



HAL
open science

Contrôle actif d'écoulements décollés par jets pulsés : étude numérique et expérimentale de l'écoulement autour d'une rampe descendante

Alexandre Debisschop

► **To cite this version:**

Alexandre Debisschop. Contrôle actif d'écoulements décollés par jets pulsés : étude numérique et expérimentale de l'écoulement autour d'une rampe descendante. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. 2014. dumas-01677540

HAL Id: dumas-01677540

<https://dumas.ccsd.cnrs.fr/dumas-01677540>

Submitted on 8 Jan 2018

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.

CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET METIERS
CENTRE D'ENSEIGNEMENT DE PARIS

MÉMOIRE

présenté en vue d'obtenir

LE DIPLOME D'INGÉNIEUR CNAM

SPÉCIALITÉ : MÉCANIQUE

OPTION : AÉRODYNAMIQUE

par

ALEXANDRE DEBISSCHOP

**Contrôle actif d'écoulements décollés par jets pulsés : étude numérique et
expérimentale de l'écoulement autour d'une rampe descendante**

soutenu le : **15 Juillet 2014**

JURY

PRÉSIDENT :

M. Francesco GRASSO

Professeur titulaire de chaire, CNAM

MEMBRES :

M. Frédéric ALIZARD

Maître de conférences, CNAM

M. Xavier AMANDOLESE

Maître de conférences, CNAM

M. Jean-Luc ALLEAU

Ingénieur Messier-Bugatti-Dowty

M. Patrick FOURNIER

Ingénieur, IAT

M. Philippe GILOTTE

Ingénieur, Plastic Omnium

M. Violette RONCHETTI

Ingénieur, SNECMA

Sommaire

I Etude expérimentale	1
Introduction	4
1 Moyens expérimentaux	5
1.1 Soufflerie	5
1.1.1 Présentation de la soufflerie S4	5
1.1.2 Dimensions et caractéristiques	6
1.2 La maquette : description et dimensions.	8
1.2.1 La maquette	8
1.2.2 Système d'axes	9
1.2.3 Le plancher	10
1.3 Mesures de pression	10
1.3.1 Mesure de pression statique	10
1.3.2 Mesure de pression dynamique : tube de Pitot double	11
1.3.3 Mesure de pression totale : la sonde de Kiel	12
1.3.4 Mesure de pression totale dans une couche limite : sonde lécheuse	13
1.4 Anémomètre à fil chaud	13
1.4.1 Principe de fonctionnement	13
1.4.2 Mesure de la densité spectrale de puissance	15
1.5 Explorateur	15
1.6 PIV	16
1.6.1 Principe de fonctionnement général	17
1.6.2 Fonctionnement en 2D-2C	18
1.6.3 Fonctionnement en 2D-3C	19
1.7 Le système de jets pulsés	21
1.7.1 Description du dispositif	21
1.7.2 Paramètres de réglage	22

2	Topologie générale de l'écoulement	25
2.1	Profils de couche limite	25
2.1.1	Méthodologie	25
2.1.2	Analyse des résultats expérimentaux	28
2.2	Répartition de pression sur le corps	32
2.2.1	Instrumentation du corps	32
2.2.2	Analyse de la répartition de pression sur le corps	35
2.3	Détection des structures tourbillonnaires	38
2.3.1	Stratégie de détection des vortex	38
2.3.2	Programme de post-traitement de la PIV 2D-2C	43
2.3.3	Analyse des structures cohérentes	49
3	Détermination de la trainée du corps	55
3.1	Positionnement du problème	55
3.2	Méthodologie	56
3.3	Mesures expérimentales	59
3.3.1	Mesures par PIV stéréoscopique 2D-3C	60
3.3.2	Tomographie de pression d'arrêt	63
3.4	Développement du programme et application	65
3.4.1	Structure du programme	65
3.4.2	Description des étapes de l'algorithme	66
3.5	Analyse des résultats et discussion	67
4	Contrôle actif	69
4.1	Caractérisation de l'efficacité du contrôle	69
4.2	Influence des paramètres de contrôle et stratégie	71
4.2.1	Paramètres de contrôle	71
4.2.2	Méthodologie	72
4.3	Analyse des résultats de la nouvelle stratégie	74
4.3.1	Analyse des effets du contrôle	74
4.3.2	Analyse fréquentielle	77
4.4	Application à un véhicule : perspectives	79
II	Étude Numérique	81
5	Présentation du code de simulation numérique	83
5.1	Le solveur	83
5.1.1	Méthode numérique	83

5.1.2	Principaux avantages et limitations	86
5.2	Méthode des frontières immergées (IB)	86
5.2.1	Description de la technique	86
5.2.2	Principale formulation	87
5.2.3	Caractéristiques d'intégration au code	89
5.3	DES : Simulation des tourbillons détachés	90
5.3.1	Présentation de la technique	90
5.3.2	Fonction de paroi et discussion	91
5.4	Quelques résultats	93
5.4.1	Déroulement du projet	93
5.4.2	Application du code	94
5.4.3	Discussion	95
6	Moyens de calculs	97
6.1	Notions de calcul scientifique	97
6.1.1	Vocabulaire	97
6.1.2	Principe de la parallélisation	98
6.1.3	Cluster	99
6.2	Étude de la parallélisation	100
6.2.1	Moyens et méthodologie	100
6.2.2	Résultats	100
	Conclusion et perspectives	106
	Conclusion	106
	Perspectives	106
A	Tomographies et PIV	107
A.1	Tomographies : compléments	107
A.2	PIV : influence des paramètres de contrôle	110
B	Etalonnage des capteurs de pression	111
B.1	Sonde de Kiel	111
B.2	Capteurs de pression différentielle	112
B.3	Note de calcul : estimation de la traînée de frottement du sol	113

Table des figures

1.1	Plan de la soufflerie S4	6
1.2	Dimensions de la maquette	9
1.3	Système d'axes	9
1.4	Sonde de Pitot double	11
1.5	Sonde de Kiel et sa courbe d'étalonnage	12
1.6	Principe du CTA	14
1.7	Le pont de Wheastone	15
1.8	Vue de l'explorateur	16
1.9	Principe de fonctionnement de la PIV	17
1.10	Détermination du Δt optimal	19
1.11	Reconstruction d'un plan par stéréoscopie, d'après [6]	20
1.12	Réalisation d'un plan transversal par stéréoscopie	20
1.13	Principe et détail du système de jets pulsés	21
1.14	Détail du boîtier d'éjection	22
1.15	Caractérisation des jets	23
2.1	Vue arrière du dispositif	26
2.2	Détail du dispositif de sondage	26
2.3	Profil de C.L à $190mm$ et $245mm$	29
2.4	Profil de C.L à $345mm$ et $445mm$	29
2.5	Profil de C.L à $545mm$ et $645mm$	30
2.6	Profil de C.L à $745mm$ et $845mm$	30
2.7	Paramètres de couche limite	31
2.8	Vue de la maquette instrumentée	33
2.9	Détail de l'instrumentation	34
2.10	Détail de l'instrumentation du nez	35
2.11	Cp à $20m/s$	36
2.12	Cp à $30m/s$	36
2.13	Cp à $40m/s$	37

2.14	Évolution du contrôle en fonction de la vitesse	37
2.15	Boucle d'instabilité d'un décollement	39
2.16	Structure 3D du décollement	39
2.17	Classification des points critiques en 2D	41
2.18	Système d'axe d'une structure cohérente	42
2.19	Discretisation de l'espace pour les différences finies	45
2.20	Précision des schémas aux différences finies pour la PIV	47
2.21	Position de plans PIV	49
2.22	Plan PIV à $y = 0mm$ et $y = 56.5mm$, 20 m/s.	50
2.23	Plan PIV à $y = 112.5mm$ et $y = 179.5mm$, 20 m/s.	50
2.24	Plan PIV à $y = 0mm$ et $y = 56.5mm$, 30 m/s.	51
2.25	Plan PIV à $y = 112.5mm$ et $y = 179.5mm$, 30 m/s.	51
2.26	Lignes de courant à $y = 0mm$ et $y = 56.5mm$, 30 m/s.	52
2.27	Lignes de courant à $y = 112.5mm$ et $y = 179.5mm$, 30 m/s.	53
3.1	Schéma des surfaces de contrôle	56
3.2	PIV à 20 m/s : à g. référence , à dr. jets actifs	61
3.3	PIV à 30 m/s : à g. référence , à dr. jets actifs	61
3.4	PIV à 40 m/s : à g. référence , à dr. jets actifs	62
3.5	Tomographies à 20 m/s : à g. référence , à dr. jets actifs	64
3.6	Schéma de principe de l'algorithme	65
3.7	Cx d'un corps simple à culot incliné à $\varphi = 25^\circ$. Cas No 1. : $\alpha = \delta = 0^\circ$	68
4.1	Évolution du C_p de culot sur la ligne médiane	73
4.2	Évolution du C_x brut	75
4.3	Évolution du coefficient de quantité de mouvement injectée et de la réduction du C_x brut	75
4.4	Évolution du $C_{x_{eff}}$ et du rendement	76
4.5	Réduction effective du C_x	77
4.6	DSP à $y = 0mm$ et $y = 56.5mm$	78
5.1	Schéma de principe de la technique IB	87
5.2	Schéma d'interpolation au second ordre	89
5.3	Fonction de paroi : modèle à deux zones	93
5.4	Traitement de la géométrie sous résolue	94
5.5	Phénomène de séparation	96
6.1	Parallélisme temporel	99
6.2	Évolution du temps machine	101
6.3	Accélération A_{np}	103

6.4	Efficacité E_{np}	103
A.1	Tomographies à 30 m/s	107
A.2	Tomographies à 40 m/s	108
A.3	Tomographies à 30 m/s : comparaison des paramètres de contrôle	108
A.4	Tomographies à 40 m/s : comparaison des paramètres de contrôle	109
A.5	PIV à 30 m/s : à g. 190Hz 355l/min ; à dr. 180Hz 405l/min	110
A.6	PIV à 40 m/s : à g. 190Hz 355l/min ; à dr. 180Hz 405l/min	110
B.1	Étalonnage de la sonde de Kiel	111
B.2	Étalonnage du capteur No.1	112
B.3	Étalonnage du capteur No.2	112

Liste des tableaux

2.1	Position des sondages de couche limite sur le plan de symétrie	28
2.2	Récapitulatif des paramètres de couche limite	31
2.3	Reynolds effectif pour chaque position de sondage	32
2.4	Répartiton longitudinale des prises de pressions	34
2.5	Paramètres de contrôle actif	35
2.6	Vitesse et nombre de Reynolds des essais	49
3.1	Paramètres des essais PIV	62
3.2	Contribution des composantes du C_x , en (%)	67
4.1	Influence des paramètres de contrôle à U_∞ constant	72
4.2	Résultats bruts des effets du contrôle	74
4.3	Résultats de l'efficacité du contrôle	76
4.4	Paramètres de contrôle pour la mesure de la DSP	78
5.1	Maillages testés	95
6.1	Résultats des essais de parallélisation	101
6.2	Accélération du code	102
6.3	Efficacité du code	102

Partie I
Etude expérimentale

Introduction

Le contexte énergétique actuel met en jeu des mécanismes géopolitiques qui se traduisent par des tensions importantes, mettant à mal la paix entre les peuples, tandis que les questions environnementales n'ont pas encore trouvé de réponse définitive, sinon celle d'un constat d'urgence. Dans ces guerres, la réduction de la traînée des véhicules peut se révéler une arme redoutable, comme le rappelle Pierric Joseph, ingénieur ayant participé au projet CARAVAJE, dans sa thèse de doctorat : « une réduction de traînée de 20% induit directement une baisse de la consommation en carburant de 1.4 l au 100km, ainsi qu'une réduction des émissions de CO₂ de 16 g/km (trajet autoroutier à 120 km/h,[...] compte tenu que pour l'année 2010 par exemple, 168 milliards de kilomètres ont été parcourus sur le réseau autoroutier, cela représenterait [...] une économie globale de 2.4 milliards de litres de carburant, et empêcherait l'émission de plus de 2.7 millions de tonnes de CO₂. ».

Les projets FOSCO (pour FORcing for Separation COntrol) et CARAVAJE (Contrôle de l'AéROdynAmique externe des Véhicules Automobile par JETs pulsés) menés en partie à l'Institut AéroTechnique ont montrés que l'utilisation des jets pulsés peut réduire la traînée des automobiles, qui est principalement due (80%) au décollement localisé sur la partie arrière du véhicule [30]. En particulier, le projet CARAVAJE a mis en évidence le besoin d'une approche plus générique pour une meilleure compréhension de ce décollement 3D complexe.

Ce mémoire est principalement axée sur le développement d'outils contribuant à l'amélioration de la compréhension physique : détection des structures cohérentes, de simulation numérique, mesures visant à caractériser la topologie de l'écoulement, mais aussi d'un outil de quantification de la réduction de la traînée, élément nécessaire pour dresser le bilan énergétique d'une stratégie de contrôle et qui manquait jusqu'à présent.

Cette étude se décompose en deux parties, l'une traitant des aspects expérimentaux, l'autre de la simulation numérique, mais ces deux parties sont complémentaires : de nombreux essais expérimentaux ont eu à la fois l'objectif de fournir des éléments de compréhension, mais aussi de comparaison permettant la validation des simulations numériques. De même, celui-ci n'a pas vocation à se substituer aux essais expérimentaux, mais plutôt

à les compléter, apportant une force nouvelle quand la mise en œuvre d'expériences se révèle insuffisante, ou devient trop complexe.

Ainsi, nous espérons que les efforts fournis pour la réalisation de ce mémoire se concrétiseront bientôt et évolueront vers une application industrielle.

Chapitre 1

Moyens expérimentaux

Dans ce chapitre nous présentons les différents moyens expérimentaux utilisés pour la réalisation de cette étude. Pour chacun d'entre eux, après un rappel de leur principe de fonctionnement, nous décrivons leurs caractéristiques techniques, leurs principaux paramètres de réglage et leurs étalonnages. Enfin, nous définissons la méthodologie retenue pour leurs mises en œuvre dans chacun des cas expérimentaux rencontrés.

1.1 Soufflerie

La partie expérimentale de cette étude s'articule autour de nombreux essais mettant en jeu différentes techniques, de la plus rudimentaire (mesure de pression statique), à la plus sophistiquée (Particle Image Velocimetry -PIV). Elles ont cependant toutes en commun d'avoir été mises en œuvre dans une seule et même installation : la soufflerie industrielle S4 de l'Institut AéroTechnique (IAT) à St-Cyr-l'Ecole. C'est donc par elle que nous débutons notre inventaire des moyens expérimentaux utilisés.

1.1.1 Présentation de la soufflerie S4

La soufflerie S4 a été construite en 1974 dans le contexte particulier du premier choc pétrolier. Sa raison d'être fut alors de contribuer à la compréhension et à l'amélioration de l'aérodynamique des véhicules et, par ce biais, de réduire leur consommations. Le coefficient de traînée moyen à cette époque avoisinait 0.40 ¹ ; un travail important et fructueux pouvait donc aboutir, et de fait aboutira, à une amélioration importante de l'efficacité énergétique des véhicules. Cette même soufflerie participera également au développement de l'effet de sol en compétition (Formule 1 Ligier), à l'étude de la stabilité aérodynamique

1. voir par exemple [15] p46, fig 1.58

générale des voitures de tourisme, aux grandes victoires de Peugeot aux 24H du Mans (Peugeot 905), ainsi qu'à de très nombreux projets des grands constructeurs français, mais aussi à ceux de petits artisans de l'automobile (PGO).

Il est donc intéressant de constater qu'après ces trente années passées à répondre aux problématiques nouvelles de l'automobile, elle soit remise à contribution dans le cadre de l'étude du contrôle des décollements par jets pulsés qui vise, rappelons-le, la réduction de l'effort de traînée des véhicules de tourisme. Si le contexte pétrolier n'est pas exempt de similitudes avec celui de son époque de création, il vient s'ajouter aujourd'hui une dimension environnementale qui était bien loin des préoccupations de l'époque. On notera également qu'alors, tout l'objet des études était de rendre les véhicules efficaces sur un plan aérodynamique en modifiant leurs silhouettes, tandis qu'à présent, le but est de donner des qualités aérodynamiques à des véhicules qui n'en sont pas pourvus, en conservant les exigences du bureau de style. Intéressons-nous à ses caractéristiques techniques que nous tâcherons de présenter dans le contexte de notre étude.

1.1.2 Dimensions et caractéristiques

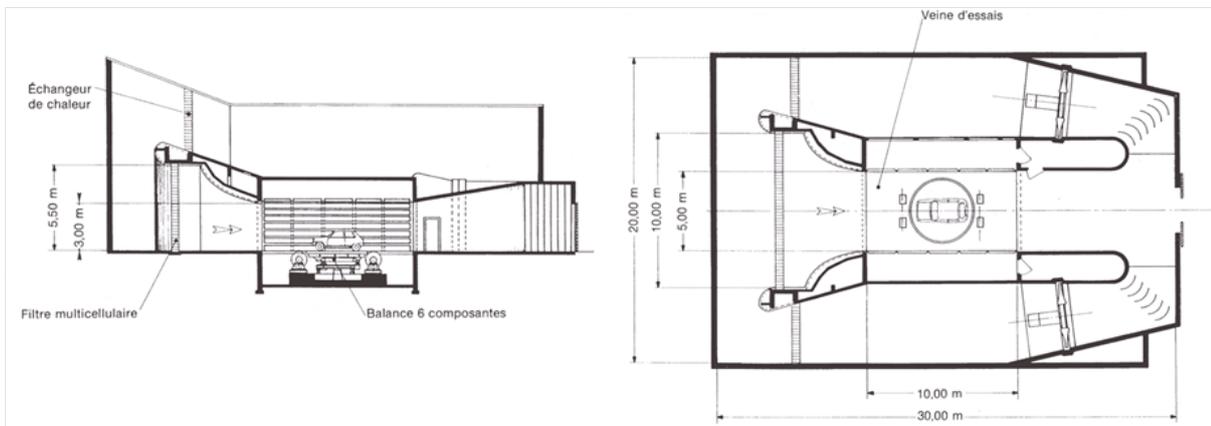


FIGURE 1.1 – Plan de la soufflerie S4

La soufflerie S4 est principalement dédiée aux essais aérodynamiques d'automobiles à échelle 1. Sa veine d'essai fournit une section transversale de 15 m^2 et une longueur de 10m, suffisantes pour accueillir un véhicule standard. Deux moteurs d'une puissance cumulée de 520 kW permettent d'atteindre une vitesse maximale de 40 m/s (144 km/h). La consultation du plan ci-dessus fait apparaître deux de ses spécificités principales : l'architecture du circuit et la présence d'une veine expérimentale à fentes. Commençons par

l'architecture du circuit.

Le circuit comporte un double retour de veine disposé autour de la veine d'essai, cette dernière étant située entre un collecteur de coefficient de contraction égal à 4, et un diffuseur à 9.2° ; une architecture relativement classique, à première vue, en faisant abstraction du double retour. La chambre de tranquillisation, qui précède l'entrée du collecteur, comporte une mise à l'air libre : la pression régnant à cet endroit du circuit étant égale à la pression atmosphérique, la veine d'essai travaille donc en dépression² relativement à la pression atmosphérique ; une caractéristique que l'on retrouve dans une soufflerie de type Eiffel. On remarquera d'ailleurs qu'en vue de côté en coupe sur le plan, la soufflerie S4 s'identifie très bien à cette architecture, dans la mesure où la chambre de tranquillisation n'est pas explicitement reliée au collecteur ; ce n'est pas cependant une soufflerie Eiffel typique puisqu'elle comporte un retour de veine. S'il fallait la classer dans une catégorie bien déterminée, elle tomberait dans la catégorie des souffleries Eiffel, mais il est clair que son architecture est pour le moins hybride ; elle répond à des contraintes d'espace et le retour peut donc être vu comme un hall où l'atmosphère est accélérée pour pallier les dimensions réduites de celui-ci³.

Quoi qu'il en soit, pour les questions qui nous occupent, les conséquences sont les suivantes : premièrement, la présence du double retour intégré dans un espace réduit, avec la veine expérimentale en son centre, contraint l'écoulement à subir les effets de nombreux dispositifs visant à le canaliser. Il en résulte un niveau de turbulence assez important, comparativement à de nombreuses souffleries de recherche⁴, et il faudra donc en tenir compte lorsqu'on souhaitera comparer nos résultats expérimentaux à d'autres résultats ; on utilisera pour ce faire le concept de nombre de Reynolds effectif que nous détaillerons plus loin. Deuxièmement, le fonctionnement en dépression⁵ de la veine d'essai ne nous permet pas de conserver un niveau de pression constant lorsque des tests sont effectués à des vitesses différentes. Le système d'alimentation des jets pulsés que nous utiliserons dans la suite de l'étude est en revanche réglé et maintenu à une certaine pression. Par conséquent, on se gardera d'utiliser la pression d'alimentation comme paramètre caractéristique du système à jets pulsés, dans la mesure où pour deux essais utilisant deux niveaux de pression d'alimentation égaux, les vitesses de sortie des jets seront différentes si les pressions régnant dans la chambre expérimentale ne sont pas identiques, ce que nous savons être le cas si les vitesses d'essais sont justement différentes. On choisira donc plutôt le débit volumique et la vitesse des jets pour caractériser le paramétrage énergétique des

2. En vertu du principe de Bernoulli.

3. On retrouve cette idée dans la soufflerie de l'ONERA à Lille, ou dans la soufflerie Pininfarina, qui utilisent un système de carénage pour guider le courant d'air dans un hall de petite dimension.

4. Le taux de turbulence moyen en S4 est de 1% à comparer avec la soufflerie S2A où ce même taux est de 0,4%

5. Ici nous entendons par "dépression" une pression inférieure à la pression atmosphérique

jets dans cette étude, par le biais d'un nombre adimensionnel que nous introduirons plus loin.

Enfin, attardons-nous sur les effets de la veine expérimentale à fentes. Cette disposition originale a pour but de diminuer l'effet du blocage engendré par la maquette, voire d'atteindre, comme cela est le cas en soufflerie S4, une correction de blocage nulle. Dans le cadre de notre étude, cette caractéristique est très intéressante car elle nous garantit une interaction minimale entre le dispositif expérimental⁶ et les parois de la veine. A ce stade de la présentation de notre étude, le lecteur n'a pas encore tous les éléments pour apprécier les dimensions précises du dispositif, qui comprend bien sûr la maquette, mais également le matériel nécessaire aux différents types d'investigations, et qui se trouve lui aussi très souvent dans la veine. On peut cependant affirmer d'ores et déjà que compte tenu de la technologie de la veine expérimentale, nous ne rencontrerons pas d'incertitudes liées au phénomène de blocage et ce, quelque soient les moyens déployés autour de la maquette. En revanche, il se développe sur le sol de la soufflerie une couche limite naturelle, dont l'épaisseur de 65 mm au niveau du plan de mesure, bien que pouvant être réduite à 25 mm par aspiration, reste trop importante devant la hauteur de la maquette (94 mm). Nous nous empressons donc de présenter immédiatement cette dernière, de sorte que le lecteur puisse avoir une idée claire de ses dimensions, mais aussi afin de pouvoir présenter la solution technique, remarquable tant par sa simplicité que par son ingéniosité⁷, qui fut alors trouvée pour pallier cet écueil.

1.2 La maquette : description et dimensions.

1.2.1 La maquette

Ce mémoire s'inscrit dans le cadre du projet FOSCO qui se concentre essentiellement sur le contrôle du décollement au niveau de la partie arrière d'un véhicule particulier. Dans ce contexte, la maquette a été conçue comme une forme simplifiée assurant une topologie d'écoulement de culot représentative de celle que l'on observe sur un véhicule automobile. Elle est constituée d'un avant-corps profilé en mousse et d'un squelette en aluminium usiné sur lequel sont fixés les flancs, le toit et le plan incliné. Le corps étant creux, il reçoit le système d'électrovannes qui alimente les jets et que nous détaillerons lorsque nous nous intéresserons au contrôle. Le plan ci-dessous révèle ses dimensions ; on distingue également celles du faux-plancher sur lequel elle est fixée et qui constitue la réponse au problème posé par le développement de la couche limite sur le sol de la soufflerie.

6. Nous entendons par dispositif expérimental la maquette et le matériel nécessaire pour acquérir les données tel que le robot de sondage ou les caméras de la PIV, par exemple.

7. Dont nous ne sommes malheureusement pas l'auteur !

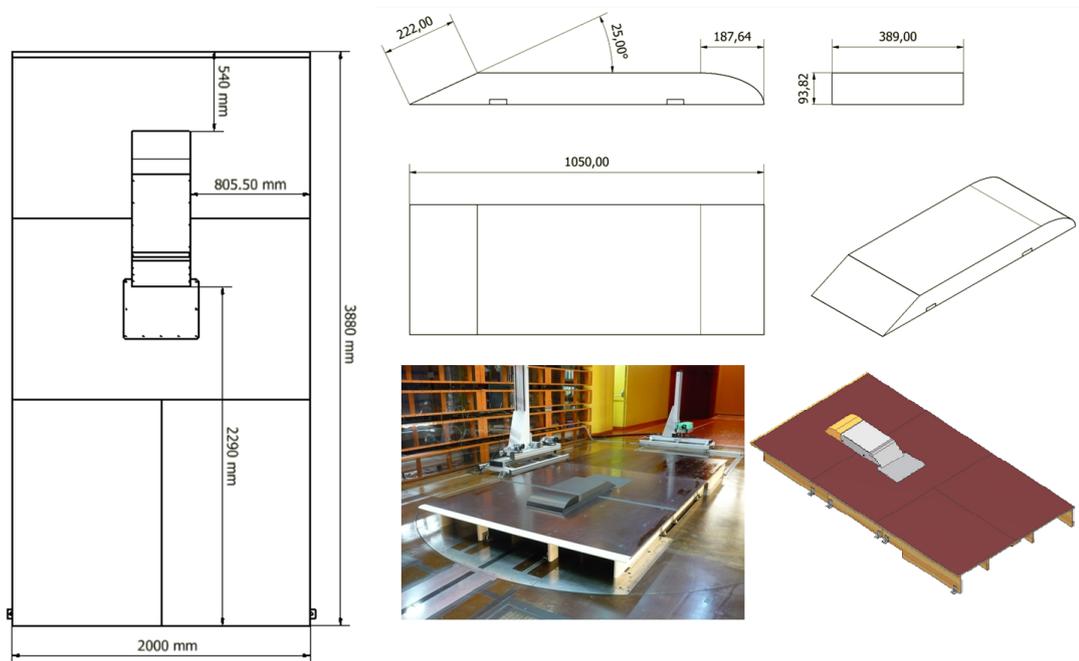


FIGURE 1.2 – Dimensions de la maquette

1.2.2 Système d'axes

Dans le cadre de cette étude, le repère cartésien choisi est le suivant :

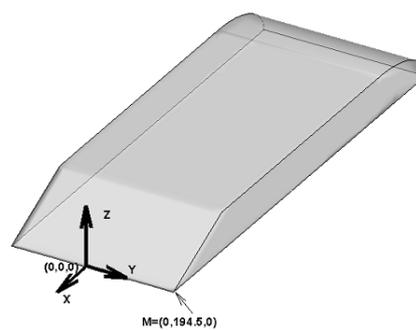


FIGURE 1.3 – Système d'axes

1.2.3 Le plancher

Le concept de fixation de la maquette sur un plancher surélevé a déjà été utilisé avec succès par P. Joseph[23] lorsqu'il a été confronté aux mêmes difficultés, au cours de son étude sur le contrôle actif appliqué au corps de AHMED ; il a donc repris ce concept dans le projet FOSCO. Le plancher est constitué d'une plaque en bois de grande dimension fixée sur des tasseaux boulonnés au sol de la soufflerie. Il est doté d'un bord d'attaque profilé⁸ permettant la naissance d'une nouvelle couche limite, plus fine, compatible avec les dimensions de la maquette, tandis que la couche limite développée sur le sol de la soufflerie passe en dessous, du fait de la surélévation⁹.

1.3 Mesures de pression

Dans cette section nous décrivons les trois méthodes et le matériel utilisé pour la mesure de pression statique, de pression dynamique et de pression totale. Avant de commencer cette description nous rappelons les trois notions susmentionnées, d'après [32] :

- La pression statique : elle peut être vue comme le résultat de mesure d'une prise de pression qui se déplace à la même vitesse que le fluide ; nous la noterons P_o ;
- La pression dynamique : c'est la pression générée par l'énergie cinétique du fluide se déplaçant à la vitesse V ; nous la noterons P_{dyn} ;
- La pression totale : elle est égale à la somme de la pression statique et de la pression dynamique. Lorsque le fluide est au repos elle est donc égale à la pression statique, mais lorsque le fluide est en mouvement , elle correspond à la pression d'arrêt ou d'impact sur un filet de fluide¹⁰ ; nous la noterons P_{to} ou P_i .

$$P_{to} = P_o + \frac{1}{2}\rho V_o^2 \quad (1.1)$$

1.3.1 Mesure de pression statique

La prise de pression statique est généralement constituée d'un simple trou de faible diamètre, percé dans la surface du corps étudié. Si, à première vue, elle est extrêmement

8. Le profil retenu fut un NACA 0018, pour ses propriétés aérodynamiques.

9. La dimension et l'espacement des tasseaux ont été choisis avec le souci que le blocage sous le plancher soit minimal.

10. Vrai, si le filet fluide est isolé thermiquement et si l'impact n'est pas précédé d'un phénomène irréversible

simple à fabriquer, il faut tout de même prendre des précautions importantes pour que le trou ne comporte pas de bavures ou ne se présente pas comme une discontinuité sur la paroi du corps ; cette dernière doit donc rester bien lisse au toucher, en dépit de la présence de la prise. On veillera également à ce que l'axe du trou ne diverge pas de plus de 10° par rapport à la normale de la paroi et que le diamètre du trou n'excède pas 1 à 2 mm, surtout si le gradient de pression est important. Dans ces conditions le trou pratiqué engendre une zone où l'écoulement est au repos et où la pression est égale à celle de la zone située immédiatement au dessus de l'orifice ; ceci, y compris dans le cas d'une couche limite, puisque le gradient de pression normal dans cette zone est nul. L'erreur de mesure de la pression statique est de l'ordre de 1%, lorsqu'elle est mise en œuvre avec les dispositions précitées [32].

1.3.2 Mesure de pression dynamique : tube de Pitot double

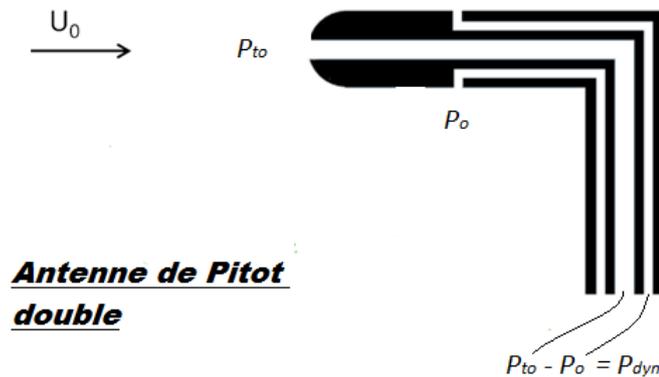


FIGURE 1.4 – Sonde de Pitot double

Le tube de Pitot double est un sonde de pression fréquemment utilisée pour connaître la vitesse d'un écoulement en un point. Comme le montre la figure ci-dessus elle comporte une prise de pression statique P_o et une prise de pression totale P_{to} . En vertu de la relation (1.1), la pression dynamique exercée par l'écoulement peut être mesurée directement par la différence :

$$P_{dyn} = P_{to} - P_o = \frac{1}{2}\rho V o^2 \quad (1.2)$$

On en déduit la vitesse V_o :

$$V_o = \sqrt{\frac{2(P_{to} - P_o)}{\rho}} \quad (1.3)$$

La sonde présente une caractéristique intéressante : sa sensibilité à l'incidence par rapport à la direction principale de l'écoulement est de l'ordre de 1% d'erreur jusqu'à 12° d'inclinaison ; cette caractéristique permet une mesure fiable de la vitesse, dans la plupart des situations où l'on connaît la direction privilégiée de l'écoulement.

1.3.3 Mesure de pression totale : la sonde de Kiel

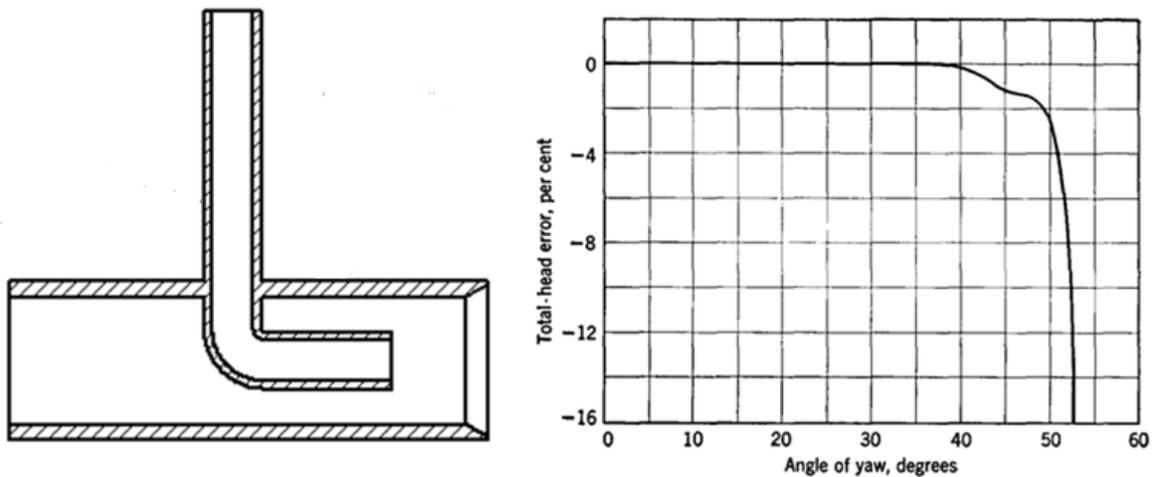


FIGURE 1.5 – Sonde de Kiel et sa courbe d'étalonnage

La sonde de Kiel a été élaborée par Georg Kiel en 1935. Elle est constituée d'un antenne de Pitot simple¹¹, placée dans un carénage qui fait office de tube de Venturi. D'après la relation de Bernoulli, sur une même ligne de courant, on a :

$$P_o + \frac{1}{2}\rho V_o^2 + \rho g z = Cste \quad (1.4)$$

11. Une antenne de Pitot simple est un tube de Pitot sans prise de pression statique. Seule la pression d'arrêt est mesurée.

Si l'on néglige le terme ρgz , nous avons vu d'après la relation (1.1) que nous mesurons donc une pression totale. Ainsi tout filet de fluide entrant dans le Venturi peut voir sa pression totale mesurée; le carénage agit donc comme un canalisateur de l'écoulement vers la sonde de mesure, en conservant sa pression totale. Selon la forme du Venturi utilisé, un écoulement présentant une incidence de 30° jusqu'à 50° peut être mesuré avec précision. Il est remarquable, comme le montre Kiel [24] et la figure (1.4), qu'un dispositif assez sommaire faisant office de Venturi, tel qu'un simple tube biseauté, est suffisant pour capter avec précision un écoulement aussi fortement incident. On utilisera donc ce type de sonde dans les écoulements instationnaires, notamment dans les sillages. Dans notre étude, nous utiliserons un tube biseauté sur le modèle de la figure 1.4 et nous réglerons le retrait de l'antenne de Pitot tel qu'il soit égal à un demi-diamètre intérieur du tube-carénage, ainsi que le préconise Kiel dans son article. La sonde a été ensuite étalonnée par l'auteur; la courbe d'étalonnage est visible en annexe.

1.3.4 Mesure de pression totale dans une couche limite : sonde lécheuse

Nous serons amenés à caractériser les profils de couche limite sur le corps étudié. Pour ce faire, nous emploierons une sonde dite « lécheuse ». Il s'agit en réalité d'un antenne de Pitot simple, dont la partie antérieure est écrasée « en bec de canard » de façon à offrir deux caractéristiques nécessaires au sondage d'une couche limite : permettre d'approcher la sonde le plus près possible de la paroi et rendre la zone mesurée la plus locale possible. La pression ainsi relevée est une pression totale.

1.4 Anémomètre à fil chaud

1.4.1 Principe de fonctionnement

L'anémomètre à fil chaud a été utilisé très tôt pour la recherche aérodynamique, dès 1923 [32]. Ses propriétés le rendent très intéressant pour la mesure de vitesse et l'étude de la turbulence. En effet, de part son principe de fonctionnement, l'anémomètre à fil chaud présente une grande résolution spatiale (mesure de tourbillon de longueur caractéristique inférieure à 1mm) et temporelle (bande passante jusqu'à 100kHz), ainsi que la possibilité de mesurer en continu une vitesse allant de quelques cm/s jusqu'au domaine supersonique. Dans le cadre de notre étude, nous utiliserons un modèle StreamlinePro de Dantec Dynamics, dit anémomètre à température constante (CTA)¹², dont le principe est résumé par le schéma ci-dessous, d'après[4] :

12. CTA : Constant Temperature Anemometry

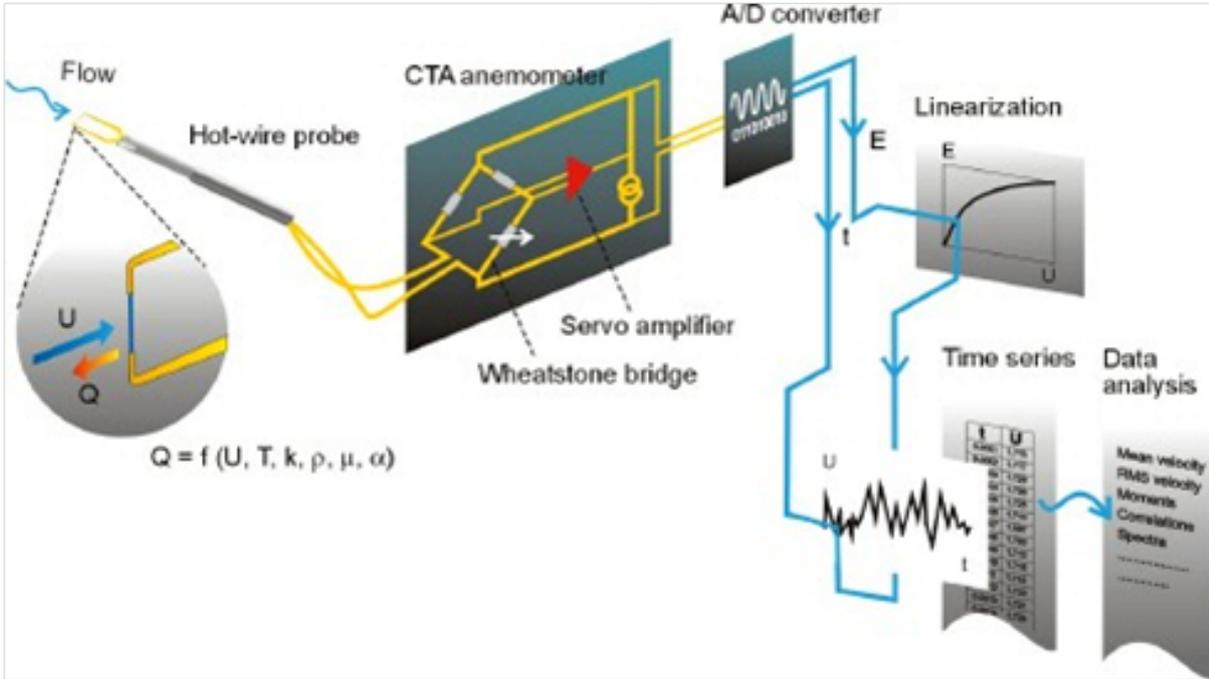


FIGURE 1.6 – Principe du CTA

Les qualités de ce système reposent sur le transfert de chaleur convectif Q nécessaire au refroidissement du fil de section A_w et de coefficient de conduction thermique h soumis à un écoulement de vitesse U , répondant à la loi de King :

$$Q = (T_w - T_0) \cdot A_w \cdot h = A + B \cdot U^n \quad (1.5)$$

où $(T_w - T_0)$ est la température dite de « surchauffe », A , B , et n sont des constantes issues de la calibration.

Le fil de résistance R_w constitue une des branches d'un pont de Wheatstone et se trouve maintenu à une température constante par un servo-amplificateur qui le soumet à un courant électrique E , nécessaire pour maintenir l'équilibre du pont. La mesure de ce courant électrique peut donc être liée à la vitesse de l'écoulement, soit par la loi de King, vue plus haut, soit par une loi polynomiale :

$$E^2 = (T_w - T_0) \cdot (A + B \cdot U^n) \quad (1.6)$$

$$U = \sum_{k=0}^5 C_k E^k \quad (1.7)$$

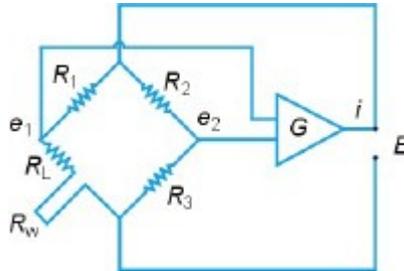


FIGURE 1.7 – Le pont de Wheastone

1.4.2 Mesure de la densité spectrale de puissance

Pour les questions qui nous intéressent dans cette étude, le fil chaud sera employé pour sa capacité à délivrer une mesure de vitesse instationnaire. Cette caractéristique permet notamment d'appliquer un traitement statistique aux données récoltées, et en particulier de calculer la densité spectrale de puissance du signal (DSP). La DSP est utile pour mettre en évidence les fréquences principales qui se détachent dans un écoulement fortement instationnaire ; nous la définirons avec précision dans la section consacrée aux mesures des spectres. Dans cette optique, un fil chaud droit, de type 55P11 monté sur un support coudé à 90° , sera sélectionné pour l'étude fréquentielle des structures tourbillonnaires à l'arrière du corps. La calibration est effectuée avec le calibrateur automatique Dantec ; on aurait toutefois pu s'en affranchir, en remarquant que lorsque l'on calcule une DSP, le facteur de normalisation permet de travailler directement en Volts.

1.5 Explorateur

Dans toute cette étude nous serons amenés à déplacer des sondes autour de la maquette. Le problème posé par toute mesure réalisée par sondage est l'interaction potentielle qu'elle peut engendrer et dont les conséquences peuvent fausser la mesure, du fait d'une modification locale de l'écoulement, soit par l'intrusion de la sonde, soit par le dispositif chargé de son déplacement. En règle générale, la géométrie des sondes est bien étudiée, de façon à minimiser l'erreur due à leur intrusion ; leurs supports mécaniques et en particulier leurs systèmes de déplacement, en revanche, sont souvent laissés à la discrétion de leurs utilisateurs et peuvent se révéler être la source d'interactions néfastes à la qualité de mesure.

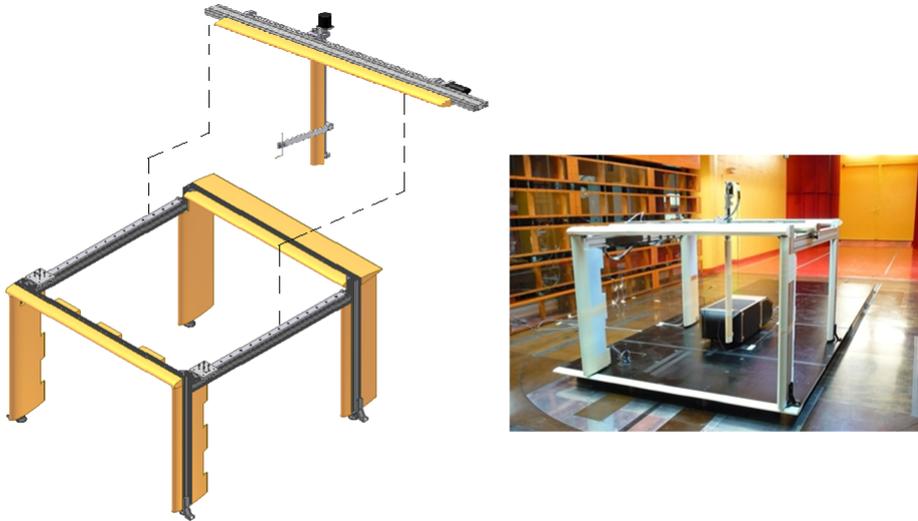


FIGURE 1.8 – Vue de l'explorateur

Fort heureusement, nous avons pu bénéficier du matériel spécifiquement développé pour l'étude du corps de Amhed par *Joseph* [23], qui, du fait de ses dimensions, s'adaptait parfaitement à notre cas d'étude. Ce dispositif, que nous appellerons « explorateur » a été conçu et fabriqué par le bureau d'étude de l'IAT afin de proposer un déplacement fiable et peu intrusif pour le sondage de maquette d'automobile simplifiée à l'échelle 1/5. Il s'intègre directement sur le plancher surélevé et ces caractéristiques géométriques, conjuguées aux carénages profilés de sa structure, qui lui assurent de très bonnes propriétés aérodynamiques, garantissent un niveau d'interaction aussi faible que l'on puisse espérer pour ce type d'expérience. La figure (1.8) révèle la forme en profil d'aile de ses carénages et permet de se rendre compte de ses dimensions.

1.6 PIV

Nous allons conclure ce chapitre par la présentation de la PIV¹³, dont l'Institut AéroTechnique s'est dotée récemment. Il s'agit d'un modèle fabriqué et mis au point par Dantec Dynamics, de type dit « 2D-3C », c'est à dire deux dimensions (2D), trois composantes (3C). Cette appellation trouve son origine dans la capacité du système à obtenir les trois composantes du vecteur vitesse à partir de mesures planes (2D). Il offre une grande souplesse d'utilisation, puisque l'on peut choisir de le faire fonctionner avec une ou deux

13. acronyme anglais de Particle Image Velocimetry.

caméras, selon que l'on veuille obtenir des relevés bidimensionnels ou tridimensionnels. Nous avons eu la chance de faire fonctionner ce matériel dans les deux modes ; plus exactement, nous avons participé à la mise en service et à la calibration du système pour les mesures bidimensionnelles et avons effectué une mise en œuvre complète pour obtenir un champ transversal tridimensionnel, dans le cadre de l'étude de l'effort de trainée du corps. Nous proposons donc au lecteur de rappeler son fonctionnement, afin de pouvoir présenter les différents paramètres de réglages mis en jeu, ainsi que les nombreuses problématiques qu'une campagne de mesure PIV ne manque jamais de soulever.

1.6.1 Principe de fonctionnement général

La PIV est une technique de mesure de vitesse basée sur l'évaluation du déplacement de particules micrométriques, illuminées par une lumière cohérente de forte puissance, au moyen de caméras haute-vitesse et d'un algorithme de traitement d'image. Elle présente comme avantages d'être non-intrusive et de fournir un champ complet de vitesse. La figure (1.6), extraite de [5] ci-dessous résume son principe de fonctionnement, que nous pouvons décrire sous forme d'étapes :

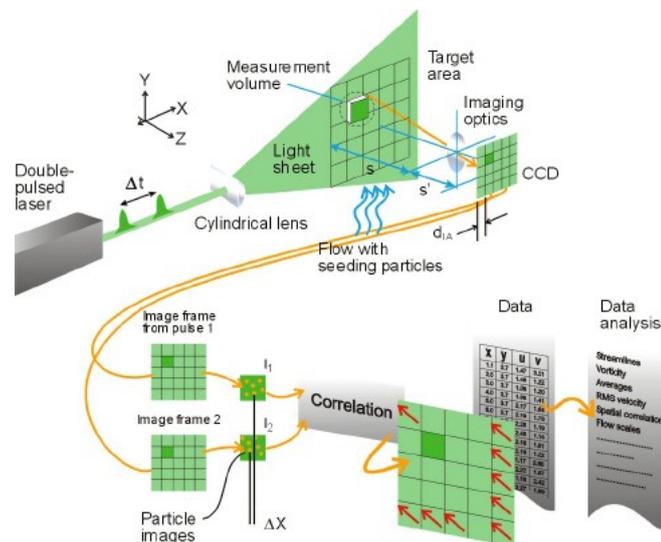


FIGURE 1.9 – Principe de fonctionnement de la PIV

1. On effectue une calibration qui permet de relier géométriquement le plan objet au plan image.

2. L'écoulement estensemencé par des particules d'huile d'olive très fines ; typiquement leur taille est de l'ordre de 1 à $5\mu m$.
3. Un laser de forte puissance illumine le plan de mesure ; les particules passant au travers de la nappe laser en réfléchissent la lumière.
4. Une séquence de synchronisation déclenche l'émission d'un double « pulse » laser ; le temps Δt séparant les deux pulses est réglable.
5. La séquence de synchronisation déclenche également la ou les caméras braquées sur le plan illuminé, qui enregistrent une paire d'images.
6. Un processus de traitement analyse l'intercorrélation des particules entre la paire d'images espacées du temps Δt réglé précédemment.
7. La distance D de deux particules corrélées est déduite à partir de la calibration ; on peut alors calculer la vitesse en chacun des points du champ : $V_p = \frac{D}{\Delta t}$.

Nous utiliserons un laser de 200 mJ et de longueur d'onde $\lambda = 532nm$. Les caméras sont dotées d'un capteur CCD de 2032x2032 pixels et d'objectifs Nikon de 150 mm. Le temps d'exposition des caméras restera fixé à 15 μs , dans toute notre étude. Le temps entre deux pulses (TBP) sera choisi en fonction des conditions de l'expérience, sur une plage comprise entre 15 μs et 100 μs .

1.6.2 Fonctionnement en 2D-2C

Sur un plan théorique, la PIV s'appuie sur la théorie des systèmes linéaires : la première image fournit le signal d'entrée, la seconde celui de sortie ; le champ de déplacement est la réponse impulsionnelle du système. Détaillons à présent la technique de corrélation d'images afin de révéler le jeu des différents paramètres.

L'intercorrélation des particules entre deux images est caractérisée par un pic de corrélation dont la valeur est comprise entre 0 et 1. Un premier paramètre influant sur la corrélation du signal est le nombre de particules par fenêtre d'interrogation : 10 particules suffisent pour obtenir un niveau de signal correct. Un second paramètre est le déplacement au sein de cette fenêtre : l'amplitude du pic diminuera avec l'augmentation de la vitesse de déplacement des particules. Enfin, le nombre de particules disparaissant entre deux images doit être assez faible pour maintenir un niveau suffisant de particules ; cette disparition de particules étant intimement liée aux déplacements hors plan, le déplacement maximum doit être maintenu inférieur au quart de la largeur de la nappe laser.

Les deux premiers paramètres peuvent être contrôlés par le réglage du TBP et le choix de la taille de la fenêtre d'interrogation. On tâchera de régler le TBP afin que la valeur de

déplacement des particules n'excède pas 25 % de la taille de la fenêtre¹⁴. Ce paramètre est toutefois délicat à gérer, en particulier dans les zones de fort gradient, si l'on souhaite conserver suffisamment de précision de mesure. En effet, si l'on exprime la vitesse d'une particule par la relation :

$$V_p = \frac{D + \epsilon D}{\Delta t} \quad (1.8)$$

où ϵD est l'erreur commise dans l'estimation de D , on en déduit immédiatement que cette erreur peut être rendue arbitrairement grande en réduisant Δt .

Le choix de ces paramètres invite donc au compromis, dans la mesure où un grand déplacement améliore la précision, mais diminue la corrélation, tandis que le signal de corrélation s'améliore avec la réduction de Δt au détriment de la précision. Cette situation peut être résumée par le graphique suivant, extrait de [31] :

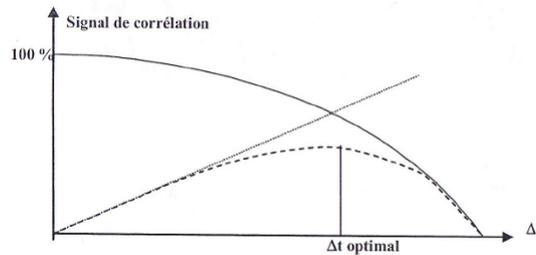


FIGURE 1.10 – Détermination du Δt optimal

1.6.3 Fonctionnement en 2D-3C

Pour obtenir la troisième composante du vecteur vitesse, on utilise l'enregistrement des images de deux caméras pour recomposer le champ en trois dimensions. L'épaisseur de la nappe laser fournit un volume de mesure dans lequel on enregistre trois plans de calibration. Les deux champs de vitesse issus des caméras peuvent alors être associés afin de procéder à la reconstruction stéréoscopique du plan, donnant accès aux trois composantes de vitesse pour chaque point retenu. Un dispositif permet la rotation du capteur CCD afin d'améliorer la mise au point de la caméra, en réduisant les effets d'astigmatisme

14. S'il excède 50% de la taille de la fenêtre, le théorème de Nquist-Shannon n'est plus vérifié car la corrélation est effectuée au moyen de FFT.

résultant de la position de la caméra par rapport au plan objet ; il est connu sous le nom d'arrangement de Scheimpflug.

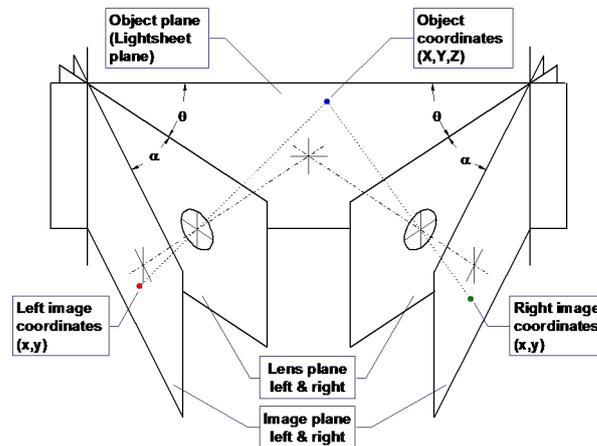


FIGURE 1.11 – Reconstruction d'un plan par stéréoscopie, d'après [6]

La calibration est ici le facteur le plus délicat dans la mise en œuvre d'une mesure par PIV stéréoscopique. Il faut également tenir compte, lorsque l'on réalise des plans transversaux, c'est à dire lorsque que le laser est perpendiculaire à l'écoulement et que les deux caméras lui font face, qu'une des deux caméras travaille « face au laser », tandis que l'autre lui « tourne le dos » (voir figure (1.10), extraite de [5]). Par conséquent, on réduira l'ouverture d'une caméra par rapport à l'autre, de sorte que l'intensité de la réflexion des particules soit semblable pour les deux caméras.

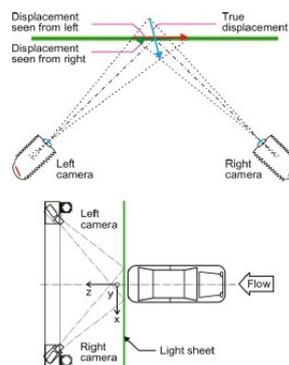


FIGURE 1.12 – Réalisation d'un plan transversal par stéréoscopie

1.7 Le système de jets pulsés

Le projet FOSCO ayant pour but l'étude du contrôle d'écoulements décollés par forçage, un dispositif de production de jets pulsés est intégré à la maquette. Dans son principe et sa composition, il est similaire à celui utilisé par *Joseph* [23] pour l'étude du contrôle sur le corps de Ahmed.

1.7.1 Description du dispositif

Le principe de génération de jets pulsés repose sur un système pneumatique à électrovannes chargé de propulser l'air à travers des buses situées 10 mm à l'amont du plan incliné de la rampe. Chacun des deux blocs d'électrovannes est piloté par une carte électronique de commande reliée à un générateur de fréquence (GBF) permettant d'ajuster les paramètres de pulsation désirés. L'alimentation de la partie électronique du circuit est assurée par deux générateurs de 420 W chacun, tandis que le système pneumatique reçoit l'air comprimé par le réseau de l'IAT via un détendeur de pression réglable et un débitmètre électronique.

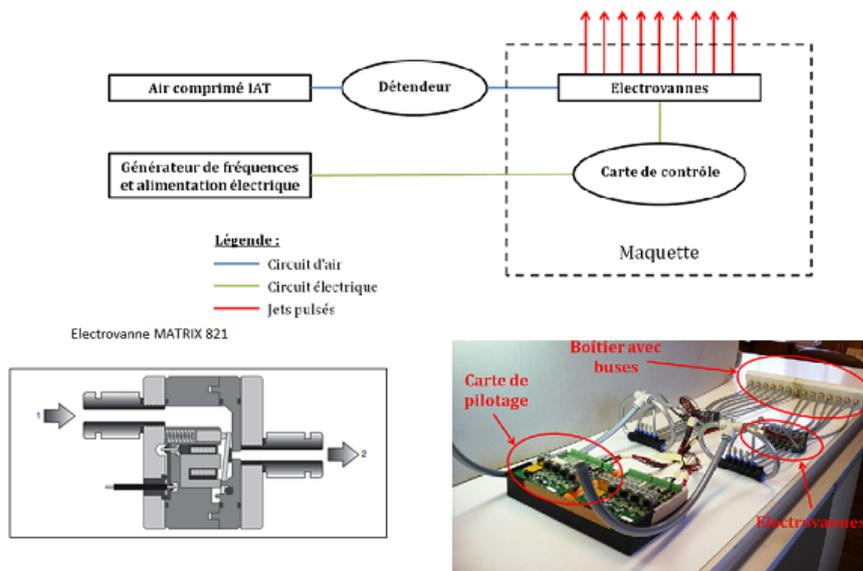


FIGURE 1.13 – Principe et détail du système de jets pulsés

L'air pulsé par les électrovannes est éjecté, après avoir été conditionné dans une cavité remplie de billes de verre calibrées, au travers de 89 orifices oblongs précédés d'une grille. Le détail du boîtier d'éjection est visible figure (1.14).

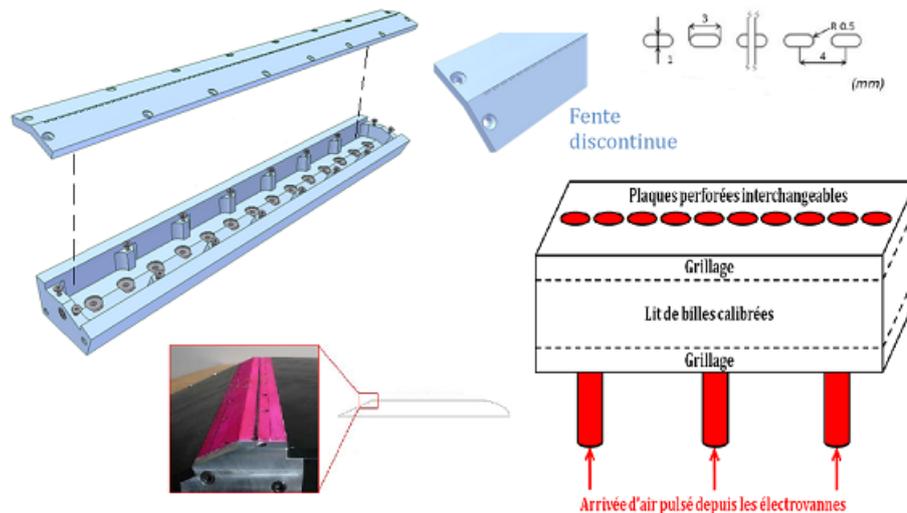


FIGURE 1.14 – Détail du boîtier d'éjection

1.7.2 Paramètres de réglage

Trois paramètres contrôlent les caractéristiques des jets produits par le système : la vitesse d'éjection, la fréquence de pulsation et le rapport de cycle. Le rapport de cycle, noté $DC\%$ est le ratio entre le temps de soufflage et le temps de relaxation. Ces trois paramètres sont réglés par les appareils suivants :

1. le détendeur réglable permet de régler la pression d'alimentation en air et influe de ce fait sur la vitesse de sortie des jets. Ce paramètre est quantifié par un manomètre et un débitmètre.
2. le générateur de fréquence, qui assure le réglage de la fréquence et du rapport de cycle. Ces deux paramètres peuvent être suivis sur un oscilloscope branché en parallèle sur le circuit de commande des électrovannes.

Les effets de l'ajustement de ces paramètres sont illustrés sur la figure (1.15), extraite de [9] :

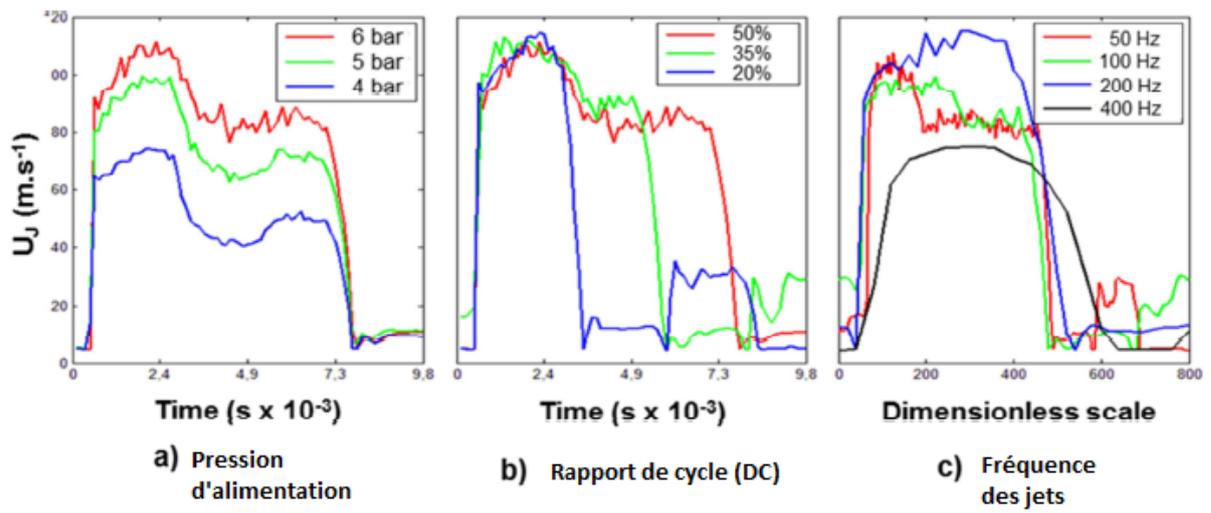


FIGURE 1.15 – Caractérisation des jets

Chapitre 2

Topologie générale de l'écoulement

Dans le cadre du projet FOSCO, de nombreux essais ont été réalisés en amont de l'étude sur le contrôle du décollement, afin de caractériser l'écoulement sur la partie arrière du corps. Des nombreux plans PIV transversaux et longitudinaux, ainsi qu'une étude de la répartition de pression sur l'arrière du corps ont été effectués dans ce but, par l'équipe en charge du projet. Nous avons complété ces travaux avec deux objectifs principaux : apporter des éléments de comparaison quantitatifs dans le cadre du développement d'un code numérique, et améliorer la compréhension des phénomènes mis en jeu, en exploitant les résultats issus des plans PIV.

2.1 Profils de couche limite

2.1.1 Méthodologie

Nous ouvrons ce chapitre consacré à la topologie générale de l'écoulement par l'étude de la couche limite qui se développe sur le toit de la maquette. Comme nous le verrons dans le chapitre 4 qui lui est consacré, l'objet du contrôle est justement d'annihiler la tendance naturelle au décollement de la couche limite dans les zones où le gradient de pression est positif, comme cela est le cas à l'arrière des voitures de tourisme que la géométrie de notre corps d'étude modélise. Il est donc important de quantifier ses principaux paramètres (épaisseur δ , épaisseur de déplacement δ_1 , épaisseur de quantité de mouvement θ et paramètre de forme H). Nous rappelons leurs définitions :

$$\delta = 0.99.U_e(x) \tag{2.1}$$

$$\delta_1 = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy \tag{2.2}$$

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{U}{U_e} \left(1 - \frac{U}{U_e}\right) dy \quad (2.3)$$

$$H = \frac{\delta_1}{\theta} \quad (2.4)$$

où U_e est la vitesse à l'extérieur de la couche limite. Pour ce faire nous utilisons une sonde de mesure de pression totale, dédiée à l'étude des couches limites, que nous avons présentée au chapitre 1, section (1.3.4) : la sonde lécheuse. La mesure est effectuée sous la forme d'un coefficient de pression total, Cp_i :

$$Cp_i = \frac{P_i - P_i^{ref}}{\frac{1}{2}\rho V_{\infty}^2} \quad (2.5)$$

où P_i désigne la pression totale locale et P_i^{ref} , la pression totale de référence.

Le déplacement de la sonde, dans le plan longitudinal s'effectue au moyen du robot explorateur que nous avons présenté au chapitre 1. Une vue du montage est proposée ci-dessous. Comme on le voit sur les figures, un tube de Pitot double est placé dans un endroit

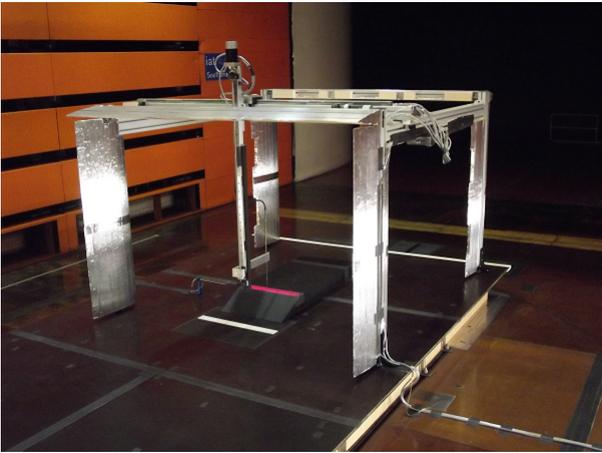


FIGURE 2.1 – Vue arrière du dispositif

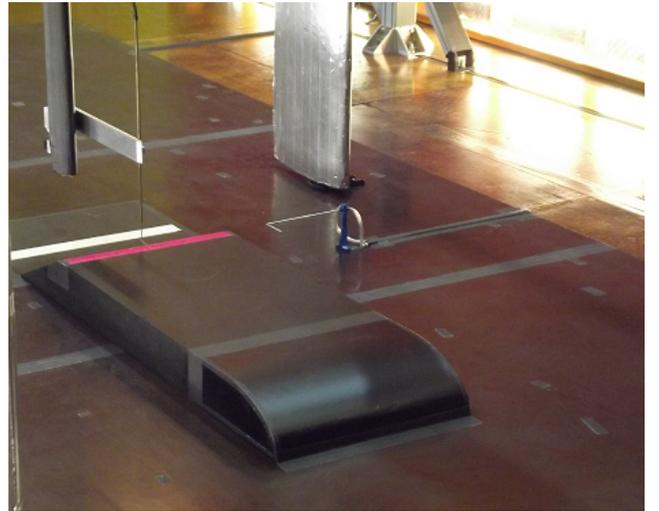


FIGURE 2.2 – Détail du dispositif de sondage

non perturbé, afin de mesurer la pression dynamique de référence. La méthode consistant à évaluer l'épaisseur δ , au moyen de la relation (2.5), ne fournit pas d'information sur l'éventuelle variation de vitesse sur le toit, qui découlerait d'un gradient de pression¹.

1. Elle ne permet pas non plus de connaître la vitesse dans le profil de couche limite

Cette information est intéressante, surtout d'un point de vue comparatif, en vue de l'étude par simulation numérique.

La maquette n'étant pas instrumentée en prise de pression statique, on pourrait considérer qu'il n'y a pas de gradient de pression sur le toit et faire l'hypothèse que la pression statique y est égale à celle mesurée par le tube de Pitot de référence P_s^{ref} . Ainsi, on serait capable de calculer la vitesse $V(z)$ dans la couche limite, par la formule $V(z) = \sqrt{\frac{P_i - P_s}{\rho}}$, $\forall x$. Malheureusement, cette approche est trop approximative dans le cas d'une maquette de dimensions aussi réduites et présentant des caractéristiques géométriques qui engendrent un gradient de pression à l'avant et à l'arrière, ne laissant donc qu'une zone potentiellement non perturbée d'environ $60cm$. Il est donc possible que la zone non perturbée n'existe pas dans notre cas et nous devons donc mettre en œuvre une méthode tenant compte de l'évolution de la vitesse extérieure $U_e(x)$ de la couche limite et nous permettant de la mesurer. Dans cette optique, nous adoptons la méthodologie suivante, ayant fait l'hypothèse que *la pression totale* est constante dans les zones non perturbées² :

- Nous mesurons la pression totale $P_i(z)$ dans la couche limite au moyen de la sonde lécheuse, pour toutes les positions longitudinales dont les coordonnées sont rappelées dans le tableau (2.3). Ces mesures sont relevées sous la forme d'une différence de pression ΔP_{sonde} définie par la relation :

$$\Delta P_{sonde} = P_i(z) - P_s^{ref} \quad (2.6)$$

- Nous calibrons la prise de pression totale d'une sonde de Pitot double par rapport à la sonde lécheuse. Le tube de Pitot est installé sur l'explorateur et est alors utilisé pour mesurer la vitesse $U_e(x)$ aux différents endroits de coordonnées x sondés précédemment, à *l'extérieur* de la couche limite. Cette mesure est de la forme :

$$\Delta P_e(x) = P_i^e(x) - P_s^e(x) \quad (2.7)$$

C'est donc une mesure de pression dynamique, où $P_{s,e}^{Pitot}(x)$ est la pression statique à l'extérieur de la couche limite, à partir de laquelle on peut calculer la vitesse.

- En remarquant que dans une couche limite, $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$ [19], on en déduit :

$$\forall 0 \leq z \leq \delta, \quad P_s(x) = P_e(x) \quad (2.8)$$

2. Nous entendons par « non-perturbées », les zones qui ne comportent pas de vorticité, où l'on peut considérer l'écoulement comme bidimensionnel, comme cela est le cas sur le plan de symétrie longitudinal, ou au niveau de l'implantation du tube de Pitot de référence. Le seul frottement comme source de perte d'énergie, sur d'aussi courtes distances, rend cette hypothèse assez raisonnable.

Nous appliquons alors la relation suivante :

$$P_i^{sonde}(x) - P_s^{ref} - \left(P_i^{ref} - P_s^{ref} \right) + P_i^{Pitot} - P_s^{Pitot}(x) \quad (2.9)$$

Avec $P_i^{sonde} = P_i^{ref} = P_i^{Pitot}$, on obtient :

$$\Delta P^{sonde}(x) - \Delta P^{ref} + \Delta P^{Pitot}(x) = P_i^{sonde}(x) - P_s^{sonde}(x) = \frac{1}{2} \rho U_e^2(x) \quad (2.10)$$

Sondage N°	Position $x(mm)$
1	190
2	245
3	345
4	445
5	545
6	645
7	745
8	845

TABLE 2.1 – Position des sondages de couche limite sur le plan de symétrie

2.1.2 Analyse des résultats expérimentaux

Les essais sont réalisés pour une unique vitesse de $30m/s$. La mise en œuvre de la méthodologie présentée précédemment nous a fourni tous les résultats nécessaires au calcul des paramètres d'épaisseur δ , d'épaisseur de déplacement δ_1 , d'épaisseur de quantité de mouvement θ et du paramètre de forme H . Avant d'effectuer ces calculs nous devons vérifier que les profils relevés sont cohérents avec la théorie de la couche limite. Pour cela, on utilise de nouveau le formalisme de Cousteix [19]. Après avoir mesuré l'épaisseur δ , il est possible d'estimer théoriquement la forme du profil par un relation en $1/n$:

$$\frac{U}{U_e} = \left(\frac{z}{\delta} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.11)$$

Pour chaque profil mesuré, nous déterminons la valeur du paramètre n puis comparons les profils théoriques obtenus aux relevés expérimentaux.

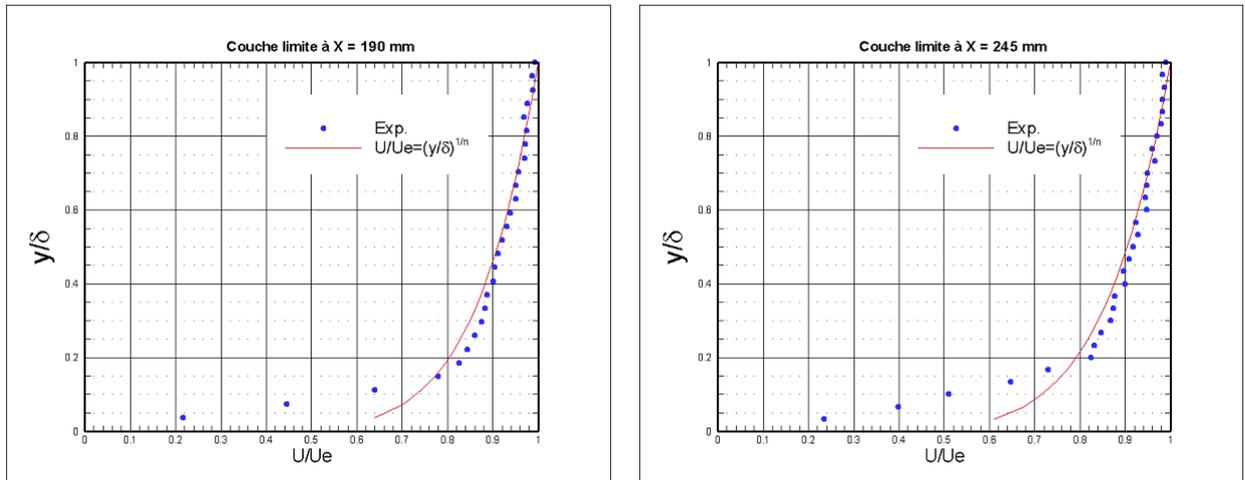


FIGURE 2.3 – Profil de C.L à 190mm et 245mm

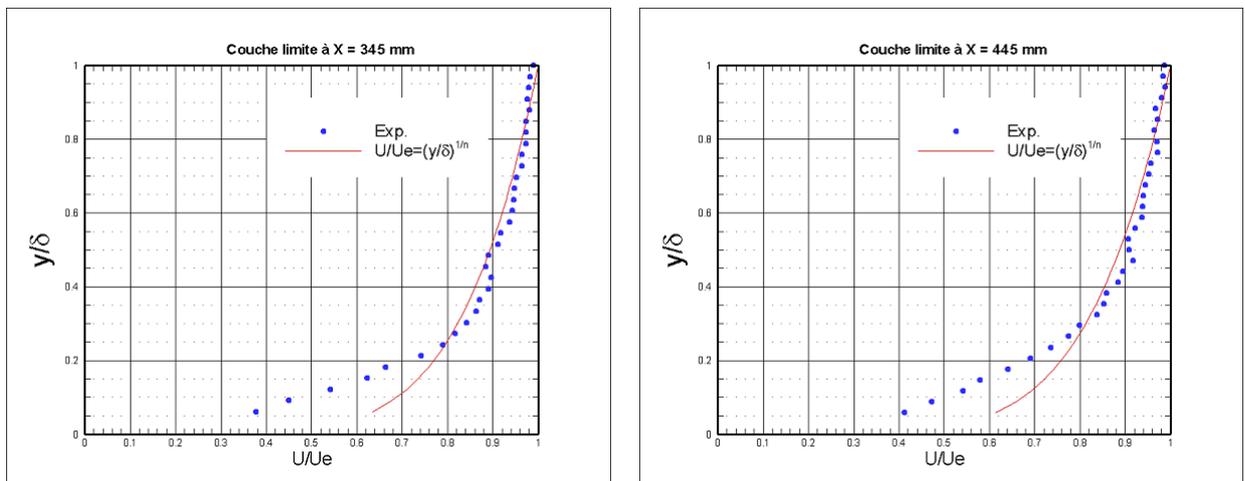


FIGURE 2.4 – Profil de C.L à 345mm et 445mm

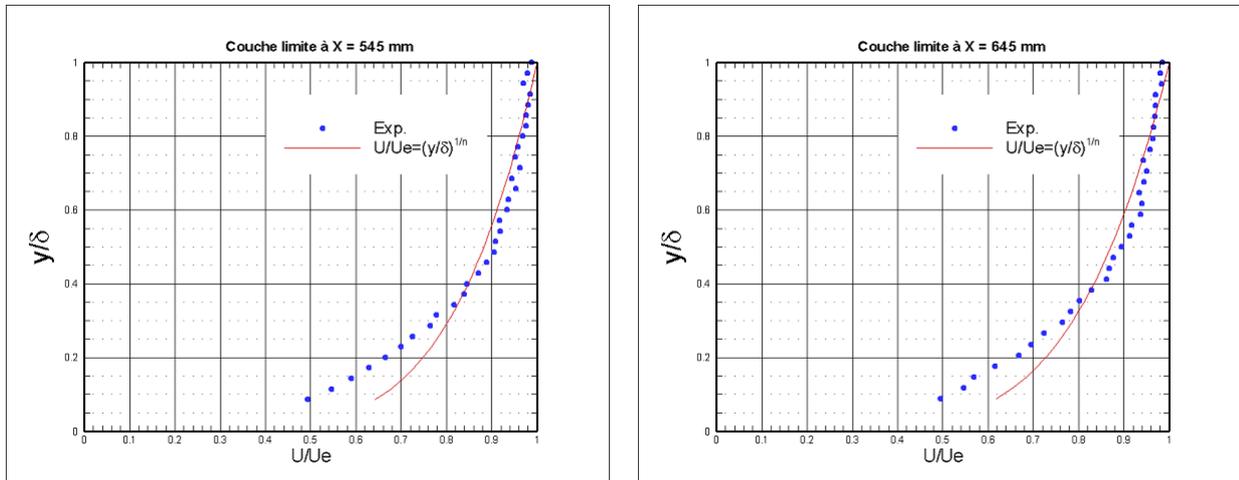


FIGURE 2.5 – Profil de C.L à 545mm et 645mm

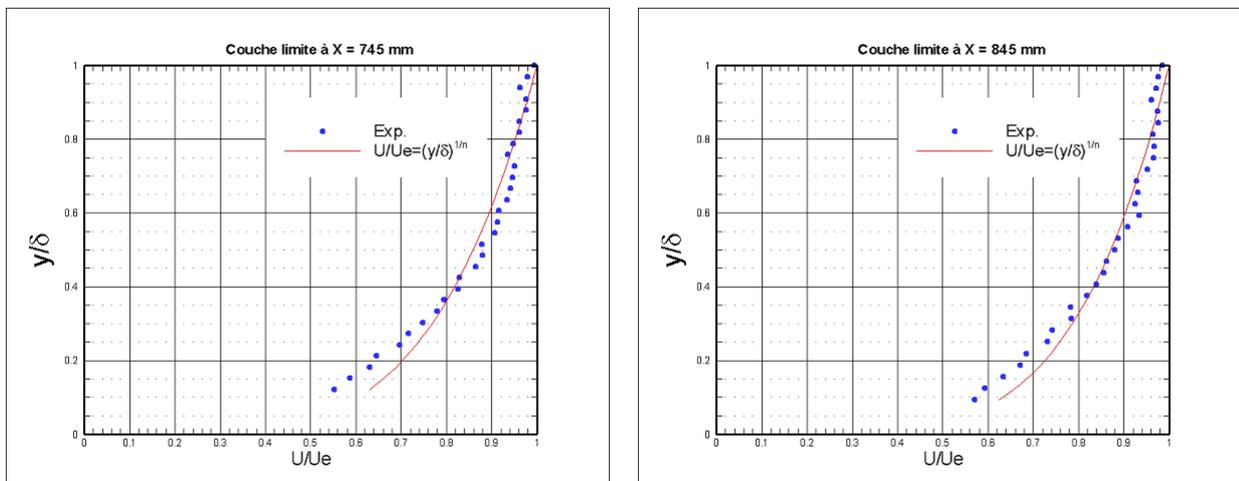


FIGURE 2.6 – Profil de C.L à 745mm et 845mm

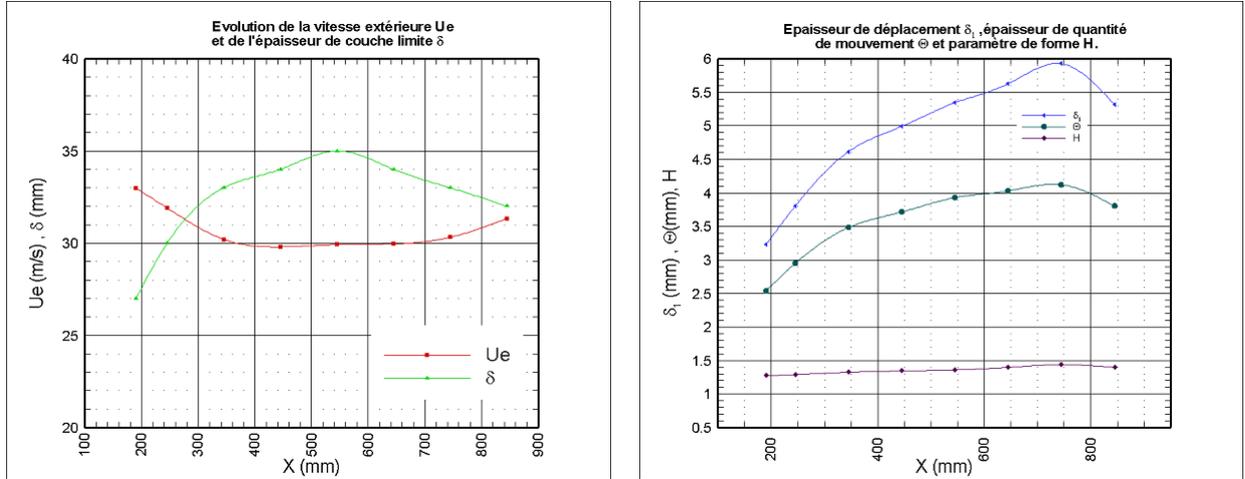


FIGURE 2.7 – Paramètres de couche limite

$\delta, \delta_1, \theta, H = g(x)$ Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Sondage N°	Position $x(mm)$	$\delta (mm)$	$\delta_1 (mm)$	$\theta (mm)$	H	$U_e (m/s)$	n
1	190	27.00	3.23	2.54	1.272	32.98	7.37
2	245	30.00	3.80	2.95	1.290	31.91	6.89
3	345	33.00	4.61	3.48	1.325	30.20	6.15
4	445	34.00	4.99	3.71	1.344	29.80	5.81
5	545	35.00	5.34	3.93	1.360	29.92	5.55
6	645	34.00	5.62	4.03	1.396	29.96	5.05
7	745	33.00	5.92	4.12	1.438	30.32	4.57
8	845	32.00	5.31	3.80	1.398	31.32	5.02

TABLE 2.2 – Récapitulatif des paramètres de couche limite

À la lecture de la table récapitulative, on constate que le paramètre de forme H est compris entre 1.27 et 1.44. Le nombre de Reynolds, basé sur la longueur de développement s'écrit :

$$R_x = \frac{U_e \cdot x}{\nu} \quad (2.12)$$

Compte tenu du niveau de turbulence dans la veine expérimentale de la soufflerie S4 (1

%), nous devons calculer le « facteur de veine » défini par Martinov³ :

$$f = 3.85 \left(\frac{2 + \tau}{5} \right)^{\frac{1}{0.65}} \quad (2.13)$$

où τ est le taux de turbulence en pour-cent.

Position $x(mm)$	$R_{x\text{effectif}}$
190	661200
245	852600
345	1200600
445	1548600
545	1896600
645	2244600
745	2592600
845	2940600

TABLE 2.3 – Reynolds effectif pour chaque position de sondage

D'après Cousteix [19], le facteur de forme H est constant et égal à 1.4 pour $10^6 \leq R_x \leq 5.10^6$ dans une couche limite turbulente sur plaque plane. Nos résultats sont donc cohérents ; les variations observées pouvant s'expliquer par les légers gradients de pression présents, comme le montre la courbe $U_e = f(x)$.

2.2 Répartition de pression sur le corps

2.2.1 Instrumentation du corps

La répartition de pression sur la partie arrière de la maquette a été très largement étudiée ; on retrouve l'essentiel de ces travaux résumé dans [9]. Leur but étaient avant tout d'investiguer la topologie de l'écoulement sur le plan incliné à 25° et ainsi de confirmer les conclusions qui avaient été tirées des visualisations pariétales effectuées au préalable dans la perspective du contrôle du décollement.

L'écoulement amont n'était connue que visuellement, par le biais de visualisations pariétales ou d'observations réalisées au moyen d'un fil de laine ; aucune collecte de données quantitatives, cependant, n'avait été entreprise. Dans le cadre du développement d'un

3. L'article qui traite de ce phénomène étant en Russe, on consultera avec profit Pan[33], qui a utilisé les formules développées par Martinov dans son étude.

code numérique, la connaissance du champ de pression autour du corps étudié est très utile pour s'assurer de la valeur des données issues des simulations. Nous avons donc du répondre à ce besoin, en apportant également une contribution à la compréhension du mécanisme de contrôle actif, puisque la pression pariétale en amont des jets activés n'a pas été étudiée auparavant.

En tenant compte des données de pression déjà collectées, mais également de la position des plans PIV 2D-2C qui avait été réalisés pour l'étude parue dans [9], et bien sûr, des possibilités techniques, nous avons choisi d'investiguer deux plans longitudinaux (\vec{x}, \vec{z}) , à $y = 0mm$ et $y = 112.5mm$; ce choix est en parti guidé par la symétrie de l'écoulement que nous avons pu constater avec les visualisations pariétales⁴ et par la construction de la nouvelle partie avant de la maquette.

En effet, l'avant corps étant constitué d'un bloc de mousse, son instrumentation avec des prises de pression statique était trop difficile pour être mise en œuvre. Nous avons donc réalisé⁵ un nouveau nez, composé d'un squelette en bois recouvert par une lame de contreplaqué d'épaisseur $1,5mm$ épousant la forme du profil. Après application du même adhésif vinyle que pour l'ancien modèle en mousse, des tubes vinyles sont insérés dans des trous de diamètre $2mm$, pratiqués selon un espacement curviligne ζ résumé dans le tableau (2.4); ils sont ensuite arasés. Le « toit » de la maquette est instrumenté avec la même procédure; on retrouvera les coordonnées des prises du toit dans le tableau à partir de la prise numéro 13. Une vue d'ensemble du montage est visible figure (2.9) et (2.10).



FIGURE 2.8 – Vue de la maquette instrumentée

4. Les résultats de l'étude par visualisation pariétale sont consignés dans un rapport confidentiel : il n'est donc pas présent dans la bibliographie.

5. Au sens propre : le nouveau nez instrumenté a été entièrement fabriqué par l'auteur.



FIGURE 2.9 – Détail de l'instrumentation

Prise N°	ζ (mm)	x (mm)	y (mm)
1	15	3.43	14.30
2	30	9.47	27.48
3	45	18.70	40.10
4	60	30	50.90
5	75	41.8	58.82
6	90	55	66.96
7	110	76	75.80
8	135	95	83.40
9	165	129.90	89.96
10	200	176.50	93.74
11	250	221.50	93.94
12	300	271.50	93.94
13	350	321.50	93.94
14	450	421.50	93.94
15	550	521.50	93.94
16	650	621.50	93.94
17	750	721.50	93.94
18	785	756.50	93.94
19	810	781.50	93.94
20	835	806.50	93.94

TABLE 2.4 – Répartition longitudinale des prises de pressions

2.2.2 Analyse de la répartition de pression sur le corps

Les pressions sont analysées sous la forme de coefficients de pression C_p , dont nous rappelons la définition :

$$C_p = \frac{P_X - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2} \quad (2.14)$$

Les essais ont été effectués pour trois vitesses, $20m/s$, $30m/s$ et $40m/s$, dans deux configurations : la première est la configuration de référence, sans contrôle ; la seconde est un cas avec contrôle activé. A ce stade de l'étude, nous nous intéressons à la compréhension générale de l'écoulement et nous utiliserons donc les mêmes paramètres d'alimentation des jets que ceux définis par Joseph [9], pour toutes les vitesses considérées . Ceci nous permettra déjà de vérifier l'idée intuitive que ces paramètres doivent être adaptés à la vitesse de l'écoulement qu'ils sont censés contrôler. Si une telle hypothèse s'avère être fondée, il faudra donc asservir le système de contrôle à la vitesse de déplacement du véhicule, ce qui implique une complexité supplémentaire, certes relative, mais non-négligeable, dans la perspective d'une application industrielle ; en particulier elle pourrait être vecteur d'un coût supplémentaire, qui ne sera pas ici estimé.

Les paramètres retenus pour les cas contrôlés seront donc les suivants :

Vitesse (m/s)	Débit volumique (l/min)	Fréquence (Hz)	Rapport de cycle (%)
20	350	190	50
30	350	190	50
40	350	190	50

TABLE 2.5 – Paramètres de contrôle actif



FIGURE 2.10 – Détail de l'instrumentation du nez

Nous obtenons les résultats suivants :

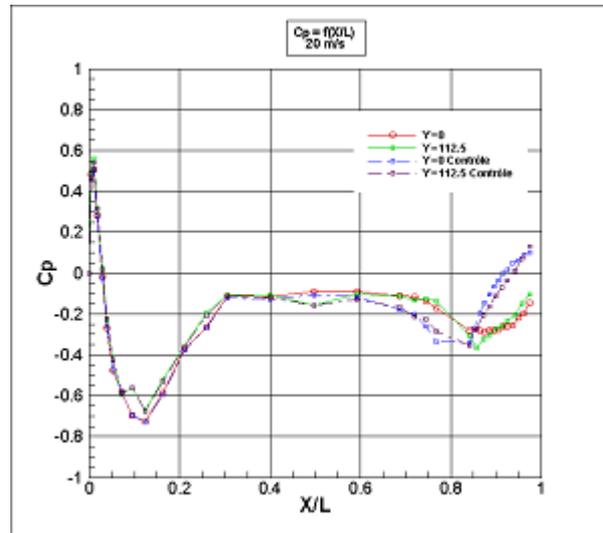


FIGURE 2.11 – C_p à 20m/s

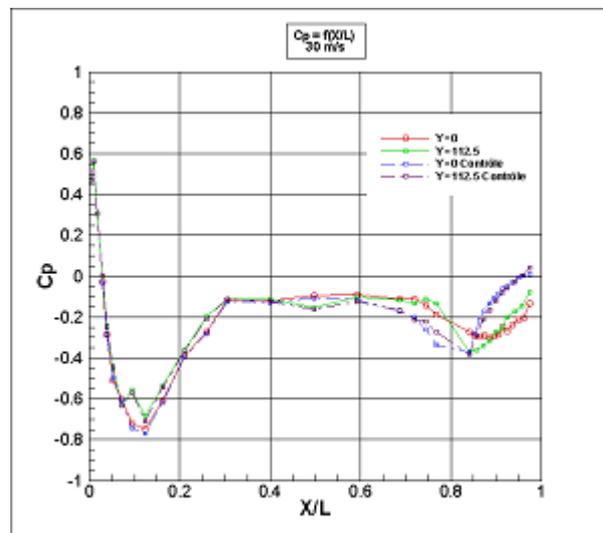


FIGURE 2.12 – C_p à 30m/s

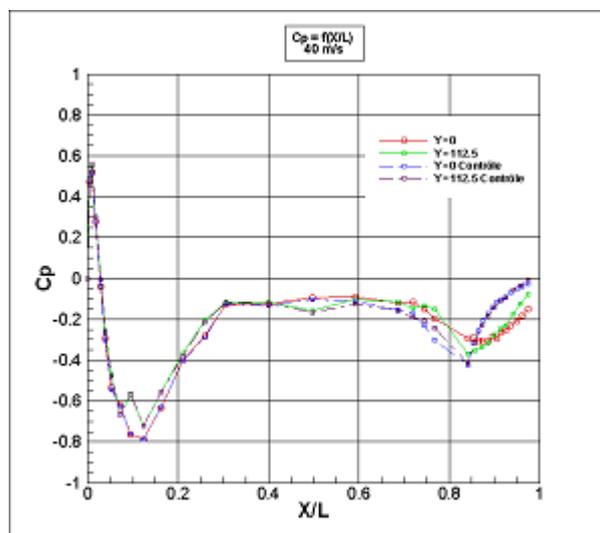
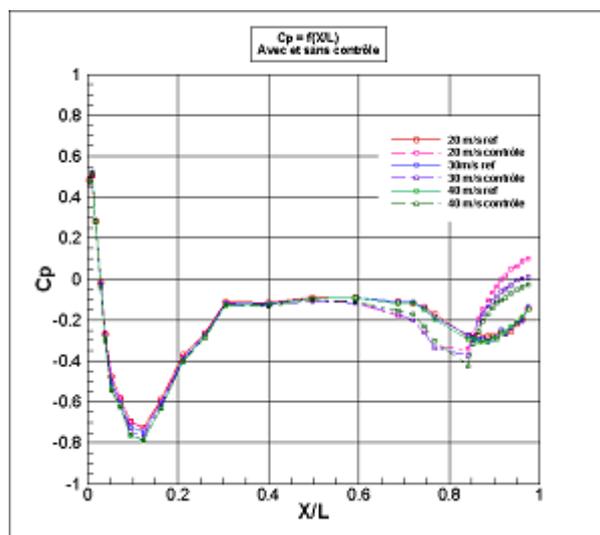
FIGURE 2.13 – C_p à 40m/s 

FIGURE 2.14 – Évolution du contrôle en fonction de la vitesse

Les figures (2.11), (2.12) et (2.13) montrent que les deux plans longitudinaux $y = 0\text{mm}$ et $y = 113\text{mm}$ présentent une répartition de pression similaire jusqu'à $X/L = 0.75$ soit juste avant l'arête du plan incliné. Ceci confirme les observations faites par le biais

des visualisations pariétales : celles-ci mettaient en évidence le comportement « 2D » de l'écoulement sur une large partie du corps, à l'exception de la zone près du sol, au niveau du bord d'attaque, des arêtes de côté et du plan incliné, autour desquelles se développent des écoulements tridimensionnels.

On remarque toutefois quelques points moins bien corrélés entre les deux plans ; ceci s'explique par la qualité des prises de pression statique à ces endroits, que la technique de construction de l'avant-corps n'a pas permis de conserver uniformément⁶.

Au delà des éléments quantitatifs apportés par ces mesures, qui nous seront précieuses lorsque nous aborderons les simulations numériques, on peut déjà observer qualitativement, sur la figure (2.14), que l'efficacité du contrôle décroît avec la vitesse. On observe également que le contrôle n'a pas d'effets sur la répartition des pressions à l'avant du corps. En revanche, on remarque que l'augmentation de la vitesse accroît la dépression sur cette partie de la maquette, autour de $X/L = 0.1$.

La remontée de pression à l'arrière du corps est moins importante à mesure que la vitesse croît, comme on le constate sur ce graphique. Il sera donc intéressant de quantifier cette perte, afin de comparer le bénéfice que l'on peut tirer d'un asservissement à la vitesse et ainsi le comparer à son coût énergétique ; nous le ferons par des moyens quantitatifs précis dans la suite de notre étude.

2.3 Détection des structures tourbillonnaires

2.3.1 Stratégie de détection des vortex

La figure (2.15), illustre le mécanisme de bouclage aérodynamique par les instabilités de Kelvin-Helmoltz à l'amont d'un diffuseur à 25° . Extraite d'une étude de Brunn et Nitsche [39], elle met clairement en évidence le phénomène de production de petits tourbillons, dont le lâché provoque une fluctuation de pression de basse fréquence qui remonte vers le point de décollement, générant une perturbation qui excite le battement de la couche limite, favorisant ainsi son enroulement qui produira par suite, de nouveaux petits vortex ; le système est donc bouclé.

L'étude conduite par *Brunn et al.* utilise, comme nous l'avons déjà précisé, un diffuseur à 25° : c'est donc une configuration géométrique similaire à celle qui a été définie pour notre corps, tout du moins lorsqu'on l'observe en coupe longitudinale, c'est à dire en considérant un écoulement « 2D » simplifié. Cependant, à la lumière des travaux réalisés par *Joseph et al.*[9], nous savons que l'écoulement est massivement tridimensionnel, en

6. Nous avons prévenu dans le chapitre 1 de la difficulté de réaliser un capteur aussi simple qu'une prise de pression statique ; état de fait qui a donné lieu au fameux « théorème » que les habitués de la soufflerie S4 connaissent bien !

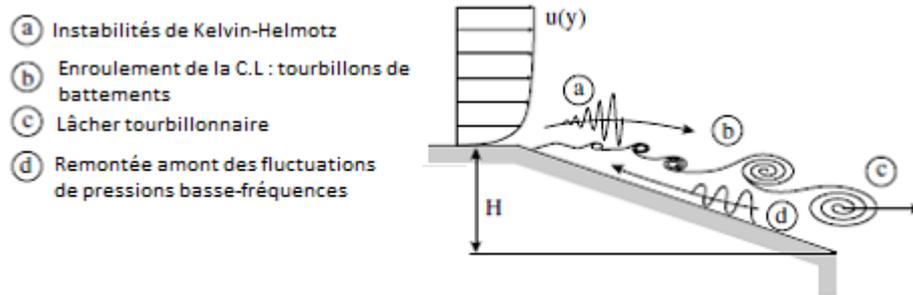


FIGURE 2.15 – Boucle d’instabilité d’un décollement

particulier à l’arrière du corps comme l’illustrent la figure (2.16). Il est donc intéressant de pouvoir détecter ces structures afin de pouvoir comparer leurs dispositions par rapport à l’organisation de l’écoulement dans un diffuseur à 25° , tel que le décrivent *Brunn et al.*. Ainsi, dans le cas d’une configuration similaire, on pourra, par exemple, tester la stratégie de contrôle proposée par les auteurs, ou adapter cette stratégie aux différences éventuelles relevées, voire proposer une stratégie différente, grâce à la connaissance du mécanisme propre aux caractéristiques tridimensionnelles de notre écoulement expérimental.

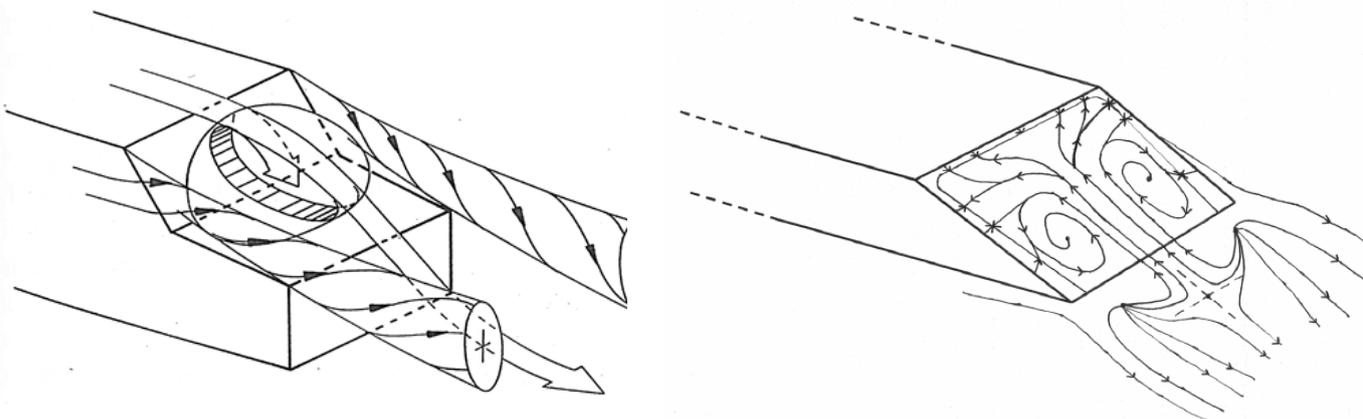


FIGURE 2.16 – Structure 3D du décollement

La détection des vortex est intégrée directement dans le logiciel de post-traitement de la PIV. Cependant, les critères disponibles sont le critère Q et λ_2 . De nombreuses études ont été menées dans le but de comparer l’efficacité des critères de détection des structures

cohérentes. Rappelons quelques éléments théoriques, qui constituent le fondement de tels critères.

Ces critères sont basés sur l'étude des invariants du tenseur gradient de vitesse, que nous notons $\nabla \mathbf{u}$.

$$\nabla \mathbf{u} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Le polynôme caractéristique s'écrit :

$$\mathbb{P}(\lambda) = \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} - \lambda & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} - \lambda & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} - \lambda \end{vmatrix} \quad (2.16)$$

$$\mathbb{P}(\lambda) = \lambda^3 - P\lambda^2 + Q\lambda - R \quad (2.17)$$

On obtient ainsi, les trois invariants P , Q , R :

$$\begin{cases} P = \text{Tr} \nabla \mathbf{u} \\ Q = \frac{1}{2} [(\text{Tr} \nabla \mathbf{u})^2 - \text{Tr} (\nabla \mathbf{u}^2)] \\ R = \det \nabla \mathbf{u} \end{cases} \quad (2.18)$$

Dans le cas d'un écoulement incompressible :

$$\mathbf{div} \mathbf{u} = 0 \quad (2.19)$$

Avec :

$$\mathbf{div} \mathbf{u} = \text{Tr} \nabla \mathbf{u} \quad (2.20)$$

Ceci conduit à :

$$\begin{cases} P = 0 \\ Q = -\frac{1}{2} \text{Tr} (\nabla \mathbf{u}^2) \\ R = \det \nabla \mathbf{u} \end{cases} \quad (2.21)$$

Et à l'expression du polynôme caractéristique et de son discriminant :

$$\begin{cases} \mathbb{P}(\lambda) = \lambda^3 - Q\lambda - R \\ \Delta = 4Q^3 + 27R^2 \end{cases} \quad (2.22)$$

L'étude du signe du discriminant Δ permet de caractériser les structures cohérentes : tous les points de coordonnées (P, Q, R) tels que $\Delta > 0$ sont des points critiques. Dans

le cas d'un écoulement incompressible, tous les points au dessus de la courbe d'équation $Q^3/R^2 \geq -27/4$ sont des points critiques.

Dans le cas d'une extraction à partir d'un plan PIV 2D-3C, le gradient de vitesse s'écrit :

$$\nabla \mathbf{u} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

Le polynôme caractéristique :

$$\mathbb{P}(\lambda) = \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} - \lambda & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} - \lambda \end{vmatrix} = \lambda^2 - P\lambda + Q \quad (2.24)$$

Avec les deux invariants :

$$\begin{cases} P = \text{Tr} \nabla \mathbf{u} \\ Q = \det \nabla \mathbf{u} \end{cases} \quad (2.25)$$

Ceci conduit à l'expression du discriminant Δ :

$$\Delta = P^2 - 4Q \quad (2.26)$$

Les points critiques sont alors les points du plan (P, Q) tels que $\Delta < 0$, c'est à dire lorsque le tenseur du gradient de vitesse possède deux valeurs propres complexes conjuguées. La figure (2.17), d'après [20], résume l'ensemble des possibilités.

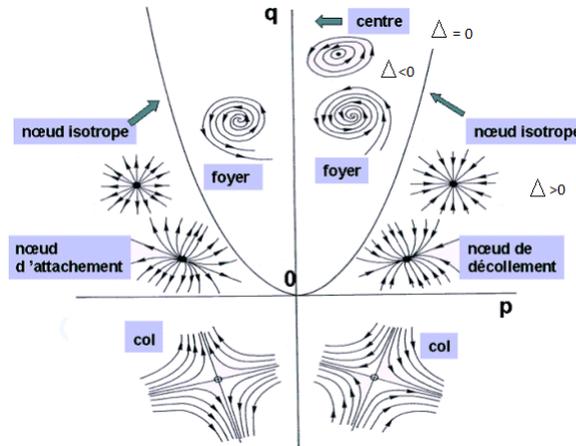


FIGURE 2.17 – Classification des points critiques en 2D

Dans son mémoire *Bennacer* [16] a synthétisé le comportement des critères Q , Δ , λ_2 , λ_{ci} et d'autres critères non-locaux. Tous ces critères sont basés sur l'analyse des invariants du tenseur du gradient de vitesse. La formulation des critères Q , Δ et λ_{ci} repose

sur des critères de détection cinématiques tandis que λ_2 tient en plus compte des conditions de pression au cœur du tourbillon. Son étude montre que la performance de ces critères dépend du cas considéré, mais que dans de nombreux cas, tous se valent. Dans cette étude, nous nous appuyons sur les travaux de *Pirozzoli et al.* [10] et avons choisi le critère « λ_{ci} » pour caractériser les structures cohérentes. Pour notre cas, il présente deux avantages :

- Une fois calculé, il est possible d'accéder directement au support de la structure, puisque la valeur propre λ_{ci} représente l'intensité tourbillonnaire locale du vortex se développant dans la direction du vecteur propre \mathbf{v}_r autour duquel les lignes de courant se déploient, selon le plan défini par les deux vecteurs propres \mathbf{v}_{ci} et \mathbf{v}_{cr} (voir figure(2.18)).
- Cette caractéristique très intéressante pour une application 3D l'est certes moins pour des plan PIV 2D. Cependant, le critère λ_{ci} ayant été retenu pour l'extraction des structures cohérentes du champ calculé par le code de simulation numérique, nous pourrons comparer les données expérimentales avec les données 3D issues des simulations, en conservant le même critère de détection.

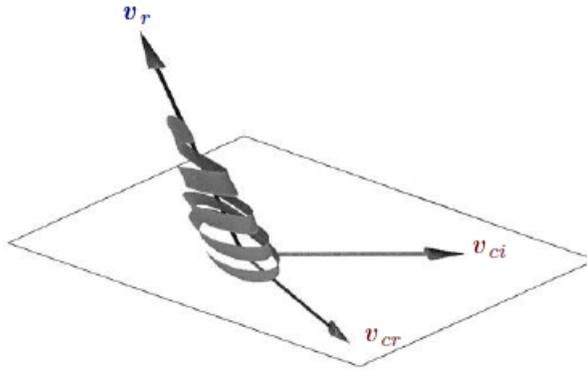


FIGURE 2.18 – Système d'axe d'une structure cohérente

Zhou et al. [37] ont utilisé avec succès une analyse des structures cohérentes reposant sur les valeurs propres complexes du tenseur du gradient de vitesse, décomposé sous la forme : $\nabla \mathbf{u} = PDP^{-1}$. En notant :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r} + \delta \mathbf{r}) = \mathbf{u}(\mathbf{r}) + \nabla \mathbf{u} \delta \mathbf{r} + O(\|\delta\|^2) \quad (2.27)$$

la linéarisation du champ de vitesse au voisinage d'un point selon un vecteur de position r . L'analyse du polynôme caractéristique de $\nabla \mathbf{u}$ et de son discriminant conduisent, dans le cas d'un écoulement incompressible, aux équations (2.17) et (2.22). L'extraction des structures cohérentes se fait alors en détectant les zones où le tenseur du gradient de vitesse décomposé comporte des valeurs propres imaginaires :

$$\nabla \mathbf{u} = (\mathbf{v}_r \mathbf{v}_{cr} \mathbf{v}_{ci}) \begin{pmatrix} \lambda_r & & \\ & \lambda_{cr} & \lambda_{ci} \\ & -\lambda_{ci} & \lambda_{cr} \end{pmatrix} (\mathbf{v}_r \mathbf{v}_{cr} \mathbf{v}_{ci})^{-1} \quad (2.28)$$

où $\mathbf{v}_r = (v_{rx} v_{ry} v_{rz})$, $\mathbf{v}_{cr} = (v_{crx} v_{cry} v_{crz})$, $\mathbf{v}_{ci} = (v_{cix} v_{ciy} v_{ciz})$ sont les vecteurs propres associés aux valeurs propres λ_r , respectivement λ_{cr} , λ_{ci} .

Le vecteur propre \mathbf{v}_r porte l'axe de la structure, d'intensité tourbillonnaire λ_{ci} , comme le montre la figure(2.18).

2.3.2 Programme de post-traitement de la PIV 2D-2C

À présent que nous avons défini le critère que nous souhaitons utiliser pour la détection des structures cohérentes, nous devons réaliser un programme permettant de traiter les plans PIV effectués, puisque le critère choisi n'est pas proposé dans le logiciel de post-traitement de Dantec.

Nous faisons le choix d'utiliser le langage MatLab pour écrire ce programme. Les raisons qui motivent ce choix sont principalement liées aux avantages que présentent les langages dits « interprétés », c'est à dire la simplicité de codage, les nombreuses fonctions implémentées⁷, la possibilité de travailler sur des vecteurs et la grande compatibilité des entrées et sorties avec le formatage des données d'autres logiciels. Cette dernière caractéristique est importante, puisque nous souhaitons travailler sur des résultats formatés par le logiciel Dantec et voulons exploiter nos données avec le logiciel Tecplot.

La détection des vortex est intrinsèquement simple à programmer : les relations (2.24) et (2.26) donnent respectivement, l'expression du polynôme caractéristique $\mathbb{P}(\lambda)$ et du discriminant Δ de ce polynôme. Lorsque Δ est négatif, on obtient deux valeurs propres complexes conjuguées :

$$\forall (P, Q) \in \mathbb{R} \quad / \quad \Delta_{2D} \equiv P^2 - 4Q < 0, \quad \exists \lambda_{i_1, i_2} \quad (2.29)$$

avec :

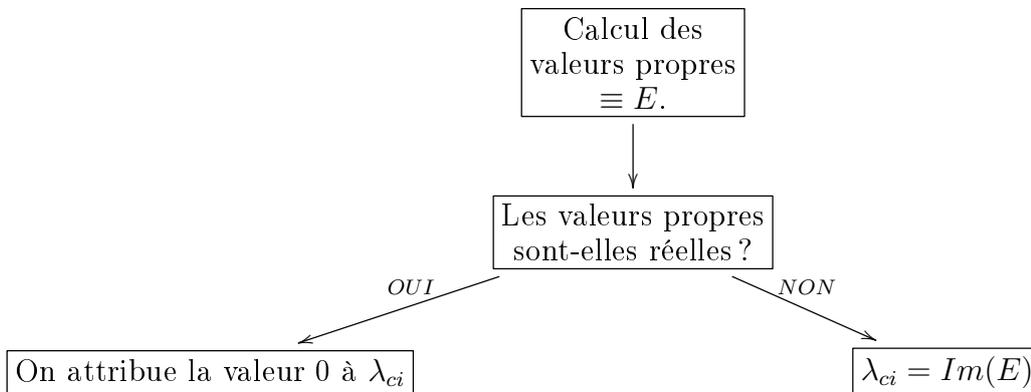
$$\lambda_{i_1, i_2} = \frac{P \pm i\sqrt{|\Delta|}}{2} = \lambda_{cr} \pm \lambda_{ci} \quad (2.30)$$

7. Par exemple la fonction « eig(X) » calcule les valeurs propres par un simple appel.

Les relations (2.29) et (2.30) nous donnent directement l'algorithme qui constitue le coeur du programme de détection, en utilisant la puissance de MatLab et de ses fonctions intégrées : il suffit de calculer les valeurs propres du tenseur du gradient de vitesse et d'interroger si les valeurs propres appartiennent à \mathbb{C} . Si elles sont complexes, on attribue au point considéré la valeur de λ_{ci} ; si tel n'est pas le cas, on impose la valeur 0. La boucle correspondante s'écrit :

```
for i=1:l
    GradU=[dU11(i) dU12(i); dU21(i) dU22(i)];
    E= eig(GradU); % compute the eigenvalues
    real=isreal(E); % determine if in C
    if real==1;
        lci(i)=0; % assign 0 if in R
    else
        lci(i)=max(imag(E)); % assign the value if in C
    end
end
```

On peut modéliser le script ci-dessus :



En entrée de la boucle ci-dessus, les composantes $a_{i,j} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ du tenseur du gradient sont lues directement, après import par le programme. C'est le rôle des commandes suivantes :

```
S= importdata('Nom_Fichier.dat');
data = S.data;
dU11= data (:,5);
dU12= data (:,6);
dU21= data (:,7);
dU22= data (:,8);
```

Les composantes du gradient de vitesse sont donc calculées au préalable par le logiciel Tecplot. Cette version du programme a été créée avec l'idée que les plans sont d'abord visualisés sous Tecplot, afin d'apprécier, par exemple, la qualité du résultat, ou de faire des calculs afin de présenter les variables sous forme adimensionnelle. Dès lors, il suffit d'utiliser la fonction de calcul du gradient implémentée dans Tecplot, pour obtenir les composantes du tenseur.

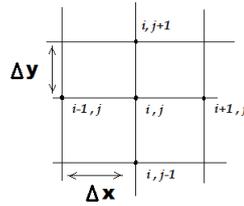


FIGURE 2.19 – Discrétisation de l'espace pour les différences finies

Cependant, on peut vouloir effectuer tous ces calculs en un seul traitement sous Matlab, afin de n'utiliser Tecplot que pour mettre en valeur les résultats. Qui plus est, la dernière version du logiciel proposée par Dantec offre une possibilité d'interfaçage avec MatLab, ce qui permet d'utiliser directement les routines de post-traitement de l'utilisateur. Une deuxième version du programme a donc été développée. Celle-ci est capable, à partir du champ de vitesse, de calculer les composantes du tenseur gradient de vitesse. Pour ce faire, il a fallu faire certains choix pour sélectionner le schéma numérique en charge d'évaluer le gradient de vitesse à chaque point.

Il existe un grand nombre de fonctions pré-intégrées dans MatLab, comme nous l'avons déjà évoqué. Pour le calcul différentiel, il existe les fonctions *gradient* et *diff*. Rappelons tout d'abord le principe des schémas aux différences finies, afin d'évaluer l'intérêt de ces fonctions pour notre problématique. Soit $f(x) \in C^{n+1} \forall n \in \mathbb{N}$, on peut effectuer un développement de Taylor à l'ordre n :

$$f(x + \Delta x) = f(x) + \frac{\partial f}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \frac{(\Delta x)^2}{2} + \dots + o\left(\frac{\partial^{n+1} f}{\partial x^{n+1}} \frac{(\Delta x)^{n+1}}{(n+1)!}\right) \quad (2.31)$$

Sur ce principe, en notant $u_{i,j}$ la composante x au point (i, j) du vecteur vitesse, on peut exprimer $u_{i+1,j}$ la composante de ce vecteur au point $(i+1, j)$ comme suit :

$$u_{i+1,j} = u_{i,j} + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,j} \Delta x + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} \frac{(\Delta x)^2}{2} + \dots + o\left(\left(\frac{\partial^{n+1} u}{\partial x^{n+1}}\right)_{i,j} \frac{(\Delta x)^{n+1}}{(n+1)!}\right) \quad (2.32)$$

où $\left(\frac{\partial^n u}{\partial x^n}\right)_{i,j}$ représente la dérivée partielle à l'ordre n au point (i, j) .

D'après la relation (2.32), on obtient facilement :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,j} = \frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{\Delta x} - \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} \frac{\Delta x}{2} - \dots - o\left(\left(\frac{\partial^{n+1} u}{\partial x^{n+1}}\right)_{i,j} \frac{(\Delta x)^n}{(n+1)!}\right) \quad (2.33)$$

Dans le membre de droite de l'équation (2.33), le terme $\frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{\Delta x}$ est la représentation au différences finies de la dérivée partielle $\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,j}$ à l'ordre Δx [2], le reste des termes d'ordre supérieur constituant l'erreur de troncature. On peut donc réécrire la relation (2.33) sous la forme :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,j} = \frac{u_{i+1,j} - u_{i,j}}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (2.34)$$

La relation (2.34) est la *différence finie avant* au premier ordre⁸. De la même façon, on peut exprimer la *différence finie arrière* :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,j} = \frac{u_{i,j} - u_{i-1,j}}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (2.35)$$

Afin d'améliorer la précision jusqu'à l'ordre 2, on ré-écrit l'équation (2.32) dans une version « différence arrière » :

$$u_{i-1,j} = u_{i,j} - \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,j} \Delta x + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} \frac{(\Delta x)^2}{2} - \dots + o\left(\left(\frac{\partial^{n+1} u}{\partial x^{n+1}}\right)_{i,j} \frac{(\Delta x)^n}{(n+1)!}\right) \quad (2.36)$$

En soustrayant (2.36) à (2.32), on obtient le schéma aux différences finies centré, d'ordre 2 :

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,j} = \frac{u_{i+1,j} - u_{i-1,j}}{2\Delta x} + O((\Delta x)^2) \quad (2.37)$$

La fonction *diff* de MatLab calcule une différence algébrique entre deux termes : elle sera donc fort utile pour évaluer les termes Δx . En revanche la fonction *gradient* calcule une *différence finie avant*, d'ordre 1. En s'appuyant sur les travaux effectués sur la question des schémas aux différences finies en vue d'une application à des mesures PIV [31], l'utilisation d'un tel schéma n'est pas recommandé car il a tendance à augmenter les incertitudes de mesures de la vitesse, notées ϵ_U sur la figure (2.20) extrait de [31] ; sa sensibilité au recouvrement des fenêtres d'interrogation est également supérieure, conduisant à une imprécision accrue :

8. En général on parle plutôt de différence « forward »

Operator	Implementation	Accuracy Uncertainty
Forward difference	$\left(\frac{df}{dx}\right)_{i+1/2} \approx \frac{f_{i+1} - f_i}{\Delta X}$	$O(\Delta X) \approx 1.41 \frac{\epsilon U}{\Delta X}$
Backward difference	$\left(\frac{df}{dx}\right)_{i-1/2} \approx \frac{f_i - f_{i-1}}{\Delta X}$	$O(\Delta X) \approx 1.41 \frac{\epsilon U}{\Delta X}$
Central difference	$\left(\frac{df}{dx}\right)_i \approx \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2\Delta X}$	$O(\Delta X^2) \approx 0.7 \frac{\epsilon U}{\Delta X}$
Richardson extrapol.	$\left(\frac{df}{dx}\right)_i \approx \frac{f_{i-2} - 8f_{i-1} + 8f_{i+1} - f_{i+2}}{12\Delta X}$	$O(\Delta X^3) \approx 0.95 \frac{\epsilon U}{\Delta X}$
Least squares	$\left(\frac{df}{dx}\right)_i \approx \frac{2f_{i+2} + f_{i+1} - f_{i-1} - 2f_{i-2}}{10\Delta X}$	$O(\Delta X^2) \approx 1.0 \frac{\epsilon U}{\Delta X}$

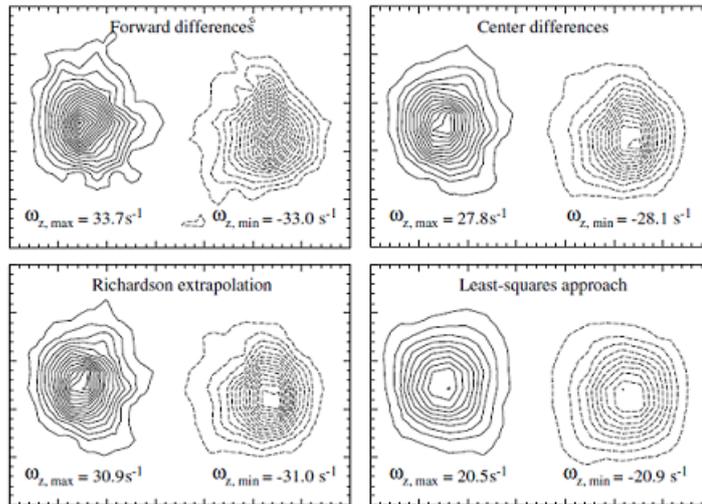


FIGURE 2.20 – Précision des schémas aux différences finies pour la PIV

Les schémas de type *Richardson* sont plus lourds à « coder » et, compte tenu du taux de recouvrement que nous utilisons dans notre étude (50%), ils offrent peu de bénéfices par rapport à un schéma centré classique, d'ordre 2. Nous implémentons donc ce dernier dans notre programme, en ajoutant les boucles suivantes :

```

Dx=diff(X);
Dy2= diff(Y2);

[m n] = size(U);

for i=2:m-1
    dUx(i,:)=(U(i+1)-U(i-1))/(Dx(i)+Dx(i-1)) ;
    dUx(m,1)=0;
end

for i=2:m-1
    dUy(i,:)=(U2(i+1)-U2(i-1))/(Dy2(i)+Dy2(i-1)) ;
    dUy(m,1)=0;
end

for i=2:m-1
    dVx(i,:)=(V(i+1)-V(i-1))/(Dx(i)+Dx(i-1)) ;
    dVx(m,1)=0;
end

for i=2:m-1
    dVy(i,:)=(V2(i+1)-V2(i-1))/(Dy2(i)+Dy2(i-1)) ;
    dVy(m,1)=0;
end

```

Il est à noter que ce même schéma est celui qui a été retenu pour le calcul du gradient dans Tecplot ; il y a donc équivalence dans les résultats issus des deux programmes. Nous n'insistons pas sur la gestion des entrées-sorties car elle ne présente pas d'intérêt pour le lecteur « aérodynamique », mais il faut savoir que sa prise en main peut s'avérer assez complexe ; c'est pourquoi elle prend une taille non-négligeable sur les listings, et demande un investissement certain pour ce qui relève de son codage.

2.3.3 Analyse des structures cohérentes

Nous avons caractérisé la topologie de l'écoulement par le critère λ_{ci} , décrit précédemment, en exploitant la base de données de mesures PIV 2D-2C réalisées sur la rampe descendante. Nous appliquons notre programme de traitement des données sur les plans longitudinaux pour les trois vitesses étudiées. En tenant compte du taux de turbulence dans la veine expérimentale, les nombres de Reynolds correspondant à chaque essai sont récapitulés dans le tableau ci-dessous. Nous indiquons également le nombre de Reynolds par unité de longueur Re/mm pour les besoins de comparaison avec le code de simulation numérique.

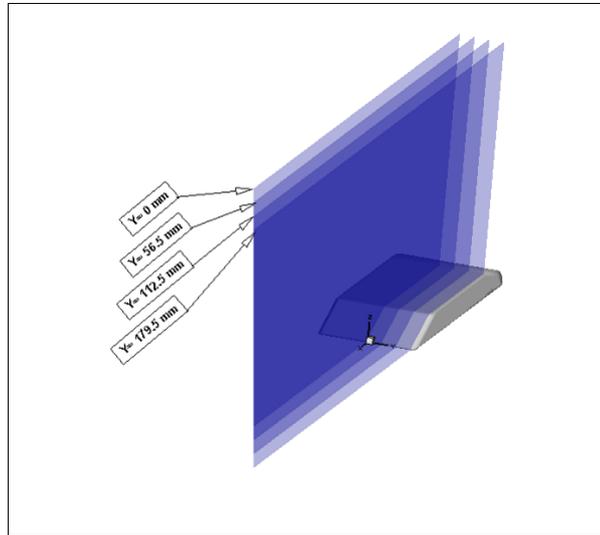
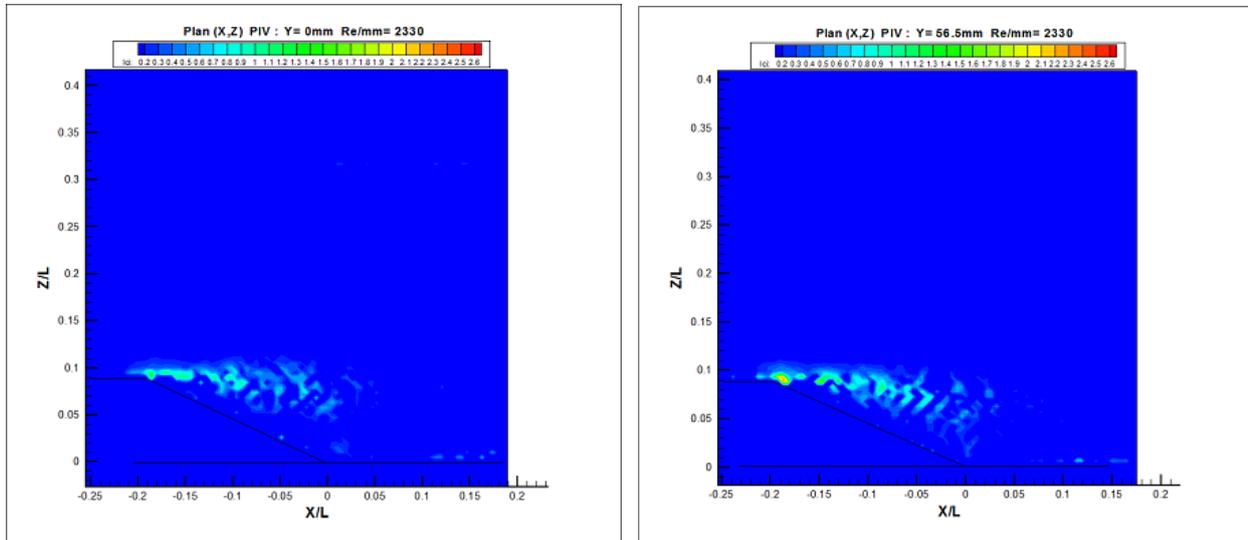
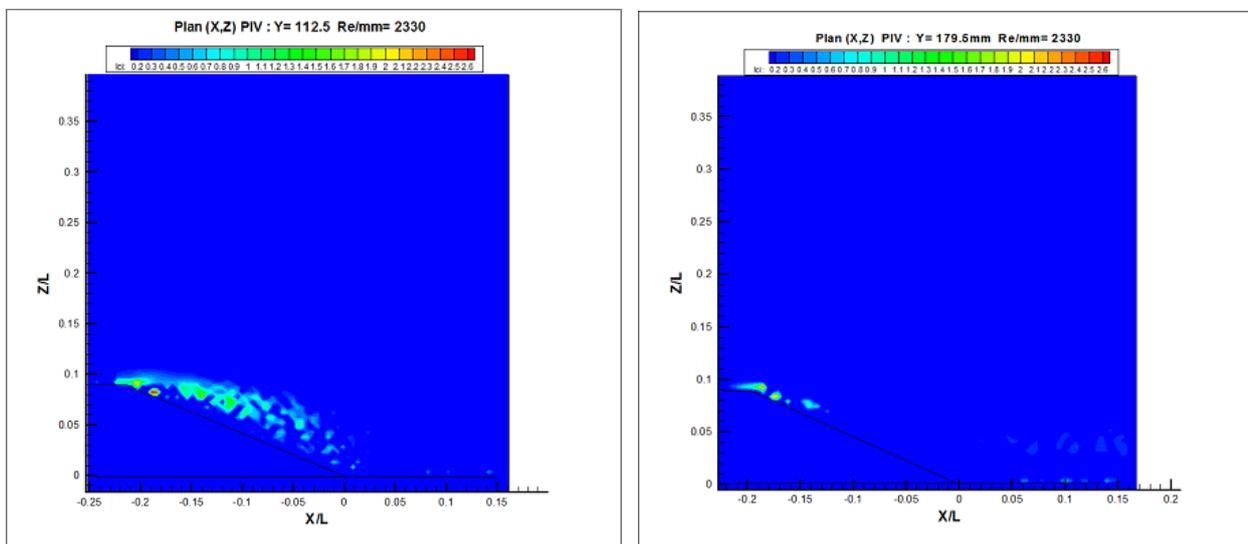


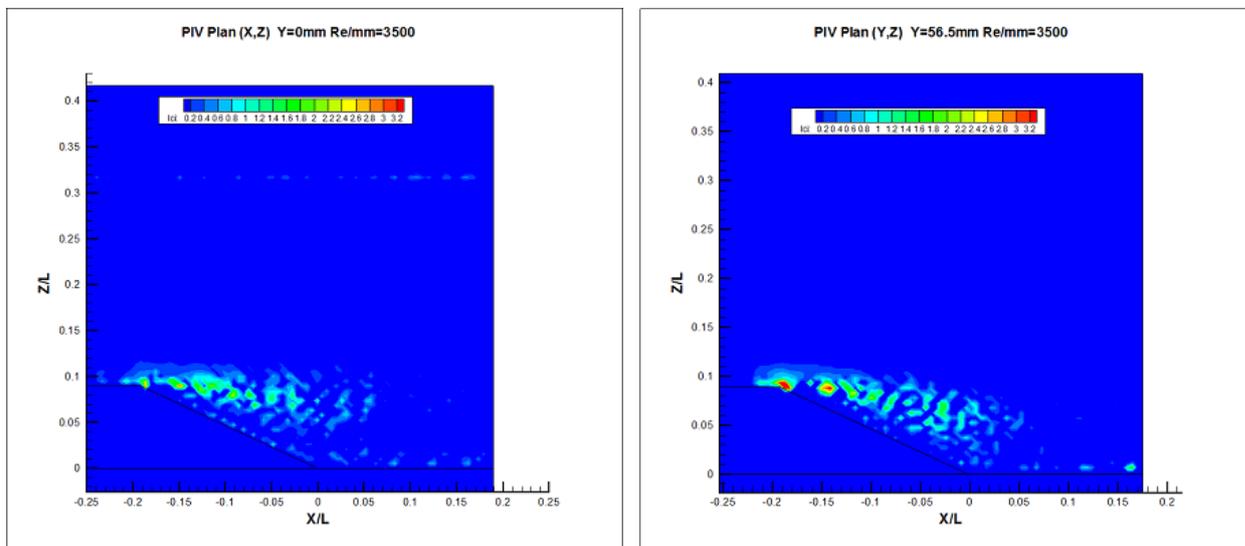
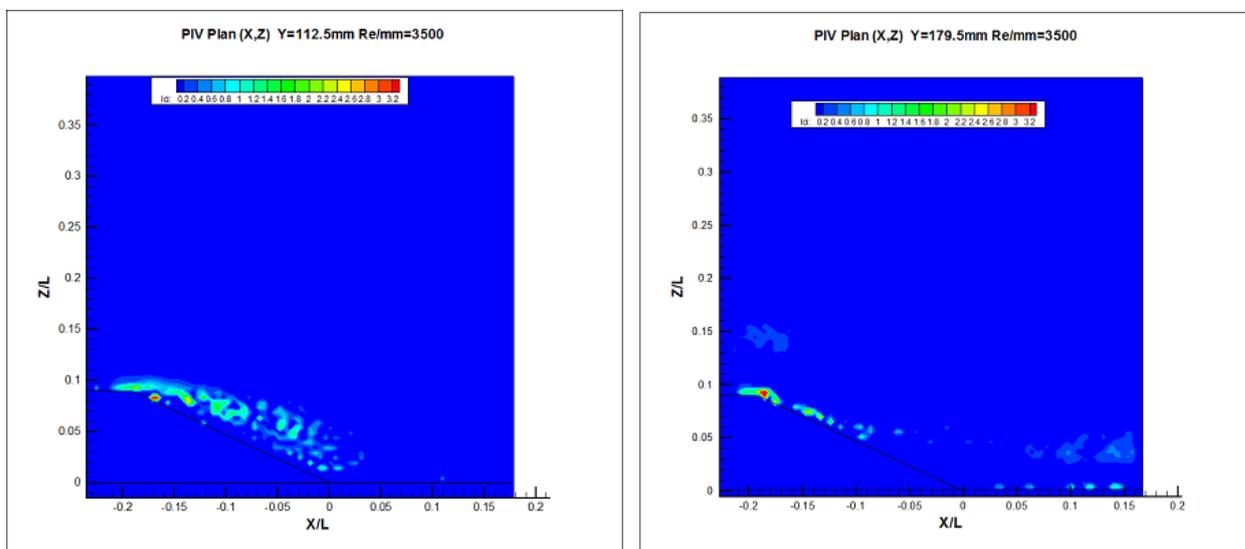
FIGURE 2.21 – Position de plans PIV

Vitesse	Re_{effs}	Re/mm
20	2446500	2330
30	3675000	3500
40	4935000	4700

TABLE 2.6 – Vitesse et nombre de Reynolds des essais

L'intensité tourbillonnaire λ_{ci} est calculée sur les quatre plans longitudinaux retenus (figure(2.21)). Les iso-surfaces de λ_{ci} correspondant aux vitesses de $20m/s$ et $30m/s$ sont reproduites sur les figures (2.22) à (2.25) (les essais effectués à $40m/s$ fournissent des résultats similaires et ne sont pas représentés).

FIGURE 2.22 – Plan PIV à $y = 0\text{mm}$ et $y = 56.5\text{mm}$, 20 m/s.FIGURE 2.23 – Plan PIV à $y = 112.5\text{mm}$ et $y = 179.5\text{mm}$, 20 m/s.

FIGURE 2.24 – Plan PIV à $y = 0\text{mm}$ et $y = 56.5\text{mm}$, 30 m/s.FIGURE 2.25 – Plan PIV à $y = 112.5\text{mm}$ et $y = 179.5\text{mm}$, 30 m/s.

Les figures ci-dessus mettent clairement en évidence la présence des tourbillons de battement tels qu'ils sont représentés schématiquement sur la figure (2.15). On retrouve donc le mécanisme décrit par *Brunn et al.* pour le cas d'un diffuseur à 25° . On constate aussi que la densité de ces structures diminue à mesure que l'on s'éloigne dans le sens \vec{x} positif : ceci est également cohérent avec la description de l'écoulement dans le diffuseur et la notion de lâcher tourbillonnaire, pour deux raisons. En effet, les plans ci-dessus représentent l'intensité tourbillonnaire. Par conséquent, à mesure que l'advection fait progresser les tourbillons vers l'aval, leur intensité tourbillonnaire se dissipe tandis qu'ils s'étendent ; par ailleurs, une fois que les tourbillons de battement sont lâchés dans le sillage du corps, leur axe de rotation n'est plus nécessairement perpendiculaire au plan. Les tourbillons deviennent ainsi plus difficiles à repérer sur un plan 2D, mais il est vraisemblable qu'à partir d'une certaine distance, ils soient mêlés à d'autres structures.

Nous remarquons également que, contrairement au diffuseur de *Brunn et al.*, la structure de l'écoulement à l'arrière de la maquette est tridimensionnelle. Ainsi, lorsque l'on s'approche des arêtes de côté, les structures tourbillonnaires d'axes longitudinaux sont prépondérantes sur celles que nous observons (voir schémas de la figure (2.16)). Or, l'analyse 2D dans le plan longitudinal ne permet pas de caractériser ces structures. En revanche, le raisonnement ci-dessus est largement étayé par l'observation des lignes de courant de l'écoulement moyen, qui fournissent un aperçu des directions privilégiées de l'écoulement (voir figures (2.26) et (2.27)).

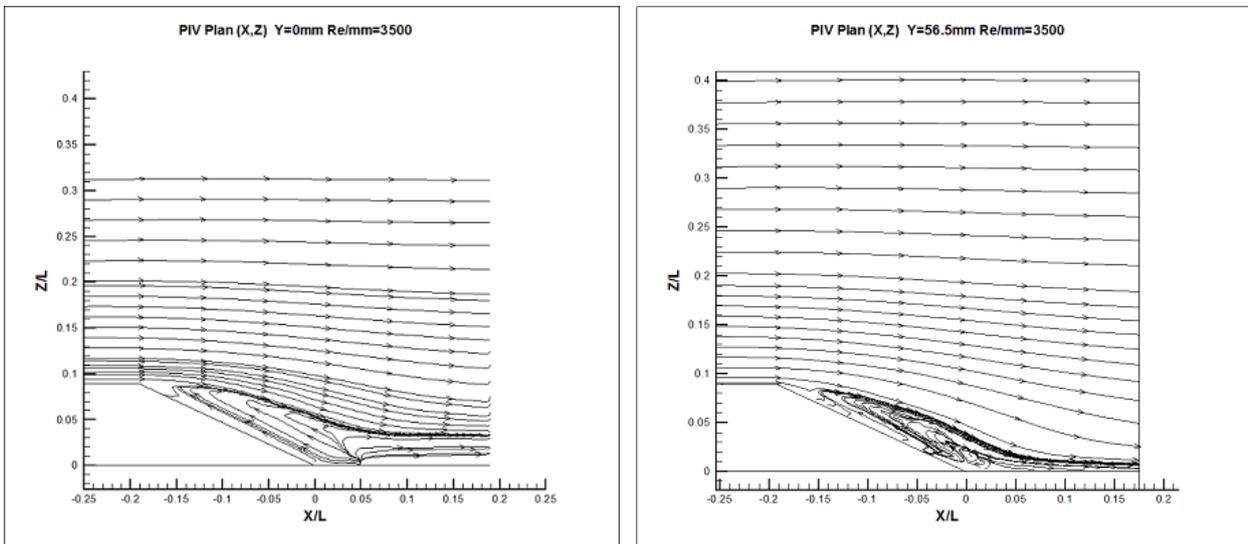
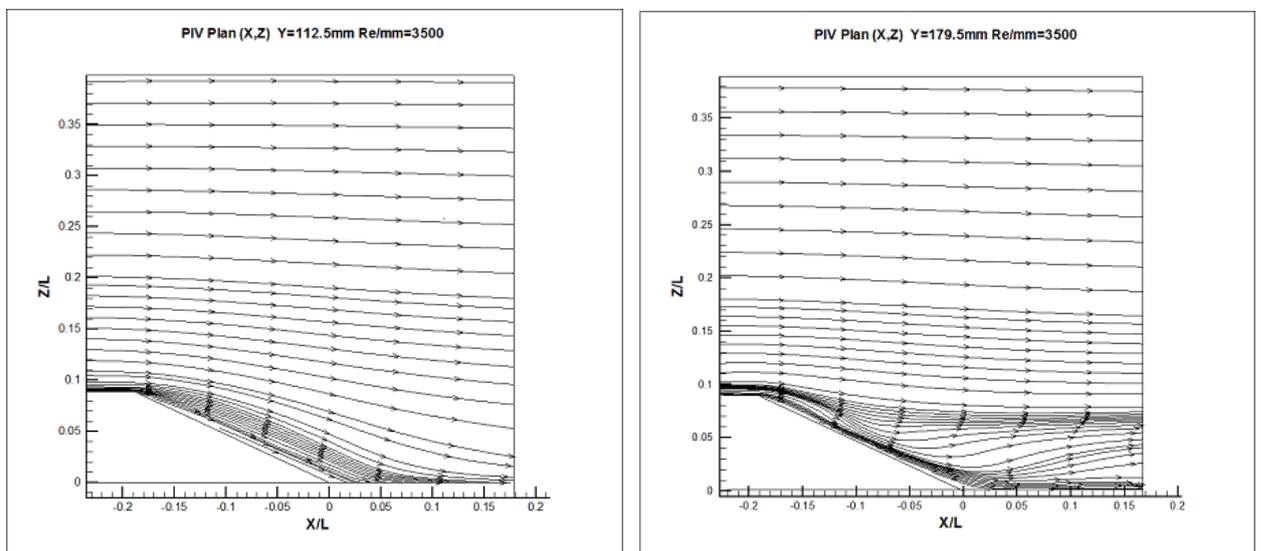


FIGURE 2.26 – Lignes de courant à $y = 0\text{mm}$ et $y = 56.5\text{mm}$, 30 m/s .

FIGURE 2.27 – Lignes de courant à $y = 112.5\text{mm}$ et $y = 179.5\text{mm}$, 30 m/s.

Chapitre 3

Détermination de la traînée du corps

L'essence du projet FOSCO réside dans la recherche d'un moyen de contrôle du décollement par forçage, intégré au corps que l'on souhaite équiper, c'est à dire sans modification géométrique de la forme initiale, ni adjonction d'un quelconque appendice. Les intérêts pour une application industrielle sont multiples et propres à chacune ; toutefois, pour le cas particulier de l'automobile, dans le contexte énergétique de notre époque, ces recherches resteraient un peu vaines si elles ne conduisaient pas d'une façon ou d'une autre, à une baisse substantielle de la consommation. La traînée aérodynamique étant l'élément prépondérant de la consommation d'un véhicule routier au delà de 90 km/h, sa quantification dans le cadre du projet, s'impose naturellement.

3.1 Positionnement du problème

Le besoin qui s'exprime à ce stade de l'étude n'est ni très original, ni très nouveau dans sa formulation ; dans notre cas il soulève cependant un problème, engendré par le concept de la maquette solidaire du plancher. En effet, il s'avère de ce fait impossible de mesurer les efforts qui s'appliquent au solide par le biais classique d'une balance aérodynamique. Pour y répondre, nous nous appuyons donc sur un autre moyen, que nous pouvons exploiter avec le matériel d'investigation expérimental mis à disposition. À la lumière des travaux de Van Dam[38], une méthode d'intégration du bilan de quantité de mouvement, au moyen de mesures de champs de vitesse par PIV stéréoscopique et de tomographies de pression d'arrêt, a été décrite et mise en œuvre avec succès par G.Fourrier [14] sur le corps de Ahmed. Nous reprenons donc cette méthode, en l'adaptant aux spécificités de notre cas. Avant d'en présenter les fruits, rappelons son cadre théorique, afin de pouvoir apprécier la qualité de l'estimation de la traînée ainsi calculée.

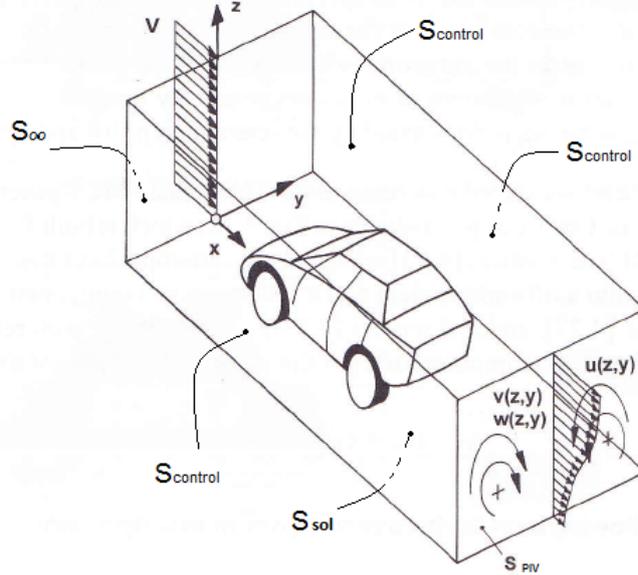


FIGURE 3.1 – Schéma des surfaces de contrôle

3.2 Méthodologie

Nous allons rappeler ici les équations qui permettent de calculer la traînée d'un corps dans un écoulement, en faisant un bilan intégral de quantité de mouvement sur un volume de contrôle. Ainsi que le montre Van Dam [38], en accord avec la troisième loi de Newton, la traînée aérodynamique peut être vue selon la perspective du solide considéré, ou celle du fluide sur le solide; l'effort du fluide sur le solide étant opposé et égal à celui du solide sur le fluide. Pour un solide à l'équilibre, cette troisième loi de Newton s'exprime ainsi :

$$\sum_{i=1}^N \vec{F}_i^{ext \rightarrow corps} = \vec{0} \quad (3.1)$$

En considérant un volume de contrôle délimité par les surfaces de contrôle S_{ctrl} , tel que l'illustre la figure (3.1) et en négligeant les actions des forces à distance, pour un écoulement stationnaire, nous pouvons écrire :

$$\sum_{i=1}^N \vec{F}_i^{int \rightarrow fluide} = \iint_{S_{ctrl}} \rho \vec{U} \cdot \vec{U} \vec{n} dS \quad (3.2)$$

où $\vec{n} = n_x \vec{x} + n_y \vec{y} + n_z \vec{z}$ est la normale externe à la surface considérée. D'après les équations

de Navier-Stokes moyennées, on a :

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_i \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\tau}_{ij} + \bar{R}_{ij}) \quad (3.3)$$

où $\bar{\tau}_{ij}$ et \bar{R}_{ij} correspondent respectivement au tenseur des contraintes visqueuses et au tenseur des contraintes de Reynolds. La relation (3.2) devient, après intégration sur le volume et utilisation du théorème de Green-Ostrogradski :

$$\iint_{S_{ctrl}} \rho \vec{U} \cdot \vec{U} \vec{n} dS = - \iint_{S_{ctrl}} \bar{P} \cdot \vec{n} dS + \iint_{S_{ctrl}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS + \iint_{S_{ctrl}} \rho \bar{R}_{ij} \vec{n} dS \quad (3.4)$$

Faisons l'hypothèse que l'écoulement est uniforme et orienté longitudinalement au niveau des surfaces externes du volume de contrôle, à l'exception de la surface de sortie du volume, notée S_{PIV} , où nous effectuerons nos mesures. La conservation du débit, compte tenu de l'hypothèse précédente, ainsi que l'égalité de l'aire des surfaces d'entrée S_∞ et de sortie S_{PIV} , font que les flux au travers de ces surfaces sont égaux, permettant ainsi d'écrire :

$$\iint_{S_\infty} \psi(\infty) dS = \iint_{S_{PIV}} -\psi(\infty) dS \quad (3.5)$$

On peut ainsi réécrire la relation (3.2) :

$$\begin{aligned} \iint_{S_{PIV}} \rho \vec{U} \cdot \vec{U} \vec{n} dS = & - \iint_{S_{PIV}} (\bar{P} - P_0) \vec{n} dS + \iint_{S_{PIV}} \bar{\tau}_{ij} \vec{x} dS + \iint_{S_{PIV}} \rho \bar{R}_{ij} \vec{x} dS \\ & + \iint_{S_{sol}} \rho \bar{\tau}_{ij} (-\vec{z}) dS - \vec{F}_{corps} \end{aligned} \quad (3.6)$$

où l'action du fluide sur le corps $\vec{F}_{corps} = F_x \vec{x} + F_y \vec{y} + F_z \vec{z}$, s'écrit :

$$\vec{F}_{corps} = \iint_{S_{corps}} -\bar{P} \vec{n} dS + \iint_{S_{corps}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS \quad (3.7)$$

L'effort de traînée du corps s'exprime donc :

$$F_x = \iint_{S_{corps}} (-pn_x + \tau_{xx}n_x + \tau_{xy}n_y + \tau_{xz}n_z) dS \quad (3.8)$$

Compte tenu des hypothèses en projetant l'équation (3.6) selon \vec{x} , puis remplaçant \vec{F}_{corps} par son expression, on obtient¹ :

$$\begin{aligned} F_x = & - \rho \iint_{S_{PIV}} \bar{U}_x (\bar{U}_x - U_0) dS - \iint_{S_{PIV}} (\bar{P} - P_0) dS + \iint_{S_{PIV}} \tau_{xx} dS \\ & - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS - \rho \iint_{S_{PIV}} \bar{u}^2 dS \end{aligned} \quad (3.9)$$

1. Les hypothèses nous permettent de ne considérer que τ_{xx} sur S_{PIV} [38]

Exprimons les pressions statiques en termes de pressions totales :

$$\begin{aligned}\bar{P} - P_0 &= (\bar{P}_i - P_0) - \frac{1}{2}\rho(\|\vec{U}\|^2 - \|\vec{U}_0\|^2) \\ &= (\bar{P}_i - P_0) - \frac{1}{2}\rho(\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2 - U_0^2)\end{aligned}\quad (3.10)$$

où U_0 est la vitesse de l'écoulement « infini-amont ». Pour un écoulement incompressible, $\text{div}\vec{U} = 0$ et τ_{xx} devient :

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} = 2\mu \left(-\frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} \right) \quad (3.11)$$

En remplaçant les expressions ci-dessus dans (3.8) :

$$\begin{aligned}F_x &= \rho \iint_{S_{PIV}} (U_0 \bar{U}_x + \bar{U}_x \bar{U}_x) dS - \iint_{S_{PIV}} (P_{i0} - \bar{P}_i) dS \\ &\quad + \iint_{S_{PIV}} \frac{1}{2} \rho (\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2 - U_0^2) \\ &\quad + \iint_{S_{PIV}} 2\mu \left(-\frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} \right) dS - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS \\ &\quad - \rho \iint_{S_{PIV}} \bar{u}^2 dS\end{aligned}\quad (3.12)$$

Et il vient :

$$\begin{aligned}F_x &= \iint_{S_{PIV}} (P_{i0} - \bar{P}_i) dS - \frac{1}{2} \rho \iint_{S_{PIV}} (U_0 - \bar{U}_x)^2 dS \\ &\quad + \frac{1}{2} \rho \iint_{S_{PIV}} (\bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2) dS - \\ &\quad + \iint_{S_{PIV}} 2\mu \left(-\frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} \right) dS - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS \\ &\quad - \rho \iint_{S_{PIV}} \bar{u}^2 dS\end{aligned}\quad (3.13)$$

où les trois premiers termes représentent la contribution de la trainée de pression (associés respectivement aux pertes de pression totale, à la variation de la vitesse longitudinale et aux effets tridimensionnels induits par la présence du corps). Dans sa forme non dimensionnelle, l'équation (3.12) fournit le coefficient de trainée C_x :

$$C_x = C_{x_{pi}} - C_{x_{\Delta U_x}} + C_{x_{3D}} + C_{x_{\tau_{xx}}} - C_{x_{R_{xx}}} - C_{x_{\tau_{xz}}} \quad (3.14)$$

où :

$$C_{x_{pi}} = \frac{1}{S_{ref}} \iint_{S_{PIV}} \frac{P_{i0} - \bar{P}_i}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} dS \quad (3.15)$$

$$C_{x_{\Delta U_x}} = \frac{1}{S_{ref}} \iint_{S_{PIV}} \left(1 - \frac{\bar{U}_x}{U_0}\right)^2 dS \quad (3.16)$$

$$C_{x_{3D}} = \frac{1}{S_{ref}} \iint_{S_{PIV}} \left(\frac{\bar{U}_y}{U_0}\right)^2 + \left(\frac{\bar{U}_z}{U_0}\right)^2 dS \quad (3.17)$$

$$C_{x_{\tau_{xx}}} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 S_{ref}} \iint_{S_{PIV}} 2\mu \left(-\frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z}\right) dS \quad (3.18)$$

$$C_{x_{\tau_{xz}}} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 S_{ref}} \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS \quad (3.19)$$

$$C_{x_{R_{xx}}} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 S_{ref}} \iint_{S_{PIV}} \bar{u}^2 dS \quad (3.20)$$

$$(3.21)$$

avec S_{ref} , la surface de référence². La contribution liée au frottement sur le sol $C_{x_{\tau_{xz}}}$ ne pouvant pas être mesurée à partir des moyens employés (PIV et tomographie), nous l'avons estimée³ par calcul à moins de 2%.

À présent que nous avons le cadre mathématique pour estimer la traînée, nous devons mettre en œuvre les essais expérimentaux qui nous permettront d'acquérir les données nécessaires à son calcul. Compte tenu du volume de ces données et de l'effort de calcul à produire, il nous faut également traduire ces équations dans un langage de programmation. Commençons d'abord par décrire la méthodologie expérimentale.

3.3 Mesures expérimentales

Pour calculer la traînée d'après la modélisation obtenue par les équations ci-dessus nous devons établir une cartographie du champ de vitesse tridimensionnelle et de la pression d'arrêt, pour chaque cas étudié. Nous ne reviendrons pas sur le fonctionnement de la PIV, que nous avons déjà décrit au chapitre 1, de même pour les mesures de pression d'arrêt, pour lesquelles nous avons utilisé une sonde de Kiel ; le choix de cette sonde s'imposant de lui-même, compte tenu de la vorticité présente dans le sillage.

Pour ces deux types de mesure, nous devons nous placer au même endroit, à l'arrière du corps. La détermination de cet endroit constitue donc la première étape de cette étude

2. Le maître-couple du corps

3. Approximation de couche limite turbulente sur le plancher (voir note de calcul en annexe)

expérimentale cette endroit; elle se fera sous deux impératifs, afin que les hypothèses faites pour les besoins de la modélisation mathématique soit vérifiées.

Premièrement, nous devons trouver une position qui nous assure que le flux traversant les deux surfaces longitudinales délimitant le volume de contrôle soit minimal; idéalement, nul. En considérant la taille possible des plans PIV (environ 600 mm), cet endroit sera donc assez près du culot de la maquette, de sorte que les tourbillons longitudinaux qui se développent n'aient pas un rayon suffisant pour éjecter un flux conséquent hors des surfaces de contrôle des cotés du volume.

Cette exigence est parfaitement compatible avec la seconde, qui trouve sa source dans la comptabilisation des efforts visqueux du sol sur le fluide : si l'on souhaite qu'ils soient minimaux afin de pouvoir éventuellement les négliger, nous positionnerons le plan de mesure là où le bulbe de décollement est toujours présent, faisant ainsi que la couche limite derrière le corps soit inexistante et qu'ainsi les effets du sol soient limités au frottement des deux « bandes » de sol, de part et d'autre de la maquette, dont on limite la surface en rapprochant le plan de mesure.

On tâchera tout de même de se rapprocher le moins possible pour que la surface, sur le plan PIV, correspondant au bulbe de décollement où la vitesse est faible, ne soit pas trop importante; ceci afin de limiter le gradient de vitesse par rapport à l'ensemble du champ, et ainsi favoriser la recherche d'un réglage de TBP acceptable pour toute la gamme de vitesses mesurées (voir chapitre 1, section 1.5). Sous ces trois contraintes, la localisation idéale du plan de mesure est déterminée comme devant se situer à 124 mm de l'arrière du corps, soit à $x = 1174mm$, dans notre système de coordonnées cartésiennes.

3.3.1 Mesures par PIV stéréoscopique 2D-3C

Les cartographies de vitesse sont réalisées dans les conditions dites « de référence », c'est à dire sans contrôle, puis avec le contrôle actif, à 20, 30 et 40m/s. Pour chacune de ces vitesses, les paramètres de réglage du contrôle actif sont les mêmes que ceux résumés dans le tableau (2.5), pour l'étude de la répartition de pression.

La principale difficulté des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique 2D-3C vient du soin supplémentaire que requiert la calibration. Pour le reste, nous rechercherons un réglage de TBP nous permettant d'assurer un déplacement maximal moyen de 4 pixels pour des fenêtres d'interrogation de 16 pixels. Un travail sur l'ensemencement a amélioré le niveau des corrélations entre particules. Toutefois, il a été constaté qu'un élargissement de la surface de l'ensemencement pourrait avoir un effet significatif sur la qualité des corrélations dans les zones de vitesse élevées, correspondant aux coins supérieur droit et gauche des cartographies. Les réglages adoptés pour chaque cas sont résumés dans le tableau (3.2). Voici les cartographies de vitesses ainsi obtenues, figures (3.2 à 3.5).

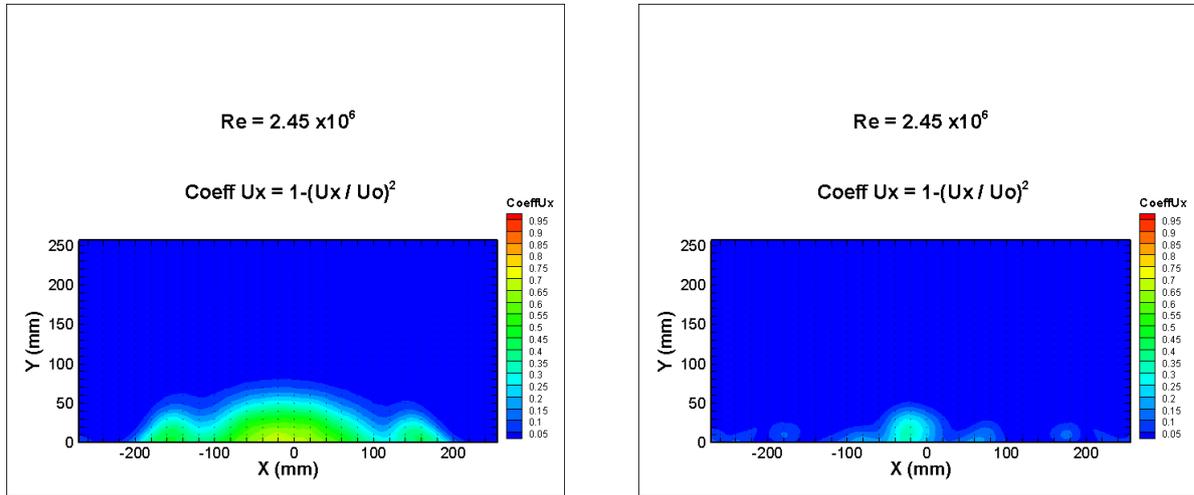


FIGURE 3.2 – PIV à 20 m/s : à g. référence , à dr. jets actifs

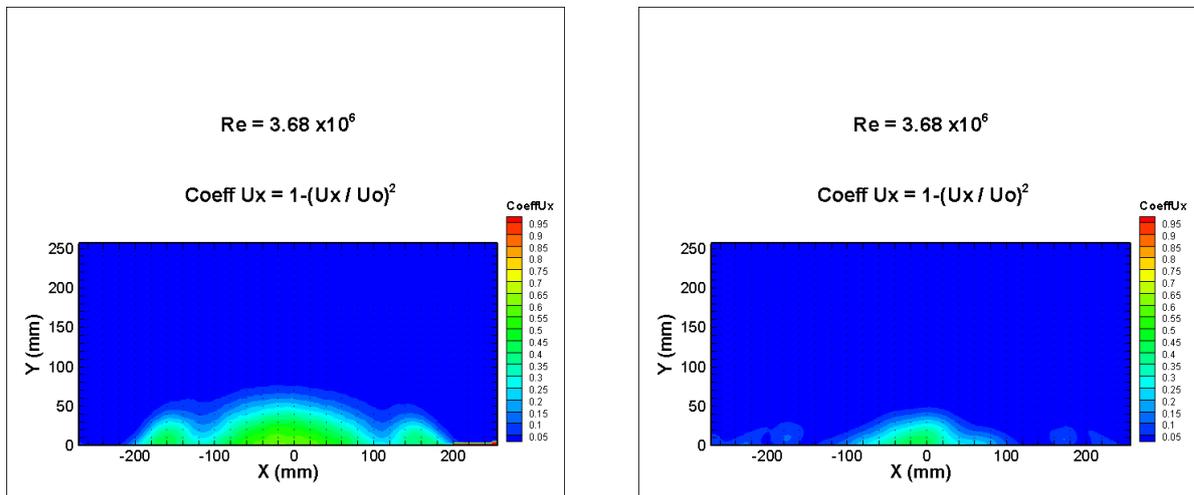


FIGURE 3.3 – PIV à 30 m/s : à g. référence , à dr. jets actifs

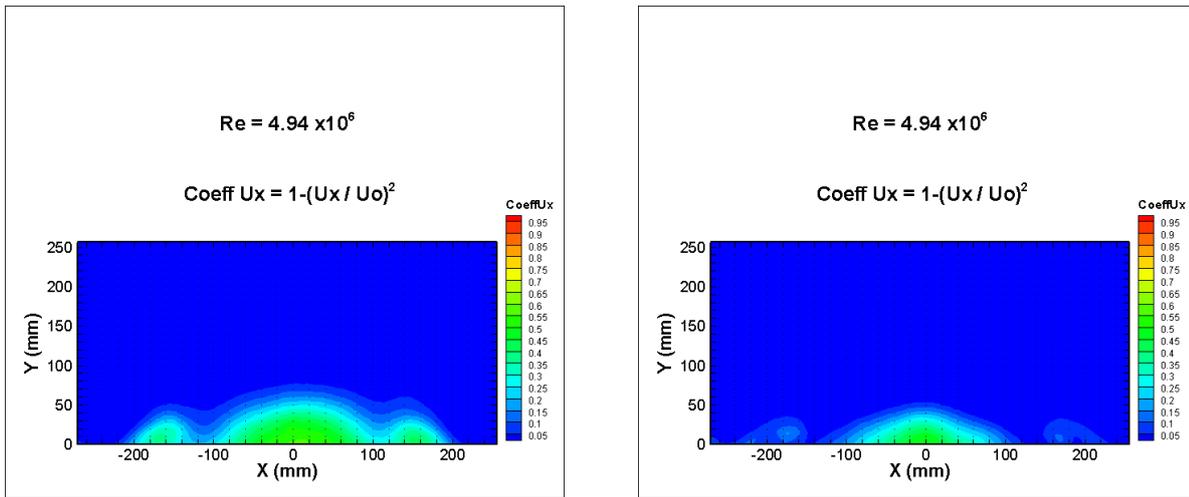


FIGURE 3.4 – PIV à 40 m/s : à g. référence , à dr. jets actifs

Vitesse	Re_{eff}	Paramètres du contrôle actif	Temps entre 2 pulsations (TBP)
20 m/s	$2.45 \cdot 10^6$	-	$70 \mu s$
20 m/s	$2.45 \cdot 10^6$	$Q_v = 350 l/min$; $f=190 Hz$; $\eta_{cyc.} = 50\%$	$70 \mu s$
30 m/s	$3.68 \cdot 10^6$	-	$30 \mu s$
30 m/s	$3.68 \cdot 10^6$	$Q_v = 350 l/min$; $f=190 Hz$; $\eta_{cyc.} = 50\%$	$30 \mu s$
40 m/s	$4.94 \cdot 10^6$	-	$15 \mu s$
40 m/s	$4.94 \cdot 10^6$	$Q_v = 350 l/min$; $f=190 Hz$; $\eta_{cyc.} = 50\%$	$15 \mu s$

TABLE 3.1 – Paramètres des essais PIV

3.3.2 Tomographie de pression d'arrêt

Les cartographies de pression d'arrêt sont réalisées au moyen d'une sonde de Kiel montée sur le robot explorateur. La mise en œuvre de ces essais a soulevé deux questions techniques, la première concernant la sonde, la seconde, son déplacement. Pour ce qui concerne la sonde, nous nous appuyons sur les travaux de G.Kiel [24] pour déterminer ses caractéristiques géométrique idéales, compte tenu du matériel disponible, selon la méthode évoquée au chapitre 1.

Le déplacement étant assuré par le robot explorateur, il a donc fallu faire en sorte que la commande du robot déplace la sonde selon une grille prédéfinie, tout en synchronisant l'acquisition des données. Ceci a constitué la seconde et principale difficulté. En effet, la chaîne d'acquisition est simplement composée d'un capteur de pression différentielle relié à une carte d'acquisition 16 bits, piloté par un logiciel de chez Dantec. La commande de déplacement de la sonde est un modèle Phytron, indépendant de la chaîne d'acquisition : il fallait donc réaliser un programme dédié, intégrant le déplacement et le déclenchement du trigger de la carte d'acquisition, en langage Phytron.

Dans un premier temps, après avoir confectionné un câble permettant d'envoyer un programme à distance, nous avons pris en main le système afin de programmer le déplacement par nos propres moyens. Le langage Phytron est proche d'un langage dit « assembleur » et ne comporte pas de structure de contrôle de type « for, else, if, etc... » : les boucles sont effectuées par comparaison de registre. Pour programmer une grille, il suffit donc de donner un pas d'avancement et de comparer la position après chaque pas, à une valeur inscrite dans un registre. Évidemment, dans le cas de grille à espacement non uniforme, ce type d'instruction est un peu lourde à manipuler, mais reste faisable par un non-initié. La synchronisation, en revanche, demande un investissement plus considérable car il faut, à chaque pas, activer une sortie, puis la désactiver, le tout en respectant la tension de réception du trigger. Dans ce langage, une telle séquence est traduite en hexadécimal (en bits), la position d'un bit déterminant l'état d'activation de la sortie, les bits restants de l'octet servant à traduire la valeur de la tension. La complexité qui en découle, surmontable mais prégnante, rend cette solution peu commode dans le cadre de nos essais ; ce d'autant plus qu'une autre solution semblait pouvoir répondre efficacement à nos besoins.

En effet, le logiciel de pilotage de la carte d'acquisition fait partie d'un ensemble Dantec de mesure par fil chaud. Cependant, le logiciel prévoit la possibilité d'acquérir n'importe quel signal venant de la carte, même s'il n'est pas issu d'un fil chaud. Surtout, il présente la caractéristique très intéressante pour notre application, de pouvoir piloter un certain nombre de commandes de puissance, de marques et de caractéristiques prédéfinies et en particulier de celles que nous utilisons pour le déplacement à deux axes du système PIV. Il a également l'avantage de permettre la génération d'une grille de déplacement

très simplement et bien entendu, de gérer la synchronisation de la chaîne d'acquisition. Après consultation de la documentation technique des moteurs Phytron, il est apparu qu'ils étaient compatibles avec la commande de puissance de marque Isel, moyennant la confection de câbles d'interfaçage. Cette solution fut donc retenue, et la seule difficulté restante fut de définir la grille et le temps d'acquisition.

Les capteurs différentiels choisis ont une capacité de $1000 Pa$ sur une plage de $10 V$. Ils sont étalonnés au moyen d'un étalon de pression; les courbes d'étalonnage sont visibles en annexe. La carte disposant de 2^{16} niveau, la précision de mesure est de l'ordre de $150 \mu V$ soit environ $0.02 Pa$. Chaque point relevé est la moyenne de 4096 échantillons acquis à la fréquence de $1000 Hz$. Après chaque déplacement au point suivant, un temps de latence d'une seconde est laissé. Compte tenu de ces paramètres d'acquisition et de la taille de la cartographie à réaliser⁴, le pas de la grille est adapté au gradient de vitesse des zones, afin de réduire le temps d'acquisition. Pour chaque vitesse étudiée, deux tomographies sont effectuées, l'une sans contrôle, l'autre avec le contrôle actif en utilisant les paramètres du tableau (3.1). Les cartographies ainsi obtenues ont l'aspect suivant :

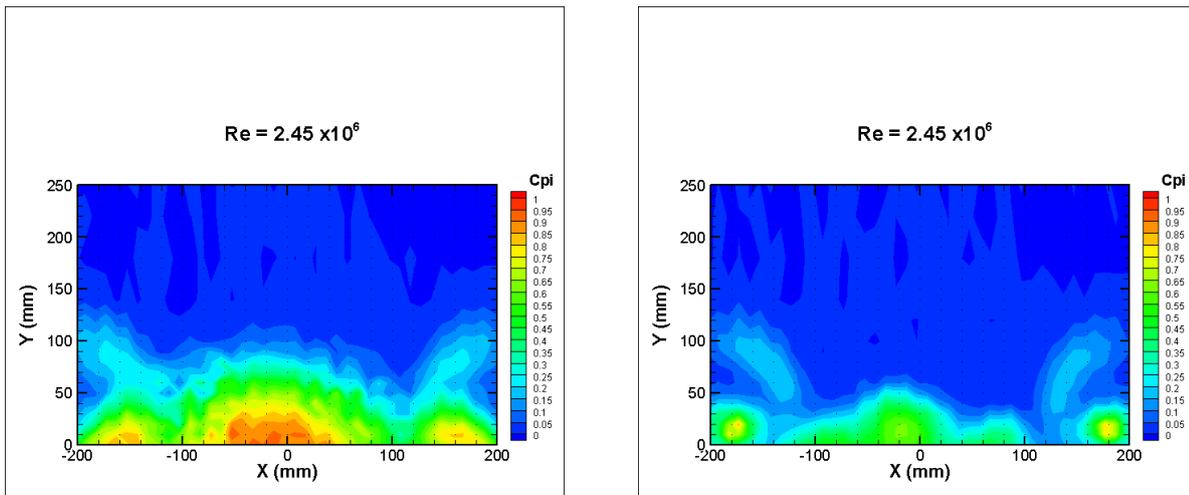


FIGURE 3.5 – Tomographies à 20 m/s : à g. référence , à dr. jets actifs

Enfin, un tube de Pitot double est placé en amont de la maquette, à un endroit où l'écoulement n'est pas perturbé. Son but est de capter la vitesse « infinie amont » dont nous appliquerons la valeur à l'ensemble des points de la surface de contrôle transversale amont.

4. la cartographie de pression doit avoir des dimensions au moins égales à celles des plans PIV, soit au moins $560 \times 300 mm$.

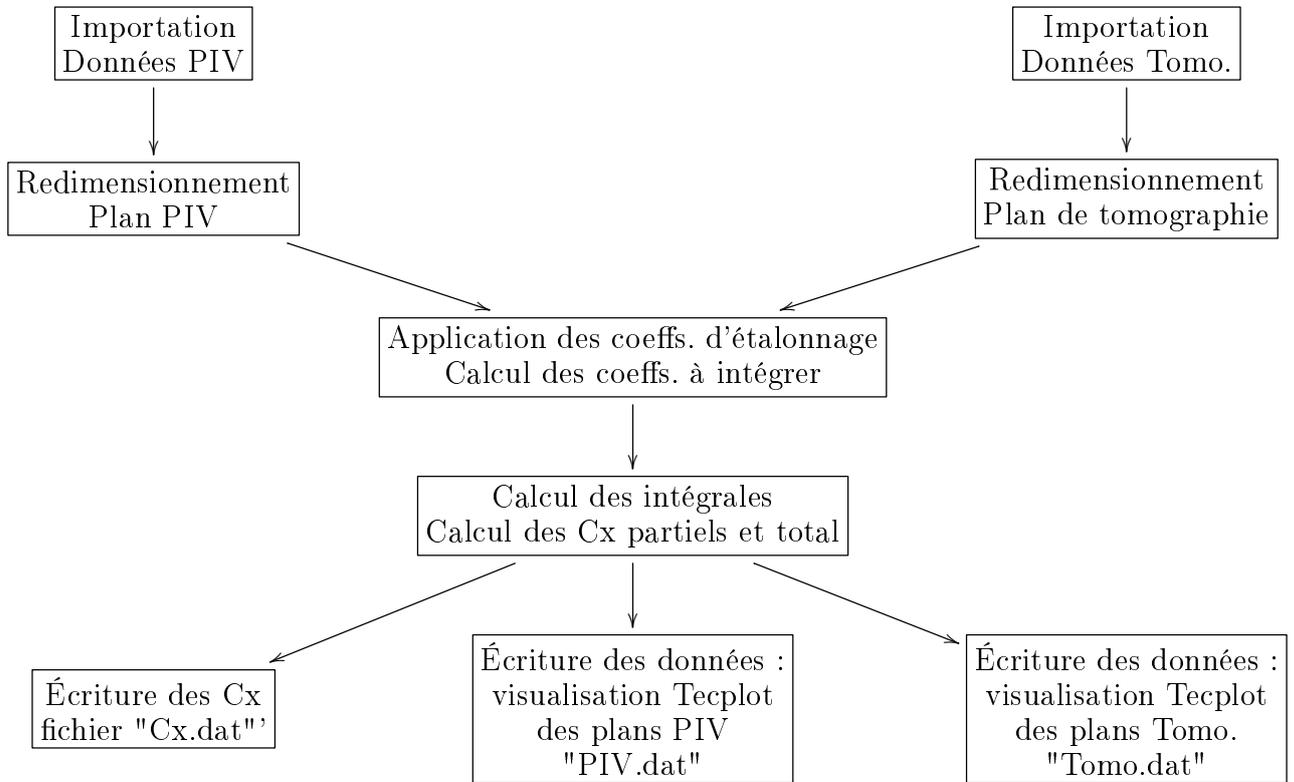


FIGURE 3.6 – Schéma de principe de l'algorithme

3.4 Développement du programme et application

Nous avons collecté toutes les données de vitesse et de pression nécessaires au calcul de la traînée. La richesse de ces informations ne permet pas d'envisager un traitement autre qu'informatique. Nous devons donc développer un programme qui effectuera les calculs, et puisque cette possibilité nous est offerte, écrira dans un fichier les résultats, de sorte qu'il ne reste plus qu'à les exploiter sous Tecplot. Voyons la structure de ce programme.

3.4.1 Structure du programme

Le programme s'articule autour de cinq étapes imbriquées, que l'on peut résumer par le schéma de la figure (3.6) :

3.4.2 Description des étapes de l'algorithme

Nous pouvons détailler les étapes de la manière suivante :

1. L'importation des données est effectuée par deux fonctions différentes. Les données issues des plans de tomographie sont écrites dans un fichier Excel, tandis que celles de la PIV le sont dans des fichiers « .dat ». Dès l'importation des données de tomographie, un premier calcul est effectué : celui de la vitesse « infini amont ». Nous faisons ici l'hypothèse d'un plan de vitesses uniformes et égales à la moyenne des vitesses enregistrées par le tube de Pitot double, placé en amont de la maquette.
2. Chaque série de données est triée avec une boucle qui analyse les coordonnées (y, z) des points enregistrés et qui rejette ceux qui ne sont pas inclus dans la dimension des plans pré-établie. Cet algorithme assure également que le plan de tomographie et le plan PIV coïncident parfaitement dans le repère fixé.
3. Les coefficients d'étalonnage sont appliqués aux données issues des tomographies, puis les quantités scalaires à intégrer sont calculées selon leur définition, pour chaque point du champ, d'après les relations (3.14) à (3.18).
4. les intégrales des relations (3.14) à (3.18) sont calculées, puis les C_x partiels et le C_x total. Afin de calculer les intégrales doubles, nous utilisons la fonction « trap2d » que nous avons créé pour les besoins de ce programme. Nous la détaillerons par la suite.
5. Trois fichiers sont créés. Le premier regroupe les informations calculées relatives aux champs de vitesse, le deuxième, les informations de pression totale et le troisième les composantes du C_x . Chaque fichier est préparé à une exploitation sous Tecplot : les données sont écrites au format « .dat » et chaque fichier comporte un en-tête⁵ qui lui est propre incluant toutes les informations qui permettent, lorsqu'il est ouvert par l'importateur de données de Tecplot, d'être reconnu comme un champ 2D et d'effectuer un chargement automatique des variables.

La fonction « trap2d » que nous évoquions dans la description ci-dessus a été écrite afin de calculer facilement les nombreuses intégrales doubles que comportent les relations (3.14) à (3.18). Cette fonction prend en argument les coordonnées (i, j) de chaque point et la valeur scalaire attribué à ce point. En fonction de l'espacement des points, une nouvelle grille est redéfinie de sorte que chaque point soit au centre d'une maille, de surface $\Delta y \times \Delta z$. Ensuite l'intégrale double est évaluée par la méthode des trapèzes, en utilisant la fonction MatLab « trapz ».

5. Plus communément appelé « header ».

Vitesse m/s	$C_{x_{p_i}}$ %	$C_{x_{\Delta U_x}}$ %	$C_{x_{3D}}$ %	$C_{x_{Rxx}}$ %
20	62.8	26.5	5.8	4.8
30	61.3	27.7	6.7	4.3
40	63.9	27.3	5.9	2.9

TABLE 3.2 – Contribution des composantes du C_x , en (%)

3.5 Analyse des résultats et discussion

Le coefficient de traînée obtenu en appliquant cette méthode est de l'ordre de 0.27 à 0.23 sans contrôle. Ce résultat est à rapprocher de celui de Hucho [24] qui obtenait une valeur comparable au moyen d'une balance, sur un corps de géométrie arrière similaire (voir figure (3.7), extraite de [15]). Les résultats pour les cas contrôlés seront présentés au chapitre 4.

Pour les cas non-contrôlés, le poids des composantes du C_x est résumé dans le tableau (3.2)⁶. Ces résultats rappellent ceux obtenus par G.Fourier [14] pour le corps de Ahmed.

Avant de quantifier les gains obtenus par le contrôle actif, il est intéressant de consulter les plans issus du calcul des composantes du C_x à partir des mesures PIV, et les champs de pression totale correspondants, obtenus à partir des plans tomographiques. Leur observation fournit déjà une première information quant à l'évolution de l'efficacité du contrôle avec la vitesse.

Sur ces plans, on remarque en effet que la surface consécutive au décollement de culot, quasiment réduite à néant à 20 m/s , devient un peu plus importante, à la fois en taille et en valeur, à mesure que la vitesse croît. À la lumière du poids des différentes contributions à la traînée du tableau (3.2), on peut supposer que l'augmentation de la surface de perte de pression totale et de perte de vitesse longitudinale, c'est à dire, en combinant ces deux champs, de l'augmentation de la surface où le coefficient de pression statique est très inférieur à zéro⁷, augure en faveur d'une perte d'efficacité du contrôle avec la vitesse, dans le cas d'une conservation des paramètres de contrôle fixe.

On remarque également que le plan tomographique correspondant à la vitesse $U_\infty = 20m/s$ présente, dans sa partie supérieure c'est à dire au dessus de la zone de culot, un aspect moins homogène que les plans réalisés à 30 et 40 m/s , visibles en annexe. Ces variations locales du C_{p_i} peuvent expliquer le C_x supérieur, obtenu pour cette vitesse, puisque ces variations sont intégrées.

6. Exprimé en pourcentage de la somme des valeurs absolues des composantes.

7. En projection sur \vec{x}

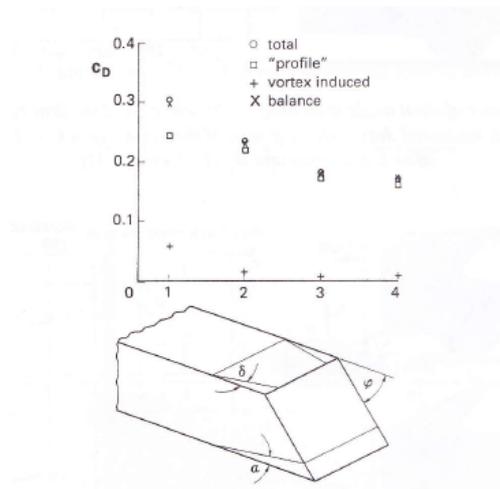


FIGURE 3.7 – C_x d'un corps simple à culot incliné à $\varphi = 25^\circ$. Cas No 1. : $\alpha = \delta = 0^\circ$.

Nous ne pousserons pas plus loin notre analyse du contrôle ; celle-ci relève du chapitre 5 où nous discuterons de ces résultats et de la stratégie à mettre en œuvre pour les améliorer. Nous nous contenterons ici de souligner la cohérence des résultats obtenus pour le cas de référence, nous permettant ainsi d'exploiter l'outil d'estimation du C_x , et par ce biais, d'analyser l'efficacité du contrôle, avec une certaine confiance.

Chapitre 4

Contrôle actif

À la fin du chapitre 3, nous avons mis en évidence les faiblesses potentielles d'une stratégie de contrôle qui consisterait à fixer les paramètres énergétiques des jets, indépendamment de la vitesse. La question naturelle qui consiste à se demander s'il est possible de conserver un contrôle d'efficacité constante, en terme de réduction de la traînée, et de son coût énergétique, n'a pas encore été traitée. Elle fait l'objet de ce chapitre, que nous ouvrons avec une autre question, bien légitime : y répondre nous fournira les éléments comparatifs en vue d'une application industrielle. Cette question est la suivante : qu'est-ce que l'efficacité ?

4.1 Caractérisation de l'efficacité du contrôle

Nous avons développé un programme de calcul du coefficient de traînée que nous avons présenté au chapitre 3. Le coefficient de traînée est un indicateur standard en aérodynamique : il atteste de la qualité énergétique d'un corps lors de son déplacement dans un fluide et permet ainsi de classer l'efficacité de la forme, indépendamment de sa surface de référence. C'est donc un critère de comparaison intéressant, que l'on doit quantifier, pour pouvoir juger de l'efficacité du contrôle. Ce n'est cependant pas dans notre cas, le seul élément à prendre en compte. En effet, lorsque le travail de réduction de la traînée passe directement par une recherche sur la forme du corps, le C_x est seul juge de paix¹. En revanche dans notre cas, la situation est un peu plus compliquée car le gain espéré sur l'effort de traînée se fait au prix d'une dépense énergétique, puisqu'il faut générer un écoulement d'air pour alimenter les jets et faire fonctionner des électrovannes.

1. Nos considérations ici sont comparatives : on peut bien entendu réduire facilement la traînée d'un véhicule pour abaisser sa consommation, ou augmenter sa vitesse de pointe, en réduisant sa surface de référence.

Dès lors, le seul critère du C_x ne fait plus sens car il n'indique pas combien d'énergie il a fallu dépenser pour arriver à une efficacité énergétique donnée. Il faut donc plutôt considérer dans ce cas le gain engendré η par le contrôle défini par :

$$\eta = \frac{\frac{1}{2}\rho U_0^3 S_{ref} \Delta C_x}{P_{SysCtrl}} \quad (4.1)$$

où ΔC_x vaut :

$$\Delta C_x = C_{x_{ref}} - C_{x_{control}} \quad (4.2)$$

avec $P_{SysCtrl}$ la puissance du système de contrôle par jets pulsés, $C_{x_{ref}}$ le coefficient de traînée de référence et $C_{x_{control}}$ le coefficient de traînée avec contrôle du décollement activé.

La formulation (4.1) analyse donc l'efficacité du contrôle en terme de rendement. La surface du corps entre en jeu puisque dans le cas de notre corps, par exemple, si la largeur doublait, le nombre de jets doublerait également et la puissance $P_{SysCtrl}$ nécessaire augmenterait d'autant. Ce critère est donc intéressant pour comparer deux corps identiques dans des situations de contrôle différentes. Il est en revanche plus délicat d'apprécier la qualité aérodynamique de la forme en incluant le contrôle. Pour cela, on introduit $F_{SysCtrl}$ l'effort fourni pour le contrôle. Cet effort, lié à la puissance de contrôle, est défini par :

$$F_{SysCtrl} = \frac{P_{SysCtrl}}{U_0} \quad (4.3)$$

Par conséquent, nous pouvons exprimer cet effort sous la forme d'un coefficient d'effort de contrôle :

$$C_{x_{SysCtrl}} = \frac{F_{SysCtrl}}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 S_{ref}} = \frac{P_{SysCtrl}}{\frac{1}{2}\rho U_0^3 S_{ref}} \quad (4.4)$$

Finalement, nous définissons le coefficient de traînée $C_{x_{eff}}$, tenant compte de la puissance dissipée par le contrôle :

$$C_{x_{eff}} = C_{x_{control}} + C_{x_{SysCtrl}} \quad (4.5)$$

On peut interpréter l'effort de contrôle de plusieurs manières : soit comme un effort supplémentaire à fournir pour vaincre la traînée du véhicule, soit comme un effort qui n'est pas consacré à l'avancement du véhicule. Dans tous les cas, c'est un effort aérodynamique, venant s'ajouter à la traînée du véhicule.

Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons ces deux paramètres pour analyser nos stratégies et ainsi déterminer l'orientation que devrait prendre un tel système en vue d'une application automobile.

4.2 Influence des paramètres de contrôle et stratégie

Au terme du chapitre 3 nous avons appliqué la stratégie de contrôle pour une vitesse de 20 m/s , déterminée par *Joseph et al.*[9], aux autres vitesses étudiées :30 et 40 m/s . À la vue des plans de tomographie et des courbes de C_p nous avons émis l'hypothèse d'une baisse de l'efficacité du contrôle. Nous avons donc décidé de rechercher une autre stratégie, assurant un recollement complet et un gain sur le C_x comparable à celui du cas 20 m/s . Nous analyserons dans un second temps et de manière quantitative, les résultats énergétiques qui en découlent.

4.2.1 Paramètres de contrôle

Avant de présenter la méthodologie adoptée, rappelons quelques notions relatives aux stratégies de contrôle. Pour l'essentiel, le contrôle par jets pulsés est régi dans notre cas par trois paramètres, qui ne sont pas indépendants, mais qui ont cependant un impact individuel sur la qualité du contrôle : le débit volumique Q_v , la fréquence de pulsations f et enfin le rapport de cycle DC ².

L'influence du débit volumique est plus souvent présenté sous une autre forme, adimensionnelle, nommé coefficient de quantité de mouvement et noté C_μ . Nous retenons la définition de C_μ proposée par [9] [22] [17] :

$$C_\mu = \frac{\rho S_j \bar{U}_j^2}{\frac{1}{2} \rho S_{ref} U_\infty^2} \quad (4.6)$$

où S_j et \bar{U}_j sont respectivement, la surface totale du plan de sortie des jets et la vitesse moyenne d'éjection. L'avantage d'utiliser une telle formulation est qu'elle permet de caractériser l'énergie apportée pour le contrôle sans utiliser la pression d'alimentation ; bien entendu, le débit et donc la vitesse de sortie des jets sont intrinsèquement liés à la pression d'alimentation, mais le C_μ quantifie sans ambiguïté le rapport énergétique entre le contrôle et l'écoulement de référence.³

Enfin, un autre paramètre intéressant pour l'analyse dans le domaine fréquentiel est le nombre de Sthroual associé à la fréquence du jet, noté St_j , appelé également fréquence réduite de jet :

$$St_j = \frac{f_j \cdot h}{U_\infty} \quad (4.7)$$

où h est la hauteur de la rampe.

2. DC pour « Duty Cycle ».

3. On rappelle, par exemple que dans le cadre de nos essais, le $\Delta P_{alim}^{P_\infty}$ est fonction de la vitesse de la veine d'essai.

P_{alim}	Pa	Rapport de cycle (DC)	f_j	C_μ
+		=	=	+
=		+	=	+
=		=	+	-
-		=	=	-
=		-	=	-
=		=	-	+
=		+	+	+/=
=		-	+	-
=		+	-	+
=		-	-	-/=

TABLE 4.1 – Influence des paramètres de contrôle à U_∞ constant

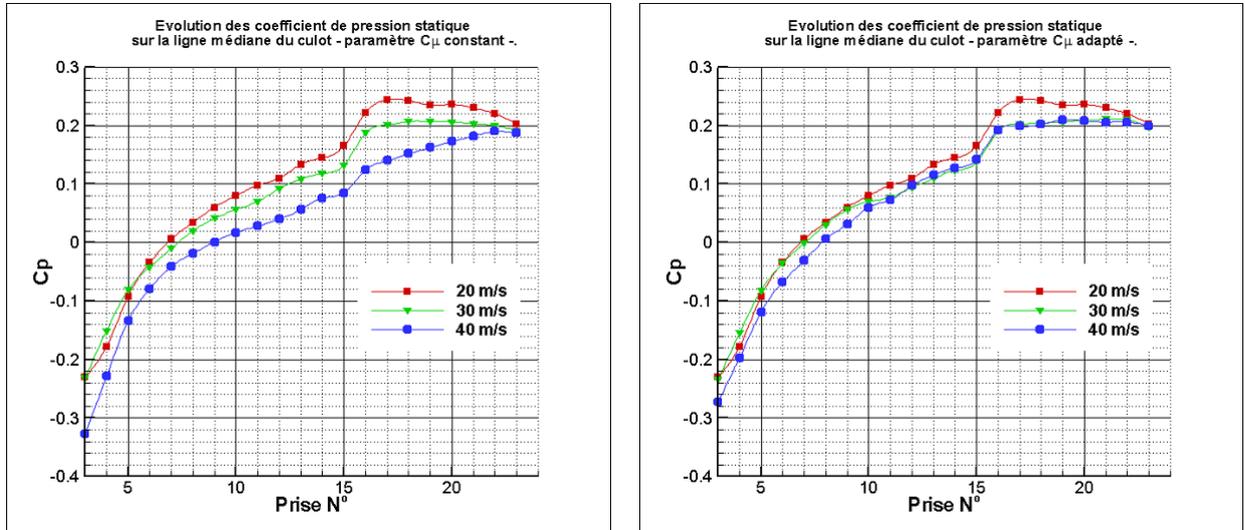
L'influence de chacun des paramètres a été largement documenté. En nous appuyant sur les travaux de *Joseph et al.* [9][22], nous pouvons résumer le jeu des influences dans le tableau (4.1).

4.2.2 Méthodologie

La campagne d'essai menée pour caractériser l'efficacité du contrôle, présentée au chapitre 3, a été menée avec des paramètres de contrôle fixes $P_{alim} = 6bars$, $345 \leq Q_v \leq 355l/min$, $f_j = 190Hz$, $DC = 50\%$. Étant donné l'accroissement de la vitesse U_∞ , le coefficient d'énergie injecté C_μ était fortement réduit : à titre d'exemple, il est divisé par plus de deux en augmentant la vitesse U_∞ de 20 à 30 m/s .

En dehors de toute considération expérimentale, la première raison qui nous a conduit à figer les paramètres est la limitation du circuit d'alimentation, en terme de débit. La pression d'alimentation ne pouvant pas excéder 6 $bars$ afin de garantir sa constance, la section des canalisations limite le débit maximum et ainsi la vitesse des jets, ce quelque soit la fréquence f_j .

Nous avons donc demandé d'effectuer les modifications nécessaires sur le circuit d'alimentation afin de pouvoir accroître le débit maximum jusqu'à environ 900 l/min . Fort de cette modification, nous avons pu conduire une étude paramétrique, en deux temps : d'abord, nous avons tenu à vérifier l'impact du maintien du coefficient C_μ à une valeur constante, puis suivant la méthodologie de Joseph[9] qui consiste à prendre en référence le coefficient de pression statique $C_{p_s} = P_{16} - P_\infty / \frac{1}{2}\rho U_\infty^2$, nous avons cherché le réglage permettant de maintenir un $C_{p_{16}}$ identique pour toutes les vitesses, en se fixant pour objectif d'obtenir le $C_{p_{16}}$ optimum défini par Joseph à 20 m/s , soit environ 0.22.

FIGURE 4.1 – Évolution du C_p de culot sur la ligne médiane

Dans cette quête, nous avons testé une modification de la fréquence des jets. En effet, bien que n'apparaissant pas explicitement dans l'article publié, les recherches⁴ de *Joseph et al* ont montrés qu'un léger décalage de la fréquence des jets, de $-1Hz/(m/s)$ semble maximiser la recompression à la prise de pression 16. Finalement, l'étude des C_p de la ligne médiane du culot incliné (voir figure (4.1)) montre qu'en se basant uniquement sur les valeurs de C_p de la ligne médiane, l'efficacité du contrôle décline avec la vitesse, si l'on maintient le coefficient de quantité de mouvement injectée constant. On remarque surtout que cette baisse d'efficacité est plus marquée à $40 m/s$. Ceci peut s'expliquer par le fait que dans la gamme de débit disponible, maintenir le C_μ constant implique d'abaisser la fréquence de pulsation des jets à des valeurs ($60 Hz$) pour lesquelles le contrôle est moins efficace (Joseph [9]).

Sur la figure (4.1) en revanche, la recherche du C_μ optimum, basé sur l'analyse du C_p à la prise 16, conduit à une efficacité de contrôle comparable pour toutes les vitesses. Nous avons constaté également que le sur-contrôle produit une recompression plus forte. Son impact sur la traînée doit être analysé avant de pouvoir en tirer quelques conclusions, mais nous ne le ferons pas ici ; nous avons préféré orienter nos investigations sur l'évolution du contrôle en fonction du Reynolds. Nous allons d'ailleurs à présent nous concentrer sur la quantification énergétique de ces résultats, ce qui nous amène de nouveau à utiliser le programme développé au chapitre 3.

En plus de l'analyse du coefficient de traînée, la section suivante s'intéressera également

4. Ces recherches sont consignés dans un rapport confidentiel FOSCO.

Vitesse m/s	Re_{eff} $\times 10^6$	Contrôle actif $l/min - Hz - DC\%$	$C_{x_{tot.}}$	$C_{x_{pi}}$	$C_{x_{\Delta U_x}}$	$C_{x_{3D}}$	$C_{x_{Rxx}}$	C_{μ}	ΔC_x
20	2.45	-	0.277	0.465	0.196	0.0432	0.0357	-	-
20	2.45	Qv350-f190-DC50	0.204	0.238	0.049	0.0302	0.0153	0.019	0.073
30	3.68	-	0.227	0.387	0.175	0.0422	0.0273	-	-
30	3.68	Qv350-f190-DC50	0.154	0.189	0.057	0.0321	0.0105	0.008	0.073
30	3.68	Qv405-f180-DC50	0.152	0.188	0.060	0.0352	0.0120	0.011	0.075
40	4.94	-	0.231	0.373	0.159	0.0342	0.0171	-	-
40	4.94	Qv350-f190-DC50	0.151	0.204	0.072	0.0289	0.0099	0.005	0.079
40	4.94	Qv445-f170-DC50	0.144	0.179	0.056	0.0303	0.0095	0.008	0.086

TABLE 4.2 – Résultats bruts des effets du contrôle

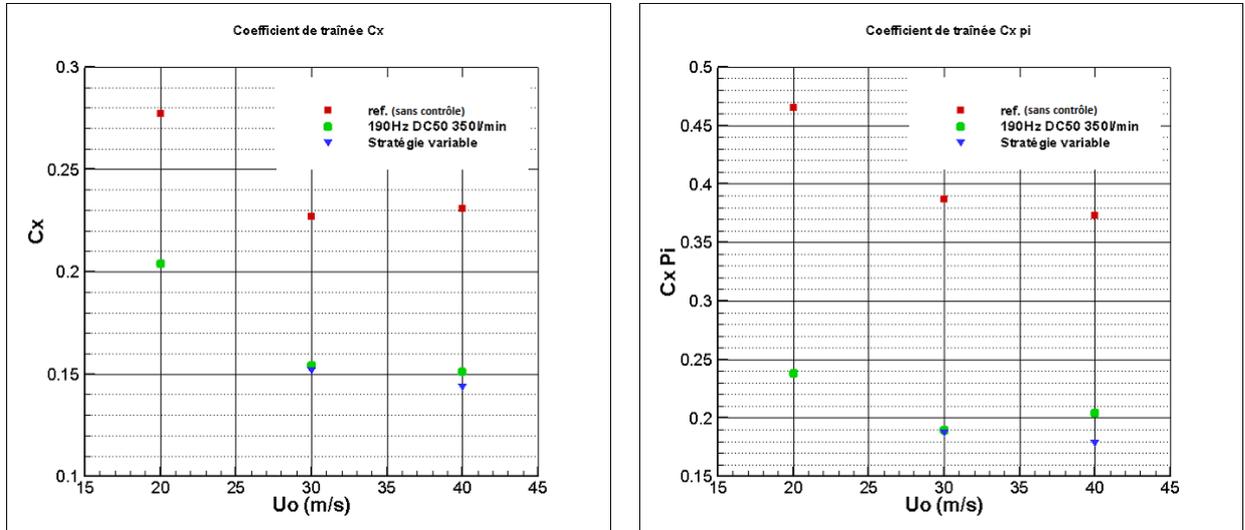
au comportement du contrôle dans le domaine fréquentiel afin de déterminer si l'on peut relier les différents mécanismes observés dans cette étude avec les paramètres de contrôles employés et en particulier, la fréquence de pulsation des jets.

4.3 Analyse des résultats de la nouvelle stratégie

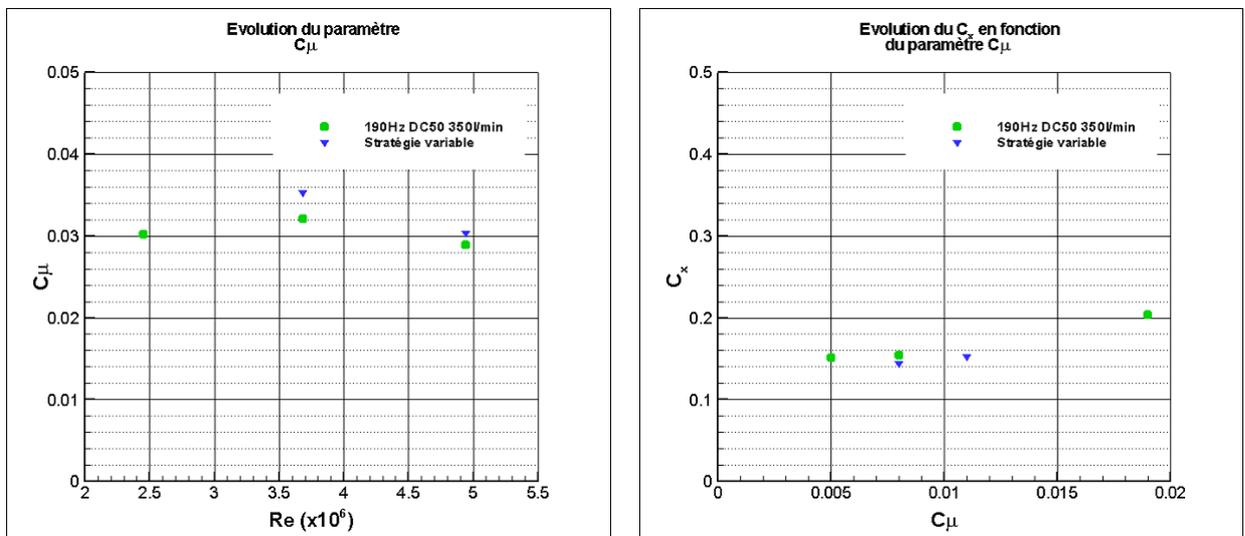
4.3.1 Analyse des effets du contrôle

Jusqu'à présent, nous n'avons pas quantifié l'efficacité du contrôle en fonction de l'augmentation de la vitesse, c'est à dire du Reynolds. Des constatations visuelles, se concentrant sur la partie arrière du corps, nous ont amenés à conjecturer sur la qualité du contrôle, sans toutefois la quantifier. Le tableau (4.2) regroupe les résultats en terme de gain de traînée, obtenus après application du programme sur nos résultats expérimentaux. Ce sont des résultats bruts, c'est à dire non corrigés de l'action de l'effort de contrôle.

Les résultats sont assez surprenants. Contrairement à ce que l'analyse des C_p de culots et des tomographies de C_{pi} semblait indiquer, l'efficacité du contrôle ne décroît pas avec le Reynolds. En analysant la répartition des C_p au chapitre 2 nous avons observé que le contrôle n'avait pas d'effet sur la partie avant, mais qu'en revanche, l'accroissement de la vitesse conduisait à augmenter la dépression localisée à l'avant du corps (voir figure(2.14)). Cette petite dépression, favorable au C_x , compense peut-être la qualité un peu moindre du contrôle. De même, comme nous l'avons noté au chapitre 3, l'écoulement au dessus du culot tend à s'homogénéiser avec la vitesse, ce qui profite au C_x . On notera aussi que la diminution du paramètre C_{μ} semble peu affecter le contrôle dans notre cas. Mais il est de

FIGURE 4.2 – Évolution du C_x brut

toute façon plus intéressant d'analyser ces résultats « bruts » après correction.

FIGURE 4.3 – Évolution du coefficient de quantité de mouvement injectée et de la réduction du C_x brut

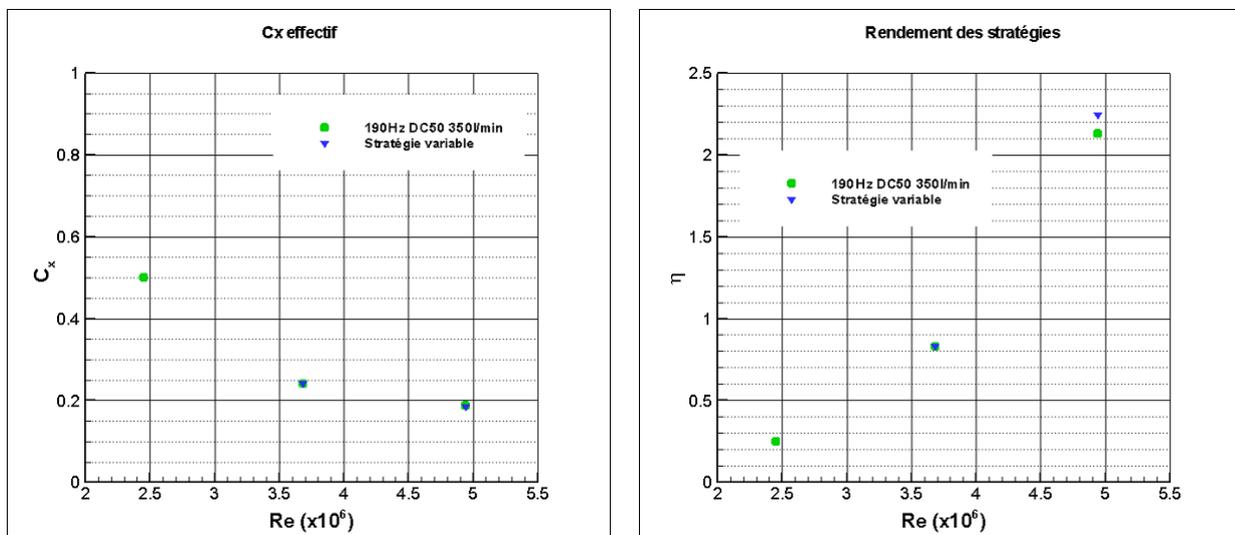
La puissance électrique nécessaire au fonctionnement du système étant d'environ 50 W à laquelle s'ajoute la puissance aéroulque $P_{aro} = \frac{1}{2}\rho S_j U_j^3$ il est force de constater que dans notre étude le contrôle n'est rentable énergétiquement, qu'à partir de 40 m/s. À 30

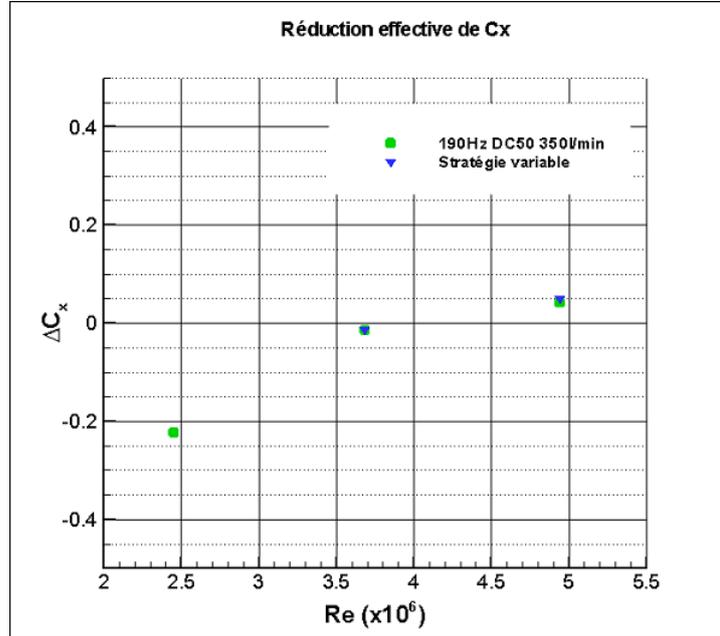
U_o (m/s)	P_c (W)	η	$C_{x_{eff}}$	$\Delta C_{x_{eff}}$	Réduction (%)
20	-	-	0.277	-	-
20	51.9	0.246	0.500	-0.223	-0.593
30	-	-	0.227	-	-
30*	51.9	0.831	0.241	-0.015	-0.061
30**	53.0	0.834	0.241	-0.015	-0.061
40	-	-	0.230	-	-
40*	51.9	2.133	0.189	0.042	0.223
40**	54.0	2.241	0.183	0.048	0.262

* $Q_v 350l/min-f190Hz-DC50\%$ ** $Q_v 405/445l/min-f180/170Hz-DC50\%$

TABLE 4.3 – Résultats de l'efficacité du contrôle

m/s , la situation est équilibrée ; à $20 m/s$ la situation est désavantageuse. Ceci se traduit sur la courbe de rendement, figure(4.4), où seules les stratégies à $40 m/s$ dépassent la valeur 1. De même l'analyse de réduction du C_x effectif, ne montre une réduction réelle qu'à $40 m/s$; cette réduction est par ailleurs très importante, puisque la traînée diminue jusqu'à 26 % dans le meilleur des cas.

FIGURE 4.4 – Évolution du $C_{x_{eff}}$ et du rendement

FIGURE 4.5 – Réduction effective du C_x

4.3.2 Analyse fréquentielle

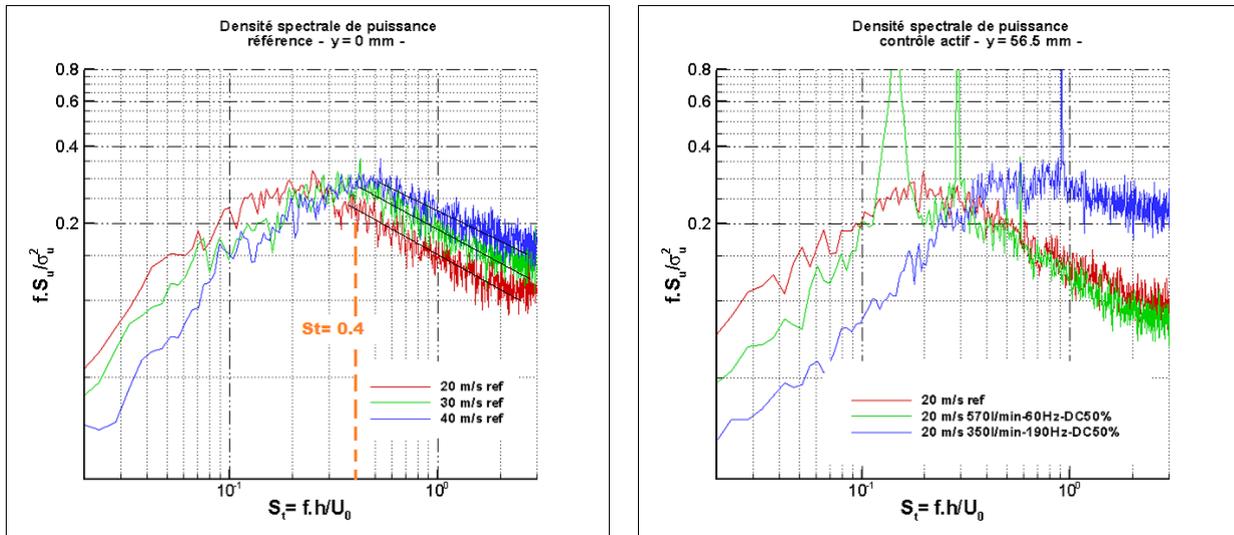
Nous avons évoqué, en nous appuyant sur la courbe des C_p de la ligne médiane, la moindre efficacité du contrôle lorsque, en recherchant un C_μ particulier, on est amené à réduire la fréquence des jets. Une analyse fréquentielle de l'écoulement à l'arrière du corps permet de confirmer cette observation.

Nous avons mis en œuvre une étude des fréquences de l'écoulement en différents endroits du bulbe de décollement dans le but d'identifier les fréquences les plus significatives. Pour ce faire, nous avons mesuré la composante longitudinale de la vitesse en utilisant une sonde à fil chaud simple Dantec 55P11 à différents points de coordonnées ($X/h = 0.1, y, Z/h = 0.5$) ($y = 0mm, y = 56.5mm$ et $y = 112.5mm$), h étant la hauteur de la rampe ($94mm$). Les essais ont été effectués en modulant la fréquence du contrôle en fonction de la vitesse de l'écoulement. Les paramètres de l'expérience sont résumés dans le tableau (4.3). La fréquence d'acquisition, compte tenu que nous recherchons des fréquences basses, est de 2 KHz . Nous effectuons une mesure de 61440 échantillons, puis calculons la densité spectrale de puissance de la composante longitudinale de vitesse (DSP) en utilisant un fenêtrage « Welch » avec un recouvrement de 50 %. Sur la figure (4.6) nous représentons la DSP sans dimension en fonction du nombre de Strouhal basé sur la hauteur du culot du corps $S_t = \frac{f \cdot h}{U_\infty}$. Par souci de concision nous ne présentons que

X/h	Z/h	Vitesse m/s	Contrôle actif l/min – Hz – DC%
0.1	0.5	20	-
			Qv570-f60-DC50
			Qv350-f190-DC50
0.1	0.5	30	-
			Qv550-f70-DC50
			Qv405-f180-DC50
0.1	0.5	40	-
			Qv550-f70-DC50
			Qv445-f170-DC50

TABLE 4.4 – Paramètres de contrôle pour la mesure de la DSP

les résultats aux points $y = 0mm$ et $y = 56.5mm$.

FIGURE 4.6 – DSP à $y = 0mm$ et $y = 56.5mm$

À partir de $S_t = 0.4$ la DSP décroît en moyenne selon une loi en puissance qui ne dépend pas de la vitesse de l'écoulement. Nous constatons également des fluctuations importantes comme il a déjà été observé par d'autres auteurs [22] entre $S_t = 0.4$ et $S_t = 2$ (figure (4.6) à gauche), soit sur une bande de fréquence comprises entre 80 et 800 Hz.

Ces fréquences sont associées aux instabilités de Kelvin-Helmoltz, mises en évidence par la détection des structures cohérentes au chapitre 2.

En nous basant sur les travaux de *Duriez et al.* [13] nous avons tenté de vérifier la relation entre fréquence d'excitation et fréquence de détachement des tourbillons de Kelvin-Helmoltz. Comme le montre la figure (4.6) à droite, les paramètres de contrôle 190 Hz, DC50% se traduisent sur la DSP par une réduction (destruction) des structures associées aux basses fréquences, tandis que les paramètres 60Hz, DC50%, engendrent un spectre d'allure assez similaire avec celui de l'écoulement non contrôlé, ce qui montre la faiblesse du contrôle dans ce cas. La relation, liant la fréquence d'excitation et la fréquence des KHI, issue de [13] s'écrit :

$$\frac{St_e}{St_{Inst.}} = 1 - \frac{DC}{100} \quad (4.8)$$

où St_e est le Strouhal d'excitation, St_{Inst} le Strouhal de détachement tourbillonnaire et DC , le rapport cycle exprimé en %.

Appliqué au cas 20m/s cette relation conduit à un Strouhal de détachement de 1.78 et reste donc dans l'intervalle des hautes fréquences associées au battement de la couche limite que nous avons observé sur la figure de gauche. Il faudrait pousser plus loin ces investigations pour avancer une conclusion définitive, néanmoins l'intervalle fréquentielle correspondant à $1 \leq St \leq 2$ est associé aux KHI sur le corps de Ahmed à culot droit, comme le montre *Lahaye et al.*[1]. On remarquera que les spectres que nous avons obtenus sont, par bien des aspects, similaires à ceux relevés par les auteurs de l'étude précitée.

4.4 Application à un véhicule : perspectives

Les résultats présentés dans ce chapitre ont démontré la nécessité de tenir compte des dépenses énergétiques associées au contrôle, afin de pouvoir dégager le bénéfice réel de celui-ci. En effet, pour notre cas, il a été clairement établi que le gain effectif d'un tel système, s'il est substantiel, ne se produit qu'à des vitesses élevées. Ce constat ne fait donc pas perdre son intérêt au système, bien au contraire, car comme nous l'avons déjà évoqué, la prépondérance des efforts aérodynamiques dans le bilan énergétique de l'avancement d'un véhicule se situe à environ 90 km/h.

Dans notre cas, les résultats obtenus ont également montré que le besoin d'adapter les paramètres de contrôle à la vitesse n'est pas si évident, dans la mesure où le contrôle n'est vraiment efficace que pour la vitesse la plus élevée, mais aussi car le paramètre C_μ ne s'est pas révélé déterminant dans le bilan énergétique final. Si l'on pouvait projeter ces résultats entièrement sur un véhicule réel, le besoin d'un système en boucle fermée ne paraîtrait donc pas évident ; on pourrait se limiter à réduire la traînée dans les cycles de déplacement autoroutier, lorsque le gain est viable.

Partie II

Étude Numérique

Chapitre 5

Présentation du code de simulation numérique

Un des principaux aspects du projet FOSCO est l'amélioration de la compréhension des phénomènes présents dans le décollement de la partie arrière d'un véhicule, vecteur de la majeure partie de la traînée. Dans cette quête, de nombreuses investigations expérimentales sont entreprises. Toutefois, le temps et les moyens nécessaires à cette approche sont importants et font naître le besoin d'une capacité de simulation numérique, dans un esprit de complémentarité. Afin de garantir son efficacité, cette démarche doit se faire avec une exigence, à la fois de précision des résultats fournis par les simulations, mais aussi de rapidité de mise en œuvre. De ce fait, le recours à un code de simulation incluant deux techniques prometteuses, les « Immersed Boundaries Method (IBM) » et la « Detached Eddy Simulation (DES) », prend tout son sens ; la première en réduisant considérablement le temps nécessaire à l'étude, la dernière en répondant à l'impératif de précision. Dans le cadre de notre problématique, le choix des caractéristiques du code développé au département d'ingénierie mécanique et aérospatiale, par S.Pirozzoli et M.Bernardini, est particulièrement adapté. Voyons de quelle manière les différents « ingrédients » de ce code de simulation vont nous aider à accroître notre connaissance de la topologie de l'écoulement de culot de la rampe.

5.1 Le solveur

5.1.1 Méthode numérique

Dans cette section, nous présentons les caractéristiques du « solveur », en entendant par ce terme le noyau du code, c'est à dire la méthode des schémas de discrétisation de

l'espace et du temps employée pour résoudre les équations de Navier-Stokes, appliquées à notre cas. Cette distinction est faite afin de séparer le choix de la méthode de résolution numérique que nous détaillons ici, de l'habillage de cette structure par des outils spécifiques, venant se greffer afin de l'adapter à un problème particulier¹.

L'analyse du contrôle du décollement sur une rampe impose de résoudre un écoulement turbulent présentant un grand nombre d'échelles. Pour ce faire, le schéma numérique retenu devra être précis, stable et peu gourmand en ressources machine[35]. Dans notre cas, il s'agit d'un schéma aux différences finies (FD²), initialement utilisé pour l'analyse de la turbulence dans le domaine compressible, en présence d'onde de choc, puis pour l'étude de la topologie de l'écoulement d'une roue tournante à bas Reynolds [26][25]. Donnons quelques détails de ses caractéristiques. En prenant comme modèle physique de référence la forme intégrale des équations de Navier-Stokes en compressible, pour un gaz parfait :

$$\frac{d}{dt} \int_V \mathbf{u} dV + \sum_{i=1}^3 \int_{\partial V} (\mathbf{f}_i - \mathbf{f}_i^v) n_i dS = 0 \quad (5.1)$$

avec

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_j \\ \rho E \end{bmatrix}, \mathbf{f}_i = \begin{bmatrix} \rho u_i \\ \rho u_i u_j + p \delta_{ij} \\ \rho u_i H \end{bmatrix}, \mathbf{f}_i^v = \begin{bmatrix} 0 \\ \sigma_{ij} \\ \sigma_{ik} u_k - q_i \end{bmatrix}, i, j = 1, 2, 3 \quad (5.2)$$

où \mathbf{u} , \mathbf{f}_i , \mathbf{f}_i^v , sont respectivement le vecteur des variables conservatives, le vecteur des flux convectifs et le vecteur des flux visqueux dans la direction i . Dans le cas d'écoulement sans choc, on peut réécrire (5.1) sous une forme différentielle :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \mathbf{f}_i}{\partial x_i} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \mathbf{f}_i^v}{\partial x_i} \quad (5.3)$$

Afin de garantir une très grande précision, la discrétisation retenue utilise un schéma d'ordre élevé pour l'évaluation des quantités issues du calcul des dérivées partielles de l'équation (5.3). Cette équation conduit aux équations d'Euler en négligeant la viscosité, qui s'expriment en mono-dimensionnel :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial f(u)}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial t} + a(u) \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (5.4)$$

1. Il faut tout de même préciser que, comme tout produit d'ingénierie, un code de simulation, même habillé, ne peut répondre à tous les problèmes. Cependant, si sa structure est bien choisie, il pourra répondre à de nombreux cas, moyennant une adaptation légère ou une simple adjonction, sans avoir à changer le fondamental.

2. FD : finite-difference.

Une semi-discrétisation de l'expression type ci-dessus sur un maillage d'espacement uniforme h et de noeuds $x_j = j.h$ conduit à :

$$\frac{dv_j}{dt} = -Df_i \quad (5.5)$$

où $v_j(t) \approx u(x_j, t)$, $Df_i \approx \frac{\partial f}{\partial x}(x_j, t)$. Comme le rappelle [35], une classe de schémas aux différences finies compacts, permet l'évaluation de Df_j sous la forme :

$$\sum_{m=-M}^M a_m Df_{j+m} = \frac{1}{h} \sum_{l=-L}^L b_l f_{j+l} \quad (5.6)$$

où $f_j = f(v_j(t))$ et les coefficients a_m, b_l permettent de maximiser la précision du schéma. L'ordre minimum de l'erreur de troncature peut atteindre $O(h^{2(L+M)})$ et en paramétrant $b_{-l} = -b_l, a_{-m} = a_m$, on obtient ainsi un schéma aux différences finies centré sans dissipation numérique.

L'équation (5.5) peut être réécrite sous une forme « localement conservative » :

$$Df_i = \frac{1}{h} (\widehat{f}_{j+1/2} - \widehat{f}_{j-1/2}) \quad (5.7)$$

où $\widehat{f}_{j+1/2}$ est le flux numérique. Ceci conduit à une formulation explicite de ce flux numérique, à partir de l'expression (5.6) :

$$\sum_{m=-M}^M a_m \widehat{f}_{j+m+1/2} = \sum_{l=-L+1}^L c_l f_{j+l} \quad (5.8)$$

où $c_{-L+1} = -a_{-L}, c_l = c_{l-1} - a_{l-1}, l = -L+2 \dots L$. Il a été démontré qu'ainsi posé, si le flux numérique vérifie $\widehat{f}(v, \dots, v) = f(v)$, alors la conservation discrète globale de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie est assurée et la convergence vers une solution faible est garantie[25].

Notre solveur utilise une discrétisation à l'ordre six des termes convectifs de l'équation de Navier-Stokes, implémentée sous une forme « séparée » totale [34] :

$$\frac{\partial \rho u_j \psi}{\partial x_j} = \frac{1}{4} \frac{\partial \rho u_j \psi}{\partial x_j} + \frac{1}{4} \left(u_j \frac{\partial \rho \psi}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial u_j \psi}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} \right) + \left(\rho u_j \frac{\partial \psi}{\partial x_j} + \rho \psi \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + u_j \psi \frac{\partial \rho}{\partial x_j} \right) \quad (5.9)$$

Avec :

$$\frac{\partial \rho u_j \psi}{\partial x_j} = Df_i = \frac{1}{h} (\widehat{f}_{j+1/2} - \widehat{f}_{j-1/2}) \quad (5.10)$$

L'avancement en temps est assuré par un algorithme de Runge-Kutta entièrement explicite d'ordre quatre.

5.1.2 Principaux avantages et limitations

Une telle discrétisation des termes convectifs dans les équations de Navier-Stokes garantit une conservation de l'énergie cinétique pour le cas incompressible, en fluide parfait. Ceci constitue un prérequis obligatoire [26] pour le calcul précis d'un écoulement transitoire ou turbulent.

De plus, la prise en compte des effets de compressibilité donne accès au champ acoustique, ce qui dans notre cas, présente un intérêt futur et, dans la perspective d'une parallélisation massive, évite l'implémentation délicate du calcul de la solution de l'équation de Poisson pour la pression. Elle autorise aussi l'usage du raffinement de maillage dans toutes les directions.

La principale limitation de l'emploi d'un tel schéma est sa relative lourdeur en termes de temps de calcul à basse vitesse $M \leq 0.3$, liée à la nécessité de calculer l'évolution temporelle des ondes acoustiques et du pas de temps restrictif; caractéristique pouvant cependant être largement compensée par la parallélisation.

Le schéma, dans sa structure fondamentale, présente donc des caractéristiques très intéressantes pour notre application; non seulement pour ce qui est de la précision recherchée, mais aussi en tenant compte de nos impératifs de temps³. Cependant, dans la mise en œuvre d'une simulation numérique, le temps de calcul est souvent anecdotique devant la tâche que représente la génération d'un maillage de bonne qualité. Cette dernière observation nous amène directement à présenter la deuxième caractéristique de ce code, qui permet de s'affranchir de ce fardeau, le rendant ainsi particulièrement efficace pour notre application.

5.2 Méthode des frontières immergées (IB)

5.2.1 Description de la technique

La technique des frontières immergées, que l'on appelle plus communément⁴ « immersed boundary method » a connu ces dernières années, un regain d'intérêt bien qu'elle soit en réalité assez ancienne, ayant été pour la première fois formulée par C.Peskin en 1972 afin de simuler l'écoulement du sang dans les valves mitrales. La problématique de frontière mobile et déformable a été résolue par une approche différente de résolution des équations de Navier-Stokes, en utilisant une grille cartésienne simple.

Le regain d'intérêt s'explique par le problème que pose dans bien des cas, la génération

3. On espère que le calcul ne dépasse pas le temps d'une série d'essais expérimentaux, sachant qu'une campagne de PIV représente au minimum, une semaine d'essai.

4. Dans la suite, nous nous référerons à cette technique sous l'appellation « IB »

d'un maillage[36], dans la mesure où ce processus est largement manuel et où il est plus difficilement parallélisable lorsqu'il est automatisé⁵, et dans bien des cas requière un post-traitement fastidieux de la géométrie issue d'une CAO.

L'avantage remarquable de la technique IB réside dans sa capacité à pouvoir simuler un écoulement sur un corps de forme arbitraire, sans que le maillage se conforme aux frontières physiques de l'objet (figure (5.1)). Dans une méthode IB, les effets de la géométrie sont donc imposés directement dans la résolution. Initialement formulée pour des applications à faible Reynolds, la recherche actuelle se concentre à présent sur l'utilisation des IB pour le calcul d'écoulements variés. Afin de mieux en mesurer l'intérêt, nous examinons dans la section suivante, leurs diverses formulations.

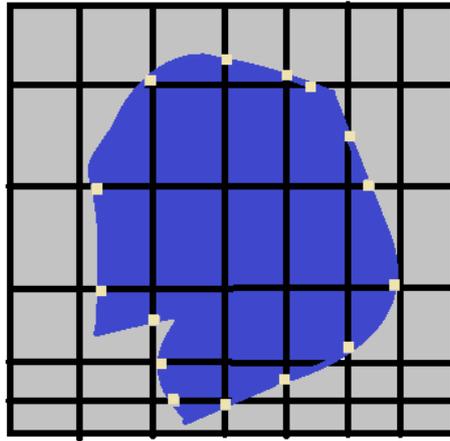


FIGURE 5.1 – Schéma de principe de la technique IB

5.2.2 Principale formulation

Le principe fondamental d'une telle technique repose sur l'incorporation d'un champ de force \mathbf{f} de façon à obtenir la distribution de vitesse \mathbf{V} à la frontière de l'objet, ce qui revient à résoudre \mathbf{u} dans les équations de Navier-Stokes modifiées [21] :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla(\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{f}, \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (5.11)$$

5. Même décomposé en sous-domaines parallélisables, l'algorithme est souvent séquentiel du fait de l'interaction avec les autres sous-domaines.

Ainsi formulé, il n'y a aucune restriction sur la distribution de vitesse \mathbf{V} , ni sur la forme ou le mouvement de la frontière \mathbf{S} . De plus, et cela constitue le principal avantage de cette méthode, \mathbf{f} peut être appliqué sur un maillage cartésien, comme sur la figure(5.1).

Deux classes de forçage sont utilisées pour imposer les conditions à la frontière :

1. Le forçage continu : cette technique est héritée de la première formulation de C.Peskin qui avait recours à la fonction Dirac[3] pour relier un jeu de contraintes en coordonnées Lagrangiennes aux points du maillage exprimés en coordonnées Eulériennes. Le concept a été par la suite généralisé par Goldstein[36] sous la forme :

$$\mathbf{f}(x_s, t) = \alpha_f \int_0^t [\mathbf{u}(x_s, t') - \mathbf{V}(x_s, t')] dt' + \beta_f [\mathbf{u}(x_s, t) - \mathbf{V}(x_s, t)], (\alpha_f \beta_f) < 0. \quad (5.12)$$

où $\mathbf{f}(x_s, t)$ est le forçage et $\mathbf{V}(x_s, t)$ la vitesse à la surface de la frontière, de sorte que $\mathbf{u} = \mathbf{V}$ sur la frontière. En posant $\mathbf{q} = \mathbf{u} - \mathbf{V}$, on peut réécrire l'équation (5.1) :

$$\frac{d\mathbf{q}}{dt} \approx \mathbf{f} = \alpha_f \int_0^t \mathbf{q} dt' + \beta_f \mathbf{q} \quad (5.13)$$

Ainsi écrite, l'équation (5.9) est un simple oscillateur amorti de fréquence $(1/2\pi)\sqrt{|\alpha_f|}$ et d'amortissement $-\beta_f/2\sqrt{|\alpha_f|}$, tel que lorsque \mathbf{u} diffère de \mathbf{V} le forçage \mathbf{f} rappelle \mathbf{u} à la valeur \mathbf{V} . Les principaux écueils de cette technique de forçage sont que les constantes α_f et β_f sont soit dépendantes de l'écoulement et doivent donc être calculées systématiquement, soit suffisamment importantes pour être indépendantes mais sans règle de détermination. Par ailleurs, cette formulation implique un pas de temps très réduit ($CFL = O(10^{-2} - 10^{-1})$)⁶, incompatible avec le calcul d'écoulements tridimensionnels complexes.

2. Le forçage direct⁷ développé par Mohd-Yosuf[36] est une alternative au forçage continu qui permet de lever les restrictions de la méthode précédente. Dans ce cas le forçage \mathbf{f} est incorporé à l'équation (5.1) discrétisée en temps[21] :

$$\frac{\mathbf{u}^{l+1} - \mathbf{u}^l}{\Delta t} = RHS^{l+1/2} + f^{l+1/2} \quad (5.14)$$

où $RHS^{l+1/2}$ regroupe les termes convectifs et visqueux, et le gradient de pression. Ainsi la valeur de $\mathbf{f}^{l+1/2}$ conduisant à $\mathbf{u}^{l+1/2} = \mathbf{V}^{l+1}$ sur la frontière s'écrit :

$$\mathbf{f}^{l+1/2} = -RHS^{l+1/2} + \frac{\mathbf{V}^{l+1} - \mathbf{u}^l}{\Delta t} \quad (5.15)$$

6. Il est possible sous certaines conditions très particulières[21] d'aller jusqu'à $CFL = 0.5$

7. on retrouve également l'appellation « forçage discret »

Ce type de forçage est dit « direct » car la valeur de la vitesse est imposée indépendamment de l'écoulement, directement à la frontière, sans avoir recours à aucun processus dynamique, ni constante à choisir et calculer. Ainsi, elle ne demande pas non plus de ressources machine supplémentaires et n'influence pas la stabilité du schéma retenu. En revanche, la méthode d'interpolation linéaire utilisée pour le calcul de la vitesse au voisinage de la paroi n'est pas suffisante pour évaluer correctement la viscosité turbulente au moyen d'un modèle RANS, restreignant son application aux écoulements « bas-Reynolds ». L'emploi d'une fonction de paroi, dont nous présenterons le principe plus loin, permet de pallier cette limitation.

5.2.3 Caractéristiques d'intégration au code

Les méthodes de forçage direct comprennent les approches simplifiées, notamment les méthodes d'interpolation. Notre code utilise notamment cette technique, reprenant le travail de *DePalma et al.*[7] pour l'implémentation de l'IB au cas de l'écoulement compressible visqueux.

Dans chaque maille interceptée par la frontière de la géométrie une interpolation linéaire est réalisée afin de déterminer la distribution de vitesse appropriée afin de respecter la vitesse imposée à la frontière. Pour ce faire, le point P le plus proche de la frontière, désigné comme interface, est déterminé. À ce point, la vitesse est calculée par interpolation linéaire entre la condition de vitesse à la frontière B et le premier point voisin A selon la direction correspondante (voir figure(5.2)).

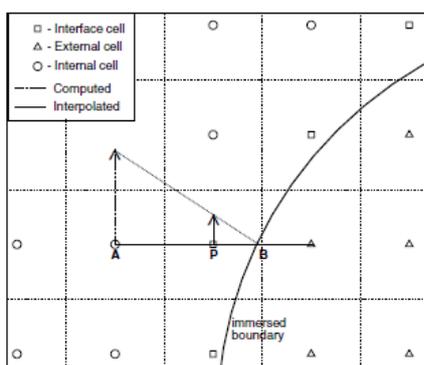


FIGURE 5.2 – Schéma d'interpolation au second ordre

Il est à noter que le calcul de l'interpolation est précis à l'ordre 2 et nécessite un algorithme détectant les cellules interfaces. Ce dernier ingrédient est implémenté sur la base des travaux de O'Rourke[29].

Ainsi conçu, notre code facilite la génération du maillage, grâce à l'emploi de la technique IB. De plus, il comporte un algorithme qui permet la lecture de la géométrie au format « .stl » : en d'autres termes il suffit de déposer un fichier issu de la CAO dans les entrées du code source, et de générer une grille cartésienne adéquate avant de pouvoir démarrer une simulation. Ces prérequis sont donc remplis en moins d'une journée même pour un utilisateur inexpérimenté.

À présent il nous reste à examiner une autre caractéristique du code, qui offre le double avantage d'une grande précision au prix d'un temps machine très abordable : la technique de simulation des tourbillons détachés.

5.3 DES : Simulation des tourbillons détachés

5.3.1 Présentation de la technique

La technique dite de « simulation des tourbillons détachés », communément appelée DES⁸, a été proposée par Spalart afin de pouvoir appliquer toute la puissance de la LES à des cas où le domaine de simulation demanderait un nombre de points déraisonnablement trop grand pour envisager son utilisation. En effet, l'intérêt de la DES, étant un modèle hybride combiné de LES et de RANS, est de permettre le calcul d'un écoulement dans un domaine de taille L comportant des tourbillons énergétique de taille $l \ll L$. Dans le cas d'un écoulement décollé en 3D, pour le calcul par LES, une échelle $l \ll L$ avec l arbitrairement grand requiert 64^3 points. Ainsi, dans une couche limite où $l < \delta < L$ le nombre de points nécessaires dépasse très rapidement les capacités de calcul à disposition.

Initialement basé sur un modèle RANS Spalart-Allmaras (SA), cette technique peut être implémentée avec d'autres modèles RANS. Voyons sa formulation, basée sur le modèle S-A, que nous rappelons brièvement[12]. Dans le modèle S-A, la viscosité turbulente se calcule :

$$\mu_t = \rho \widehat{\nu} f_{v1} \quad (5.16)$$

En utilisant l'équation de transport :

$$\frac{\partial \widehat{\nu}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \widehat{\nu}}{\partial u_j} = c_{b1}[1 - f_{t2}] \widehat{S} \widehat{\nu} - [c_{w1} f_w - \frac{c_{b1}}{K^2} f_{t2}] \frac{\widehat{\nu}^2}{d} + \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (\nu + \widehat{\nu}) \frac{\partial \widehat{\nu}}{\partial x_j} + c_{b2} \frac{\partial^2 \widehat{\nu}}{\partial x_j^2} \right] + f_{t1} \Delta U^2 \quad (5.17)$$

8. Pour Detached Eddy Simulation

Le calcul du terme de production \widehat{S} s'exprime :

$$\widehat{S} = f_{v3}S + \frac{\widehat{\nu}}{K^2 d^2} f_{v2} \quad (5.18)$$

Nous ne détaillons pas ici l'expression des termes f_{vi} ; il est simplement important de remarquer que le terme de production \widehat{S} et l'équation de transport font intervenir la quantité d qui est la distance à la paroi.

Ainsi, en substituant d par \widehat{l} dans la formulation du modèle S-A, avec :

$$\widehat{l} = \min(d, C_{DES}\Delta) \quad (5.19)$$

où \widehat{l} est la nouvelle échelle du modèle RANS-SA basé, à présent, également sur la taille de la maille Δ . C_{DES} est une constante, fixée à 0.65.

Dès lors, l'écoulement peut être divisé en deux zones :

1. les régions où $\widehat{l} = d$ où la turbulence est calculée par le modèle RANS. Typiquement, ces régions correspondent à la couche limite où $\Delta \gg \delta \gg \widehat{l}$.
2. les régions où $d = C_{DES}\Delta$, où la turbulence est calculée en LES : les échelles sont résolues jusqu'à l'échelle \widehat{l} à partir de laquelle elles sont modélisées par le RANS S-A, agissant ainsi en tant que modèle de sous-maille.

Bien entendu, les équations résolues sont les mêmes dans les deux régions et de ce fait, il n'y a pas deux régions distinctes : le lissage s'effectue de lui-même.

Dans le cas d'une grille tridimensionnelle, Δ se formule :

$$\Delta = \max(\Delta_x \Delta_y \Delta_z) \quad (5.20)$$

5.3.2 Fonction de paroi et discussion

La DES propose donc une solution très séduisante pour le calcul d'écoulement décollé, dans la mesure où la précision de la LES pour ces zones assure une grande qualité de résultats, tandis que le coût machine reste modéré puisque l'essentiel de la couche limite est calculée, précisément elle aussi, par le modèle RANS S-A. Il faut noter que la couche limite étant potentiellement calculée par le modèle RANS jusqu'un peu après le point de décollement, l'implémentation d'un modèle RANS réputé pour sa capacité à prédire la séparation tel que le SST de Menter, peut présenter un intérêt. Strelets[27] suit cette idée et compare le modèle S-A avec le SST pour divers cas de décollement. L'avantage du modèle à deux équations sur le S-A n'apparaît pas clairement dans son étude ; il faut toutefois être prudent et garder à l'esprit qu'une dépendance au schéma du solveur est possible et ne permet donc pas de généraliser ces résultats.

Prise individuellement, la DES s'intègre relativement facilement dans le code ; de même pour la technique IB. En revanche, il est plus délicat de faire cohabiter ces deux techniques. En effet, le principal problème posé par le calcul à haut Reynolds d'une couche limite par un modèle RANS reste le besoin d'une résolution très fine de la grille près de la paroi, que l'on peut obtenir par une stratégie de raffinement appropriée. Cependant, l'interpolation linéaire utilisée pour le calcul de la condition à la frontière imposerait une résolution trop élevée pour capter de façon optimale les non-linéarités de la turbulence au voisinage d'une paroi[8].

Afin de résoudre ce problème, il est possible d'utiliser une « fonction de paroi⁹ » dont le principe repose sur une modélisation de la couche proche de la frontière, gouvernée par la solution RANS externe à cette couche. Ainsi, la couche proche-paroi peut être modélisée par une équation de couche limite[8] :

$$\frac{\partial}{\partial x_{nIB}} = [(\mu + \mu_t) \frac{\partial u_i}{\partial x_{nIB}}] = F_i \quad (5.21)$$

où x_{nIB} est l'abscisse curviligne dans la direction de la normale à la paroi. Le membre de droite F_i est en général la somme des termes instationnaires, convectifs et du gradient de pression, mais peut se limiter à ce dernier :

$$F_i = \frac{\partial}{\partial t} \rho u_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho u_i u_j + \frac{\partial p}{\partial x_i} \approx \frac{\partial p}{\partial x_i}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (5.22)$$

La zone logarithmique de la couche est calculée en fonction de u_τ , obtenu par exemple, au pas de temps de l'itération. Pour chaque cellule comportant une face IB, une sous-grille commençant au point F_i est ainsi intégrée jusqu'à la paroi. La viscosité turbulente est quant à elle, évaluée par un modèle de type « longueur de mélange » avec une fonction d'amortissement de paroi :

$$\frac{\mu_t}{\mu} = K x_{nIB}^+ (1 - e^{-(x_{nIB}^+/A^+)})^2, \quad A^+ = 19 \quad (5.23)$$

où $K = 0.41$ est la constante de Karman et x_{nIB}^+ :

$$x_{nIB}^+ = \frac{\rho u_\tau}{\mu} x_{nIB} \quad (5.24)$$

Avec une telle formulation, on génère la sous grille, dont l'allure est visible figure (5.3)[8].

Le problème que peut poser la combinaison IB-DES-Wall-Fonction réside dans l'implémentation de cette dernière : en quelque sorte l'écoulement se trouve forcé en RANS près

9. En général, on parle de « Wall-fonction »

de la paroi par la W-F, or, nous l'avons vu, l'objet de la DES est de capter les échelles de taille $\widehat{l} > \delta$ juste après la séparation. Ces deux techniques peuvent alors entrer en conflit dans certain cas, dans la mesure où le point de séparation n'existe plus du fait de la W-F qui « recolle » systématiquement l'écoulement. Une approche zonale de la DES peut alors par exemple, résoudre ce problème, mais on peut imaginer d'autres solutions.

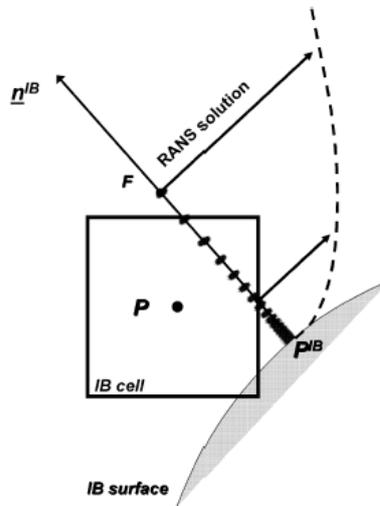


FIGURE 5.3 – Fonction de paroi : modèle à deux zones

5.4 Quelques résultats

5.4.1 Déroulement du projet

Le code qui vous a été présenté est le fruit du travail S.Pirozzoli et M.Bernardini de l'université La Sapienza à Rome. Il nous a été confié pour les besoins de notre étude, dans le cadre d'une synergie avec le laboratoire DynFluid. Le code initial, comme nous l'avons évoqué, a fait ses preuves pour l'étude de la topologie de l'écoulement appliquée à une roue[26] à bas Reynolds. La physique de notre problème étant différente, le laboratoire romain s'est chargé d'implémenter un modèle RANS S-A, compatible avec le Reynolds élevé de notre cas ($O(10^6)$).

Notre intervention a consisté, après prise en main du code¹⁰, à l'appliquer à notre cas pour relever les erreurs liées à l'incorporation du modèle RANS. Après un apprentissage

10. Le code ne possède pas d'interface graphique. Il est constitué d'une trentaine de programmes écrits

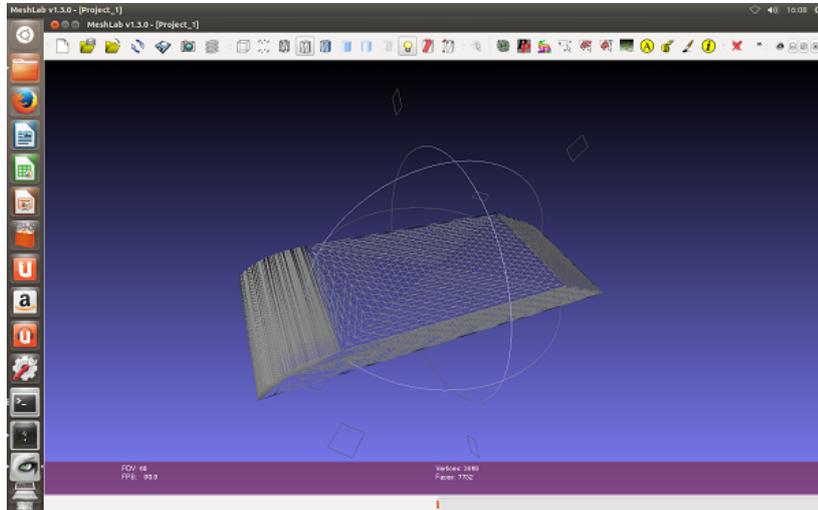


FIGURE 5.4 – Traitement de la géométrie sous résolue

de l'environnement en commande Linux et de quelques notions de Fortran, notre premier essai a été lancé avec une grille $512 \times 64 \times 48$ points appliquée à un domaine de dimensions $10^4 \times 1.510^3 \times 10^3$ unités, pour un corps de dimensions $1050 \times 0.389 \times 0.094$ unités¹¹.

5.4.2 Application du code

Après essai, il est apparu un premier problème à résoudre : la qualité du dessin 3D en CAO de la géométrie ne permet pas d'évaluer correctement la viscosité turbulente. En effet, pour son calcul la distance à la paroi est importante et cette information doit être répertoriée finement dans toutes les directions. Or, compte tenu de la technique de calcul des normales à la paroi par un algorithme utilisant les faces des triangles qui constitue la « peau » de notre géométrie¹², il s'est avéré que ces triangles n'étaient pas assez nombreux pour aboutir à un calcul correct.

Pour résoudre ce problème, nous avons eu recours au logiciel MeshLab[18]. Ce free-ware¹³ développé par l'ISTI à Pise (Italie) est un logiciel de traitement de maillage 3D,

en Fortran, auquel il faut parfois apporter des modifications pour le besoin du calcul : gestion du nombre de processeurs utilisés, stockage des résultats, etc..

11. Dans le domaine de calcul les unités sont arbitraires ; on spécifie seulement la physique de l'écoulement en Reynolds par millimètre. Tout peut donc être exprimé en pouces ou en coudées(!) pourvu que le nombre en Re/mm soit juste.

12. Les géométries en « .stl » pour stéréolithographie sont définies par une surface décomposée en petits triangles.

13. logiciel libre de droits.

essai \ Dir.	\vec{x}	\vec{y}	\vec{z}	Nbre de pts $\times 10^6$	résultats
1	512	96	64	3.15	!
2	768	96	64	4.7	!
3	768	128	96	9.4	!
4	1024	128	96	12.6	!
5	1024	192	128	25.2	!
6	1280	192	128	31.5	!
! : <i>séparation avant</i>					

TABLE 5.1 – Maillages testés

offrant de nombreuses possibilités de reconstruction. Nous avons appliqué ses possibilités à notre géométrie en nous limitant à $\approx 2.10^5$ faces, afin de limiter par la suite le temps de calcul des normales par le code.

Ce problème résolu, nous avons poursuivi notre étude avec la grille $512 \times 64 \times 48$, puis avec une série de maillages plus raffinés¹⁴ résumée dans le tableau (5.1).

5.4.3 Discussion

Sur la figure(5.5) on remarque que l'application du code prédit une séparation à l'avant du corps qui n'a pas été constatée expérimentalement, ni par visualisation, ni par mesures. Ce problème a été résolu par la suite en ajoutant un fonction de paroi (W-F). Il s'en est suivi un problème d'absence de séparation due à la combinaison W-F/DES.

Des modifications tenant compte de ces limitations ont été entreprises ; pour une question de temps, elles n'ont cependant pas encore pu être testée sur notre cas. Les résultats expérimentaux ont permis de contrôler, au fur et à mesure de l'avancement du développement, que la topologie de l'écoulement simulée était bien respectée. À la lumière de ces résultats, le laboratoire italien est parvenu à surmonter les difficultés rencontrées et, à l'heure où nous écrivons ces lignes, le code ainsi conçu est fonctionnel. Il constitue aujourd'hui un outil performant pour le calcul d'écoulements turbulents décollés, tant en terme de précision, grâce à la DES, qu'en terme de d'efficacité, à la vue de la simplicité de sa mise en œuvre, due à la technique « immersed boundary ». Ainsi, les rapports temps-maillage/temps machine et précision/temps machine n'ont jamais été aussi favorables.

14. Afin d'optimiser le temps de calcul, nous n'avons pas retenu la méthode classique de dichotomie pour le raffinement du maillage.

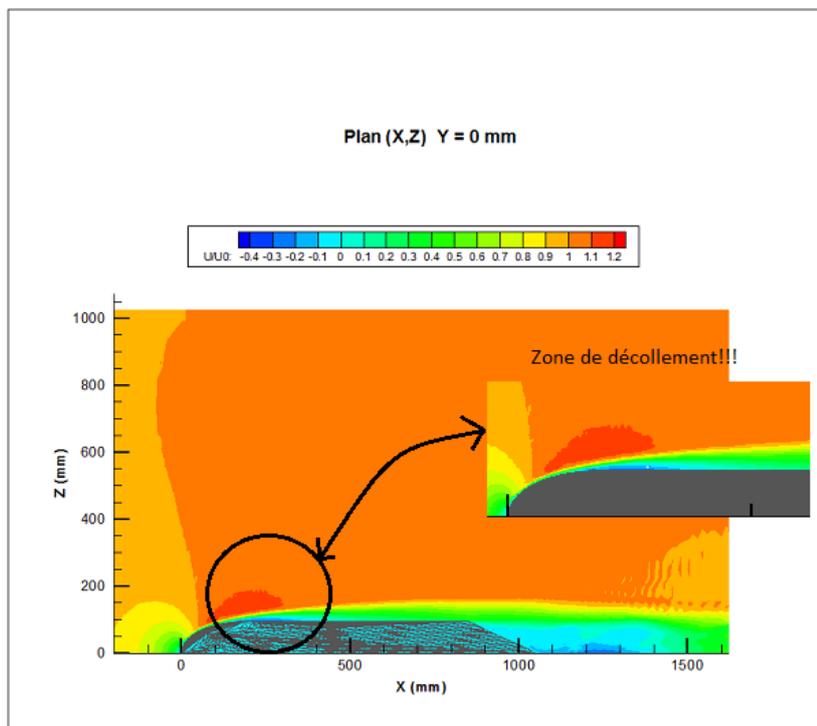


FIGURE 5.5 – Phénomène de séparation

Chapitre 6

Moyens de calculs

Pour les besoins de l'étude numérique nous avons été confronté au besoin de puissance de calcul. Bien que le code utilisé soit assez léger et parallélisé, la taille des maillages 3D font que le temps de calcul est compris dans un intervalle allant de quelques jours à quelques semaines, selon la puissance disponible. Assez tôt, le nombre d'essais (trois Reynolds différents) et de points à calculer ont rendu l'utilisation d'un seul ordinateur personnel incompatible avec le déroulement du projet. Il a donc fallu trouver une solution pour accélérer les calculs et nous nous sommes intéressé au calcul scientifique parallèle et réalisé un cluster avec quatre ordinateurs de bureau, soit 16 processeurs. Par la suite, nous avons pu bénéficier des moyens de calcul de l'IAT et ainsi « faire tourner » le code sur 32 processeurs.

6.1 Notions de calcul scientifique

6.1.1 Vocabulaire

Lorsque nous avons commencé à nous intéresser au calcul scientifique parallèle, nous avons été confronté à la confusion qui règne dans l'emploi du vocabulaire relatif au calculateur : certains nomment « processeur » ce que d'autres appellent « cœur » et la technologie dite d'hyper-threading ajoute au flou. Il est pourtant nécessaire de s'entendre sur la terminologie afin d'estimer les performances. Nous nous basons donc ici sur le vocabulaire employé par Dell pour le calcul scientifique [11], pour définir un « système¹ » :

1. Un châssis, regroupe un ensemble de « noeuds² ».

1. En : system

2. En : nodes

2. Un noeud comprend un ou plusieurs « socket ».
3. Un socket reçoit un « processeur³ ».
4. Un processeur contient un ou plusieurs « coeurs⁴ »(CPU)
5. Un coeur réalise les FLOPs

L'unité de calcul est le « FLOP » pour « FLoating-point-OPeration » et correspond à une opération mathématique avec un nombre flottant par cycle d'horloge. Communément, un ordinateur de bureau produit 4 FLOPs par cycle, mais les processeurs dédiés au calcul scientifique (Intel Xeon nouvelle génération, par ex.) sont capables de 8 opérations par cycles.

La performance du système est donnée par la relation :

$$FLOPS = N(chassis) \times P \frac{nodes}{chassis} \times Q \frac{sockets}{node} \times R \frac{cores}{socket} \times S \frac{GHz}{core} \times T \frac{FLOPs}{cycle} \quad (6.1)$$

soit pour un simple ordinateur :

$$Nbre. \ FLOPs = Nbre. \ coeurs \times Frq.Horloge \times Nbre. \ Flops/cycle \quad (6.2)$$

Aujourd'hui le « multi-threading » est largement développé et la plupart des ordinateurs récents sont dotés de processeurs « multi-thread », c'est à dire capable de partager l'état d'un processus et d'exécuter indépendamment et en parallèle plusieurs tâches. Sur un plan comptable, chaque coeur est ainsi comme 2 CPUs logiques ; l'accroissement de performances cependant dépend de la gestion des tâches.

6.1.2 Principe de la parallélisation

On distingue deux types de parallélismes[28] :

1. Le parallélisme spatial, qui consiste à multiplier le nombre d'unités de calcul.
2. Le parallélisme temporel, qui repose sur le recouvrement synchronisé d'instructions similaires et successives, appelé également « pipe-line ». Ce mode de fonctionnement, semblable à des chaînes d'assemblage parallèle, permet à chaque pas de temps de produire une unité, lorsqu'il faut n pas de temps pour produire une unité.

L'architecture du partage de la mémoire conditionne la performance quelque soit le type de parallélisme utilisé, puisqu'elle permet au système de s'échanger les données nécessaires aux opérations se déroulant simultanément. Pour un vue plus complète des types d'architectures, on consultera avec profit[28]. Résumons ces types en quelques mots :

3. En : processor

4. En : cores

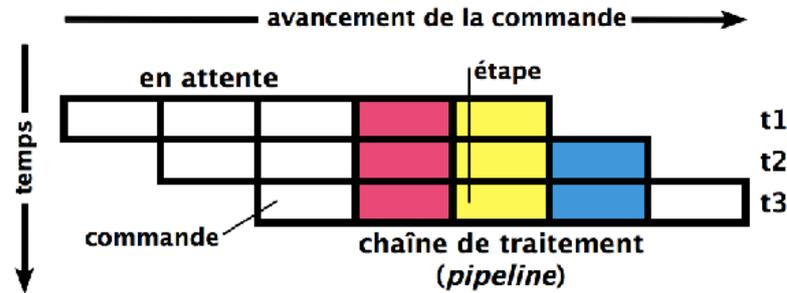


FIGURE 6.1 – Parallélisme temporel

1. la mémoire entrelacée : spécifique au calcul scientifique, on retrouve cette architecture dans les super-calculateurs dits « vectorisés ». La mémoire est scindée en blocs et est utilisée selon le principe du parallélisme temporel.
2. la mémoire hiérarchisée : une mémoire appelée « cache » fait office de tampon entre le processeur et la mémoire du système. On peut augmenter le nombre de niveaux de caches du système pour accroître sa performance, mais celle-ci n'évoluera pas linéairement avec le nombre de processeurs.
3. la mémoire distribuée : chaque processeur possède une mémoire locale et est relié à un réseau de communication pour le partage des données. Ce type d'architecture est aussi connu sous le nom de cluster lorsqu'elle est appliquée à des ordinateurs personnels.
4. l'architecture hybride des accélérateurs graphiques GPU : cette architecture est similaire à celle des calculateurs vectorisés, mais son principe relève du parallélisme spatial.

Pour satisfaire notre besoin de puissance de calcul, nous avons assemblé un petit cluster de calcul avec ordinateur personnel, comportant chacun deux cœurs multi-threads soit au total 16 processeurs.

6.1.3 Cluster

Le montage de ce cluster s'est effectué assez facilement avec le système d'exploitation Ubuntu sur base Linux. Il est constitué simplement de quatre PCs mis en réseau, échangeant leurs données via le protocole ssh. Le logiciel libre Mpich gère l'attribution des tâches entre les ordinateurs.

Notre problématique fut la suivante : nous avons trois simulations de nombres de Reynolds différents à calculer, ce qui représente environ 4 jours de calcul par essai sur un

ordinateur comportant 4 CPUs logiques. En utilisant les 16 CPUs du cluster, gagnerions-nous un jour de calcul? La réponse à cette question, est malheureusement : non. Tests à l'appui, 100 cycles sont réalisés en 15 minutes soit environ 9s par cycles. Au moyen du cluster, la vitesse obtenue est d'un peu plus de 3s par cycle. Le temps de calcul est donc divisé par 3 au mieux, ceci étant du au temps de latence du réseau de communication et des mémoires de chacun des PCs. L'architecture cluster n'est donc pas linéaire, mais nous ne connaissons pas l'efficacité de la parallélisation du code. En conséquence, il vaut mieux effectuer le calcul de chaque Reynolds simultanément sur 3 PCs.

Fort de ce constat, nous avons souhaité quantifier le degré de parallélisme du code de calcul.

6.2 Étude de la parallélisation

6.2.1 Moyens et méthodologie

Pour réaliser cette étude nous avons bénéficié de la station de calcul de l'IAT dotée de 16 coeurs multi-threads, soit 32 CPUs logiques.

Notre méthodologie est la suivante : nous utilisons un maillage peu résolu de $512 \times 64 \times 48$ et une géométrie comportant environ 7000 faces. Ce choix est motivé par le fait que pour chaque configuration, il faudrait au préalable calculer la géométrie avant de lancer le comparatif de calcul. Or, l'algorithme de calcul en charge de la géométrie est séquentiel, ce qui peut prendre beaucoup de temps avec un seul processeur.

Pour chaque configuration, nous faisons trois essais de 100 cycles :

- un essai sans sauvegarde de données ;
- un essai avec une sauvegarde de données ;
- un essai avec une sauvegarde de données tous les 10 cycles ;

6.2.2 Résultats

Afin d'évaluer la part du code parallélisable et afin de la distinguer de la part qui ne l'est pas, on introduit la loi d'Amdhal. Si on pose T le temps total, T_s le temps séquentiel et T_p le temps parallélisable, et en supposant que la part parallélisable soit parfaitement répartie et s'exécute sans surcoût, le temps sur np processeurs s'exprime :

$$T_{np} = T_s + \frac{T_p}{np} \quad (6.3)$$

En notant α la part du temps d'exécution parallélisable, la loi d'Amdhal s'écrit :

$$A_{np} = \frac{T}{T_{np}} = \frac{1}{(1 - \alpha) + \frac{\alpha}{np}} \quad (6.4)$$

Nbre de procs.	10 save Temps (s)	1 save Temps (s)	0 save Temps (s)
1	1026.59	808.52	784.36
2	566.16	455.14	431.52
4	288.32	224.84	219.27
8	154.84	123.8	120.61
16	100.06	63.8	61.06
32	64.62	46.28	44.9

TABLE 6.1 – Résultats des essais de parallélisation

En remarquant que lorsque np est grand :

$$\lim_{np \rightarrow \infty} A_{np} = \frac{1}{1 - \alpha} \quad (6.5)$$

L'accélération maximale est donc toujours bornée par $\frac{1}{1 - \alpha}$.

L'efficacité, c'est à dire le rapport entre l'accélération effective et l'accélération opti-

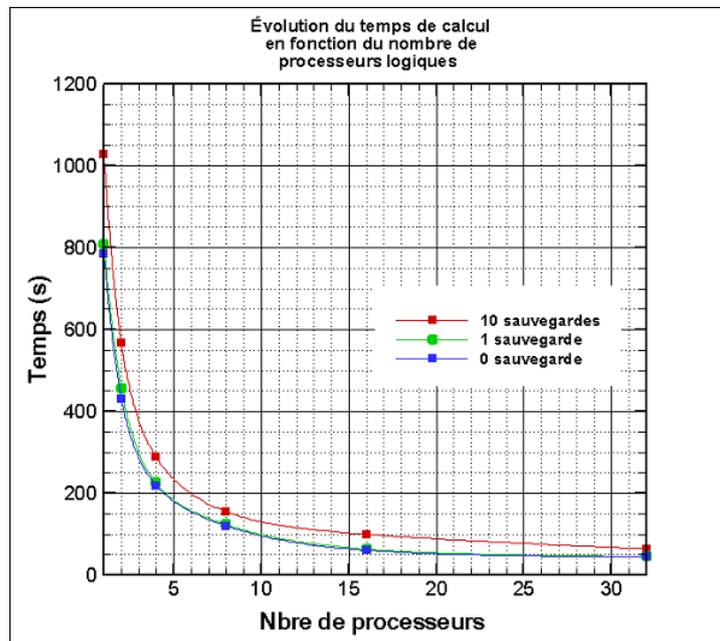


FIGURE 6.2 – Évolution du temps machine

Nbre de procs.	10 save	1 save	0 save
	A_{np}	A_{np}	A_{np}
1	1.00	1.00	1.00
2	1.81	1.78	1.82
4	3.56	3.60	3.58
8	6.63	76.53	6.50
16	10.26	12.67	12.85
32	15.89	17.47	17.47

TABLE 6.2 – Accélération du code

Nbre de procs.	10 save	1 save	0 save
	E_{np}	E_{np}	E_{np}
1.00	1.00	1.00	1.00
2.00	0.91	0.89	0.91
4.00	0.89	0.90	0.89
8.00	0.83	0.82	0.81
16.00	0.64	0.79	0.80
32.00	0.50	0.55	0.55

TABLE 6.3 – Efficacité du code

male⁵, en suivant le formalisme de la loi d'Amhdal, s'exprime :

$$E_{np} = \frac{A_{np}}{np} = \frac{1}{(1 - \alpha)np + \alpha} \quad (6.6)$$

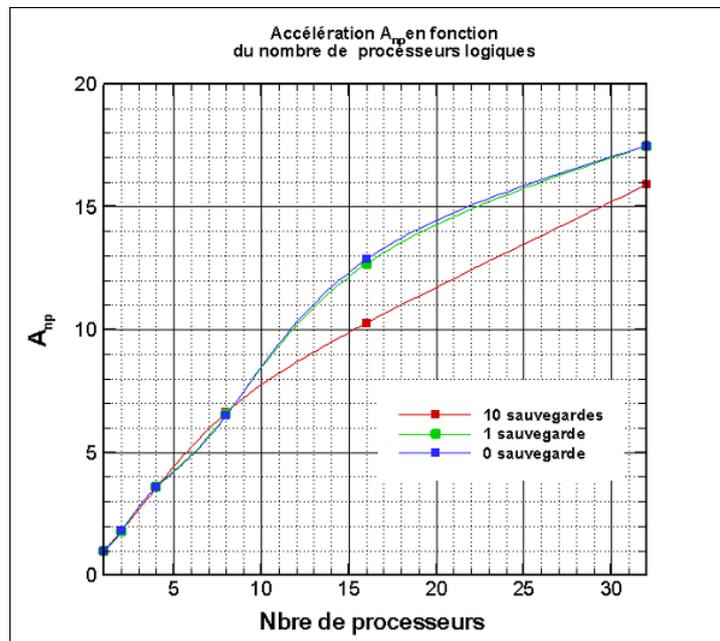
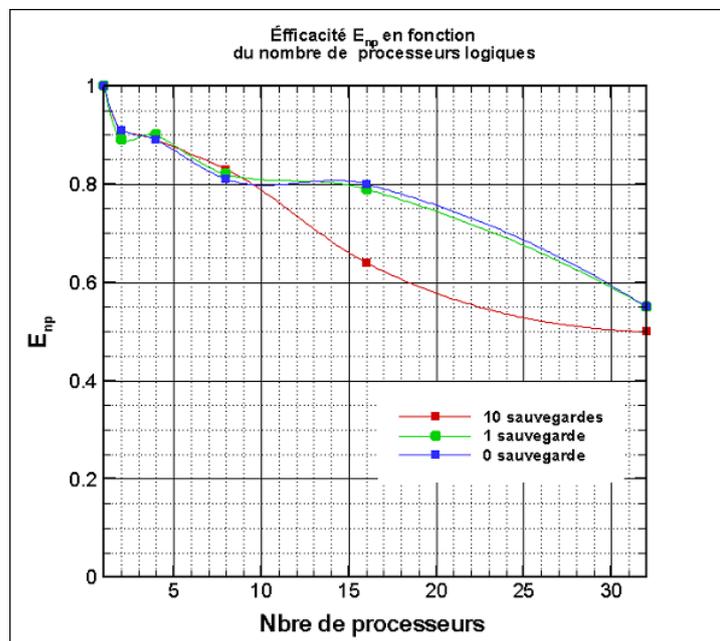
D'après les formules ci-dessus, si un code est parallélisable à 99%, son accélération maximale est de 50 pour un exécution sur 99 processeurs, ce qui conduit à une efficacité de l'ordre de 50%. En d'autres termes le 1% non parallélisable représente 50% du temps machine.

Dans notre cas, le maximum de processeurs utilisés est de 32. La part parallélisable α étant au mieux égale à 1, $\frac{\alpha}{np} \leq 0.032 \approx 0$. On en déduit :

$$\alpha = 1 - A_{np}^{-1} \quad (6.7)$$

Ainsi, on obtient que le code est parallélisable à 94.3 %. Ce résultat montre que le code est très bien parallélisé, puisque environ 5% seulement des tâches sont séquentielles.

5. L'accélération optimale vaut évidemment np .

FIGURE 6.3 – Accélération A_{np} FIGURE 6.4 – Efficacité E_{np}

Conclusion et perspectives

Conclusion

La contribution de ce mémoire au projet FOSCO s'est traduite par la mise en œuvre de nombreuses techniques expérimentales, le développement de programmes de post-traitement et une participation à l'élaboration d'un code de simulation numérique. Le travail a été conduit selon deux axes principaux : l'amélioration de la compréhension de la topologie de l'écoulement et la quantification énergétique de l'efficacité du contrôle.

L'aspect compréhension avait déjà été partiellement traité par *Joseph et al.*[9] et notre objectif a donc consisté à compléter cette étude, en poursuivant l'analyse pour le cas de deux autres vitesses, plus élevées. Nous nous sommes également intéressés à la topologie en amont du décollement qui restait jusqu'alors inconnue, notamment la question du champ de pression et du développement des couches limites. Nous avons également poussé plus en avant les investigations visant à caractériser le mécanisme de bouclage aérodynamique du décollement de culot, en mettant en évidence les instabilités de Kelvin-Helmoltz au moyen de sondage par fil chaud et du développement d'un programme de détection des structures cohérentes.

L'aspect quantification énergétique, en revanche, n'avait pas été traité auparavant. Nous espérons qu'il constitue un apport majeur au projet, en vue d'une application industrielle du contrôle actif à un véhicule routier. L'évaluation de l'efficacité du contrôle repose sur un programme de post-traitement effectuant le calcul des efforts de traînée, que nous avons conçu à cette occasion. Afin d'alimenter ce programme en données, nous avons conduit une campagne d'essai PIV et mis au point un système de tomographie de pression.

Nous avons appliqué un code de simulation numérique à notre cas et relevé les incohérences physiques, en confrontant ces résultats à ceux obtenus expérimentalement, contribuant ainsi à l'élaboration d'un code efficace pour le calcul de précision des écoulements décollés. L'efficacité du code en termes de ressources machine a été évaluée par le biais d'une étude des performances de sa parallélisation. Ce code pourra constituer bientôt un nouvel atout pour la compréhension de la topologie de l'écoulement étudié et

plus généralement, des mécanismes mis en jeu dans le contrôle par jets pulsés.

Perspectives

Au terme de cette étude nous pouvons dégager quelques perspectives. Premièrement, nous avons pu constater que la géométrie utilisée était représentative de l'écoulement que l'on retrouve sur la partie supérieure arrière d'une large gamme de véhicules automobiles. Il serait intéressant de modifier l'angle du plan incliné afin de comparer les topologies et les stratégies de contrôle associées.

Ensuite, nous avons remarqué que l'intuition naturelle qui porte à croire que l'augmentation du paramètre C_μ du jet doit aller de pair avec l'accroissement de la vitesse ne semble pas confirmée par notre étude. Ceci devrait être vérifié par des essais complémentaires, sur un gamme plus large de Reynolds et de paramètres de vitesse de sortie de jet, afin d'établir plus clairement la prédominance éventuelle d'un paramètre.

En suivant cette idée, on pourra tenter de dégager l'existence d'une vitesse de jet critique, au delà de laquelle le contrôle est assuré quelque soit l'énergie de l'écoulement amont à contrôler, puis travailler sur le nombre de jets à activer ou sur la surface de sortie de ceux-ci, bien que cela soit plus difficile techniquement à réaliser.

D'une façon plus générale il serait bon de rechercher une formulation mathématique des phénomènes mis en jeu, afin de pouvoir établir un modèle permettant, à partir de quelques mesures topologiques simples, de trouver la combinaison adéquate de paramètres de contrôle, évitant ainsi une étude paramétrique complète et systématique pour chaque véhicule.

Par ailleurs, nos conclusions à propos de la quantification des bénéfices du contrôle ne tiennent pas compte d'un ensemble de facteurs pouvant avoir une légère influence sur les résultats. À titre d'exemple l'estimation de la puissance de contrôle n'inclut pas le rendement de l'alimentation électrique ou du système de conditionnement de l'air sous pression. Il faudrait donc affiner ces notions et peut-être, là encore, réfléchir à un modèle permettant d'estimer rapidement le coût du contrôle.

Enfin, ayant constaté que le contrôle actif par jets pulsés pouvait être la source d'un grand inconfort sonore, une étude acoustique pourra être menée avec profit, afin d'en déterminer les sources et de proposer des solutions.

L'ensemble de ces perspectives d'étude devant générer un nombre d'essais très importants, la validation des résultats obtenus par simulation numérique, issus de la dernière version du code qui n'a pas encore été évaluée pour notre cas, serait d'un intérêt certain. Les possibilités de réduction du volume d'essais expérimentaux qui en découleraient seraient d'un grand secours dans notre quête visant à établir « une science du contrôle par jets pulsés », offrant à ces utilisateurs un modèle de conception définitif.

Annexe A

Tomographies et PIV

A.1 Tomographies : compléments

Tomographies de pression d'arrêt pour les cas 30 et 40 m/s.

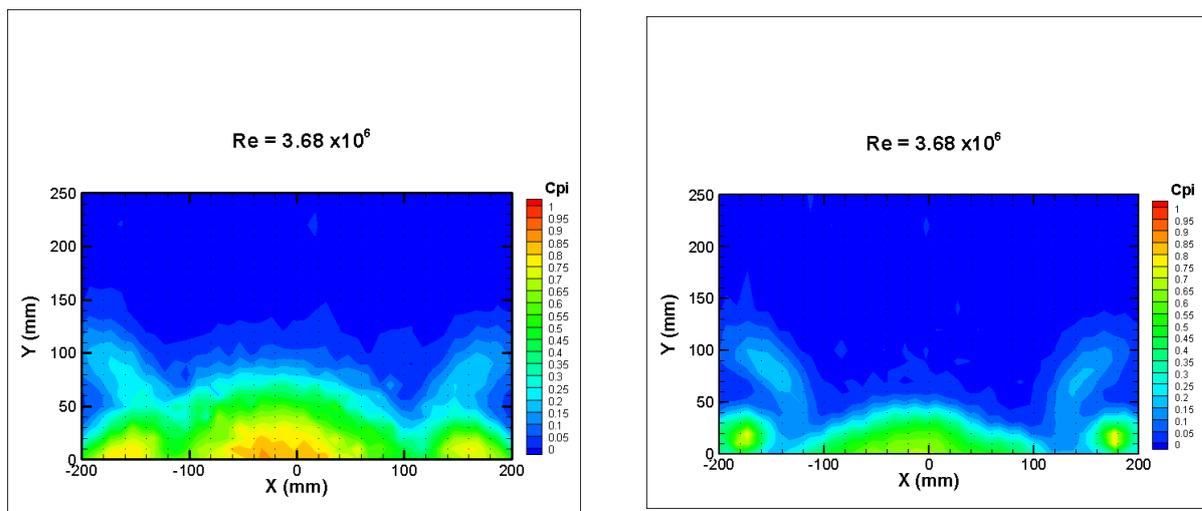


FIGURE A.1 – Tomographies à 30 m/s

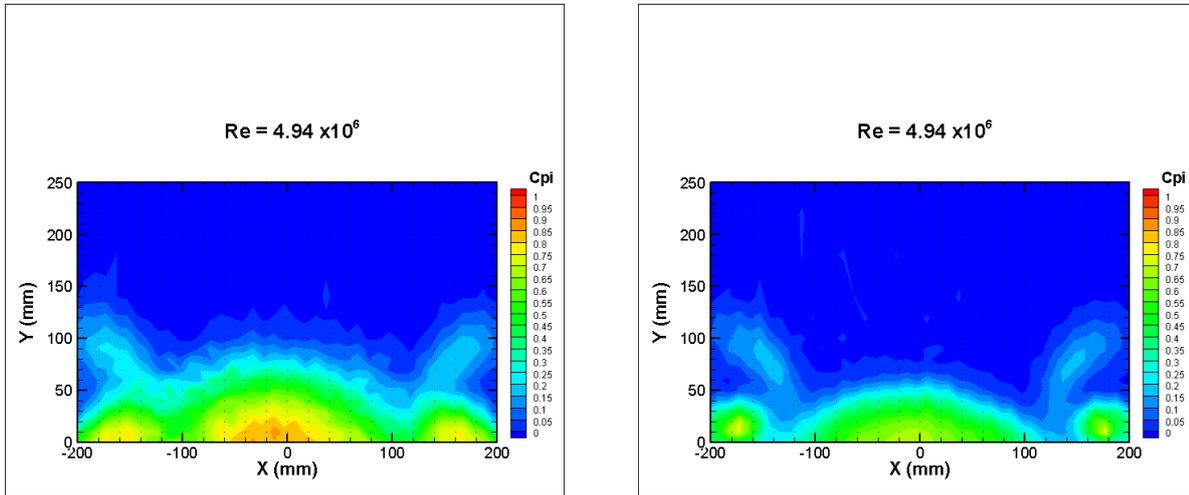


FIGURE A.2 – Tomographies à 40 m/s

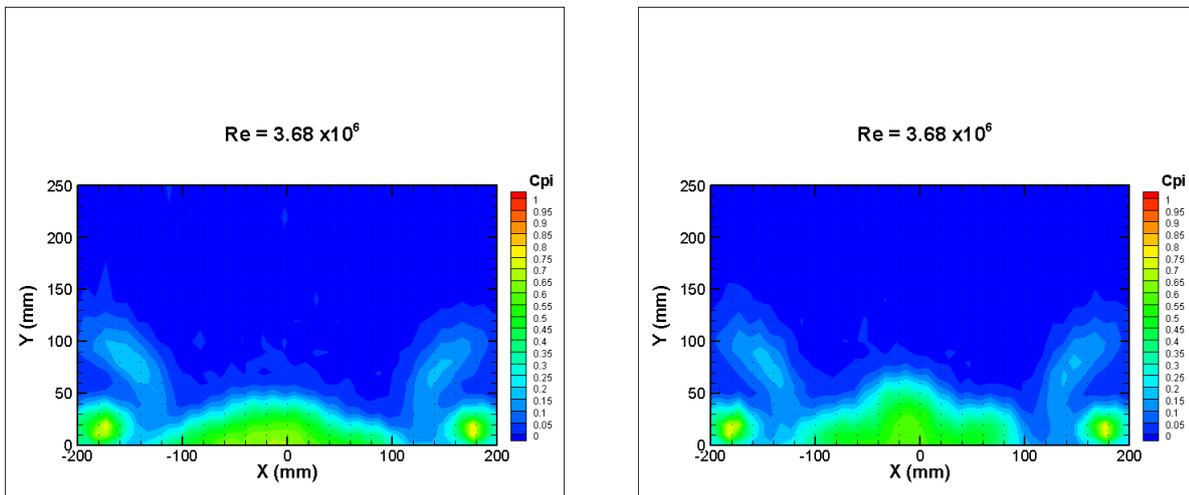


FIGURE A.3 – Tomographies à 30 m/s : comparaison des paramètres de contrôle

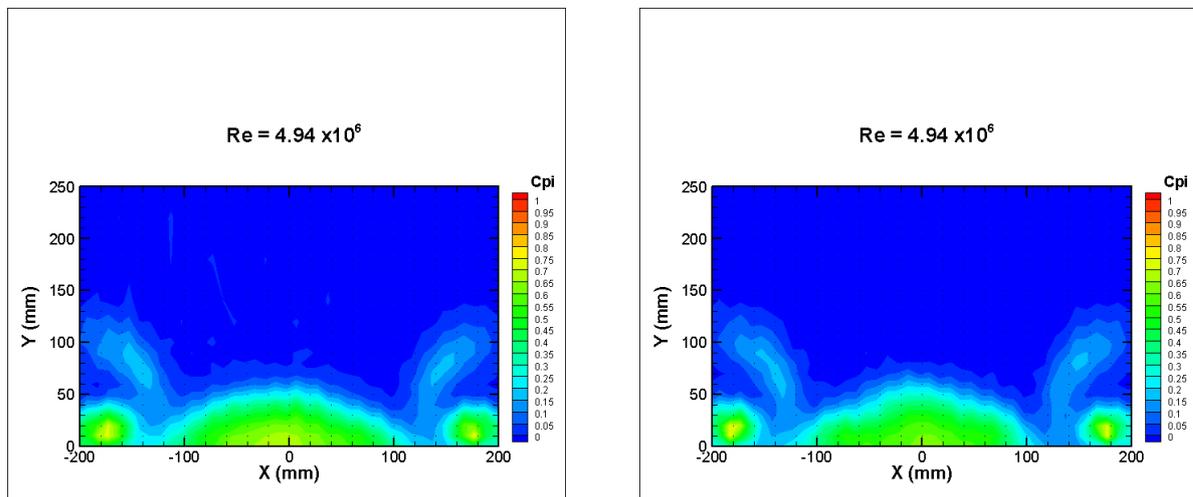


FIGURE A.4 – Tomographies à 40 m/s : comparaison des paramètres de contrôle

A.2 PIV : influence des paramètres de contrôle

PIV à 30 et 40 m/s : influence des paramètres de contrôle

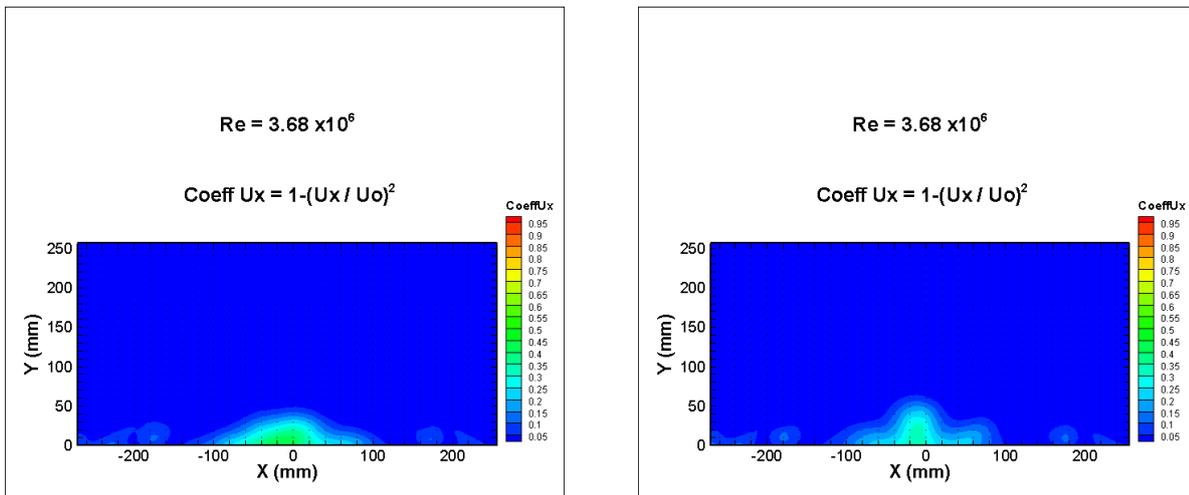


FIGURE A.5 – PIV à 30 m/s : à g. 190Hz 355l/min ; à dr. 180Hz 405l/min

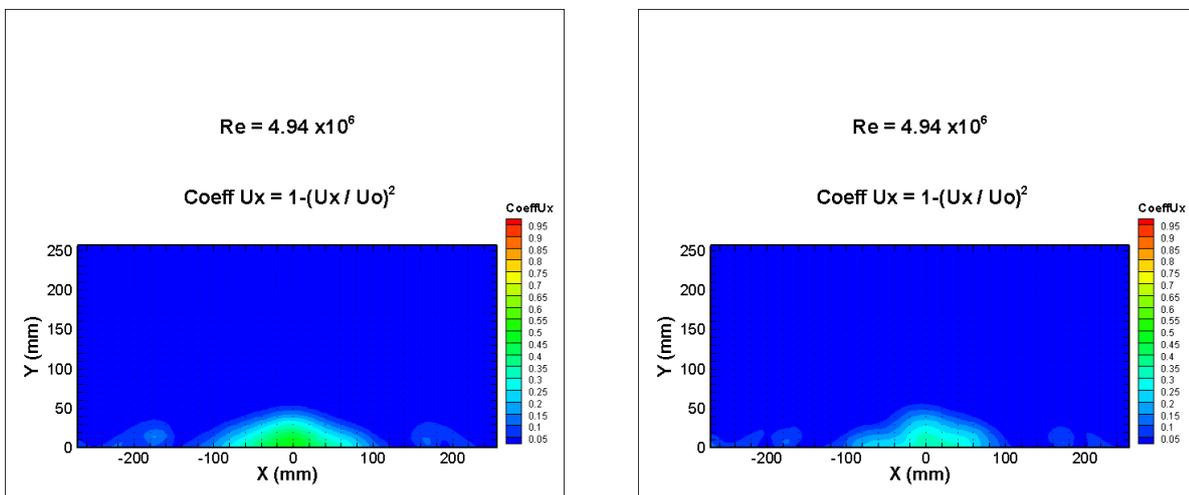


FIGURE A.6 – PIV à 40 m/s : à g. 190Hz 355l/min ; à dr. 180Hz 405l/min

Annexe B

Étalonnage des capteurs de pression

B.1 Sonde de Kiel

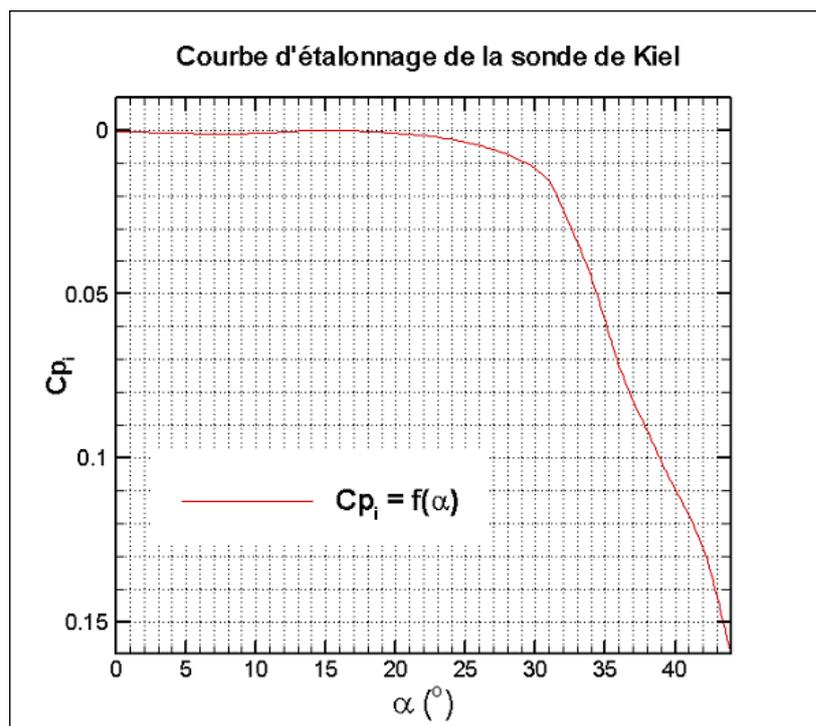


FIGURE B.1 – Étalonnage de la sonde de Kiel

B.2 Capteurs de pression différentielle

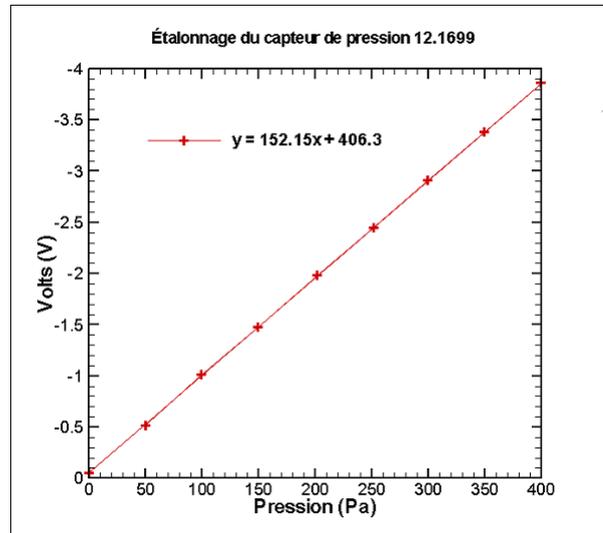


FIGURE B.2 – Étalonnage du capteur No.1

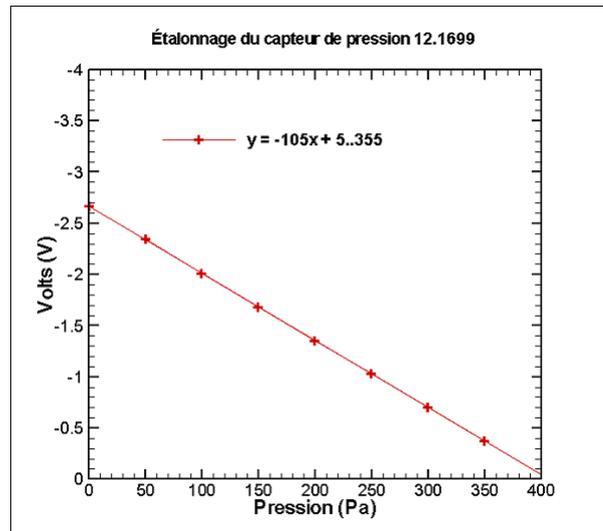


FIGURE B.3 – Étalonnage du capteur No.2

B.3 Note de calcul : estimation de la traînée de frottement du sol

Afin d'estimer la traînée liée au frottement de l'air sur le sol, nous utilisons les formules de couche limite turbulente sur plaque plane[19] :

$$C_F = \frac{0.074}{R_L^{(\frac{1}{5})}} \quad (\text{B.1})$$

où C_F est le coefficient de frottement moyen et R_L est le nombre de Reynolds associé à la longueur de la plaque :

$$R_L = \frac{U_0 \cdot L}{\nu} \quad (\text{B.2})$$

La longueur de la « plaque » considérée dans notre cas est de 1700mm . Compte tenu de la gamme de vitesse des essais $20 \leq U_0 \leq 40\text{m/s}$, la relation (B2) conduit à $2.25 \cdot 10^6 \leq R_L \leq 4.5 \cdot 10^6$. En appliquant la formule (B1), on obtient :

$$3.5 \cdot 10^{-3} \leq C_F \leq 4.0 \cdot 10^{-3} \quad (\text{B.3})$$

Bibliographie

- [1] Lahaye A. Leroy A. Kourta A. Aerodynamic characterisation of a square back bluff body flow. *International Journal of Aerodynamics (IJAD) Vol. 4 No. 1/2*, jan. 2014.
- [2] J.D.jr Anderson. *Computational fluid dynamics, the basics with applications*. Mc Graw-Hill international editions, 1995.
- [3] Peskin C. The fluid dynamics of heart valves : Experimental, theoretical, and computational method. *Annual Review of Fluid Mechanics Vol.14*, pages 235–259, 1982.
- [4] DantecDynamics. measurement principles of cta, jun 2014. <http://www.dantecdynamics.com/>.
- [5] DantecDynamics. measurement principles of piv, jun 2014. <http://www.dantecdynamics.com/>.
- [6] DantecDynamics. Stereoscopic piv educational slideshows, jun 2014. <http://www.dantecdynamics.com/>.
- [7] De Palma P. de Tullio M.D. Pascazio G. Napolitano M. An immersed-boundary method for compressible viscous flow. *Computers and Fluids Vol.35*, pages 693–702, 2006.
- [8] Capizzano F. Turbulent wall model immersed-boundary methods. *AIAA Journal Vol.49 No.11*, pages 2367–2381, nov. 2011.
- [9] Joseph P. Bortolus D. Grasso F. Flow control on a 3d backward facing ramp by pulsed jet. *GDR 2502, 3rd GDR "Separation Flow Control" Symposium*, page 8, nov 2013.
- [10] Pirozzoli S. Bernardini M. Grasso F. Characterization of coherent vortical structures in a supersonic turbulent boundary layer. *Journal of fluid mechanics Vol. 613*, pages 205–231, jun. 2008.
- [11] Dr. Mark R. Fernandez. Nodes, sockets, cores and flops, oh, my- high performance computing - wiki, jun 2014. <http://en.community.dell.com/techcenter/high-performance-computing/w/wiki/2329.aspx>.

- [12] Spalart P.R Allmaras F.R. A one equation model for aerodynamic flow. *La recherche aérospatiale Vol.1*, pages 5–21, 1994.
- [13] Duriez T. Aider J-L. Wesfreid J.E Artana G. Control of a massively separated flow through vortex pairing and phase locking. *European Physics Letter*, mar. 2014.
- [14] Fourrié Grégoire. *Caractérisation pariétale instationnaire et contrôle de l'écoulement autour d'un corps épais*. PhD thesis, Université de Valenciennes, 2011.
- [15] Wolf-Heinrich Hucho. *Aerodynamics of road vehicles, 4th edition*. SAE, 1997.
- [16] Bennacer I. Détection des structures cohérentes dans un écoulement turbulent, jan 2013. Mémoire d'ingénieur CNAM.
- [17] Greenblatt D. Wygnanski IJ. The control of the flow separation by periodic excitation. *Progress in aerospace sciences Vol. 36 0376-0421*, 2000.
- [18] ISTI-CNR. Meshlab, 2014. <http://meshlab.sourceforge.net/>.
- [19] Cousteix J. *Aérodynamique : turbulence et couche limite*. Cepaduès Editions, 1989.
- [20] Delery J. Tourbillon et décollements 3d, 2002. ONERA-conférences en ligne-<http://www.onera.fr>.
- [21] Faldun E. Verzicco R. Orlandi P. Mohd-Yusof J. Combined immersed-boundary finite-difference methods for three dimensional complex flow simulations. *Journal of Computational physics Vol.161*, pages 35–60, 2000.
- [22] Joseph P. Amandolèse X. Aider J-L. Drag reduction on the 25°slant angle ahmed reference body using pulsed jets. *Experiments in fluids vol 37 :0723-4864*, nov 2011.
- [23] Pierrick Joseph. *Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2012.
- [24] Georg Kiel. Total-head meter with small sensivity to yaw. *NACA, TM-775*, page 11, may 1935.
- [25] Pirozzoli S. Bernardini M. Turbulence in supersonic boundary layers at moderate reynolds number. *Journal of fluid mechanics Vol. 688*, pages 120–168, 2011.
- [26] Pirozzoli S. Orlandi P. Bernardini M. The fluid dynamics of rolling wheels at low reynolds number. *Journal of fluid mechanics Vol. 706*, pages 496–533, sep. 2012.
- [27] Strelets M. Detached eddy simulation of massively separated flows. *AIAA 2001-0879*, jan 2001.
- [28] F-X Magoulès, F. Roux. *Calcul scientifique parallèle*. DUNOD, 2013.
- [29] J. O'Rourke. *Computational Geometry in C*. Cambridge Univarsity Press, 1998.
- [30] Kourta A. Gilleron P. Impact of the automotive aerodynamic control on the economic issue. *Journal of Applied Fluid Mechanics Vol. 2 No. 2 1735-3645*, pages 69–75, fev. 2009.

- [31] M. Willert C.E. Wereley S.T. Kompenhans J. Raffel. *Particle image velocimetry : a practice guide 2nd ed.* Springer, 2007.
- [32] Pierre Rebuffet. *aérodynamique expérimentale*. Librairie polytechnique Ch. Béranger, 1950.
- [33] Pan S. Construction et qualification d'une soufflerie pour l'étude des hypersustentateurs, mai 2013. Mémoire d'ingénieur CNAM.
- [34] Pirozzoli S. Generalized conservative approximations of split convective derivative operators. *Journal of Computational Physics No. 229*, pages 7180–7190, 2010.
- [35] Pirozzoli S. Numerical methods for high-speed flows. *Annual Review Fluid Mechanics No. 43*, pages 163–194, 2011.
- [36] Kang Seongwon. *An improved immersed boundary method for computation of turbulent flows with heat transfer*. PhD thesis, Stanford University, 2008.
- [37] Zhou J. Adrian RJ. Balachandar S. Kendall TM. Mechanism for generating coherent hairpin vortices in channel flow. *Journal of fluid mechanics Vol.387*, pages 353–396, 1999.
- [38] van Dam CP. Recent experience with different method of drag prediction. *Progress in aerospace sciences No. 35*, pages 751–798, 1999.
- [39] Brunn A. Nitsche W. Active control of turbulent separated flows over slanted surfaces. *International journal of heat and fluid flow 27*, mar. 2006.

Résumé :

Ce mémoire est une contribution au projet FOSCO (FORcing Separation CONtrol). Ce projet a pour but la compréhension des mécanismes du décollement tridimensionnel et de son contrôle par jets pulsés pour le cas d'une rampe descendante inclinée à 25° . Cette géométrie simplifiée a été choisie pour modéliser la topologie de l'écoulement décollé présent dans de nombreux cas d'application des industries automobiles et aéronautiques. Le manuscrit présente les résultats de mesures expérimentales visant à caractériser la topologie de l'écoulement et à valider un code de simulation numérique dont les principales caractéristiques (IB, DES, solveur) sont décrites. Le degré de parallélisation du code est également étudié. La mise en œuvre d'une méthode de détection des structures cohérentes à partir de plans de mesure PIV ainsi qu'une analyse fréquentielle du sillage ont permis de mettre en évidence le mécanisme de bouclage aérodynamique du décollement et le rôle des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Cette caractérisation est utilisée, en complément de l'analyse des pressions statiques sur le plan incliné, pour définir une stratégie de contrôle adaptée à la vitesse de l'écoulement. Une méthode d'évaluation de la traînée du corps au moyen d'un bilan intégral de quantité de mouvement est présentée puis appliquée pour la quantification énergétique des effets des différentes stratégies de contrôle.

Mots-clefs : décollement 3D, contrôle actif, jets pulsés, rampe descendante 25° , structures cohérentes, calcul de traînée, bilan intégral, frontière immergée, DES, parallélisation.

Abstract :

This dissertation is a contribution to the FOSCO (FORcing Separation CONtrol) project. This project aims at the comprehension of the tridimensional separation mechanisms and its control by pulsed jets for the case of a 25° slanted ramp. This geometry has been chosen to model the separated flow topology featured in manifold application cases of automotive and aeronautical industries. The manuscript showcases the results of experimental investigations conducted so as to characterize the flow topology and to validate a numerical simulation code which the main features (Immersed Boundary, DES, solver) are described. The parallelisation of the code is also investigated. The implementation of a vortex identification method from maps of PIV measurement along with the wake flow frequency analysis lead to highlight the aerodynamical loop mechanism of the separation and the role played by the Kelvin-Helmholtz instabilities. This characterization is added complementally to the analysis of the static pressure field on the slanted face to define a control strategy tailored for a given airflow speed. A method to evaluate the drag force based on the integral form of the momentum equation is introduced and then applied in order to quantify the effects of the various control strategy from an energy efficiency perspective.

Keywords : 3D separation, active control, pulsed jets, 25° slanted ramp, vortex identification, drag prediction, integral momentum equation, immersed boundary, DES, parallelisation.