatrix} 1 \\ u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix} ; \quad F_i^{ADV} = u_i U + \; p \begin{pmatrix} 0 \\ \delta_{i1} \\ \delta_{i2} \\ \delta_{i3} \end{pmatrix} ; \quad F_i^{DIFF} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{i1} \\ \tau_{i2} \\ \tau_{i3} \end{pmatrix}$$

Et

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\delta u_i}{\delta x_j} + \frac{\delta u_j}{\delta x_i} - \frac{2}{3} \frac{\delta u_i}{\delta x_i} \delta_{ij} \right)$$

Si l'on définit l'opérateur quasi linéaire suivant :

$$\mathcal{L} \equiv \; I \frac{\delta}{\delta t} \cdot \; + A_i \frac{\delta}{\delta x_i} \cdot \; - \frac{\delta}{\delta x_i} \left(K_{ij} \frac{\delta}{\delta x_i} \cdot \right)$$

Alors les équations de Navier Stokes s'écrivent simplement :

$$\mathcal{L} U = B$$

Formulation variationnelle

Afin de passer à la résolution discrète des équations de Navier Stokes, on considère un maillage suffisamment précis de l'espace. Soit $\overline{\Omega} \subset \mathbb{R}^3$ représentant le domaine physique spatial avec $\overline{\Omega} = \Omega \cup \Gamma$, où Γ est la frontière du domaine, et soit $Q_n = \Omega \times I_n$la n^{ième} discrétisation spatio-temporelle ayant pour frontière $q_n = \Gamma \times I_n$. D'autre part, $H^1(\Omega)$ représente l'espace de Sobolev usuel des fonctions de carré intégrables $L^2(\Omega)$ et dérivables sur Ω.

Q_n est ensuite discrétisé en N_x éléments finis Q_n^{Nx}. L'espace des fonctions tests est alors défini par :

$$V_h = \left\{ v \mid v(.,t) \in \ H^1(\Omega)^4, t \in [0,T], v|_{x \in Q_n^{Nx}} \in P_k(Q_n^{Nx})^4, v(.,t) = g \ sur \ \Gamma_g \right\}$$

Et l'espace des fonctions de pondération est défini par :

$$W_h = \left\{ w \mid w(.,t) \in \ H^1(\Omega)^4, t \in [0,T], w|_{x \in Q_n^{Nx}} \in P_k(Q_n^{Nx})^4, w(.,t) = 0 \ sur \ \Gamma_g \right\}$$

Ou $P_k(Q_n^{Nx})$ est l'espace des polynômes d'ordre $k \geq 1$ définis sur Q_n^{Nx} et Γ_g est une portion de la frontière de l'espace sur laquelle la solution est définie

Pour obtenir la formulation variationnelle, l'équation de Navier Stokes sous la forme $\mathcal{L}U = B$ est multipliée par la gauche par un vecteur de l'espace des fonctions de pondération, puis intégrée sur le domaine spatial. Une intégration par partie couplée au théorème de Green est effectuée sur les termes d'advection et de diffusion. Cette opération conduit à la forme intégrale des équations suivante :

Trouver $U \in {V_h}^3$ tel que, quel que soit $W \in {W_h}^3$:

$$0 = \int_{\Omega} \left(W.\frac{\delta}{\delta t}U - \frac{\delta W}{\delta x_i}F_i^{ADV} + \frac{\delta W}{\delta x_i}F_i^{DIFF} + W.B \right) d\Omega - \int_{\Gamma} \left(W.-F_i^{ADV} + F_i^{DIFF} \right) n_i d\Gamma$$
$$+ \sum_{N_X} \int_{Q_n^{Nx}} \left(\mathcal{L}^T W.\tau(\mathcal{L}U - B) \right) d\Omega$$

La première ligne de l'équation contient l'approximation de Galerkin moindres carrés, tandis que la seconde ligne est un terme de stabilisation des moindres carrés composé d'une somme d'intégrales sur les éléments du maillage. L'intégrande est une variation du carré du résidu et contient notamment le résidu complet de l'équation de Navier Stokes, il est multiplié par la matrice de stabilisation τ puis multiplié par la gauche par l'opérateur différentiel agissant sur les fonctions de pondérations. La matrice de stabilisation est un élément primordial de cette méthode car elle permet de contrôler la dissipation numérique liée aux méthode de Galerkin. La détermination du terme τ est complexe, elle consiste en la résolution d'un problème aux valeurs propres sur l'opérateur différentiel $\mathcal{L}$. Le lecteur intéressé par plus de détails sur les méthodes employées par AcuSolve pourra se réferrer aux travaux de Shakib et al. [Sha91], Johnson et al. [Joh84], Mallet et al. [Mal85]

2.4 Outils de traitement du signal

Les sections suivantes présentent les différentes méthodes de traitement du signal qui sont utilisées dans ce travail. Il s'agit de méthodes utilisées pour décrire les phénomènes instationnaires qui caractérisent les écoulements turbulents. Elles seront appliquées au traitement des données recueillies principalement dans le sillage et sur le corps de Ahmed, aussi bien en partie numérique qu'expérimentale.

2.4.1 Fonctions de corrélations

Lorsque l'on cherche à décrire les phénomènes dans un écoulement, les fonctions de corrélation permettent d'évaluer dans quelle mesure deux signaux mesurés en deux points et deux instants sont similaires. En considérant une grandeur de l'écoulement $u(x,t)$ fonction de l'espace et du temps, la fonction de corrélation $R_{uu}(r,\tau)$, s'écrit comme suit :

$$R_{uu}(r,\tau) = \frac{\overline{u'(x,t).u'(x+r,t+\tau)}}{\sqrt{\overline{(u'(x,t))^2}}\sqrt{\overline{(u'(x+r,t+\tau))^2}}}$$

Où $u'(x,t)$ est la partie fluctuante de $u(x,t)$par rapport à sa valeur moyenne en temps, r correspond au décalage en espace et τ au décalage en temps et l'opérateur $\overline{.}$ correspond à la moyenne temporelle : $\overline{f} = \frac{1}{T}\int_0^T f(t)dt$

<u>Fonctions de corrélations croisées</u>

Les corrélations croisées permettent de corréler deux séries temporelles synchronisées en deux points de l'espace. Dans un écoulement fluide, il est courant d'utiliser des corrélations croisées vitesse-pression, vitesse-vitesse ou pression-pression.

Par exemple, la corrélation temporelle entre deux prises de pression p_1 et p_2 en deux endroits différents s'exprime comme :

$$R_{p_1p_2}(\tau) = \frac{\overline{p_1{}'(t)}.\overline{p_2{}'(t+\tau)}}{\sqrt{\overline{(p_1{}'(t))^2}}\sqrt{\overline{(p_2{}'(t+\tau))^2}}}$$

Ces corrélations croisées permettront dans cette étude de considérer si deux signaux sont en phase ou non. Cela permettra également de déterminer le temps nécessaire qu'il faut à une information pour se transporter d'un point à un autre et obtenir ainsi des vitesses de convection pour certains phénomènes du sillage.

2.4.2 Analyse spectrale

La transformée de Fourier

Dans l'analyse physique, la transformée de Fourier permet d'identifier des phénomènes périodiques par traitement du signal :

Soit $f(t)$ un signal temporel, sa transformée de Fourier s'écrit comme :

$$\hat{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt$$

Pour un champ scalaire ou vectoriel elle s'écrit :

$$\hat{f}(\vec{\xi}) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{x}) e^{-i\vec{\xi}\cdot\vec{x}} dx$$

La transformée de Fourier discrète : 'Fast Fourier Transform' (FFT)

Dans le cadre de mesures expérimentales ou numériques, nous disposons d'un nombre fini de points, généralement échantillonnés régulièrement. Ainsi, la FFT s'effectue en approchant l'intégrale de la transformée de Fourier par une méthode numérique simple, méthode des rectangles, trapèzes ou Simpson.

Par exemple, pour un signal temporel de longueur T, comportant n points échantillonnés de manière régulière avec un pas temporel Δt, $t_k = k.\Delta t, avec\ k = 0, \dots, n-1$, alors les coefficients discrets de la transformée de Fourier du signal $f(t_k)$ s'expriment comme :

$$\widehat{f_j} = \sum_{k=0}^{n-1} f(t_k) e^{-\frac{2\pi i}{n} jk} \quad ; \ j = 0, \dots, n-1$$

Densité spectrale de puissance (DSP ou PSD) de signaux temporels

La densité spectrale de puissance d'un signal temporel est un outil couramment utilisé pour identifier les fréquences dominantes du signal. Dans le cas d'une étude au sein d'un écoulement turbulent, cela permet notamment de mettre en évidence les comportements typiques des échelles de la turbulence comme par exemple niveaux d'énergie et la limite après laquelle la dissipation homogène isotrope s'établit.

D'un point de vue pratique, pour une mesure discrète, la densité spectrale de puissance se calcule sur le signal fluctuant, comme la norme de la transformée de Fourier discrète du signal. Ainsi, pour un signal temporel de longueur T, comportant n points échantillonnés de manière régulière avec un pas temporel Δt, $t_k = k.\Delta t, avec\ k = 0, \dots, n-1$, alors les coefficients de la densité spectrale du puissance du signal $f(t_k)$ s'exprime par la relation :

$$DSP(f_j) = \alpha \widehat{f_j}.conj(\widehat{f_j})$$

$$DSP(f_j) = \alpha\left(\sum_{k=0}^{n-1} f(t_k)e^{-\frac{2\pi i}{n}jk}\right).conj\left(\sum_{k=0}^{n-1} f(t_k)e^{-\frac{2\pi i}{n}jk}\right) \quad ; \; j = 0, \dots, n-1$$

Où conj() est la fonction qui renvoie le conjugué d'un nombre complexe, et α représente un coefficient permettant d'adimensionnaliser la DSP.

Le théorème de Parseval assure que pour un signal $f(t)$ de carré intégrable:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} \left|\hat{f}(w)\right|^2 dw$$

Soit dans le cadre de l'utilisation de la DSP, pour un signal discret :

$$\sum_k DSP(f_k) \approx \sum_k |f_k|^2$$

De plus, pour un signal temporel, on sait que : $\frac{1}{N}\sum_k |f_k|^2 = \overline{f^2} + \sigma^2(f)$ avec σ l'écart type du signal.

On pose alors :

$$\alpha = \frac{1}{2(n\sigma)^2}$$

Lors de l'utilisation de la densité spectrale de puissance, si le nombre de points du signal est élevé, comme c'est le cas dans une acquisition expérimentale, la méthode des périodogrammes de Welch est appliquée. Elle consiste à diviser le signal temporel en plusieurs blocs sur chacun desquels une pondération par fenêtrage est appliquée (fenêtre de Hanning dans notre cas). Une DSP est ensuite calculée sur chaque bloc. Ces sous-spectres sont ensuite moyennés pour obtenir la densité spectrale de puissance moyenne.

La Figure 2.3 montre une densité spectrale de puissance pour un signal de vitesse fluctuante. Le signal a une longueur totale de T=30s, avec un échantillonnage de fe=20kHz. Les densités spectrales ont été effectuées en moyennes par blocs sur 61 découpes avec recouvrement de 50% entre chaque bloc. Chaque bloc compte n_{bloc}=65536 points. La résolution fréquentielle obtenue est de fe/n_{bloc}=0,3Hz

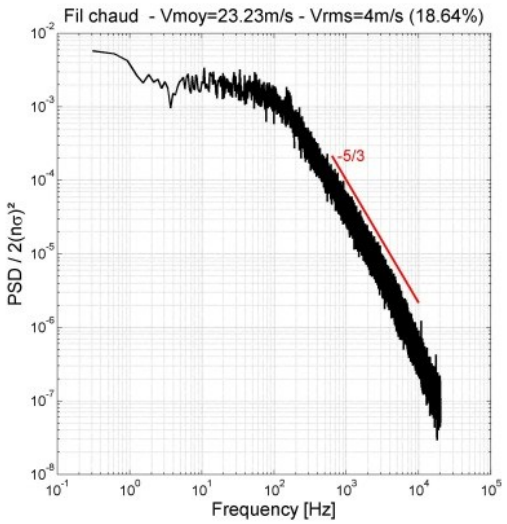


Figure 2.3 - Densité spectrale de puissance sur un signal de fluctuation de vitesse

2.5 La décomposition orthogonale aux valeurs propres : POD

La POD (parfois appelée décomposition de Karhunen–Loève) fût introduite en 1967 par Lumley et al. [Lum67] afin d'apporter de nouveaux outils de description de la turbulence. Le but premier était d'extraire les structures cohérentes par projection optimale (moindres carrés). Aujourd'hui, nous admettons que la POD est un outil qui sert à extraire une série de représentation de champs fluctuants la plus énergétique dans l'écoulement. Le lien entre un vecteur de la base POD (ou représentation) et la notion de structure cohérente a toujours été une partie délicate de l'analyse.

La méthode POD a été employée dans de nombreuses études portant sur différents types d'écoulements. Récemment, nous retiendrons les travaux de Friedrich et al [Fre11] sur l'analyse du sillage d'un demi-cylindre sur lequel une analyse POD des champs de pression fluctuante a permis de mettre en avant les mécanismes influents du sillage. Sur un corps de Ahmed à 25°, les travaux de Thacker et al. [Tha10], l'analyse POD des champs de vitesse obtenus par PIV a permis d'associer des mécanismes de battement de la couche limite à des modes de l'écoulement.

Notons que d'un point de vue énergétique, la contribution des structures cohérentes à l'énergie totale de l'écoulement varie, selon les écoulements turbulents considérés, d'environ 10 % (couche limite, jet lointain) à environ 25 % (couche de mélange, sillage, jet en champ proche) [Bou12]. D'un point de vue dynamique, les structures cohérentes jouent un rôle très important dans les processus de mélange. Par conséquent, contrôler des écoulements turbulents en agissant sur les structures cohérentes a rapidement été considéré comme une approche intéressante (Aubry et al. [Aub88], Ukeiley et al. [Uke]).

Le principe de la POD est de décomposer un champ fluctuant de la manière suivante (Figure 2.4):

$$\vec{u}(t_i,\vec{x}) = \vec{\bar{u}}(\vec{x}) + \vec{u}'(t_i,\vec{x})$$

$$\vec{u}'(t_i,\vec{x}) = \sum_{k}^{N} a^k(t_i).\vec{\Phi}^k(\vec{x})$$

Où $\vec{\Phi}^k(\vec{x})$ sont les fonctions propres, ou modes propres de la base, et les $a^k(t_i)$ sont les coefficients propres. La POD s'effectue en plusieurs étapes selon les étapes suivantes :

1. Détermination de la matrice de corrélation
2. Inversion de la matrice
3. Création des vecteurs propres
4. Détermination des coefficients modaux
5. Reconstruction du signal

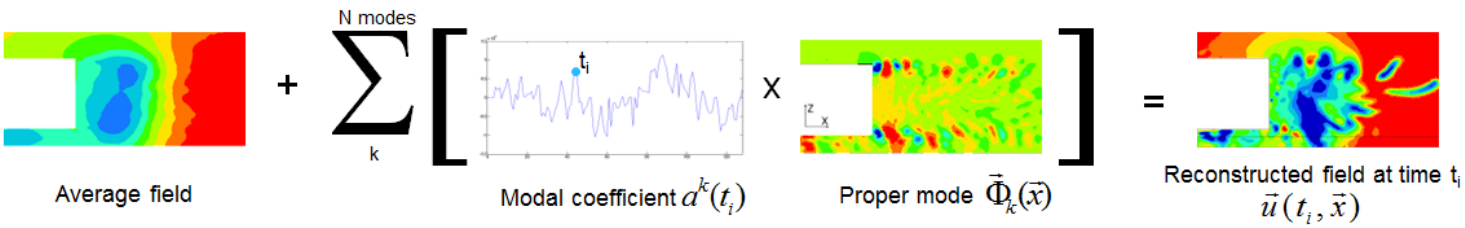


Figure 2.4 - Illustration de la décomposition d'un champ par la POD

Il existe deux méthodes de création et d'analyse d'une décomposition orthogonale : la méthode classique initialement proposée dans les travaux de Lumley et al. [Lum67] et la méthode dite des Snapshots associée aux travaux de Sirovich et al. [Sir87]. Le choix de la méthode s'effectue en fonction des données à la disposition de l'utilisateur. Généralement lorsque le nombre de pas de temps est grand devant le nombre de points sur lequel les données sont acquises (Nt>>Nx), la méthode classique est utilisée. A l'inverse, si le nombre de mesures est grand devant le nombre de pas de temps (Nx>>Nt), la méthode des Snapshots est employée.

Méthode des Snapshots, Sirovich et al. [Sir87]

Cette méthode fût introduite par Sirovich et al. [Sir87] lors de travaux sur la reconnaissance des visages par niveau de gris des photographies. L'application de cette méthode varie peu par rapport aux travaux de [Sir87]. Le principe est de corréler en chaque point de l'espace les réalisations temporelles de l'écoulement (Figure 2.5).

Si l'on dispose de N_t échantillons d'un champ scalaire ou vectoriel composé de N_x points, la première étape consiste à construire la matrice des corrélations temporelles

$$R_{ij} = \frac{1}{N_X}\sum_{k=1}^{N_X} u'(x_k, t_i)u'(x_k, t_j)$$

Puis à résoudre le problème aux valeurs propres :

$$R\vec{\Psi}_i = \lambda_i \vec{\Psi}_i$$

Il résulte de cette étape N_t valeurs propres λ_i associées au N_t vecteurs propres $\vec{\Psi}_i$, les modes propres sont alors obtenus par la relation :

$$\vec{\Phi}_k(\vec{x}) = \langle \vec{u}'(t_i, \vec{x}) \bullet \vec{\Psi}_i \rangle$$

Les coefficients propres sont créés par la projection de la fonction $\vec{u}'$ sur la base des modes propres :

$$\alpha_k(t_i) = \langle \vec{u}'(t_i, \vec{x}) \bullet \vec{\Phi}_k(\vec{x}) \rangle$$

Enfin, le champ peut être exprimé comme :

$$\vec{u}'(t_i, \vec{x}) = \sum_{k}^{N} a^k(t_i).\vec{\Phi}^k(\vec{x})$$

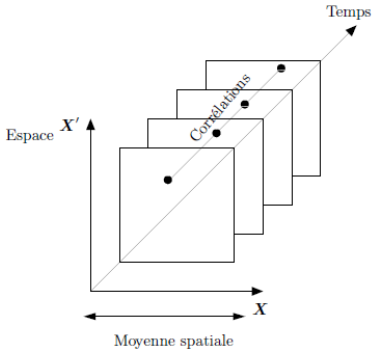


Figure 2.5 - Représentation schématique de la méthode des snapshots

Lors de l'étude expérimentale sur un corps de Ahmed, Thacker et al. [Tha10] utilisent cette méthode sur des champs PIV afin de construire des modèles réduits du comportement de l'écoulement. Ainsi, en reconstruisant l'écoulement sur le mode le plus énergétique, [Tha10] mettent en avant le phénomène de battement de la couche limite sur la lunette du corps de Ahmed incliné à 25° (Figure 2.6). Dans ce cadre-là, on peut estimer que les modes ont une signification physique. En effet la fréquence de battement est extraite par les modes, et on peut montrer qu'il s'agit de la même que celle obtenus par expérience. Il est également montré qu'il s'agit du phénomène le plus énergétique, et donc où les pertes sont maximales. Les modes suivants, également très contributifs à l'énergie cinétique de l'écoulement, sont également représentatifs de phénomènes physiques mesurés, notamment en termes d'émission tourbillonnaire du sillage et de mélange dans la couche de cisaillement. Toutefois, les derniers modes contributifs, eux ne sont que des bruits chaotiques non représentatifs des phénomènes petites échelles de la turbulence.

<u>Méthode Classique</u>

La méthode classique varie principalement par rapport à la méthode des Snapshots par la création de la matrice de corrélation qui est basée sur les corrélations spatiales :

$$R_{ij} = \frac{1}{N_t}\sum_{k=1}^{N_t} u'(x_i, t_k)u'(x_j, t_k)$$

La résolution du problème aux valeurs propres conduit alors à l'obtention de N_x valeurs propres λ_i associées au N_x vecteurs propres $\overrightarrow{\Psi_i}$. Les étapes suivantes sont identiques.

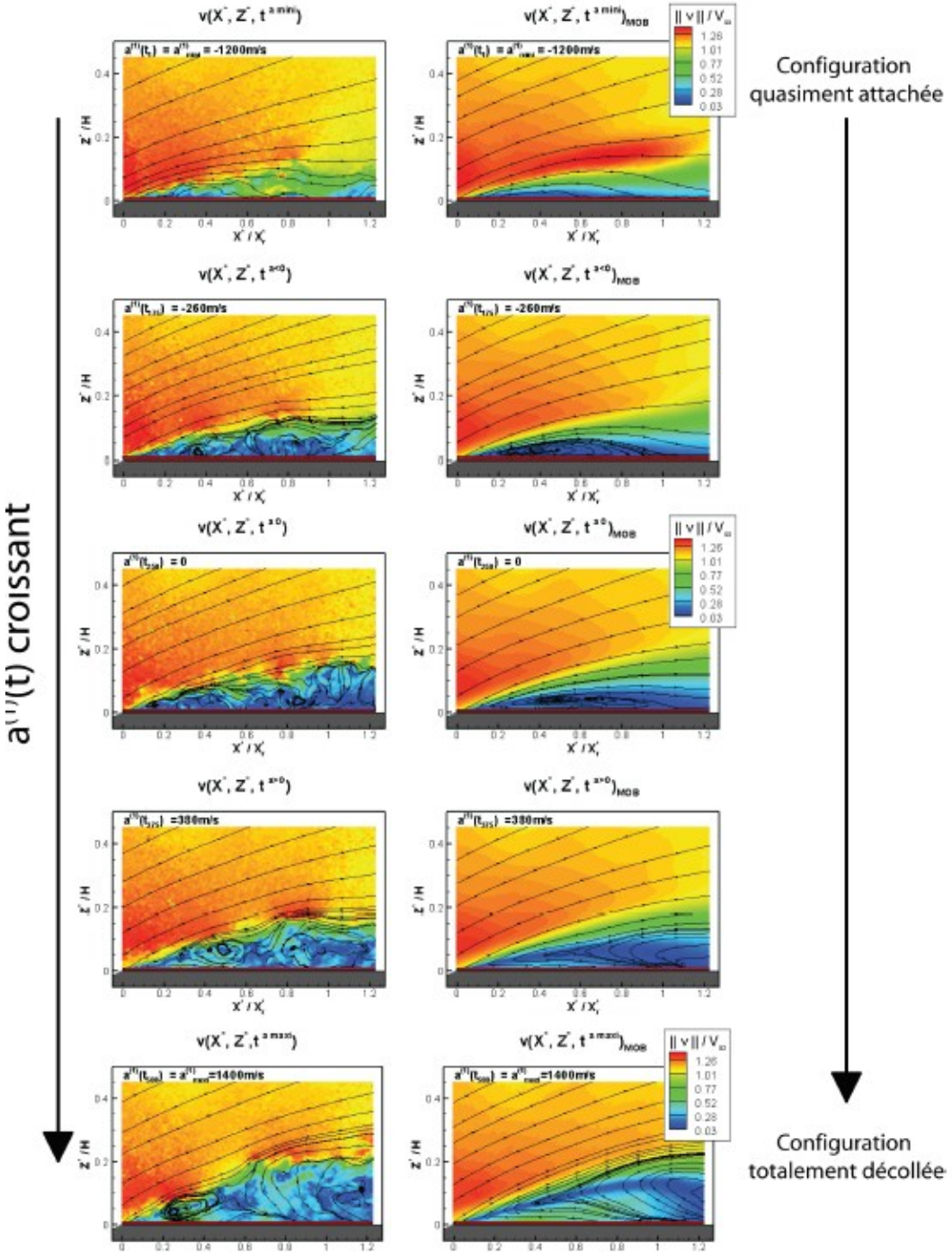


Figure 2.6 - Mise en évidence des phénomènes de battements, interaction avec le sillage [Tha10]

Chapitre 3 :

Mesures aérodynamiques en soufflerie

Cette partie présente l'étude expérimentale menée sur un corps de Ahmed à culot droit muni d'un dispositif de contrôle par jets pulsés. Les essais ont été réalisés conjointement avec l'équipe de recherche DREAM de Renault dans le cadre du projet TIGRE sponsorisé par l'ADEME. Ce projet de recherche à thématique large impliquait pour sa partie aérodynamique les entreprises Renault Trucks, Renault, Plastic Omnium et le laboratoire LMFA.

3.1 La soufflerie Malavard du laboratoire PRISME de l'Université d'Orléans

Les essais présentés dans ce chapitre ont été réalisés au sein de la soufflerie Lucien Malavard du laboratoire PRISME de l'université d'Orléans. La soufflerie est à section fermée. Les turbines ont une puissance de 265kW, et la vitesse maximale admissible est de 60m/s dans sa section principale : Figure 3.1

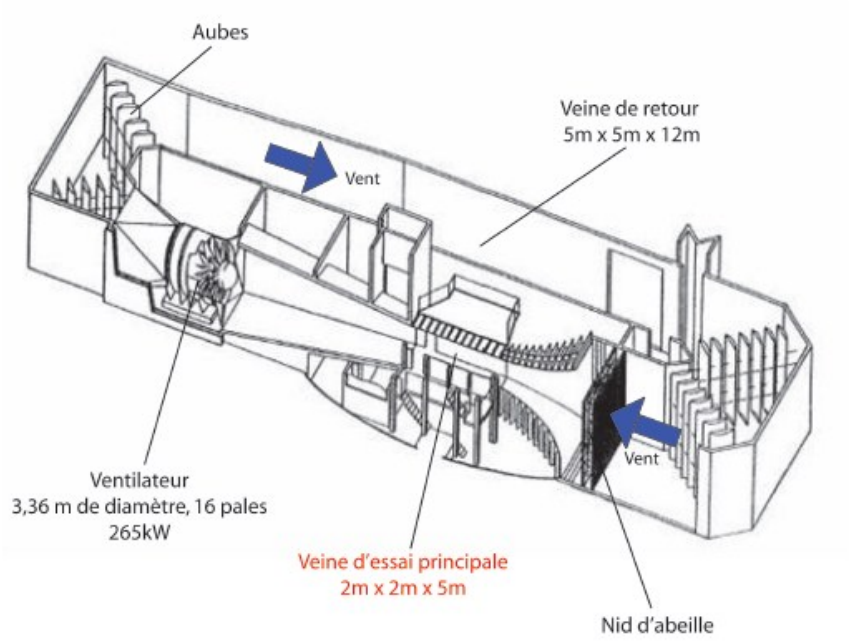


Figure 3.1 - Soufflerie Malavard du laboratoire PRISME de l'université d'Orléans

3.2 Les moyens de mesure

Différents moyens de mesure sont disponibles permettant de caractériser l'écoulement autour du corps de Ahmed culot droit de cette étude. Ils sont répertoriés comme suit :

<u>La balance aérodynamique</u>

Les efforts aérodynamiques sont mesurés à l'aide d'une balance stationnaire mesurant les 6 composantes du torseur aérodynamique (Figure 3.2). Des jauges de déformations mesurent le déplacement du plateau solidaire de la balance et permettent de déduire le torseur complet. L'incertitude de mesure a été évaluée à Fx_{incert}=0.16N pour la mesure de traînée et Fz_{incert}=0.48N pour la mesure de portance.

Le coefficient de la traînée est calculé par la relation :

$$Cx = \frac{Fx}{\Delta pS}$$

Avec $\Delta p = P_{ARRET} - P_{\infty}$ mesurée par la sonde de Pitot (présentée dans le paragraphe suivant) située en amont de la maquette et S le maitre couple de la maquette.

On peut estimer que pour un Cx mesuré entre 0.3 et 0.45, correspondant à la fourchette large des résultats présentés dans la section suivante, l'incertitude de mesure est d'environ 0.03% à 30m/s de vitesse de vent de la soufflerie. À 10m/s, l'incertitude serait de 0.6% environ.

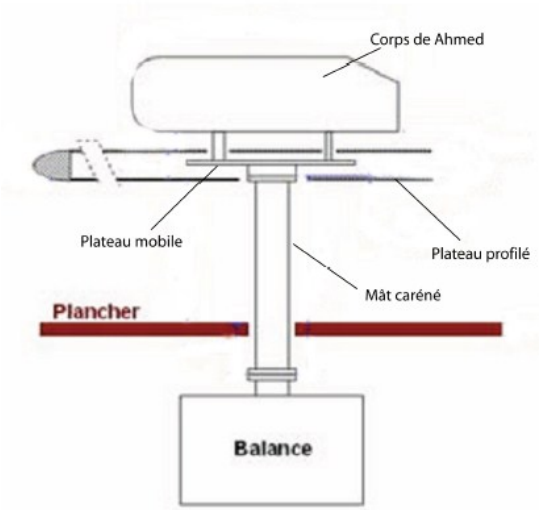


Figure 3.2 - Montage d'une maquette sur la balance aérodynamique

Le tube de Pitot

Le tube de Pitot est un dispositif destiné à mesurer la vitesse au sein d'un écoulement à l'aide de mesure de pression. Il se constitue d'un tube dont l'axe est percé et aligné avec l'écoulement et d'un deuxième trou situé sur la partie extérieure de l'axe qui est l'entrée d'un second canal parallèle à l'axe du cylindre (Figure 3.3). L'ouverture A du tube est le point d'arrêt, la vitesse y est nulle. À proximité de l'ouverture B, la vitesse est égale à celle de référence. La mesure de la différence de pression $\Delta p = (p-p_0)$ à l'aide d'un manomètre permet d'évaluer la vitesse de référence V en appliquant l'équation de Bernoulli sur une ligne de courant passant par A et B :

$$p + \frac{1}{2}\rho U^2 = p_0 \quad \Longrightarrow \quad U = \sqrt{\frac{2(p - p_0)}{\rho}}$$

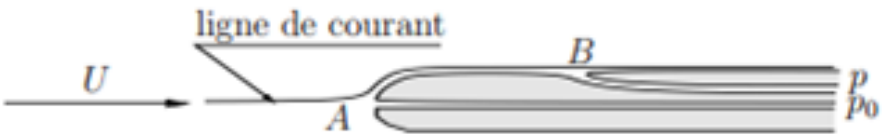


Figure 3.3 - Schéma de principe du tube de Pitot

Capteurs de pression

Les capteurs de pression permettent de mesurer le champ de pression à la paroi de la géométrie. Des orifices dans la maquette sont à prévoir pour y glisser le système de mesure. Lors des essais, des capteurs de pression statiques ont été utilisés. Ils permettent de mesurer la pression différentielle avec le tube de Pitot situé en amont de la maquette (Figure 3.4). Les capteurs et le système d'acquisition sont reliés par des tubes de vinyle de diamètre intérieur de 1.6mm.
Le signal mesuré en sortie correspond à la différence de pression ΔP suivante :

$$\Delta P = P - P_{REF}$$

P est la pression statique mesurée sur une voie, et P_{REF} la pression de référence branchée à la prise de pression statique Pinf du tube de Pitot

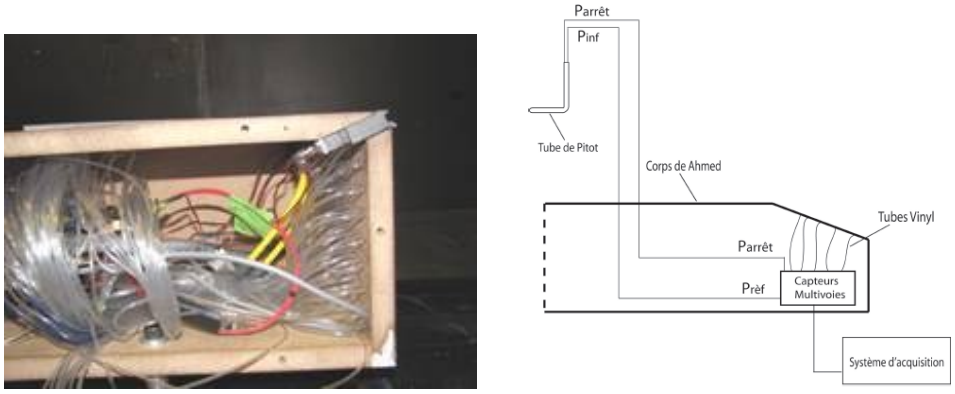


Figure 3.4 - Montage des capteurs de pression

Le fil chaud

Les mesures de vitesses ponctuelles dans l'écoulement ont été réalisées par anémométrie fil chaud. L'acquisition de ce signal de vitesse permet notamment de réaliser une analyse spectrale de l'écoulement du sillage ou à la proximité de la géométrie étudiée. La sonde fil chaud utilisée est une sonde 1D (*DANTEC 55P11*) reliée à un système d'acquisition *DANTEC Streamline*. Le fil chaud a un diamètre de 5 µm et une longueur de 1,25mm. La température du fil est asservie et maintenue constante par effet joule, et la vitesse de l'écoulement autour du fil est évaluée grâce à la relation liant la convection de l'air et le flux thermique sur le fil.

La sonde fil chaud est positionnée sur un mât profilé par l'intermédiaire d'un support adapté qui peut être déplacé dans les trois directions cartésiennes grâce à un système robotisé. Le support fil chaud permet également de garder une distance entre la sonde et le mât suffisamment importante afin de limiter le plus possible la perturbation de l'écoulement du sillage liée à l'intrusion du bras (Figure 3.5).

La longueur du fil chaud induit un filtrage des hautes fréquences (l'information mesurée étant moyennée sur la longueur du fil) dont la fréquence de coupure maximale varie entre 4kHz et 40kHz pour des vitesses moyennes comprises entre 5m/s et 50m/s (gamme de vitesses observées dans la zone de mesure). Ces fréquences restent très supérieures aux fréquences caractéristiques des activités spectrales observées durant l'étude. La fréquence maximale d'acquisition du système est de 60kHz.

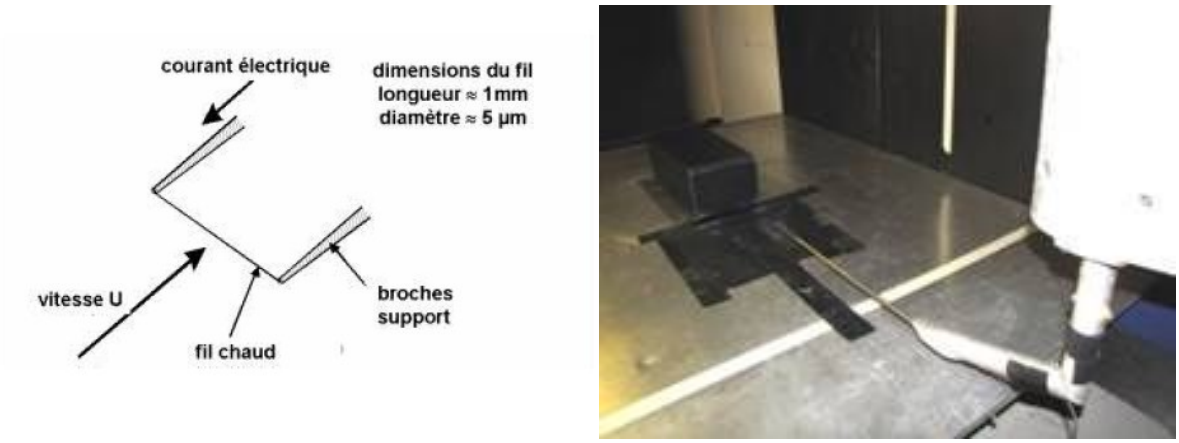


Figure 3.5 - Montage du fil chaud sur son bras robotisé (ici, mesure dans l'écoulement de sillage)

Les visualisations pariétales

La visualisation pariétale est une technique permettant d'observer les lignes de courant en proche paroi sur un objet. Elle est réalisée en apposant un enduit visqueux incrusté de billes. Sous l'effet des contraintes à la paroi, les billes se déplacent et creusent des sillons dans l'enduit. La Figure 3.6 est une photographie de visualisation pariétale sur le corps de Ahmed à culot droit étudié dans ce chapitre. On peut constater un rayonnement autour du point du centre vers l'extérieur du culot. Ce point est le point de rattachement du sillage et nous indique ainsi la position (moyenne) à l'aplomb de laquelle se trouve le centre de la zone de retour du sillage et donc le centre de la structure torique.

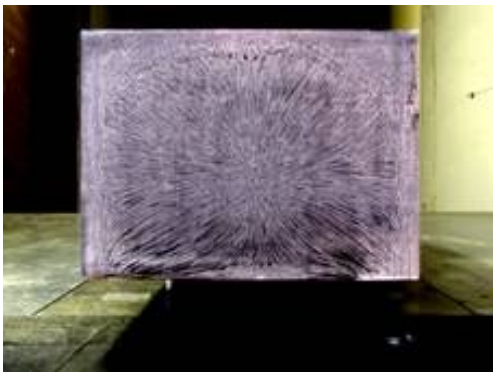


Figure 3.6 - Photographie de visualisation pariétale sur un corps de Ahmed à culot droit

Le système PIV (Particle Image Velocimetry)

La PIV permet d'obtenir des champs de vitesses dans des plans de l'écoulement. En général, ce système est composé d'une caméra et d'un laser. Le laser génère une nappe qui est filmée perpendiculairement par la caméra, enfin un post traitement des images acquises permet d'obtenir des champs instantanés de vitesses. Il s'agit d'une méthode Lagrangienne : l'air de la soufflerie est ensemencé par un produit liquide (de l'huile dans le cas présent), les positions des gouttelettes sont capturées par la caméra lorsqu'elles se situent sur la nappe laser, et le logiciel évalue les vitesses instantanées en interpolant la distance parcourue par une gouttelette entre deux pas de temps. Figure 3.7

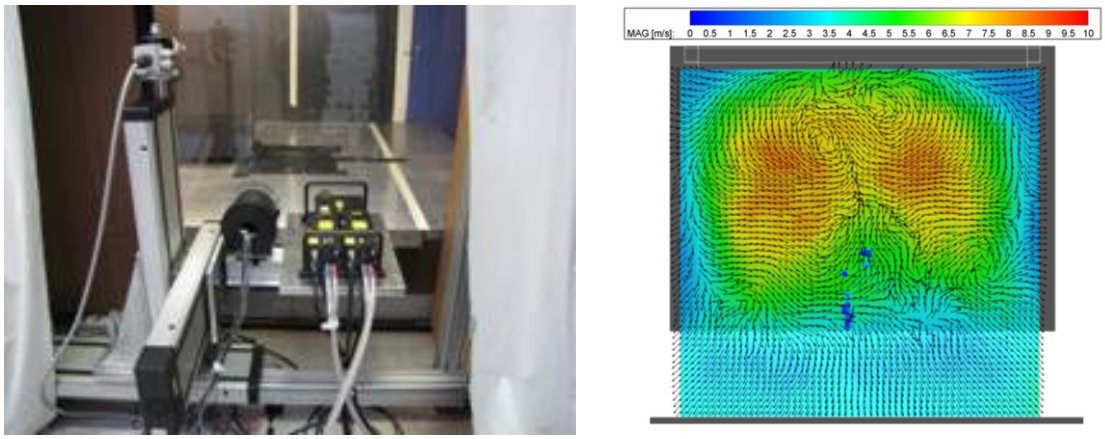


Figure 3.7 – À gauche : Laser du système PIV tirant dans le plan YZ à X=2H en aval du culot à travers une vitre en plexiglas bordant la section de la soufflerie. Le mat portant la caméra est situé en aval de l'écoulement et n'est pas visible sur cette photographie. À droite : Résultats après post traitements du champ de vitesse moyenné pour cette configuration de mesure.

3.3 Essais sur le corps de Ahmed culot droit équipé d'un dispositif de contrôle

La maquette utilisée est un corps de Ahmed de type culot droit (angle de lunette à 90°). L'objectif est d'obtenir une diminution de la traînée du corps grâce au dispositif de contrôle. Les dimensions ont subi une homothétie de 0.7 par rapport à la publication de Ahmed et al. [Ahm84]. Ce facteur de réduction a été choisi afin que la maquette soit dans les conditions optimales de mesure de la soufflerie. En effet, la section de la veine de la soufflerie est de 2x2m², une maquette plus volumineuse aurait posé des problèmes de taux de blocage trop élevé. Les dimensions de la maquette sont résumées dans la Figure 3.8. La maquette est munie de 5 électrovannes situées en position haute du culot, à la jonction pavillon-culot. La description est effectuée dans les paragraphes suivants.

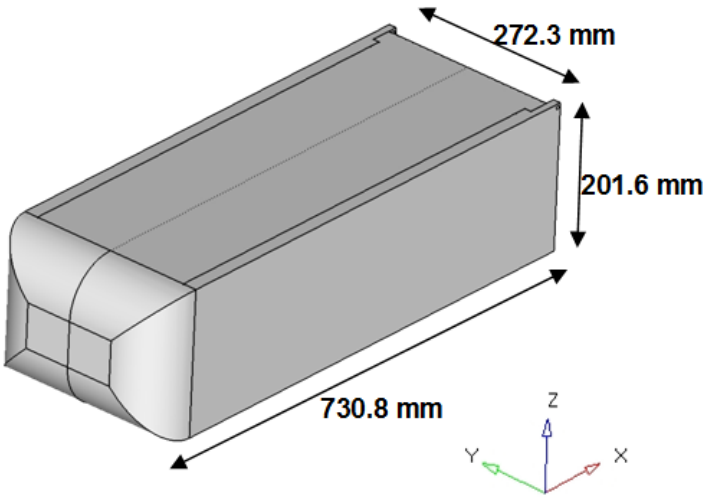


Figure 3.8 - Dimensions du corps de Ahmed à culot droit

Le Tableau 3.1 récapitule les grandeurs caractéristiques liées à cette étude. Le nombre de Reynolds mentionné est basé sur la hauteur du culot**.** La vitesse de vent de la soufflerie de 30m/s correspond ainsi à un nombre de Reynolds basé sur la hauteur de Re_H=403200. L'épaisseur de la couche limite est quant à elle exprimée selon la loi relative à l'article de Gilliéron et al**.** [Gil00] à 30m/s de vitesse de référence, l'épaisseur attendue de la couche limite sera de 16mm. Enfin, la fréquence naturelle de l'écoulement est définie comme le quotient entre la vitesse de vent de la soufflerie et la hauteur du culot, elle servira notamment à adimensionner les fréquences mesurées en définissant le nombre de Strouhal St = f/f_0.

Hauteur [m]	H	0,2016
Largeur [m]	W	0,2723
Longueur [m]	L	0,7308
Vitesse [m/s]	V	30
Nombre de Reynolds [-]	$Re_H = \frac{H.V}{\upsilon}$	403200
Fréquence naturelle [Hz]	$f_0 = V/H$	148,8
Epaisseur couche limite [mm]	$\delta = \frac{0,38.L}{Re_L^{0,2}}$	16

Tableau 3.1 - Grandeurs caractéristiques du système

3.3.1 Implantation de la maquette dans la soufflerie

Le corps de Ahmed est fixé sur la balance aérodynamique de la soufflerie au-dessus d'un faux plancher en acier qui représente le sol dans l'écoulement. Le faux plancher dispose d'un nez en forme de NACA de telle sorte que la couche limite générée soit suffisamment faible pour ne pas trop perturber l'écoulement de soubassement. Ce faux plancher est réglable dans la direction Z, ce qui permet de tester différentes valeurs de gardes au sol (Figure 3.9). Lors de ces essais, 3 valeurs de hauteurs de garde au sol ont été testées : 35mm, 50mm et 70mm qui correspondent respectivement en terme de rapport d'échelle entre la garde au sol et la hauteur du culot à des géométries représentatives d'un véhicule de type break, un véhicule utilitaire/monospace/SUV ou un camion.

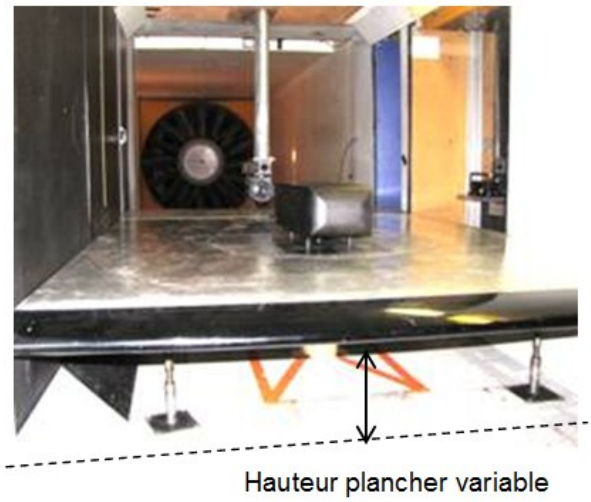


Figure 3.9 - Corps de Ahmed sur le faux plancher mobile (gris) disposant d'un nez (noir) en bord d'attaque de NACA.

3.3.2 Valeurs préliminaires mesurées sur corps de Ahmed

Plusieurs études avant la nôtre ont été menées dans la soufflerie d'Orléans pour des maquettes de ce type, c'est-à-dire en homothétie de facteur 0,7 par rapport à la géométrie originale de Ahmed [Ahm84]. La Figure 3.10 montre les points de mesures obtenus pour différent angles de lunettes comparés aux valeurs obtenues par Ahmed et al. [Ahm84). Les valeurs de Cx mesurées au sein du laboratoire PRISME sont supérieures à celles obtenues par Ahmed et al. [Ahm84]. Pour les valeurs d'angles de 0 et 18°, l'écart est d'environ 50% (Cx=0,37 comparé à Cx=0,25). Pour les angles de 22°, 28° et 30°, l'écart est de l'ordre de 25%. Différents facteurs peuvent expliquer ces forts écarts : tout d'abord, une sensibilité au nombre de

Reynolds, en effet, les essais présentés dans la publication de Ahmed et al. [Ahm84] sont effectués à des vitesses de soufflerie de 40m/s, contre 30m/s pour la nôtre. Un autre facteur est le taux de blocage de soufflerie du laboratoire PRISME, la section de la veine de mesure étant de 2x2m² contre une veine à section ouverte pour les travaux de [Ahm84]. Enfin, la taille du corps de Ahmed qui a été réduite d'un facteur 0,7 afin de lisser les phénomènes de taux de blocage de la soufflerie peut également jouer son rôle dans l'explication des écarts. Malgré ces différences sur les mesures du coefficient de la traînée, l'allure de la courbe de Cx en fonction de l'angle de lunette est respectée, avec un minimum entre 10° et 20°, et un maximum à la valeur critique de 30°. Les topologies de l'écoulement sont donc bien respectées et l'évaluation de baisse de la traînée grâce à un dispositif de contrôle est parfaitement valide.

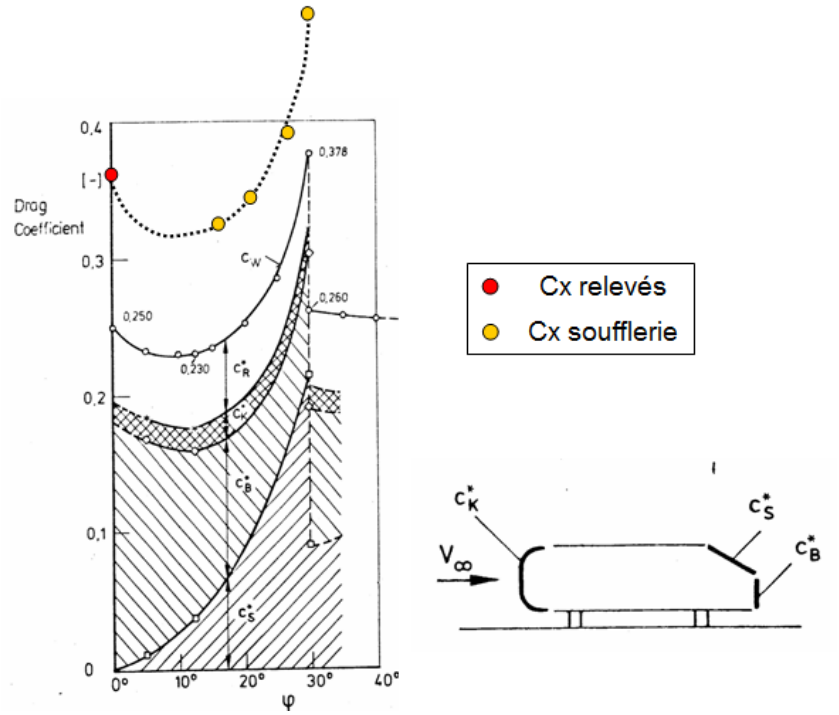


Figure 3.10 - Coefficient de traînée en fonction de l'angle de la lunette et distribution (Ahmed et al. [Ahm84]) et coefficient de la traînée mesurée dans la soufflerie Malavard du laboratoire PRISME de l'Université D'Orléans

3.3.3 Description du sillage du cas de référence

Les acquisitions par PIV ont été réalisées à l'aide du matériel du département Renault DREAM. Pour le cas de référence, quatre plans de mesures ont été réalisés, en Y0, en X=H/2, X=H, H=2H (Figure 3.11 et Figure 3.12). Les moyennes sont effectuées sur la somme de 200 champs de vitesses instantanés (Figure 3.11). On repère ainsi dans le plan longitudinal la position des structures tourbillonnaires moyennées, le bas en (X , Z) = (0.62H , 0.10H) et le haut en (X , Y) = (0.74H , 0.84H) (Tableau 3.2). La longueur du bulbe de recirculation est estimée à L=2,2H. Enfin, on note que dans la sortie de la zone de soubassement, les vitesses sont ralenties autour de 27m/s. Ces ralentissements de vitesses en partie basse sont également visibles sur les plans transversaux. Le plan en X=0,5H est situé dans la zone de retour de la bulle de recirculation et montre de faibles vitesses au centre du plan, et plus élevées aux alentours de l'aplomb des pourtours du corps, correspondant aux couches de cisaillement. Le plan situé en X=H, juste en aval de la structure tourbillonnaire moyenne montre des maximums de magnitude de vitesses transversales en partie haute correspond à une zone de descente de fluide vers l'intérieur de la bulle de recirculation. Le plan en X=2H intercepte la fin de la bulle de recirculation, on constate en son centre la trace du point de rattachement grâce à la direction convergente des vecteurs vitesses.

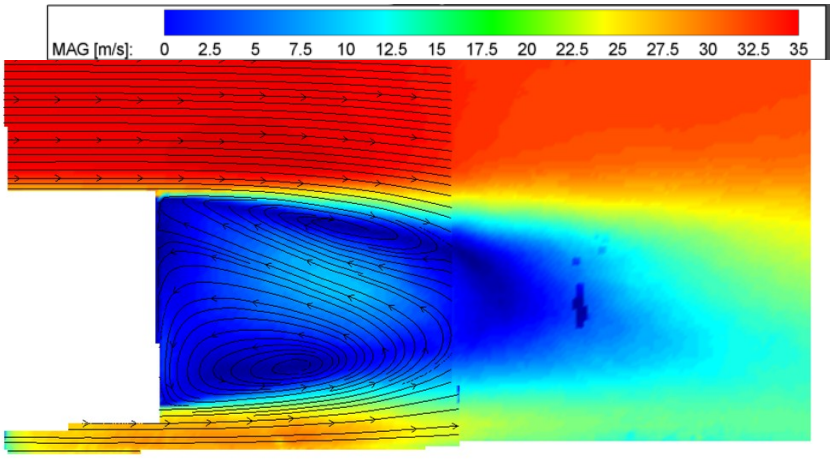


Figure 3.11 - Champs de vitesse par PIV dans le plan longitudinal pour le cas de référence

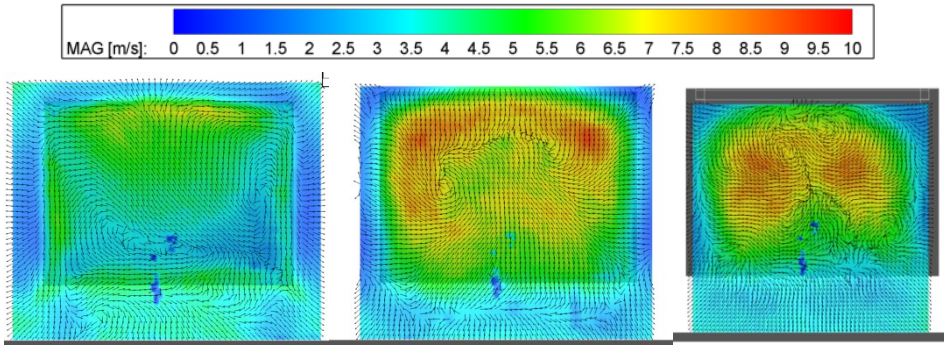


Figure 3.12 - Champs de vitesse par PIV dans les plans transversaux en X=0,5H (à gauche), en X=H (au centre) et en X=2H (à droite)

Coordinate of center of vortices (adim by H: 200mm)		Y: 0 plane (X;Z)	
		Up	Down
	Reference	(0,74 ; 0,84)	(0,67 ; 0,10)
Experiments	Control Flow 30Hz	x	x
	Control Flow 400Hz	(0,68 ; 0,74)	(0,66 ; 0,10)

Tableau 3.2 - Position des centres tourbillonnaires moyens dans les plans longitudinaux et transversaux

Analyse spectrale des mesures fil chaud

Au cours des essais, diverses mesures de fil chaud ont été effectuées. Pour chaque garde au sol, et pour les plus fortes variations de Cx. Six points de mesures au fil chaud ont été effectués pour les configurations précédentes. Ils sont situés dans le sillage, dans le plan de symétrie Y0. Cinq points sont sur la ligne X=H/2 et un dernier point est situé en (X , Z) = (2H , H/2). Parmi les cinq premiers points, deux sont situés dans la partie haute du sillage afin de saisir les phénomènes situés dans la couche de cisaillement, deux sont situés dans la partie basse afin d'identifier l'influence du soubassement sur le sillage, le dernier est situé à l'aplomb du centre du culot (Figure 3.13). Le sixième point en X=2H permet d'isoler les fréquences émises périodiquement par la bulle de recirculation dans le sillage lointain.

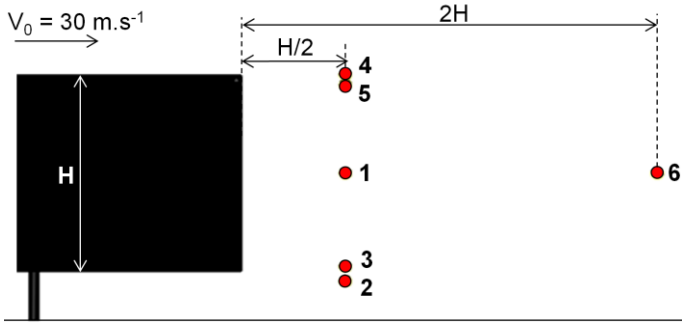


Figure 3.13 - Position des mesures fil chaud dans le plan Y=0.

La Figure 3.14 montre les signaux de densité spectrale de puissance des six points en fonction de la fréquence. Les signaux de vitesses ont été mesurés sur 30s avec un échantillonnage de Δf=20kHz. Les densités spectrales ont été effectuées en moyennes par blocs sur 61 découpes avec recouvrement de 50% entre chaque bloc. Un filtrage de type fenêtre de Hanning est utilisé sur le signal de vitesse dans chaque bloc. La résolution fréquentielle obtenue est de f_e=0,3Hz. Afin de pouvoir comparer entre elles les courbes, les densités spectrales ont été adimensionnées par le nombre de point et la valeur RMS du signal en utilisant le théorème de Parceval (voir Chapitre 2).

Les points 2 et 3 marquent clairement un seuil à partir duquel le régime de turbulence homogène isotrope est observé grâce aux pentes rouges des figures correspondant à une loi puissance en -5/3 (pente de Kolmogorov). Ce seuil est évalué autour de fréquences de 200Hz, correspondant à un nombre de Strouhal de St=1,3. Ce type de résultats dans la couche de cisaillement a également été confirmé dans les travaux de Roumeas et al [Rou06]. Les 4 autres points possèdent aussi de manière moins marquée ce seuil de déclenchement de turbulence homogène isotrope

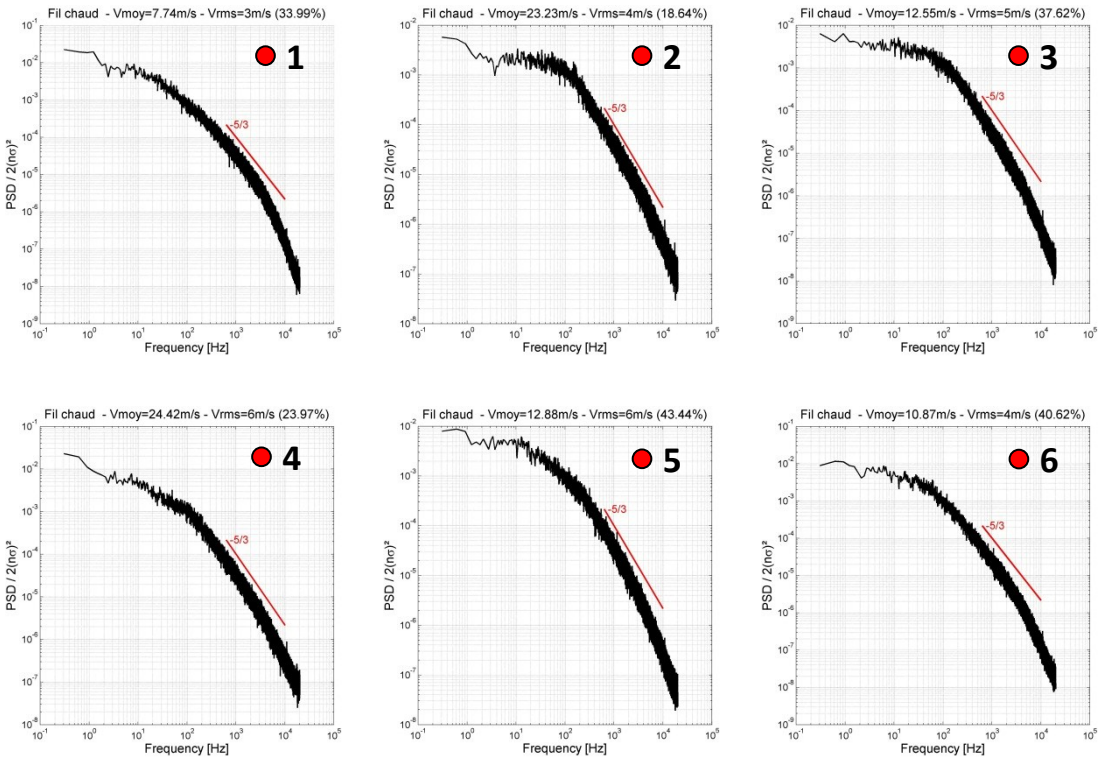


Figure 3.14 - Mesure fil chaud dans le plan de symétrie longitudinale du sillage pour le cas de référence.

3.3.4 Description de système de contrôle actif par jets pulsés

La maquette est équipée d'un système d'actionneurs. Les chaînes pneumatiques et cinématiques sont illustrées dans la Figure 3.15. Le système de soufflage est composé de cinq électrovannes synchronisées sur une carte électronique permettant de choisir la fréquence d'actionnement sur une plage comprise entre 0 (=soufflage continu) et 500Hz. Chaque électrovanne éjecte de l'air par une sortie jet circulaire, récupérée par un diffuseur. Ce diffuseur distribue le flux récupéré des électrovannes sur une sortie de section rectangulaire de dimension s_{jet}=0.5x49mm². En sortie de ces diffuseurs, des canaux sont montés afin d'éjecter l'air vers l'extérieur de la maquette. Quatre positions de canaux sont possibles, permettant quatre angles de soufflage différents : 0°,45°,90° et 135° par rapport à l'axe Z (voir Figure 3.16). Pour les angles de 45° et 90°, la distance des fentes par rapport à l'arête entre le culot et le pavillon est de 10mm.

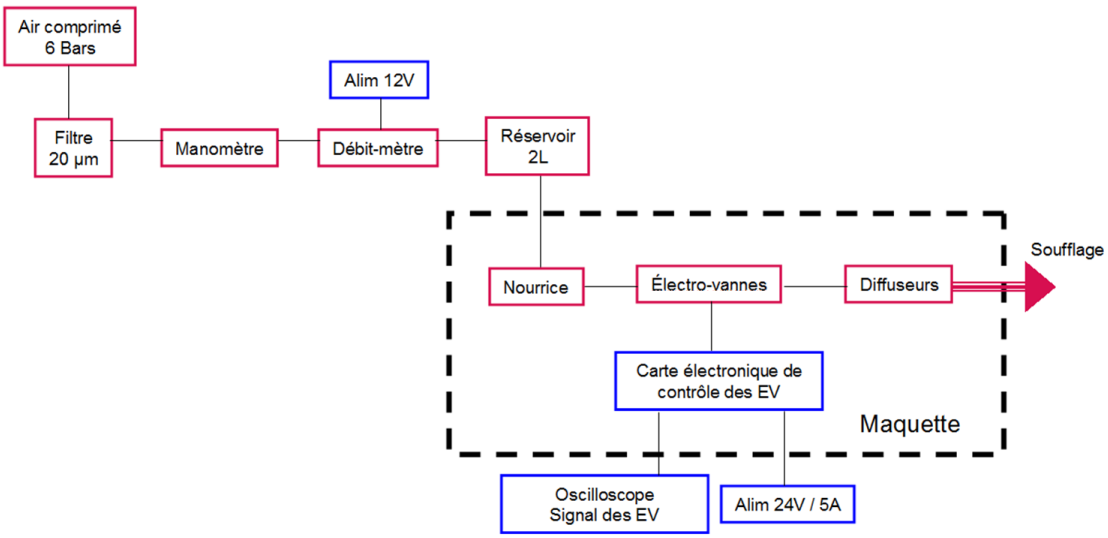


Figure 3.15 - Chaînes pneumatique et électrique du système de contrôle actif par jets pulsés

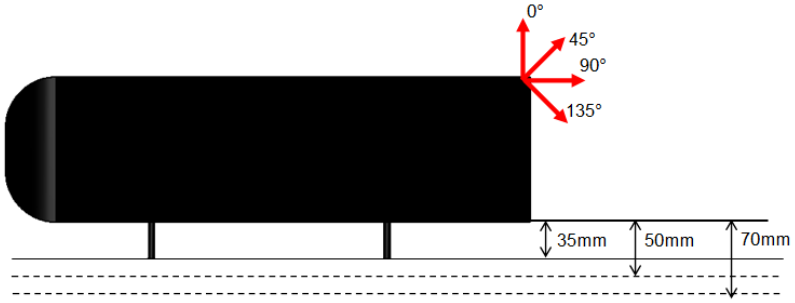


Figure 3.16 - Angles de soufflage et gardes au sol

Concernant le réseau pneumatique, le montage est relié en amont au réseau de la soufflerie d'une capacité de 6bars. Sont ensuite montés en série un filtre de 20µm afin d'éviter l'endommagement des électrovannes par des impuretés, un manomètre manuel permettant de contrôler la pression en aval du réseau et de faire varier le débit de sortie, un débitmètre électronique permettant de lire avec précision les débits d'éjection, un ballon tampon de 2 litres apportant une réserve de pression au système et permettant de lisser les phénomènes de ''coup de bélier'' qui peuvent apparaitre à l'ouverture de l'électrovanne, une nourrice redirigeant le tuyau principal en 5 canaux qui alimentent chacun une électrovanne.

Côté électronique, une alimentation 24Volts/5Ampères en courant continu alimente la carte électronique de contrôle d'ouverture des électrovannes, le signal est généré par un générateur de basse fréquence. Le signal de contrôle d'ouverture/fermeture envoyé est de type créneau avec un rapport de cycle de 50% en crête à crête. Une autre alimentation en courant continu permet d'alimenter le débitmètre.

Le débit de soufflage des électrovannes est contrôlé en amont par le manomètre manuel et relu par un débitmètre électronique qui moyenne l'information. La plage de débit est comprise entre 0 (pas de soufflage) et 230L/min. La valeur maximale de débit correspond à 46L/min par électrovanne, les vitesses théoriques en sortie de diffuseur liées à ce débit sont de l'ordre de 30 m/s.

Des mesures préalables au fil chaud ont été effectuées afin d'évaluer les vitesses d'éjection en sortie de diffuseur (Figure 3.17). La vitesse d'éjection est mesurée au fil chaud à quelques millimètres de la sortie des canaux, en position centrale de chaque électrovanne. Des vitesses maximales de 35 m/s sont mesurées pour le débit maximal de Q=230L/min et de 25m/s pour le débit de Q=130L/min. Il faut noter qu'il s'agit de la vitesse maximale moyennée, intégrée sur le signal créneau. La vitesse maximale instantanée en pic à pic est donc théoriquement du double des valeurs mentionnées. Une dissymétrie est relevée dans les profils de vitesse : l'électrovanne numéro 2, située en Y=-50mm de la maquette, montre des valeurs de vitesses inférieures aux EV 3 et 4, ce qui peut s'expliquer par une légère fuite de pression ou une usure prématurée de l'électrovanne. Les EV 1 et 5 affichent elles aussi des valeurs de vitesse maximales inférieures aux EV 3 et 4, tout en étant similaires. La Figure 3.19 illustre l'évolution du profil de vitesse en fonction du temps pour l'électrovanne 5 pour un débit de Q=130L/min. Pour une fréquence de pulsation de 30Hz, l'allure du signal créneau à rapport de cycle de 50% est bien reproduite. La partie soufflante du signal est bruitée et oscille entre des valeurs de vitesses de 30 à 50m/s. A partir d'une fréquence de pulsation de 300Hz, et au-dessus, un profil de vitesse en forme de créneau est bien relevé, mais le rapport de cycle n'est pas de 50%, il se rapproche des 80%. D'autre part, les valeurs de vitesses de la partie soufflante sont plus faibles que celles relevées pour des fréquences plus basses. Elles oscillent entre 25 et 40m/s. Toutefois, la vitesse moyenne mesurée est plus élevée à 300Hz qu'à 30Hz, ce qui pourrait s'expliquer par les rapports de cycles plus élevés. La figure montre également ce phénomène, et on constate qu'il est amplifié pour des valeurs de débits plus élevées.

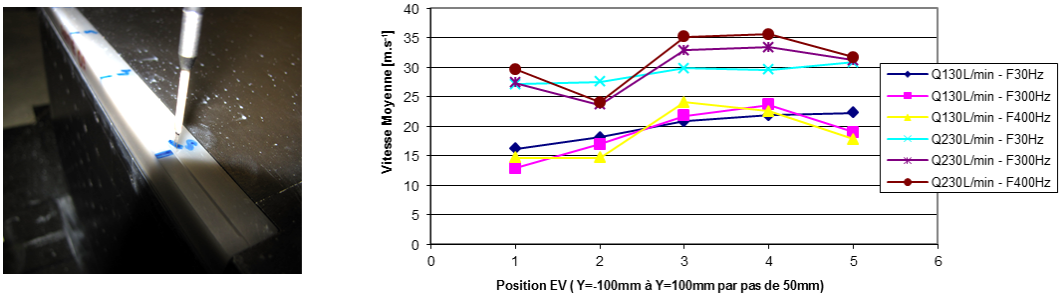


Figure 3.17 - À gauche : Protocole de mesure de caractérisation de vitesse d'éjection par fil chaud sur l'électrovanne 5 avec angle de soufflage à 0°. À droite : Évolution de la vitesse d'éjection en fonction de la position des électrovannes pour différents débits de soufflage et fréquences de pulsation.

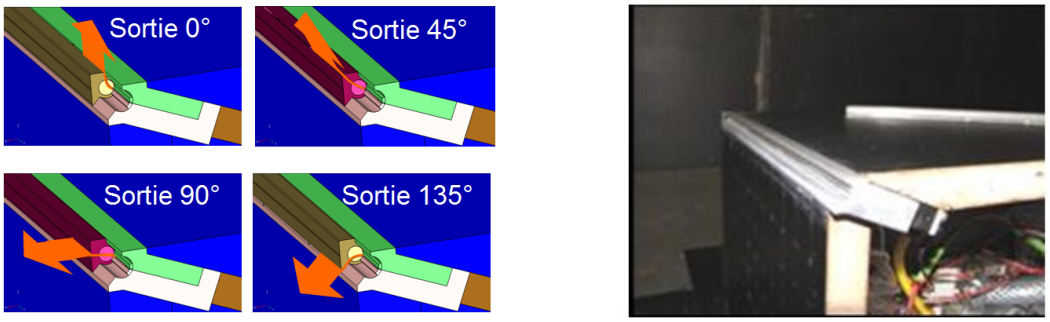


Figure 3.18 – A gauche : Vue CAO des quatre configurations d'angle. A droite : Photographie du montage de l'électrovanne et de son diffuseur, sans les canaux de sélection de l'angle de soufflage

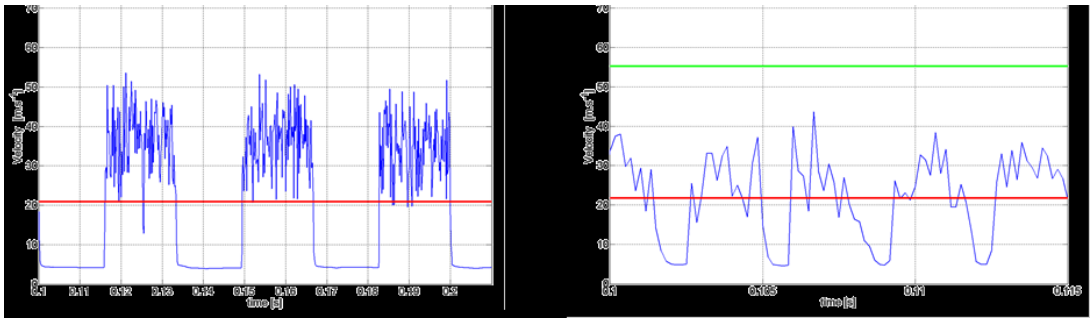


Figure 3.19 - Profil temporel de vitesse pour une fréquence de pulsation de 30Hz (à gauche) et 300Hz (à droite). La ligne rouge représente la moyenne temporelle.

Le système de jets pulsés permet d'injecter dans l'écoulement des débits et des fréquences en attente avec le plan d'essai. Les variations décrites dans le paragraphe précédent seront prises en compte lors du dépouillement des résultats.

3.3.5 Plan d'expérience de la campagne d'essai

Le Tableau 3.3 récapitule les différents paramètres d'essais qui ont été testés lors de cette campagne. Les trois gardes au sol de 35, 50 et 70mm sont accessibles en faisant varier la hauteur de plancher de la soufflerie. Les quatre angles de soufflage de 0°,45° ,90° et 135° sont obtenus en plaçant des modules correspondant à chaque angle dans la partie supérieure du corps de Ahmed. Ces deux paramètres génèrent douze configurations nécessitant une pause des essais pour les préparer. Les deux derniers paramètres de débits et de fréquences sont tous testés pour chacune des douze configurations sans arrêt de la soufflerie. Afin d'éviter tout effet d'hystérésis dans les mesures de Cx selon la configuration de contrôle, le corps de Ahmed est remis dans sa configuration de référence (i.e. sans contrôle) entre chaque variation de débits ou de fréquence. Les débits de soufflage ont été testés entre 130L/min et 230L/min par pas de 20L/min. Les fréquences ont été testées en injectant un signal créneau entre 10 et 50Hz par pas de 10Hz, puis entre 100 et 500Hz par pas de 50Hz. Enfin, la fréquence notée 0Hz correspond à un soufflage à débit constant. Plusieurs raffinements en fréquences ont également été effectués autour des valeurs identifiées par pas de 1 à 5Hz afin d'isoler les minimums locaux de baisse de la traînée.

Garde au Sol [mm]
35
50
70

Angle soufflage [degré°]
0
45
90
135

Débit des EV [L/min]
130
150
170
190
210
230

Fréquence EV [Hz]
0 (= continu)
10
20
30
40
50
100
150
200
250
300
350
400
450
500
+ raffinage bonnes valeurs

Tableau 3.3 - Récapitulatif du plan d'expérience

3.4 Bilan des pesées

Les quatre paramètres d'essais sont dans un premier temps étudiés de manière indépendante afin d'identifier les facteurs de sensibilité de la manipulation. Cela permet d'avoir une vue d'ensemble sur les configurations testées et d'isoler les paramètres sensibles.

Influence de la garde au sol

Le Tableau 3.4 présente les valeurs de Cx de référence pour les trois gardes aux sols testées. Pour la garde au sol de 35mm, le coefficient de traînée associé est de Cx=0.351. Pour la garde au sol de 50mm, qui correspond à la garde au sol déjà utilisée lors de mesures antérieures sur corps de Ahmed dans cette soufflerie, le coefficient de traînée est de Cx=0.364, il correspond aux valeurs des études précédentes présentées en Figure 3.10. Pour la garde au sol maximale de 70mm, représentative des rapports de hauteur de garde au sol d'un véhicule lourd, le coefficient de traînée est de Cx=0.392, soit un accroissement de 8,5% de la traînée uniquement liée au soubassement. Ces premières mesures montrent classiquement que plus la garde au sol du corps est basse, plus les mesures de Cx sont faibles.

Garde au sol [mm]	35	50	70
Cx de référence [-]	0,351	0,364	0,392

Tableau 3.4 - Cx de références pour les différentes gardes au sol

La Figure 3.20 montre l'ensemble des mesures de la traînée effectuées avec et sans les solutions de contrôle pour chaque garde au sol et la variation relative aux cas de référence respectifs. On constate que la garde au sol de 35mm contient le plus fort étalement des valeurs de variation de traînée (le meilleur gain de -4,6% et la pire des dégradations de +40%). Pour la garde au sol de 50mm, les variations de traînée sont comprises entre -1.9% et +38%. A cette dégradation correspond également la plus forte valeur du coefficient de la traînée enregistrée avec Cx=0.50. Enfin, à 70mm de garde au sol, l'étalement des variations de traînée est compris entre -3% et +12%, ce qui permet déjà d'estimer que l'effet de la solution de contrôle sur le fluide est moindre pour cette garde au sol.

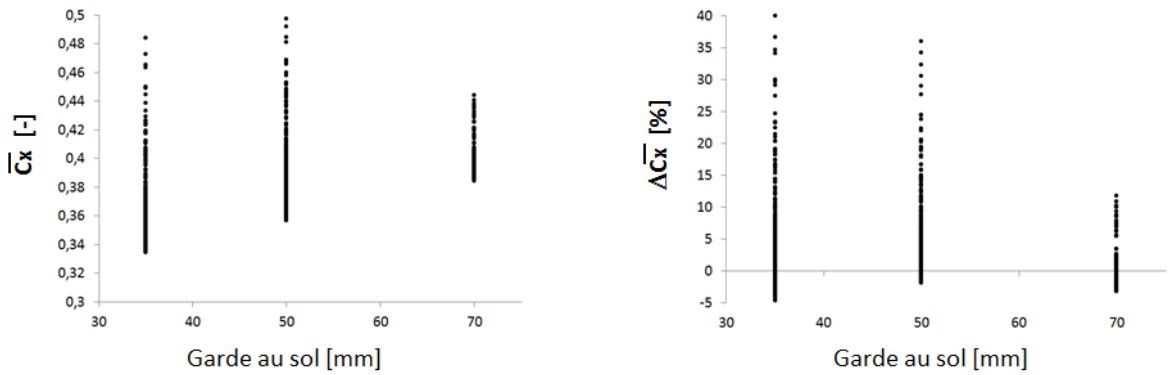


Figure 3.20 – Evolution en fonction de la garde au sol de l'ensemble de valeurs de Cx mesurée (à gauche) et variations de Cx relatives au cas de référence de chaque garde au sol (à droite).

Influence du débit

L'influence du débit de soufflage des essais est représentée sur la Figure 3.21. Chaque point de mesure est répertorié par sa valeur de traînée (à gauche) et sa variation de traînée par rapport à la référence avec la même garde au sol (à droite). On constate aussi bien pour les valeurs de Cx que pour les variations un étalement des mesures en fonction de la vitesse de jets pulsés. Globalement, plus le débit augmente, plus les points extrémaux se séparent de leur moyenne. L'augmentation maximale de Cx au plus faible débit est de +20% et augmente quasi linéairement jusqu'à la valeur +40% pour le débit le plus élevé. Inversement, le meilleur gain au débit minimum est de -2%, et il atteint -4.6% au débit maximal. Le débit est un paramètre amplificateur des résultats de manière quasi linéaire. Ce type de comportement se retrouve dans les travaux de [Rou06].

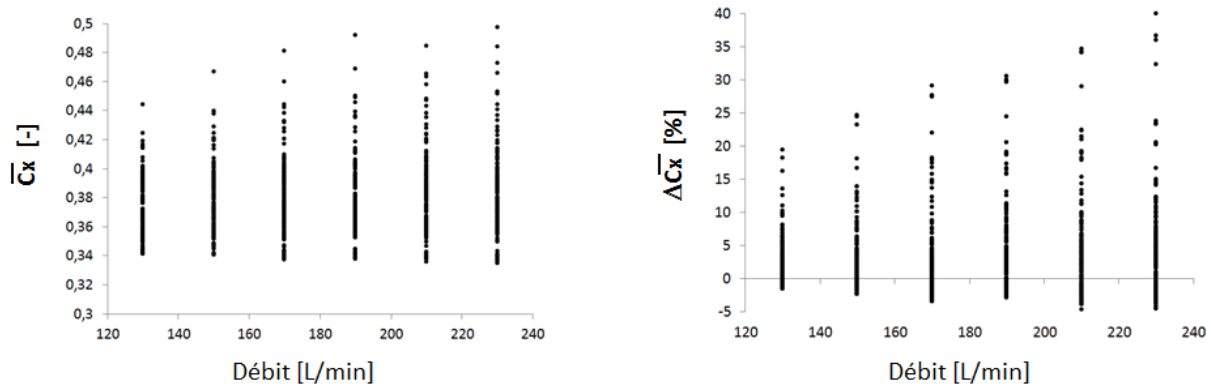


Figure 3.21 - Valeurs de Cx (à gauche) et variations de Cx associées (à droite) en fonction du débit des électrovannes

Influence de l'angle de soufflage

La sensibilité à l'angle de soufflage est représentée sur la Figure 3.22. Il apparaît qu'à l'angle de soufflage à 0°, normal au pavillon, toutes les mesures témoignent d'une dégradation de la traînée. La pire des dégradations de toute la compagne (+40%) se situe à cet angle. À cet angle, le système de jets pulsés se cantonne ainsi à un rôle d'aérofrein. Le constat est sensiblement équivalent pour l'angle de 45°. L'angle de 90° est le paramètre contenant les meilleures baisses de la traînée jusque -4,6%. Enfin l'angle de soufflage de 135° contient également des gains jusque -3%. L'angle de 90° est le meilleur dans cette campagne d'essais, un optimum d'angle de soufflage semble se trouver entre 90° et 135°. Étant donné la conception, il n'a pas été possible d'investiguer d'autres angles de soufflage.

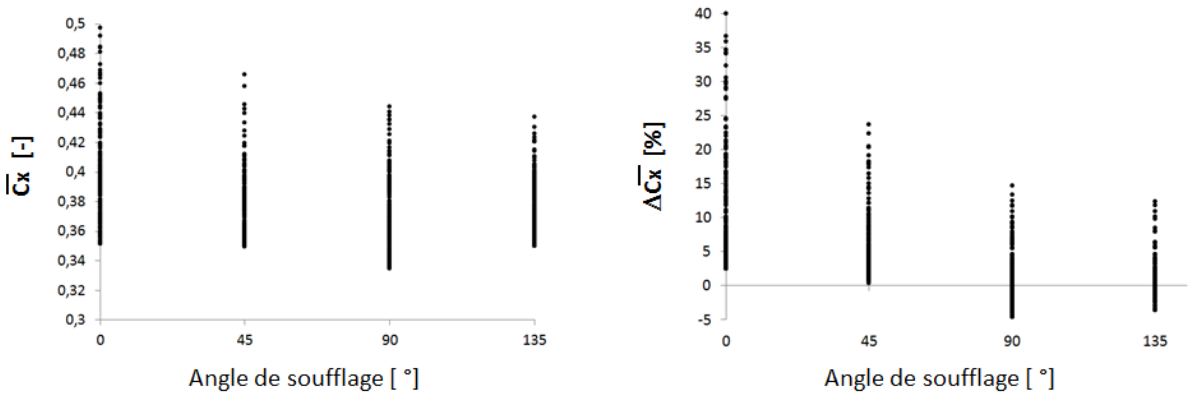


Figure 3.22 - Valeurs de Cx (à gauche) et variations de Cx associées (à droite) en fonction de l'angle de soufflage.

Influence de la fréquence de pulsation

La sensibilité du dernier paramètre, la fréquence de pulsation des électrovannes, la Figure 3.23 représente l'ensemble des valeurs de variations de Cx mesurées sur le plan d'essais. Les points coloriés en bleus sont représentatifs d'une hausse de Cx et ceux en rouge d'une réduction. On observe que les fréquences de contrôle entre 10 et 50Hz apportent dans tous les cas des dégradations de Cx comprises entre 0 et 40%. Le domaine entre 100Hz et 500Hz contient quasiment tous les cas de gains de traînée des essais qui sont compris entre 0 et 4,5% de gains. Cette plage de fréquences apporte aussi des dégradations. Enfin, la fréquence de '0Hz' qui représente le soufflage continu est responsable d'une variation de Cx entre +12% et -2,5%.

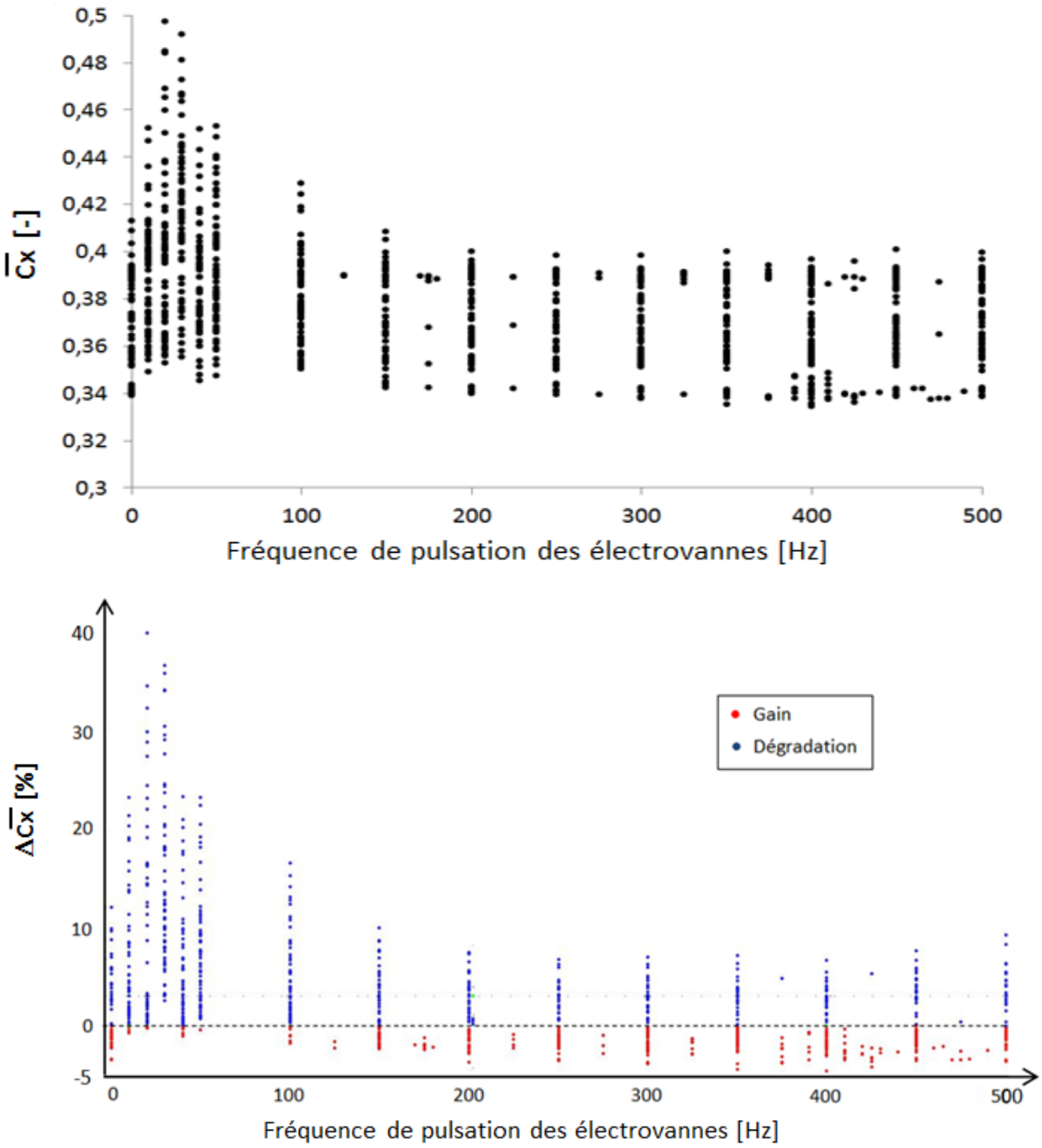


Figure 3.23 – En haut : Ensemble des mesure de Cx en fonction de la fréquence de pulsation. En bas : Variations des mesures de Cx obtenues pour le nuage de points du plan d'expérience par rapport à la référence de garde au sol relative, avec distinction des gains de traînée en rouge et des dégradations en bleu

Les prochains chapitres auront pour objet d'étude le corps de Ahmed avec 50mm de garde au sol. Pour cette hauteur de garde au sol, la Figure 3.24 représente les variations de Cx en fonction de la fréquence obtenue au cours de la session balayant les fréquences pour un soufflage à 90° et débit maximum, il s'agit de la courbe de mesure qui servira de référence pour la validation par calcul.

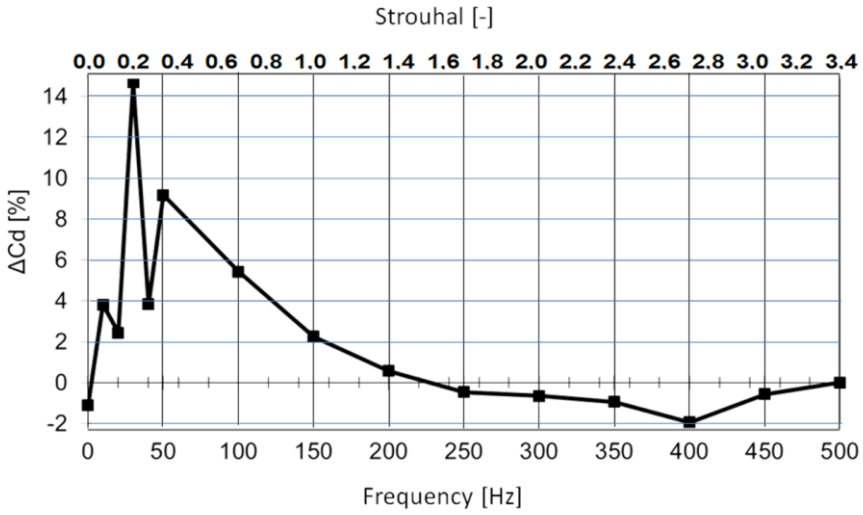


Figure 3.24 – Mesure de variation de Cx en fonction de la fréquence pour la garde au sol de 50mm et le débit maximum

Enfin, afin de mieux décrire l'influence de la garde au sol, la Figure 3.25 représente l'évolution du coefficient de traînée en fonction de la fréquence de pulsation des électrovannes pour le débit maximal avec un angle de 90° et pour les gardes au sol de 50mm et 35mm. Les deux courbes ont la même allure et l'écart de Cx est pratiquement constant entre les deux au-dessus de 50Hz

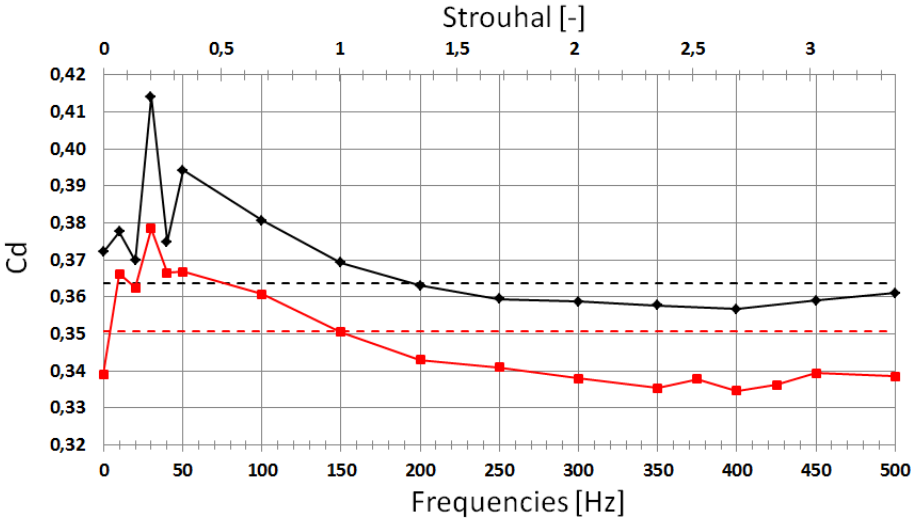


Figure 3.25 – Comparaison des valeurs de Cx en fonction de la fréquence pour les gardes aux sols de 50mm (en noir) et 35mm (en rouge) pour le débit maximal

Dans la suite de ce chapitre, nous n'abordons que le détail des 3 cas passés lors de la campagne d'essais qui permettront de calibrer le modèle numérique du chapitre suivant : le cas de référence pour une garde au sol de 50mm et les cas de jets pulsés à 30Hz et 400Hz pour l'angle de soufflage de 90° et le débit maximal de Q=230L/min.

3.5 Distribution de pression au culot

Des études précédentes [Ahm84] [Lie00] ont montré que sur un corps de Ahmed à culot droit, le culot contribue à environ 70% de la traînée totale. La maquette de la présente étude était équipée de plus d'une centaine de capteurs de pression stationnaire au culot permettant d'évaluer sa contribution et de tracer les distributions moyennées (Figure 3.26). La Figure 3.27 représente ces distributions de coefficient de pression moyennées pour les trois cas étudiés :

- Pour le cas de référence, les minimums de pression sont situés en partie basses, en formant des lobes, les valeurs minimales sont de Cp=-0,24, les valeurs maximales sont situées en partie haute avec Cp=-0,19. La valeur moyenne sur tous les capteurs est de Cp=-0,222, soit 61% de contribution au coefficient de la traînée.
- Le cas à 30Hz présente des valeurs de pression beaucoup plus faibles avec des minimums de Cp=-0,35, des valeurs maximales situées au centre du culot et une valeur moyenne de Cp=-0,322 qui représente 77,8% de la valeur du coefficient de la traînée. Ces faibles valeurs de pression montrent que l'augmentation de 14% de la traînée s'observe au culot du corps.
- Pour le cas à 400Hz la distribution de pression a également été modifiée par rapport au cas de référence. Tout d'abord la répartition est dissymétrique avec un maximum de pression situé en bas à gauche du culot et un minimum situé en partie supérieure haute. La valeur moyennée sur tous les capteurs du coefficient de pression de Cp=-0,224 corresponds à 62,7% du coefficient de traînée. Ce coefficient de pression est plus élevé que le cas de référence malgré un gain mesuré de 1,9% pour ce cas de contrôle. Deux explications sont envisageables : soit les gains de traînée sont répercutés sur d'autres parties du corps, soit la mesure de pression au culot incomplète sur les bords ignore des phénomènes à ces endroits qui ne sont pas négligeables.

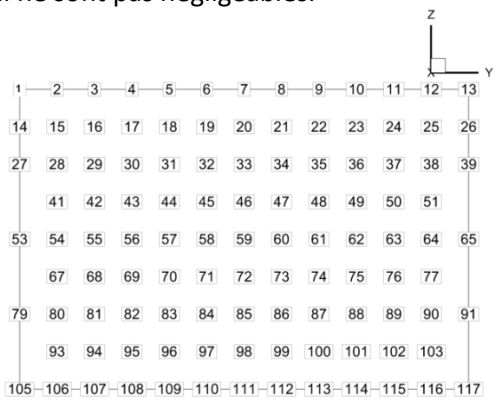


Figure 3.26 - Implantation des prises de pression au culot

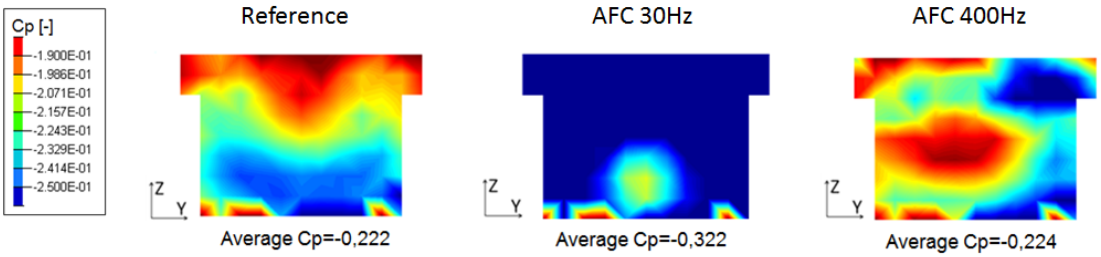


Figure 3.27 - Distribution de pression au culot pour une garde au sol de 50mm, pour le cas de référence (à gauche), le cas avec jets pulsés et débit maximal à 30Hz (au centre) et 400Hz (à droite).

Les photos des visualisations pariétales de ces cas sont exposées sur la Figure 3.28. Pour le cas de référence, on constate un point de rebroussement situé en partie haute du culot, là où les pressions maximales ont été relevées. Pour le cas à 30Hz, ce point de rebroussement marque également la position de la pression maximale, les lignes autour de ce point sont extrêmement marquées et rayonnent telle une symétrie axiale passant par ce point. Enfin, pour le cas à 400Hz les lignes de visualisations marquent en diagonale la ligne d'antisymétrie des valeurs de pression.

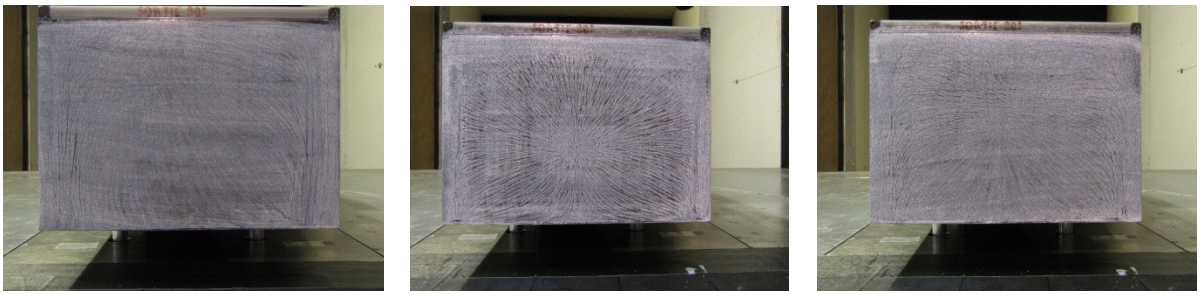


Figure 3.28 - Visualisations pariétales pour le cas de référence (à gauche), le cas avec jets pulsés et débit maximal à 30Hz (au centre) et 400Hz (à droite).

3.6 Bilan des essais

Ces essais ont permis de quantifier l'effet de solution du contrôle par jets pulsés situés sur la jonction entre le pavillon et le culot sur un corps de Ahmed à culot droit. Plusieurs gardes au sol ont été testées, chacune représentative de rapport de hauteurs relatives à différents segments de véhicules commerciaux. Concernant les jets pulsés, une étude paramétrique a été effectuée sur l'angle de soufflage, le débit et la fréquence du jet. Les moyens de mesures permettaient d'obtenir le torseur aérodynamique de chaque configuration, et sur les meilleures d'entre elles, des mesures de pressions moyennées au culot, des PIV et des visualisations pariétales ont été effectuées.

Quelle que soit la garde au sol, les coefficients de la traînée de références sont plus élevés que ceux mesurés dans les expériences Ahmed et al. [Ahm84]. Cela s'explique par la taille de la maquette, à l'échelle 0,7 et le taux de blocage de la soufflerie à section fermée, et les 5 pieds sous le corps. La pression au culot est responsable de 61% de la traînée dans le cas de référence à 50mm.

Concernant l'effet des jets pulsés, il ressort de ces essais que la traînée est très sensible à la fréquence des jets pulsés. Des variations de Cx ont été constatées entre +40% et -4.6%. Un soufflage à basse fréquence induit une forte augmentation de la traînée, à partir de 100Hz, les valeurs de la traînée sont proches de celle de référence, et autour de 400Hz, des baisses de la traînée de 0 à 5% sont atteintes. La meilleure des configurations a été obtenue pour un angle de soufflage longitudinal à l'écoulement et la pire pour un angle perpendiculaire à l'écoulement. Les meilleurs résultats ont été constatés pour les débits maximum des électrovannes. La diminution du débit ne change pas les effets relatifs à la fréquence de pulsation, mais diminue l'intensité de variation de traînée.

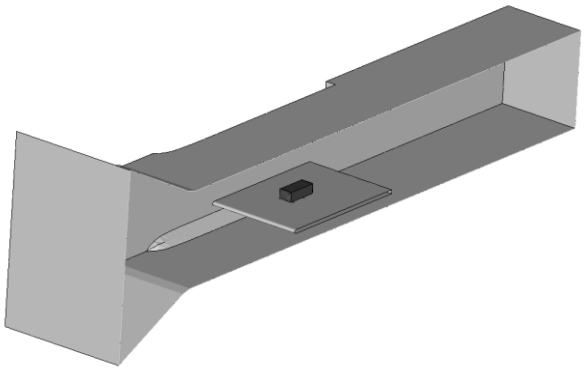
Chapitre 4 :

Simulation numérique en 3 dimensions

Cette partie est dédiée à l'étude par simulation numérique autour du corps de Ahmed. La première étape consiste en la description et la validation du modèle mis en place pour cette étude, puis le cas de référence sera comparé aux essais afin de confirmer la précision du solveur. Enfin, les stratégies de contrôle les plus intéressantes seront mises en place, et nous discuterons des résultats obtenus.

4.1 Mise en place du modèle numérique

Dans ces travaux, afin de reproduire au mieux les conditions des expériences effectuées, la soufflerie a été modélisée dans son intégralité (Figure 4.1). La maquette du corps de Ahmed est posée sur une plaque de même profil que celle des essais, le convergent en entrée est le même et toutes les dimensions sont celles de la soufflerie. Dans ces conditions, il est possible de reproduire les paramètres des essais en termes de taux de blocage. Cet exercice est rendu possible car le solveur utilisé fonctionne sur une méthode d'éléments finis optimisée pour des éléments de type tétraèdre qui autorise un maillage non structuré. Il est ainsi aisé de résoudre les champs de vitesse et pression dans des volumes conséquents en concentrant les efforts de maillages dans les zones proches du corps et dans le sillage proche. Ce maillage a été réalisé à l'aide du logiciel HyperMesh™ de la suite de logiciel Altair™.



Longueur du corps	L	730,8	mm
Hauteur du corps	H	201,6	mm
Largeur du corps	W	272,3	mm
Diamètres des 4 pieds	d1	20	mm
Diamètre du mât central	d2	40	mm
Garde au sol	H_G	50	mm
Section sortie soufflerie	S_O	2x2	m²
Section entrée soufflerie	S_I	4x4	m²
Longueur hors tout	L_X	16	m

Figure 4.1 - Soufflerie reproduite en calcul. Le corps de Ahmed (en noir) est disposé sur une plaque au centre.

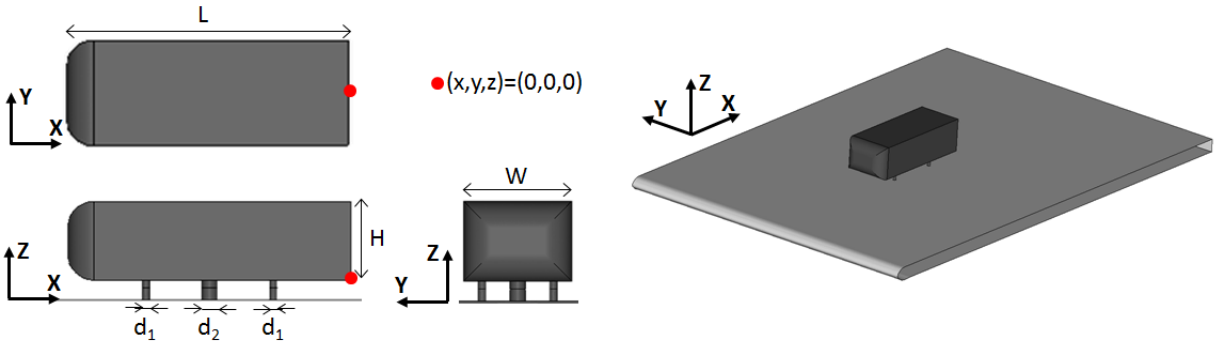


Figure 4.2 - Nomenclature liée au corps de Ahmed

4.1.1 Convergence de grille

Une étude de convergence de grille a été menée afin de s'assurer de la stabilité du modèle de calcul. Notons que le maillage qui sera présenté comme étant le plus raffiné correspond à un maximum des ressources matérielles de création de maillage inhérentes aux moyens mis à disposition. En effet pour cette grille fine, il a été nécessaire d'utiliser une machine disposant d'une mémoire vive de 64Gb, le logiciel de génération du maillage a besoin de 10h de temps machine pour créer le domaine 3D. D'autre part, il fallait également que les calculs puissent tourner dans des temps considérés comme raisonnables. Le calcul de référence tourne en 24 jours pour 12000 pas de temps calculés.

Le maillage étant non structuré, nous évaluons la convergence de grille en se basant sur le nombre d'éléments total du maillage et le degré de raffinement de la couche limite. La Figure 4.3 montre l'évolution du coefficient de la traînée moyenne en fonction du nombre de mailles des différents modèles générés, on y constate qu'entre le modèle de 70 millions d'éléments qui comporte une résolution à la paroi de l'ordre de Δx=2mm, et celui de 120 millions d'éléments avec sa résolution à la paroi de Δx=1mm, le coefficient de traînée varie de moins de 3%. Les valeurs de la traînée de ces deux modèles les plus fins sont également proches de la valeur de référence obtenue en essais pour cette garde au sol avec moins de 3% d'erreur.

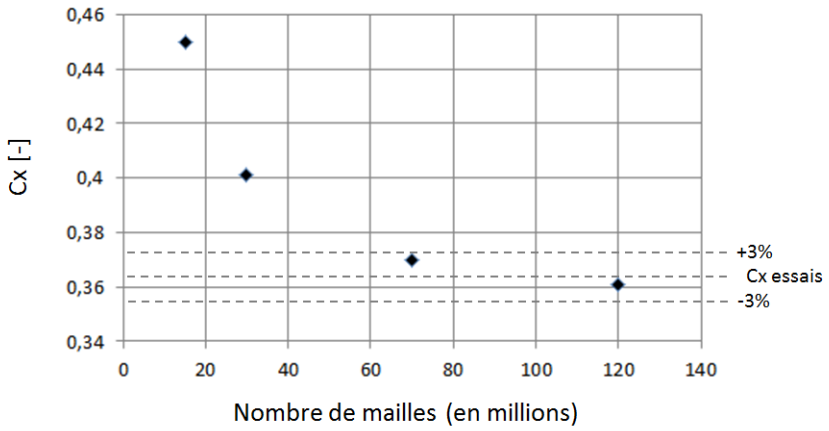


Figure 4.3 - Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de mailles du modèle

On peut considérer que le modèle pourra apporter la précision suffisante à la résolution des champs de vitesses de notre étude dans l'optique d'obtention de résultats satisfaisants. Notons que ce modèle reste relativement lourd à manipuler, un optimum a dû être trouvé afin de l'alléger, mais il aura l'avantage de pouvoir être utilisé dans le chapitre suivant. En effet ce maillage évolutif comporte déjà les raffinements nécessaires à l'ajout de certaines solutions de contrôle envisagées, rendant d'autant plus sûre la mesure des effets de contrôle puisque résolus sur la même grille.

4.1.2 Caractéristique de la grille fine

Pour le maillage le plus raffiné, avec 120 millions d'éléments, un fort raffinement à la paroi est appliqué afin d'obtenir des valeurs de calcul de y+ raisonnables pour un bon calcul de valeurs de pression et frottements à la paroi. Dans le sillage proche du culot du corps de Ahmed, entre 0 et 10H deux boites de raffinement sont disposées permettant de réaliser des études sur des échelles de turbulence les plus fines possibles. Toute la suite de l'étude sera effectuée avec cette grille qui permet, au sens de la précision de calcul, la meilleure résolution des échelles de la turbulence. La Figure 4.4 présente les principales dimensions de la grille la plus fine. La taille caractéristique de la maille à la paroi du corps de Ahmed a été choisie afin de satisfaire des valeurs de Y+ au cours du calcul le plus bas possible (objectif Y+<30), la zone la plus critique est celle située sur l'avant du corps, au niveau du rayon de courbure : à cet endroit, les gradients de pression sont très élevés comme l'atteste la Figure 4.8. Cette zone détermine le

comportement du fluide qui s'écoule sur le pavillon, les côtés et le soubassement du corps. Dans cette zone la taille de maille est de 1mm. La Figure 4.6, montre une valeur instantanée de Y+ en cours de calcul. De la même manière, l'ensemble du corps a été raffiné afin de saisir tous les phénomènes se développant et se transmettant jusque dans le sillage du corps. Les mailles surfaciques ont été extrudées sur quatorze couches afin de décrire au mieux l'établissement de la couche limite sur le pavillon et les côtés du corps. La Figure 4.4, montre cette extrusion, nous verrons dans la partie suivante l'allure de la couche limite ainsi capturée. Dans la zone proche du corps, deux boites de raffinements ont été délimitées. Une autour du corps est dans le sillage proche et jusqu'à une distance de 4H du culot dans le sens de l'écoulement et une autre comprise entre 4H et 10H du culot dans le sens de l'écoulement. Dans la première boîte, la taille caractéristique de la maille est fixée à 3mm, dans la seconde à 5mm (Figure 4.4).

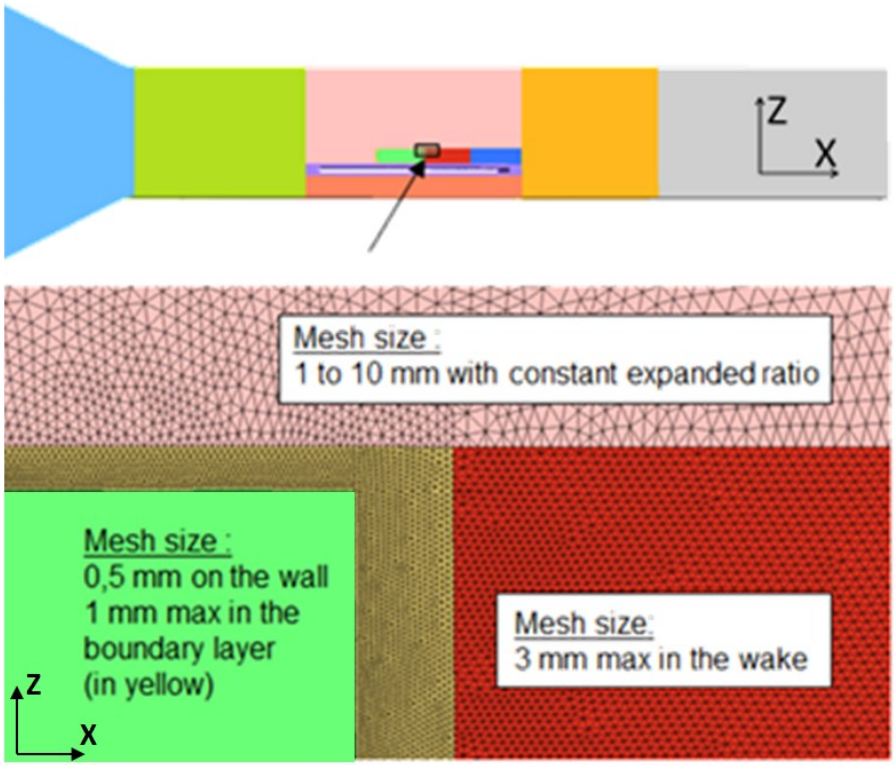


Figure 4.4 - Description du maillage proche du corps de Ahmed (en vert plein)

4.1.3 Paramètres et dimensionnement de calcul

Concernant les conditions aux limites géométriques de ce modèle, la condition d'entrée est une condition de débit, en sortie, une condition de pression constante est imposée. Pour toutes les autres surfaces du modèle, une condition de paroi non-glissante a été imposée, muni d'une loi de paroi de Van Driest pour raccorder les valeurs de Y+ de la première maille à la couche limite.

Plusieurs calculs de calibration ont été nécessaires pour obtenir la bonne valeur de débit entrant. En effet, cette étape a permis de prendre en compte les phénomènes de blocage dans la soufflerie, le gradient de pression longitudinal et l'accélération au centre de la veine résultant de la couche limite le long de chaque paroi. Pour cela, la valeur de vitesse relevée à la position réelle (expérimentale) du tube de Pitot a servi de cible. Le débit imposé dans tous les calculs présentés, qui permet de relever une valeur de V=30m/s au tube de Pitot est de Q=90m^3/s. Pour information, le calcul théorique d'une vitesse de 30m/s dans une section de 2x2m² donne un débit de 120m^3/s.

Le pas de temps choisi est de Δt=1.25.10^{-4}s, pour un temps total de simulation de T=1.5s, soit N=12000 pas de temps résolus. Ce choix de pas de temps est lié à la taille minimale de la grille, afin de respecter la condition $CFL = V\,\Delta t/\Delta x < 1$ pour une vitesse de référence de V=30m/s. La formulation du

code de calcul étant implicite en temps, cela nous assure la robustesse des résultats pour ce choix de pas de temps.

Pas de temps	Δt	1,25E-04	s
Nombre de pas de temps	N	12000	-
Temps total	T	1,5	s

Tableau 4.1 - Récapitulatif des conditions temporelles du calcul

4.1.4 Discussion sur le modèle LES

Le maillage généré définit le filtre spatial du modèle LES. La longueur d'onde de coupure est définie par $\kappa_C = \pi/\Delta x$ avec Δx la taille caractéristique de maille locale, on peut également utiliser la définition du critère de modèle pour la DES (Chapitre 2). Pope [Pop00] propose une approximation des échelles du spectre d'énergie qui délimite les frontières entre la zone de production, la zone inertielle et la zone de dissipation d'énergie (Figure 4.5). Dans le détail, il définit approximativement la limite entre zone inertielle et zone de production notée l_{EI} par $l_{EI} \approx l_0/6$ en considérant qu'environ 80% de l'énergie cinétique est contenue dans la gamme $l_0/6 < l < 6.l_0$ où l_0 représente l'échelle intégrale longitudinale. La seconde limite, entre la zone inertielle et dissipative notée l_{DI} est évaluée par $l_{DI} \approx 60.\eta$ avec η l'échelle de Kolmogorov, en considérant qu'environ 90% de la dissipation est assurée par les échelles inférieures à l_{DI}.

En se rapportant à notre cas, et en considérant la relation liant l'échelle de Kolmogorov avec la longueur de référence, $\eta/l_0 = Re^{-3/4}$, avec $l_0 \approx 1.3H$ on trouve que $l_{EI} = 4{,}3.10^{-3}m$, $\eta = 1{,}6.10^{-5}m$, et ainsi $l_{DI} = 1.10^{-3}m$. Cette dernière estimation d'échelle est comparable à la résolution de la grille du modèle. En effet, la résolution à la paroi du corps est de Δx=1mm, dans la zone de sillage comprise entre X=0 et X=3,5H, la taille caractéristique des éléments évolue graduellement entre Δ =1mm à la paroi jusqu'à une valeur maximale de Δ=3mm, ainsi la coupure liée au filtrage du modèle LES intervient en fin de zone inertielle proche de l'échelle caractéristique de transition vers la zone de dissipation (Figure 4.5, Tableau 4.2). Le taux de dissipation attendu dans la zone inertielle du spectre d'énergie est estimé à $\varepsilon = V_{REF}^3/H = 134000\ m^2/s^3$, la fréquence caractéristique relative à l'échelle de dissipation est ainsi de 2500Hz. Le pas de temps de simulation de $\Delta t = 1{,}25.10^{-4}$s, associé à la fréquence 1/Δt=8000Hz est donc compatible à la capture des phénomènes liés à la fréquence de coupure du modèle. De surcroit, le respect de la condition CFL permet d'éviter toute propagation d'erreur numérique liée à l'ordre du schéma.

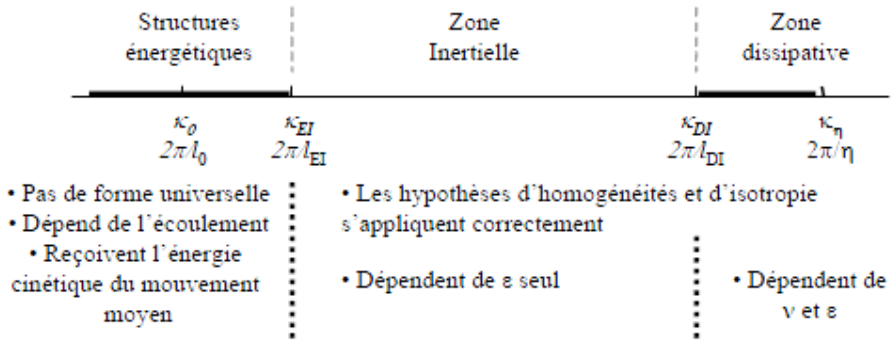


Figure 4.5 - Délimitation de la zone inertielle du spectre d'énergie d'après Pope [Pop00]

	l_0	l_{EI}	l_{DI}	η
dimensions en mm	262	43	0,96	$1,6.10^{-3}$
adimensionnement par H	1,3	$2,2.10^{-1}$	$4,7.10^{-3}$	$7,9.10^{-5}$

Tableau 4.2 - Echelles caractéristiques dans le sillage du corps pour Re = 412 000

Le maillage non structuré a permis de forts raffinements à la paroi permettant de bien calculer l'écoulement en proche paroi. Le Tableau 4.3 répertorie les valeurs de distance à la paroi y+ sur les différentes parties du corps. Les valeurs les plus élevées sont observées sur la calandre et les pieds du corps, il s'agit des parties responsables de la séparation du fluide, et donc le siège d'une accélération par rapport à la vitesse de référence. La valeur maximale sur la calandre est de y^+=102, localisée au niveau du rayon de courbure, ce qui reste raisonnable et permet de décrire correctement le comportement du fluide à cet endroit où se forme la couche limite autour du corps. Par contre, sur les pieds, la valeur maximale est de y^+=293, elle est située sur la zone de formation de la couche limite locale des deux pieds avant. A cet endroit, l'écoulement n'est pas saisi correctement; heureusement cette erreur reste très localisée, on peut estimer que le sillage des pieds sera résolu correctement, cela aura ainsi très peu d'influence sur l'écoulement global. Sur les autres parties du corps, les valeurs de y+ sont conformes à celles attendues. La Figure 4.6 représente la distribution instantanée des valeurs de y+ sur le corps au temps t= 1.5s et permet de visualiser les zones critiques pour ces valeurs.

	n^+	max(n^+)
Culot	11	26
Calandre	69	102
Pieds	61	293
Soubassement	38	86
Pavillon	35	62
Latéral	36	75

Tableau 4.3 - Valeurs moyennes de distance de la première maille normale à la paroi n^+ pour chaque partie du corps de Ahmed et maximum spatial et temporel relevé, d'après la fonction de distance à la paroi y^+.

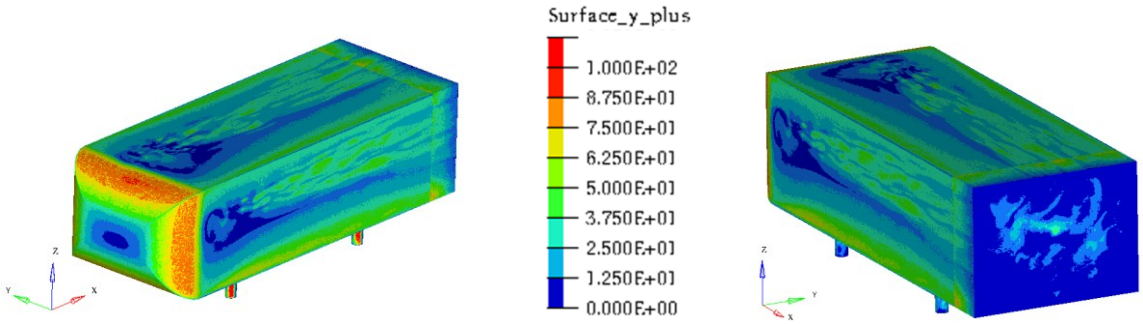


Figure 4.6 - Visualisation des valeurs de la fonction de distance à la paroi Y+ sur le corps au temps final (t=T).

4.2 Étude du cas de référence

Dans un premier temps, le cas de référence, c'est-à-dire sans aucune forme de contrôle, est décrit. Afin de s'assurer de la validité des calculs, le cas de référence est comparé aux valeurs mesurées en essais.

4.2.1 Description de l'écoulement moyen

4.2.1.1 Torseur aérodynamique

Les résultats des grandeurs globales sont décrits dans la Figure 4.7. La vitesse moyenne de référence, relevée à l'emplacement réel du tube de Pitot est de V_{REF}=30.29m/s, c'est cette valeur qui sera utilisée pour adimensionner les grandeurs, la pression statique moyenne de référence relevée au même endroit est de P_{REF}=-4Pa. Le coefficient de la traînée est de Cx=0.361. Le coefficient de la dérive est de Cy=0.003, cette valeur légèrement positive est le témoin que l'écoulement n'a pas un comportement symétrique. Le coefficient de portance est négatif, Cz = -0.216. Enfin, le coefficient de pression au culot, moyenné en temps et en espace est de Cp = - 0.208, ce qui représente une contribution de 57,6% des efforts de la traînée. Les efforts correspondants relatifs à la vitesse de référence sont Fx=11.13N, Fy=0.098N et Fz=-6.52N.

Cx [-]	0,361
Cy [-]	0,003
Cz [-]	-0,212
Cp culot [-]	-0,208
Part du culot [%]	57,6

Figure 4.7 - Résultante aérodynamique du cas de référence et coefficient de pression au culot

Le corps de Ahmed numérique a été découpé en six parties distinctes, ce qui permet d'obtenir la décomposition des efforts sur chacune d'entre elles. Le Tableau 4.4 détaille la décomposition de la résultante de traînée sur ces parties. L'effort prépondérant est celui du culot, qui représente 59.6% du total, cet effort est uniquement résultant de la pression puisque la section du culot est transversale à l'écoulement, ainsi le sillage qui pilote la pression du culot concentre à lui seul une grande majorité de la source de la traînée. La deuxième plus forte contribution provient des pieds du corps, ils sont responsables de 25.1% de la traînée. Cet effort élevé est principalement dû à la forme parfaitement cylindrique des cinq pieds qui ont été modélisé, il pourrait être diminué en optant pour des formes plus profilées de type NACA. Mais dans le but de pouvoir corréler au plus proche calcul et essais, il est préférable de constituer ce modèle commun, très commode pour les essais. La section 4.7 traitera exclusivement de l'influence de ce soubassement. La troisième contribution provient de la calandre avec 7.4% de la traînée. Il s'agit là d'un résultat très proche des 8% de contribution identifié par Ahmed et al [Ahm84] sur la calandre du corps également. Notons que Ahmed et al. [Ahm84] avaient également mesuré une contribution du culot de 71% [Ahm84], qui est supérieure au 59.6% de contribution du culot pour ce calcul, les pieds sont sans nul doute la variable d'ajustement qui peut expliquer cet écart. Enfin, les parties restantes : le soubassement, le pavillon et les parties latérales représentent respectivement 2.6%, 1.9% et 3.3% de la traînée, soit environ 8% de traînée imputé à ces trois efforts uniquement constitué de frottement.

	Effort [N]	Part [%]
Culot	6,64	59,7
Calandre	0,82	7,4
Pieds	2,80	25,1
Soubassement	0,27	2,6
Pavillon	0,21	1,9
Latéral	0,37	3,3
Total	11,13	100

Tableau 4.4 - Répartition des efforts aérodynamiques de la traînée sur le corps

4.2.1.2 Description de l'écoulement

Champs de pression sur la calandre

La pression d'arrêt relevée au centre de la calandre est complètement stable après 2300 pas de temps, soit $t_c = 0.287s$ (t_c*=43). La distribution de pression n'évolue plus après ce temps de convergence. La Figure 4.8 illustre le champ de pression après stabilisation sur la calandre. Dans ce cas, la moyenne ou un champ instantané sont identiques. Cette stabilité du champ de pression sur la calandre permet de déterminer cette valeur initiale de convergence du calcul de 2300 pas de temps, à partir de laquelle les champs seront post-traités

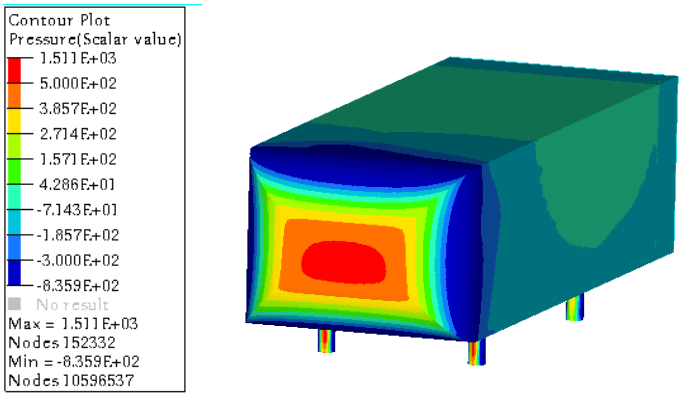


Figure 4.8 - Répartition de pression sur la calandre du corps de Ahmed

Description de la couche limite

La couche limite se définie à 99% de la valeur de référence de vitesse prise à l'emplacement du tube de Pitot numérique. Le contour de la couche limite du champ moyen autour du corps est illustré sur la Figure 4.9. Il s'agit d'un plan de coupe transversal situé en X=H/10 avant le point de décrochement du culot. Concernant la partie latérale, le comportement gauche-droite est identique : le profil de la couche limite est non constant, il présente un minimum en Z=0, augmente graduellement jusqu'à un maximum en Z=3H/4, et diminue à nouveau jusqu'au haut du pavillon en Z=H. Aux quatre coins du plan de coupe, soit au niveau des arêtes du corps, la couche limite présente une structure circulaire qui correspond à la section de structures longitudinales qui se développent tout le long des arêtes. Enfin, la couche limite du pavillon présente elle aussi une inhomogénéité, de surcroit non centrée en Y0, le maximum se situant aux alentours de Y=-H/8 par rapport au plan longitudinal. Les relevés de vitesses en Y=0 et Z=H/2 montrent respectivement des épaisseurs de couche limite de δ=36mm et δ=16mm (Figure 4.9). Le profil non

constant ne permet pas d'identifier une taille caractéristique unique de la couche limite le long du profil du corps. La Figure 4.10 représente le taux d'énergie cinétique turbulente le long des profils de la couche limite. Les maximums d'énergie turbulente sont situés à mi-hauteur de la couche limite pour des valeurs d'intensité turbulente à ce point d'environ 35%.

Concernant la dissymétrie de la couche limite moyennée sur la partie supérieure du corps, une animation des champs instantanés montre qu'au point du recollement issu de la calandre, des structures sont émises vers l'aval selon une oscillation gauche-droite autour de cette position moyenne en Y=-H/8 d'amplitude à peu près égale à ±H/6. Parmi les autres calculs effectués, tous ont montré ce comportement, mais pour certains la position moyenne se situe en Y=+H/8 (Figure 4.11). Il semblerait que ce battement latéral issu du pavillon corresponde, soit à une oscillation de basse fréquence qui n'a pas pu être saisie au cours de cette étude, soit à un phénomène de bi-stabilité. Cela peut être vérifié par la réalisation de calculs sur des temps très longs.

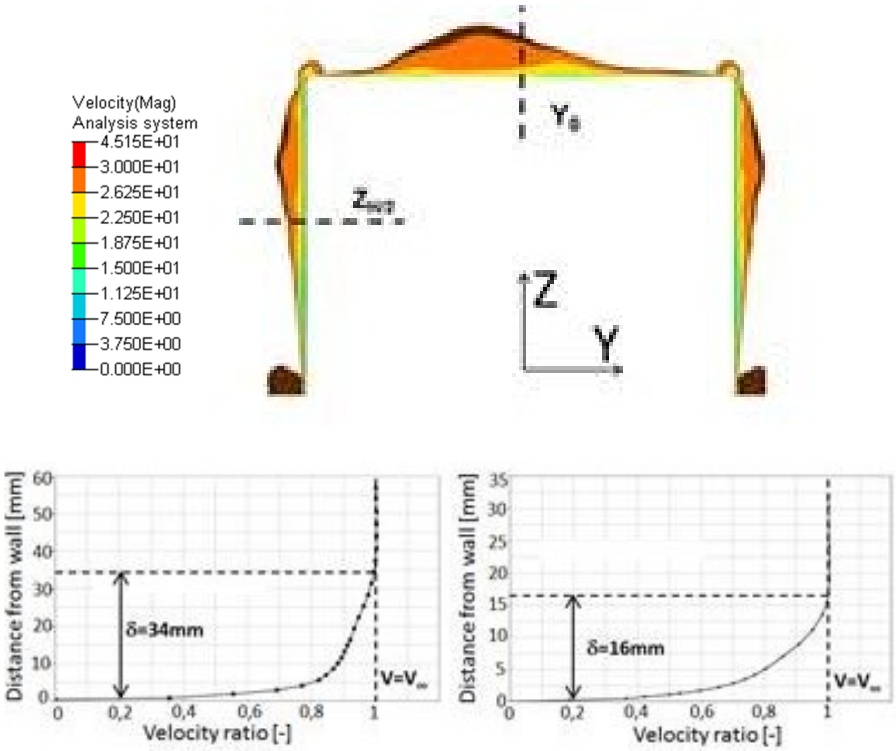


Figure 4.9 - Profils de vitesse dans la couche limite relevés en Y=0 (à gauche) et Z=H/2 (à droite)

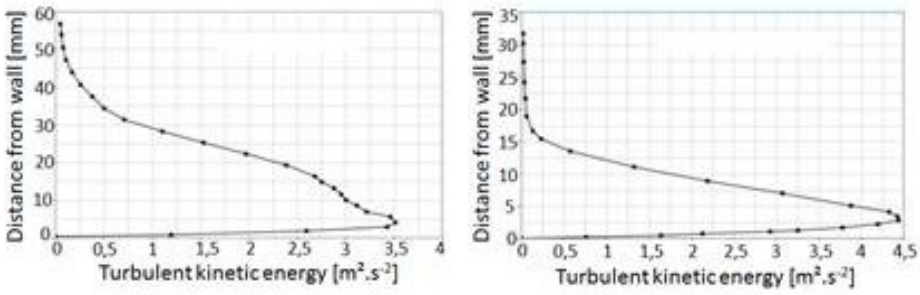


Figure 4.10 – Relevés d'énergie cinétique turbulente dans la couche limite en Y=0 (à gauche) et Z=H/2 (à droite)

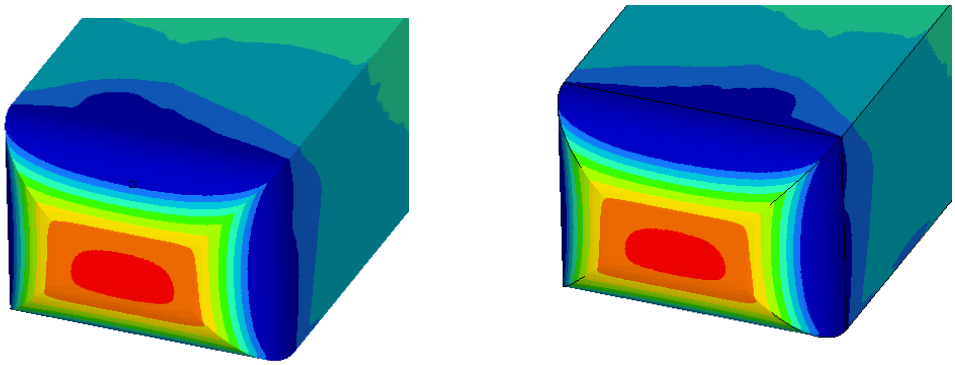


Figure 4.11 - Pression moyenne sur la calandre et le pavillon pour deux calculs différents présentant une dissymétrie à gauche et à droite du décollement.

Description du sillage

La topologie de l'écoulement moyenné est caractérisée par une zone de pression statique basse dans le sillage en forme de tore. Comme le montre la Figure 4.12 la partie basse du tore est située à 0,7H en aval et 0,78H pour sa partie haute, la structure n'est donc pas symétrique dans le plan vertical. En revanche, une représentation dans le plan de coupe horizontal à mi-hauteur du culot montre une quasi symétrie des deux centres de tourbillons par rapport au plan médian. La Figure 4.13 montre un iso contour de coefficient de pression de Cp=-0,29. Ce type de résultats est similaire à ceux décrits expérimentalement par Ahmed et al. [Ahm84] et numériquement par Krajnovic et al. [Kra03] et Roumeas et al [Rou09]. En aval de cette formation torique, deux tourbillons contrarotatifs longitudinaux sont présents jusque loin en aval, comme l'illustre la Figure 4.14 sur laquelle le champ des vecteurs vitesses est représenté dans le plan X=5H. Ces structures longitudinales sont également identifiées par les sources citées précédemment.

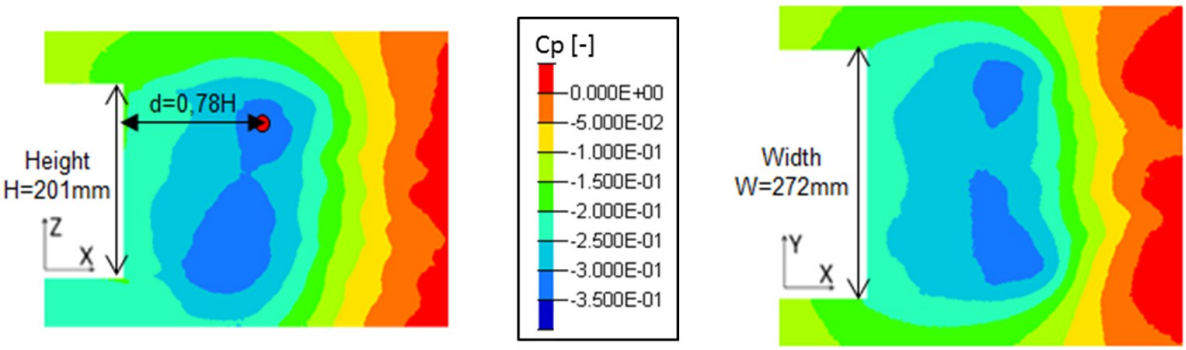


Figure 4.12 - Distribution de coefficient de pression dans le plan Y=0 (à gauche) et Z=H/2 (à droite)

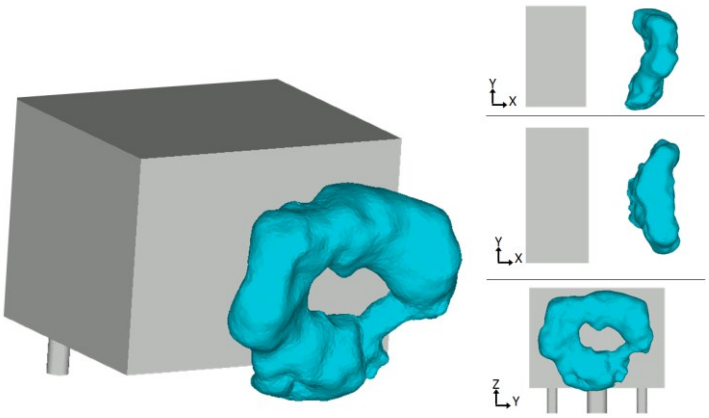


Figure 4.13 - Structure torique de pression moyenne à l'arrière du culot droit par un iso contour de Cp=-0,29

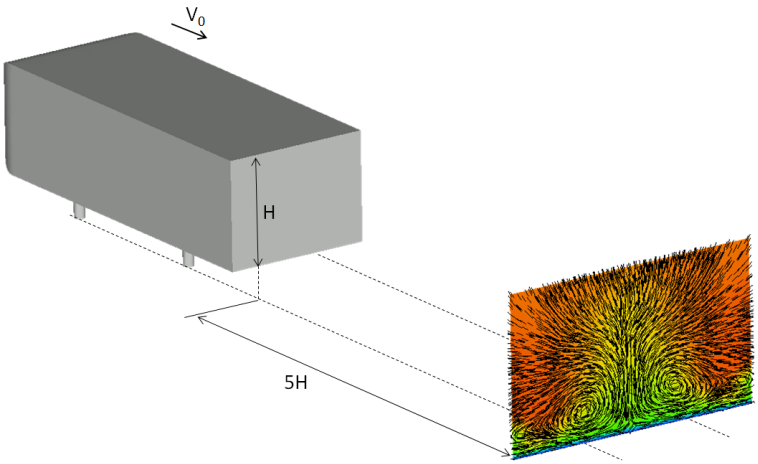


Figure 4.14 - Vecteurs vitesses moyennés projetés dans le plan X=5H montrant les deux structures moyennes contra rotatives longitudinales se développant en aval de la bulle de recirculation

La distribution de pression induite au culot est représentée sur la Figure 4.15, elle se caractérise par deux lobes de pressions faibles situés de part et d'autres de la partie basse du culot. Les valeurs minimales des coefficients de pression y sont de Cp=-0,24 et remontent jusqu'à un maximum de Cp=-0,19 sur la partie haute du culot. L'intégrale sur la surface de la distribution de pression permet d'évaluer le Cp moyen au culot à Cp=-0,208, soit une contribution de 60% du culot dans la répartition des efforts de traînée. On peut également constater que la distribution est légèrement dissymétrique. Des résultats équivalents sont décrits dans les travaux de Wassen et al. [Was10]. Cela peut s'expliquer par des temps de simulation insuffisants ne permettant pas de saisir les phénomènes de battement de sillage à basse fréquence, ou encore par des phénomènes de bi stabilité du sillage.

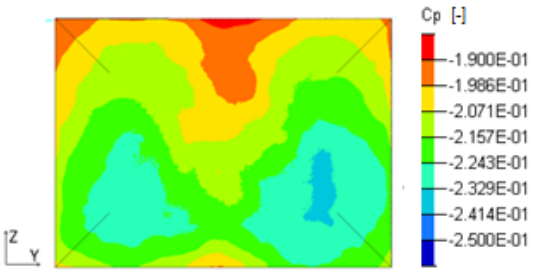


Figure 4.15 - Distribution de coefficient de pression moyenné au culot

L'énergie cinétique turbulente moyennée est représentée sur la Figure 4.16, les valeurs maximales relevées sont aux alentours de 60m²/s², soit un taux de turbulence de près de I = 26%. Les valeurs maximales dans le sillage sont situées dans les couches de cisaillement issues du décollement des parties supérieures et latérales du corps de Ahmed, légèrement en aval de la structure torique moyenne. Les cinq pieds du corps de Ahmed sont également le siège de fortes valeurs d'énergie cinétique turbulente. L'influence de ces pieds sera développée dans la section 4.7. La Figure 4.17 montre la superposition des iso contours de pression minimum et des iso contours d'énergie cinétique turbulente maximums, on peut ainsi observer que ces deux grandeurs sont liées puisque les taux de fluctuations les plus élevés se développent juste en aval des zones de pression minimales, en présentant la même topologie.

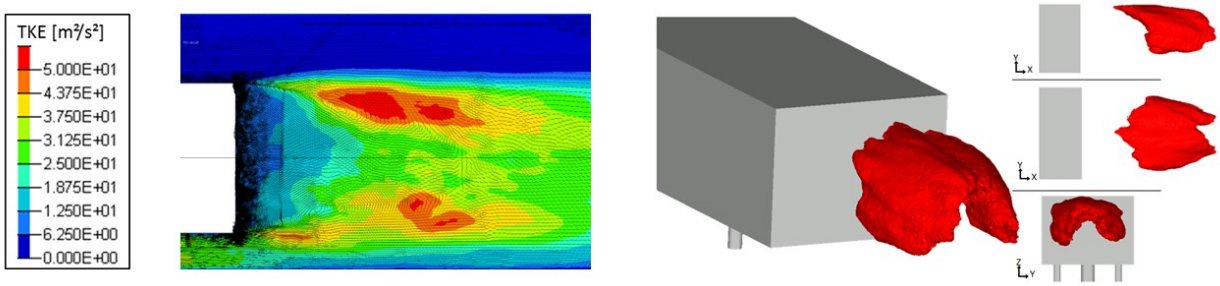


Figure 4.16 - Distribution d'énergie cinétique turbulente. À gauche: Distribution dans le plan Y0. À droite: Iso contour de valeur TKE=50m²/s²

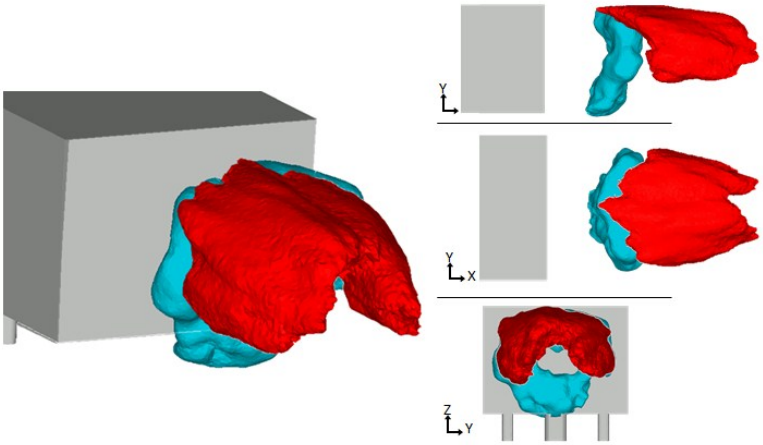


Figure 4.17 - Superposition des iso contours de minimums de pression et des iso contours de maximum d'énergie cinétique turbulente dans le sillage.

Le critère Q est une grandeur de post traitement qui permet d'identifier des structures tourbillonnaires, il est équivalent à la différence du carré des normes de la vorticité et de tenseur des contraintes S : $Q = 0{,}5(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2)$. Les champs de critère Q moyen permettent d'identifier les zones de fort passage tourbillonnaire. La Figure 4.18 représente l'iso-contour de critère Q=300000 colorié par la vitesse longitudinale. Cette valeur correspond à une fourchette haute des valeurs du champ, on constate ainsi que les valeurs maximales sont concentrées dans la couche limite. La Figure 4.19 représente l'iso contour de critère Q au temps t=0.817s colorié par la vitesse longitudinale, on constate que de nombreuses structures sont entrelacées, et notamment en formes de fer à cheval qui sont classiques dans les écoulements de sillage.

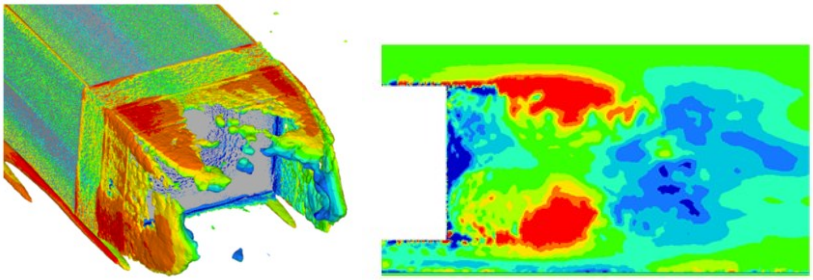


Figure 4.18 - Visualisation du critère Q moyen

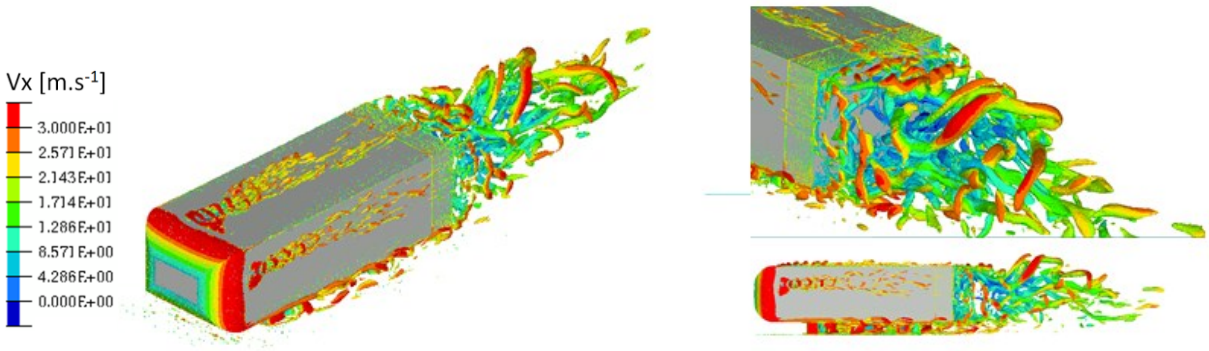


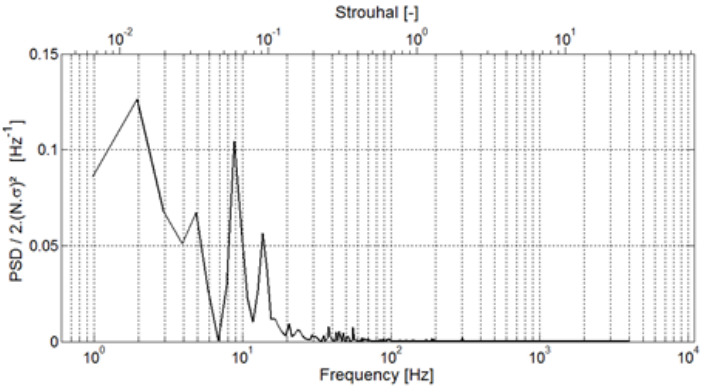
Figure 4.19 - Iso contour de critère Q au temps t=0.817s colorié par la vitesse longitudinale

4.2.2 Analyse spectrale

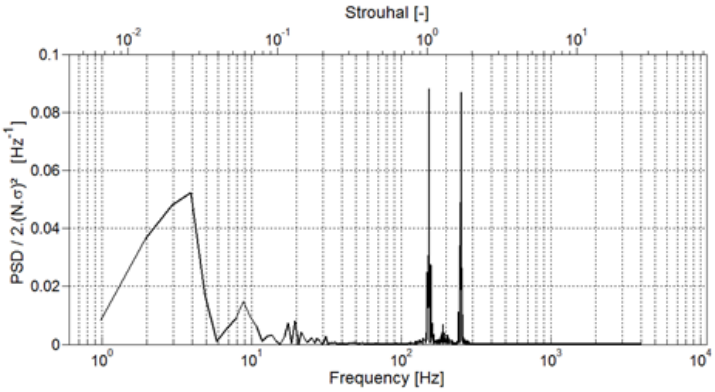
L'analyse spectrale permet d'identifier et décrire les fréquences qui régissent l'écoulement. Cependant, il faut tenir compte du fait que, contrairement aux mesures expérimentales, le nombre de points de mesures temporelles est faible, et compte tenu du temps d'échantillonnage et du temps total physique de simulation, les basses fréquences ne peuvent être identifiées. Dans cette section, les spectres présentés sont effectués sur les N_t=8192 derniers points de la simulation à la fréquence d'échantillonnage de f_e= 8kHz. Le signal est adimensionné par $\alpha=(2(N_t\sigma)^2)^{-1}$,avec N_t le nombre de points du signal et σ sa valeurs RMS. La précision fréquentielle associée (soit la plus petite fréquence calculée) est de Δf=0.98Hz, et la fréquence maximale est de f_M=4000Hz.

La Figure 4.20 présente les spectres de traînée, dérive et portance. Le signal de la traînée montre de fortes valeurs associées aux fréquences de 2Hz, 5Hz, 8Hz, et 14Hz, ce qui dénote un comportement à basse fréquence agissant sur la traînée. Notons que la valeur de 2Hz est à prendre avec précaution puisque la précision fréquentielle de ces spectres est de Δf=0.98Hz, cela permet seulement d'affirmer qu'un phénomène très basse fréquence est présent, mais doit être confirmé par des simulations plus longues qui permettraient d'étendre les domaines spectraux. Le signal de portance comporte quant à lui les maximums de densité spectrale pour les fréquences de 5Hz, 10Hz, 24Hz, 30Hz, et 250Hz. La fréquence de 5Hz est sûrement liée à celle identifiée dans le signal de traînée, celle de 10Hz devant être son harmonique. Les fréquences de 24Hz et 30Hz correspondent respectivement à des nombres de Strouhal de St_1=0.17 et St_2=0.2 qui sont des valeurs classiques et dominantes pour des géométries de type D-shape [Pas07] [Kra10]. Ces nombres de Strouhal correspondent en général à des oscillations du sillage. La fréquence de 20Hz est à lier avec celles identifiées dans le spectre du signal de dérive, en effet, cette dernière comporte deux fréquences principales de 150Hz et 250Hz. La décomposition des signaux en fonction des parties du corps (voir section 4.7) montre que ce sont les pieds du corps qui génèrent ces deux fréquences. Si l'on considère les nombres de Strouhal liés aux diamètres d_1 et d_2 des pieds, la fréquence de 150Hz correspond à un nombre de Strouhal lié au diamètre du mât central de St_{d2}=0.2 et celle de 250Hz correspond à un nombre de Strouhal lié aux diamètres des quatre autres pieds de St_{d1}=0,17. Si l'on considère l'écoulement de soubassement comme un écoulement à 30m/s entre deux plans dans lequel se situent un réseau de cinq cylindres, alors cet écoulement est caractérisé par les sillages des cylindres, dont on peut observer la signature avec des spectres montrant des nombres de Strouhal dominants liés aux pieds de $St_{d1=}$0,17 et $St_{d2=}$0,2.

(a) trainée



(b) dérive



(c) portance

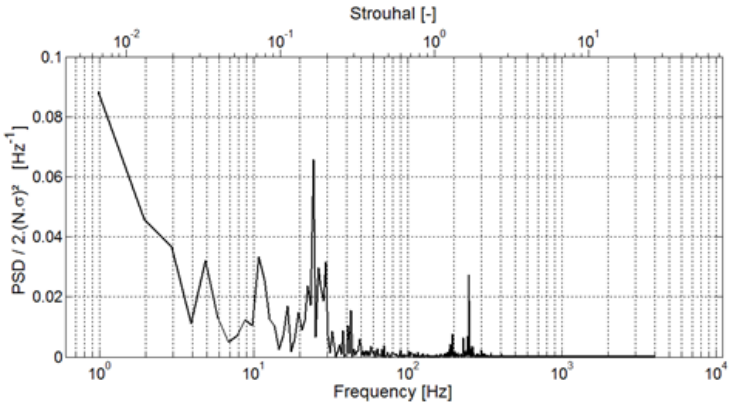


Figure 4.20 - Densité spectrale de puissance des signaux de (a) traînée, (b) dérive et (c) portance

Dans la décomposition des efforts de traînée, le culot contribue pour 61%, il est donc intéressant d'étudier les fréquences liées à cette partie. La Figure 4.21 présente la densité spectrale de puissance du signal de pression du culot. Du fait de sa forte contribution, les principales fréquences de 8Hz et 14Hz identifiées dans le signal de traînée sont également présente au culot. Une trace fréquentielle est constatée autour de 50Hz, qui semble amplifiée par rapport à la traînée. Enfin, plusieurs fréquences apparaissent autour de 250Hz, de la même manière que pour le signal de dérive et portance. Nous verrons dans la section 4.7 que ces hautes fréquences proviennent directement des pieds.

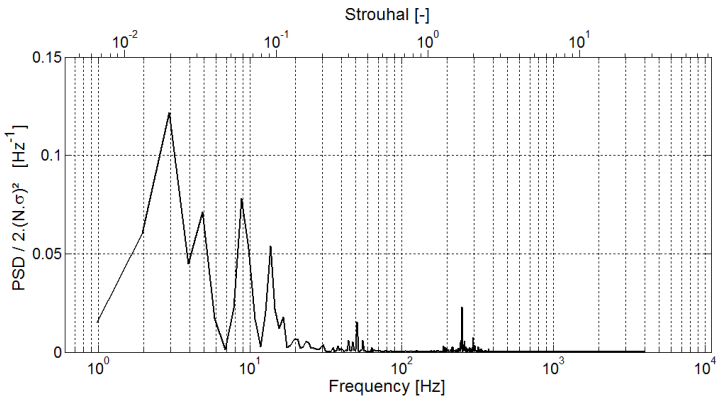


Figure 4.21 - Spectre du signal de pression au culot

La Figure 4.22 représente le signal instantané de pression au culot superposé avec une reconstruction par transformée de Fourier inverse avec les 10 fréquences dominantes : 3Hz, 5Hz, 9Hz, 14HZ, 16Hz, 20HZ, 24Hz, 50Hz,… on constate que ces seules fréquences suffisent à reproduire l'allure de la courbe du signal de pression avec un écart limité.

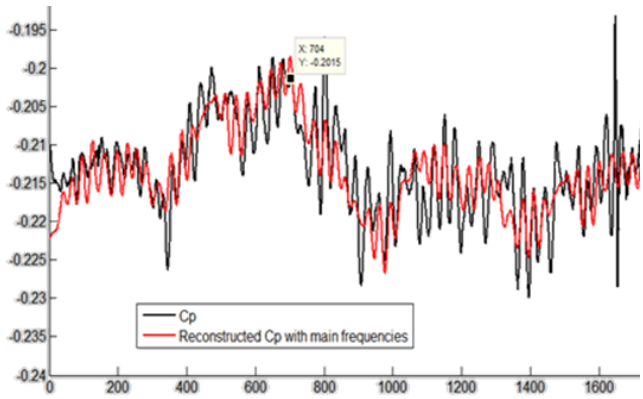


Figure 4.22 - Signal de pression (en noir) et signal reconstruit par transformée de Fourier inverse à partir des seules fréquences identifiées dans la figure 4.18 (en rouge)

Différents capteurs numériques ont été disposés dans l'écoulement et sur le culot du corps de Ahmed, comme l'illustrent les Figure 4.23 et Figure 4.26. En chaque point, les signaux de vitesse décomposés sur chaque axe et de pression sont disponibles pour chaque pas de temps. Les spectres des signaux sont évalués pour les N=8192 derniers pas de temps. La précision fréquentielle est de $\Delta f=1/(N.dt)=0.98$Hz et la fréquence maximale est de $f_M=4$kHz.

Les signaux de pression au culot sont représentés en superposition sur la Figure 4.24. On y constate une forte activité basse fréquence entre 2Hz et 5Hz. Nombre de fréquences dominantes sont également présentes sur la plage entre 8Hz et 30Hz, enfin, plusieurs points relèvent une fréquence de 150Hz, nous verrons dans section 4.7 qu'il s'agit de la trace des pieds. La Figure 4.24 illustre également la distribution de pression RMS sur le culot, on constate que les valeurs les plus fortes de fluctuations sont situées sur toute la verticale du culot en partie centrale d'une taille de la moitié de la largeur du corps, et plus particulièrement au centre et aux extrémités de cette zone. Afin de situer sur le culot les zones d'apparition de ces fréquences, des spectrogrammes du signal de pression au culot sur la ligne Y=0 et Z=H/2 sont représentés sur la Figure 4.25. Les très basses fréquences à 3Hz sont situées dans la partie supérieure du culot, la fréquence de 5Hz est relevée dans la partie inférieure du culot, ainsi que de part et d'autre du culot en Z=H/2 de manière quasi symétrique. Les fréquences entre 10Hz et 30Hz sont situées sur toute la partie verticale du culot, en son centre.

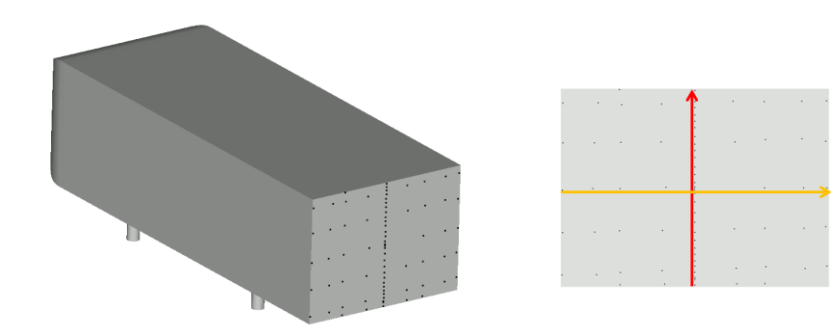


Figure 4.23 - Capteurs numériques (points noirs) disposés sur le culot

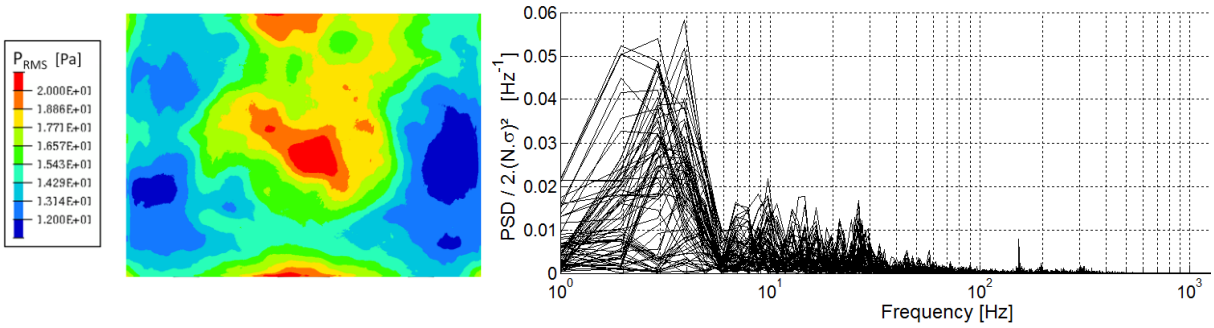


Figure 4.24 – A gauche : Distribution de la pression RMS sur le culot. A droite : Ensemble des spectres du culot

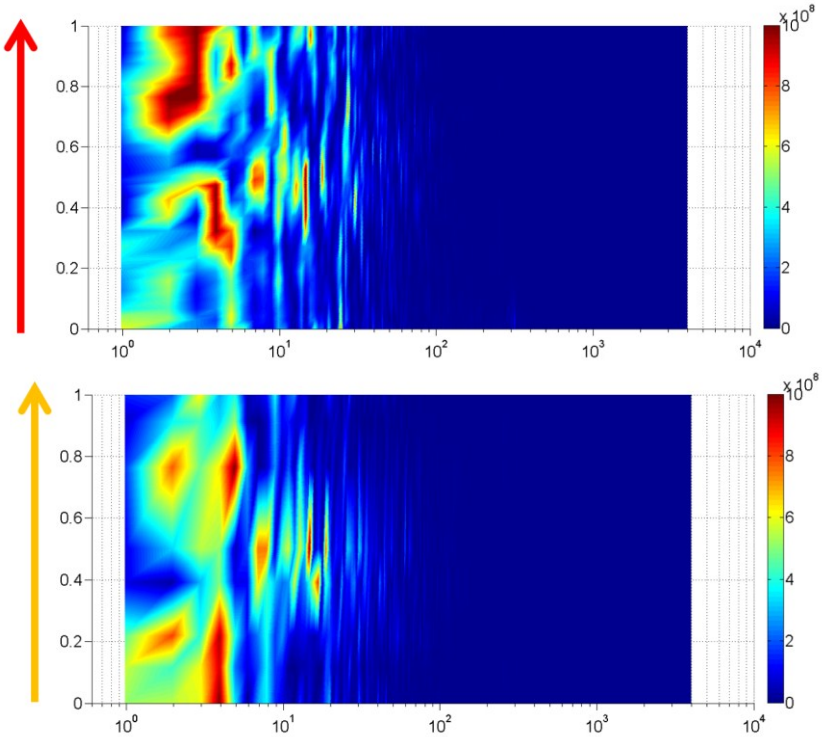


Figure 4.25 - Spectrogramme de la pression au culot sur la ligne Y=0 (en haut) et Z=H/2 (en bas)

Concernant les capteurs numériques situés dans le sillage, la superposition des signaux de densité spectrale de puissance de la vitesse des points du sillage (Figure 4.27) montrent que les fréquences les plus dominantes sont situées autour de 30Hz. Des activités autour de 10Hz et en très basse fréquence à 3Hz et 5Hz sont également présentes. La représentation en échelle loglog permet de mettre en évidence un comportement de type décroissance isotrope au-delà des fréquences comprises entre 100Hz et 400Hz.

Notons que la pente relevée n'est pas en -5/3 (pente de Kolmogorov), ce qui est lié à l'amortissement du modèle LES sur les échelles de la turbulence. Ce comportement est bien décrit dans l'ouvrage de Lesieur [Les08].

Les spectrogrammes dans le sillage dans le plan longitudinal sur les lignes X=H/2, X=H et Z=H/2 sont représentés sur la Figure 4.28. Les fréquences dominantes entre 20Hz et 30Hz, notamment 24Hz sont relevées en partie inférieure du culot en X=H/2 et X=H. Les activités très basses fréquences autour de 4Hz sont relevées sur les extrémités des spectrogrammes verticaux ainsi qu'en X=1,5H du spectrogramme horizontal, ces zones correspondent à la bulle de recirculation dans sa partie intérieure près des zones de gradients maximaux. Des fréquences plus hautes entre 80Hz et 150Hz sont également relevées sur les spectrogrammes verticaux correspondant aux fréquences typiques de la couche de cisaillement.

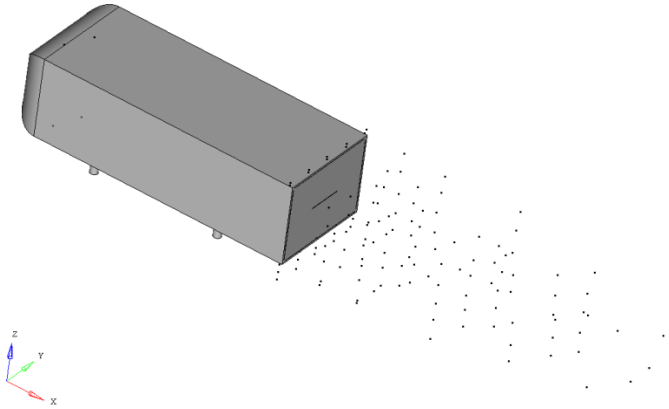


Figure 4.26 – Capteurs numériques (points noirs) disposés dans l'écoulement

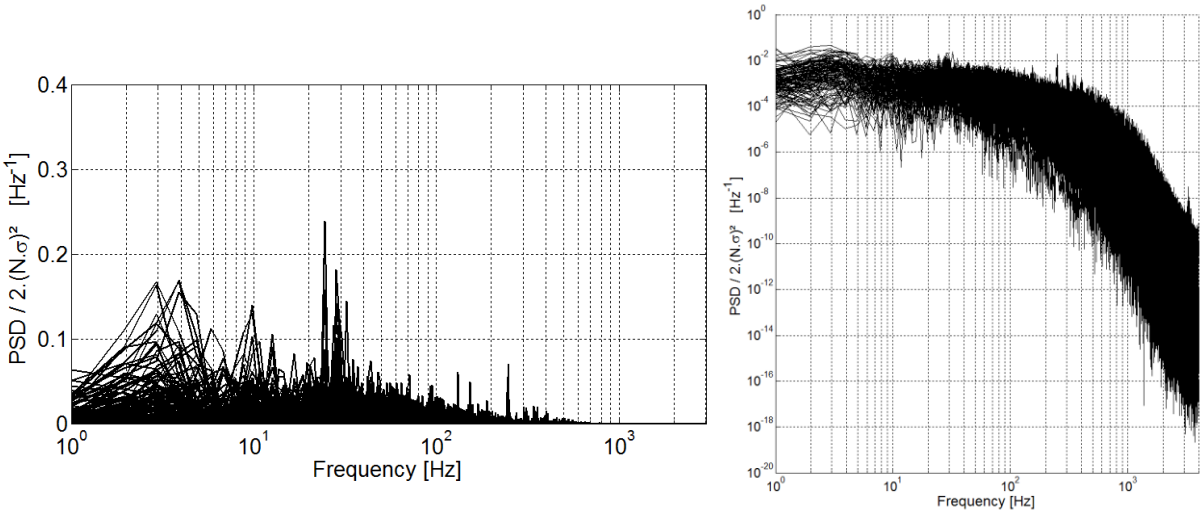


Figure 4.27 - Superposition de tous les spectres de vitesse du sillage en échelle semilog (à gauche) et loglog (à droite)

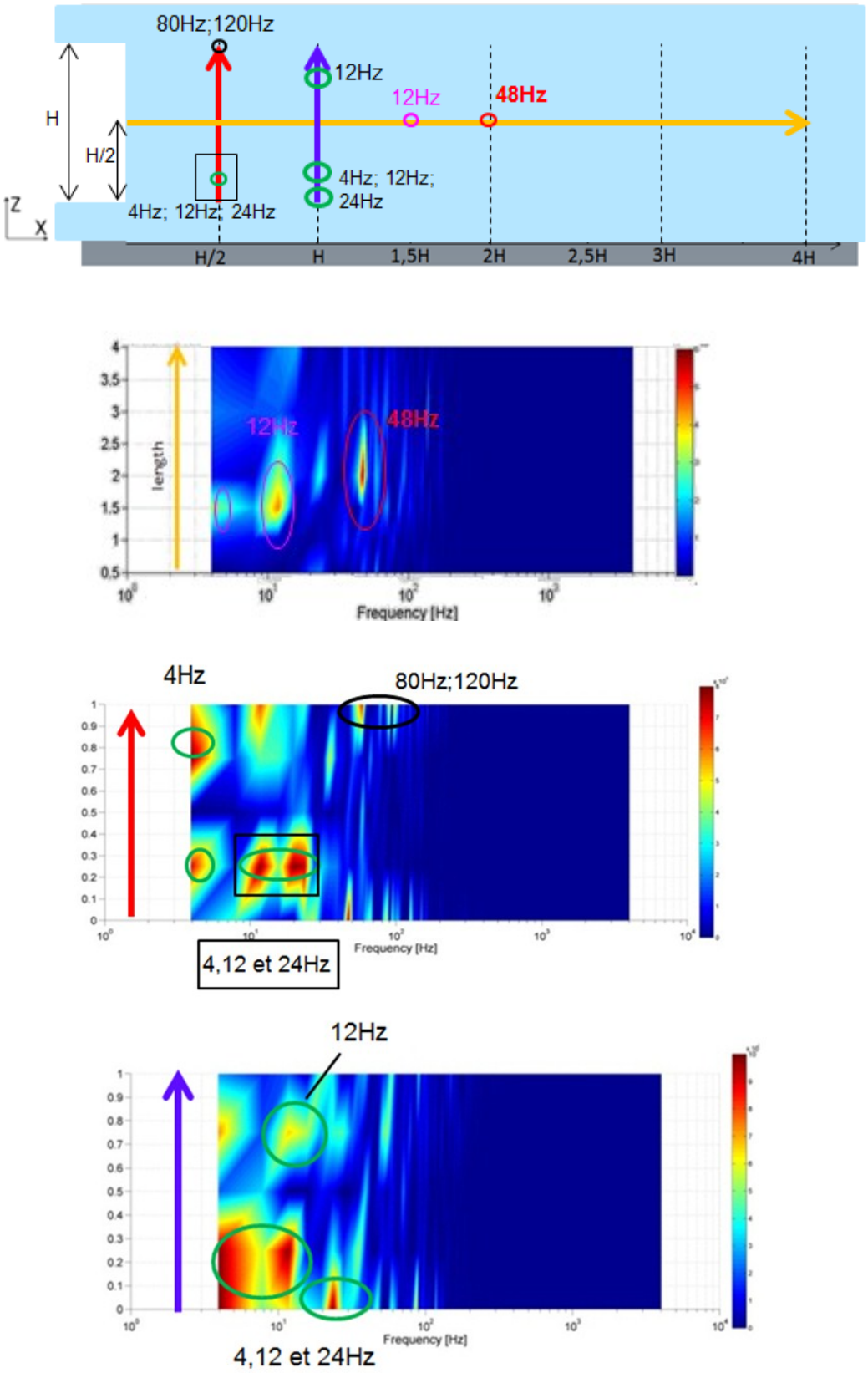


Figure 4.28 – Description spectrale du sillage dans le plan Y0 : spectrogramme sur la ligne Z=H/2 (orange), sur la ligne X=H/2 (rouge) et sur la ligne X=H (bleue)

Afin de comprendre le comportement spectral lié à la dynamique tourbillonnaire à l'intérieur de la bulle de recirculation, sept points dans le sillage proche et le culot ont été utilisés pour pratiquer des inter-corrélations vitesse-vitesse et pression-vitesse autour du point de pression minimum (en noir, Figure 4.29). Cette étude de corrélation montre que plusieurs fréquences en relation avec le point de pression minimum sont relevées à 20Hz et 26Hz. Si l'on observe le point noté data2 sur la Figure 4.29, situé dans la couche de cisaillement, la cohérence spectrale montre également de nombreuses fréquences autour de 80Hz et l'interaction qui existe entre la couche de cisaillement et le minimum de pression.

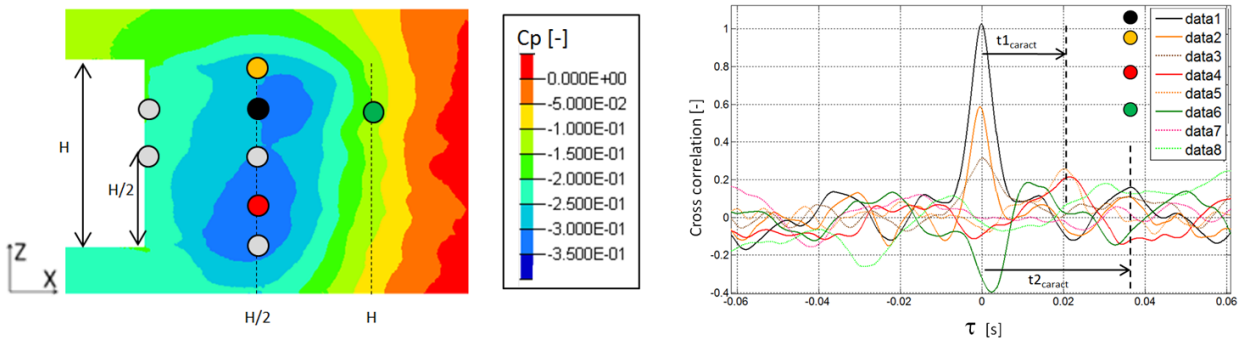


Figure 4.29 – A gauche: Position des points utilisés pour l'inter corrélation superposée au champ de coefficient de pression dans le plan longitudinal. A droite : Corrélations croisées des points sélectionnés dans le sillage (la référence est data1).

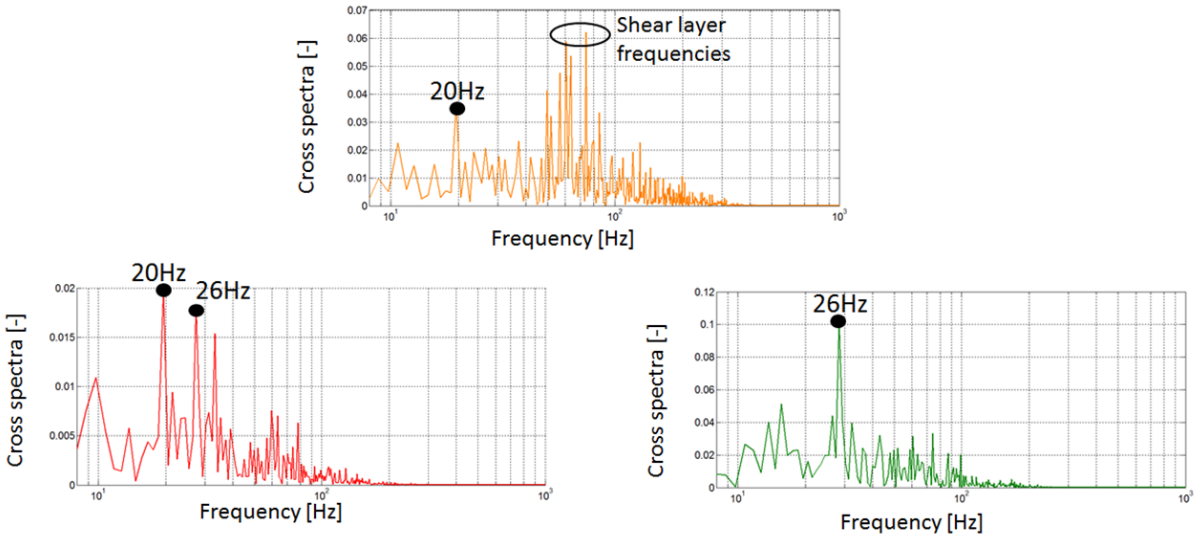


Figure 4.30 – Cohérences spectrales des points du sillage data2 (en orange), data4 (en rouge) et data6(en vert)

Concernant la fréquence de 20Hz, relevée à la verticale, de part et d'autre du point de référence, mais pas en aval du culot, cela traduit une activité interne de la zone de recirculation. Des moyennes de phase sur les champs de pression à 20Hz ont permis de confirmer ce comportement. La Figure 4.31 illustre deux champs de pression en moyenne de phase à 20Hz dans le plan longitudinal en opposition de phase. On y constate, à cette fréquence, l'alternance des minimums de pression supérieurs et inférieurs. Les structures créées dans le proche sillage après la zone de décollement suivent ainsi cette dynamique de brassage à l'intérieur de la zone de recirculation.

La fréquence de 26Hz est identifiée aux points notés data4 et data6 sur la Figure 4.29. Ce dernier point étant situé proche de la fin de la zone de recirculation, la fréquence identifiée semble être liée à une activité externe de la bulle. Le point situé en (X,Y,Z) =(3.5H,0,H/2) en aval de la bulle de recirculation à l'aplomb de la mi-hauteur du culot a été utilisé pour vérifier cette hypothèse : la Figure 4.32 montre la densité spectrale de puissance du signal de vitesse à ce point ainsi que les cohérences spectrales avec l'ensemble des capteurs numériques du sillage. Sur le signal de PSD, la fréquence de 26Hz est clairement

la plus dominante et les cohérences de spectres sont également très fortes à cette fréquence pour la plupart des points du sillage. Cette fréquence de 26Hz correspond à un nombre de Strouhal de St=0,17. Elle est donc la fréquence caractéristique d'émission tourbillonnaire hors de la bulle de recirculation de notre écoulement. Ce comportement a été décrit dans les travaux de Krajnovic et al. [Kra03] à travers les ''shed vortices'' émises en aval du sillage

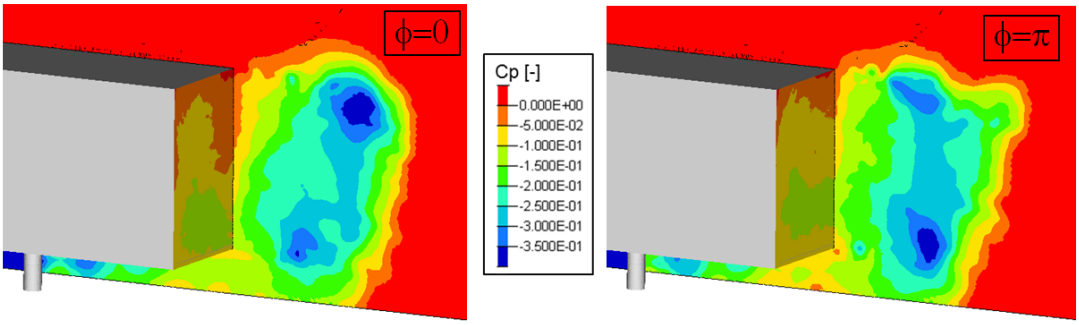


Figure 4.31 - Moyenne de phase à 20Hz du champ de pression dans le plan longitudinal et au culot. Les deux images sont en opposition de phase.

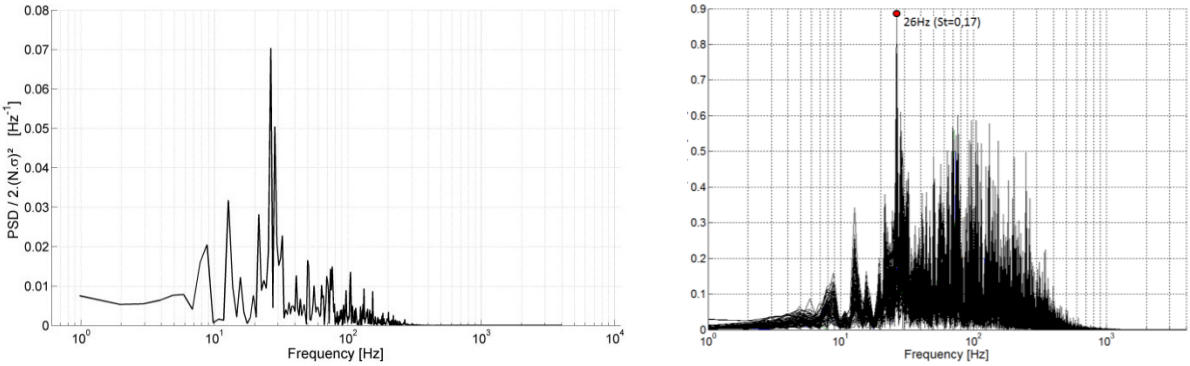


Figure 4.32 – A gauche : Courbe de densité spectrale de puissance du capteur numérique situé en (X , Z) = (3,5H , 0,5H). A droite : Superposition des cohérences spectrales de tous les capteurs numériques avec le capteur situé en (X , Z) = (3,5H , 0,5H).

4.3 Comparaisons avec les essais

Il est intéressant de vérifier la pertinence du modèle en le comparant aux mesures effectuées en soufflerie. Le Cx mesuré en essais était de Cx_{essais}= 0,364, et le Cx calculé est de Cx_{LES} = 0,361. En prenant les essais comme référence, l'écart est inférieur à 1%. Il s'agit d'une valeur très satisfaisante qui montre que le modèle LES est capable de reproduire les principaux phénomènes de l'écoulement (Tableau 4.5). Si l'on rentre dans le détail, grâce aux mesures de pressions effectuées en soufflerie, le Cp moyen au culot était de Cp=-0,222 en essais contre Cp = -0,208 en calcul, soit un écart de 6,1%. Nous pouvons constater sur la Figure 4.33 comparant les distributions de pression entre calcul et essais que les allures et les valeurs sont semblables, le maximum de pression se situant sur la partie haute du culot et le minimum en partie basse. Des formes de lobes basse pression entre partie gauche et droite apparaissent également dans les deux cas. Rappelons que les prises de pression d'essais ne couvrent pas toute la surface du culot, et que la représentation de la Figure 4.33 est une interpolation linéaire du maillage des prises de pression qui est plus grossier que le maillage utilisé lors du calcul. Ainsi la distribution de pression obtenue par calcul est satisfaisante et permet de valider ce calcul de référence.

	CALCUL	ESSAIS
Cx [-]	0,361	0,364
Cp culot [-]	-0,208	-0,222
Part du culot [%]	57,6	61,0

Tableau 4.5 - Comparaisons des grandeurs globales entre essais et calcul

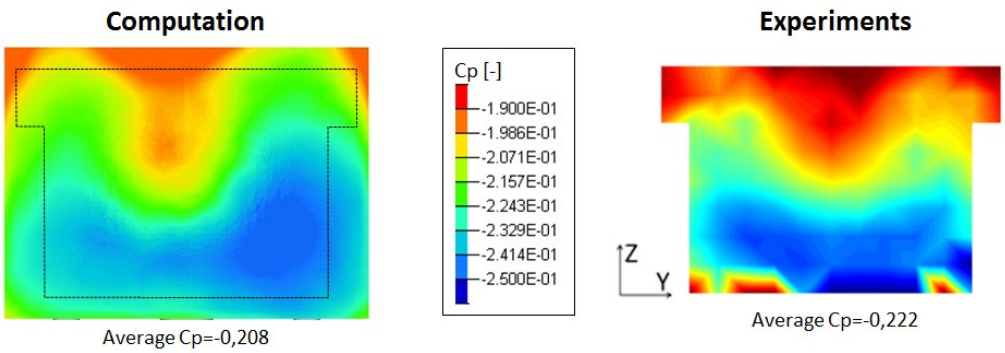


Figure 4.33 - Comparaison des distributions de coefficient de pression au culot

Les mesures par PIV effectuées en essais permettent de comparer les champs de vitesse dans le plan de symétrie longitudinale avec les calculs. Les coordonnées du tourbillon supérieur sont de P_{essais}= (0,73H ; 0,82H) pour les essais et de P_{calcul}= (0,68H ; 0,74H) pour le calcul (Figure 4.34). La zone de recirculation moyenne délimitée par des valeurs de norme de vitesse proche de zéro et le point de rebroussement sont relativement proches : la longueur de recirculation représente L=2,2H pour les expériences et L=2,05H pour le calcul. D'autre part la vitesse en sortie de soubassement est dans les deux cas de V=27m/s.

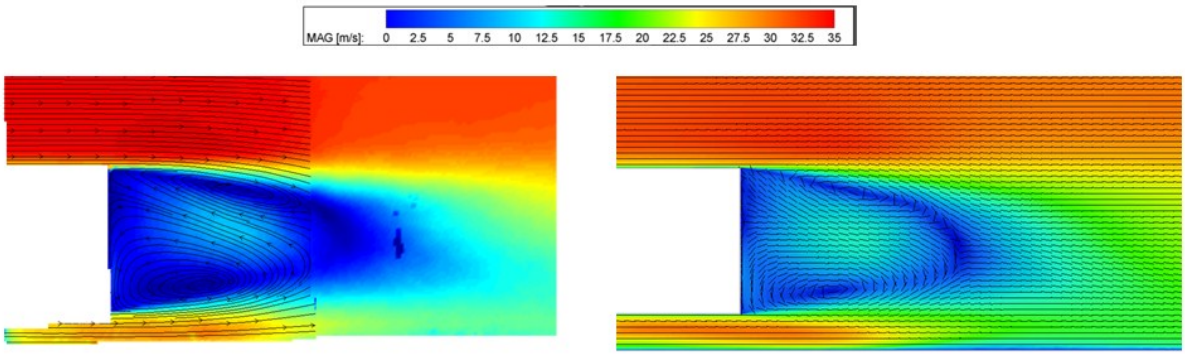


Figure 4.34 - Comparaison des champs de vitesses dans le plan de symétrie longitudinale en essais par PIV (à gauche) et par calcul (à droite)

Si l'on considère la couche de cisaillement supérieure, les points de mesures effectués en essais au fil chaud numérotés 4 et 5 permettent une comparaison de cette zone avec les calculs (Figure 4.35). Pour rappel en essais, au point 4, la vitesse moyenne mesurée était de 24m/s, soit $0{,}8V_{REF}$, et le taux de turbulence était de 24%. Au point 5, la vitesse moyenne valait 12m/s, soit $0{,}4V_{REF}$, pour un taux de turbulence de 43%. En calcul, plusieurs profils de vitesse et de taux de turbulences ont été obtenus dans l'épaisseur de la couche limite pour des abscisses de X=0.12H, X=0.25H et X=0.5H (Figure 4.35). Si l'on compare les valeurs entre essais et calcul à travers les points 4 et 5 des essais qui sont contenus dans le profil effectué en X=0,5H, en calcul, au point 4, la vitesse moyenne est de $0{,}7V_{REF}$, pour un taux de turbulence de 30%. Au point 5, la vitesse moyenne est de $0.45V_{REF}$, pour un taux de turbulence de 35%. Le signal de densité spectrale de puissance de la vitesse au point 5 pour les essais et le calcul est représenté en Figure 4.36, la précision fréquentielle du calcul ne permet pas un niveau de détail équivalent aux essais, cependant, on peut constater que les très basses fréquences à 3Hz et 5Hz sont présentes dans les deux cas, et que plusieurs fréquences dominantes autour de 10Hz et 30Hz sont également relevées aussi bien en calcul qu'en essais.

Les écarts constatés sont ainsi relativement faibles entre essais et calcul, mais cela permet surtout de montrer que les gradients de vitesse au point de décrochement ont bien été calculés par la simulation numérique et que l'orientation et les valeurs de la couche de cisaillement sont correctement décrites.

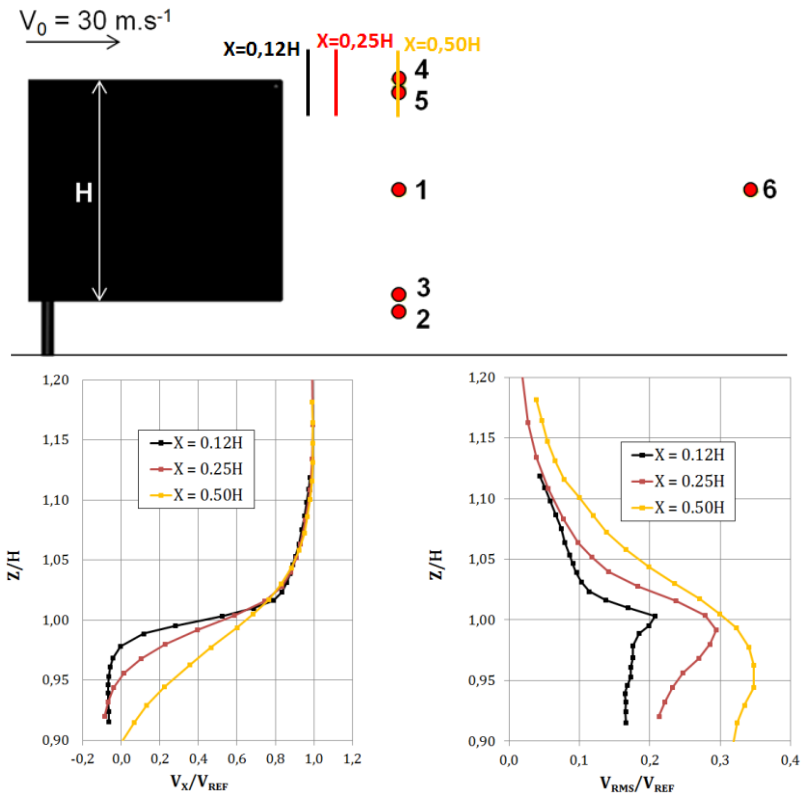


Figure 4.35 - Profil de vitesse et fluctuations adimensionnés pour différentes positions le long de la couche de cisaillement avec V_{REF}=30m/s

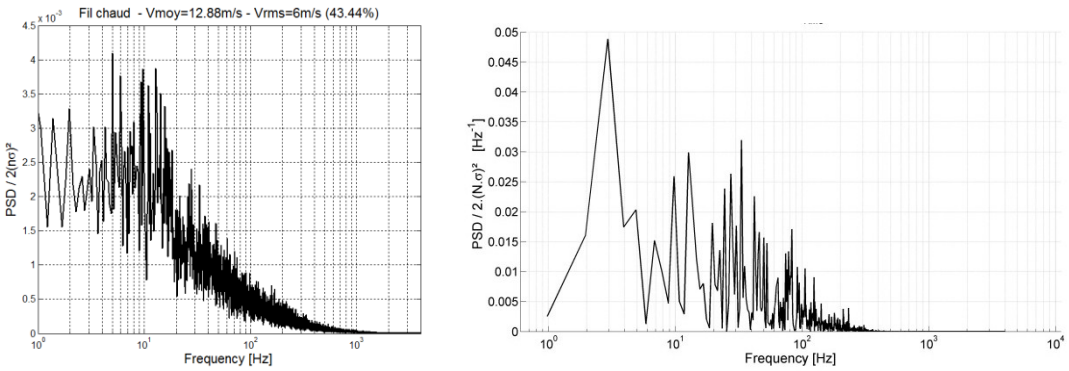


Figure 4.36 – Spectre du signal de vitesse point n°5 en essais (à gauche), et en calcul (à droite).

4.4 Étude de la sensibilité de la solution au nombre d'itérations

Dans un souci de réduire les temps de calcul, plusieurs tests ont été effectués afin d'estimer le nombre de pas de temps minimum permettant d'obtenir les champs moyens de l'écoulement. Cela sera notamment utile dans les parties suivantes où de nombreux calculs sont lancés dans l'optique du contrôle de la traînée. Le temps de calcul du cas de référence présenté dans les sections précédentes était de 12000 pas de temps, pour un temps réel de T=1.5s, correspondant à un temps adimensionné t*= t.H/V de T*=223.5. La phase de convergence de la pression établie sur le nez du corps et d'environ 2300 pas de temps, soit t_c = 0.287s (t_c*=43). Un test en moyenne minimale a permis de définir qu'un calcul d'une durée de deux fois le temps de convergence, procurant ainsi 300 champs exploitables est suffisant pour retrouver toutes les grandeurs du cas de référence avec environ 1% d'erreur relative.

La Figure 4.37, représente les spectres des signaux de pression au culot pour le cas de référence ayant tourné sur 12000 pas de temps (à gauche) et 4800 pas de temps (à droite). La précision fréquentielle a mécaniquement été augmentée avec l'augmentation du nombre de pas de temps, les transformées de Fourier s'effectuent sur N_{t1}=8192 points et N_{t2}=2048 points pour des précisions fréquentielles respectives de Δf_1=0.9Hz et Δf_2=3.9Hz. Au-delà de 8Hz, les fréquences principales sont retrouvées à la demi-précision fréquentielle près.

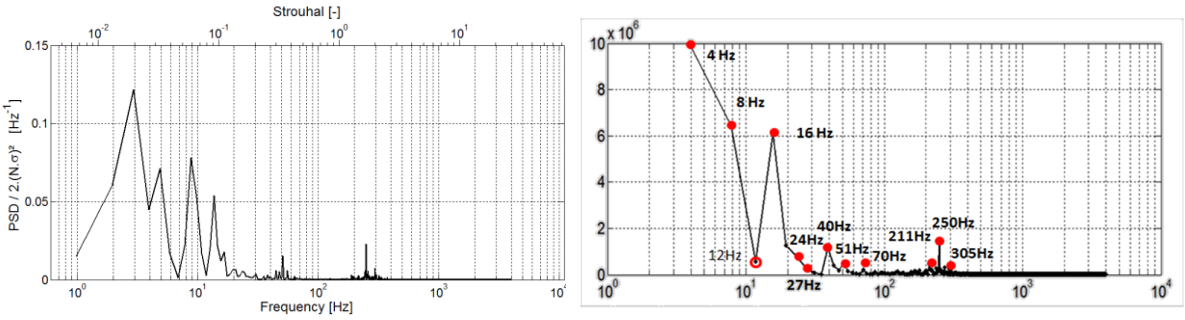


Figure 4.37 - Spectre du signal de pression au culot pour 12000 pas de tems (à gauche) et 4800 pas de temps (à droite)

Tous les calculs comparatifs au cas de référence présentés dans la suite de ce rapport ont été effectués avec 4800 pas de temps calculés pour T=0,6s de temps physique.

4.5 Reproduction des cas avec contrôle de la traînée

En plus du cas de référence, certains des cas avec contrôle de la traînée ont été reproduits en calcul. La série de mesure effectuée en essais correspondant à la Figure 3.24 du chapitre précédent a servi de référence pour l'étude de cette partie. Les résultats numériques sont superposés à cette courbe sur la Figure 4.38. On peut constater que les écarts sur l'évaluation de la valeur de la traînée sont faibles également pour les cas avec contrôle, l'écart relatif entre essais et calcul est inférieur à 3.5% dans tous les cas (Tableau 4.6). Cela signifie que la tendance de contrôle est bien reproduite : l'injection de basse fréquence dans l'écoulement conduit à une hausse de la traînée significative, et l'injection de haute fréquence permet de réduire légèrement la traînée. De plus, pour le cas à 400Hz, la valeur moyennée de coefficient de pression au culot est plus haute de 6% en calcul par rapport aux essais, cet écart est raisonnable, car de la même manière que pour le cas de référence, les capteurs de pression expérimentaux ne couvrent pas tout le culot. Par contre, pour le cas à 30Hz, la pression moyenne au culot est sous-évaluée par rapport aux essais avec une erreur de 20%, et ce, malgré une erreur sur le coefficient de la traînée de 3,14%. L'étude des distributions pourra apporter des éléments de réponse sur la raison de cet écart.

	Référence	30Hz	400Hz	500Hz
Comparaison des Cx entre essais et calcul [%]	0,73	3,14	0,52	2,25

Tableau 4.6 - Ecarts en % sur les valeurs du coefficient de la traînée entre l'étude expérimentale et numérique

CALCULATION	Cd [-]	Variation of Cd [%]	Cp on back [-]	Part of back in Cd [%]
Reference	**0,361**	**-**	**-0,208**	**57,6**
30Hz	0,401	10,98	-0,236	58,9
400Hz	0,355	-1,72	-0,201	56,6
500Hz	0,356	-1,53	-0,201	56,4

EXPERIMENT	Cd [-]	Variation of Cd [%]	Cp on back [-]	Part of back in Cd [%]
Reference	**0,364**	**-**	**-0,222**	**61,0**
30Hz	0,414	13,70	-0,322	77,8
400Hz	0,357	-1,90	-0,224	62,7
500Hz	0,364	0,00	-	-

Tableau 4.7 - Valeurs de coefficients de traînée, variation de traînée associée, coefficients de pression au culot et part du culot dans la distribution de Cx pour les cas comparés en calcul et en essais et écart de traînée en % pour les différents cas comparés

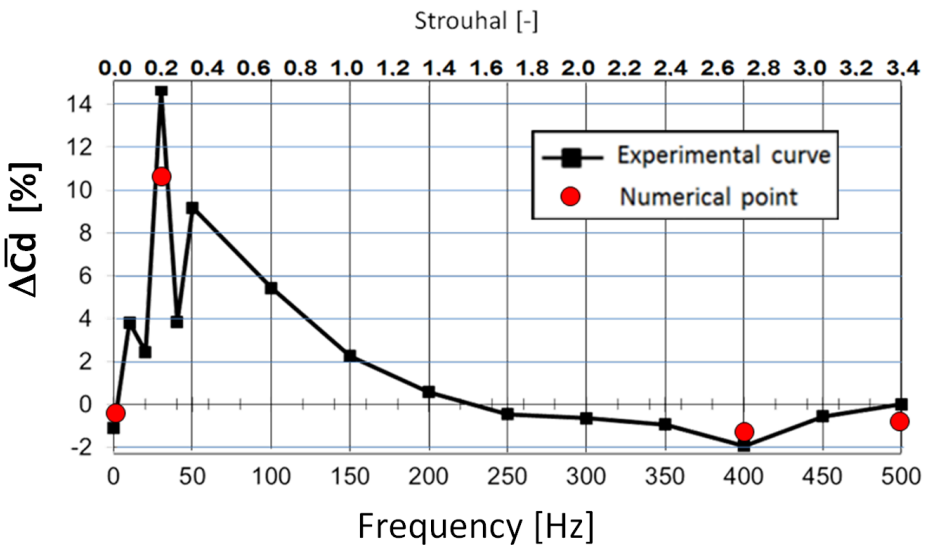


Figure 4.38 - Évolution de la variation de traînée en fonction de la fréquence pour les expériences (courbe noire) et points de mesure reproduits en calcul (point rouge)

La Figure 4.39 montre les distributions de coefficient de pression au culot du calcul et des essais du cas de référence, du contrôle à 30Hz et à 400Hz. Pour le cas de contrôle à 30Hz, on peut constater que les fortes diminutions conservent néanmoins la distribution en forme de deux lobes quasi symétriques de minimum de pression. Le maximum de pression se situant désormais au centre du culot. Si l'on compare ces champs aux valeurs relevées en essais, la dégradation des coefficients de pression en calcul n'a pas été retrouvée avec la même intensité que dans les essais puisque l'intégrale de pression représente 58,6% de la traînée en calcul contre 77,8% en essais. Pour le cas de contrôle à 400Hz, les distributions de pressions au culot forment également des lobes de pression, mais avec des valeurs antisymétriques, la partie gauche étant un maximum de pression autour de valeurs de Cp=-0,19, la partie droite un minimum de pression autour de Cp=-0,24. Il est intéressant de constater que cette distribution dissymétrique est semblable à celle trouvée en essais en terme de valeurs, avec une rotation de +π/2 autour de l'axe Y (Figure 4.40). Cette rotation de la dissymétrie pourrait être la trace d'un phénomène de rotation autour de l'axe Y a une basse fréquence, inférieure au domaine de résolution de ce calcul. Un calcul plus long ou des investigations supplémentaires en soufflerie avec des fils chauds dans différents plans pourraient répondre à cette question, mais cela n'a pu être mené lors de ces travaux. Néanmoins, ces résultats montrent que le calcul a su capter la dynamique de contrôle observée en essais.

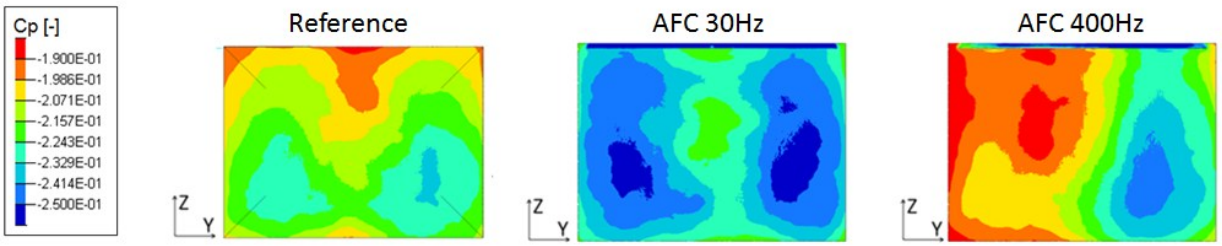


Figure 4.39 – Coefficients de pression au culot pour les différents cas de contrôle : référence à gauche, 30Hz au centre et 400Hz à droite

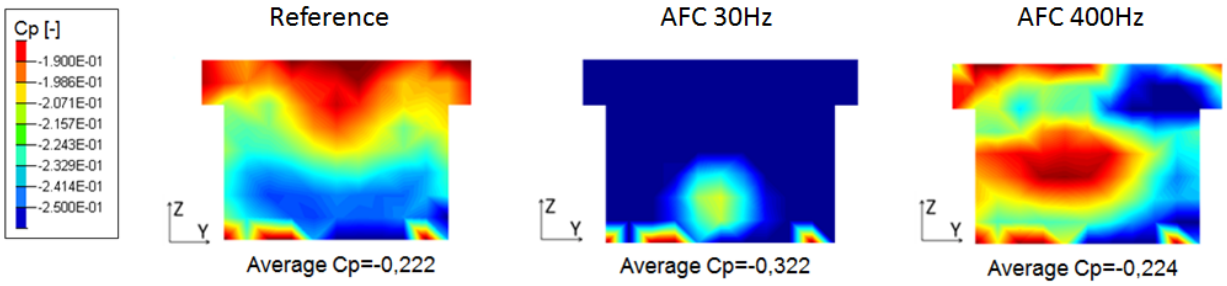


Figure 4.40 – Rappel des comparaisons des distributions de pression au culot en essais

Les effets du contrôle dans le sillage sont visibles dans la Figure 4.41 qui représente les coefficients de pression dans les plans longitudinaux et transversaux.

- Pour le cas du contrôle à 30Hz, les minimums de pression sont plus faibles que le cas de référence d'environ 10%, les zones de minimums de pression se sont également rapprochées du culot à une distance de d=0.59H (contre d=0.78H en référence). La structure torique du champ de pression moyen est également conservée pour des valeurs d'iso contour plus faibles (Figure 4.42, Tableau 4.8).

- Pour le cas de contrôle à 400Hz, les valeurs de coefficient de pression ont légèrement augmenté dans le sillage, le minimum de pression en partie haute du sillage a été légèrement abaissée en Z et rapprochée du culot. Le caractère dissymétrique identifié sur la distribution de pression au culot se confirme dans le plan transversal qui ne contient pas deux minimums de pression. Ce déséquilibre du sillage se traduit notamment un iso contour de pression en forme de C (Figure 4.42, Tableau 4.8).

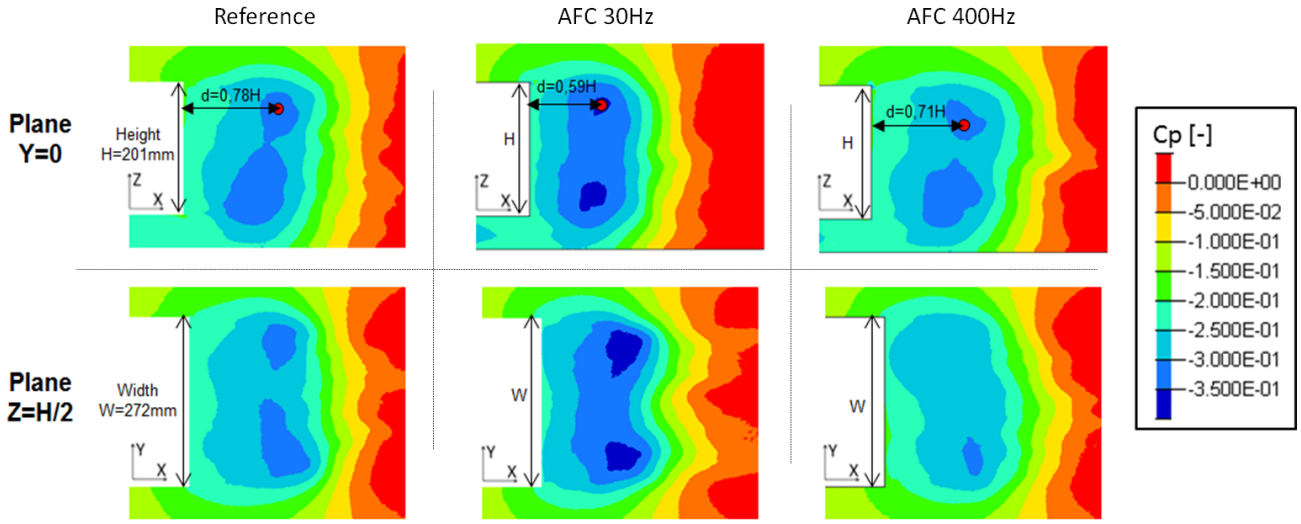


Figure 4.41 – Distributions de coefficients de pression dans les plans longitudinal et transversal pour le cas de référence (à gauche), le cas avec jet pulsé à 30Hz (au centre) et le cas avec jet pulsé à 400Hz (à droite)

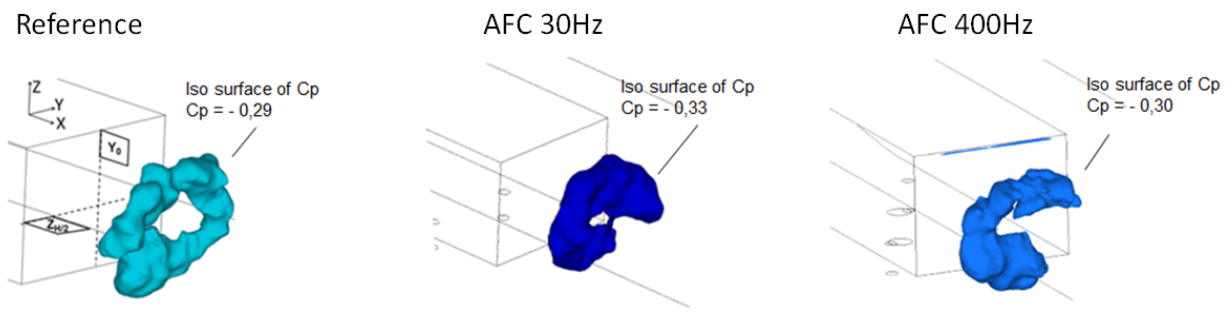


Figure 4.42 - Iso contour de minimums coefficient de pression décrivant la structure torique pour le cas de référence (à gauche), le cas avec jet pulsé à 30Hz (au centre) et le cas avec jet pulsé à 400Hz (à droite)

Coordinate of center of vortices (adim by H=201mm)		Y=0 plane (X;Z)		Z=H/2 plane (X;Y)	
		Up	Down	left (Y>0)	Right (Y<0)
Computation	Reference	(0,73 ; 0,82)	(0,58 ; 0,15)	(0,67 ; 0,15)	(0,65 ; -0,11)
	Control Flow 30Hz	(0,61 ; 0,82)	(0,54 ; 0,11)	(0,53 ; 0,14)	(0,53 ; -0,11)
	Control Flow 400Hz	(0,96 ; 0,82)	(0,55 ; 0,12)	(0,29 ; 0,18)	(0,56 ; -0,10)
Experiments	Reference	(0,74 ; 0,84)	(0,62 ; 0,10)	x	x
	Control Flow 30Hz	x	x	x	x
	Control Flow 400Hz	(0,68 ; 0,74)	(0,55 ; 0,10)	x	x

Tableau 4.8 - Position des centres tourbillonnaires moyens dans les plans longitudinaux et transversaux

Si l'on considère le champ d'énergie cinétique turbulente moyenne représenté dans le plan longitudinal sur la Figure 4.43, on constate que les taux de fluctuation ont augmenté dans les deux cas de contrôle. Pour le cas à 30Hz, tout le sillage en aval des positions tourbillonnaires moyennes repérées par les points orange et vert sur la figure et à l'intérieur du bulbe de recirculation est le siège de fortes valeurs de fluctuations. L'analyse fréquentielle montre que cette zone de fluctuations élevées est dominée par la fréquence de pulsation de f=30Hz. Cette fréquence de pulsation a donc été transmise et a 'forcé' tout le comportement des structures dans le sillage (Figure 4.44). Pour le cas à 400Hz, le taux de fluctuation est également augmenté par rapport au cas de référence, la zone d'énergie cinétique turbulente est située en partie haute en aval du tourbillon moyen supérieur, tout comme le cas de référence, mais avec une surface plus étendue. Par ailleurs, les capteurs numériques montrent que la fréquence de pulsation n'est pas dominante dans le sillage (Figure 4.44), mais de nombreuses fréquences situées entre 60Hz et 200Hz sont apparues laissant supposer une trace amortie du signal de pulsation.

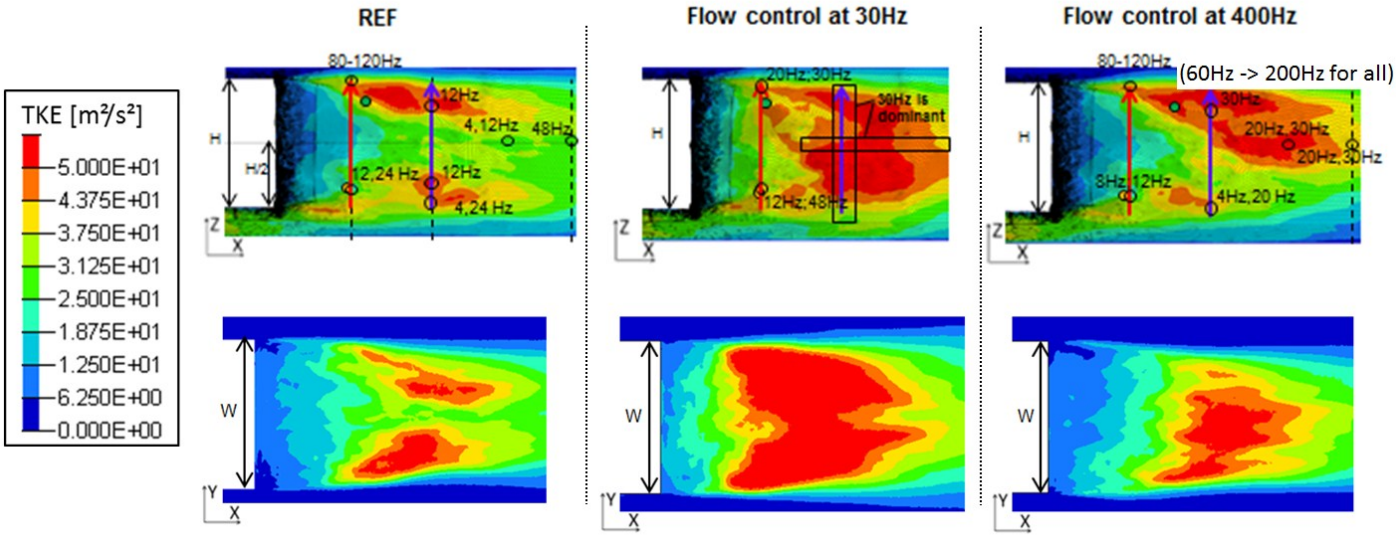


Figure 4.43 - Énergie cinétique turbulente moyennée dans les plans Y=0 (en haut) et Z=H/2 (en bas) pour le cas de référence (à gauche), avec jet à 30Hz (au centre) et avec jet à 400Hz (à droite)

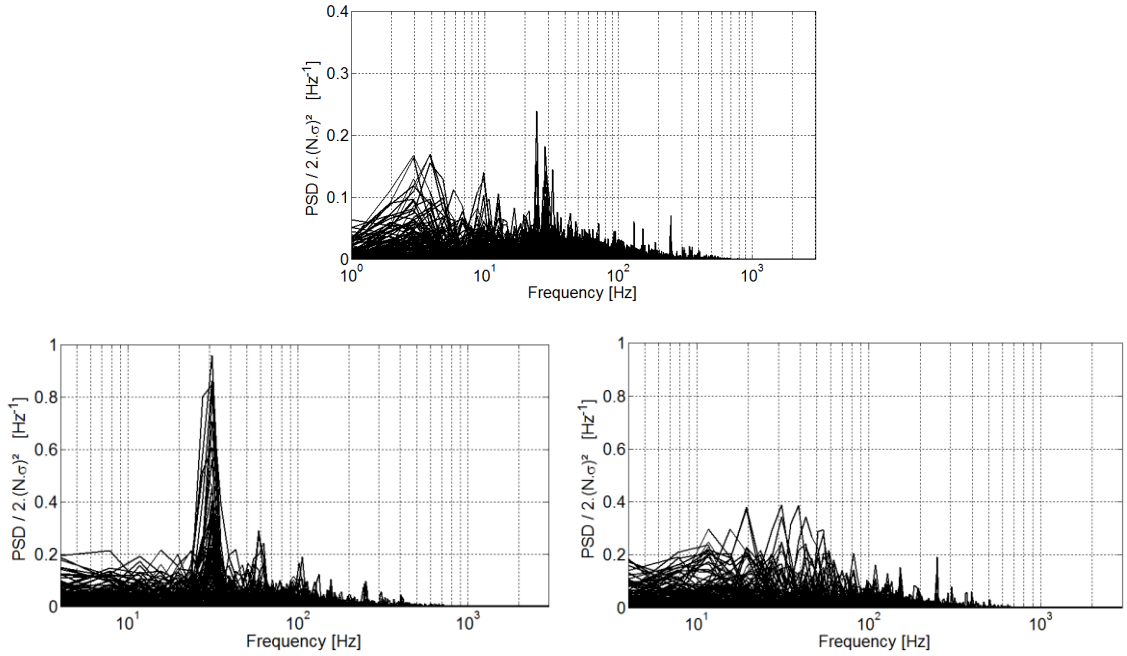


Figure 4.44 - Superposition des densités spectrales de puissance des points du sillage (Figure 4.26) pour le cas de référence (en haut), le cas à 30Hz (en bas à gauche) et à 400Hz (en bas à droite)

En considérant désormais les capteurs de pression au culot, on constate que pour le cas de contrôle à 30Hz, la trace de cette fréquence de pulsation n'est forte qu'en partie haute du culot, à proximité des conditions aux limites de pulsations. Pour le cas de contrôle à 400Hz, la fréquence de pulsation est dominante sur tout le culot. Les spectres du signal de pression du culot confirment les résultats des capteurs individuels, les harmoniques des fréquences de pulsations sont marquées dans les deux cas, témoin d'une forte puissance de la fréquence de pulsation (Figure 4.45 etFigure 4.46).

Figure 4.45 - Identification des fréquences dominantes sur le culot pour le cas de jet à 30Hz (à gauche) et à 400Hz (à droite)

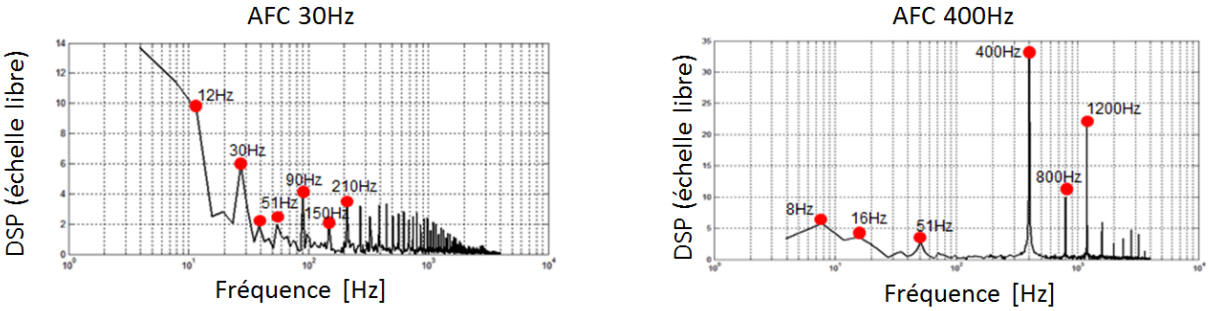


Figure 4.46 – En haut : Description des fréquences dominantes du signal de pression relevé au culot pour le cas avec jet pulsés à 30Hz (à gauche) et 400Hz (à droite). En bas : Densité spectrale de puissance des signaux de pression au culot pour le cas jet pulsé à 30Hz (à gauche et 400Hz (à droite).

En résumé, les cas effectués en soufflerie sont reproduits de manière satisfaisante, la tendance observée lors du contrôle de la traînée en essais est respectée. Le débit maximum et le signal injectés en essais ont été reproduits en calcul pour les cas à 30Hz, 400Hz et 500Hz. Les valeurs de traînée ont été retrouvées à moins de 3%, une dégradation de la traînée a bien été observée lors de l'injection de la fréquence correspondant au Strouhal St=0,2, un léger gain a également été observé à 400Hz et 500Hz. La fréquence à 30Hz a été transportée et a cadencé les structures du sillage à cette fréquence, tandis que la fréquence de 400Hz semble avoir été amortie dans le sillage mais est prédominante sur tous les spectres du culot.

4.6 Décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) de la pression fluctuante

La décomposition orthogonale aux valeurs propres est fréquemment utilisée pour décrire le comportement des structures cohérentes (voir chapitre 2). Une POD a ainsi été réalisée sur le cas de référence et le cas avec jet pulsé à 400Hz présentés dans les sections précédentes afin d'apporter une nouvelle approche de la description du sillage dans le cadre de la réduction de la traînée.

Puisque le nombre de points disponibles est très grand devant le nombre de pas de temps (N_X>>N_t), la méthode des Snapshots est employée. Des routines de post traitement en C++ sont créées pour exploiter la base de données générée par le calcul. Le nombre de points du maillage étant très élevé, avec 120 millions d'éléments, la POD nécessite des heures CPU pour être effectuée, elle est réalisée sur N_t=256 échantillons espacés de manière régulière à la fréquence de 1000Hz, et la moyenne est effectuée sur 300 champs.

Il a également été choisi d'effectuer cette analyse POD sur les champs de pression fluctuante. D'ordinaire, les analyses utilisées dans le cadre de post traitement d'essais de PIV, se font sur les champs de vitesse, mais dans notre cas, le nombre élevé de points rend plus commode l'analyse sur un seul scalaire, en l'occurrence la pression. Les travaux de Frederich et al. [Fre11] présentent une analyse POD des champs de pression fluctuantes à l'arrière d'un demi cylindre extrudé en trois dimensions et montrent que ce choix est pertinent du fait du couplage vitesse pression inhérent à tout fluide. La pression représente en effet un lissage et un filtrage naturel des champs de vitesse. La relation directe entre les deux s'obtient en considérant le couplage entre les équations de continuité et de quantité de mouvement. On peut montrer que de la divergence de l'équation de mouvement découle l'équation de Poisson de la pression :

$$\frac{\delta^2 p}{\delta x_i^2} = -\rho \frac{\delta u_i}{\delta x_j}\frac{\delta u_j}{\delta x_i}$$

Notons également la relation qu'il existe entre le laplacien de la pression et le critère Q : $\underline{\Delta p = 2\rho Q}$

Classiquement, lorsque la vitesse est utilisée dans la décomposition modale, les vecteurs de la base sont homogènes à des fluctuations d'énergie cinétique. Dans notre cas, si l'on souhaite apporter une analyse physique à la description des modes, il faut considérer la grandeur p'/ρ qui est homogène à une fluctuation d'énergie. Puisque notre étude est considérée comme incompressible, cela revient à une constante près à décrire directement les fluctuations de pression. [Fre11]

Les paramètres suivants ont été choisis pour le calcul de la base modale : N_t=256 champs instantanés échantillonnés régulièrement à la fréquence f_e=1000Hz, la moyenne étant effectuée sur 300 champs incluant les 256 champs instantanés choisis. Pour des raisons d'espace disque, seuls les 30 premiers modes sont sauvegardés. Avec ces paramètres, le domaine spectral associé est de [4Hz ; 500Hz] , avec cette résolution fréquentielle il faut être prudent sur les conclusions de basse fréquence.

Les matrices de corrélation des champs de pression fluctuante pour le cas de référence et le cas avec jet pulsé à 400Hz sont représentées sur la Figure 4.47. Ces matrices sont symétriques et l'échelle de coloration est logarithmique afin de bien représenter le niveau de corrélation élevé ou faible entre les

Snapshots. Outre le plus fort niveau de corrélation déterminé par l'autocorrélation des Snapshots représenté sur les diagonales des matrices, les périodicités de l'écoulement peuvent être observées sur les diagonales supérieures pour le cas de référence. Pour le cas avec jet pulsé à 400Hz, la matrice est quadrillée par des fortes valeurs de corrélation, dont la fréquence liée correspond à la fréquence de contrôle de 400Hz.

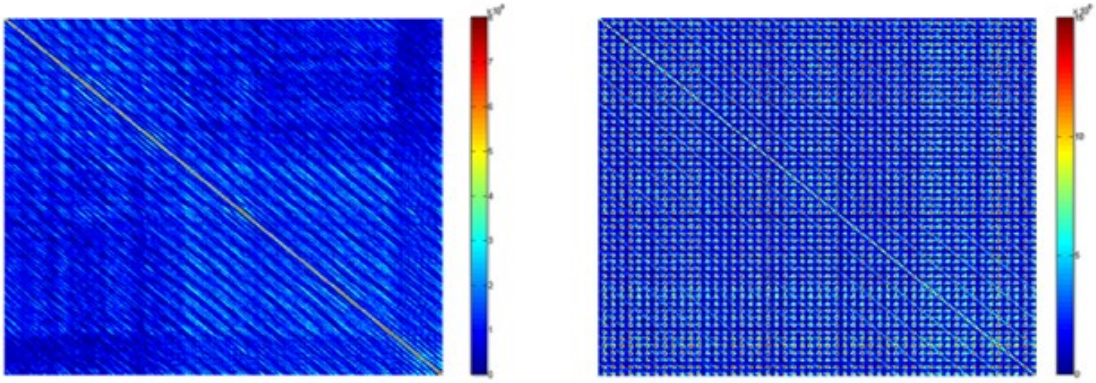


Figure 4.47 - Matrices de corrélation de la base POD colorié en log(|R_{ij}|) pour le cas de référence (à gauche) et le cas jets pulsés à 400Hz (à droite)

Les valeurs propres de la POD représentent la pondération des fluctuations d'énergie associée à chaque mode. La Figure 4.48 est une représentation normalisée des valeurs propres en fonction des modes. Dans les deux cas, les 20 premiers modes concentrent plus de 90% de l'énergie fluctuante. Pour le cas de référence, le premier mode représente 12% de l'énergie totale et 95% de l'énergie est recouverte par les 20 premiers modes. Pour le cas avec jet pulsé à 400Hz, le premier mode représente à lui seul 41% de l'énergie totale, et 95% de l'énergie totale est atteinte pour 15 modes.

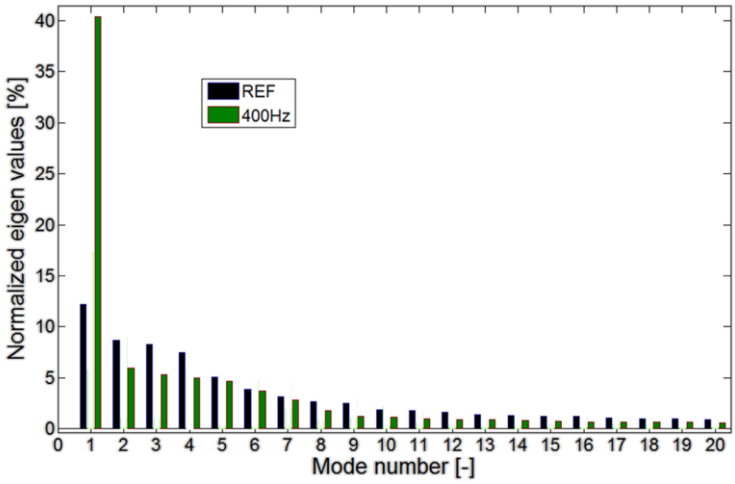


Figure 4.48 - Valeurs propres normalisées associées aux 20 premiers modes de l'écoulement

La représentation des champs modaux permet d'identifier les zones de fluctuation au sein du fluide.

- Pour le cas de référence, si l'on se concentre sur le mode les plus énergétiques, on constate que les distributions de fluctuations sont principalement situées dans deux zones : le soubassement du corps et la couche de cisaillement du sillage proche du culot (Figure 4.49). L'évolution du coefficient modal est également représentée sur la Figure 4.49, son spectre montre que des fréquences dominantes

ressortent à 8Hz, 24Hz, et 48Hz, qui ont été identifiées comme des fréquences dominantes du sillage dans la section précédente.

- Pour le cas avec jet pulsé à 400Hz, la distribution est différente du cas de référence (Figure 4.50). Pour le premier mode extrêmement énergétique les valeurs de fluctuation modales sont situées en partie haute du culot dans l'écoulement proche de la fente de soufflage, et jusqu'à une longueur de 0,5H en aval de l'écoulement. Si l'on considère la fréquence dominante liée à ce mode de f_d=400Hz et la longueur d'onde associée aux structures des minimums de pression fluctuante λ=1/(0,17H)=30m^{-1}, alors la vitesse de convection modale vaut v=f_e/λ=13,3m/s, soit la valeur de l'intégrale temporelle du signal de vitesse de la fente de soufflage. Pour les modes suivants, les résultats redeviennent plus proche du cas de référence, à savoir des zones de fluctuations situées dans le soubassement et les couches de cisaillement en proche culot. Ce résultat montre que le contrôle de l'écoulement par jet pulsé à haute fréquence a un fort effet sur l'écoulement de sillage dans la couche de cisaillement autour de la zone de pulsation.

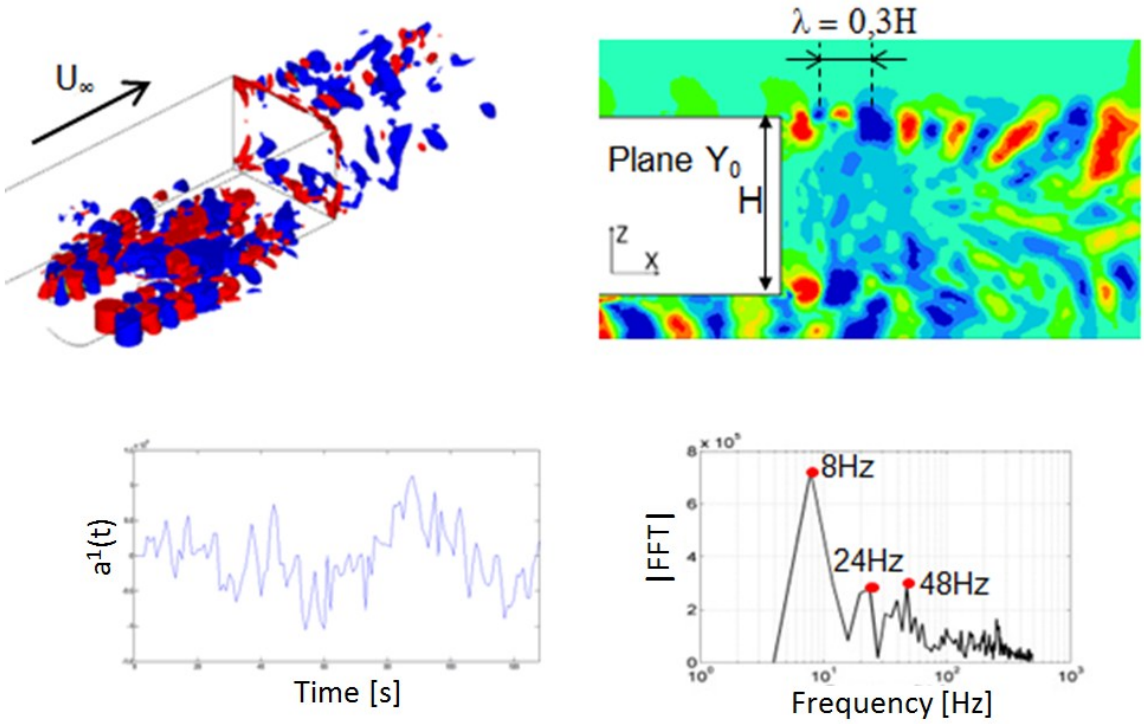


Figure 4.49 - Description du premier mode POD pour le cas de référence. En haut à gauche : Iso contours des maximums de valeur absolue du mode propre. En haut à droite : Valeurs du mode propre dans le plan de symétrie longitudinale. En bas à gauche : Évolution coefficient modal en fonction du temps. En bas à droite : Spectre du signal de coefficient modal

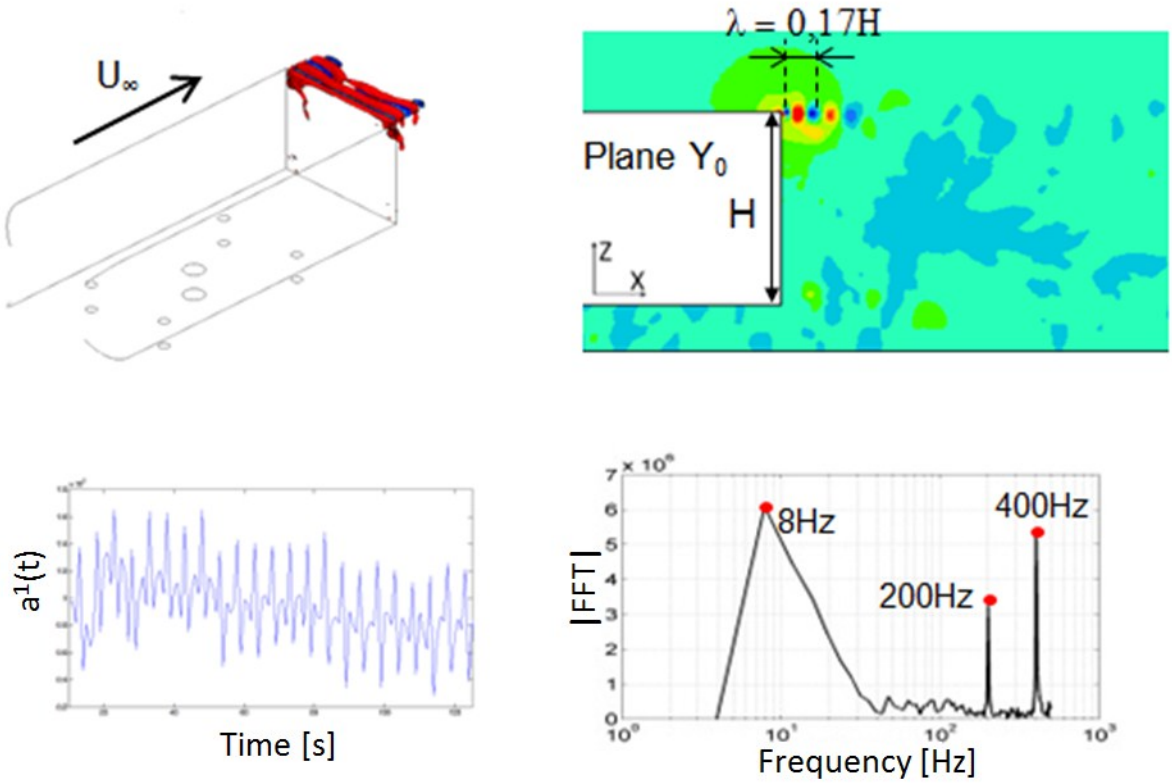


Figure 4.50 - Description de premier mode POD pour le cas avec jet pulsé à 400Hz. En haut à gauche : Iso contours des maximums de valeur absolue du mode propre. En haut à droite : Valeurs du mode propre dans le plan de symétrie longitudinale. En bas à gauche : Evolution coefficient modal en fonction du temps. En bas à droite : Spectre du signal de coefficient modal

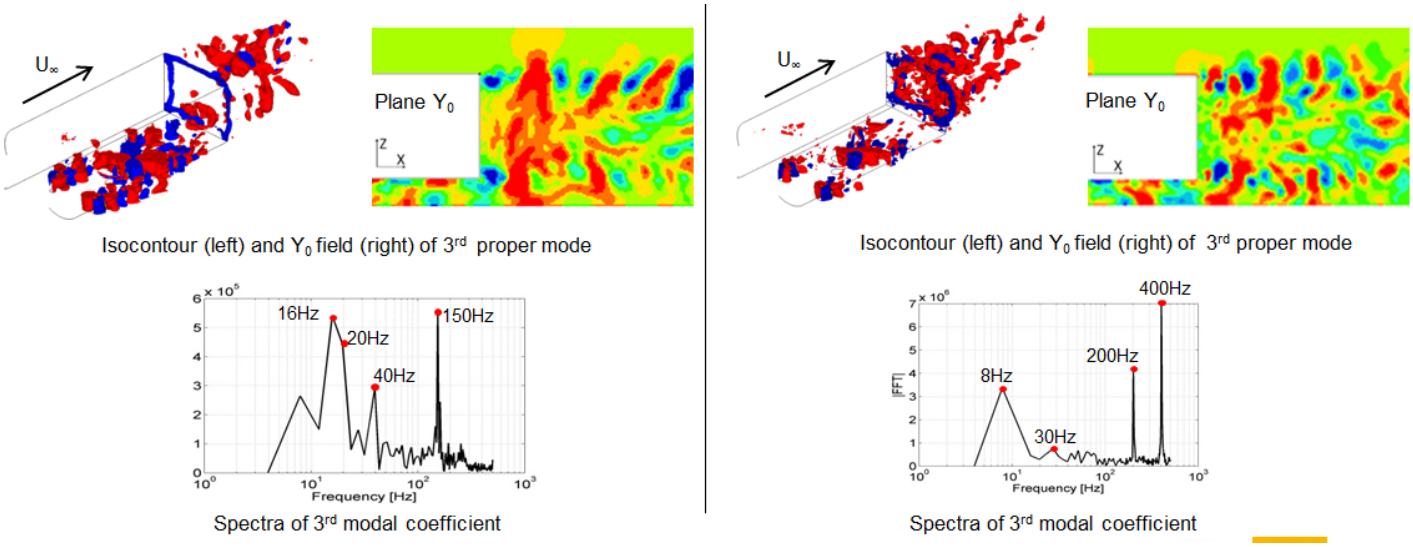


Figure 4.51 - Description du 3ème mode de pression fluctuante pour le cas de référence (à gauche) et le cas avec jet pulsé à 400Hz (à droite)

4.7 Effet du soubassement : influence des pieds

Le détail de la répartition des efforts aérodynamiques montre que les pieds sont responsables pour 25.1% de la traînée (Tableau 4.4). La Figure 4.52 montre un champ instantané de norme de la vorticité dans le plan horizontal coupant les pieds à mi hauteur qui illustre bien le caractère très turbulent autour des pieds. De surcroit, l'analyse POD sur le cas de référence a montré que l'une des plus fortes zones de fluctuations de la pression est notamment située dans le soubassement, la Figure 4.53 montre ces fortes valeurs de fluctuation dans le plan horizontal à mi hauteur de garde au sol.

Les deux pieds avants et le pied central reproduisent bien un écoulement de cylindre typique. Les deux pieds arrières étant dans le sillage des trois premiers, un fort mélange de l'écoulement est constaté dans le total du sillage des cinq pieds. Les nombreuses structures ainsi créées dans le soubassement sont émises dans le sillage et viennent donc contribuer à la modification de l'écoulement du culot.

Un calcul a ainsi été réalisé en retirant les pieds afin de quantifier leurs influence sur l'écoulement, toutes les autres conditions de calcul ayant été conservées à l'identique du cas de référence (Figure 4.54) .

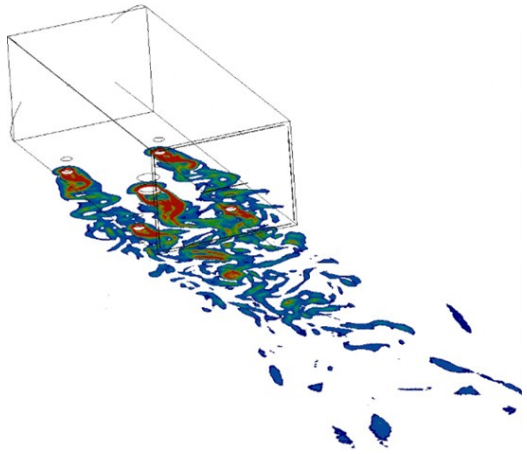


Figure 4.52 - Iso contour de vorticité dans un plan de coupe en Z à mi-hauteur des pieds

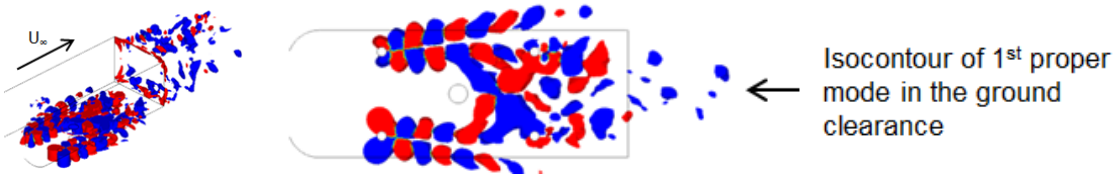


Figure 4.53 - Iso contour du premier mode POD de pression fluctuante

Figure 4.54 - Corps de Ahmed sans pieds avec Z=0.248H de garde au sol

Le Tableau 4.9 répertoriant les résultats du calcul en termes de coefficient de la traînée moyenné, de coefficient de pression au culot et de contribution des pieds montre que le retrait des pieds apporte une baisse de la traînée de 30.81%. Pourtant, pour le cas de référence, la part des pieds dans la traînée est de 25,2%. Cet écart de 5% peut s'expliquer évidemment par le caractère non linéaire du comportement du fluide. Plus dans le détail, cet écart se situe dans la partie soubassement du corps, les pieds absents ne génèrent plus le ralentissement dans le soubassement du corps de Ahmed et affectent les frottements différemment, ce qui modifie la topologie du sillage.

	Cx [-]	Variation de Cx [%]	Cp au culot [-]	Part du culot pour le Cx [%]	Cx des pieds [-]	Part des pieds pour le Cx [%]
> Reference	**0,361**		**-0,208**	**57,6**	**0,091**	**25,2**
> Reference sans pieds	0,250	-30,81	-0,209	83,6	-	-

Tableau 4.9 - Comparaisons des coefficients de traînée et contribution des pieds et du culot

Les champs de pression représentés sur la Figure 4.55 montrent que la distribution a changé avec le retrait des pieds. Sans les pieds, les minimums de pression plus élevés que pour le cas de référence forment deux lobes en partie haute du culot, et le maximum de pression se situent en partie basse, comme une réflexion axiale du cas de référence. Par ailleurs, la description de la distribution sans pieds est fortement similaire à celle présentée dans les travaux de Wassen et al [Was10] qui ne comportaient pas de pieds non plus. Le retrait des pieds modifie donc la topologie du sillage

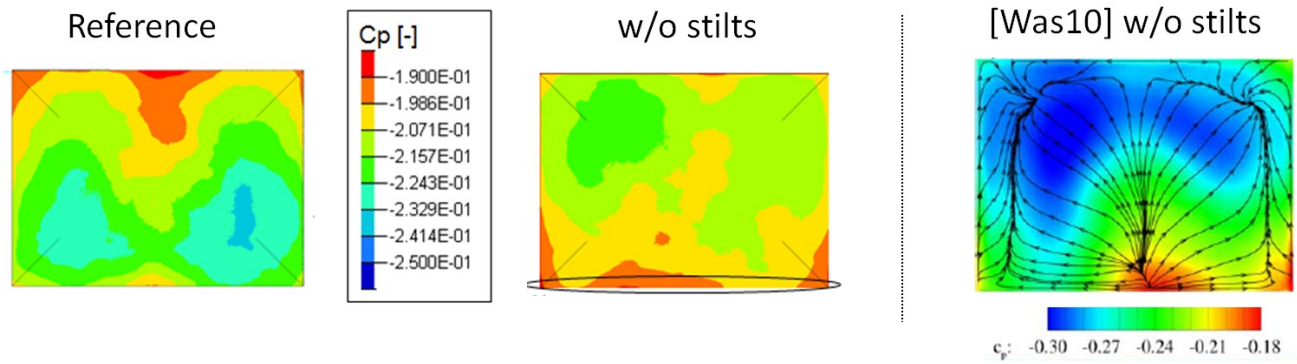


Figure 4.55 - Comparaison des distributions de pression au culot

Cela se confirme dans les plans longitudinaux de coefficients de pression présentés sur la Figure 4.56. Les minimums de pression sont repoussés en aval du sillage, toutefois, le gradient de pression statique a dû diminuer puisque malgré la distance accrue, l'intégrale spatiale de pression au culot est quasi identique entre les deux cas. La Figure 4.57 qui représente l'énergie cinétique turbulente dans le plan longitudinal ainsi que les positions des centres tourbillonnaires moyens confirment ce repoussement en aval. D'autre part, une zone de forte fluctuation s'est créée en partie basse du sillage en aval du centre tourbillonnaire. En absence de la chute de vitesse et du taux de mélange engendré par les pieds, le retrait des pieds a entrainé un équilibrage différent du sillage. Le flux sortant plus fort en partie basse entraîne une topologie de sillage de type D shape body comme décrite dans les travaux de Pastoor et al [Pas08] et Krajnovic et al [Kra01].

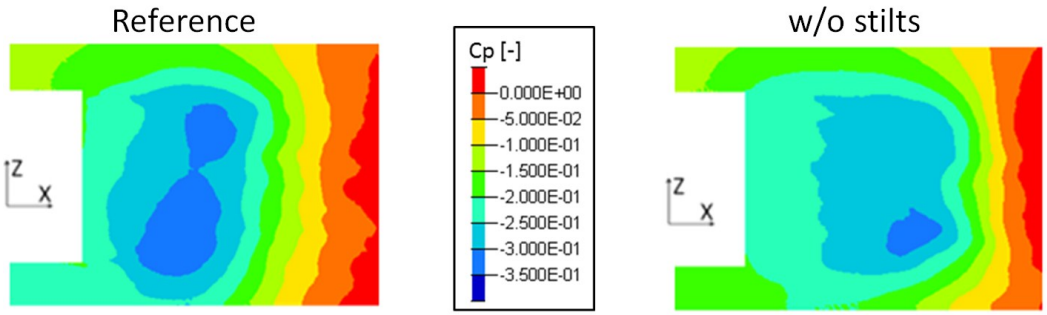


Figure 4.56 - Comparaison des distributions de pression dans le sillage en Y0

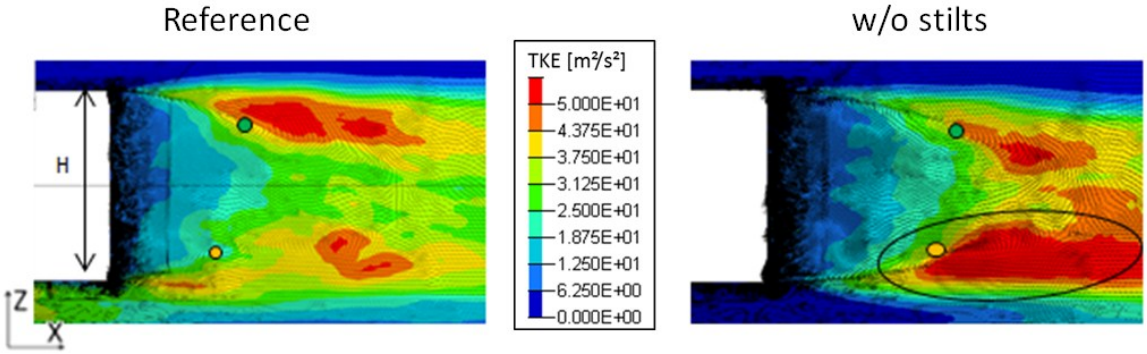


Figure 4.57 - Energie cinétique turbulente dans le plan longitudinal

Enfin, la Figure 4.58 représente les densités spectrales de puissance des signaux de pression au culot. Comme spécifié dans la section 4.4, moins de pas de temps ont été résolus, et les spectres sont obtenus avec N_t=2048 points, ce qui dégrade la résolution des basses fréquences. Cependant, cela suffit à constater que sans les pieds, les basses fréquences sont retrouvées (à la résolution fréquentielle de 4Hz près), et que toutes les hautes fréquences comprises entre 200Hz et 300Hz bien présentes sur le cas de référence ont complétement disparues avec le retrait des pieds.

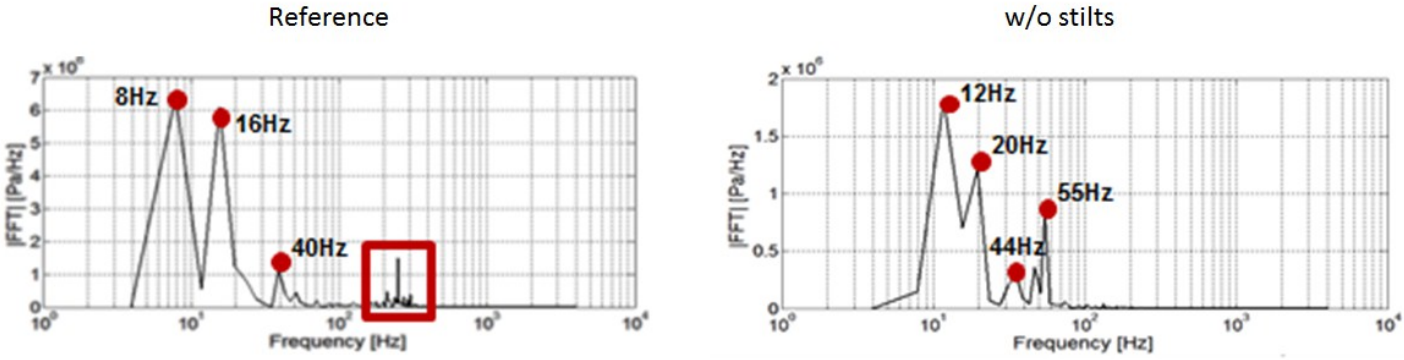


Figure 4.58 - Comparaison des spectres des signaux de pression au culot avec (à gauche) et sans pieds (à droite)

Ces résultats montrent comment les pieds jouent un rôle prédominant dans l'établissement des structures du sillage. Ainsi le coût de maillage supplémentaire engendré par la résolution fine nécessaire autour des pieds est pertinent si l'on souhaite pleinement capturer les phénomènes rencontrés en essais. Par ailleurs, il est certain que ces informations doivent être prises en compte pour analyser l'influence qu'une solution de contrôle peut apporter sur un sillage ''pré conditionné'' par ses pieds. Toutes les solutions de contrôles présentées dans ces travaux ont été testées avec des pieds.

4.8 Conclusion du chapitre

Dans cette section, le modèle de calcul a été mis en place et le parti a été pris de reproduire complètement la géométrie de la soufflerie ainsi que les cinq pieds que comportait le corps en essais afin de se rapprocher au mieux des taux de blocages et conditions de soufflerie. Le coût engendré par ce choix reste raisonnable puisque le solveur utilise des éléments finis tétraédriques non structurés qui autorisent de forts raffinements en proche paroi et des relâchements hors des domaines d'intérêt.

Le calcul de référence a permis de décrire l'écoulement autour du corps en trois dimensions. La structure torique de la pression a été mise en évidence dans le proche sillage ainsi que les structures contra rotatives en aval de la bulle de recirculation. L'analyse spectrale a permis de montrer la dominance des basses fréquences dans le sillage répercutées au culot du corps. Ce cas de référence a été comparé aux valeurs mesurées en essais et présentées dans le chapitre 3. La valeur de la traînée a été retrouvée avec moins de 1% d'écart. Dans le détail, les distributions et les valeurs de pression au culot présentent des fortes similarités. Une analyse spectrale a permis d'identifier les mécanismes dominant l'intérieur de la bulle de recirculation ainsi que les émissions tourbillonnaires en aval du sillage.

Pour achever la comparaison avec les essais, le meilleur et le pire des cas de variation de la traînée ont également été reproduits pour la session de mesures des jets pulsés à 90° et débits maximal de 230L/min. Les valeurs de la traînée ont été retrouvées à 3% d'écart. Pour le cas à 30Hz qui engendre 11% de dégradation de traînée, cette fréquence correspondant à un nombre de Strouhal de St=0,2 est relevée dans tout le sillage. En injectant cette fréquence, les structures du sillage sont 'cadencées' à cette fréquence tel un comportement appareillé décrit dans les travaux autour du D shape body de Pastoor et al [Pas08] et Krajnovic et al [Kra10]. Pour le cas de jets pulsés à 400Hz qui provoque un léger gain de 1,7% sur la traînée, la comparaison aux essais est satisfaisante dans le sens où les distributions de pression présentent la même topologie dissymétrique avec des valeurs proches. Cette fréquence de 400Hz dominante sur tous les spectres du culot n'altère cependant pas le comportement du sillage, montrant un effet de mélange en proche culot et étant amorti plus en aval du sillage.

L'analyse POD sur les champs de pression a mis en évidence les zones de fluctuations maximales de l'écoulement pour le cas de référence à l'intérieur des couches de cisaillement et dans le soubassement ainsi que les principales fréquences identifiées dans l'étude spectrale. Pour le cas avec jets pulsés à 400Hz, l'effet du contrôle est vu comme dominant sur la base POD pour une zone d'influence du soufflage jusqu'à 0,5H en aval du culot. L'analyse POD qui s'est effectuée sur des bases constituées de 256 modes ne permet pas exactement de séparer les phénomènes spectraux du sillage, un élargissement de cette base est souhaitable pour améliorer la précision des résultats.

L'effet des pieds a été mesuré en effectuant un calcul ne disposant pas de ces appendices. Ce modèle est ainsi identique à ceux présentés dans les travaux de Wassen et al [Was10] et Roumeas et al. [Rou06]. Les distributions de pression sont modifiées par rapport au cas de référence et sont similaires à celle des travaux de [Was10]. L'étude spectrale montre que les pieds génèrent des fréquences comprises entre 150 et 300Hz qui sont transmises au culot et dans le sillage. Ce sillage est modifié, et l'augmentation de la vitesse de soubassement liée à l'absence d'obstacle équilibre les structures tourbillonnaires moyennes plus en aval du sillage. Cela montre l'importance de prendre en compte les pieds si l'on souhaite étudier des solutions de contrôle proches de celles mesurées en essais.

Cette partie a permis de valider le modèle LES employé dans cette étude, ainsi que d'augmenter la compréhension du comportement de sillage en trois dimensions autour du corps. Cependant les gains de la traînée obtenus sont inférieurs à 2%, ce qui ne peut être considéré comme une variation suffisante si l'on souhaite déployer ce genre de solution sur d'autres géométries ou sur des véhicules à l'échelle 1. Le chapitre suivant a ainsi pour objectifs d'explorer et d'expliquer de nouvelles solutions de contrôle de l'écoulement par voie numérique.

Chapitre 5 :

Stratégies de contrôle de l'écoulement

Le modèle numérique étant validé, il est désormais possible d'étendre la recherche de solutions de contrôle pour la réduction de la traînée. Ce chapitre est dédié à l'exploration de nouveaux paramètres tels que la géométrie des fentes, l'emplacement des jets, l'ajout d'un déflecteur et le couplage des solutions passives et actives.

5.1 Dispositifs de contrôle

Les résultats obtenus en essais et confirmés numériquement ont montré que l'injection de haute fréquence dans le sillage était bénéfique pour la traînée dans la plupart des configurations. Ainsi, parmi les paramètres choisis, le soufflage continu et la fréquence de 400Hz sont retenus. Concernant les autres paramètres de contrôle, le corps de Ahmed est muni de 4 fentes disposées sur le pourtour du culot, à une distance de 10mm de chaque arête. Les deux meilleurs angles de soufflage de 90° et 45°, permettant d'obtenir les meilleurs résultats d'essais seront repris dans ces configurations. Les fentes continues en espace peuvent être transformées en fentes discontinues, de manière à reproduire le comportement de micro jets [Pas13]. Chaque fente dispose d'une surface d'éjection de s=0.5x2.5mm², le pas d'espace entre deux fentes est de λ=12.5mm (Figure 5.1).

Le signal temporel de la vitesse des jets pulsés, était en essai contrôlé en amont des fentes de sortie par des électrovannes. Le modèle numérique permet de le reproduire et apporte également plus de souplesse. Cela permet l'utilisation d'un signal sinusoïdal, la partie positive impliquant une phase de soufflage et la partie négative une phase d'aspiration. Il s'agit de la reproduction du comportement d'actionneurs à jet synthétique tels que ceux présentés dans les travaux de Leclerc et al. [Lec09]. Notons que la fréquence maximale d'actionnement dans cette étude est de 400Hz, en considérant le pas de temps de la simulation de $\Delta t=1.25.10^{-4}$s, cela nous assure 20 points pour construire la courbe sinusoïdale à 400Hz, ce qui permet de s'assurer des variations de quantité de mouvement suffisamment faibles entre chaque pas de temps pour ne pas introduire d'instabilité numérique (Figure 5.3).

Les travaux présentés ici n'ont pas pour vocation d'étudier en profondeur les actionneurs, mais il est nécessaire de connaître leur fonctionnement pour évaluer leurs effets induits. Les actionneurs à jets pulsés nécessitent une source pneumatique pour fonctionner. Cela semble donc une solution difficile à intégrer dans un véhicule si l'énergie pneumatique est fournie par un compresseur, celui-ci pénalisant fortement le bilan énergétique complet. Les actionneurs à jets synthétiques semblent donc plus séduisants puisqu'ils ne se composent que d'une cavité mobile et présentent une plus forte compacité ainsi qu'un poids réduit. Les jets pulsés toutefois restent une excellente solution technique pour des essais et des démonstrateurs, car les coûts d'achat et de mise en œuvre du système de contrôle restent faibles. Notons également qu'il existe des solutions techniques ou les jets pulsés représentent une sous partie d'un actionneur à débit massique nul (*Zero Mass Flux*), l'autre partie étant un point d'aspiration situé à un endroit différent des points de pulsation, tels que décrit dans les travaux de [Sie08].

Notons que les très faibles dimensions des fentes de soufflage ont induit la nécessité d'un effort conséquent de maillage afin de résoudre correctement l'écoulement en proche sortie. Pour cela, 10 nœuds sont disposés dans l'épaisseur e=0.5mm de la fente et 50 dans la largeur l_D=2.5mm. Ces raffinements à la paroi sont répercutés dans le domaine fluide en respectant une détente du maillage maitrisée assurant des rapports de volumes entre chaque cellule de 1,15 maximum jusqu'aux tailles de mailles de la première boite de raffinement du sillage décrite au chapitre précédent.

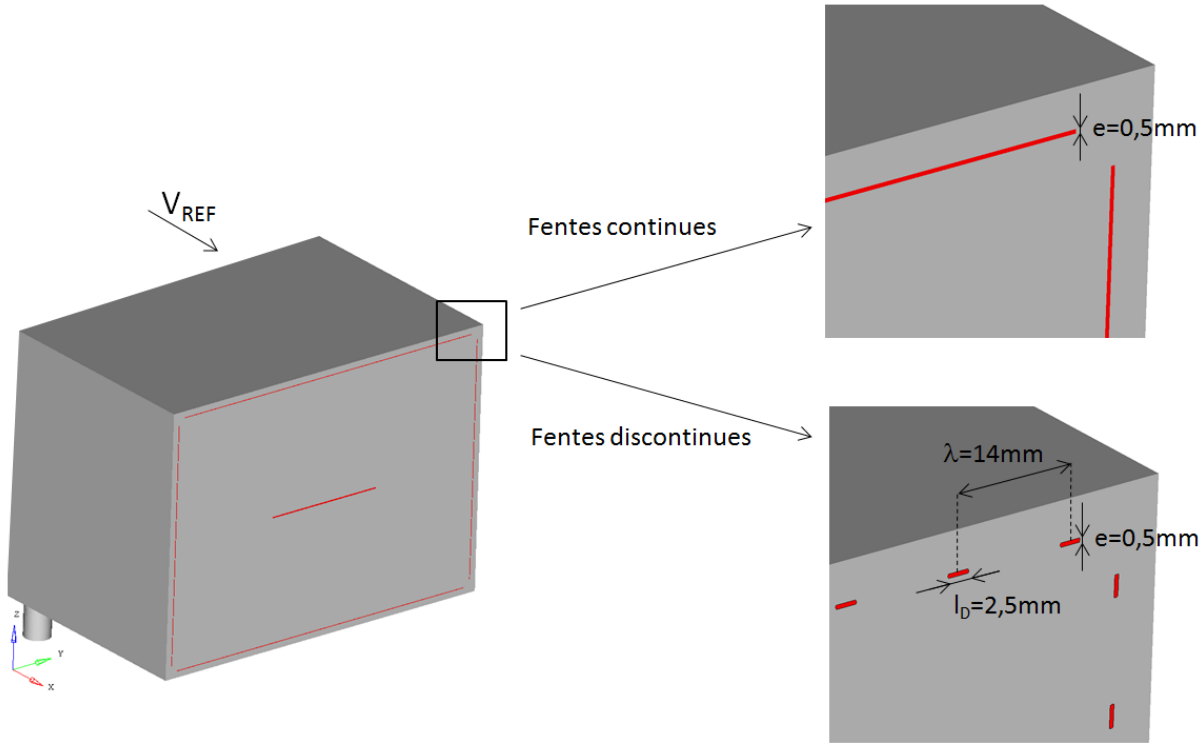


Figure 5.1 – Corps de Ahmed culot droit muni de ses cinq fentes de soufflage et nomenclature liée aux fentes continues et discontinues

Un déflecteur a été ajouté à la liste des paramètres de contrôle du sillage, le déflecteur, en forme de U dispose d'un angle de 12° entre le pavillon et sa partie supérieure et de 6° entre les côtés du corps et ses parties latérales. Il s'agit d'un dispositif de contrôle passif, sans ajout d'énergie au système. Sa longueur projetée en X est de 35mm, soit 5% de la longueur totale du corps. Notons que les spoilers de toit qui équipent de nombreux modèles du parc automobile présentent les mêmes ordres de grandeur de proportionnalité. Le ''style'' du corps de Ahmed avec déflecteur n'étant pas un facteur limitant, nous nous sommes autorisés ce recouvrement total du culot pour étudier les mécanismes liés. Enfin, sur la partie supérieure du spoiler, proche de la jonction pavillon-spoiler, un dispositif de soufflage est ajouté. Dans cette étude, le soufflage se fera de manière normale à la surface supérieure du spoiler et il sera possible de tester des configurations de fentes continues et discontinues (Figure 5.2).

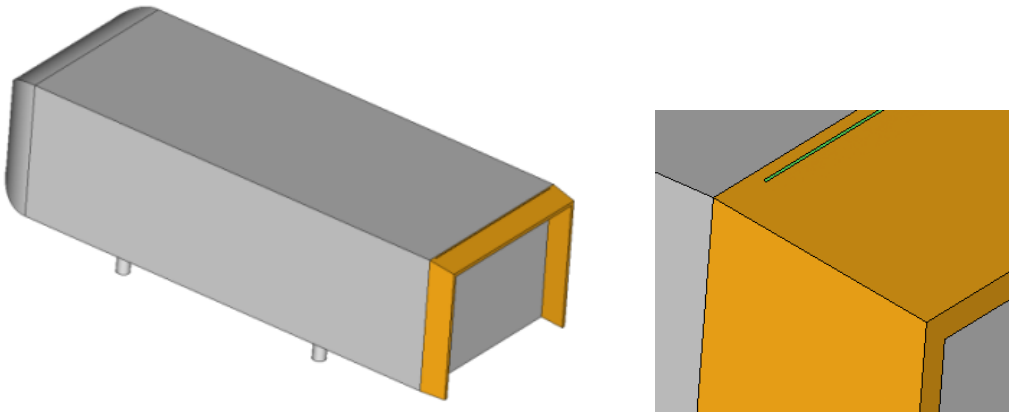


Figure 5.2 – Corps de Ahmed à culot droit avec déflecteur (en orange). Le déflecteur supérieur à un angle de 12° par rapport au pavillon et les déflecteurs latéraux un angle de 6° par rapport aux cotés. La longueur projetée en X de tous les déflecteurs est de 5% de la longueur du corps (lx=0,05L)

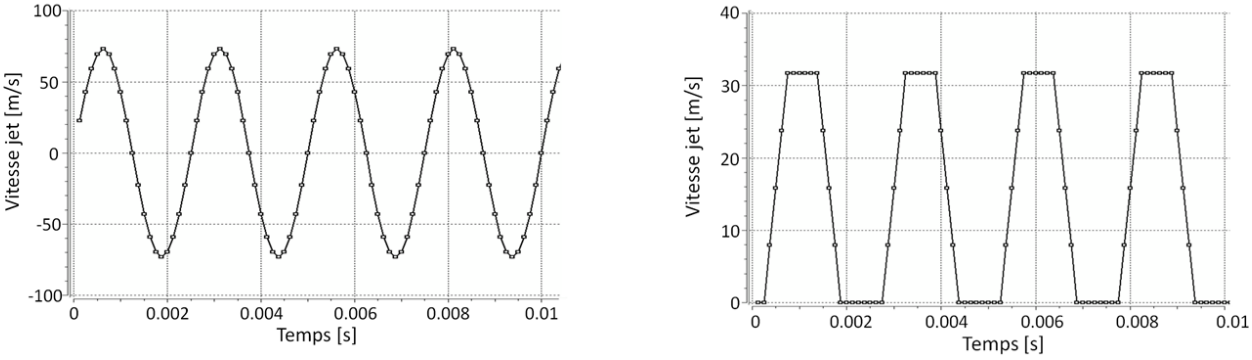


Figure 5.3 – Exemples d'évolution de la vitesse de jets au cours du temps dans le cas d'utilisation de jet synthétique (à gauche) ou de jet pulsé (à droite)

Le Tableau 5.1 récapitule toutes les configurations qui ont été passées en calculs dans cette partie ainsi que dans la partie précédente. Dans un premier temps, pour des raisons de stockage limité, tous les calculs ont été effectués sans sauvegardes des champs, seules les grandeurs intégrales sont conservées, telles que la traînée et sa distribution sur le corps. Seuls certains cas jugés intéressants seront post-traités. Parmi les configurations effectuées, la n° 25 qui correspond à un contrôle par le soufflage continu de quatre fentes à la vitesse de référence orientées à 45° vers le centre du sillage servira de validation supplémentaire puisqu'il s'agit du cas se rapprochant des travaux de Roumeas et al. [Rou09] et Wassen et al. [Was10]

Description du calcul LES

N°	Moyen de contrôle			Angle de soufflage	Type de soufflage	Vitesse max jets [m/s]
1	**> Reference**			-	-	-
2	> Reference sans pieds			-	-	-
3	> Fente supérieure > Continue			90°	P 30Hz	30
4					P 400Hz	30
5					P 500Hz	30
6				45°	C continu	30
7					P 400Hz	30
8	> Fente supérieure > Discontinue			90°	C continu	75
9					P 400Hz	150
10					P 400Hz	75
11					P 400Hz	30
12					S 400Hz	150
13				45°	C continu	75
14					P 400Hz	150
15					S 400Hz	75
16					S 400Hz	120
17					S 400Hz	150
18				60°	S 400Hz	75
19	> Déflecteurs > Angle lat 6°	> Angle sup 12°	Pas de soufflage	-	-	-
20			Fente continue	Normal	P 400Hz	30
21				Normal	S 400Hz	30
22			Fente discontinue	Normal	P 400Hz	40
23				Normal	S 400Hz	40
25		> Angle sup 22°	Fente continue	Normal	P 400Hz	30
26	> 3 Fentes supérieures continues en U			90°	P 400Hz	30
27	> 4 Fentes pourtour		Fente continue	90°	P 400Hz	30
28				45°	C continu	30
29					P 400Hz	30
30			Fente discontinue	45°	C continu	75
31					P 400Hz	150
32	> Fente supérieure discontinue > Boucle fermée		méthode lin débit-pression culot	90°	C continu	75
33					C continu	150

C = Continu - P = Pulsé - S = Synthétique ..... = Validation Roumeas/Wassen

Tableau 5.1 - Liste des configurations effectuées

5.2 Résultats des gains obtenus

Le Tableau 5.2 recense les coefficients de la traînée, sa variation par rapport au cas de référence, le coefficient de pression au culot, la contribution du culot pour le Cx et la variation de coefficient de pression au culot pour chaque cas de contrôle. On constate que pour la trentaine de configurations testées, toutes apportent une baisse de la valeur de la traînée par rapport au cas de référence, à l'exception du cas par jet pulsé en fente continue à 30Hz qui reproduisait la dégradation observée en essais (configuration n°3). Plus particulièrement, 21 configurations présentent une baisse de la traînée au-delà de 3%, elles sont identifiées par la couleur verte dans le Tableau 5.1. Enfin, 9 d'entre elles comportent des baisses de la traînée autour de **8%**.

Influence de la géométrie des jets de sortie

Dans le cas du dispositif de contrôle disposé uniquement dans la partie supérieure du culot, soit les configurations du n°3 au 18, il apparait que les fentes discontinues sont très efficaces pour réduire le coefficient de traînée par rapport aux cas de contrôle par fente continue. Si l'on considère une orientation de soufflage à 90°, avec un signal jet pulsé à 400Hz, pour un débit équivalent entre les deux formes de fentes, soit la configuration n°4 avec 30m/s en vitesse maximum de jet pour la fente continue et la configuration n°9 avec une vitesse de 150m/s en vitesse maximum de jets, la baisse de traînée passe de -1,72% pour la fente continue à -4.91% en fente discontinue. Avec le même raisonnement, mais à vitesse de jets égale, la baisse de traînée est également plus forte pour les configurations n°4 et n°11 en fente discontinue, passant de -1,72% à -5,16%. Ce résultat est intéressant puisqu'une vitesse fixée lorsque la section de sortie varie implique que le débit a été réduit d'un facteur 5,6 (rapport de sections), ainsi, le bilan énergétique de la condition de soufflage est d'autant plus valorisé. L'effet bénéfique des fentes discontinues est encore plus flagrant pour un soufflage continu : dans les configurations n°6 et n°13 où le jet continu est orienté à 45°, le débit a été diminué de 55% pour le cas en fentes discontinues. Les résultats de Cx montrent que la baisse de la traînée est quasiment nulle en fente continue (-0,48%), tandis qu'en fente discontinue, la baisse de la traînée devient très forte avec -7.59%. La forme des jets est donc extrêmement influente sur le contrôle du sillage dans le cas d'un soufflage en partie supérieure du culot, l'analyse en profondeur d'une configuration en fente discontinue sera donc intéressante.

Influence de l'ajout de fentes supplémentaires

Cependant, il faut noter que les fentes continues peuvent s'avérer efficaces pour d'autres configurations telles que celles disposant des 4 fentes de soufflage à 45° (configurations n°27,28,29,30). Les variations de la traînée en soufflage continu et pulsé à 400Hz sont respectivement de -10.47% et -8.95% pour les fentes continues, contre -7.57% et -4.52% pour les fentes discontinues. L'effet est donc inverse à celui observé pour la fente seule, ce qui laisse supposer une mécanique de contrôle différente. La configuration n°27 est par ailleurs une reproduction du calcul de contrôle actif par jet continu effectué par Wassen et al. [Was10]. Dans son cas, [Was10] enregistre une baisse de la traînée de -11,1% par rapport à son cas de référence, ce qui est une valeur très proche de celle de ces travaux avec une baisse de la traînée de -10,47%. Outre la bonne saisie des effets du contrôle sur le sillage, cette comparaison nous renseigne également sur la localisation des effets de ce contrôle. En effet, contrairement à notre étude, le cas présenté par Wassen et al. [Was10] ne disposait pas de pieds, ce qui montre que l'effet des jets pulsés dans ce cas-là est affranchi de l'influence de l'écoulement de soubassement et se concentre sur le sillage et le culot. Il faut noter que l'utilisation des 4 fentes de soufflage, conduit à des réductions de la traînée équivalentes voire inférieures à celles obtenues avec une seule fente en partie supérieure, le bilan énergétique est donc bien plus favorable pour l'utilisation de la fente seule.

Influence du déflecteur

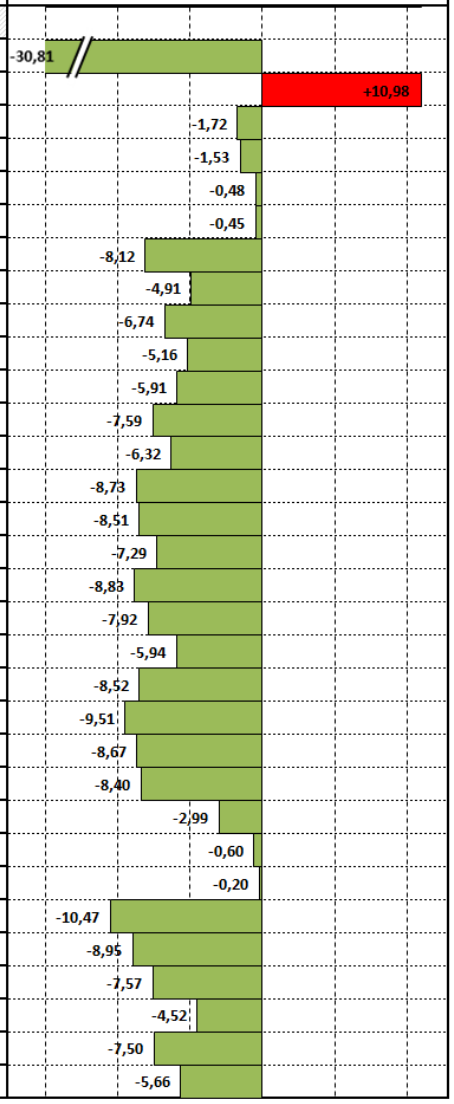
La configuration n°19 correspond au cas du contrôle passif avec un déflecteur seul. Les résultats montrent que la baisse de la traînée est de -5.64%, par ailleurs, les valeurs de Cp moyen au culot sont remontées à Cp_{CFG19}=-0.16, pour une contribution du culot à la traînée totale de 52.9%. Cette contribution est plus faible que tous les cas ne disposant pas de déflecteur. Lorsque cette solution passive est couplée à des solutions actives par un jet soufflant de manière normale à la paroi du déflecteur, proche de la jonction pavillon-déflecteur (configurations n°20,22,23), un gain supplémentaire d'environ 2,5% est calculé portant ainsi la baisse de la traînée à -8.5% par rapport au cas de référence. Enfin, la solution de contrôle par jet synthétique sur fente continue (configuration n°21) apporte un gain relevé de 1% par rapport aux autres solutions par jet, soit -9,51% de baisse de la traînée par rapport au cas de référence.

Comparaison jet pulsé – jet synthétique

Cette baisse de la traînée supplémentaire avec les jets synthétiques par rapport aux jets pulsés peut s'observer pour trois comparaisons directes dans lesquelles tous les autres paramètres sont fixés : en fente supérieure discontinue à 90°, 400Hz et 150m/s en vitesse max (configurations n°9 et 12), en fente supérieure discontinue à 45°, 400Hz et 150m/s en vitesse max (configurations n°14 et 17) et pour le cas avec déflecteur et fente continue, 400Hz et 30m/s de vitesse maximale (configurations n°20 et 21). Pour ces trois comparaisons, le gain de traînée supplémentaire relatif au jet synthétique est respectivement de 1%, 0.97% et 1.01%. Ce résultat est intéressant dans la mesure où les actionneurs à jet synthétique sont à débit moyen nul, leur bilan énergétique sera donc bien plus intéressant que des solutions de type jet pulsé qui doivent prendre en compte l'énergie liée à l'apport pneumatique.

Tableau 5.2 - Récapitulatif des variations de traînée et de pression au culot

N°	Description du calcul LES: Moyen de contrôle			Angle de soufflage	Type de soufflage		Vitesse max jets [m/s]	Cμ [%]	Cx [-]	Variation de Cx [%]	Cp au culot [-]	Part du culot pour le Cx [%]	Variation de Cp [%]
1	**> Reference**			**-**		**-**	**-**		**0,361**		**-0,208**	**57,6**	
2	> Reference sans pieds			-		-	-		0,250	-30,81	-0,209	83,6	-0,4
3	> Fente supérieure > Continue			90°	Pulsé	30 Hz	30	0,20	0,401	10,98	-0,236	58,9	-13,4
4						400 Hz	30	0,20	0,355	-1,72	-0,201	56,6	3,4
5						500 Hz	30	0,20	0,356	-1,53	-0,201	56,4	3,6
6				45°	Cont	continu	30	0,40	0,360	-0,48	-0,203	56,4	2,5
7					Pulsé	400 Hz	30	0,20	0,360	-0,45	-0,204	56,6	2,2
8	> Fente supérieure > Discontinue			90°	Cont	continu	75	0,40	0,332	-8,12	-0,181	54,6	13,0
9					Pulsé	400 Hz	150	0,80	0,344	-4,91	-0,193	56,2	7,2
10						400 Hz	75	0,20	0,337	-6,74	-0,186	55,1	10,8
11						400 Hz	30	0,03	0,343	-5,16	-0,192	55,9	7,9
12					Synth	400 Hz	150	0,80	0,340	-5,91	-0,190	55,8	8,9
13				45°	Cont	continu	75	0,40	0,334	-7,59	-0,183	54,8	12,1
14					Pulsé	400 Hz	150	0,80	0,339	-6,32	-0,187	55,2	10,2
15					Synth	400 Hz	75	0,20	0,330	-8,73	-0,182	55,2	12,6
16						400 Hz	120	0,51	0,331	-8,51	-0,183	55,3	12,2
17						400 Hz	150	0,80	0,335	-7,29	-0,184	55,0	11,4
17'				30°	Synth	400 Hz	75	0,20	0,329	-8,83	-0,182	55,2	12,7
18				60°	Synth	400 Hz	75	0,20	0,333	-7,92	-0,185	55,5	11,3
19	> Déflecteurs > Angle lat 6°	> Angle sup 12°	Pas de soufflage	-		-	-	0,00	0,340	-5,94	-0,180	52,9	13,6
20			Fente continue	Normal	Pulsé	400 Hz	30	0,20	0,331	-8,52	-0,167	50,4	20,0
21				Normal	Synth	400 Hz	30	0,20	0,327	-9,51	-0,160	48,9	23,2
22			Fente discontinue	Normal	Pulsé	400 Hz	40	0,06	0,330	-8,67	-0,162	49,2	22,0
23				Normal	Synth	400 Hz	40	0,06	0,331	-8,40	-0,167	50,5	19,7
25		> Angle sup 22°	Fente continue	Normal	Pulsé	400 Hz	30	0,20	0,351	-2,99	-0,176	50,1	15,6
26	> 3 Fentes supérieures continues en U			90°	Pulsé	400 Hz	30	0,60	0,359	-0,60	-0,206	57,4	0,9
27	> 4 Fentes pourtour		Fente continue	90°	Pulsé	400 Hz	30	0,80	0,361	-0,20	-0,207	57,4	0,7
28				45°	Cont	continu	30	1,60	0,324	-10,47	-0,174	53,8	16,4
29					Pulsé	400 Hz	30	0,80	0,329	-8,95	-0,180	54,6	13,7
30			Fente discontinue	45°	Cont	continu	75	1,60	0,334	-7,57	-0,183	54,8	12,2
31					Pulsé	400 Hz	150	3,19	0,345	-4,52	-0,194	56,2	6,9
32	> Fente supérieure discontinue > Boucle fermée		méthode lin débit-pression culot	90°	Cont	continu	75	0,40	0,334	-7,50	-0,186	55,8	10,5
33						continu	150	1,60	0,341	-5,66	-0,190	55,7	8,7



C = Continu - P = Pulsé - S = Synthétique

..... = Validation Roumeas [Rou09] et Wassen [Was10]

= Validation expérimentale

Effet du contrôle sur la pression moyenne au culot

La relation entre le Cx et le Cp au culot Figure 5.4 montre que parmi les cas de contrôle, il existe une relation linéaire entre les configurations sans déflecteurs permettant d'exprimer la relation forte entre les effets du contrôle et la pression au culot. Plus précisément, cela montre que pour toutes les configurations sans déflecteur, un dispositif de soufflage disposé sur le culot agit principalement sur cette même paroi. Cet effet se vérifie aussi bien pour une augmentation de la traînée (configuration n°3, Cx_{CFG3}=0.401) que pour une baisse de la traînée avec une ou plusieurs fentes de soufflage (par exemple les configurations n°15 et 27).

Par ailleurs, à gain de traînée équivalente, les cas disposant de déflecteurs présentent une plus forte remontée de pression au culot que ceux n'en ayant pas. Le déflecteur apporte donc des effets positifs accrus sur la pression au culot tout en dégradant une autre partie du sillage puisque les gains de traînée ne sont pas supérieurs. Une analyse plus approfondie des champs est nécessaire pour comprendre les mécanismes des effets du contrôle.

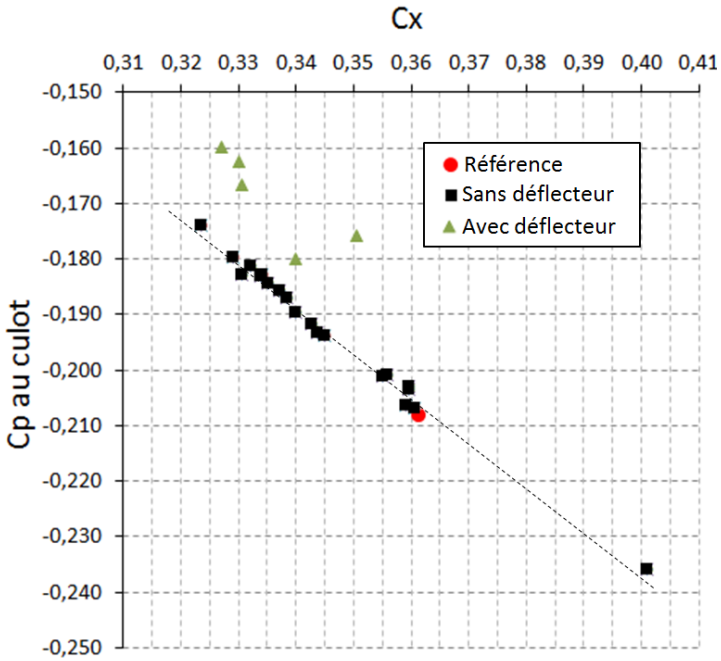


Figure 5.4 - Évolution du coefficient de pression au culot en fonction du coefficient de traînée.

Influence de la vitesse de jets

Dans le cas de l'utilisation d'une fente continue, la littérature nous enseigne que la vitesse optimale de soufflage pour un jet continu est aux alentours de $V_{jet}=0.6V_{REF}$, le soufflage étant efficace jusqu'à $V_{jet}=1.5V_{REF}$ [Was10] [Rou09]. Dans la présente étude, les plus fortes baisses de la traînée sont obtenues pour des fentes discontinues, la Figure 5.5 illustre l'influence du maximum de la vitesse de soufflage pour les cas en fentes discontinues de jet pulsé à 90° et jet synthétique à 45°. Dans ces deux configurations la vitesse de jet associée à la plus forte baisse de la traînée est de V_{jet}=75m/s=$2.5V_{REF}$. Les vitesses inférieures et supérieures à cette valeur conduisent à une baisse de la traînée moins importante.

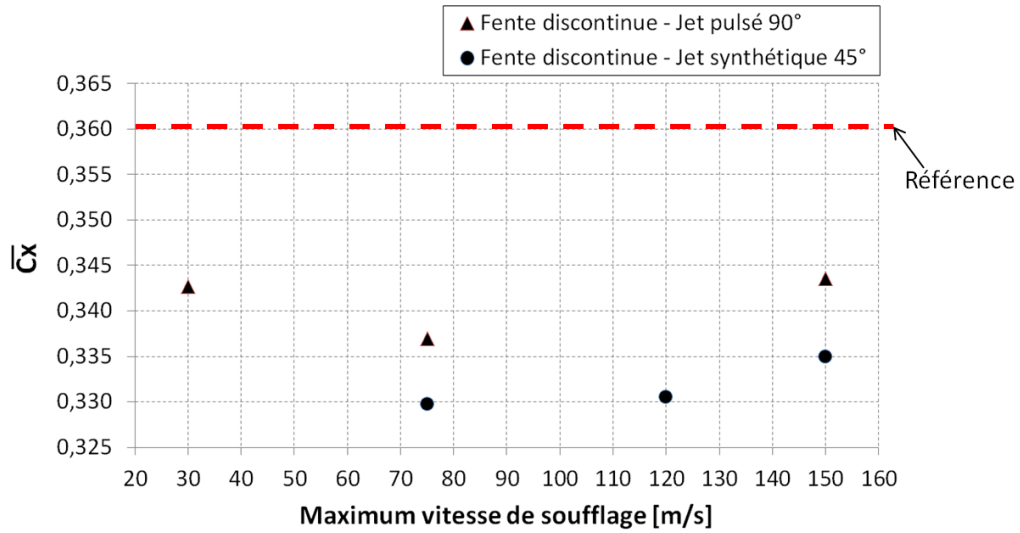


Figure 5.5 - Evolution du coefficient de la traînée moyen en fonction de la vitesse de jets.

Influence de l'angle de soufflage

La Figure 5.6 illustre la variation du coefficient de traînée moyenné en fonction de l'angle de soufflage pour les configurations en fente discontinues, jet synthétique à 400Hz et une vitesse maximale de jet de V_{jet}=75m/s. La valeur de la traînée la plus faible est obtenue pour un angle de soufflage de 30° avec Cx=0.329, les configurations aux angles de 45° et 90° donnent un coefficient de traînée quasiment égale avec Cx=0.330. A l'angle de 60°, le Cx est de 0.333. L'angle de soufflage influence ainsi de manière modérée les comportements du sillage. Pourtant, avec l'utilisation des quatre fentes continues, l'effet de l'angle est fort : en soufflage par jet pulsé à 400Hz, 30m/s et 90° (configuration n°26), la baisse de la traînée calculée est quasiment inexistante avec -0.2%, et lorsque l'angle est modifié pour la valeur de 45°, tous les autres paramètres fixés (configuration n°28), la baisse de la traînée est extrêmement élevée avec -8.95%

Ainsi il apparait que dans le cas de l'utilisation de quatre fentes continues, si l'angle de soufflage est dirigé vers le cœur du sillage, le contrôle est efficace. Par contre, avec l'utilisation de fentes discontinues, le soufflage est globalement efficace quel que soit l'angle, ce qui laisse supposer des effets sur le sillage différents.

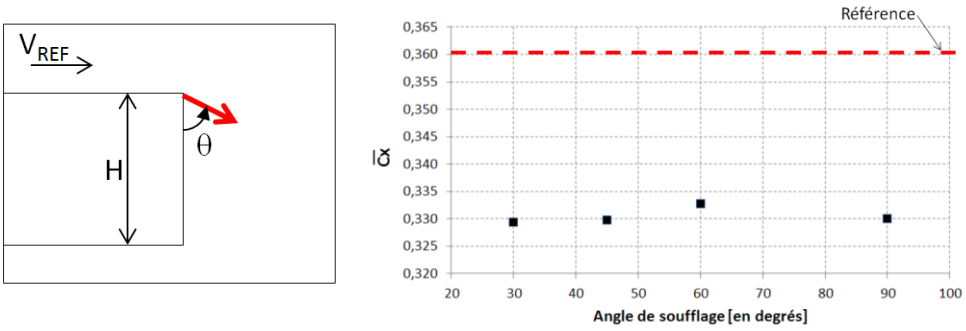


Figure 5.6 – Evolution du coefficient de la traînée moyen en fonction de l'angle de soufflage pour les configurations de contrôle par fente discontinue en partie supérieure du culot, pour une vitesse de jet fixée de V_{jet}=75m/s

5.3 Evaluation des coefficients de quantité de mouvement et bilan énergétique

Coefficient de quantité de mouvement

Le coefficient de quantité de mouvement est le rapport entre la quantité de mouvement injecté par la solution de contrôle et celle du corps de Ahmed :

$$C\mu = \frac{I_{jet}}{\frac{1}{2}\rho S_X V_{REF}^2} = \frac{\rho S_j \frac{1}{T}\int_0^T V_{jet}^2(t)dt}{\frac{1}{2}\rho S_X V_{REF}^2} = 2\frac{S_j}{S_X}\frac{\overline{V_{jet}^2}}{V_{REF}^2}$$

Avec ρ la densité de l'air, S_j la surface des jets, T un temps d'intégration suffisamment long pour effectuer la moyenne de vitesse d'un jet (dans le cas d'un calcul avec un signal parfait, une période suffit), V_{jet} la vitesse maximale du jet, S_x le maitre couple du corps de Ahmed et V_{REF} la vitesse de référence.

Bilan de puissance

Parmi toutes les solutions de contrôle proposées, plusieurs d'entre elles permettent une variation de la traînée significative, il est alors intéressant de comparer le gain de puissance lié à la baisse de la traînée à la puissance utilisée pour cette baisse.

La variation de puissance aérodynamique s'exprime comme :

$$\Delta P_{aero} = \frac{1}{2}\rho S_X (Cx_{REF} - Cx_{contrôle}) V_{REF}^3 \quad , en\ [W]$$

La puissance utilisée par les actionneurs P_{act} peut se décomposer en une partie pneumatique et une partie électrique. Pour ces deux parties, les valeurs relatives seront intrinsèques à la conception et aux caractéristiques de l'actionneur. Cependant il est possible d'effectuer des estimations :

- La partie pneumatique peut être approchée par puissance aéraulique fournie nécessaire à l'alimentation de l'actionneur, par exemple pour des jets pulsés :

$$P_{pneum} \approx \frac{1}{2}\rho S_j V_{jet}^3$$

- La partie électrique peut être extrêmement variable selon la technologie choisie. Dans le cadre des essais présentés dans le chapitre 3 de ce manuscrit, chaque électrovanne consommait en courant continu jusqu'à I=0.8A pour une tension constante de U=12V, soit une puissance électrique estimée pour le montage complet d'environ P_{elec}=50W. Dans les travaux présentés par Leclerc [Lec08] sur l'intégration de cinq membranes piézo-électriques disposées sur un corps de Ahmed, la puissance totale de ce système à jets synthétiques est de P_{act}=50W. Enfin, dans les travaux de Joseph [Jos12], la technologie MEMS nécessite des puissances électriques de fonctionnement extrêmement faibles, $P_{elec} \approx 5.10^{-3}$W.

On définit l'efficacité par :

$$\eta = \frac{\Delta P_{aero}}{P_{act}}$$

Le Tableau 5.3 répertorie pour différentes configurations leurs coefficients de quantité de mouvement, le gain de puissance aérodynamique, la puissance pneumatique liée aux jets dans l'hypothèse d'actionneurs compatibles et l'efficacité liée à cette approximation de consommation des actionneurs. Dans ce cas, l'efficacité ne représente donc pas précisément un bilan d'énergétique, mais plutôt une estimation qui permettrait en amont de se donner une orientation dans le classement des solutions de baisse de la traînée.

Le coefficient de quantité de mouvement présente des valeurs très différentes selon les configurations choisies, dans le cas de la fente supérieure continue avec les conditions exposées dans la partie expérimentale (configuration n°4) on calcule que $C\mu_{CFG4}$=0.2%. Cette valeur est identique lorsque l'on conserve le débit en fente discontinue, pour des vitesses de jet de V_{jet}=75m/s; si la vitesse chute à 30m/s, le coefficient de quantité de mouvement vaut $C\mu_{CFG11}$=0.03%. Pour V_{jet} = 120m/s, $C\mu_{CFG16}$=0.51%. Si l'on utilise quatre fentes de soufflage, le coefficient de quantité de mouvement prend des valeurs en conséquence plus élevées avec $C\mu_{CFG29}$=1.6%.

Le gain de puissance aérodynamique est proportionnel à la baisse de la traînée. Dans les configurations présentées dans le Tableau 5.3 les baisses de la traînée sont proches, aux alentours de -8%. Le gain de puissance aérodynamique est pour ces configurations aux alentours de $\underline{\Delta P_{aéro}=28\ W}$. Ainsi, les actionneurs ne doivent pas consommer plus que cette limite si l'on souhaite une efficacité bénéfique de la solution de contrôle. En termes de consommation des actionneurs, nous faisons donc ici l'hypothèse qu'elle sera à peu près équivalente à la puissance aéraulique de l'actionneur. Dans ces conditions l'efficacité résultante est très variable selon les configurations. Toutes présentent une efficacité η>1, mais selon la forme des jets et leur vitesse en sortie, l'efficacité prend une valeur de η_{CFG16}=1.51 pour la configuration en fente discontinue avec V_{jet}=120m/s, pour la configuration en fente continue reproduisant le comportement des essais, l'efficacité est de η_{CFG4}=3.09. L'utilisation de 4 fentes peut être bénéfique avec une fente continue et des vitesses de jet de 30m/s avec η_{CFG29}=3.09. Le cas du couplage actif et passif avec le déflecteur est intéressant car la baisse de traînée est élevée et le coefficient de quantité de mouvement de l'actionneur est faible en fente continue à vitesse de jet de 30m/s, ainsi, en bénéficiant de l'effet passif, l'efficacité de cette configuration est de η_{CFG21}=15.35. Enfin, la meilleure efficacité est obtenue pour la configuration en fente discontinue en partie haute, avec une faible vitesse de jets de 30m/s, pour une valeur impressionnante de η_{CFG21}=58.41.

Certes, ces valeurs restent des estimations, mais cela permet de mettre en évidence le fait que la consommation énergétique des actionneurs est un paramètre primordial à prendre en compte si l'on souhaite effectuer un bilan énergétique d'une solution de contrôle que l'on souhaiterait déployer à grande échelle. Notons par exemple que dans le cadre des mesures expérimentales présentées au chapitre 3, la consommation électrique seule des électrovannes de 60W dépassait largement le léger gain de puissance aérodynamique obtenu de 5,6W. Ainsi l'utilisation de jet pulsé n'est viable dans ce cas mais permet de montrer des principes de contrôle du sillage à moindre coût. Tout dépend donc du degré de maturité de la solution de contrôle dans une optique de proposition en série.

Description du calcul LES										
N°	Moyen de contrôle	Angle de soufflage	Type de soufflage	Vitesse max jets [m/s]	Variation de Cx [%]	Sj [mm²]	Cμ [%]	ΔP_{aero} [W]	P_{pneum} [W]	Hypothèse efficacité η
1	**> Reference**	-	-	-						
4	> Fente supérieure continue	90°	P 400Hz	30	-1,72	110	0,20	5,62	1,82	3,09
11	> Fente supérieure discontinue	90°	P 400Hz	30	-5,16	17,5	0,03	16,90	0,29	58,41
15		45°	S 400Hz	75	-8,73	17,5	0,20	**28,60**	4,52	6,33
16			S 400Hz	120	-8,51	17,5	0,51	**27,89**	18,52	1,51
21	> Déflecteurs, Angle sup 12°	Normal	P 400Hz	30	-8,52	110	0,20	**27,93**	1,82	15,35
29	> 4 Fentes — Fente continue	45°	C continu	30	-10,47	440	1,60	**34,31**	7,28	4,72
31	> 4 Fentes — Fente discontinue	45°	C continu	75	-7,57	70	1,60	**24,79**	18,09	1,37

C = Continu - P = Pulsé - S = Synthétique ..... = Validation Roumeas/Wassen

Tableau 5.3 - Récapitulatif de la variation de traînée, de la surface de soufflage, du coefficient de quantité de mouvement, du gain de puissance aérodynamique, de la puissance aéraulique et de l'efficacité liée pour certaines configurations

5.4 Description des champs moyennés de certaines configurations

Parmi les configurations de contrôle effectuées, trois d'entre elles ont été analysées plus finement. Le post traitement a été choisi en fonction du type de contrôle : actif, passif, et couplage des deux solutions. La solution active est celle disposant d'une fente discontinue en partie supérieure avec condition de jet synthétique orientée à 45° et soufflant à une vitesse maximale à 120m/s à 400Hz. Il s'agit de la meilleure configuration dont le stockage de la solution a été effectué en fente supérieure avec une baisse de la traînée de -8,51%. La solution passive est celle avec le déflecteur ayant un angle de 12° avec le pavillon, elle présente une réduction de la traînée de -5.94%. Enfin, la configuration de couplage actif-passif est celle avec le déflecteur à 12° en partie supérieure avec une fente continue de soufflage en direction normale au déflecteur à une vitesse maximale de 30m/s à 400Hz, elle montre une baisse de la traînée de -8,52%. La fente de pulsation a su apporter une réduction de la traînée supplémentaire de 2,5% par rapport à la configuration passive (Configurations N° 1, 16,19 et 20 du Tableau 5.2)

5.4.1 Distribution de pression au culot

Les distributions de coefficient de pression au culot du cas de référence et des trois cas avec contrôle sont représentées sur la Figure 5.8 et la Figure 5.9. Dans les trois cas de contrôle la remontée de la valeur moyenne de pression est forte : +12% pour la configuration 16 avec les fentes en partie supérieure du culot, +13,6% pour la configuration 19 et son déflecteur uniquement et +20% pour la configuration 20 en couplage actif-passif. Malgré ces changements de valeurs moyennes, la distribution reste sensiblement similaire au cas de référence, à savoir, les plus faibles valeurs de pression en partie basse du culot en formant deux lobes en partie gauche et droite, les plus fortes valeurs de pression sont situées dans la partie haute du culot . Il est également notable que toutes les configurations présentent des dissymétries plus ou moins marquées. Pour la configuration 16, on note des pressions fortement négatives autour de

la position de sortie des jets. Ces valeurs autour de P=-2200Pa représentent un coefficient de pression relatif à la vitesse moyenne du jet de Cp_{jet}=-1. Pour la configuration 19, la remontée de pression est plus marquée avec +13.6% de variation de pression moyenne au culot, mais s'associe à de lourdes pertes de pression sur la partie déflecteur, la combinaison de ces deux comportements permet d'obtenir -5,94% de variation de la traînée. L'ajout du contrôle actif sur le déflecteur (configuration 20) accentue encore plus les phénomènes : la remontée de pression se chiffre à +20%, et la pression diminue fortement sur le déflecteur par rapport au cas sans jet (n°19).

Malgré des disparités de l'effet du contrôle sur les champs de pression au culot, la baisse de la traînée de la configuration 20 est équivalente à celle de la n°16 avec -8,51% de variation de la traînée. Il semble donc que la mécanique du contrôle de l'écoulement soit différente pour ces configurations. L'étude du cœur de l'écoulement permettra d'apporter des éléments de réponse.

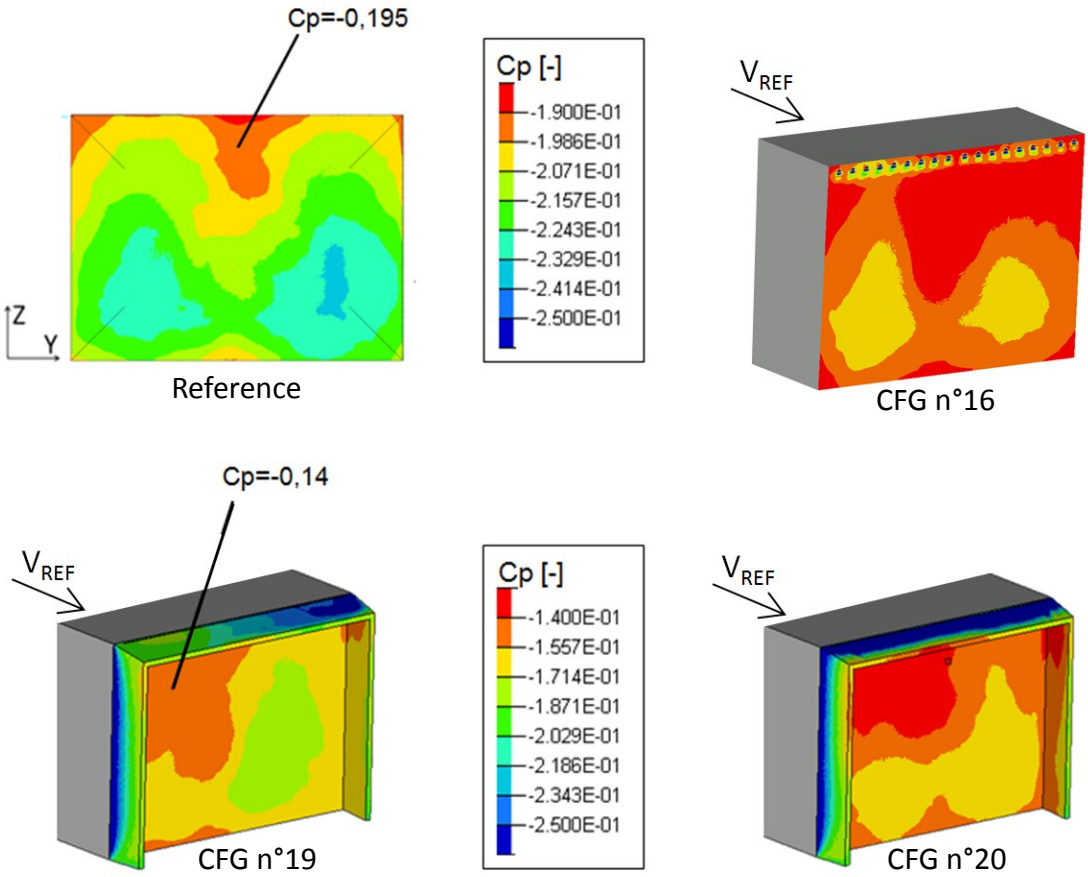


Figure 5.7 – Comparaison des champs moyens de pression sur le culot pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite)

5.4.2 Description du sillage

Les champs de pression dans les plans longitudinaux et transversaux sont représentés respectivement sur les Figure 5.8 et Figure 5.9 :

- La configuration n°19 avec déflecteur présente une augmentation des valeurs de coefficients de pression moyenne dans les deux plans du sillage proche de l'ordre de 20%, les minimums de Cp locaux passant d'environ Cp_{REF} =-0.3 à Cp=-0.24. La distribution globale du champ reste similaire, à savoir deux minimums dans chaque plan représentant une forme torique contenue dans l'enveloppe du sillage. Le minimum de pression dans la partie haute a été abaissé d'une hauteur équivalente à celle du déflecteur diminuant ainsi la section du sillage, la structure torique a été conservée avec une intensité de coefficient de pression augmentée (Figure 5.10). L'action du déflecteur seul permet donc de modifier la structure du sillage et diminuer les intensités de pression à l'intérieur.

- Lorsque des jets pulsés sont ajoutés sur le déflecteur (configuration n°20), les champs de pression dans les sections du sillage ont été à nouveaux augmentés par rapport à la configuration avec déflecteur seulement. Les minimums de pression sont atténués de l'ordre de 10% passant de Cp=-0.24 à Cp=-0.22, soit environ 25% par rapport à la référence. De faibles valeurs de pression sont relevées dans la zone d'éjection des jets, comme décrits dans le paragraphe précèdent.

- Pour la configuration n°16 sans déflecteur, en fentes supérieures seules, jets synthétiques à 45°, les effets ne sont pas similaires : les valeurs de pression ont été augmentées de manière homogène dans tout le sillage, tout en conservant une distribution très proche du cas de référence. En effet, la structure torique définie par l'iso contour de coefficient de pression de Cp=-0.25, est plus franche et équilibrée que dans les cas de contrôle avec déflecteur (Figure 5.10). La distance au culot de ces minimums de pression a été augmentée par rapport au cas de référence, permettant au gradient de pression longitudinal de s'établir sur une plus longue distance, et augmentant ainsi la pression au culot.

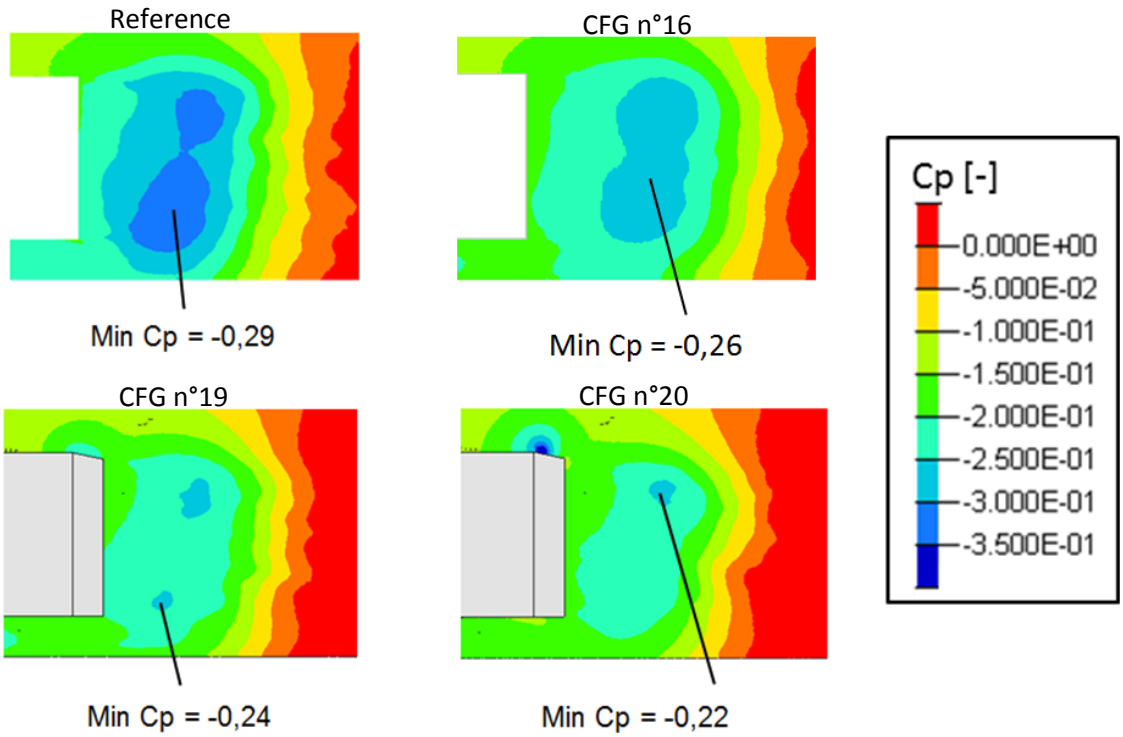


Figure 5.8 – Distribution de pression dans le plan longitudinal pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite)

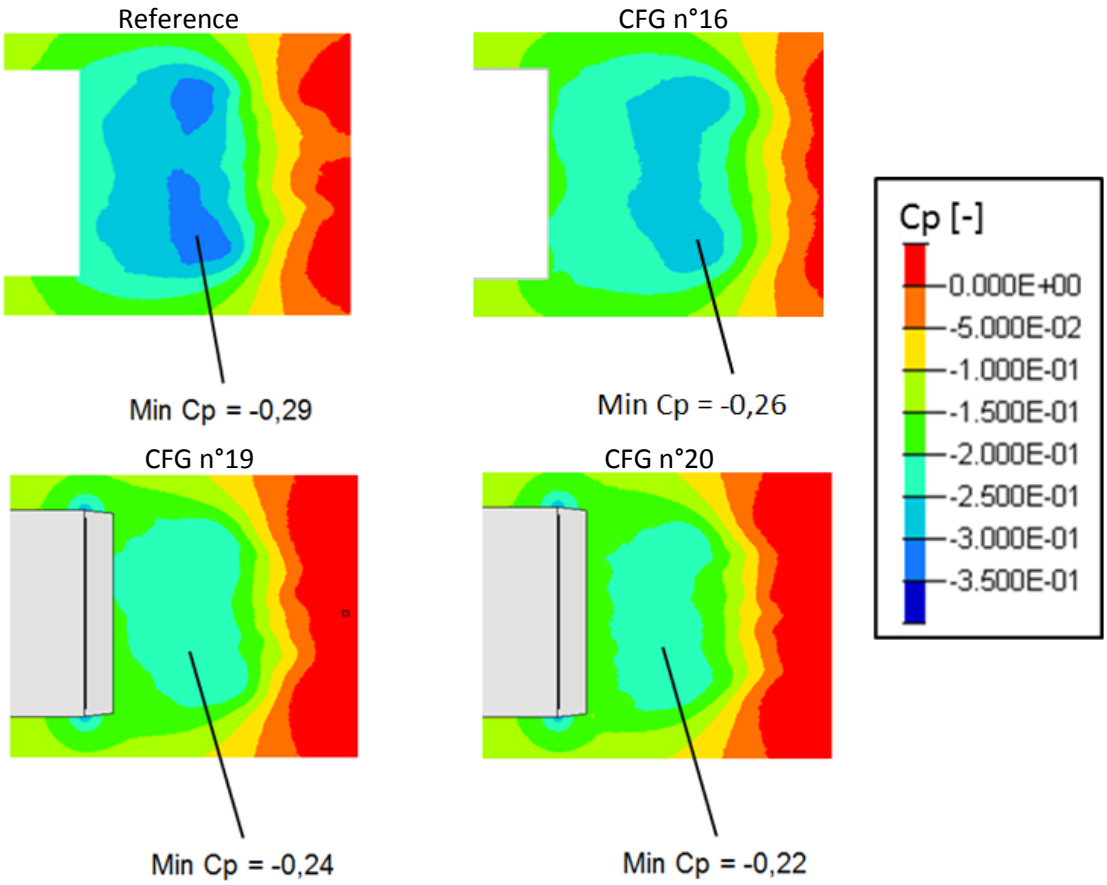


Figure 5.9 - Distribution de pression dans le plan transversal pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite)

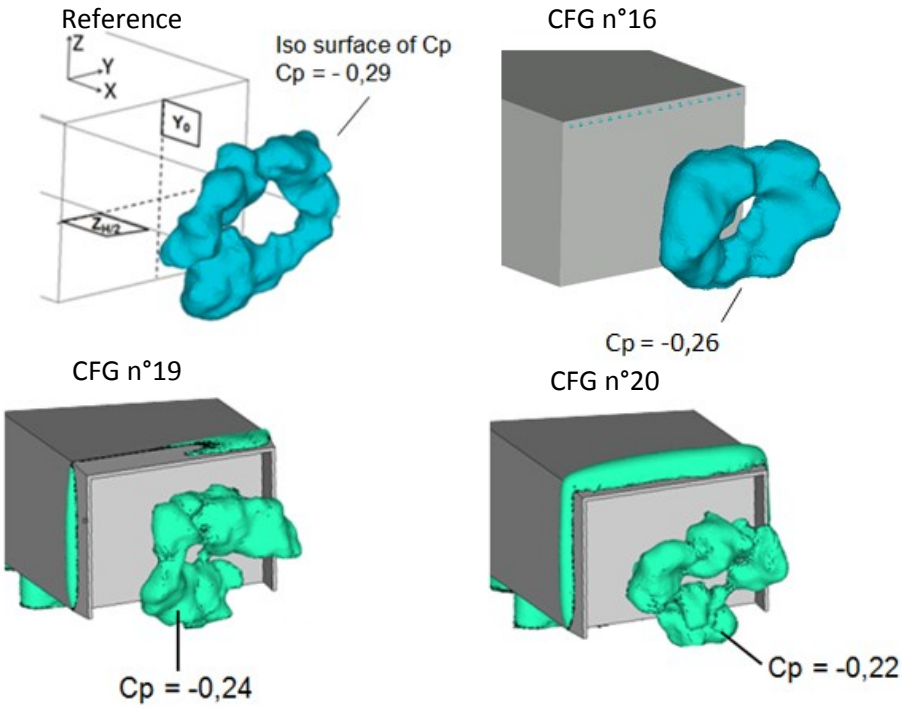


Figure 5.10 – Iso-contours de coefficient de pression pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite)

Les effets du contrôle de l'écoulement sont également visibles sur les champs de vitesses :

- Pour le cas de contrôle avec les jets synthétiques seuls, le plan de vitesse longitudinale (Figure 5.11) montre que le sillage s'est allongé et confirme le repoussement en aval des minimums de pression. D'autre part, on peut également constater que la vitesse en sortie de soubassement a été diminuée, le débit sortant devrait donc être diminué et ainsi l'équilibre du sillage est modifié. Sur le plan de vitesse verticale (Figure 5.12), l'effet des jets est flagrant sur la zone en partie haute du culot autour de X=0,3H en aval, proche de la couche de cisaillement, les vitesses ascendantes ont été réduites de près de 50% par rapport au cas de référence. Les jets étant dirigés vers cette zone, au moment de l'éjection, la vitesse de soufflage s'oppose aux structures qui remontent dans le sillage et permet ainsi de réduire les vitesses de cette zone. Enfin, sur le plan Z=H/2, les champs de vitesses transversales (Figure 5.13) montrent que les vitesses de paroi (très proche culot) ont été réduites avec l'action des jets.

- Pour le cas de contrôle avec le déflecteur seul, l'effet est bien visible sur les champs de vitesses longitudinales (Figure 5.11), l'angle entre l'axe longitudinal et la zone de recirculation moyenne a été augmenté de 5° par rapport au cas de référence, l'angle mesuré sur le cas de référence est d'environ 9°. Le choix d'angle de déflecteur de 12° est proche de l'angle naturel de la couche de cisaillement, ainsi on peut observer que le fluide suit l'angle du déflecteur sans décrocher, conformément aux résultats de la littérature, le point de décrochement dans le sillage est donc plus bas et la hauteur du sillage est modifiée. Cette réduction de hauteur modifie l'équilibre du sillage, les effets peuvent se voir sur les champs de vitesses verticales (Figure 5.12), les vitesses ascendantes dans la zone de recirculation ont été réduites par rapport au cas de référence et le maximum de la partie supérieure du sillage se situe à l'extrémité du déflecteur. Enfin, il est possible de constater dans le sillage, sur les champs de vitesses transversales (Figure 5.13), la trace de la dissymétrie observée précédemment sur les champs de pression au culot. Au cœur de la zone de recirculation moyenne, la partie située en Y<0 présente des valeurs négatives de vitesses transversales plus fortes que les valeurs positives de la partie Y>0.

- Pour le cas hybride combinant déflecteur et jet pulsé en fente continue, les observations sur les champs de vitesses longitudinales sont similaires au cas avec déflecteur seul (Figure 5.11). Un angle accru est observé entre l'axe longitudinal et la bulle de recirculation. Des effets plus prononcés que le cas avec déflecteur sont visibles sur les champs de vitesse verticale (Figure 5.12). Tout d'abord les maximums de vitesses verticales ascendantes sont situés plus en aval que le cas avec déflecteur seul, mais les valeurs de ces vitesses sont plus élevées et équivalentes au cas de référence. D'autre part, en aval de la zone de soufflage, au-dessus du déflecteur, on voit un accroissement des vitesses négatives ajoutant ainsi un effet d'écrasement sur le sillage. Enfin, les observations sur les champs de vitesses transversales sont les mêmes que le cas avec déflecteur.

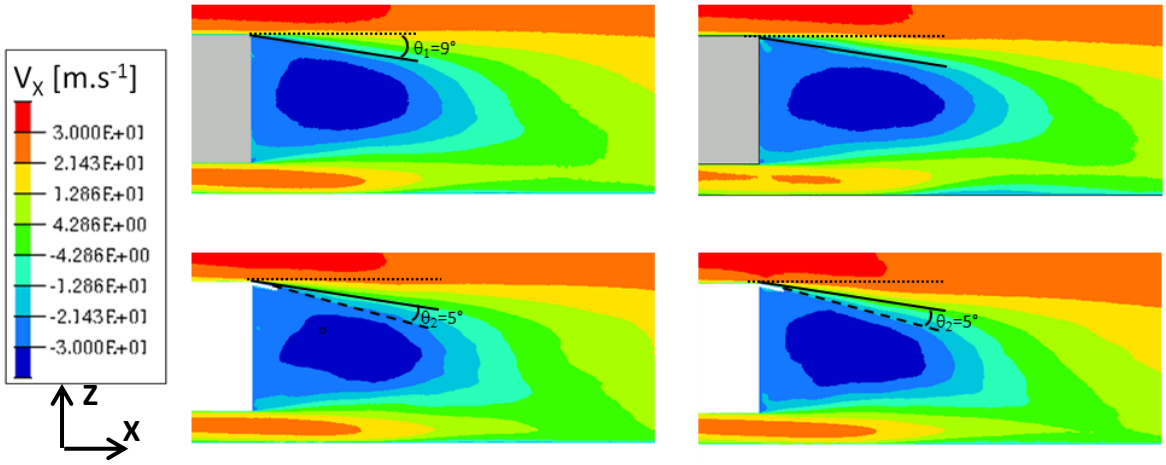


Figure 5.11 - Vitesse longitudinale dans le sillage pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite)

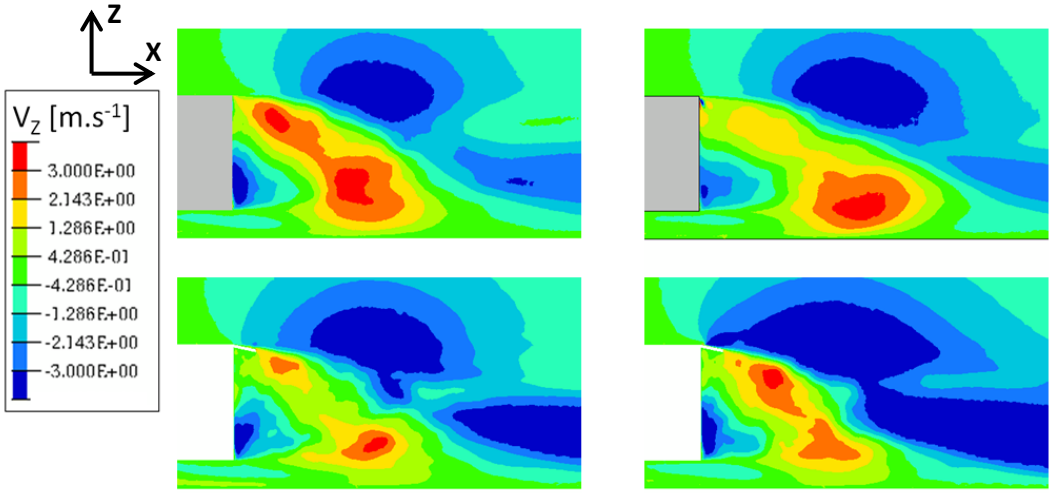


Figure 5.12 - Vitesse verticale dans le plan Y=0 pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite)

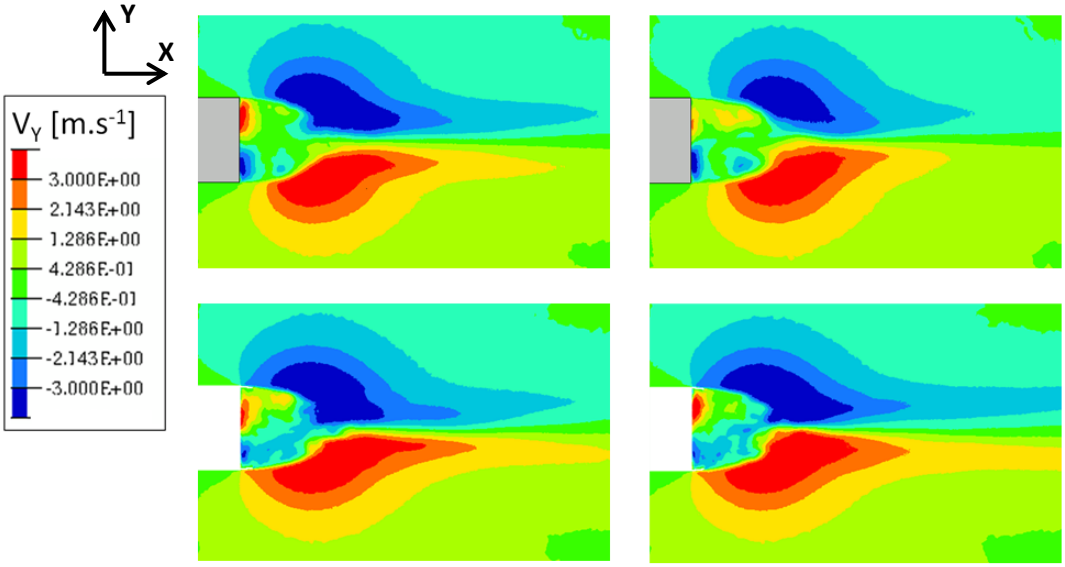


Figure 5.13 - Vitesse transversale dans le plan Z=H/2 pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite)

Les champs d'énergie turbulente cinétique sont représentés sur la Figure 5.14. On constate pour le cas avec jets uniquement (configuration 16) que la zone de fluctuations maximales se situe toujours en partie haute du sillage, mais les valeurs d'intensité turbulente ont été fortement diminuées, d'autre part les positions des centres tourbillonnaires ont été repoussées en aval du sillage d'une distance de 0,15H. Le fait que ces taux de fluctuation bas soient reliés aux jets discontinus signifie que la forme des jets et le mélange dans le sillage des structures qui en sortent sont responsables de la transformation de ces champs.

Pour le cas avec déflecteur uniquement, deux zones de maximums d'intensité turbulente sont situées en partie haute et en partie basse du sillage, au niveau de la couche de cisaillement en aval des positions tourbillonnaires. Les valeurs de fluctuations sont plus élevées que le cas de référence, et les positions tourbillonnaires n'ont quasiment pas été modifiées. Enfin, pour le cas avec déflecteur et soufflage, la description est similaire à la configuration avec déflecteur uniquement, avec des valeurs d'intensité turbulente plus faible, mais supérieure au cas de référence.

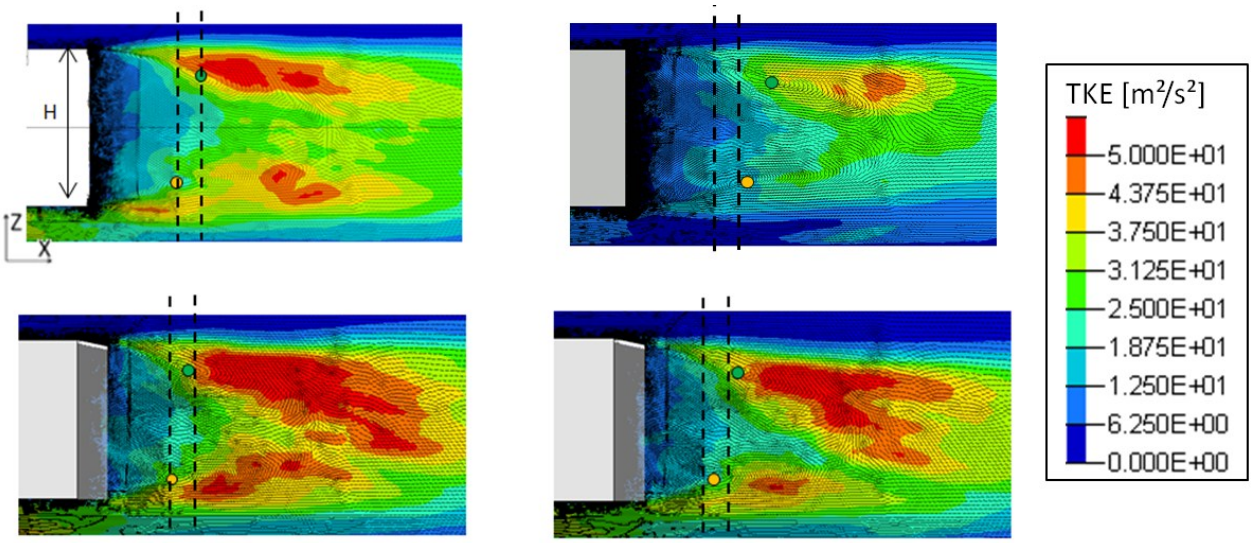


Figure 5.14 - Comparaison des champs moyennés de TKE dans le plan Y0 pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite). Les positions des centres tourbillonnaires sont repérées par les points oranges et verts pour chaque cas, les lignes pointillées noires représentent les abscisses des centres tourbillonnaires du cas de référence.

Les valeurs de critère Q moyennées nous renseignent sur les zones où les structures tourbillonnaires ont été prédominantes. Ces champs apportent des informations complémentaires aux champs moyens de pression du fait de la relation entre la pression et le critère Q ($\Delta p = 2\rho Q$). La Figure 5.15 montre ces champs dans le plan longitudinal. Pour le cas de référence, les zones des maximums de critère Q se situent dans la couche de cisaillement et dans le sillage, en X=0,7H sur les quarts supérieurs et inférieurs de la zone de recirculation. Pour le cas avec soufflage uniquement, ces maximums ont été repoussés de 0,3H en aval du sillage pour la partie supérieure et 0,15H pour la partie inférieure. Cela peut laisser supposer que les principales structures sont émises plus vite et plus loin vers l'aval comme décrit dans les travaux de Bruneau et al. [Bru14] sur le suivi tourbillonnaire avec contrôle de l'écoulement. Pour le cas avec déflecteur uniquement, les zones de maximums sont proches du cas de référence, si ce n'est que celle en partie supérieure, du fait de la présence du déflecteur et de l'orientation de la couche limite plus basse dans la direction verticale est atténuée. On note que les zones de maximums sont également plus ''déstructurées''. Pour le cas avec déflecteur et jets pulsés (configuration 20), les résultats sont proches du cas avec déflecteur uniquement (configuration 19), malgré des zones de maximums de critère Q repoussées en aval de l'écoulement. Nous remarquons ainsi que dans les deux cas, avec et sans déflecteurs, l'ajout de dispositifs de soufflage à 400Hz repousse en aval les zones de maximums de critère Q moyennés.

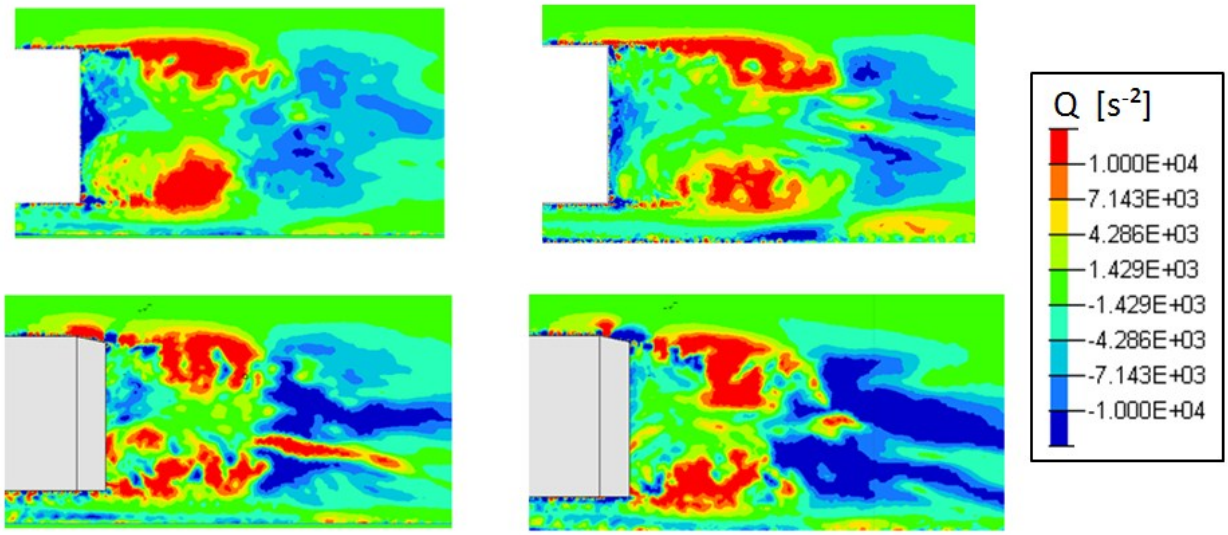


Figure 5.15 - Comparaison des champs moyens de critère Q dans le plan Y0 pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite)

Les iso contours en trois dimensions du critère Q représentés en Figure 5.16 apportent des précisions sur les effets du contrôle sur le sillage. La configuration de référence est constituée de nappes de maxima de critère Q dans les couches de cisaillement latérales et supérieures. En partie supérieure, cette couche est scindée en deux sur les extérieurs latéraux du corps, la partie centrale présentant des valeurs moyennes de critères Q plus faibles. La coloration par la vitesse longitudinale montre que les parties extérieures de ces nappes comportent des vitesses proches de la vitesse de référence avec V_X=30m/s, tandis que la partie intérieure comporte des vitesses faibles de l'ordre de V_x=5m/s bien représentatives des comportements des couches de cisaillement. Pour la configuration avec déflecteur uniquement, les nappes de maxima de critères dans les couches de cisaillement latérales sont retrouvées, celle de la partie supérieure, la surface des deux nappes latérales a été diminuée et de fortes valeurs de critère Q sont présentes dans la zone située entre la fin du pavillon et la fin du déflecteur. Concernant le cas avec déflecteur et jets pulsés, la distribution est similaire à celle avec déflecteur uniquement, si ce n'est que dans la zone située en partie supérieure, au-dessus du déflecteur, l'intensité du critère Q a été diminuée sous l'effet des jets pulsés. Enfin, avec le cas des jets synthétiques uniquement, en fente discontinue à 45° (configuration 16), la structure des iso contours est proche du cas de référence, avec des surfaces de nappes légèrement réduites et des intensités de vitesses longitudinales réduites.

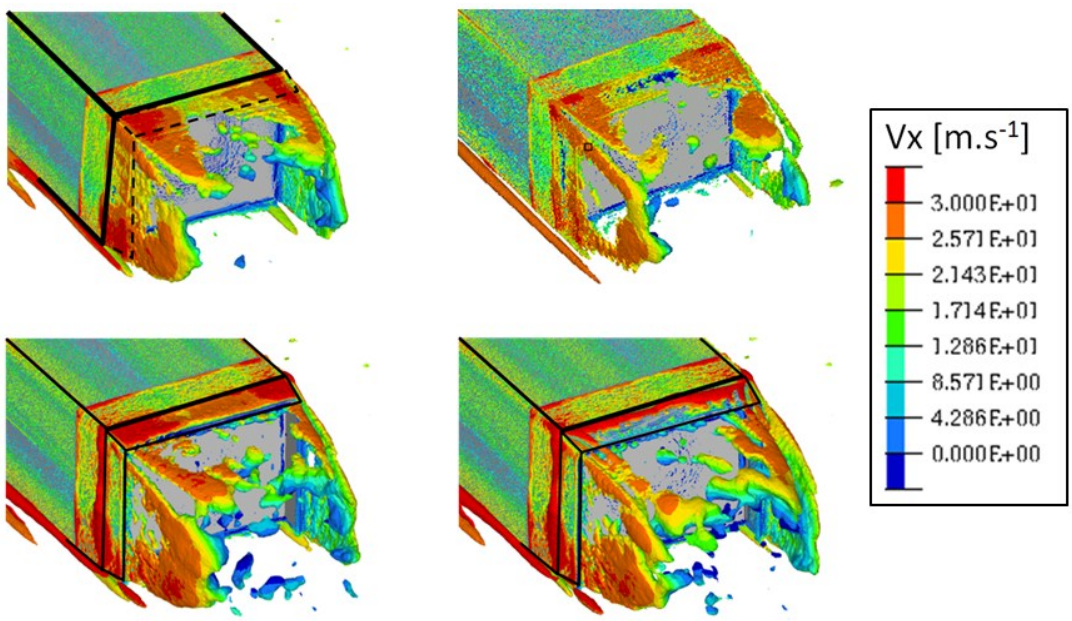


Figure 5.16 - Comparaisons des iso contours de champs moyens de critère Q, Q = 30000 coloriés par la vitesse longitudinale Vx pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite)

5.5 Approfondissement sur le meilleur cas sans déflecteur

Comme expliqué en préambule de ce chapitre, le corps de Ahmed ne présente pas de contraintes de ''style'', l'ajout des déflecteurs a pu se faire sans restrictions. Les résultats ont montré que la variation de la traînée était équivalente entre les cas disposant de contrôle actif, avec et sans déflecteurs. Or si l'on considère un véhicule réel à culot droit, il est plus intéressant de proposer une solution active s'intégrant sans perturbation du style du véhicule plutôt qu'une solution nécessitant l'ajout d'un appendice puisqu'il n'apporterait pas de gain significatif supplémentaire. Ainsi la suite de ce chapitre se propose de se concentrer et d'approfondir l'analyse sur le cas ne disposant pas de déflecteur, c'est-à-dire le cas avec fentes discontinues en partie haute, jet synthétique à 400Hz, 45° et 120m/s de vitesse maximum du signal de soufflage (configuration 16).

5.5.1 Effet du contrôle sur la couche de cisaillement

Nous avons vu que les effets du soufflage sur les champs moyennés sont forts. Si l'on se concentre sur la couche de cisaillement, la Figure 5.17 illustre les profils de vitesse longitudinale moyenne et de vitesse RMS dans la couche de cisaillement pour X=0,12H, X=0,25H et X=0,50H. On constate que lorsque le contrôle par soufflage est activé, les vitesses moyennées en partie inférieure de la couche de cisaillement, dans la bulle de recirculation, en X=0,12H et X=0,5H, sont devenues nulles, tandis que dans le cas de référence les vitesses y sont de V_X=-0,1V_{REF}, la zone de vitesse de retour a donc été atténuée. Les profils montrent que les valeurs maximales d'intensités turbulentes situées en Z=H dans les deux cas, ont été diminuées de 50% avec l'activation du contrôle.

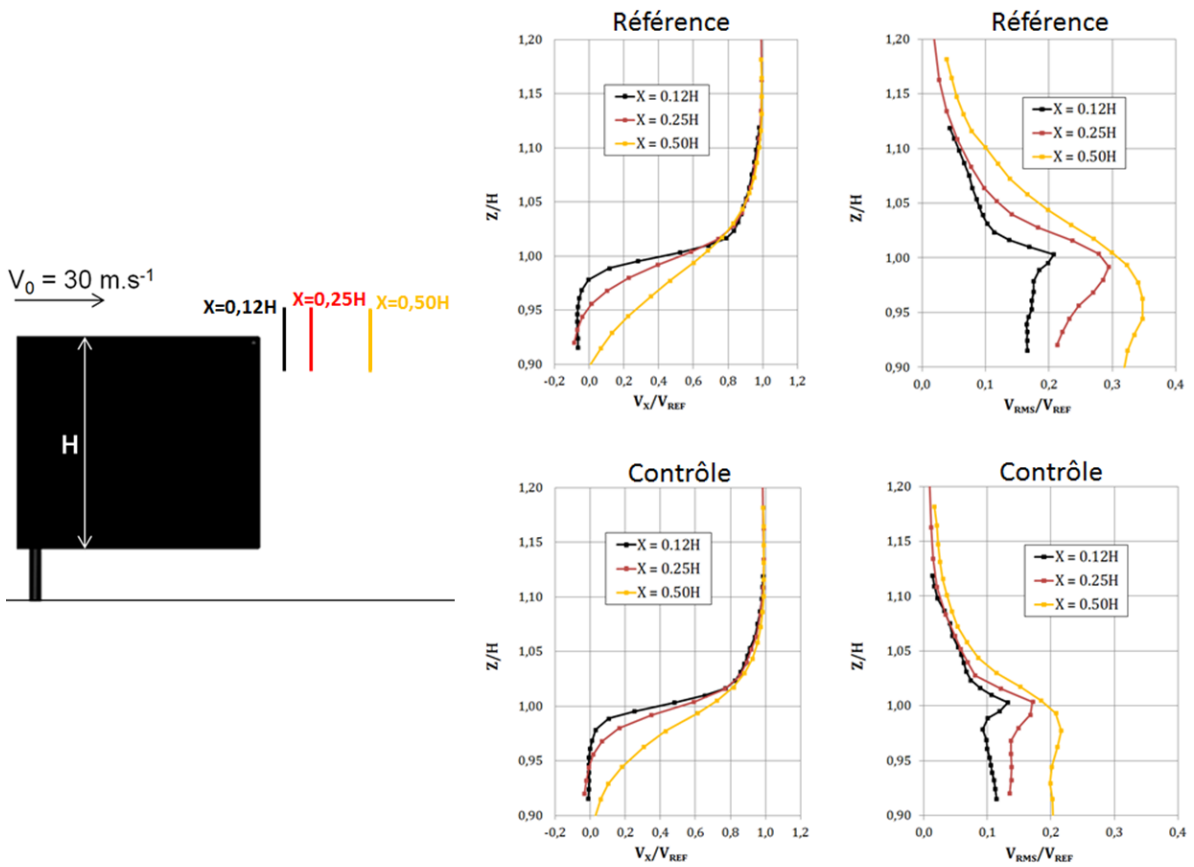


Figure 5.17 – Profil de vitesse et d'énergie cinétique turbulente dans la couche de cisaillement pour le cas de référence (à gauche) et pour le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (à droite)

Les Figure 5.18 et Figure 5.19 qui représentent les vitesses longitudinales moyennes et l'énergie cinétique turbulente dans le plan longitudinal en proche culot montrent que les résultats observés sur les profils de la Figure 5.17 se vérifient dans tout le domaine proche culot.

On observe sur le champ de vitesse longitudinale moyennée dans le cas avec contrôle, en aval de l'orifice de soufflage, une zone de vitesse positive en partie inférieure de la fente et négative en partie supérieure. Plus en aval de cette trace du fonctionnement du jet synthétique, dans le sillage sous la couche de cisaillement, on constate que la vitesse longitudinale est positive, contrairement au cas de référence où cette zone est majoritairement négative. Les jets ont ainsi repoussé la zone de vitesse de retour du sillage. Si l'on se concentre sur la couche de cisaillement, on peut observer que dans le cas de référence, l'évasement de la couche à partir de X=0,5H est plus prononcé que dans le cas avec contrôle et modifie en conséquence l'établissement du sillage.

Sur les champs d'énergie cinétique turbulente, dans le cas avec contrôle, on observe une zone de forte valeur en proche culot, à la sortie des jets, au-delà dans le sillage, les valeurs deviennent très faibles, il est ainsi possible de déterminer la zone d'effet du jet synthétique d'une longueur d'environ 0,15H et de direction 30° par rapport au culot. Cet angle est plutôt inattendu puisque le cas décrit est celui d'un jet à 45°. Il y a donc un effet d'écrasement en sortie de jet vers l'intérieur du sillage. Plus en aval de cette zone, l'énergie cinétique turbulente se dissipe rapidement et l'allure de la distribution des champs est identique avec celle du cas de référence, mais les valeurs sont beaucoup plus faibles.

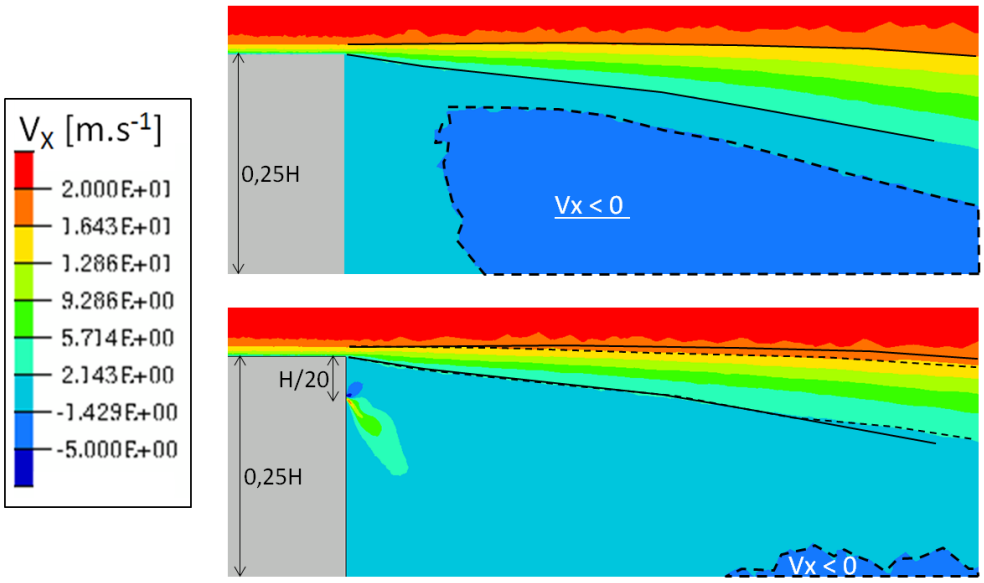


Figure 5.18 – Champs de vitesse longitudinale moyennée dans le plan Y=0 autour de la couche de cisaillement en proche culot pour le cas de référence (en haut) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (en bas)

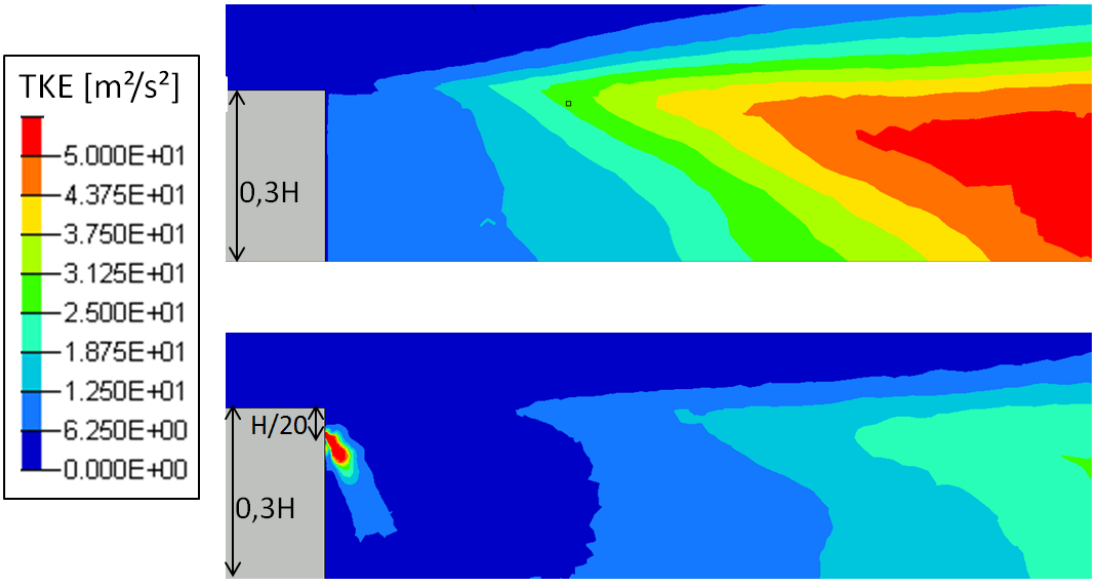


Figure 5.19 – Energie cinétique turbulente moyennée dans le sillage en proche culot dans le plan Y=0 culot pour le cas de référence (en haut) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (en bas)

5.5.2 Dynamique en sortie du jet

La Figure 5.20 représente un champ instantané de pression en phase d'éjection autour de quatre fentes de pulsation, on constate que de part et d'autre, en haut et en bas de la fente de très faibles valeurs de pression sont observées, équivalents d'un Cp ayant pour vitesse de référence la vitesse d'éjection de Cp=-1. La Figure 5.20 présente également l'iso contour de critère Q correspondant colorié par la vitesse longitudinale. De fortes structures tourbillonnaires se forment sur le pourtour de chaque fente en périphérie du chemin d'éjection. Ces tourbillons de retour se retrouvent dans des études d'écoulement autour de jets synthétiques [Lec08] (Figure 5.21). Toutefois l'échantillonnage de sortie du calcul ne permet pas de suivre ces structures en sortie de jet au cours du temps, en effet l'écart entre deux échantillons correspond à $0{,}4T_{jet}$, où T_{jet} est le temps de cycle d'une oscillation temporelle. Il est cependant possible de noter qu'entre deux échantillons t1 et t2, les structures identifiées en sortie de jet au temps t1 ont disparu au temps t2, ce qui signifie que ces dernières ont été dissipées et mélangées dans l'écoulement durant cette phase angulaire.

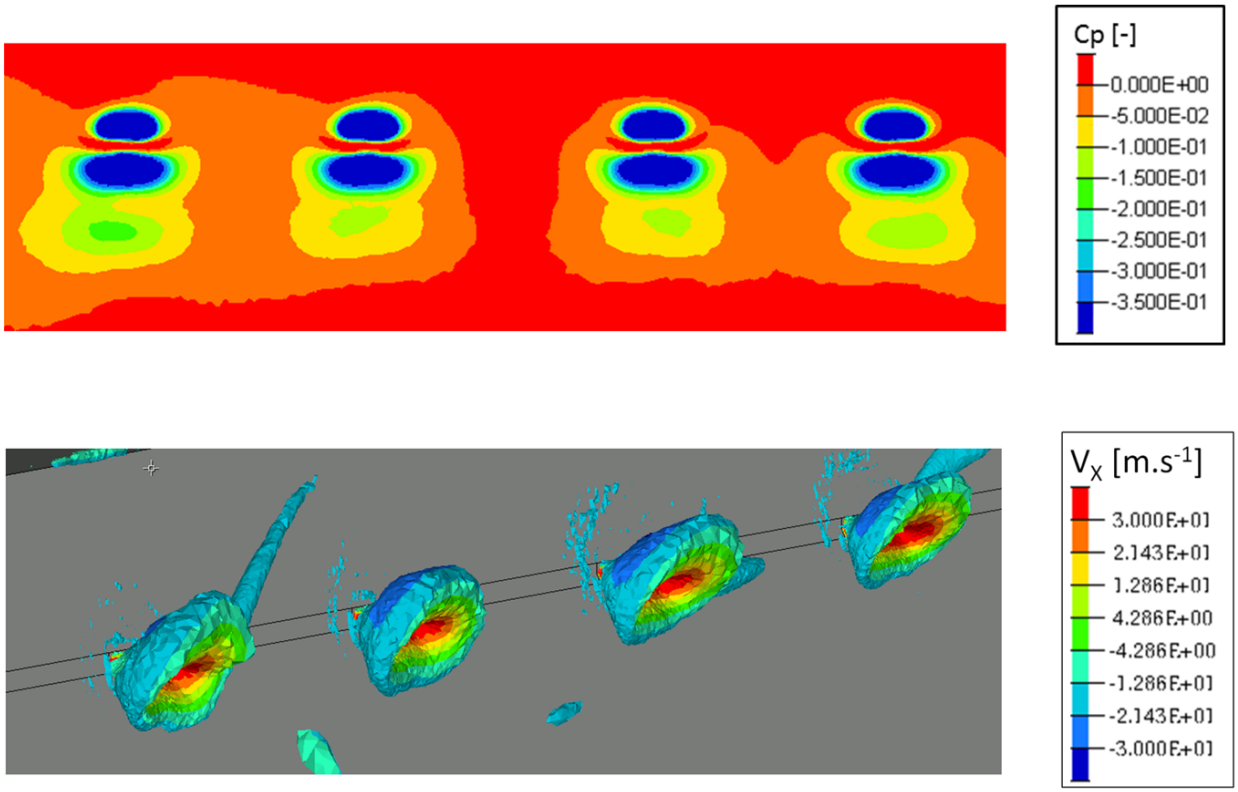
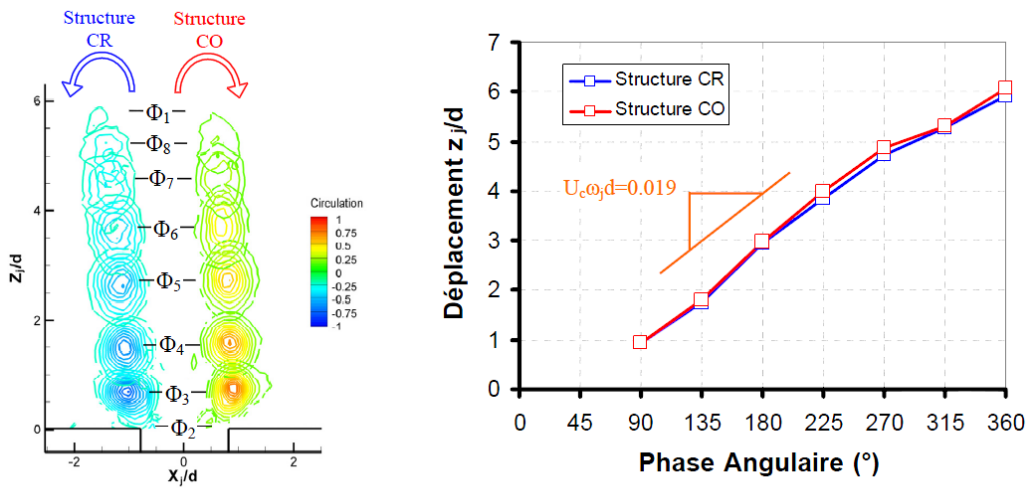


Figure 5.20 - Visualisation du champ de pression moyenné autour de quatre jets discontinus (en haut) et d'un iso contour de critère Q instantané colorié par la vitesse longitudinale moyennée en phase de soufflage.



(a) (b)

Figure 5.21 - Description du comportement d'un jet synthétique d'après les travaux de Leclerc [Lec09]. (a) Visualisation du centre des structures tourbillonnaires à l'aide des iso-contours de circulation. (b) évolution de la position z_j en fonction de la phase angulaire

5.5.3 Analyse spectrale au culot

Les mêmes capteurs numériques que le cas de référence ont été disposés sur le culot (Figure 5.22). Cependant, le nombre de points des signaux est plus faible que le cas de référence. Pour ce cas de contrôle, 6600 pas de temps ont été résolus, en prenant en compte la phase de convergence du calcul, N_t=4096 points sont exploitables pour effectuer une analyse spectrale. Le domaine spectral s'étend de fmin=1.95Hz à fmax=4000Hz.

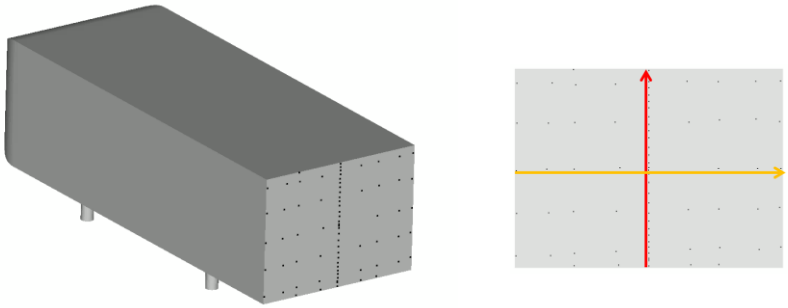


Figure 5.22 - Capteurs numériques (points noirs) disposés sur le culot

La Figure 5.23 montre la superposition des densités spectrales de puissances de tous les capteurs numérique du culot pour le cas de référence et le cas avec contrôle par jet synthétique. La coupure de la résolution des très basses fréquences dans le cas avec contrôle ne nous permet pas de capter les fréquences de 2Hz, 3Hz et 4Hz correctement, qui sont fortes dans le cas de référence. Toutefois, la zone de basse fréquence comprise entre 8Hz et 100Hz est bien résolue et présente des similarités avec le cas de référence : de nombreuses fréquences dominantes à 12HZ, 16Hz, 24Hz et 26Hz communes dans les deux cas. Enfin la fréquence la plus dominante du spectre est celle de 400Hz , elle correspond à la fréquence de soufflage et est visible sur tous les spectres. Les harmoniques à 800Hz et 1200Hz sont également forts.

La fréquence du soufflage dominante sur les spectres du culot montre que le jet synthétique a eu un impact fort sur l'établissement du champ de pression, cependant, la conservation des fréquences

principales dans la gamme des basses fréquences entre 10Hz et 100Hz laisse supposer que les principaux mécanismes à l'intérieur du sillage pourraient être conservés.

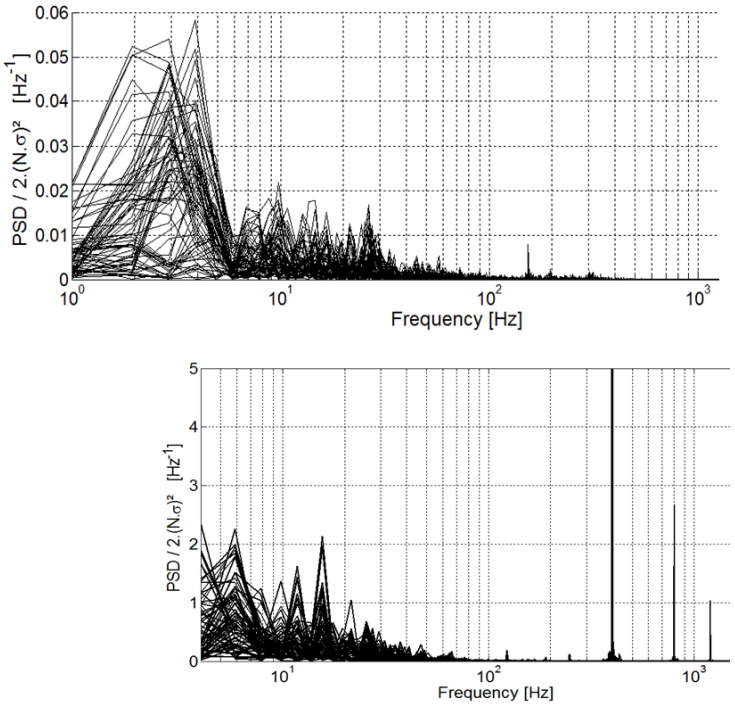


Figure 5.23 – Superposition des densités spectrales de puissance des signaux de pression au culot pour le cas de référence (en haut) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (en bas).

La Figure 5.24 illustre la comparaison des distributions de pression quadratique moyenne au culot pour le cas de référence et avec le jet synthétique. On constate que le taux de fluctuation a été fortement augmenté sur une bande franche en partie haute du culot, au niveau des fentes de pulsation. Partout ailleurs, ce taux a été diminué par rapport au cas de référence, la distribution est décrite par deux lobes en partie basse du culot de faibles fluctuations, et le maximum en partie centrale, à 2/3 de la hauteur du culot. La partie centrale basse du culot est le siège des plus faibles fluctuations, contrairement au cas de référence où les valeurs maximales étaient relevées.

Les spectrogrammes illustrés sur les Figure 5.25 et Figure 5.26 permettent d'associer les fréquences dominantes liées à ces taux de fluctuation. Dans les deux figures, la prédominance de la fréquence de 400Hz relevée sur la superposition des spectres se confirme, la fréquence de soufflage est donc bien transmise sur tous les spectres des points du culot. Sur la ligne en Y=0, on constate que les valeurs de densités spectrales de puissance pour la fréquence de 400Hz sont constantes du bas vers le haut du culot jusque Z=0,9H, et augmentent brusquement au-delà, à proximité des fentes de soufflage. D'autre part, la valeur élevée de fluctuation de pression relevée au centre du culot, à Z=0,6, se démarque sur le spectrogramme avec l'expression de basses fréquences : 2Hz, 4Hz et 12Hz. Sur l'exploration transverse du culot, en Z=H/2, on constate une légère baisse des valeurs de densité spectrale de puissance à la fréquence de 400Hz en partie centrale (Y=0), et plusieurs basses fréquences y sont relevées : 2Hz, 4Hz et 12Hz.

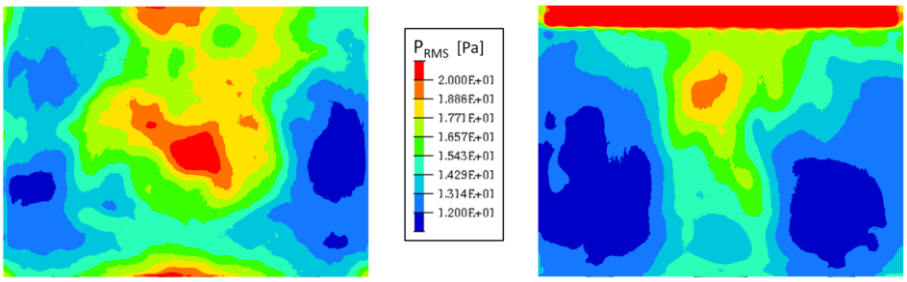


Figure 5.24 – Distribution de la pression RMS au culot pour le cas de référence (à gauche) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (à droite)

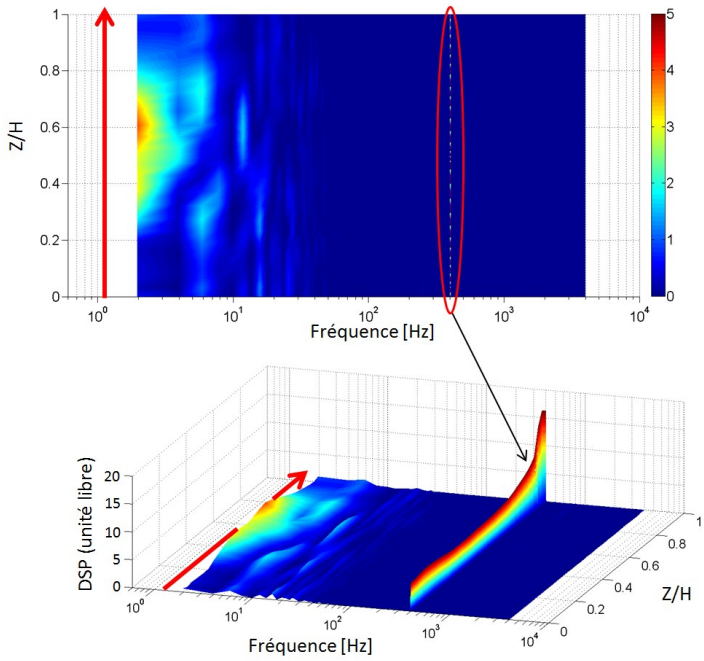


Figure 5.25 - Spectrogramme au culot sur la ligne Y=0 pour le cas avec contrôle par jet synthétique.

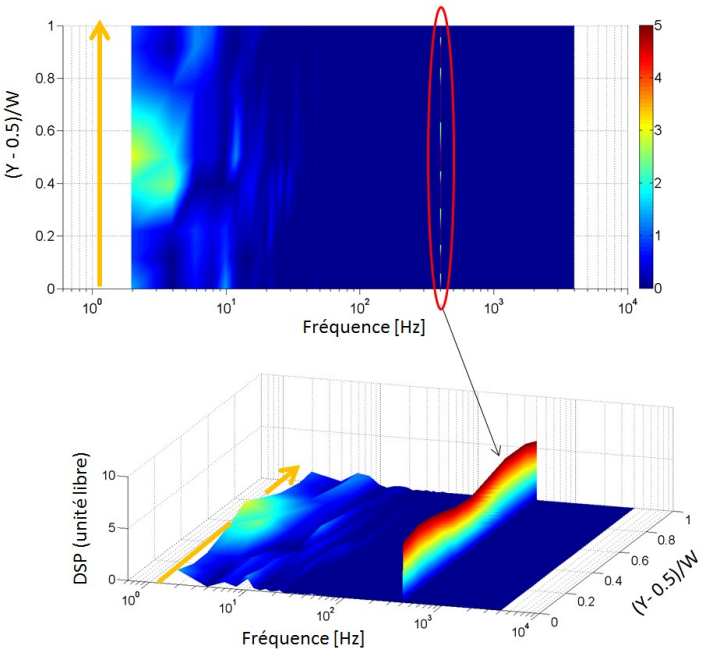


Figure 5.26 - Spectrogramme au culot sur la ligne Z=H/2 pour le cas avec contrôle par jet synthétique.

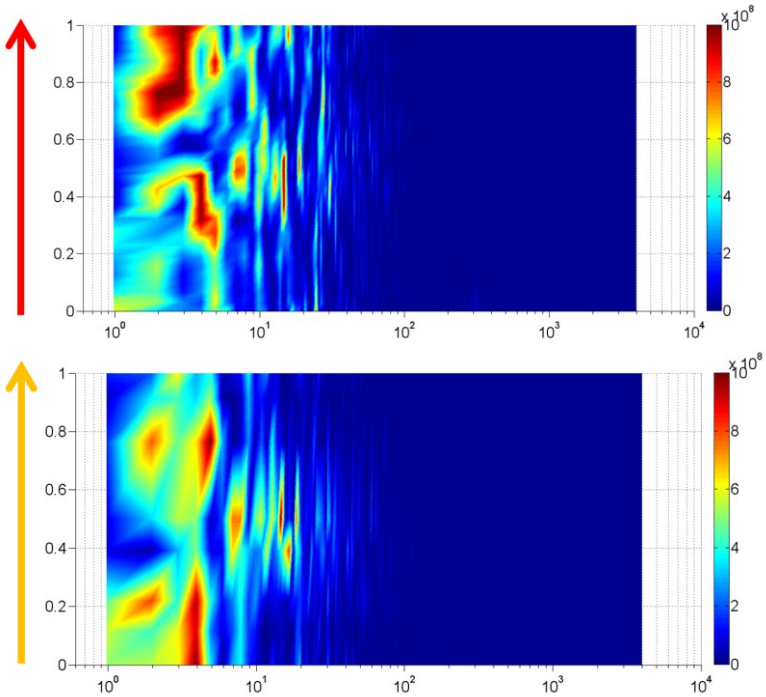


Figure 5.27 – Rappel des spectrogrammes de la pression au culot sur les lignes Y=0 (en haut) et Z=H/2 (en bas) pour le cas référence présenté au chapitre précédent.

5.5.4 Analyse spectrale de l'écoulement de sillage

Les capteurs numériques du sillage sont les mêmes que ceux utilisés pour le cas de référence (Figure 5.28). Les paramètres de calcul de densité spectrale de puissance sont les mêmes que dans la section 5.5.3.

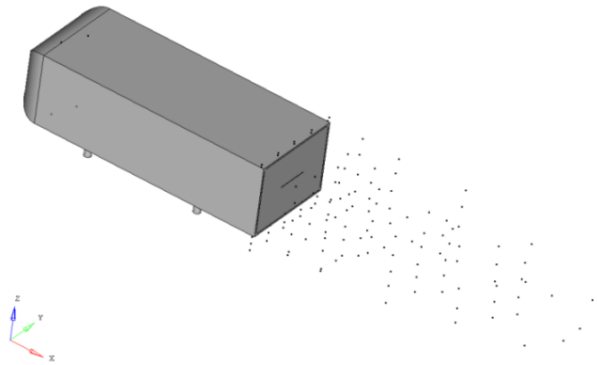


Figure 5.28 – Capteurs numériques (points noirs) disposés dans l'écoulement

La Figure 5.29 présente la superposition de l'ensemble des signaux de densité spectrale de puissance dans le sillage pour le cas de référence et les cas avec contrôle. Bien que la résolution fréquentielle soit moins précise que le cas de référence, il est possible de comparer les phénomènes supérieurs à 4Hz. On s'aperçoit que l'allure globale des spectres demeurent proches malgré la présence de contrôle : de nombreuses fréquences sont relevées à 10Hz et 14Hz. A 20Hz, plusieurs points du cas avec contrôle

ressortent de manière plus marquée que le cas de référence. Les fréquences de 24Hz et 26Hz sont relevées dans les deux cas. Autour de 75Hz, un faisceau de point apparait dans le cas avec contrôle qui était moins marqué dans le cas de référence. De la même manière, le cas de contrôle laisse apparaître une fréquence de 120Hz plus marquée que dans le cas de référence, par contre la fréquence voisine de 150Hz liée au pied central dans le cas de référence a été atténuée dans le cas avec contrôle. La fréquence de 250Hz liée aux 4 autres pieds reste forte dans les deux cas. Enfin, il est intéressant de constater que la trace de la fréquence d'injection des jets de 400Hz ne dispose que d'une faible valeur énergétique dans les spectres du sillage. La perturbation de contrôle a donc été rapidement amortie dans le sillage et sa signature spectrale se confine en zone en proche paroi.

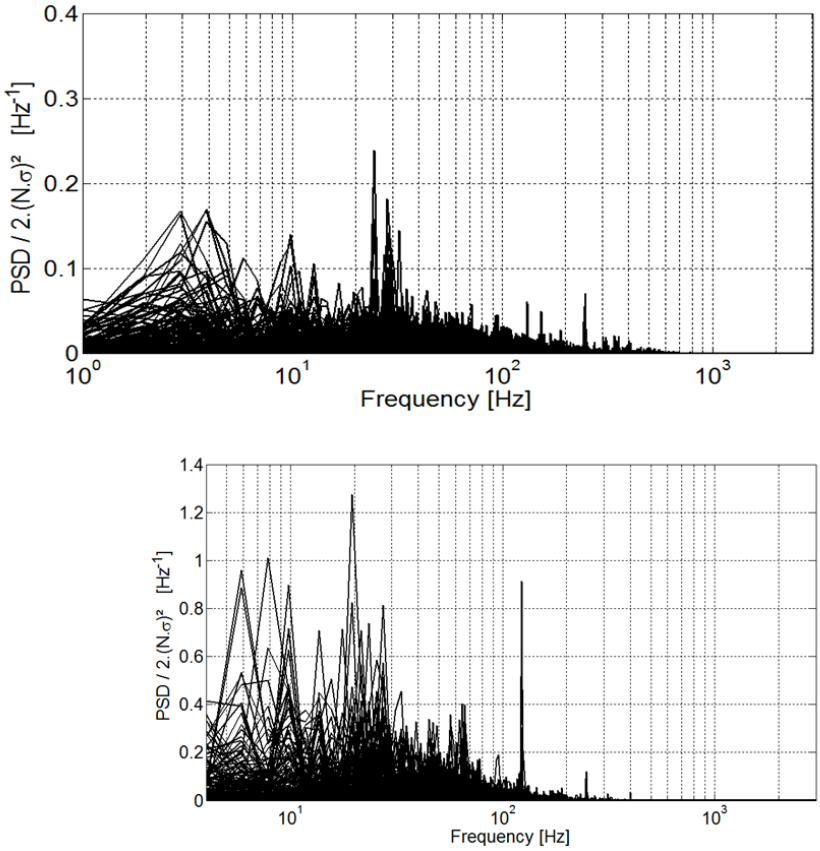


Figure 5.29 – Superposition des densités spectrales de puissance des signaux de vitesse dans l'écoulement pour le cas de référence (en haut) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (en bas)

Si l'on rentre dans le détail des spectres, les Figure 5.31 et Figure 5.32 comparent neuf signaux de densité spectrale de puissance dans le sillage, en Y=0. Pour les points 1, 2, 3, 4, 6 (Figure 5.30) les allures des spectres sont proches entre le cas de référence et le cas avec contrôle, mais certaines différences sont à noter :

- Au point 1, la fréquence forte de 3Hz relevée dans le cas de référence ne peut être détectée dans le cas contrôlé à cause d'une précision fréquentielle insuffisante (Δf=1.95Hz). Une basse fréquence de 6Hz est relevée dans le cas avec contrôle, à rapprocher des deux basses fréquences de 5Hz et 7Hz du cas de référence. Les fréquences de 14Hz et 20Hz sont communes. Au-dessus de 60Hz, les fréquences de la couche limite sont similaires dans les deux cas.
- Pour le point 2, les fréquences de 10Hz, 20Hz et 30Hz sont communes dans les deux spectres, cependant les fréquences de 7Hz et 14Hz semblent avoir été gommées avec le contrôle. Au point 3, la fréquence dominante de 40Hz est présente dans les deux cas. Les fréquences de 14Hz et 20Hz sont également communes, mais de nombreuses fréquences entre 8hz et 40Hz ont disparu dans le cas avec contrôle. Notons également que ce point est dans la direction de l'orientation de soufflage,

mais que la fréquence de pulsation des jets n'est pas présente sur le signal de densité spectrale de puissance.

- Aux points 4 et 6, le constat est similaire : certaines fréquences dominantes sont communes et d'autres filtrées.

Enfin, aux points 5, 7, 8 et 9 (Figure 5.30), le constat est plus simple : une fréquence dominante ressort dans tous les signaux, avec et sans contrôle, il s'agit de la fréquence de 26Hz identifiée au chapitre précédent comme celle des émissions tourbillonnaires hors de la zone de recirculation moyennée.

Il est donc possible de délimiter la zone d'influence spectrale des jets synthétiques à l'intérieur de la zone de recirculation, au-delà duquel le comportement spectral de l'écoulement redevient celui du cas de référence.

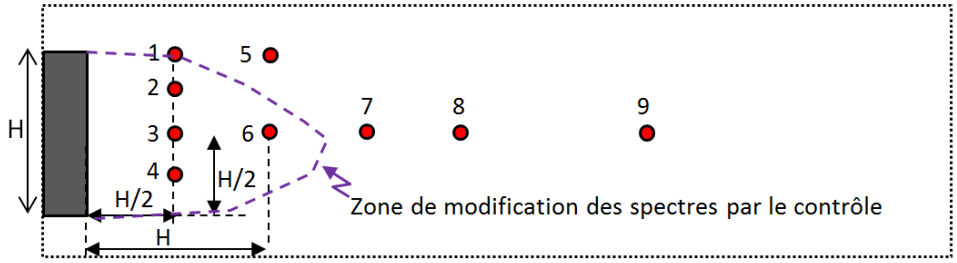


Figure 5.30 - Capteurs numériques sélectionnés dans le sillage pour une comparaison des spectres

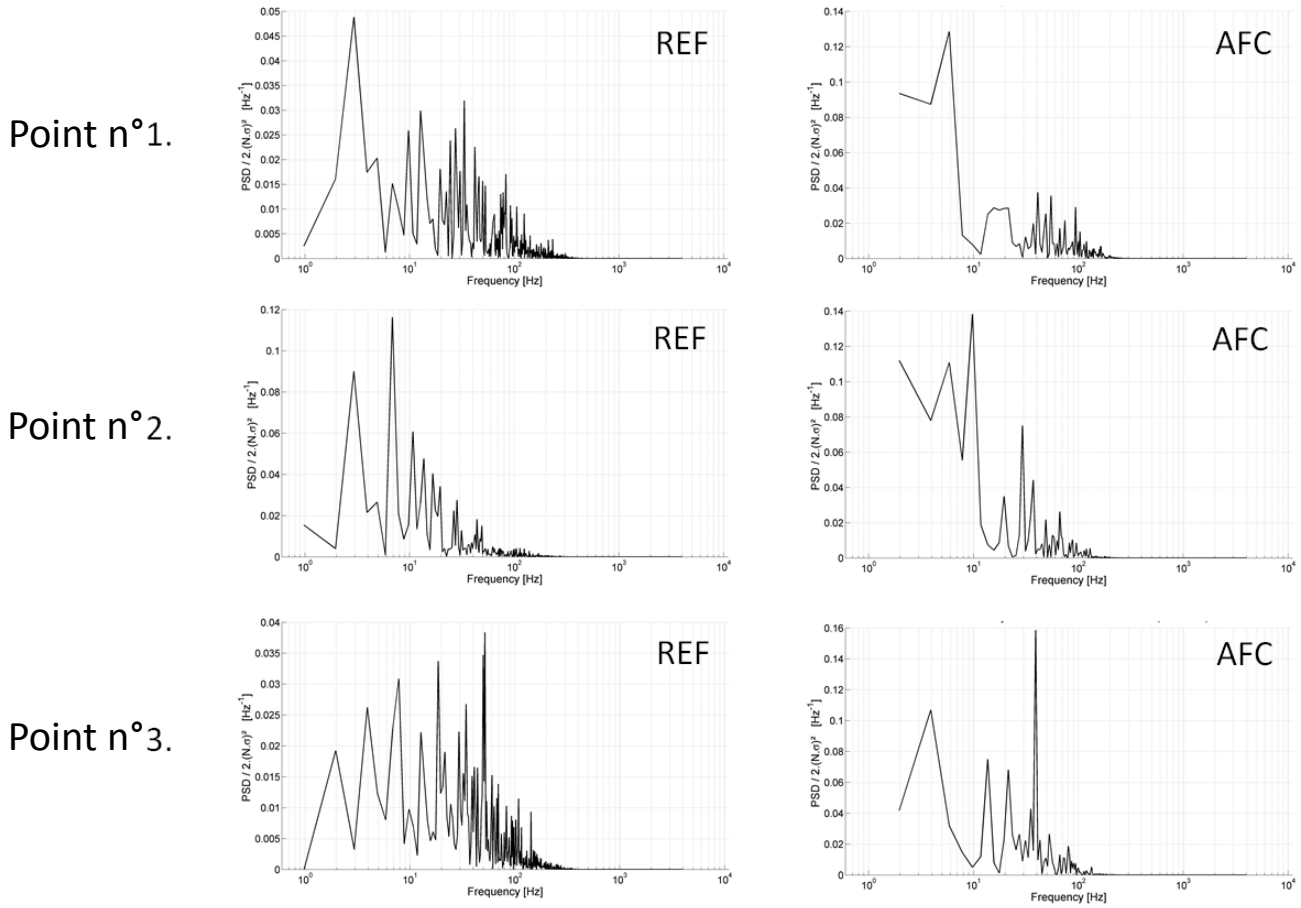


Figure 5.31 - Comparaison point à point des spectres dans le plan Y=0. A gauche : cas de référence. A droite : cas avec contrôle

Point n°4.

Point n°5.

Point n°6.

Point n° 7.

Point n° 8.

Point n°9.

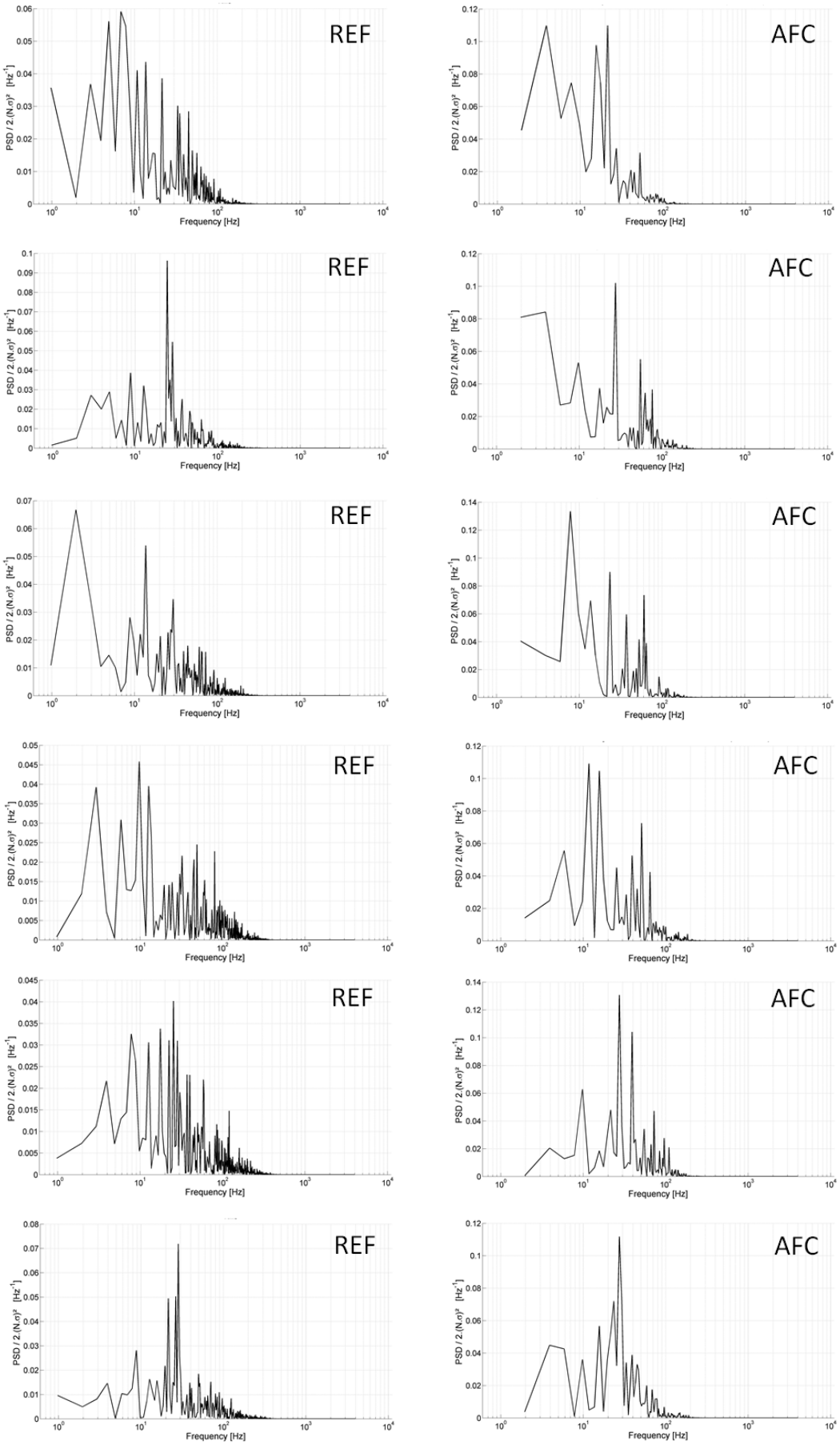


Figure 5.32 - Comparaison point à point des spectres dans le plan Y=0. A gauche : cas de référence. A droite : cas avec contrôle

Nous avons vu qu'il existe des points communs avec le cas de référence. Il est alors intéressant de superposer les spectres pour le cas de référence et le cas avec contrôle. Afin de pouvoir comparer les densités spectrales de puissance entre elles, les niveaux d'intensité turbulente de chaque point ont été pris en compte. En utilisant le théorème de Parseval, nous savons que l'intégrale de la densité spectrale de puissance est proportionnelle à la variance du signal fluctuant considéré, dans notre cas il s'agit de la vitesse. Ainsi, les courbes des densités spectrales sont adimensionnées comme prescrit dans le chapitre 2, en ajoutant un coefficient de proportionnalité entre les variances du cas de référence et du cas avec contrôle en chaque point, ce qui permet de représenter la différence d'énergie locale dissipée pour chaque point.

La Figure 5.33 représente ces comparaisons des densités spectrales de puissance du signal de la norme de la vitesse fluctuante pour 6 des capteurs numériques choisis de manière homogène dans la zone de recirculation. On constate que quelque soit le point de mesure, la courbe représentant la densité spectrale de puissance dans le cas avec contrôle se situe toujours au dessous de celle de référence, ce résultat n'est pas surprenant dans la mesure où les champs d'énergie cinétique turbulente (Figure 5.14) nous renseignent déjà sur les taux de fluctuations qui ont fortement diminué avec le cas de contrôle, et cela se traduit par la diminution de l'aire sous les spectres.

Il est intéressant de noter que les valeurs énergétiques liées à la zone de production turbulente sont glogalement identiques avec ou sans contrôle, la différence dans la descritpion des courbes avec contrôle se traduit par une modification de la fréquence de seuil de déclenchement du comportement isotrope de la zone inertielle. Elle a été décalée dans des fréquences plus basses que celles dans le cas avec contrôle. Les échelles de la turbulence de la zone de production couvrent donc un domaine du spectre moins large dans le cas du contrôle.

Ce résultat mériterait tout de même d'être approfondi par des simulations plus longues afin de s'assurer de la précision résolution spectrale, et notamment pour que la description en basses fréquences soit mieux résolue.

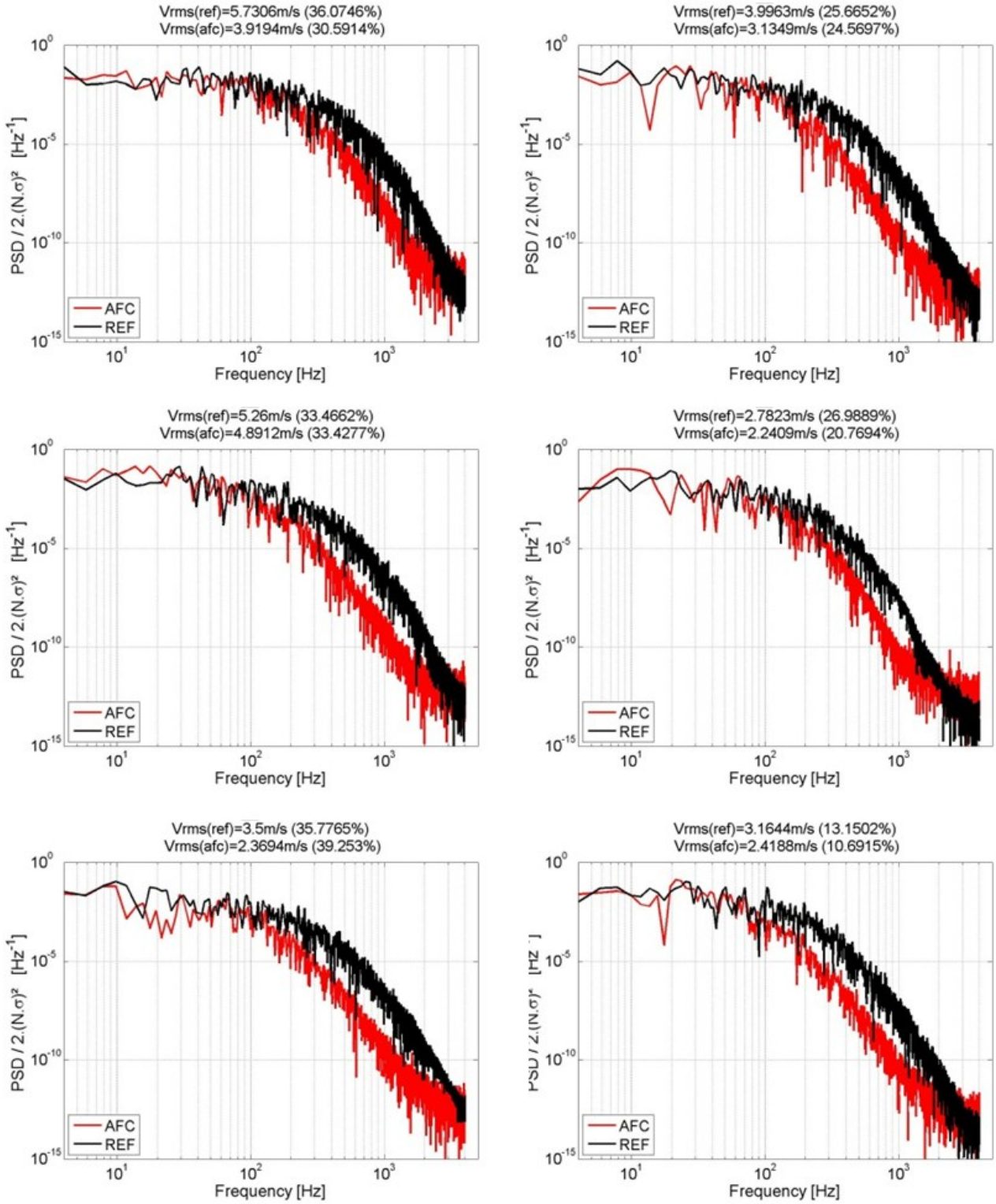


Figure 5.33 - Comparaison des densités spectrales de puissance des signaux de vitesse dans le sillage pour le cas de référence (en noir) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (en rouge).

5.5.5 Champs instantanés dans le sillage

Les champs instantanés permettent de bien se rendre compte de l'effet du soufflage sur le critère Q. La

Figure 5.34 représente un iso contour de critère Q=300000s^{-2} colorié par la vitesse longitudinale au temps t =0.815s pour le cas de référence en haut, et la configuration jets pulsés en fentes discontinues à 45° en bas de la figure. Il est frappant de constater que l'intensité des structures est fortement diminuée dans le cas avec contrôle. Les '*hairpins*' (ou épingle à cheveux) bien identifiés dans le cas de référence sont moins nombreux dans le cas avec contrôle et surtout de tailles moins importantes.

Pour le cas de référence, si l'on se concentre sur les structures présentes en partie haute du sillage et proche de la zone de décollement, l'espacement entre deux structures sur les pas de temps vérifiés est de d=0,03m (Figure 5.35), soit une longueur d'onde caractéristique de λ=1/d=33m^{-1}, si on anime les champs et que l'on suit les structures identifiées au cours du temps, leurs vitesses de convection mesurées est de U_C=12m.s^{-1}, la fréquence d'émission liée à ces structures est donc de f=$U_C.\lambda$=396Hz, soit exactement la haute fréquence identifiée en essais et calcul qui est efficace sur le contrôle de la traînée.

Sur le cas avec contrôle, le même exercice sur le suivi des structures conduit à des conclusions similaires : la longueur d'onde caractéristique est de 33m^{-1}, mais pour des structures plus concentrées dans la couche de cisaillement en partie proche de la condition de soufflage, la vitesse de convection relevée est également de U_C=12m.s^{-1}, ce qui est normal puisqu'il s'agit de la zone d'influence directe de sortie des jets dominée par la fréquence de 400Hz. On pourrait néanmoins s'attendre à une vitesse de convection plus élevée puisque la condition de soufflage est de V_{jet}=120m.s^{-1}, mais les Figure 5.18 et Figure 5.19 montrent bien que les gradients de vitesse sont élevés dans cette zone et que les vitesses sont rapidement amorties.

Ainsi, il apparait que le choix du contrôle à haute fréquence, à la fréquence de 400Hz est pertinent dans le sens où cette fréquence interagit avec un mécanisme présent dans le cas de référence. On pourrait considérer que les jets agissent de manière analogue à ceux des travaux de Pastoor et al. [Pas08]. En effet, dans cette étude, la fréquence d'injection des jets, qui apporte le meilleur gain en termes de réduction de la traînée, se fait pour un nombre de Strouhal basé sur la hauteur du D-shape de St=0,2. Or ce nombre de Strouhal correspond également aux fréquences dominantes identifiées dans son sillage. Dans nos travaux, nous avons vu avec l'étude POD que les fluctuations de pression les plus énergétiques se situent dans la couche de cisaillement. Les champs moyennés du critère Q montrent des valeurs élevées aussi dans cette zone. Si l'on regarde plus en détail, cette couche cisaillement semble donc pouvoir être pilotée par un contrôle à une fréquence de 400Hz que l'on peut relier dans notre cas à des structures identifiées juste en aval de l'arrête du culot. Notons que l'épaisseur de la couche de cisaillement est faible devant la largeur de la maquette. La convection des structures dans cette zone peut donc s'apparenter à la convection de structures derrière un D-Shape. Dans notre cas le nombre de Strouhal local liée à la taille des structures identifiées par le critère Q et leur vitesse de convection qui se développent juste en aval de l'arête à la fréquence de 400Hz est de $St_Q \approx 0.2$. Notons par ailleurs que les structures générées par les fentes discontinues sont du même ordre de grandeur.

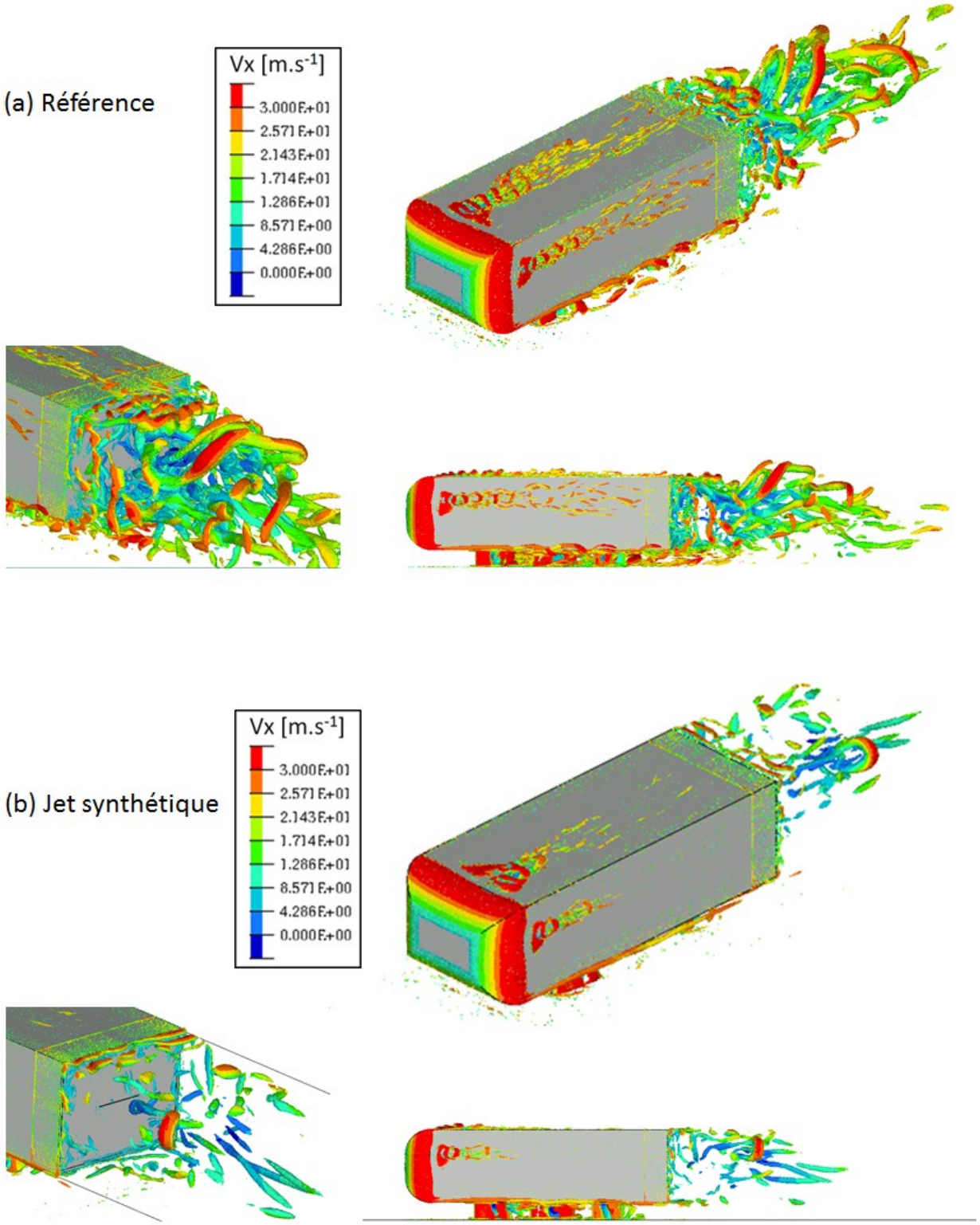


Figure 5.34 - Iso contour de critère Q, Q=300000 colorié par la vitesse longitudinale Vx au temps t=0.815s pour la configuration de référence (a) et la configuration jets à 45° (b).

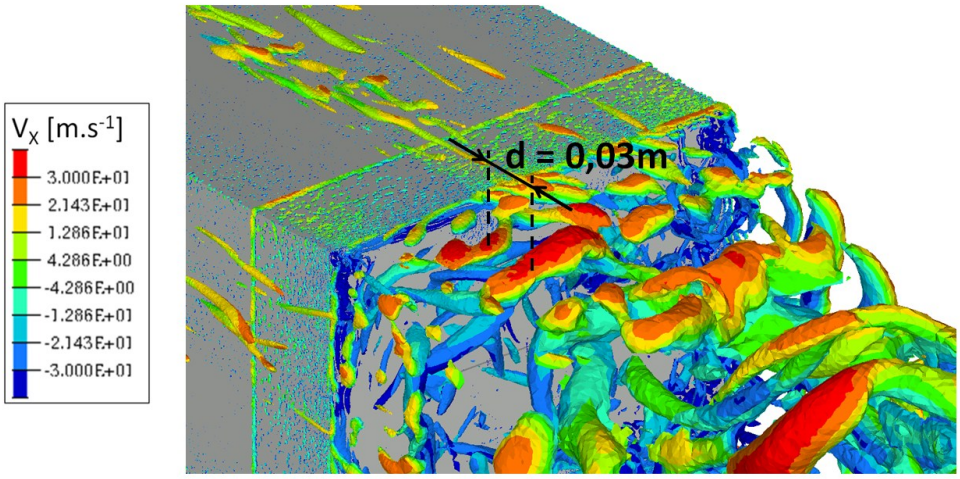


Figure 5.35 – Mesure de distance dans la couche de cisaillement entre deux structures identifiées par un iso contour de critère Q, Q=300000 colorié par la vitesse longitudinale Vx au temps t=0.815s pour la configuration de référence

5.5.6 POD sur du champs de pression fluctuant de la configuration n°16

Les paramètres de calcul de la base modale sont les même que ceux exposés en section 4.6 : 256 champs instantanés échantillonnés à 1000Hz, la moyenne étant effectuée sur 300 champs incluant les 256 champs instantanés choisis, les 30 premiers modes sont sauvegardés.

La matrice des corrélations du champ de pression fluctuante, représentée sur la Figure 5.36 est symétrique. On constate que la matrice est quadrillée par des fortes valeurs de corrélation, dont la fréquence associée est celle du contrôle à 400Hz. Les valeurs propres sont également représentées sur la Figure 5.36, elles sont classées par ordre décroissant par rapport à la somme de toutes les valeurs. Seules les 20 premières sont représentées. La valeur propre associée au premier mode représente 72% de l'énergie fluctuante totale, le deuxième mode représente 11%, et au delà du sixième mode, la contribution de chaque mode est inférieure à 0,5%. Cette observation est similaire à la décomposition modale de la section 4.6 sur le cas de contrôle par jet pulsé à 400Hz. Il semblerait donc que la décomposition modale soit sensible à la condition de soufflage lors de l'utilisation du contrôle.

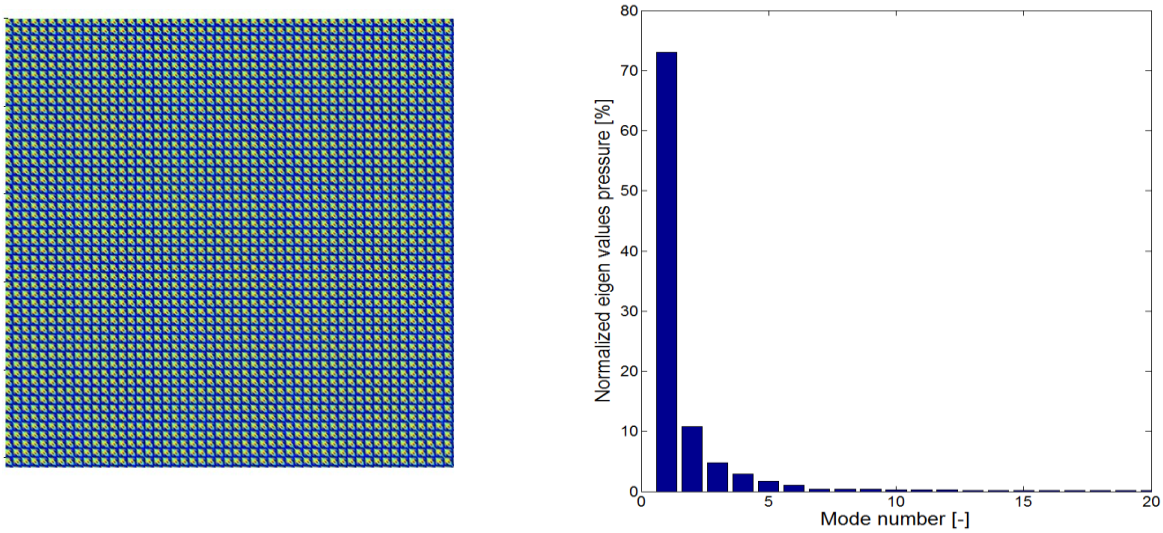


Figure 5.36 - Matrice de corrélation et distribution des valeurs propres

La description du premier mode est intéressante. Les plus fortes valeurs de fluctuations de pression sont situées au niveau des fentes de soufflage. La Figure 5.37 représente l'iso contour de la valeur absolue du mode de pression fluctuante, on observe une alternance négative et positive de fluctuations de pression en sortie du jet, sur la périphérie de la section de sortie. On peut raisonnablement estimer que cette topologie décrit la dynamique tourbillonnaire en sortie du jet sur sa périphérie. En effet la structure observée est fortement similaire à celle d'un champ instantané de critère Q en sortie de jet (Figure 5.20). La longueur d'onde associée à la fluctuation de pression de ce mode en sortie de jet est de λ=167m^{-1}. Par ailleurs, la transformée de Fourier du signal temporel du coefficient modal, associée au premier mode, fait ressortir une fréquence à 200Hz, qui correspond à un subharmonique de la fréquence dominante de 400Hz.

Si l'on considère des valeurs d'iso contour de fluctuation de pression plus faibles au sein de ce premier mode (Figure 5.38), on peut observer que la deuxième zone de perte énergétique après la sortie des jets est la couche de cisaillement en proche culot, sur les deux extrémités du corps. Cette distribution coïncide exactement avec l'enveloppe minimum de critère Q moyenné décrite dans la section 5.4.2.

D'autre part, la mesure de longueur d'onde associée aux fluctuations de pression dans la couche de cisaillement est de λ=33m^{-1}. La fréquence dominante de 400Hz du coefficient modal nous permet

d'évaluer la vitesse de convection des structures de la couche de cisaillement en proche culot : $U_C=f/\lambda=12m/s$. Cette vitesse de convection modale correspond à la vitesse de convection identifiée lors de l'animation des champs instantanés décrits dans la section 5.5.2.

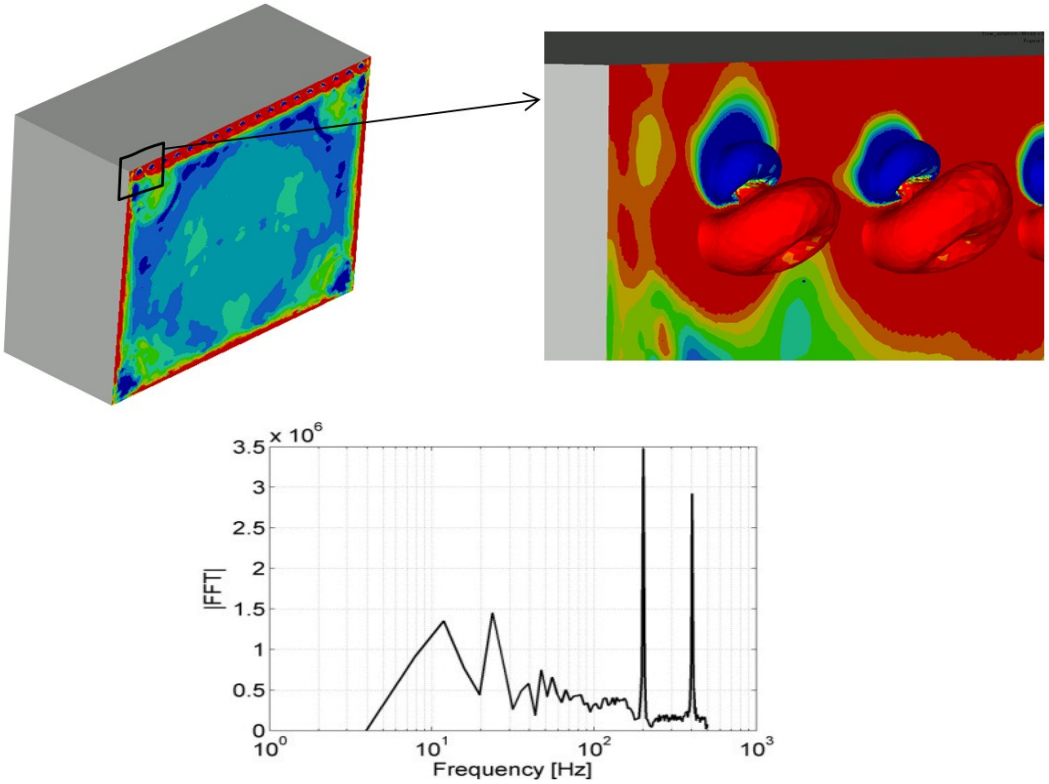


Figure 5.37 – Description du premier mode de pression fluctuante en sortie de jet et transformée de Fourier du coefficient modal associé

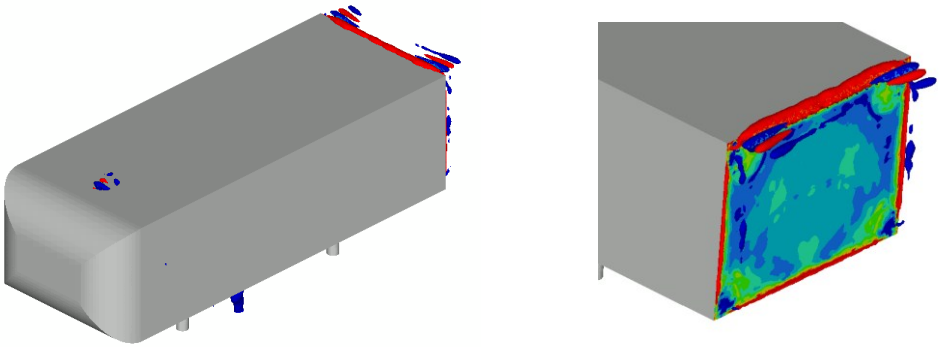


Figure 5.38 – Description du premier mode de pression fluctuante dans la couche de cisaillement

L'étude des modes 2 et 3 présente des fortes similitudes avec le premier mode, en l'occurrence des valeurs maximales de fluctuations de pression située dans la couche de cisaillement supérieure en proche culot, et une fréquence dominante associée aux coefficients modaux de f =400Hz. Le mode 4 présente des valeurs de fluctuations élevées dans la zone de recirculation, avec des fréquences associées de 8Hz, 12Hz et 24Hz. Les modes suivants, ne présentent pas de grand intérêt dans la description des champs de pression fluctuants, tant les valeurs énergétiques associées aux valeurs propres sont faibles.

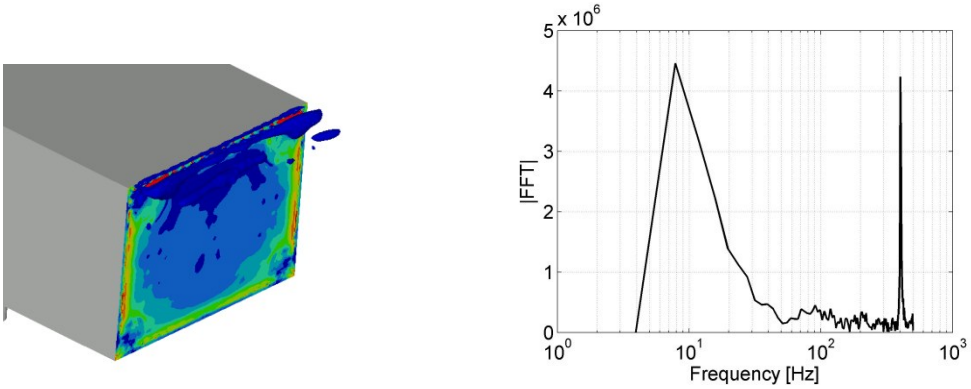


Figure 5.39 - Description du deuxième mode de pression fluctuante et transformée de Fourier du coefficient modal associé.

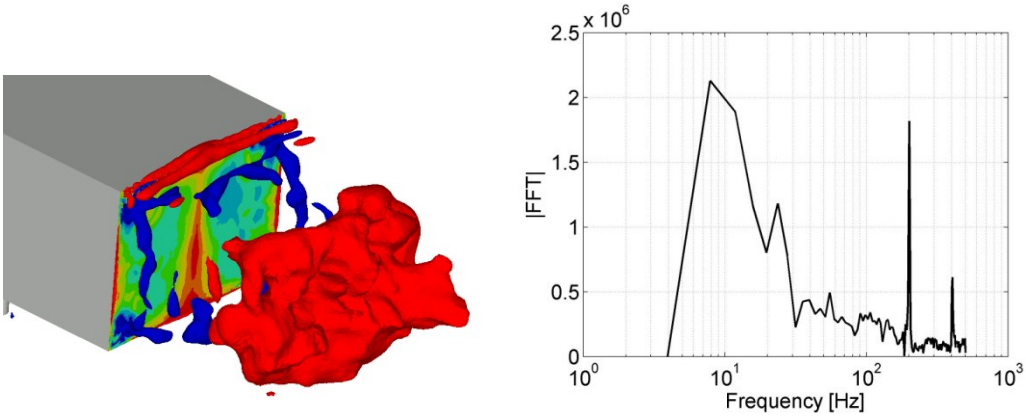


Figure 5.40 - - Description du quatrième mode de pression fluctuante et transformée de Fourier du coefficient modal associé.

Cette description des premiers modes permet de comprendre les paramètres dominants de la distribution des fluctuations de pression de l'écoulement. Notons qu'elle a notamment permis d'associer à une structure modale, des dynamiques de structures de la couche limite et des jets. L'identification de structures était justement le but des méthodes POD lors de leurs propositions par Lumley et al. [Lum67], même s'il s'est avéré à l'usage que la POD décrit plutôt des dynamiques fluctuantes que des structures. Ainsi, dans notre cas les très fortes pondérations des jets et de la couche de cisaillement ont pu s'exprimer à travers le mode 1. Toutefois, de la même manière que présenté dans la section 4.6, un élargissement du nombre de modes de la base est nécessaire pour dissocier avec plus de précision les comportements du sillage.

5.6 Conclusion du Chapitre

Ce chapitre avait pour objet la description des stratégies de contrôle de la traînée testées par simulation numérique. Dans la continuité des essais présentés dans le chapitre 3, la flexibilité de la voie numérique a permis de tester une trentaine de dispositifs de contrôle. Les paramètres qui ont pu être testés étaient la forme des fentes, l'angle de soufflage, la vitesse et la fréquence des jets et l'ajout de déflecteurs avec présence de dispositif de soufflage.

Parmi toutes les configurations effectuées, les résultats en termes de traînée sont satisfaisants puisque toutes les configurations nouvelles proposées sont accompagnées d'une baisse de la traînée du corps. De surcroit, 21 configurations sur 33 présentent une baisse supérieure à 3% et 9 d'entre elles, des baisses de la traînée autour de 8%.

Pour ce qui est du choix des solutions de contrôles, nous avons vu que le caractère discontinu de la forme des fentes apporte de bonnes performances, dans le cas de l'utilisation d'une seule fente en partie haute. La solution passive est efficace et a permis une baisse de la traînée de -5,9%, le couplage avec des jets synthétiques a accru cette baisse à -9,5%. Dans le cas de l'utilisation d'une seule fente en partie haute, il a été mis en évidence que l'angle de soufflage le plus efficace était à 30°, mais que les autres angles testés apportaient des gains quasi équivalents. En terme de vitesse de jet en sortie de fente, la plus efficace est de Vjet=75m/s, soit Vjet=2,5V_{REF}. Enfin, les jets synthétiques apportent dans tous les cas des baisses de la traînée toujours sensiblement supérieures à celles obtenues par jets pulsés. Ce résultat est intéressant dans la mesure où les jets synthétiques sont des solutions d'actionnement dites à débit nulle, sans apport pneumatique, et donc à priori plus adéquats à l'intégration sur un véhicule à l'échelle 1.

Certaines des configurations les plus intéressantes en termes de baisse de la traînée ont été post-traitées : une avec des jets synthétiques sur une fente discontinue en partie haute, une en contrôle passif avec les déflecteurs à 12° et une dernière couplant la solution du déflecteur avec des jets pulsés soufflant en direction normale au déflecteur. Il a été mis en avant que les configurations avec déflecteurs permettaient de remonter fortement les niveaux de pression sur le culot du corps tout en modifiant les dimensions du sillage par rapport au cas de référence. Pour la configuration sans déflecteur, qui apporte une baisse de la traînée équivalente, les effets sont différents : la pression est remontée plus légèrement sur le culot, le sillage s'est allongé et la position moyenne des tourbillons de la zone de recirculation moyenne a été repoussée en aval. L'action des jets a également permis de réduire très fortement l'intensité d'énergie cinétique turbulente dans le sillage.

Un approfondissement du cas avec jet synthétique seul en partie haute, en fentes discontinues a été proposé. Nous avons vu l'effet des jets sur son sillage proche et la couche de cisaillement. L'analyse spectrale a permis de montrer que la fréquence de pulsation était transmise sur tout le culot, mais qu'elle était rapidement amortie dans le sillage. De plus, les jets ont entrainés une modification des phénomènes spectraux sur une zone équivalente à la bulle de recirculation moyennée. On constate d'autre part, une similitude entre les structures des jets périodiques et celles dans la couche de cisaillement pour les cas de contrôle les plus performants.

Enfin l'analyse POD a pu mettre en évidence le comportement du jet synthétique sur un premier mode extrêmement énergétique. Ce premier mode décrivait également les phénomènes de la couche de cisaillement identifiés dans l'analyse de champs instantanés.

Conclusions et perspectives

Cette étude avait pour objectif de décrire numériquement l'écoulement autour du corps de Ahmed à culot droit afin d'explorer des solutions de contrôle de la traînée à l'aide de dispositifs de type jet périodique et déflecteurs.

L'étude bibliographique recensait de manière non exhaustive les travaux de recherche qui ont été effectués sur des solutions de réductions de la traînée appliquées aux véhicules terrestres. Deux types de contrôle se dégagent de cette description. D'une part des solutions passives, elles sont reconnues comme efficaces pour réduire la traînée de l'ordre de 10% comme les déflecteurs, les dispositifs poreux ou les générateurs de vortex. D'autre part, les solutions de contrôle actif. Elles ont fait l'objet d'études récentes et sont généralement liées au contrôle d'écoulement par des actionneurs fluidiques. Il existe trois grands types de technologies de soufflage : le jet continu soufflant ou aspirant, le jet pulsé et le jet synthétique. Ces actionneurs sont généralement placés à proximité des points de décollement de l'écoulement de référence, pour des vitesses d'éjections maximales comprises entre 1 et 5 fois la vitesse de référence. A part le contrôle en boucle fermée, il n'existe pas aujourd'hui de règles de fonctionnement universel car l'effet du soufflage diffère selon la diversité des écoulements considérés. Une compréhension précise des mécanismes est nécessaire pour appliquer un contrôle efficace et dimensionner les actionneurs. On peut retenir des réductions de la traînée de l'ordre de 10% sur des géométries académiques, cependant aucun gain de traînée significatif n'a pu être observé sur des véhicules à l'échelle 1.

Les travaux présentés étant à dominante numérique, une partie a été consacrée à la description des méthodes de résolutions numériques employées. Le code de calcul utilisé est basé sur une méthode par éléments finis de Galerkin moindres carrés, il est utilisé pour résoudre des écoulements instationnaires en simulation grandes échelles LES avec le modèle de sous-maille de Smagorinski. Dans cette partie, les outils de post traitements sont également détaillés. Des décompositions orthogonales aux valeurs propres sont notamment effectuées sur les résultats numériques.

Les travaux présentés dans ce manuscrit se décomposent en deux parties : la première pour valider les résultats de calculs avec et sans solution de contrôle avec des mesures expérimentales aux conditions aux limites identiques. La seconde pour explorer numériquement des configurations de contrôle en boucle ouverte mixant des solutions de jets périodiques et de déflecteurs agissant sur le sillage du corps de Ahmed à culot droit.

La validation des résultats numériques a été effectuée par comparaison avec des mesures expérimentales qui avaient pour objectifs d'évaluer les réductions de la traînée sur le corps de Ahmed culot droit muni d'un dispositif de jet pulsé en partie haute du culot. Ces essais ont montré que l'écoulement était sensible aux fréquences des jets pulsés : des variations de la traînée ont été mesurées entre +40% et -4.6% pour des fréquences d'actionnement respectivement de 30Hz et 400Hz. La validation numérique s'est donc portée sur le cas de référence, un cas de dégradation de traînée à 30Hz et un cas de réduction de la traînée à 400Hz. Afin d'être le plus précis possible, le modèle numérique a reproduit les dimensions de la soufflerie ainsi que les paramètres d'essais tels que la dimension des pieds de la maquette ou même le profil de plaque sur laquelle elle était disposée.

Il s'avère que la modélisation numérique est capable de reproduire avec précision les mesures expérimentales : pour le cas de référence, l'écart en termes de valeur de traînée est inférieur à 1%, les champs de pression au culot sont similaires, aussi bien dans leurs distributions que dans leurs valeurs. Pour les deux configurations de contrôle actif, la dégradation et la baisse de la traînée sont également bien reproduites. Cette partie a ainsi permis de valider le modèle LES employé dans cette étude et d'affiner la description du sillage en trois dimensions à l'arrière de la géométrie. Cependant les réductions

de la traînée observées pour cette validation étaient inférieures à 2%, ce qui ne peut être considéré comme une variation suffisante si l'on souhaite déployer ce genre de solution sur d'autres géométries ou sur des véhicules à l'échelle 1.

La seconde partie dédiée à l'exploration numérique avait ainsi pour objectif de rechercher des baisses de la traînée supérieures. Les paramètres qui ont pu être testés étaient la forme des fentes, l'angle de soufflage, la vitesse et la fréquence des jets, l'ajout de déflecteurs avec ou sans présence de dispositif de soufflage. Parmi la trentaine de configurations testées, un tiers d'entre elles présentent des réductions de la traînée supérieures à 8%. Notons les principaux résultats qui ressortent de cette série de calculs :

Les fentes discontinues sont très efficaces pour réduire la traînée lorsqu'elles sont situées en partie haute du culot. Pour ces configurations, les vitesses de jet 2,5 fois supérieures à la vitesse de référence conduisent aux meilleurs résultats. Pour ces solutions les réductions de la traînée aérodynamique sont comprises entre **-7%** et **-8,7%** par rapport au cas de référence. Concernant l'effet de ces solutions sur l'écoulement par rapport au cas de référence, il a été montré que pour la configuration en fente discontinue en partie supérieure du culot et le signal synthétique à 400Hz avec des vitesses de jet de V_{jet}=120m/s, la pression moyenne est remontée sur le culot, le bulle de recirculation s'est allongée et la position moyenne des tourbillons de la zone de recirculation moyenne a été repoussée en aval, enfin l'intensité d'énergie cinétique turbulente dans le sillage a également été fortement réduite. L'analyse spectrale a permis d'observer que la fréquence de pulsation était transmise sur tout le culot, mais qu'elle était rapidement amortie dans le sillage. Les champs instantanés ont montré que l'intensité des structures tourbillonnaires en proche culot a été atténuée et a mis en évidence la relation qu'il existait entre la fréquence de pulsation de contrôle de 400Hz et la fréquence liée aux phénomènes convectifs dans la couche limite du cas de référence. D'autre part, le fait que les configurations identiques (soufflage en partie supérieure du culot), mais en fentes continues n'apportent aucune réduction de la traînée montre que les structures injectées par les jets sont importantes. Ainsi, dans le cas des fentes discontinues, les structures créées par les jets en proches parois jouent un rôle dans le taux de mélange et sont responsables de la diminution de l'intensité des structures dans cette zone.

La solution passive par déflecteur à 12° est accompagnée d'une baisse de la traînée de **-6%**. L'ajout de solution de contrôle actif sur le déflecteur permet d'abaisser la traînée jusque -**9,5%**. Dans ces configurations, par rapport au cas de référence, la pression moyenne est fortement remontée au culot, l'orientation de la couche limite supérieure a été abaissée vers le centre du sillage, et l'énergie cinétique turbulente du sillage a été augmentée. Notons que lors de l'ajout des jets périodiques sur le déflecteur, les résultats en termes de réduction de la traînée en fente continue ou discontinue sont identiques. La mécanique de la baisse de la traînée est donc différente des configurations sans déflecteurs, et est plutôt liée à la réduction de volume du sillage créée par l'abaissement des points de décollement.

Par ailleurs, concernant le type d'actionneurs modélisés, il ressort que le contrôle par jets synthétiques apparait comme étant au moins autant efficace que les solutions par jets pulsés. Plus particulièrement, pour les configurations en fentes discontinues. Tout autre paramètre étant fixé par ailleurs, les jets synthétiques apportent une baisse de la traînée supplémentaire de 1% par rapport aux jets pulsés.

Ces travaux ont permis d'identifier des solutions de contrôle efficaces sur le corps de Ahmed culot droit et d'apporter quelques éléments de réponse quant aux mécanismes responsables de la modification de l'écoulement. Certaines configurations intéressantes pourraient être transposées en l'intégration de solution de contrôle actif pour des véhicules à l'échelle 1. Notamment, les solutions de fentes discontinues ont su montrer leurs avantages, et pourraient être disposées sur le hayon d'un SUV, d'un break, d'un monospace, d'un véhicule utilitaire, ou de tout autre véhicule de type culot droit. Cela permettrait de confirmer ou non si le dimensionnement des jets à l'échelle réduite peut être appliquée à l'échelle 1 et d'évaluer la performance de ces solutions lors du changement d'échelle.

L'étude expérimentale a permis d'identifier les paramètres importants du contrôle tels que la fréquence, l'angle et le débit de soufflage aux valeurs les plus efficaces, puis l'étude numérique, en s'appuyant sur ces premiers résultats, a permis de trouver de nouvelles configurations de contrôle, telles que le soufflage à travers des fentes discontinues. Une nouvelle campagne de mesures serait donc à prévoir avec une maquette modifiée pour tester l'efficacité des nouveaux paramètres de soufflage issus de cette étude numérique. Cette optimisation par aller-retour entre essais et calcul pourrait s'accompagner d'outils de contrôle en boucle fermée expérimental et numérique afin de mieux couvrir la plage des paramètres à tester et mieux comprendre les mécanismes de contrôle.

Une compréhension accrue des mécanismes et une identification plus précise des paramètres de contrôle par cette méthode de travail permettraient de trouver le modèle ou les règles de dimensionnement des actionneurs. Cette étape est nécessaire avant de réaliser un travail identique sur un véhicule à pleine échelle alliant étude numérique et expérimentale. L'objectif est de trouver les mêmes valeurs de gains aérodynamiques qu'à échelle réduite. Une synthèse des résultats à échelle 1 combinant solutions actives et passives, permettra alors de sélectionner la configuration optimale de contrôle.

Références bibliographiques

[Ahm84] Ahmed S. R., Ramm R. & Falting G., Some salient features of the time averaged ground vehicle wake, SAE technical paper series 840300, Detroit 1984

[Aider09] Aider JL, Lasserre JJ, Beaudoin JF, Herbert V and Wesfreid JE, Contrôle d'écoulement en Aérodynamique automobile, 19ème Congrès Français de Mécanique, Marseille, 28-29 aout 2009

[Aub88] Aubry N., Holmes P., Lumley J., Stone E., The dynamics of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer. J. Fluid Mech. 192, 115-173, 1988

[Bar01] Barnard R.H., Road Vehicle Aerodynamic Design, Mechaero Publishing 2001

[Bea04] Beaudoin J.F., Cadot O., Aider J.L., & Wesfreid J.E. , 2004, Drag reduction by extremum seeking feedback control, Proceedings of the First European Forum on Flow Control, Poitiers, 11 au 14 Octobre 2004.

[Bru07] C.H.Bruneau et al., Numerical modelling and passive flow control using porous media, computer and fluids, Volume 37, Issue 5, Pages 488–498, June 2008

[Bru10] C.H.Bruneau , E Creusé, D Depeyras, P Gilliéron, I Mortazavi, Coupling active and passive techniques to control the flow past the square back Ahmed body, Computer and fluids Volume 39, Issue 10, Pages 1875–1892, December 2010

[Bru11] C.H.Bruneau , E Creusé, D Depeyras, P Gilliéron, I Mortazavi, Active procedures to control the flow past the Ahmed body with a 25° rear windows, Int. J. Aerodynamics, Vol. 1, Nos. 3/4, 2011

[Bru13] CH Bruneau,F. Chantalat, A. Iollo, B. Jordy, I Mortazavi, Modelling and shape optimization of an actuator , Structural and Multidisciplinary Optimization, Vol 48, issue 6, pp 1143–1151, 2013

[Bru14] C.H.Bruneau , E Creusé, P Gilliéron, I Mortazavi, Effect of the vortex dynamics on the drag coefficient of a square back Ahmed body: Application to the flow control, European Journal of Mechanics B/Fluids, 2014

[Bou12] Bouhoubeiny E., Caractérisation de l'écoulement autour de structures souples et poreuses : Application aux engins de pêche, Mémoire de thèse, Institut Jean le Rond d'Alembert, 2012

[Cre09], E. Creusé, A. Giovannini, and I. Mortazavi., Vortex simulation of active control strategies for transitional backward-facing step flows, Computer and fluids, Volume 38, Issue 7, Pages 1348–1360, August 2009

[Dey09] Deyperas D., Contrôle actif et passif appliqué à l'aérodynamique automobile, mémoire de thèse, Institut de Mathématiques de Bordeaux, 2009.

[Due94] Duell, E. G., Experimental Investigation of Unsteady Near Wakes of Ground Vehicle Bodies, Ph.D. thesis, Cornell University, Ithaca, NY, 1994

[Eng05] Englar, R, Improved Pneumatic Aerodynamics for Drag Reduction, Fuel Economy, Safety, and Stability Increase for Heavy Vehicles, SAE paper 2005-01-3627

[Fre11] O. Frederich, F. Thiele, Turbulent flow dynamics caused by a truncated cylinder, International Journal of Heat and Fluid Flow 32 (2011) 546–557, 2011

[Gil00] Gilliéron P., Analyse modélisation et typologie des écoulements de culot dans l'automobile, AAAF-36eme colloque d'aérodynamique appliquée, 20-22 March. , 2000

[Gil01] Gilliéron P., Analyse de la contribution des plaques séparatrices à la réduction de la traînée aérodynamique, Note interne RENAULT n°0455/64260/2001, 2001

[Gui08] E. Guilmineau, Computational study of flow around a simplified car body, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 96 (2008) 1207–1217, 2008

[Han89] Han, T., Computational Analysis of Three-Dimensional Turbulent Flow Around a Bluff Body in Ground Proximity, AIAA J., pp. 1213–1219. , 1989

[Hap] J Happian-Smith, An introduction to modern vehicle design, Butterworth Heinemann

[Hef12] Heft, A., Indinger, T., and Adams, N., "Introduction of a New Realistic Generic Car Model for Aerodynamic Investigations," SAE Technical Paper 2012-01-0168, 2012

[Hin01], Hinterberger C., M. Garcia-Villalba, and W. Rodi, Large Eddy Simulation Flow around the Ahmed Body, Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics Volume 19, pp 77-87, 2004

[Huc93] W. Hucho, G. Sovranm, Aerodynamics of road vehicles, Annual Review Fluid Mech.25: 485-53, 1993

[Jeo97], J. Jeong, F. Hussain, W. Schoppa and J. Kim, Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow, Journal of Fluid Mechanic vol. 332, pp. 185-214, 1997

[Joh84] C. Johnson, U. Navert and J. Pitkiranta, Finite element methods for linear hyperbolic problems, Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. 4.5 (1984) 285-312., 1984

[Jos12] Joseph P., Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé, Manuscrit de thèse, Institut AéroTechnique (IAT), 2012

[Kha01] Khalighi B., Zhang S, Koromilas C., Balkanyi S.R., Bernal L.P., Iaccarino G., Moin P, Experimental and Computational Study of unsteady Wake Flow behind a Bluff Body with a Drag Reduction Device, SAE SP-1600, Detroit, Michigan., 2001

[Kiy86] Kiya M., Vortices and unsteady flow in turbulent separation bubbles, 9th Australasian Fluid Mechanics Conference, Auckland, 1986

[Kra03], Krajnovic S. and Davidson L., Numerical Study of the flow around a Bus Shaped Body, Journal of Fluid Engineering, Vol 125/503, 2003

[Kra05a], Krajnovic S Davidson L., Flow around a simplified car, Part 1: Large Eddy Simulation, ASME Journal of Fluids Engineering, Vol 127/907, 2005

[Kra05b], Krajnovic S Davidson L., Flow around a simplified car, Part 2: Understanding the flow, ASME Journal of Fluids Engineering, Vol 127/919, 2005

[Kra09], Krajnovic S., Large eddy simulation of flows around ground vehicles and other bluff bodies, Phil. Trans of the Royal Society A, Vol 367, pp2917-2930, 2009

[Kra10], Krajnovic S. and Fernandes J., Numerical Simulation of the flow around a simplified vehicle model with active flow control, International Journal of Heat and Fluid Flow, Volume 32, Issue 1, February 2011, Pages 192–200, 2010

[Lec08] Leclerc C., Réduction de la traînée d'un véhicule automobile à l'aide du contrôle actif par jet synthétique, rapport de doctorat, Insitut Mécanique des Fluides de Toulouse, 2008

[Les08] Lesieur M., *Turbulence in Fluids (Fluid Mechanics and Its Applications), 4th, rev. and enlarged ed. 2008, XXXVIII, 563 p., Springer, 2008*

[Lev05] : Levallois E., Gilliéron P., Réduction de traînée en aérodynamique automobile par contrôle passif des écoulements – analyse par PIV, Colloque de visualisation et de traitement d'images en mécanique des fluides (FLUVISU 11), EC Lyon, 7-9 Juin 2005

[Lie02] H. Lienhart, C. Stoots, S. Becker, Flow and Turbulence Structures in the Wake of a Simplified Car Model (Ahmed Model), Notes on Numerical Fluid Mechanics (NNFM) Volume 77, pp 323-330, 2002
[Lum67] Lumley J.L., The structure of inhomogeneous turbulent flows, In A.M. Yaglom, & V.I. Tatarski Atmospheric Turbulence & Wave Propagation, 166–178., 1967

[Luc09] Luchtenburg D.M., Gunther B., Noack B., King R., Tadmor G.,A generalized mean-field model of the natural and high-frequency actuated flow around a high-lift configuration, J. Fluid Mech. (2009), vol. 623, pp. 283–316., 2009

[Mal85] M. Mallet, A finite element method for computational fluid dynamics, PhD Thesis, Stanford University, 1985

[Mar01], Martinat G., Analyse physique et modélisation d'écoulements instationnaires turbulents autour de profils oscillants et d'éoliennes, Rapport de thèse, l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, 2007

{McCal04] McCallen R C, Salari K, Ortega J, DOE's Effort to Reduce Truck Aerodynamic Drag – Joint Experiments and Computations Lead to Smart Design, Portland, Oregon (2004)

[MT68] Milne-Tomson, L. M. Theoretical hydrodynamic. Dover, fifth edition ed., 1968

[Nay09] Nayeri, J Haff, D Greenblatt,L Loefdahl and C Oliver Paschereit, Drag Reduction on a Generic Tractor-Trailer using Active Flow Control in Combinaison with Solid Flaps, Lecture notes in Applied and computational mechanics Vol 41, ''The Aerodynamics Of Heavy Vehicles II: Trucks, Buses and Trains, MacCallen Brawnand, Editor, pp179-191, 2009

[Ono84] Onorato M., Costelli A. F. & Garonne A., 1984, Drag measurement through wake analysis, SAE, SP-569, International congress and Exposition, Detroit, MI, february 27 march 2, 1984, pp. 85-93

[Ost01], Osth J. and Krajnovic S., The flow around a simplified tractor trailer model studied by Large Eddy Simulation, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics , 2011

[Par07] Hyungmin Park, Woo-Pyung Jeon, Haecheon Choi,a_ and Jung Yul Yoo, Mixing enhancement behind a backward-facing step using tabs, Physics of Fluids, vol19, 105103 (2007)

[Pas08] Pastoor M, Henning L, King R, Noack B and Tadmor G, Feedback shear layer control for bluff body drag reduction, J. Fluid Mech., vol. 608, pp. 161–196, 2008

[Pas13] N.Peres and R.Pasquetti, Numerical study of drag reduction of a car model by active control using micro-jets, 21ème Congrès Français de Mécanique, Bordeaux 26 au 30 Août 2013

[Pio01] Piomelli U and Balaras E., Wall-Layer Models for Large Eddy Simulation, Annu. Rev. Fluid Mech. 2002. 34:349–74

[Pol06] Jacquin L., Tabeling P., Turbulences et Tourbillons, Cours de l'école Polytechnique, Edition 2006.

[Pop00] Pope S.B., Turbulent Flows, Cambridge University Press, 2000

[Rou09] M. Roumeas, P Gilliéron and A Kourta, Analysis and Control of the Near-Wake Flow over a Square-Back Geometry rear window*, Computers & Fluids, Volume 38, Issue 1, Pages 60–70, January 2009*

[Sei05] Seifert A, Pasteur S, "Method and mechanism for producing suction and periodic flow", US Patent 2006-0048829-A1, Granted 2005

[Sei07] Seifert A, Arwatz G, Palei V, Heavy Trucks Base-Drag Reduction Using Active Flow Control. Tel Aviv, Heavy Vehicle-Aerodynamics II Conference, 2007, Lake Taho, USA, (2007)

[Sei07] A. Seifert et al, "Large Trucks Drag Reduction using Active Flow Control", from "The Aerodynamics of Heavy Vehicles II: Trucks, Buses, and Trains" International Conference, August 26-31, 2007

[Sir87] Sirovich L., Turbulence and the dynamics of coherent structures. Quart. Appl. Math. 5, 561–590., 1987

[Sha91] F. Shakib and T.J.R. Hughes, A new finite element formulation for computational fluid dynamics: IX. Fourier analysis of space-time Galerkin/least-squares algorithms, Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. 87 (1991) 35-58.

{Sma63] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. Part I. The basic experiments. Month. Weath. Rev., 91(3):99–165, 1963.

{Spa00] P. R. Spalart., Strategies for turbulence modelling and simulations, Int. J. Heat & Fluid Flow, 21 252–263, 2000

[Spa92] Spalart, P. R. and Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows" AIAA Paper 92-0439, 1992

[Spo02] Spohn A., Gilliéron P., Flow Separations Generated by a Simplified Geometry of an Automotive Vehicle, IUTAM Symposium: unsteady separated flows, 2002

[Tha10] Thacker A., Contribution expérimentale à l'analyse stationnaire et instationnaire de l'écoulement à l'arrière d'un corps de faible allongement, Mémoire de thèse, Laboratoire PRISME d'Orléans, 2010

[Uck01] Ukeiley L., Cordier L., Manceau R., Delville J., Glauser M., Bonnet J.P., Examination of large scale structures in a turbulent plane mixing layer. Part 2. Dynamical systems model. J. Fluid Mech., 441, 67-108, 2001

[Was10] E. Wassen, S. Eichinger, F. Thiele , Simulation of Active Drag Reduction for a Square-Back Vehicle, R. King (Ed.): Active Flow Control II, Notes on Numerical Fluid Mechanics (NNFM) 108, pp. 241–255., 2010

[Zha06], Xin Zhang, Ground Effect Aerodynamics of Race Cars, Applied Mechanics Review, Vol 59, 2006

[Zer00] Zerihan J. , Zhang X., Ae rodynamics on a single element wing in ground effect, Journal of Aircraft, Vol. 37, No 6, November December 2000

[Zuh08] Zühlke O, Investigation of aerodynamic devices to reduce aerodynamic drag of a generic tractor trailer. , Diploma thesis, ISTA (HFI), TUBerlin, 2008.

Tables des figures

Figure 0.1 - Répartition des émissions mondiales de gaz à effet de serre par secteur (à gauche) et par gaz (à droite). Source GIEC, (ARS, Vol3, SPM, 13.04.2014). 14
Figure 0.2 - Répartition des pertes d'énergie d'un véhicule en fonction de sa vitesse 15
Figure 0.3 - Description des cycles NEDC et WLTP 15
Figure 1.1 - Définition du torseur aérodynamique d'un véhicule 20
Figure 1.2 - Calcul de Sx à partir du modèle numérique 21
Figure 1.3 - Évolution du coefficient de traînée au fil des années [Huc93] 22
Figure 1.4 - Ordres de grandeurs de valeurs de Cx pour des formes classiques 22
Figure 1.5 - Bilan intégral de quantité de mouvement sur des surfaces fluides autour d'un véhicule d'après [Ono84] 23
Figure 1.6 - Visualisation schématique d'écoulements laminaire et turbulent dans une canalisation 24
Figure 1.7 - Visualisation schématique des allées de Bénard-Karman 25
Figure 1.8 - Principe physique de l'instabilité de Kelvin Helmholtz : déstabilisation d'une nappe de vorticité. 26
Figure 1.9 - Couche limite sur un obstacle 26
Figure 1.10 - Mécanismes instationnaires d'une couche limite se développant sur une plaque plane d'épaisseur 2H d'après Kiya et al. [Kiy86] 27
Figure 1.11 - A gauche : représentation schématique d'un écoulement turbulent. A droite : Spectre de l'énergie cinétique d'un écoulement turbulent. 28
Figure 1.12- Distribution de l'énergie cinétique et de dissipation en fonction des échelles de l'écoulement 29
Figure 1.13 - Vitesse en fonction du rayon pour un tourbillon circulaire [Bru14] 29
Figure 1.14 - Comparaison des trajectoires moyennes des structures tourbillonnaire à l'arrière d'un culot droit avec (en bleu) et sans (en rouge) contrôle de la traînée [Bru14]. 30
Figure 1.15 – Distribution typique de pression autour d'un véhicule d'après Happian Smith selon des mesures effectuées en soufflerie - Source [Hap] 31
Figure 1.16 Déclinaisons du modèle DrivAer [Hef12] 31
Figure 1.17 Mesures expérimentales sur modèle DrivAer - En haut : comparaisons de mesures de traînée sur maquette d'Audi A4, BMW série 3 et DrivAer - En bas : Mesure de coefficient de pression sur les déclinaisons du modèle DrivAer dans le plan de symétrie en partie supérieure (gauche) et inférieure (droite) [Hef12] 32
Figure 1.18 - Coefficient de pression sur la lunette arrière de chaque déclinaison du modèle DrivAer [Hef12] 32
Figure 1.19 - Contribution de différents facteurs à la traînée d'un véhicule [Bar01] 33
Figure 1.20 - Répartition des pertes de SCx [Lec08] 33
Figure 1.21 - Comparaison des allures de courbes de Cx en fonction de l'angle de la lunette pour un corps de Ahmed (à gauche) et un véhicule automobile (à droite) d'après Hucho et al.[Huc93] 34
Figure 1.22 - Dimensions du corps de Ahmed 35
Figure 1.23 - Lignes de courant dans le plan longitudinal médian en aval du corps de Ahmed pour différentes inclinaisons de lunette arrière [Gil00] [Lec08] 35
Figure 1.24 - Évolution et répartition du Cx en fonction de l'angle de lunette sur un corps de Ahmed [Ahm84] 36
Figure 1.25 - (a) Visualisation du décollement avant en canal hydraulique avec un plan laser situé sur le plan de symétrie longitudinal, (b) Tomographie laser relevée dans un plan horizontal situé à 3.10-3 m au-dessus du pavillon. Vue du dessus de la maquette (c) Visualisation pariétale, lignes de frottement relevées sur le pavillon. Vue du dessus de la maquette en lumière blanche, d'après Spohn et al. [Spo02] 37
Figure 1.26 - Topologie de l'écoulement dans le sillage d'une géométrie de type culot droit [Kra03] 37
Figure 1.27 - Description d'une zone d'écoulement cisaillé [Rou06] 38
Figure 1.28 - Fréquence dominante relevée dans le sillage d'une maquette. Identification de zones d'activité basse fréquence (en jaune) et haute fréquence (en rouge) [Tha10] 39
Figure 1.29 - Mise en évidence des structures instantanées contributives à la création de la structure torique Wi d'après [Kra03], les 'shed vortices' sont les structures issue de cette formation torique et advectées vers le sillage .. 39
Figure 1.30 - Comparaison expérience - calcul d'après Hinterberger et al. [Hin01] 40
Figure 1.31 - Calcul sur corps de Ahmed à 25° par méthode RANS [Mar01] 40
Figure 1.32 - Géométrie du 'bus shapped body' de Krajnovic [Kra03] 41
Figure 1.33 - Visualisation d'un isocontour de pression moyenne à l'arrière du culot (gauche) Lignes de courant moyennes dans le plan Y0 (centre) et topologie schématisée de l'écoulement (droite) [Kra03] 41
Figure 1.34 – Iso contour instantané de pression avec superposition de lignes de courant instantanées dans le plan Y0 [Kra03] 41
Figure 1.35 - Domaine numérique de l'étude sur culot de droit de Roumeas et al. [Rou09] 42
Figure 1.36 - Topologie de l'écoulement de sillage [Rou09] 42
Figure 1.37 – En haut : Iso surface de coefficient de pression totale, Cpi=0,9, colorié par le coefficient de pression dans le fluide. En bas : Comparaison des champs de pression et lignes de courant pour un calcul 2D (a) et le plan de symétrie d'un calcul 3D [Bru10] 42

Figure 1.38 - Lignes de courant du champ de vitesse moyen dans les plans de symétrie (à gauche) et horizontal à mi-hauteur du culot (à droite) [Was10] 43
Figure 1.39 - Distribution de la pression moyenne au culot et lignes de courant [Was10] 43
Figure 1.40 - Optimisation du coefficient de traînée d'un véhicule [Huch93] 44
Figure 1.41 - Écoulement fluide autour d'un milieu poreux et profile de vitesse longitudinal associé 45
Figure 1.42 - Corps de Ahmed à culot droit équipé de milieux poreux sur le pavillon (à gauche) et sur le pavillon et le soubassement (à droite) [Bru11]. 45
Figure 1.43 - Récapitulatif des gains [Bru11]. 46
Figure 1.44 - Coefficient de pression le long du culot avec et sans utilisation de milieux poreux [Bru11]. 46
Figure 1.45 - Nomenclature liées aux générateurs de vortex 46
Figure 1.46 - Expérience de vortex generator sur une marche descendante à culot droit [Par07]. 47
Figure 1.47 - Corps de Ahmed à lunette arrondie équipé de vortex generator pilotable : champs de vitesse et pression sur la lunette sans (au centre Cx=0.315) et avec (à droite Cx=0.280) les vortex generator en fin de pavillon d'un corps de Ahmed [Aid09] 47
Figure 1.48 - Visualisation des champs de vitesse dans des plans longitudinaux du sillage par PIV sur une berline PSA C4 sans générateurs de vortex (a) et avec générateurs de vortex (b) 48
Figure 1.49 - Plaques séparatrices transversales La recirculation du fluide dans la cavité D entraîne une remontée de pression au niveau du culot d'origine. La présence de la plaque uniformise et augmente la pression 48
Figure 1.50 - Plaques séparatrices longitudinales [Gil01]. 49
Figure 1.51 - Corps de Ahmed à 30° équipé de déflecteurs sur la lunette et le culot [Aid09] 49
Figure 1.52 - Modèle générique tracteur-remorque utilisé dans l'étude de Nayeri et al. [Nay09]. Ce modèle est à l'échelle 1/10ème des plus gros camions en circulation en Europe 50
Figure 1.53 – A gauche : plaques longitudinales utilisées sur un poids lourd. A droite : appendice amovible ''Aerovolution product'' vendu pour 3,5% de gain de consommation. 50
Figure 1.54 – Combinaison d'appendices aérodynamiques et estimations respectives des gains Total fuel saving ~12% 51
Figure 1.55 - Objet d'étude pour contrôle de pression sur le culot par jet pulsés d'après Pastoor et al. [Pas08] 52
Figure 1.56 - Effet des jets pulsés sur le sillage [Pas08] 53
Figure 1.57 - Possibilité de contrôle et leur effet sur le sillage [Pas08] 53
Figure 1.58 - Distribution de coefficient de pression sur l'arrière du corps de Ahmed avec et sans contrôle pour différents débits [Lec08] 54
Figure 1.59 - Dispositif de jet synthétique (à gauche) et représentation schématique de son effet sur le sillage (à droite) [Lec08]. 54
Figure 1.60 - Dispositions et caractéristiques des fentes de soufflage dans l'étude de Joseph [Jos12] 55
Figure 1.61 - Réduction de traînée obtenue dans l'étude de Joseph [Jos12] 55
Figure 1.62 - Position et paramètres de soufflage sur la géométrie [Rou06] 56
Figure 1.63 - Variation de la traînée en fonction de la vitesse d'éjection (à gauche) et de l'angle de soufflage (à droite) [Rou06] 56
Figure 1.64 - Influence du contrôle sur le sillage [Rou06] 56
Figure 1.65- Domaine de calcul et gains de traînée obtenus en numérique tridimensionnelle dans la thèse de Leclerc [Lec08] 57
Figure 1.66 - Géométrie pour un calcul LES d'après Krajnovic et al. [Kra10] reproduisant les expériences menées par Pastoor et al. [Pas08]. 57
Figure 1.67 - Densité Spectrale de Puissance du signal de traînée sans (a) et avec (b) contrôle. [Kra10]. 58
Figure 1.68 - Paramètres de contrôle actif sur une simulation numérique sur culot droit [Was10] 58
Figure 1.69 Récapitulatif des gains de traînées obtenus selon les configurations [Was10] 58
Figure 1.70 - Caractère dissymétrique de la distribution de pression pour différents angles de soufflage (a) θ=0°, (b) θ=20°, (b) θ=45°, (b) θ=60°. [Was10] 59
Figure 1.71 - Contrôle actif transversal (à gauche). Comparaison de coefficients de pression sans (a) et avec (b) soufflage [Bru11] 59
Figure 1.72 - Contrôle actif longitudinal (à gauche). Comparaison de coefficients de pression sans (a) et avec (b) soufflage [Bru11] 60
Figure 1.73 Récapitulatifs des gains de traînée selon la disposition des fentes de soufflage [Bru11] 60
Figure 1.74 - Visualisation pariétale au culot avec et sans AFC [Nay09] 60
Figure 1.75 - Gain de traînée obtenus par Nayeri et al. [Nay09] 61
Figure 1.76 – Résultats de couplage des solutions de contrôle active et passive d'après Bruneau et al. [Bru10] 61
Figure 1.77 - Système d'actionneur monté sur la remorque d'un camion et schéma de principe [Sie08] 62
Figure 1.78 – Récapitulatif des variations de consommation. Rapport essai « California fuel saving » [Sie08] 62
Figure 1.79 - Contrôle du sillage par un cylindre tournant d'après Beaudoin et al. [Bea04] 62
Figure 2.1 - Principe de la modélisation LES 67

Figure 2.2 - Maillage en proche paroi a) dimensionné pour la DES b) maillage inefficace pour la DES 70
Figure 2.3 - Densité spectrale de puissance sur un signal de fluctuation de vitesse 76
Figure 2.4 - Illustration de la décomposition d'un champ par la POD 77
Figure 2.5 - Représentation schématique de la méthode des snapshots 79
Figure 2.6 - Mise en évidence des phénomènes de battements, interaction avec le sillage [Tha10] 80
Figure 3.1 - Soufflerie Malavard du laboratoire PRISME de l'université d'Orléans 82
Figure 3.2 - Montage d'une maquette sur la balance aérodynamique 83
Figure 3.3 - Schéma de principe du tube de Pitot 83
Figure 3.4 - Montage des capteurs de pression 84
Figure 3.5 - Montage du fil chaud sur son bras robotisé (ici, mesure dans l'écoulement de sillage) 85
Figure 3.6 - Photographie de visualisation pariétale sur un corps de Ahmed à culot droit 85
Figure 3.7 – À gauche : Laser du système PIV tirant dans le plan YZ à X=2H en aval du culot à travers une vitre en plexiglas bordant la section de la soufflerie. Le mat portant la caméra est situé en aval de l'écoulement et n'est pas visible sur cette photographie. À droite : résultats après post traitements du champ de vitesse moyenné pour cette configuration de mesure. 86
Figure 3.8 - Dimensions du corps de Ahmed à culot droit 86
Figure 3.9 - Corps de Ahmed sur le faux plancher mobile (gris) disposant d'un nez (noir) en bord d'attaque de NACA. 87
Figure 3.10 - Coefficient de traînée en fonction de l'angle de la lunette et distribution (Ahmed et al. [Ahm84]) et coefficient de la traînée mesurée dans la soufflerie Malavard du laboratoire PRISME de l'Université D'Orléans 88
Figure 3.11 - Champs de vitesse par PIV dans le plan longitudinal pour le cas de référence 89
Figure 3.12 - Champs de vitesse par PIV dans les plans transversaux en X=0,5H (à gauche), en X=H (au centre) et en X=2H (à droite) 89
Figure 3.13 - Position des mesures fil chaud dans le plan Y=0. 90
Figure 3.14 - Mesure fil chaud dans le plan de symétrie longitudinale du sillage pour le cas de référence. 90
Figure 3.15 - Chaînes pneumatique et électrique du système de contrôle actif par jets pulsés 91
Figure 3.16 - Angles de soufflage et gardes au sol 91
Figure 3.17 - A gauche : protocole de mesure de caractérisation de vitesse d'éjection par fil chaud sur l'électrovanne 5 avec angle de soufflage à 0°. À droite : évolution de la vitesse d'éjection en fonction de la position des électrovannes pour différents débits de soufflage et fréquences de pulsation. 92
Figure 3.18 – A gauche : Vue CAO des quatre configurations d'angle. A droite : photographie du montage de l'électrovanne et de son diffuseur, sans les canaux de sélection de l'angle de soufflage 92
Figure 3.19 - Profil temporel de vitesse pour une fréquence de pulsation de 30Hz (à gauche) et 300Hz (à droite). La ligne rouge représente la moyenne temporelle. 93
Figure 3.20 – Evolution en fonction de la garde au sol de l'ensemble de valeurs de Cx mesurée (à gauche) et variations de Cx relatives au cas de référence de chaque garde au sol (à droite). 94
Figure 3.21 - Valeurs de Cx (à gauche) et variations de Cx associées (à droite) en fonction du débit des électrovannes 95
Figure 3.22 - Valeurs de Cx (à gauche) et variations de Cx associées (à droite) en fonction de l'angle de soufflage. ... 95
Figure 3.23 – En haut : Ensemble des mesure de Cx en fonction de la fréquence de pulsation. En bas : Variations des mesures de Cx obtenues pour le nuage de points du plan d'expérience par rapport à la référence de garde au sol relative, avec distinction des gains de traînée en rouge et des dégradations en bleu 96
Figure 3.24 – Mesure de variation de Cx en fonction de la fréquence pour la garde au sol de 50mm et le débit maximum 97
Figure 3.25 – Comparaison des valeurs de Cx en fonction de la fréquence pour les gardes aux sols de 50mm (en noir) et 35mm (en rouge) pour le débit maximal 97
Figure 3.26 - Implantation des prises de pression au culot 98
Figure 3.27 - Distribution de pression au culot pour une garde au sol de 50mm, pour le cas de référence (à gauche), le cas avec jets pulsés et débit maximal à 30Hz (au centre) et 400Hz (à droite). 98
Figure 3.28 - Visualisations pariétales pour le cas de référence (à gauche), le cas avec jets pulsés et débit maximal à 30Hz (au centre) et 400Hz (à droite). 99
Figure 4.1 - Soufflerie reproduite en calcul. Le corps de Ahmed (en noir) est disposé sur une plaque au centre. 102
Figure 4.2 - Nomenclature liée au corps de Ahmed 102
Figure 4.3 - Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de mailles du modèle 103
Figure 4.4 - Description du maillage proche du corps de Ahmed (en vert plein) 104
Figure 4.5 - Délimitation de la zone inertielle du spectre d'énergie d'après Pope [Pop00] 105
Figure 4.6 - Visualisation des valeurs de la fonction de distance à la paroi Y+ sur le corps au temps final (t=T). 106
Figure 4.7 - Résultante aérodynamique du cas de référence et coefficient de pression au culot 107
Figure 4.8 - Répartition de pression sur la calandre du corps de Ahmed 108
Figure 4.9 - Profils de vitesse dans la couche limite relevés en Y=0 (à gauche) et Z=H/2 (à droite) 109

Figure 4.10 – Relevés d'énergie cinétique turbulente dans la couche limite en Y=0 (à gauche) et Z=H/2 (à droite) .. 109
Figure 4.11 - Pression moyenne sur la calandre et le pavillon pour deux calculs différents présentant une dissymétrie à gauche et à droite du décollement. 110
Figure 4.12 - Distribution de coefficient de pression dans le plan Y=0 (à gauche) et Z=H/2 (à droite) 110
Figure 4.13 - Structure torique de pression moyenne à l'arrière du culot droit par un iso contour de Cp=-0,29..... 110
Figure 4.14 - Vecteurs vitesses moyennés projetés dans le plan X=5H montrant les deux structures moyennes contra rotatives longitudinales se développant en aval de la bulle de recirculation 111
Figure 4.15 - Distribution de coefficient de pression moyenné au culot 111
Figure 4.16 - Distribution d'énergie cinétique turbulente. À gauche: distribution dans le plan Y0. À droite: iso contour de valeur TKE=50m²/s² 112
Figure 4.17 - Superposition des iso contours de minimums de pression et des iso contours de maximum d'énergie cinétique turbulente dans le sillage. 112
Figure 4.18 - Visualisation du critère Q moyen 112
Figure 4.19 - Iso contour de critère Q au temps t=0.817s colorié par la vitesse longitudinale 113
Figure 4.20 - Densité spectrale de puissance des signaux de (a) traînée, (b) dérive et (c) portance 114
Figure 4.21 - Spectre du signal de pression au culot 115
Figure 4.22 - Signal de pression (en noir) et signal reconstruit par transformée de Fourier inverse à partir des seules fréquences identifiées dans la figure 4.18 (en rouge) 115
Figure 4.23 - Capteurs numériques (points noirs) disposés sur le culot 116
Figure 4.24 – A gauche : distribution de la pression RMS sur le culot. A droite : Ensemble des spectres du culot 116
Figure 4.25 - Spectrogramme de la pression au culot sur la ligne Y=0 (en haut) et Z=H/2 (en bas) 116
Figure 4.26 – Capteurs numériques (points noirs) disposés dans l'écoulement 117
Figure 4.27 - Superposition de tous les spectres de vitesse du sillage en échelle semilog (à gauche) et loglog (à droite) 117
Figure 4.28 – Description spectrale du sillage dans le plan Y0 : spectrogramme sur la ligne Z=H/2 (orange), sur la ligne X=H/2 (rouge) et sur la ligne X=H (bleue) 118
Figure 4.29 – A gauche: Position des points utilisés pour l'inter corrélation superposée au champ de coefficient de pression dans le plan longitudinal. A droite : Corrélations croisées des points sélectionnés dans le sillage (la référence est data1) 119
Figure 4.30 – Cohérences spectrales des points du sillage data2 (en orange), data4 (en rouge) et data6(en vert) ... 119
Figure 4.31 - Moyenne de phase à 20Hz du champ de pression dans le plan longitudinal et au culot. Les deux images sont en opposition de phase. 120
Figure 4.32 – A gauche : Courbe de densité spectrale de puissance du capteur numérique situé en (X , Z) = (3,5H , 0,5H). A droite : superposition des cohérences spectrales de tous les capteurs numériques avec le capteur situé en (X , Z) = (3,5H , 0,5H). 120
Figure 4.33 - Comparaison des distributions de coefficient de pression au culot 121
Figure 4.34 - Comparaison des champs de vitesses dans le plan de symétrie longitudinale en essais par PIV (à gauche) et par calcul (à droite) 122
Figure 4.35 - Profil de vitesse et fluctuations adimensionnés pour différentes positions le long de la couche de cisaillement avec V_{REF}=30m/s 123
Figure 4.36 – Spectre du signal de vitesse point n°5 en essais (à gauche), et en calcul (à droite). 123
Figure 4.37 - Spectre du signal de pression au culot pour 12000 pas de tems (à gauche) et 4800 pas de temps (à droite) 124
Figure 4.38 - Évolution de la variation de traînée en fonction de la fréquence pour les expériences (courbe noire) et points de mesure reproduits en calcul (point rouge) 125
Figure 4.39 – Coefficients de pression au culot pour les différents cas de contrôle : référence à gauche, 30Hz au centre et 400Hz à droite 126
Figure 4.40 – Rappel des comparaisons des distributions de pression au culot en essais 126
Figure 4.41 – Distributions de coefficients de pression dans les plans longitudinal et transversal pour le cas de référence (à gauche), le cas avec jet pulsé à 30Hz (au centre) et le cas avec jet pulsé à 400Hz (à droite) 127
Figure 4.42 - Iso contour de minimums coefficient de pression décrivant la structure torique pour le cas de référence (à gauche), le cas avec jet pulsé à 30Hz (au centre) et le cas avec jet pulsé à 400Hz (à droite) 127
Figure 4.43 - Énergie cinétique turbulente moyennée dans les plans Y=0 (en haut) et Z=H/2 (en bas) pour le cas de référence (à gauche), avec jet à 30Hz (au centre) et avec jet à 400Hz (à droite) 128
Figure 4.44 - Superposition des densités spectrales de puissance des points du sillage (Figure 4.26) pour le cas de référence (en haut), le cas à 30Hz (en bas à gauche) et à 400Hz (en bas à droite) 129
Figure 4.45 - Identification des fréquences dominantes sur le culot pour le cas de jet à 30Hz (à gauche) et à 400Hz (à droite) 129

Figure 4.46 – En haut : Description des fréquences dominantes du signal de pression relevé au culot pour le cas avec jet pulsés à 30Hz (à gauche) et 400Hz (à droite). En bas : Densité spectrale de puissance des signaux de pression au culot pour le cas jet pulsé à 30Hz (à gauche et 400Hz (à droite). 129
Figure 4.47 - Matrices de corrélation de la base POD colorié en log(|R_{ij}|) pour le cas de référence (à gauche) et le cas jets pulsés à 400Hz (à droite) 131
Figure 4.48 - Valeurs propres normalisées associées aux 20 premiers modes de l'écoulement 131
Figure 4.49 - Description du premier mode POD pour le cas de référence. En haut à gauche : iso contours des maximums de valeur absolue du mode propre. En haut à droite : Valeurs du mode propre dans le plan de symétrie longitudinale. En bas à gauche : évolution coefficient modal en fonction du temps. En bas à droite : spectre du signal de coefficient modal 132
Figure 4.50 - Description de premier mode POD pour le cas avec jet pulsé à 400Hz. En haut à gauche : iso contours des maximums de valeur absolue du mode propre. En haut à droite : Valeurs du mode propre dans le plan de symétrie longitudinale. En bas à gauche : évolution coefficient modal en fonction du temps. En bas à droite : spectre du signal de coefficient modal 133
Figure 4.51 - Description du 3ème mode de pression fluctuante pour le cas de référence (à gauche) et le cas avec jet pulsé à 400Hz (à droite) 133
Figure 4.52 - Iso contour de vorticité dans un plan de coupe en Z à mi-hauteur des pieds 134
Figure 4.53 - Iso contour du premier mode POD de pression fluctuante 134
Figure 4.54 - Corps de Ahmed sans pieds avec Z=0.248H de garde au sol 134
Figure 4.55 - Comparaison des distributions de pression au culot 135
Figure 4.56 - Comparaison des distributions de pression dans le sillage en Y0 136
Figure 4.57 - Energie cinétique turbulente dans le plan longitudinal 136
Figure 4.58 - Comparaison des spectres des signaux de pression au culot avec (à gauche) et sans pieds (à droite) .. 136
Figure 5.1 – Corps de Ahmed culot droit muni de ses cinq fentes de soufflage et nomenclature liée aux fentes continues et discontinues 141
Figure 5.2 – Corps de Ahmed à culot droit avec déflecteur (en orange). Le déflecteur supérieur à un angle de 12° par rapport au pavillon et les déflecteurs latéraux un angle de 6° par rapport aux cotés. La longueur projetée en X de tous les déflecteurs est de 5% de la longueur du corps (lx=0,05L) 141
Figure 5.3 – Exemples d'évolution de la vitesse de jets au cours du temps dans le cas d'utilisation de jet synthétique (à gauche) ou de jet pulsé (à droite) 142
Figure 5.4 - Évolution du coefficient de pression au culot en fonction du coefficient de traînée. 147
Figure 5.5 - Evolution du coefficient de la traînée moyen en fonction de la vitesse de jet 148
Figure 5.6 – Evolution du coefficient de la traînée moyen en fonction de l'angle de soufflage pour les configurations de contrôle par fente discontinue en partie supérieure du culot, pour une vitesse de jet fixée de V_{jet}=75m/s 148
Figure 5.7 – Comparaison des champs moyens de pression sur le culot pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite) 152
Figure 5.8 – Distribution de pression dans le plan longitudinal pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite) 153
Figure 5.9 - Distribution de pression dans le plan transversal pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite) 154
Figure 5.10 – Iso-contours de coefficient de pression pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite) 154
Figure 5.11 - Vitesse longitudinale dans le sillage pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite) 155
Figure 5.12 - Vitesse verticale dans le plan Y=0 pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite) 156
Figure 5.13 - Vitesse transversale dans le plan Z=H/2 pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement

(configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite) 156
Figure 5.14 - Comparaison des champs moyennés de TKE dans le plan Y0 pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite). Les positions des centres tourbillonnaires sont repérées par les points oranges et verts pour chaque cas, les lignes pointillées noires représentent les abscisses des centres tourbillonnaires du cas de référence. 157
Figure 5.15 - Comparaison des champs moyens de critère Q dans le plan Y0 pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite) 158
Figure 5.16 - Comparaisons des iso contours de champs moyens de critère Q, Q = 30000 coloriés par la vitesse longitudinale Vx pour le cas de référence (en haut à gauche), le cas de jet synthétique discontinu en partie haute (configuration n°16, en haut à droite), le cas avec déflecteur uniquement (configuration n°19, en bas à gauche) et le cas avec déflecteur couplé à des jets pulsés (configuration n°20, en bas à droite) 159
Figure 5.17 – Profil de vitesse et d'énergie cinétique turbulente dans la couche de cisaillement pour le cas de référence (à gauche) et pour le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (à droite) 160
Figure 5.18 – Champs de vitesse longitudinale moyennée dans le plan Y=0 autour de la couche de cisaillement en proche culot pour le cas de référence (en haut) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (en bas) 161
Figure 5.19 – Energie cinétique turbulente moyennée dans le sillage en proche culot dans le plan Y=0 culot pour le cas de référence (en haut) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (en bas) 161
Figure 5.20 - Visualisation du champ de pression moyenné autour de quatre jets discontinus (en haut) et d'un iso contour de critère Q instantané colorié par la vitesse longitudinale moyennée en phase de soufflage. 162
Figure 5.21 - Description du comportement d'un jet synthétique d'après les travaux de Leclerc [Lec09]. (a) Visualisation du centre des structures tourbillonnaires à l'aide des iso-contours de circulation. (b) évolution de la position z_j en fonction de la phase angulaire 163
Figure 5.22 - Capteurs numériques (points noirs) disposés sur le culot 163
Figure 5.23 – Superposition des densités spectrales de puissance des signaux de pression au culot pour le cas de référence (en haut) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (en bas). 164
Figure 5.24 – Distribution de la pression RMS au culot pour le cas de référence (à gauche) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (à droite) 165
Figure 5.25 - Spectrogramme au culot sur la ligne Y=0 pour le cas avec contrôle par jet synthétique. 165
Figure 5.26 - Spectrogramme au culot sur la ligne Z=H/2 pour le cas avec contrôle par jet synthétique. 165
Figure 5.27 – Rappel des spectrogrammes de la pression au culot sur les lignes Y=0 (en haut) et Z=H/2 (en bas) pour le cas référence présenté au chapitre précédent. 166
Figure 5.28 – Capteurs numériques (points noirs) disposés dans l'écoulement 166
Figure 5.29 – Superposition des densités spectrales de puissance des signaux de vitesse dans l'écoulement pour le cas de référence (en haut) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (en bas) 167
Figure 5.30 - Capteurs numériques sélectionnés dans le sillage pour une comparaison des spectres 168
Figure 5.31 - Comparaison point à point des spectres dans le plan Y=0. A gauche : cas de référence. A droite : cas avec contrôle 168
Figure 5.32 - Comparaison point à point des spectres dans le plan Y=0. A gauche : cas de référence. A droite : cas avec contrôle 169
Figure 5.33 - Comparaison des densités spectrales de puissance des signaux de vitesse dans le sillage pour le cas de référence (en noir) et le cas avec contrôle par jet synthétique en fente discontinue en partie supérieure du culot (en rouge). 171
Figure 5.34 - Iso contour de critère Q, Q=300000 colorié par la vitesse longitudinale Vx au temps t=0.815s pour la configuration de référence (a) et la configuration jets à 45° (b). 173
Figure 5.35 – Mesure de distance dans la couche de cisaillement entre deux structures identifiées par un iso contour de critère Q, Q=300000 colorié par la vitesse longitudinale Vx au temps t=0.815s pour la configuration de référence 174
Figure 5.36 - Matrice de corrélation et distribution des valeurs propres 175
Figure 5.37 – Description du premier mode de pression fluctuante en sortie de jet et transformée de Fourier du coefficient modal associé 176

Figure 5.38 – Description du premier mode de pression fluctuante dans la couche de cisaillement 176
Figure 5.39 - Description du deuxième mode de pression fluctuante et transformée de Fourier du coefficient modal associé. 177
Figure 5.40 - - Description du quatrième mode de pression fluctuante et transformée de Fourier du coefficient modal associé. 177

Liste des tableaux

Tableau 1.1 - Comparaison des coefficients de la traînée pour différents types de véhicule 31
Tableau 1.2 - Récapitulatif des gains de traînée connu selon les auteurs, modèles d'étude et type de contrôle..... 63
Tableau 3.1 - Grandeurs caractéristiques du système 87
Tableau 3.2 - Position des centres tourbillonnaires moyens dans les plans longitudinaux et transversaux..... 89
Tableau 3.3 - Récapitulatif du plan d'expérience..... 93
Tableau 3.4 - Cx de références pour les différentes gardes au sol..... 94
Tableau 4.1 - Récapitulatif des conditions temporelles du calcul 105
Tableau 4.2 - Echelles caractéristiques dans le sillage du corps pour Re = 412 000..... 106
Tableau 4.3 - Valeurs moyennes de distance de la première maille normale à la paroi n^+ pour chaque partie du corps de Ahmed et maximum spatial et temporel relevé, d'après la fonction de distance à la paroi y^+..... 106
Tableau 4.4 - Répartition des efforts aérodynamiques de la traînée sur le corps 108
Tableau 4.5 - Comparaisons des grandeurs globales entre essais et calcul 121
Tableau 4.6 - Ecarts en % sur les valeurs du coefficient de la traînée entre l'étude expérimentale et numérique..... 125
Tableau 4.7 - Valeurs de coefficients de traînée, variation de traînée associée, coefficients de pression au culot et part du culot dans la distribution de Cx pour les cas comparés en calcul et en essais et écart de traînée en % pour les différents cas comparés..... 125
Tableau 4.8 - Position des centres tourbillonnaires moyens dans les plans longitudinaux et transversaux..... 128
Tableau 4.9 - Comparaisons des coefficients de traînée et contribution des pieds et du culot 135
Tableau 5.1 - Liste des configurations effectuées..... 143
Tableau 5.2 - Récapitulatif des variations de traînée et de pression au culot 146
Tableau 5.3 - Récapitulatif de la variation de traînée, de la surface de soufflage, du coefficient de quantité de mouvement, du gain de puissance aérodynamique, de la puissance aéraulique et de l'efficacité liée pour certaines configurations..... 151