



**HAL**  
open science

# Contribution à l'analyse, à la modélisation et au contrôle des écoulements aérodynamiques dans l'automobile.

Patrick Gillieron

## ► To cite this version:

Patrick Gillieron. Contribution à l'analyse, à la modélisation et au contrôle des écoulements aérodynamiques dans l'automobile.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université d'Orléans, 2009. tel-00824505

**HAL Id: tel-00824505**

**<https://theses.hal.science/tel-00824505>**

Submitted on 21 May 2013

**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.

Mémoire scientifique  
présenté à l'Université d'Orléans  
par  
**Patrick Gilliéron**

En vue d'obtenir  
**L'Habilitation à Diriger des Recherches**

Contribution à l'analyse, à la modélisation et au contrôle des  
écoulements aérodynamiques dans l'automobile

Soutenue le 1<sup>er</sup> avril 2010

Après avis des rapporteurs :

Henri-Claude Boisson	Directeur de recherche	CNRS/IMFT
Alain Merlen	Professeur	Université de Lille
Sedat Tardu	Maître de Conférences	CNRS/LEGI

Devant le jury composé de :

Henri-Claude Boisson	Directeur de recherche	CNRS/IMFT
Charles-Henri Bruneau	Professeur	Université de Bordeaux
Jean-Claude Courty	Chef Dép <sup>t</sup> Aérodynamique	Dassault Aviation
Philippe Devinant	Professeur	Université d'Orléans
Azeddine Kourta	Professeur	Université d'Orléans
Alain Merlen	Professeur	Université de Lille
Christine Monaïm-Rousselle	Professeur	Université d'Orléans
Sedat Tardu	Maître de Conférences	CNRS/LEGI



---

# Remerciements

Mes remerciements :

- au professeur Maurice Ménard, directeur de l'Institut Aérotechnique de St Cyr L'Ecole et responsable de la Chaire d'Aérodynamique du Conservatoire National des Arts et Métiers qui a contribué à ma formation en aérodynamique et m'a donné la possibilité de travailler dès 1978 dans la première soufflerie aérodynamique automobile échelle 1 de France. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a témoignée en me proposant d'enseigner la mécanique des fluides et l'aérodynamique en second et troisième cycles de la formation d'ingénieur au CNAM Paris de 1987 à 2001. L'exercice continu de la connaissance a été pour moi d'un réel apport pour soutenir la confiance nécessaire à l'accomplissement d'un travail sur le long terme ;

- à Francis Chometon, maître de conférences puis professeur d'Université à la Chaire d'Aérodynamique du Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris, pour m'avoir aidé à développer mes compétences en mécanique des fluides, en aérodynamique et conseillé lors de la rédaction de mes premiers papiers scientifiques. Sa rigueur, son sens de la pédagogie et son amitié m'ont été particulièrement utiles dans mon travail de recherche et mes enseignements ;

- à Jean-Paul Bonnet, directeur du Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (LEA) de Poitiers pour la confiance qu'il a su me témoigner en me proposant un poste de directeur de recherche associé au CNRS de 2001 à 2004. L'expérience acquise et le travail effectué durant cette période m'ont été particulièrement utiles pour enrichir mes connaissances, initier et développer de nouveaux protocoles de contrôle ;

- à François Chauveau, ingénieur passionné d'automobile et responsable du département "Systèmes Véhicules" à la Direction de la Recherche de Renault, pour sa confiance et son soutien continu. Son intérêt pour mes travaux n'a jamais failli. Je me souviendrais de son appui pour la création de l'équipe de recherche partagée entre la direction de la Recherche de Renault et l'équipe "Ecoulements & Systèmes Aérodynamiques" de l'Institut PRISME d'Orléans. Il avait compris comme moi, la nécessité et l'intérêt commun de développer des passerelles entre les mondes industriel et académique, la recherche industrielle et la recherche académique ;

- à Pierre Beuzit, directeur de la Recherche de Renault jusqu'en 2005, qui avec François Chauveau, a soutenu mes travaux, m'a aidé à créer l'équipe de recherche "Mécanique des Fluides & Aérodynamique" de Renault, m'a donné les moyens humains et matériels pour développer la compétence et mettre au point des solutions nouvelles dans la perspective de réduire la traînée des automobiles et améliorer la compréhension des phénomènes transitoires (banc d'analyse du processus de dépassement) ;

- au chercheur et professeur Azeddine Kourta, mon collègue et ami, pour l'intérêt qu'il a très tôt porté à mes travaux ainsi que pour les efforts qu'il a su déployer pour faire valider et fructifier depuis 2002 le Groupement de Recherche "Contrôle des Décollements". Sa passion et son implication ont toujours été des soutiens forts et motivants ;

- au professeur Philippe Devinant et à toute l'équipe "Ecoulements Systèmes Aérodynamiques" de l'Institut PRISME de l'Université d'Orléans, sans oublier Jacques Hureau, pour leur soutien et leur esprit d'équipe lorsque nous avons choisi en 2006 de travailler ensemble. Les résultats obtenus et en cours témoignent de leur implication ;

- à mes collègues du groupe de recherche "Mécanique des Fluides & Aérodynamique" de la

---

---

Direction de la Recherche de Renault avec lesquels j'ai partagé tant de moments forts. Merci en particulier à Pierre Bobillier et Pierre Emmanuel Jardy pour leurs contributions efficaces dans la préparation des essais, les essais et le traitement des résultats. Merci aussi à Marc Leroy qui a su mettre son talent technique au service de nos ambitions expérimentales, merci à Emmanuelle Andres pour sa motivation à nos travaux sur les écoulements autour des roues, à Elisabeth Fournier pour son dynamisme et ses récentes contributions et à Quentin Gallas pour son aide précieuse lors de la réalisation des actionneurs de jets synthétiques. Merci enfin à tous les stagiaires et thésards Vincent Drouin (2000-2003), Mathieu Rouméas (CIFRE, 2003-2006), Benjamin Lehugeur (CIFRE, 2004-2007), Cédric Leclerc (CIFRE, 2004-2008), Delphine Depeyras (BDI, 2006-2009) et Marion D'Hondt (CIDRE, 2007-2010) pour le travail effectué ensemble. Merci aussi à leurs directeurs universitaires de thèses, Azeddine Kourta, Charles-Henri Bruneau, Iraj Mortazavi, Loc Ta-Phuoc, Larbi Labraga pour leurs riches contributions ;

- à Charles-Henri Bruneau et Iraj Mortazavi pour l'intérêt qu'ils ont toujours porté à la recherche appliquée à l'automobile. Je me souviendrais des discussions enthousiastes pour analyser, interpréter nos résultats de calculs et imaginer de nouvelles solutions ;

- à mes collègues et amis avec lesquels j'ai travaillé. Je pense en particulier à Pascal Egée et Odile Matisse. Le travail partagé avec eux s'est toujours effectué avec calme, patience et plaisir ;

- aux élèves de quatrième et de troisième du collège St Simon de Meudon, aux apprentis des centres de formation aux métiers du Transports, aux apprentis des stages Stoléru, aux étudiants du Conservatoire National des Arts et Métiers avec lesquels j'ai tant appris sur les plans humain et pédagogique ;

- à Béatrice, mon épouse, professeur de mathématiques, pour son soutien, sa patience, ses conseils éclairés et son intérêt pour mes travaux. De nombreuses soirées, de nombreux week-end ont été nécessaires pour exploiter ou mieux comprendre un résultat, finaliser un papier ou préparer une présentation. Sa patience, son soutien sans faille et son affection m'ont toujours été précieux ;

- à ma fille Isabelle, professeur de sciences physiques et ancienne élève de l'École Normale Supérieure, pour son soutien constant, sa passion partagée pour l'analyse des phénomènes physiques, son dynamisme et le goût du travail bien fait ;

- à mes maîtres Edmond Butin et Michel Delfau, chef pilote et instructeur planeur de l'aéroclub Gaston Caudron puis à Thierry Georges de l'aéroclub Renault de Chavenay qui depuis 1969 m'ont appris à sentir et tant aimer les "choses" de l'air.

Merci enfin à Jeannette, Serge et Denise, ma belle-mère, mon père et ma mère, trop rapidement disparus et qui m'ont toujours soutenu dans mes choix, mes passions et mes travaux. Leurs soutiens moral et affectif m'ont beaucoup aidé tout au long de ces années.

---

---

# Table des Matières

	Pages
<b>Introduction</b> .....	1

<b>Objectif</b> .....	7
-----------------------	---

## **Partie 1 : Réduction de la Traînée Aérodynamique**

### **1.1. Automobile et Environnement : Contribution de la recherche aérodynamique à la réduction des gaz à effet de serre** .....

1. Introduction .....	12
2. Problématique .....	12
3. Les solutions de rupture .....	13
3.1. Résultats en contrôle passif .....	14
3.2. Résultats en contrôle actif .....	15
4. Impact sur les consommations et les émissions .....	23
5. Conclusion & perspectives .....	23

### **1.2. Réduction de la Traînée Aérodynamique par Eléments Séparateurs**

<b>Transversaux</b> .....	28
1. Introduction .....	29
2. Bases théoriques .....	30
3. Conditions expérimentales .....	32
4. Résultats .....	33
4.1 Résultats à dérapage et incidence nuls .....	34
4.2 Résultats à dérapage non nul .....	42
5. Conclusion.....	44

## **Partie 2 : Contribution à l'analyse physique des écoulements et des décollements aérodynamiques pour la réduction de la traînée aérodynamique**

### **2.1. Influence de la cinématique tourbillonnaire de sillage sur la traînée de culot**

1. Introduction .....	51
2. Cas du tourbillon .....	52
2.1 Effort instantané .....	52
2.2 Effort moyenné .....	54
2.3 Circulation .....	54

---

---

2.4 Equations horaires pour la trajectoire du tourbillon .....	55
2.5 Influence des trajectoires sur la traînée de culot .....	56
2.6 Influence de la position en z .....	58
3. Cas de deux tourbillons .....	58
8. Conclusion .....	60

## **2.2. Contribution à l'analyse des structures tourbillonnaires longitudinales**

### **Approche théorique** 64

1. Introduction .....	65
2. Domaine d'analyse .....	65
3. Dispositif expérimental .....	66
4. Influence des gradients de pression longitudinal et transverse .....	67
4.1. Distribution sur les parties latérales .....	68
4.2. Distribution sur la lunette arrière .....	69
4.3 Interactions entre les écoulements latéraux et de lunette arrière .....	69
4.4 Nature du mouvement du fluide autour du point P .....	71
5. Influence des discontinuités géométriques .....	72
5.1. Lunette arrière .....	72
5.2. Montant de baie .....	74
6. Influence de l'inclinaison du plan de confinement .....	74
7. Influence de l'orientation de la ligne d'attachement sur la nature de la structure .....	76
8. Conclusion .....	77

## **2.3 Contribution au contrôle des écoulements aérodynamiques autour des disques de roues**

1. Introduction .....	80
2. La roue, transmetteur d'énergie volumique .....	81
3. Ecoulements autour d'une roue dans un passage de roue .....	82
3.1. Influence des espacements radial et transversal .....	83
3.2. Influence de la déviation de l'écoulement .....	83
3.3 De l'efficacité aérodynamique des profils de jantes .....	83
3.4 De l'alimentation du disque de jante .....	86
3.5 De l'influence d'un gradient transversal de vitesse .....	88
3.6 Domaine de plus grande efficacité aérodynamique .....	89
4. Conclusion .....	90

## **Partie 3 : Contribution à l'analyse de configurations transitoires**

### **3.1. De la sortie de tunnel avec vent traversier au coup de vent latéral et processus de dépassement et de croisement de deux véhicules**

1. Introduction .....	94
2. Bibliographie .....	95
3. Bases théoriques .....	96

---

---

3.1 Equation générale du mouvement .....	97
4. Apports des résultats expérimentaux .....	102
4.1 Equations horaires pour les phases d'entrée et de sortie du mur de vent .....	103
4.2 Equations horaires lorsque le véhicule est contenu dans le mur de vent .....	105
5. Analyse fréquentielle .....	105
5.1 Coup de vent latéral .....	107
5.2 Dépassement .....	107
5.3 Croisement .....	107
5.4 Ordres de grandeurs .....	108
6. Conclusion .....	109

<b>Conclusion Générale</b> .....	112
----------------------------------	-----

<b>Annexes</b> .....	116
----------------------	-----

<b>Activités d'enseignement</b> .....	124
---------------------------------------	-----

<b>Synthèse activités de recherche, de collaboration &amp; d'enseignement</b>	128
---	-----

<b>Publications</b> .....	132
---------------------------	-----

<b>Papiers Significatifs</b> .....	140
------------------------------------	-----

<b>Informations Générales</b> .....	226
-------------------------------------	-----

---



---

# Introduction

Les premières identifications et classifications phénoménologiques associées aux écoulements aérodynamiques autour des véhicules automobiles apparaissent peu après la première crise pétrolière de 1973. A cette époque, le monde prend conscience de la rareté des produits pétroliers et l'industrie automobile cherche rapidement à réduire les niveaux de consommation qui dépassent les 10 litres sur 100 kilomètres parcourus (suivant norme NEDC, voir annexe 1) pour des véhicules de moyenne gamme (404 ou Renault 16 équivalents des 407 ou Laguna d'aujourd'hui). Dans ce contexte et dès 1976, une première soufflerie industrielle et de recherche est mise à disposition des constructeurs automobiles sur le site de l'Institut Aérotechnique de Saint Cyr L'Ecole sous l'impulsion du Pr M. Ménard. Les constructeurs automobiles, Peugeot, Citroën, Renault, Talbot utilisent alors cette soufflerie pour réduire la traînée aérodynamique des véhicules. Les réductions s'obtiennent à partir de becquet, lame souple ou déflecteur avant de pouvoir intégrer dans les Design les préconisations de forme issues des premiers retours d'expériences. Les coefficients de traînée aérodynamiques évoluent ainsi progressivement de 0.45 à 0.30 entre 1975 et 1985. Cette réduction de 30% du coefficient de traînée aérodynamique moyen s'effectue sous la pression et avec l'aide de l'Etat (AFME, Agence Française pour la Maîtrise de l'Energie). Durant cette période, l'expertise développée est progressivement capitalisée pour aboutir à des règles de conception aérodynamique destinées aux services d'ingénierie sans que soient véritablement analysés les phénomènes physiques. Les progrès réalisés permettent cependant de concevoir des prototypes roulant à très bas coefficient de traînée. Le prototype VESTA II développé par Renault dont le coefficient de traînée est égal à 0.186 ( $SC_x=0.304m^2$ ) témoigne du niveau d'expertise acquis à cette période.

L'application des préconisations de conception développées durant cette période conduit hélas à concevoir des véhicules qui ne répondent pas aux exigences d'habitabilité, de confort et de sécurité souhaitées par les clients, imposées par la réglementation ou réalisable à coût constant par l'ingénierie. Ces exigences fixent alors un seuil pour les coefficients aérodynamiques des véhicules automobiles qui n'évoluent plus depuis 1985 et restent compris entre 0.25 pour les meilleurs (0.26 pour les Toyota Prius et BMW série 3, 0.27 pour la Mercedes classe E, 0.29 pour la 607....) et 0.40 pour les plus mauvais (0.34 pour les 107 et Clio 3, 0.35 pour la VelSatis, 0.36 pour la Ford Ka, , 0.38 pour la Fiat Bravo, 0.39 pour la Koleos...). En parallèle, les maîtres couples des automobiles augmentent pour satisfaire les exigences grandissantes d'habitabilité et de confort des clients avec des conséquences négatives sur la résistance à l'avancement.

Les progrès importants, réalisés sur les moteurs, permettent cependant de proposer des réductions croissantes de consommations et de reporter à plus tard les gains qu'auraient pu apporter le contrôle pour rendre aérodynamiques des véhicules qui répondent aux attentes des clients. Les récentes campagnes d'informations sur la réduction progressive des réserves pétrolières, l'accroissement du coût des produits pétroliers (été 2008), l'augmentation du parc automobile, les prévisions de dérèglements climatiques et les impacts sur l'environnement conduisent aujourd'hui les acteurs de la filière automobile (états, Europe et constructeurs automobiles) à reconsidérer leurs priorités. L'amélioration de la traînée aérodynamique redevient une voie de progrès prioritaire dont l'impact a été longtemps négligé car non intégré au bon niveau dans les contributions aux consommations et émissions de gaz à effet de serre.

Les bilans de consommations s'effectuent en effet sur la base de cycles normalisés d'homologation (NMVEG, NEDC (annexe 1)) qui ne permettent pas de mettre clairement en évidence les avantages d'une amélioration de l'aérodynamique des automobiles. Le cycle de référence pour l'Europe est aujourd'hui le cycle NEDC. Ce cycle se compose d'une succession de 5 parcours types échelonnés sur une

---

durée de 20 minutes (1200 secondes). Les quatre premiers parcours constituent le cycle urbain (ECE), sont identiques et comprennent chacun trois cycles. Chaque cycle comprend une accélération puis un trajet effectué à vitesse stabilisée suivie d'une phase de décélération. Chacun commence à l'arrêt et la vitesse maximale sur chacun des cycles augmente du premier au troisième cycle sans jamais dépasser 50 km/h. Ces parcours sont enfin suivis d'un trajet extra-urbain où la vitesse est maintenue supérieure ou égale à 80 km/h durant 1 minute et 20 secondes. Sur ce dernier tronçon, la vitesse maximale atteint 120 km/h sur une durée de 13 secondes [1], voir annexe 1.

Cette orientation conduit alors à privilégier les parcours urbains à ceux effectués sur route ou autoroute à vitesse égale ou supérieure à 80 km/h et la réduction de masse à la réduction de traînée aérodynamique. La réduction de masse reste alors la priorité sans que des diminutions puissent être cependant relevées compte tenu de l'intégration croissante de divers systèmes de sécurité (airbags, choc piéton, ABS, ESP...) et de confort (climatisation, insonorisation, sonorisation, téléphone, vidéo, aide à la conduite...). Ne pas considérer au bon niveau la traînée aérodynamique consiste enfin à ignorer les quelques 69 milliards de kilomètres [2] parcourus annuellement en France par les véhicules particuliers (84% du total des véhicules) à 130 km/h sur le seul réseau autoroutier à péage qui représentent 23% des distances annuelles parcourues par l'ensemble du parc automobile Français (13000 kms/an [3] \* 30.7 10<sup>6</sup> véhicules particuliers en France [4]). En considérant ce kilométrage effectué par un véhicule de type Mégane consommant 0.056 litre de gasoil par kilomètre, la consommation annuelle sur autoroute s'élève à 3.864 10<sup>9</sup> litres. A cette consommation est associée l'émission annuelle de 12 millions de tonnes (150gr CO<sub>2</sub>/km \* 10<sup>6</sup> tonne/gr \* 69 10<sup>9</sup> km/an = 10.3 10<sup>6</sup> tonnes CO<sub>2</sub>/an, voir annexe 3) de CO<sub>2</sub> dans l'atmosphère. Dans ces conditions, réduire d'un tiers la traînée aérodynamique des automobiles (Cx moyen de 0.300 à 0.200) permettrait de diminuer la consommation de 1.656 10<sup>9</sup> litres (base réduction de 0.8l sur 100 km à 130 km/h pour 10% de réduction de Cx) et les émissions de CO<sub>2</sub> de 4.14 millions de tonnes (60gr CO<sub>2</sub>/km \* 10<sup>6</sup> tonne/gr \* 69 10<sup>9</sup> km/an = 4.14 10<sup>6</sup> tonnes CO<sub>2</sub>/an). Cette **réduction représente 6.9% des émissions totales actuelles générées par le seul parc automobile en France** (30.7 10<sup>6</sup> voitures particulières \* 149 gr CO<sub>2</sub>/km (moyenne NEDC des véhicules neufs vendus en 2006 [5]) \* 10<sup>6</sup> tonne/gr \* 13000 km/an [3] = 59.5 10<sup>6</sup> tonnes de CO<sub>2</sub>). Ces estimations montrent sans ambiguïté l'intérêt de réduire la valeur des coefficients de traînée aérodynamique des véhicules automobiles.

S'agissant enfin du parc automobile mondial, celui-ci comptait en 2002 près de 590 millions d'unités, [6] et les émissions annuelles de CO<sub>2</sub> dépassaient déjà les 22 milliards de tonnes. Dans 20 ans le parc automobile chinois pourrait ainsi compter près de 270 millions de véhicules, soit trente fois plus qu'en 2002. L'Europe de l'Est et l'Afrique suivent le même processus dans des proportions plus ou moins équivalentes et à plus ou moins long terme. Dans ce contexte, les émissions de gaz à effet de serre auront augmenté de près de 57% en 2030 avec des répercussions fortes sur l'environnement et le climat, [7]. Quelle que soit la source d'énergie utilisée (combustible fossile, électrique, hydrogène...), ces valeurs confirment l'importance d'une meilleure maîtrise du contrôle des écoulements aérodynamiques pour les déplacements automobiles interurbains

Dans ce contexte, la communauté européenne, sensible aux problèmes environnementaux et à l'épuisement des ressources fossiles, fixe un objectif clair et ambitieux aux constructeurs automobiles pour les émissions de gaz à effet de serre. Les rejets de gaz carbonique ne devraient ainsi pas dépasser 120 grammes par kilomètre à l'horizon 2015 et 90 grammes en 2018 [8]. Ces seuils, donnés pour le cycle NEDC (annexe 1), continuent cependant de négliger l'importance des distances parcourues à vitesse stabilisée au-delà de 80 km/h dont la contribution en consommation et émission de CO<sub>2</sub> a été précédemment clairement mise en évidence. Les niveaux d'émissions de CO<sub>2</sub> sur autoroute à 130 km/h et sur le cycle NEDC étant du même ordre de grandeur (150 gr/km), une meilleure prise en compte de

---

l'aérodynamique sur la consommation et les émissions de gaz à effet de serre pourrait consister à étendre les contraintes du cycle NEDC aux parcours effectués à la vitesse de 130 km/h. Réduire alors les émissions de CO<sub>2</sub> de 150 (limite actuelle basse du malus écologique) à 120 gr puis à 90 gr consisterait à réduire ainsi la traînée aérodynamique de 30%, voir annexe 2 "Relations entre les réductions de CO<sub>2</sub> et de la traînée aérodynamique". Plus proche de l'industrie automobile, le Centre National de Recherche Technologique (CNRT) "Aérodynamique & Aéroacoustique des Véhicules Terrestres" associé au Groupement de Recherche "Contrôle des Décollements" du CNRS suggère d'initier des contacts avec l'Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME) pour sensibiliser les pouvoirs publics à la nécessité de renforcer l'importance des trajets effectués à des vitesses stabilisées supérieures ou égales à 80 km/h.

Sans attendre de résultats immédiats sur l'évolution des cycles d'homologation, des solutions en rupture doivent alors être imaginées pour réduire d'au moins 20 % la traînée aérodynamique d'ici 2012, c'est-à-dire d'ici trois ans [8], [9]. Des solutions sont donc recherchées dans différents domaines de la physique, par et pour l'industrie des transports, pour réduire de manière significative les émissions de dioxyde de carbone. Dans ce contexte et quelle que soit la source d'énergie utilisée (combustible fossile, électrique, hydrogène...), le contrôle des écoulements aérodynamiques pour les déplacements automobiles interurbains constitue une nécessité pour optimiser l'énergie embarquée. Des travaux sont alors engagés pour améliorer **la compréhension des phénomènes physiques** qui apparaissent autour des corps de faible allongement et **identifier des solutions de contrôle en rupture** qui permettent de conserver les niveaux actuels de confort, d'habitabilité et de sécurité.

**L'amélioration de la compréhension des phénomènes physiques** nécessite de travailler sur des géométries simplifiées capables de reproduire la complexité des écoulements et des décollements rencontrés en aérodynamique automobile. Il apparaît ainsi particulièrement important de mieux comprendre les mécanismes physiques instationnaires à l'origine des décollements, les mécanismes liés aux processus de battement, à la dynamique tourbillonnaire de sillage et aux interactions entre structures tourbillonnaires. Les premiers travaux d'analyse et de compréhension des phénomènes physiques pour l'aérodynamique automobile s'effectuent dès le début des années 80. Les résultats relevés sur véhicules à échelles réelle ou réduite sont utilisés pour identifier et analyser les typologies de sillage [10], caractériser les écoulements pariétaux [11], développer la compréhension des écoulements de culot [12] puis analyser les phénomènes physiques associés à des modifications de formes. Des modèles bidimensionnels basés sur des méthodes potentielles permettent de reproduire la dynamique tourbillonnaire des sillages et de mieux comprendre les processus de transport et de dissipation [13]. Des approches intégrales et des outils d'analyse des sillages sont enfin développés pour relier les informations de sillages aux informations pariétales [14] et des modèles analytiques sont imaginés pour reproduire les écoulements pariétaux à l'origine des décollements, analyser les processus de formation des structures décollées de sillage et mieux comprendre les interactions et mécanismes de production de la traînée aérodynamique.

La capacité des codes de calcul à reproduire les phénomènes physiques est également analysée à partir de géométries simplifiées à complexité croissante [12]. Les résultats révèlent l'intérêt de la simulation numérique pour la compréhension des phénomènes physiques à l'échelle de l'écoulement moyen. Des protocoles de calculs sont élaborés et des procédures logiciels rédigées. Le calcul ne permet cependant pas à lui seul d'expliquer la complexité des processus de formation des décollements, de transport des structures décollées, de génération de la traînée aérodynamique et d'imaginer puis de mettre au point des protocoles innovants de contrôle des écoulements et des décollements. Ce travail nécessite de réduire la complexité géométrique, de restreindre et contrôler les différentes interactions et enfin de valider par des expérimentations en soufflerie et/ou canal hydraulique les hypothèses et résultats issus du calcul.

---

Les résultats expérimentaux et numériques sont alors utilisés pour imaginer **des solutions nouvelles de contrôle** destinées à rendre aérodynamiques des géométries à coefficients de traînée médiocres (supérieure à 0.32, clio3, Mégane3.....) et/ou offrir plus de créativité au Design (recherche de nouveaux clients par le Design) tout en réduisant les contraintes de conception (aérodynamique & architecture). **L'objectif n'est ainsi pas de faire un véhicule aérodynamique** (objectif déjà atteint en 1980 avec VESTA II,  $C_x=0.186$ ,  $SC_x=0.304 \text{ m}^2$ ) à partir de règles métiers **mais de rendre aérodynamiques les véhicules actuels** en respectant le Design et conservant les critères 2009 d'habitabilité, de confort et de sécurité. Des solutions peuvent s'obtenir à partir d'actionneurs de soufflage et/ou d'aspiration continus et/ou alternés (dits pulsés ou synthétiques) distribués sur la surface du véhicule en des endroits choisis à partir d'expérimentations et d'analyses en soufflerie. Des réductions de traînée proches de 13% et 14% sont relevées par aspiration sur une lunette arrière [15] et sur un montant de baie [16]. De même, des réductions proches de 29% [17] s'obtiennent à partir d'un soufflage continu appliqué à la périphérie d'un culot droit. Aucun de ces systèmes n'est encore cependant implanté sur véhicule compte tenu des puissances, des volumes et des masses nécessaires à mettre en œuvre. L'efficacité énergétique définie à partir du rapport entre le gain de puissance aérodynamique et la puissance à mettre en œuvre pour obtenir l'efficacité du contrôle reste au mieux proche de 5 (2500 Watt économisés pour 500 Watt dépensés).

Aucune solution classique n'étant capable d'offrir des gains de ce niveau en préservant le Design, l'habitabilité et le confort des véhicules (éléments séparateurs longitudinaux et/ou transversaux), le contrôle par jets synthétique ou pulsé constitue une alternative particulièrement intéressante eue égard à son efficacité énergétique. Des réductions de traînée proches de 10% s'obtiennent en effet sur des géométries simplifiées par calcul et essais en soufflerie [18]. Transposée sur véhicule réel, cette solution permettrait de **réduire de 2500 Watt la puissance consommée par l'aérodynamique à partir d'une consommation électrique estimée à 50 Watt**. Le rapport entre le gain de puissance aérodynamique et la puissance à mettre en œuvre pour le contrôle devient alors proche de 50. Le contrôle par jets synthétique ou pulsé multiplie par 10 l'efficacité relevée par aspiration continue et lève ainsi **un verrou technologique qui intéresse aujourd'hui l'ensemble des industries du transport**.

D'un point de vue pratique, le contrôle par jet synthétique s'obtient à partir d'un ou d'une série d'actionneurs, logés sous la carrosserie, dont les volumes intérieurs respectifs débouchent sur l'extérieur au travers d'une fente pariétale positionnée à l'aval immédiat de la ligne de décollement. Chaque fente, d'envergure et de largeur respectivement centimétrique et millimétrique, coïncide avec une cavité intérieure invisible de l'extérieur dont on fait varier le volume de manière alternée pour générer des débits entrants et sortants identiques. Le cycle de soufflage et d'aspiration est périodique et le débit moyen de chaque actionneur nul sur une période. Ces débits sont associés à des vitesses qui perturbent l'écoulement incident au voisinage de la paroi de manière à réorganiser la topologie du sillage et modifier les distributions de pression pariétales locales (sur la lunette arrière et au culot). Le fonctionnement de ces actionneurs s'effectue à partir de systèmes mécaniques, électromagnétiques ou électriques logés dans les parties creuses de la structure du véhicule.

Les résultats obtenus par calculs et/ou expérimentations à partir de cette technique et testés sur diverses géométries (profils d'aile et géométries automobiles simplifiées) permettent aujourd'hui d'élaborer des cahiers des charges pour des conceptions basées sur des techniques MEMS (Micro Electro-Mechanical System). Les actionneurs déjà obtenus (Laboratoires CNRS IEMN, sociétés Flowdit, Silmach en France) sont centimétriques et leur masse de l'ordre de quelques dizaines de grammes. Il reste aujourd'hui à affiner les cahiers des charges aérodynamiques par une meilleure analyse des effets de contrôle ainsi qu'à développer des techniques d'industrialisation qui permettent des productions importantes à très faible coût. Les conditions sont aujourd'hui réunies pour abaisser au-dessus de 80 km/h les coefficients de

---

traînée aérodynamique de véhicules conçus à partir des critères actuels des ingénieries (masse, coût) et des attentes des clients (habitabilité, confort, sécurité). Ces dispositifs seraient ainsi utilisés sur route ou autoroute au dessus de 80 km/h à vitesse stabilisée pour abaisser d'au moins 20% la traînée aérodynamique des automobiles. A cette réduction de traînée seraient associées des réductions de consommation et d'émission de CO<sub>2</sub> proches de 1.6l et de 4 Kg pour 100 kilomètres effectués à la vitesse de 130 km/h. L'utilisation de ce type d'actionneur pourrait alors très rapidement s'étendre au contrôle des circuits de climatisation, de refroidissement (entrée et sortie d'air) ou d'alimentation des moteurs en régimes continu et transitoire. Des utilisations pourraient également s'envisager pour contrôler les écoulements de soubassement, les écoulements autour des roues, les films liquides, atténuer les émissions des bruits d'origine aérodynamique, améliorer les échanges aérothermiques, augmenter l'autonomie des futurs véhicules électriques ou encore contrôler les processus transitoires de coup de vent latéral, de dépassement ou de croisement de deux véhicules. L'intervention des constructeurs automobiles sur le marché des actionneurs pourrait de plus constituer une opportunité pour les avionneurs compte tenu des volumes à produire qui permettraient de réduire de manière considérable les coûts de production.

**Note : Cycle NEDC pour New European Driving Cycle, cycle d'homologation de tout véhicule léger en Europe.**

## REFERENCE

- 1 Pedessac J., Dagnas F-X (CFBP) & Jeulaud N. (IFP); *GPL Carburant, un carburant propre d'aujourd'hui et pour demain*, Bilan de l'Etude EETP (European Emission Test Program), Conférence de Presse du 6 avril 2004, Ministère de l'Ecologie et du Développement Durable, page 16/51.
- 2 Union Routière de France, Données Physiques des Transports, *Circulation totale sur autoroutes concédées (à péage)*, [www.urf.asso.fr](http://www.urf.asso.fr).
- 3 Union Routière de France, Données Physiques des Transports, *Parcours annuels des véhicules immatriculés en France*, [www.urf.asso.fr](http://www.urf.asso.fr).
- 4 Union Routière de France, Données Physiques des Transports, *Parcs des voitures particulières*, [www.urf.asso.fr](http://www.urf.asso.fr).
- 5 Carballes S.; *Les véhicules particuliers en France, Données et Références*, mai 2007, Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME), Département Transports et Mobilité.
- 6 *Passenger Cars*, University of Sheffield and University of Michigan, Produced by SASI Group (Sheffield) and Mark Newmann (Michigan), Map031, 2006.
- 7 World Energy Outlook 2007, *Executive Summary, China and India Insights*, International Energy Agency IEA, ISBN : 978-92-64-02730-5.
- 8 Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME), *Consommations de carburants et émissions de CO<sub>2</sub>*, [www2.ademe.fr](http://www2.ademe.fr).
- 9 Protocole de Kyoto à la Convention-Cadre des Nations Unies sur les Changements Climatiques, Nations Unies 1998, FCCC/INFORMAL/83, GE.05-61647 (F) 070605 090605.
- 10 Ahmed S.R., Ramm G & Faltin G.; *Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake*, SAE technical paper series, n° 840300, Detroit, 1984.
- 11 Chometon F. et Gilliéron P.; *Dépouillement assisté par ordinateur des visualisations pariétales en aérodynamique*. Compte-rendu Académie des Sciences Paris, tome 319, série II, pages 1149-1156, 6 pages, 1994.

- 
- 12 Gilliéron P. and Chometon F.; *Modelling of stationary three-dimensional detached airflows around an Ahmed Reference Body*, Third International Workshop on Vortex, ESAIM, Proceedings, Vol 7, 1999, pp 173-182, <http://www.emath.fr/proc/Vol7/>.
  - 13 Chometon F. et Gilliéron P.; *Modélisation des écoulements tridimensionnels décollés autour des véhicules automobiles*, Congrès SIA, Société des Ingénieurs de l'Automobile, n° SIA 96-09-11, 10 pages, Courbevoie / Paris, 5 et 6 novembre 1996.
  - 14 Chometon F. and Gilliéron P.; *A survey of improved techniques for analysis of three-dimensional separated flows in automotive aerodynamics*, SAE Congress, n°960680, pp 109-119, 11 pages, Detroit, Michigan, USA, February 26-29, 1996.
  - 15 Rouméas M.; *Contribution à l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu*, thèse de doctorat, CIFRE Renault/Institut National Polytechnique de Toulouse, juin 2006.
  - 16 Lehugeur B., Gilliéron P. and Kourta A.; *Experimental investigation on longitudinal vortex control over a dihedral bluff body*, Exp in Fluids, DOI 10.1007/s00348-009-0707-5, 2009, à paraître.
  - 17 Rouméas M., Gilliéron P and Kourta A.; *Analysis and control of the near-wake flow over a square-back geometry*, Computers & Fluids, 2008, doi: 10.1016/j.compfluid. 2008.01.009.
  - 18 Leclerc C.; *Réduction de la traînée d'un véhicule automobile simplifié à l'aide du contrôle actif par jet synthétique*, thèse de doctorat, CIFRE Renault/Institut National Polytechnique de Toulouse, janvier 2008.

---

# Objectif

Ce document constitue une nouvelle contribution à l'analyse et au contrôle des écoulements tridimensionnels décollés qui prennent naissance autour des corps de faible allongement, qui possèdent des roues tournantes et se déplacent à proximité du sol. Les problématiques sont principalement étudiées à partir d'approches analytiques complétées d'expérimentations en soufflerie et/ou de résultats de calculs. Les résultats expérimentaux sont utilisés pour tester la pertinence des résultats issus des approches analytiques et les résultats de calculs utilisés pour compléter les résultats expérimentaux lorsque le phénomène physique est correctement reproduit.

Le document comporte 3 parties. La première partie du document propose un état de l'art sur les connaissances et résultats actuels de contrôle des décollements. Après avoir passé en revue les moyens de contrôle passif, des exemples de contrôle actif par aspiration, soufflage ou par jet synthétique sont successivement présentés. Les résultats montrent que les coefficients de traînée aérodynamique des futurs véhicules automobiles destinés aux liaisons extra urbaines pourraient alors très prochainement tendre vers des valeurs voisines de 0.24. Cette évolution permettrait de réduire de 1.6 l sur 100 km la consommation moyenne d'un véhicule de moyenne gamme se déplaçant sur autoroute à la vitesse de 130 km.h<sup>-1</sup>. La réduction des émissions de gaz carbonique serait au moins de l'ordre de 7 grammes par kilomètre suivant le cycle NEDC (New European Driving Cycle).

Cette synthèse qui permet de positionner les connaissances actuelles par rapport aux problématiques industrielles est complétée de travaux récents effectués sur des géométries de type berline, monospace et autocar à partir d'éléments séparateurs transversaux. Les expérimentations s'effectuent en soufflerie sur des maquettes à échelles réduites pour des nombres de Reynolds compris entre  $1.0 \cdot 10^6$  et  $1.6 \cdot 10^6$ . Les éléments séparateurs sont positionnés à l'avant ou à l'arrière et l'influence du dérapage sur la traînée aérodynamique est analysée. Les résultats obtenus avec dérapage montrent l'intérêt d'adapter la position et l'orientation des éléments séparateurs en présence de vent latéral, complètent les résultats déjà relevés dans la bibliographie et confirment l'intérêt des éléments séparateurs transversaux pour réduire la consommation et améliorer la stabilité dynamique des véhicules automobiles.

La seconde partie porte sur l'analyse du processus de formation des structures tourbillonnaires longitudinales de sillage, sur l'analyse de la dynamique de sillage et l'analyse des écoulements au travers du disque de jante utilisé comme ventilateur axial.

Le processus de formation, d'alimentation, d'éclatement ou de déstructuration tourbillonnaire est analysé à partir de résultats expérimentaux et de considérations analytiques réalisés sur des géométries simplifiées de lunette arrière et de pare-brise de véhicules automobiles. Les gradients radial et transversal de pression statique conditionnent l'orientation des lignes de frottement au voisinage du décollement et apparaissent prépondérants sur la topologie de l'écoulement avant décollement et la valeur de Swirl. Les résultats obtenus montrent que les décollements de lunette arrière et de montants de baie sont respectivement plus propices à l'apparition de structures tourbillonnaires de type jet et de type sillage avec éclatement tourbillonnaire spontané.

L'analyse de la dynamique de sillage s'effectue à partir d'un modèle analytique basé sur la théorie du tourbillon de Milne-Thomson. L'objectif consiste à caractériser et mieux comprendre l'influence des tourbillons de sillage sur la traînée de culot pour ensuite élaborer des protocoles de contrôle capables d'agir sur la topologie du sillage. La modélisation est bidimensionnelle pour simplifier la complexité des interactions avec le culot et tester l'influence de différents protocoles d'éloignement du tourbillon. Deux

---

modèles sont développés pour des sillages composés d'un puis de deux tourbillons contrarotatifs. Pour chacun de ces modèles, cinq équations horaires caractéristiques du transport tourbillonnaire sont analysées.

Des résultats sur une roue utilisée comme ventilateur axial dans la perspective de réduire la contribution des roues dans la traînée aérodynamique globale des véhicules automobiles est enfin proposée. L'influence des espacements radial et transversal de la roue par rapport au passage de roue est analysée à partir d'essais en soufflerie et des approches analytiques développées pour rechercher les meilleurs secteurs d'efficacité aérodynamique de jantes utilisées comme ventilateur axial. Les approches analytiques portent sur l'influence de l'orientation, du bord de fuite au bord d'attaque, des bras de jante par rapport au sens de rotation de la roue, des trajectoires de l'écoulement par rapport à la corde des bras de jantes et du gradient transversal de vitesse généré par les profils de jantes utilisées comme ventilateur axial.

La troisième partie s'intéresse enfin à l'influence des effets aérodynamiques transitoires sur le comportement dynamique des véhicules automobiles. L'analyse des processus de coup de vent latéral, de dépassement et de croisement de deux véhicules est abordée à partir de l'étude de la sortie de tunnel avec vent traversier. Trois régions associées à trois phases transitoires distinctes sont successivement identifiées et l'analyse physique s'effectue à partir des équations caractéristiques d'un mouvement plan sur plan. Des mesures instationnaires d'accélération, de vitesse et d'angle de lacet relevés sur un véhicule en mouvement rectiligne uniforme qui intercepte un mur de vent transversal complètent et valident une partie des résultats déduits de l'approche analytique. L'hypothèse d'une évolution pseudo harmonique des coefficients aérodynamiques pour la sortie de tunnel, le dépassement et le croisement est enfin utilisée pour mettre en évidence des fréquences caractéristiques.

**Note : Cycle NEDC pour New European Driving Cycle, cycle d'homologation de tout véhicule léger en Europe.**

## **Partie 1**

# Réduction de la traînée aérodynamique



---

# Automobile et Environnement

## Contribution de la recherche aérodynamique à la réduction des gaz à effet de serre

**Résumé :** Cette partie traite du contrôle des décollements aérodynamiques pour réduire la consommation et les émissions de gaz à effet de serre des futurs véhicules automobiles. Après avoir passé en revue les moyens de contrôle passif, des exemples de contrôle actif par aspiration, soufflage ou par jet synthétique sont successivement présentés. Les résultats montrent le fort potentiel des solutions présentées. Des réductions de traînée proches de 20% sont ainsi déjà envisagées sans que soit nécessaire de contraindre les géométries actuelles en termes d'habitabilité et de confort. Les coefficients de traînée aérodynamique des futurs véhicules automobiles destinés aux liaisons extra urbaines pourraient alors très prochainement tendre vers des valeurs voisines de 0.24. Cette évolution permettrait alors de réduire de 1.6 l sur 100 km la consommation moyenne d'un véhicule de moyenne gamme se déplaçant sur autoroute à la vitesse de 130 km.h<sup>-1</sup>. La réduction des émissions de gaz carbonique serait au moins de l'ordre de 7 grammes par kilomètre suivant le cycle NEDC (New European Driving Cycle).

**Mots clefs :** Traînée, contrôle, gaz effet de serre, automobile.

### Nomenclature

d	Distance entre deux positions d'aspiration (m).
e	Largeur de la fente de soufflage, d'aspiration ou de jet synthétique (m).
l	Longueur de la lunette arrière (m).
C <sub>p</sub>	Coefficient de pression statique.
C <sub>pi</sub>	Coefficient de perte de pression d'arrêt.
ω	Vorticité (s <sup>-1</sup> ).
C <sub>μ</sub>	Coefficient de quantité de mouvement.
F <sub>k</sub>	Fréquence caractéristique pour Kolmogorov (Hz).
F <sub>j</sub>	Fréquence du jet synthétique (Hz).
F <sup>+</sup>	Fréquence réduite = F <sub>j</sub> .F <sub>k</sub> <sup>-1</sup> .
V <sub>o</sub>	Vitesse de l'écoulement infini amont (m.s <sup>-1</sup> ).
V <sub>asp</sub>	Vitesse d'aspiration (m.s <sup>-1</sup> ).
V <sub>s</sub>	Vitesse soufflage (m.s <sup>-1</sup> ).
C <sub>x</sub>	Coefficient de traînée aérodynamique.
ΔC <sub>x</sub>	Variation du coefficient de traînée aérodynamique en %.
λ <sub>2</sub>	Critère d'analyse pour la dynamique des tourbillons cohérents.

Cycle NEDC pour New European Driving Cycle, cycle d'homologation de tout véhicule léger en Europe, voir annexe 1.

Démonstrateurs EVE et VERA : premiers prototypes automobiles aérodynamiques développés par Renault et Peugeot au début des années 80 en réponse au défi proposé par le Ministère de l'Industrie qui souhaitait que soit développée une voiture capable de consommer moins de 3l aux 100 km. Le projet EVE a abouti au prototype Vesta II qui le 23 juin 1987 a réalisé un record mondial de consommation sur autoroute entre Bordeaux et Paris.

Valeur de Swirl : Rapport entre les vitesses azimutale (à la périphérie d'un tourbillon longitudinal) et axiale (dans la direction de l'axe du tourbillon).

MEMS : pour Micro Electro Mechanical Systems.

Les grandeurs caractéristiques de Kolmogorov : Longueur, vitesse, temps et dissipation d'énergie basés sur des approches moyenne, macroscopique et microscopique de l'écoulement turbulent.

---

Nombre de Strouhal : nombre sans dimension défini à partir du rapport entre la durée du transport de l'écoulement moyen (temps caractéristique de Kolmogorov) et le temps caractéristique de l'instationnarité.

Allées tourbillonnaires de Von Karman : Structures tourbillonnaires émises de manière alternée et associées à des décollements de culot.

## 1. INTRODUCTION

Le parc automobile mondial comptait en 2002 près de 590 millions d'unités dont 182 en Europe de l'Ouest, 140 aux Etats Unis, 55 au Japon, 29 en France, 9 en Chine et 6 en Inde [1]. Dans ce contexte, les émissions annuelles de CO<sub>2</sub> dépassent déjà les 22 milliards de tonnes alors que les besoins en transports des pays émergents augmentent. A titre d'exemple, la demande en énergie fossile de la Chine et de l'Inde transforme aujourd'hui le système énergétique mondial qui devient incompatible avec les ressources disponibles et la nécessité de réduire les émissions de gaz à effet de serre. Le parc automobile chinois pourrait ainsi compter dans 20 ans près de 270 millions de véhicules, soit trente fois plus qu'en 2002. L'Europe de l'Est et l'Afrique suivent le même processus dans des proportions plus ou moins équivalentes et à plus ou moins long terme. Dans ce contexte, les émissions de gaz à effet de serre auront augmenté de près de 57% en 2030 avec des répercussions fortes sur l'environnement et le climat [2]. Des solutions sont alors recherchées dans différents domaines de la physique, par et pour l'industrie des transports, afin de réduire de manière significative les émissions de dioxyde de carbone. Dans ce contexte et quelle que soit la source d'énergie utilisée (combustible fossile, électrique, hydrogène...), le contrôle des écoulements aérodynamiques pour les déplacements automobiles interurbains constitue une nécessité pour optimiser l'énergie embarquée. La communauté scientifique et technique travaille et s'organise alors pour réduire de 30% la traînée aérodynamique des véhicules et diminuer ainsi de 12 (cycle NEDC pour New European Driving Cycle) à 24 grammes (profil client) par kilomètre les émissions de dioxyde de carbone. Ce papier propose une présentation des principales voies de progrès pour l'aérodynamique automobile basée sur le maintien des critères actuels d'habitabilité, de confort et de sécurité.

## 2. LA PROBLEMATIQUE

L'objectif de réduction de traînée est nécessaire et ambitieux. Des travaux de recherche sont alors conduits depuis plus de 30 ans pour améliorer la connaissance et contrôler les mécanismes physiques à l'origine de la traînée aérodynamique. Les réductions de traînée aérodynamique associées au rétrécissement des sections d'entrée d'air, à l'accroissement des pertes de charge des échangeurs, à l'extension verticale de la partie basse du bouclier avant ou encore à la présence d'un déflecteur de soubassement positionné en amont du train arrière sont ainsi mieux comprises et utilisées avec plus d'efficacité [3]. Des bilans intégraux de quantité de mouvement permettent d'identifier des voies de progrès pour réduire la contribution du compartiment moteur dans la traînée aérodynamique et améliorer l'efficacité des échangeurs [4], [5], [6]. Les écoulements en proches parois sont modélisés à partir de modèles mathématiques pour améliorer la compréhension des portraits de phases relevés lors des visualisations pariétales [7], orienter l'action des ingénieurs et identifier des voies de progrès destinées à réduire la contribution des décollements dans la traînée aérodynamique globale. L'ensemble des progrès accomplis permet aujourd'hui de mieux comprendre les origines de la traînée aérodynamique, d'optimiser les performances aérodynamiques et de mieux intégrer les contraintes Design aux impératifs de réduction de traînée. Ces progrès ne permettent hélas pas de réduire de manière significative la traînée aérodynamique des véhicules automobiles et les coefficients de traînée aérodynamique C<sub>x</sub>, aujourd'hui de l'ordre de 0.30, n'évoluent plus depuis 20 ans.

Particulièrement sensible aux problèmes environnementaux et à l'épuisement des ressources fossiles, la communauté européenne fixe aujourd'hui un objectif clair et ambitieux aux constructeurs automobiles en terme d'émission de gaz à effet de serre. Les rejets de gaz carbonique ne devront ainsi pas dépasser 120 grammes par kilomètre à l'horizon 2012 et sans doute 90 grammes vers 2018. Des solutions en rupture doivent alors être imaginées pour réduire d'au moins 20% la traînée aérodynamique d'ici l'échéance 2012, c'est-à-dire d'ici quatre ans. Pour l'utilisateur final et 100 kilomètres parcourus à 130 km.h<sup>-1</sup>, l'objectif consiste à réduire la consommation de carburant d'un véhicule de la gamme M1 (véhicule de la gamme moyenne inférieure) d'environ 1.6 litres. Sur le parcours mixte normalisé dit NEDC (pour New European Driving Cycle), la réduction des émissions de CO<sub>2</sub> serait de l'ordre de 0.7 Kg pour 100 kilomètres parcourus soit 7 grammes par kilomètre.

### 3. LES SOLUTIONS DE RUPTURE

Un véhicule automobile est un corps de faible allongement qui se déplace à proximité du sol dans un écoulement naturellement turbulent. L'écoulement décolle au niveau des entrées d'air, au niveau du soubassement, autour de la roue, dans les passages de roues, au niveau du pied de pare-brise, des montants latéraux avant et enfin au niveau de la lunette arrière et du culot. La contribution des contraintes de frottement reste faible, de l'ordre de 10%, et la traînée aérodynamique résulte principalement de la distribution des contraintes de pression réparties sur la lunette arrière et le culot. Ces contraintes sont classiquement à l'origine de 90% de la traînée aérodynamique globale et sont à 80% concentrées sur les parties arrière. Les interactions entre les différentes régions du véhicule sont nombreuses, complexes et la recherche de solutions efficaces de contrôle nécessite de travailler sur des géométries simplifiées capables de reproduire l'essentiel des décollements et phénomènes physiques rencontrés sur un véhicule réel. La géométrie proposée par Ahmed en 1984 a donc été retenue depuis plus de 10 ans par l'ensemble de la communauté scientifique pour analyser les phénomènes, rechercher et mettre au point de nouvelles solutions de contrôle destinées à réduire la traînée aérodynamique [8]. Cette géométrie simplifiée de type bicorps (pas de coffre arrière) permet de reproduire l'essentiel des décollements qui apparaissent sur une géométrie réelle de véhicule automobile, voir figure 1.

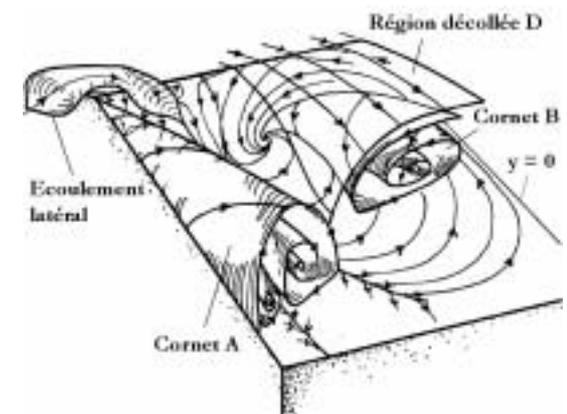
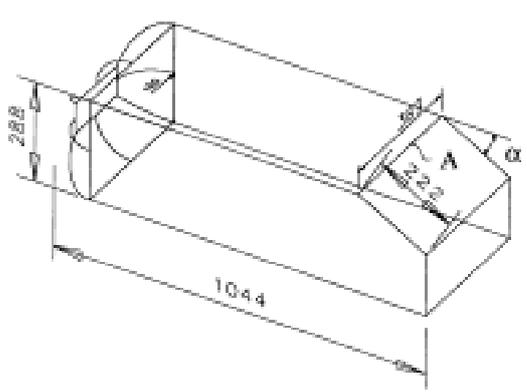


Fig. 1 – Géométrie du corps de Ahmed, échelle 1. Notations : A, fin de pavillon;  $\alpha$  angle de lunette arrière / horizontale, [8].

Fig. 2 – Représentation topologique schématique de la structure décollée de la partie gauche de la lunette arrière, vu de l'arrière, d'après [10].

Sur cette géométrie, l'écoulement décolle en fin de pavillon pour donner naissance à une nappe décollée ouverte qui recolle en moyenne vers le bas de la lunette arrière. L'écoulement décollé sous la nappe est le siège de deux mouvements contrarotatifs qui convergent vers deux foyers de séparation, origine du cornet B sur la figure 2 et son symétrique par rapport au plan  $y=0$  [9] [10]. L'écoulement issu de ces deux foyers interagit et alimente ensuite l'écoulement de culot. Une partie de l'écoulement issu des parties latérales de la géométrie décolle au niveau des arêtes latérales de lunette arrière et

donne naissance à deux structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives. L'autre partie alimente l'écoulement situé sous la région décollée de fin de pavillon, évolue vers le bas de la lunette arrière, le plan de symétrie  $y=0$  puis remonte vers le haut en spiralant vers l'origine du cornet B, fig. 2. Au culot, l'écoulement décolle à la périphérie de la géométrie et donne naissance à une structure tourbillonnaire en forme de tore qui interagit avec l'écoulement décollé de lunette arrière. Les résultats expérimentaux montrent que la topologie de l'écoulement reste identique et que la traînée aérodynamique augmente continûment avec l'accroissement de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière entre 12 et 30 degrés [8].

**3.1 Résultats en contrôle passif :** Le contrôle passif des écoulements et des décollements s'effectue à partir de solutions qui ne nécessitent aucune puissance à prendre sur le générateur principal d'énergie du véhicule. Ce contrôle s'effectue ainsi de manière classique à partir des connaissances mises en évidence et capitalisées entre 1976, date de première mise en service de la soufflerie S4 (IAT Saint Cyr) pour automobile, et 1985. Durant cette période, les coefficients moyens de traînée aérodynamiques des véhicules automobiles ont été réduits d'un tiers, (de 0.45 à 0.30) et des réductions plus importantes obtenues sur les démonstrateurs EVE (Renault) et VERA (Peugeot), voir nomenclature. Les solutions identifiées sont toujours utilisées mais restent très contraintes par les exigences du marché en termes de confort, d'habitabilité et de sécurité. Les meilleurs coefficients de traînée aérodynamique demeurent ainsi proches de 0.30 depuis plus de 20 ans. Pour améliorer ce résultat, des solutions nouvelles basées sur des géométries en rupture et une meilleure connaissance des processus de formation et de développement de la traînée aérodynamique doivent être recherchées.



Fig. 3 – Élément séparateur transversal sur la géométrie simplifiée désignée corps de Ahmed, [11].



Fig. 4 – Générateurs de séparation sur concept car Airlounge PSA (avec l'aimable autorisation de PSA).

Des dispositifs de contrôle ont alors été développés ces dernières années pour élargir l'offre des solutions aérodynamiques proposées aux ingénieurs et designers automobiles. Des réductions de traînée significatives ont ainsi été obtenues à partir d'éléments transversaux positionnés en aval et en amont d'une géométrie de forme anguleuse [11] ainsi qu'à partir de générateurs de vortex mécaniques [12], fig. 3, 4 et 5. Des travaux sont également engagés pour tester la capacité des milieux poreux à réduire la traînée aérodynamique et des réductions proches de 45% ont été obtenues sur une géo-



Fig. 5 – Générateurs de vortex sur véhicule Logan Dacia/Renault [12].

métrie simplifiée bidimensionnelle à culot droit [13]. Ces solutions offrent des alternatives intéressantes d'un point de vue aérodynamique qui restent industriellement inexploitées à ce jour.

**3.2 Résultats en contrôle actif :** Le contrôle actif des écoulements et des décollements s'effectue à l'aide d'actionneurs dont le fonctionnement nécessite une puissance à prendre généralement sur le générateur principal d'énergie du véhicule. La partie visible de ces systèmes est constituée d'orifices circulaires ou de fentes distribuées sur la surface du véhicule au voisinage de l'écoulement à contrôler. Leur fonctionnement s'effectue à partir de systèmes mécaniques, électromagnétiques ou électriques logés dans les parties creuses de la structure du véhicule. Leurs masses et leurs encombrements doivent être les plus faibles possibles pour réduire leurs impacts sur la consommation et les volumes utiles ou habitables.

Plusieurs solutions de contrôle ont été identifiées, testées et analysées par différents auteurs pour le contrôle des écoulements et des décollements en aéronautique, hydrodynamique et aérodynamique des véhicules terrestres. Les solutions retenues consistent généralement en des systèmes qui permettent de souffler ou aspirer de manière continue ou alternée au travers d'orifices circulaires ou rectangulaires.

**3.2.1 Solutions par aspiration continue :** Le contrôle des décollements et de la traînée aérodynamique des véhicules terrestres peut s'effectuer à partir d'aspiration continue au travers de fentes transversales disposées en amont ou en aval de la ligne de décollement. Les expérimentations numériques effectuées sur un corps de Ahmed muni d'une lunette arrière inclinée à 25 degrés à partir d'une fente disposée en envergure et de largeur  $e$  permettent de mettre en évidence les résultats suivants [14].

(i) *Position de la fente par rapport à la position du décollement :* Pour des expérimentations effectuées en 2D, les réductions maximales de traînée aérodynamique s'obtiennent pour des fentes positionnées au voisinage immédiat et de part et d'autre de la ligne de décollement. Les réductions de traînée sont quantitativement identiques mais moins sensibles à la position longitudinale lorsque la fente est positionnée en aval du décollement, fig. 6 et 7.

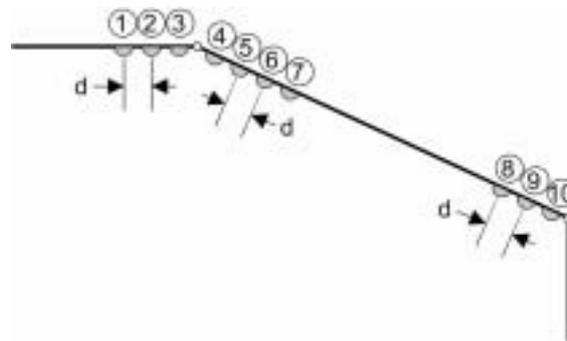


Fig. 6 – Positions des fentes d'aspiration en fin de pavillon, sur le haut de la lunette arrière et en fin de lunette arrière du corps de Ahmed. La largeur des fentes est identique quelle que soit la configuration et la distance entre deux positions consécutives de fente, notée  $d$ , est égale à  $10^{-2}$  m, [16].

(ii) *Influence de la vitesse d'aspiration :* L'efficacité du contrôle sur la réduction de la traînée aérodynamique augmente rapidement avec l'accroissement de la vitesse d'aspiration. La traînée aérodynamique diminue ainsi de 30% lorsque le rapport de la vitesse d'aspiration  $V_{asp}$  sur la vitesse infinie amont  $V_0$  devient égal à 0.6. Pour des rapports supérieurs, le gain de traînée continue faiblement d'augmenter mais l'efficacité énergétique cesse d'être intéressante, fig. 8.

(iii) *Influence de l'inclinaison de la direction d'aspiration :* L'influence de l'orientation de la vitesse d'aspiration par rapport au plan de lunette arrière est analysée pour des angles compris entre 10 et 145 degrés et

une vitesse d'aspiration égale à  $0.6 V_0$ . Pour les angles testés, la meilleure réduction de traînée, de l'ordre de 30%, s'obtient pour une aspiration normale, fig. 9.

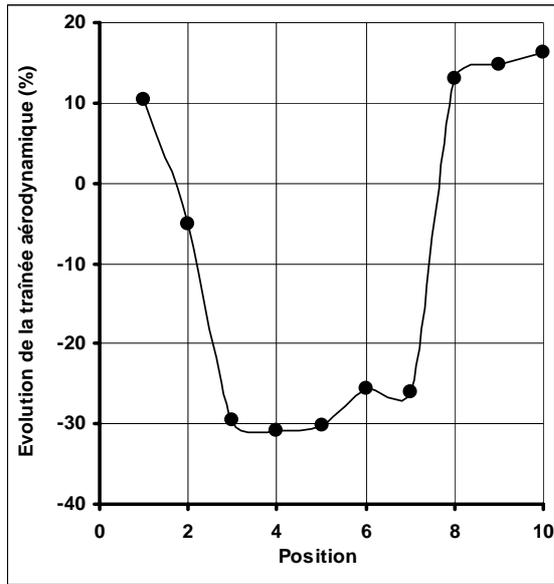


Fig. 7 - Influence de la position de la fente sur la réduction du coefficient aérodynamique  $C_x$ , résultats numériques 2D corps de Ahmed, [16].

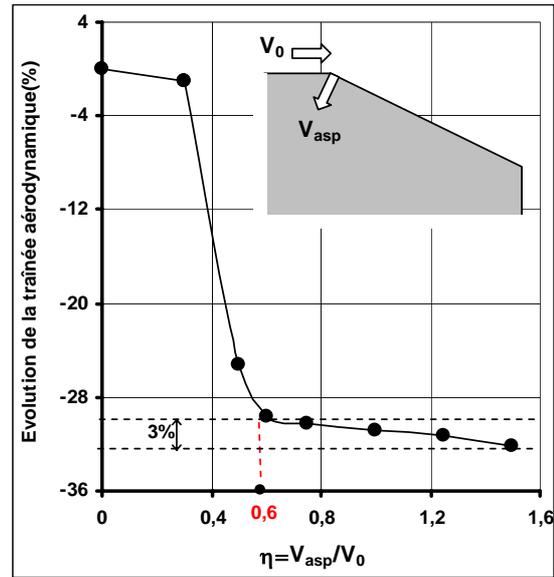


Fig. 8 - Influence de la vitesse d'aspiration sur la réduction du coefficient de traînée aérodynamique  $C_x$ , résultats numériques 2D corps de Ahmed, [16].

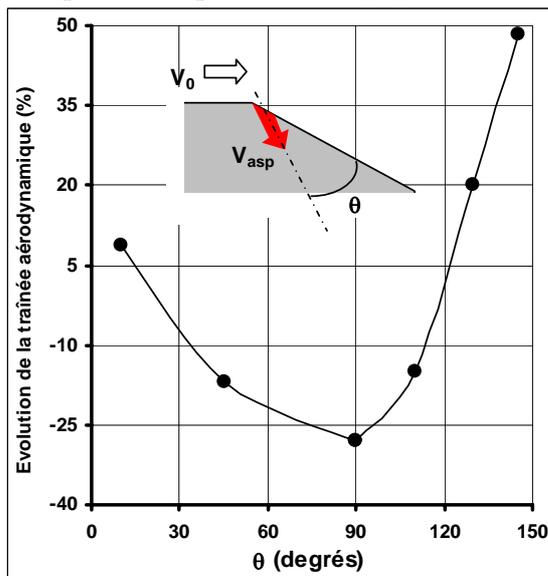


Fig. 9 - Influence de l'orientation de la vitesse d'aspiration sur la réduction du coefficient de traînée aérodynamique  $C_x$ , résultats numériques 2D corps de Ahmed, [16].

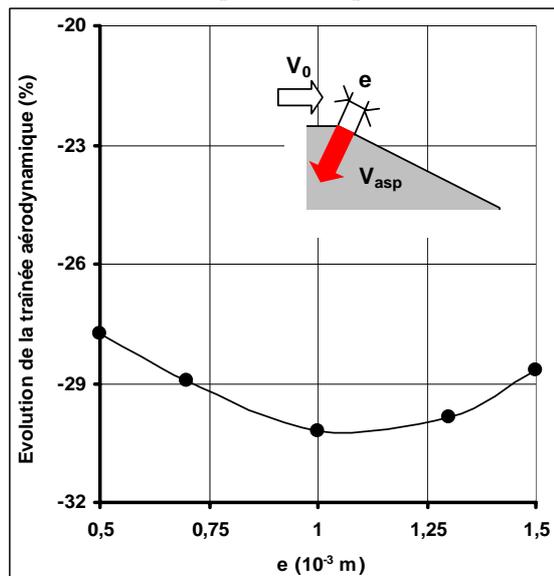


Fig. 10 - Influence de la largeur de la fente d'aspiration sur la réduction du coefficient de traînée aérodynamique  $C_x$ , résultats numériques 2D corps de Ahmed, [16].

(iv) *Influence de la largeur de la fente* : L'influence de la largeur de la fente est analysée pour une fente d'aspiration positionnée immédiatement en aval du décollement, une vitesse d'aspiration égale à 0.6 fois la vitesse de l'écoulement infini amont et une aspiration dirigée suivant la normale à la lunette arrière. Pour des largeurs de fente comprises entre  $0.5$  et  $1.5 \cdot 10^{-3}$  m, la meilleure réduction de traînée est relevée pour une largeur de fente égale à  $10^{-3}$  m, fig. 10.

Appliqués sur une géométrie 3D du corps de Ahmed, les meilleurs paramètres relevés lors de l'étude bidimensionnelle permettent d'obtenir des réductions de traînée proches de 18% [15]. Pour cette

configuration, le décollement de fin de pavillon disparaît et la distribution des coefficients de pression statique sur la lunette et au culot évolue de manière significative, fig. 11 et 12.

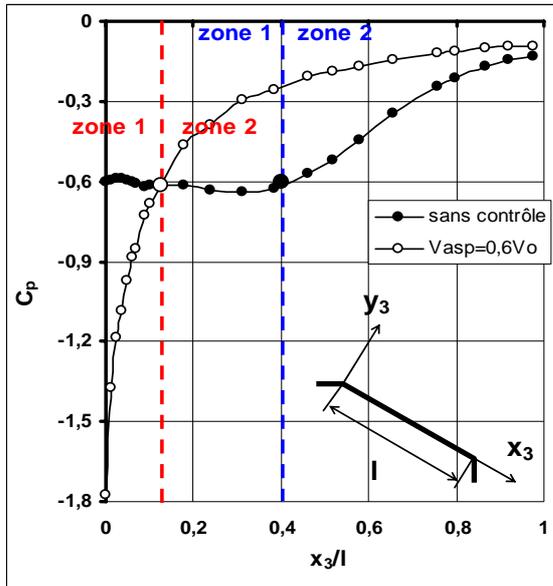


Fig. 11 – Influence du contrôle normal en position 4 (fig. 6) sur les coefficients de pression statique  $C_p$  de lunette arrière. Résultats numériques 3D corps de Ahmed, plan  $y=0$ , [16].

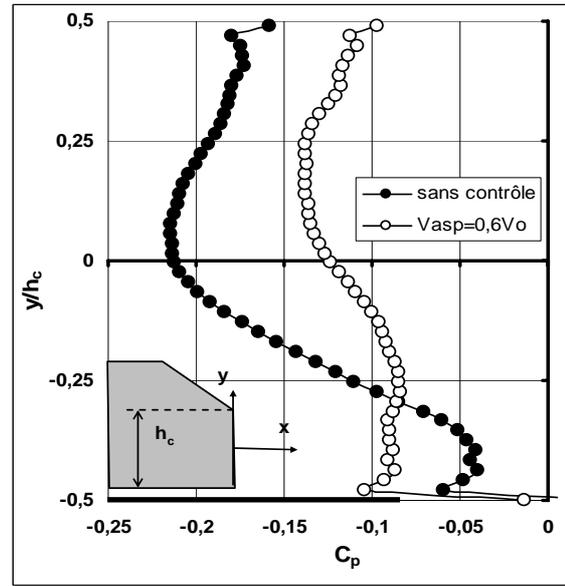


Fig. 12 – Influence du contrôle normal en position 4 (fig. 6) sur la distribution des coefficients de pression statique  $C_p$  au culot. Résultats numériques 3D corps de Ahmed, plan  $y=0$ , [16].

Sur la lunette arrière, les coefficients de pression statique diminuent très fortement puis augmentent progressivement jusqu'à atteindre des valeurs supérieures aux valeurs relevées sans contrôle au bas de la lunette arrière, fig. 11. Au culot, le contrôle par aspiration tend à uniformiser la distribution des pressions statiques et accroître sa valeur moyenne, fig. 12. Des expérimentations effectuées en soufflerie sur une géométrie identique munie d'une fente d'aspiration positionnée sur le haut de la lunette arrière confirment ces résultats [16].

L'aspiration peut aussi être utilisée pour réduire la contribution des structures tourbillonnaires de montant de baie dans la traînée aérodynamique. L'évolution des structures tourbillonnaires de montants de baies obtenues par calculs et relevées sans et avec aspiration pour les vitesses  $0.5V_o$  et  $V_o$  est reportée sur les figures 13 à 15.

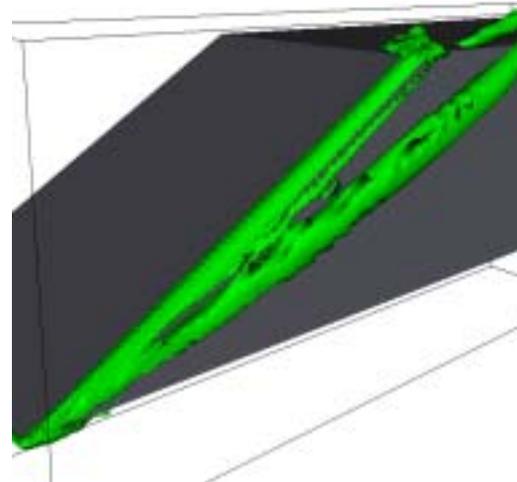


Fig. 13 – Pare-brise simplifié sans aspiration, visualisation iso-surface  $\lambda_2 = -25 \text{ s}^{-2}$ . Vue de  $3/4$  avant droite, [18]. Résultats numériques 3D montants de baie simplifiés.

Pour la configuration géométrique retenue et des structures tourbillonnaires représentées à partir du critère  $\lambda_2$ , l'influence de l'aspiration n'est significative qu'au-delà de la vitesse d'aspiration  $V_{asp} = -0.5V_o$ . Des réductions de traînée proches de 14% sont ainsi relevées par voies numérique et expérimentale [17] [18]. Ce résultat s'obtient pour une direction d'aspiration normale à la paroi latérale positionnée immédiatement en aval de la ligne de décollement, une vitesse d'aspiration égale à la vitesse de l'écoulement infini amont et une fente de largeur  $e=10^{-3}$  m positionnée sur toute la hauteur du montant de baie. L'analyse des résultats montre des modifications importantes au niveau des

distributions surfaciques des pressions pariétales instantanées mesurées sur les surfaces latérales (vitres latérales des véhicules automobiles) [19]. Ce dernier résultat constitue à lui seul une perspective intéressante pour diminuer le bruit d'origine aéroacoustique, améliorer la stabilité dynamique du véhicule lors des phases transitoires ou réduire les salissures.

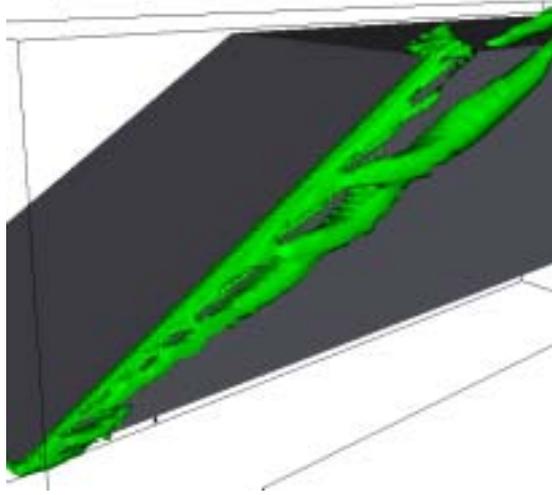


Fig. 14 – Pare-brise simplifié avec aspiration  $V_{asp} = -0.5 V_0$ , visualisation iso-surfaces  $\lambda_2 = -25 \text{ s}^{-2}$ . Vue de  $\frac{3}{4}$  avant droite, [18]. Résultats numériques 3D montants de baie simplifiés.

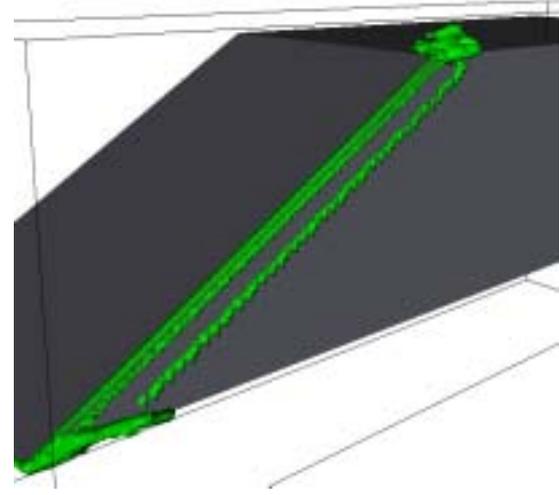


Fig. 15 – Pare-brise simplifié avec aspiration  $V_{asp} = -V_0$ , visualisation iso-surfaces  $\lambda_2 = -25 \text{ s}^{-2}$ . Vue de  $\frac{3}{4}$  avant droite, [18]. Résultats numériques 3D montants de baie simplifiés.

**3.22 Solution par soufflage continu :** Le contrôle des décollements et de la traînée aérodynamique des véhicules terrestres peut aussi s'effectuer par soufflage continu. Dans ce papier, le soufflage est utilisé pour déstructurer ou faire éclater les structures tourbillonnaires de lunette arrière dans la perspective d'accroître les pressions statiques pariétales et par conséquent réduire la traînée aérodynamique. Contrairement aux structures tourbillonnaires de type sillage qui prennent naissance au niveau des montants latéraux de pare-brise [19], les structures tourbillonnaires de lunette arrière sont de type jet [20-21].

L'éclatement tourbillonnaire s'obtient ici en augmentant la valeur du nombre de Swirl (rapport de la vitesse azimutale sur la vitesse relevée dans la direction de l'axe tourbillonnaire) à partir de l'accroissement des vitesses azimutales locales jusqu'à des valeurs proches de 1.5 [20]. Pour toutes les configurations, les nombres de Swirl sont déterminés à partir des vitesses relevées dans des plans P perpendiculaires à l'axe tourbillonnaire, fig. 17. Sur cet axe et de part et d'autre du point E (fig. 17), les valeurs maximales de vorticité  $\omega$  relevées sans soufflage décroissent respectivement de  $1.00 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$  à  $0.25 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ . Comme pour l'aspiration, le soufflage s'effectue dans une direction perpendiculaire au plan de la lunette arrière à partir d'une fente d'épaisseur  $e = 10^{-3} \text{ m}$  positionnée sur toute sa hauteur, figure 16. L'analyse s'effectue pour les vitesses de soufflage  $V_s = 0,5V_0, V_0$  et  $1,5V_0$  où  $V_0$  désigne la vitesse de l'écoulement incident. L'efficacité du contrôle est analysée à partir des surfaces d'égale vorticité, des distributions de pression statique sur la lunette arrière et des réductions de traînée aérodynamique.

Pour toutes les vitesses de soufflage, la structure tourbillonnaire longitudinale et la distribution pariétale de pression statique sur la lunette arrière évoluent et des réductions significatives de traînée sont relevées pour les vitesses de soufflage  $V_s = 0,5V_0, V_0$  et  $1,5V_0$  [21], voir figures 17, 18, 19, 20 et 21. La structure tourbillonnaire passe de l'état déstructuré à l'état éclaté avec recirculation et courant de retour avec point d'arrêt lorsque la vitesse de soufflage évolue de 0.5 à 1 et 1.5  $V_0$  [21]. Pour toutes ces vitesses, les valeurs des pressions statiques pariétales relevées sous la structure tourbillonnaire augmentent et les maximums de pression statique sont relevés pour la vitesse de soufflage  $V_s = 0.5V_0$ , figures 18 et 20. D'un point de vue énergétique, la meilleure efficacité énergétique s'obtient pour une

vitesse de soufflage proche de  $0.5 V_0$ . Des expérimentations réalisées en partenariat avec le Laboratoire de Mécanique et d'Energétique d'Orléans sur une configuration analogue confirment l'éclatement tourbillonnaire et les remontées de pression sur la lunette arrière (papier Mécanique & Industrie, 2009).

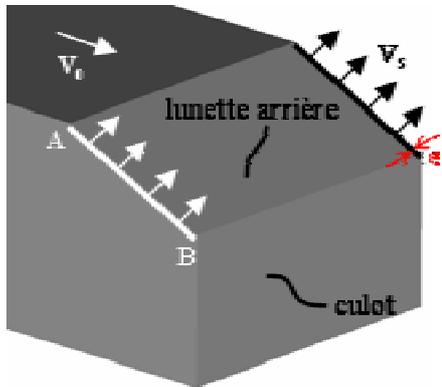


Fig. 16 – Lunette arrière corps de Ahmed avec soufflages latéraux perpendiculaires à la paroi, [18].

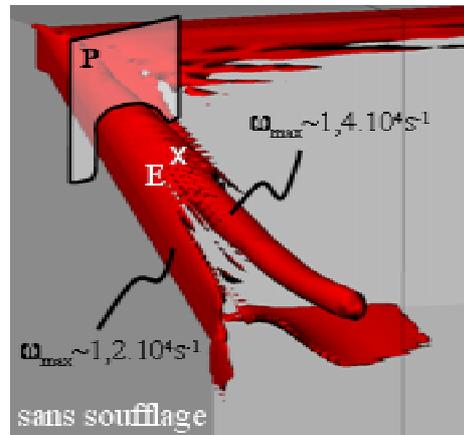


Fig. 17 – Surface d'égalité vorticité ( $\omega = 5000s^{-1}$ ) avec valeurs maximales relevées sans soufflage, [18]. P, plan courant de mesure de la vorticité, E un point sur l'axe tourbillonnaire. Résultats numériques 3D lunette arrière corps de Ahmed.

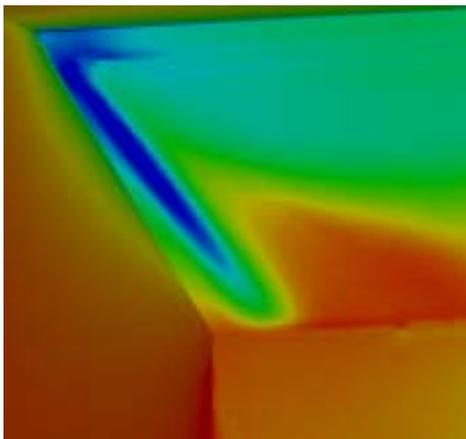


Fig. 18 – Coefficients pariétaux de pression statique  $C_p$  (de bleu à rouge valeurs entre -1 et 0) sur lunette arrière relevés sans soufflage, [18]. Résultats numériques 3D lunette arrière corps de Ahmed.

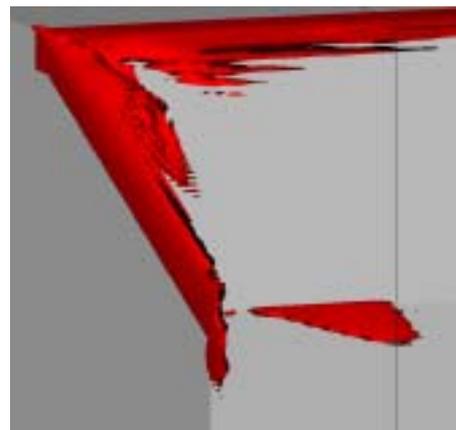


Fig. 19 – Surface d'égalité vorticité ( $\omega = 5000s^{-1}$ ) avec soufflage  $V_s = 0.5V_0$ ,  $\Delta C_x = -5.6 \%$ , [18]. Résultats numériques 3D lunette arrière corps de Ahmed.

En l'absence de solutions géométriques permettant de réduire ou de supprimer totalement les structures tourbillonnaires de lunette arrière sans incidence forte sur l'habitabilité des véhicules (garde au toit, déplacements latéraux), ces résultats montrent l'intérêt de l'éclatement tourbillonnaire pour remonter les pressions de culot et réduire la traînée des véhicules automobiles. Des travaux sont en cours pour accroître l'efficacité du contrôle et réduire la contribution énergétique nécessaire à l'apparition de l'éclatement. Lorsque les solutions auront été identifiées, le travail suivant consistera alors à mettre au point et développer des actionneurs de petites tailles et de faible masse (MEMS électriques, électromagnétiques ou autres) à haut rendement énergétique. Des collaborations sont déjà engagées avec l'IEMN, le LEMAC et la société FLOWDIT pour développer de tels systèmes.

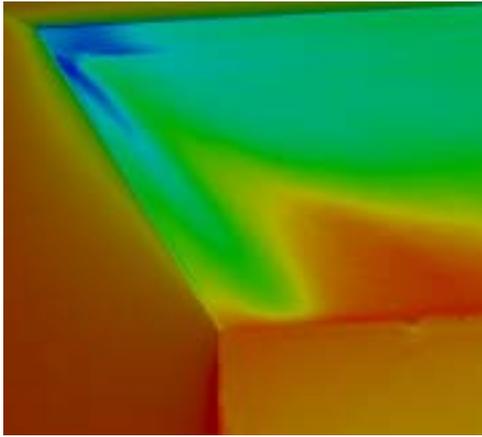


Fig. 20 – Coefficients de pression statique  $C_p$  (de bleu à rouge valeurs entre -1 et 0) pour soufflage  $V_s=0.5V_o$ . A comparer avec la figure 18, [18]. Résultats numériques 3D lunette arrière corps de Ahmed.

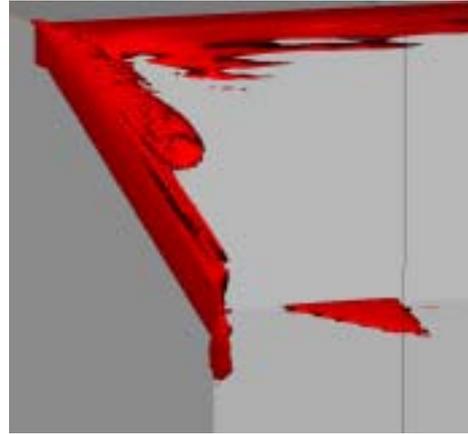


Fig. 21 – Surface d'égal vorticité ( $\omega=5000s^{-1}$ ) avec soufflage  $V_s=V_o$ ,  $\Delta C_x = - 6.2\%$ , [18]. Résultats numériques 3D lunette arrière corps de Ahmed.

**3.23. Solution par soufflage et aspiration alternés à débit moyen nul (jet synthétique) :** Le contrôle des écoulements et des décollements aérodynamiques par jets alternés de types soufflé et aspiré offre des perspectives intéressantes en terme d'efficacité énergétique. Le jet est dit pulsé ou synthétique selon que la moyenne temporelle est respectivement non nulle ou nulle sur une période [22]. Dans ce papier, seuls les travaux et résultats récents obtenus dans le cadre d'un contrôle par jet synthétique sont présentés [22, 23, 24, 25]. Ces travaux sont effectués à partir des expertises développées autour du contrôle par aspiration et soufflage continus décrits aux paragraphes précédents. La géométrie utilisée reste identique et les résultats relevés sur la configuration 3D sont obtenus après avoir développé un savoir faire sur des configurations bidimensionnelles.

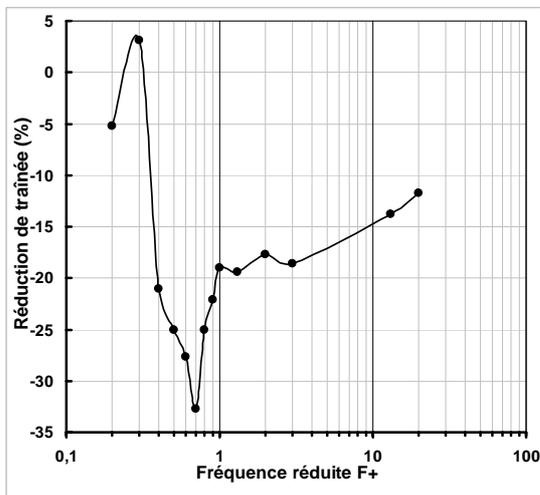


Fig. 22 – Pourcentage de réduction du coefficient  $C_x$  en fonction de la fréquence réduite  $F^+$  pour le coefficient de quantité de mouvement  $C_\mu = 2.4 \cdot 10^{-4}$ , [26], résultats numériques 2D corps de Ahmed.

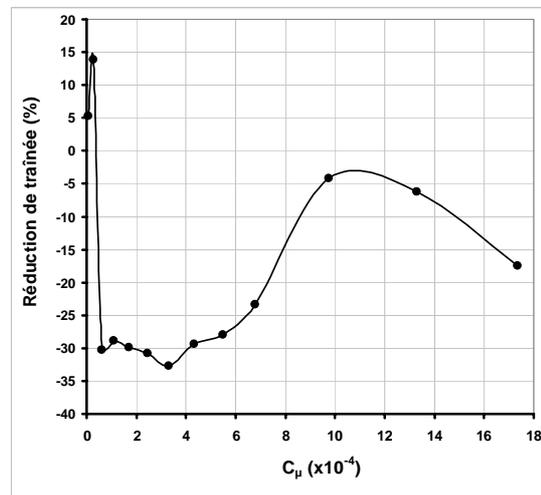


Fig. 23 – Pourcentage de réduction du coefficient  $C_x$  en fonction du coefficient de quantité de mouvement  $C_\mu$  pour la fréquence réduite  $F^+=0.7$ , [26], résultats numériques 2D corps de Ahmed.

La fréquence du jet synthétique s'obtient à partir des grandeurs caractéristiques de Kolmogorov définies à partir de la hauteur de la géométrie et de la vitesse de l'écoulement incident  $V_0=40 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Pour ces valeurs, la fréquence caractéristique  $F_k$  est égale à 140 Hertz. Le coefficient de quantité de mouvement  $C_\mu$  est déterminé à partir du maître couple de la géométrie, de la surface en plan de la

fente du jet synthétique, de l'amplitude de la vitesse maximale du jet synthétique et de la vitesse de l'écoulement  $V_0$ . La fréquence du jet synthétique  $F_j$  et la fréquence caractéristique  $F_k$  permettent alors de définir une fréquence réduite notée  $F^+$  à partir du rapport  $F_j/F_k$ .

Les résultats numériques obtenus sur une configuration bidimensionnelle du corps de Ahmed font apparaître deux régimes associés à des réductions significatives de traînée aérodynamique [26]. Un premier régime stationnaire ( $F^+=20$ , figure 22) permet de réduire et de repousser en aval du culot les valeurs maximales de pertes d'énergie volumique et un second régime ( $F^+=0.7$ , figure 22), désigné dynamique, pour lequel la topologie de sillage est caractérisée par la formation de petites structures tourbillonnaires dont la fréquence d'émission apparaît synchronisée avec la fréquence du jet synthétique [27]. Pour ce dernier régime, la valeur du coefficient de quantité de mouvement évolue sans incidence rapide sur la structure de l'écoulement et la valeur du coefficient de traînée aérodynamique, fig. 23. La meilleure efficacité s'obtient lorsque la quantité de mouvement est introduite au cœur de la sous couche logarithmique [28].

Les réductions de traînée relevées pour ces deux régimes sont respectivement de 13 (pour  $F^+=20$ ) et 33% (pour  $F^+=0.7$ ) [27] & figures 22 et 23.

Pour une configuration tridimensionnelle, les résultats de calculs relevés sans contrôle mettent en évidence deux régimes caractéristiques d'agitation tourbillonnaire [27]. Le premier régime est associé à l'émission d'allées tourbillonnaires de Von Karman à partir du soubassement et est peu influencé par l'écoulement de lunette arrière. Le second régime est tel que les fréquences des émissions tourbillonnaires issues de la lunette arrière et du soubassement apparaissent en phase. A ces modes sont respectivement associés les nombres de Strouhal 0.4 et 0.7. Pour la fréquence réduite  $F^+=0.7$  et un contrôle positionné en fin de pavillon en amont du décollement ( $4.5 \cdot 10^{-3}$  m), la traînée aérodynamique diminue avec l'accroissement du coefficient de quantité de mouvement  $C_\mu$  jusqu'à une valeur seuil  $C_{\mu_0}$ , voir figure 27. Le développement transversal du décollement de lunette arrière issu de la fin du pavillon diminue (figures 25 et 26), l'écoulement en proche paroi s'organise à partir de distributions de rouleaux tourbillonnaires, les positions des centres tourbillonnaires de sillage se symétrisent dans le plan de symétrie longitudinal et la pression au culot augmente. Sur la lunette arrière et comme en 2D, l'écoulement devient dynamique et l'apparition puis le transport des rouleaux tourbillonnaires s'effectuent en phase avec la fréquence du jet synthétique. Pour les configurations testées et le soufflage continu, les meilleures réductions de traînée s'obtiennent lorsque l'orifice transversale du contrôle est positionné en aval mais au plus près du décollement (intersection de la fin du pavillon avec le haut de la lunette arrière). La meilleure réduction de traînée proche de 13% s'obtient pour la même valeur  $C_\mu = 4.2 \cdot 10^{-4}$  du coefficient de quantité de mouvement, fig.27 [27].

Ces résultats obtenus par voie numérique sont comparés à des résultats expérimentaux réalisés en soufflerie sur une maquette de géométrie identique à échelle 0.7 [27]. Le jet synthétique s'obtient à partir d'une barrette d'actionneurs à membranes piézoélectriques montés en parallèle [29] et l'orifice du dispositif de contrôle est positionné à  $-4, 2$  ou  $4 \cdot 10^{-3}$  m en amont ou en aval du décollement (fin du

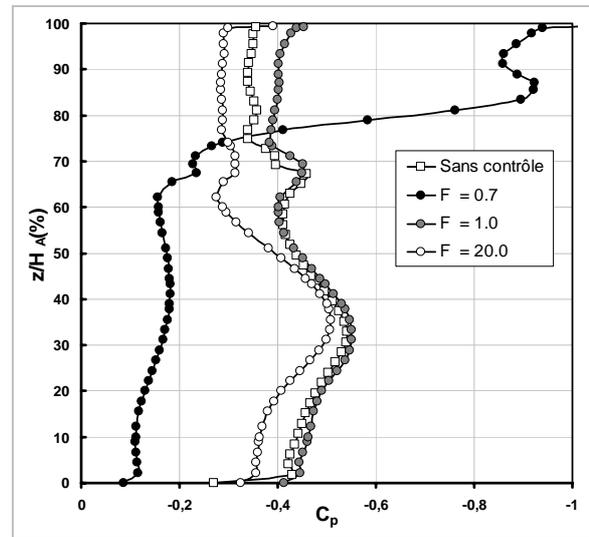


Fig. 24 – Distribution des coefficients de pression statique  $C_p$  sur la lunette arrière et le culot sans et avec contrôle pour  $C_\mu = 2.4 \cdot 10^{-4}$  et les fréquences réduites  $F^+=0.7, 1.0$  et  $20.0$ , [26], résultats numériques 2D corps de Ahmed.

pavillon ou haut de la lunette arrière, figure 28). Pour la fréquence de résonance des membranes des actionneurs ( $F=520$  Hertz) associée à la fréquence réduite  $F^+=4.2$  et des largeurs de fente comprises entre  $0.5$  et  $1.5 \cdot 10^{-3}$  m, des vitesses maximales comprises entre  $14$  et  $19 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  sont relevées à la sortie des actionneurs. Comme précédemment (aspiration continue et jet synthétique 2D), les meilleures réductions de traînée s'obtiennent pour une fente positionnée en aval et au plus près de la ligne de décollement ( $+2 \cdot 10^{-3}$  m, voir figure 28). Pour des valeurs croissantes du coefficient de quantité de mouvement comprises entre  $0$  et  $3.9 \cdot 10^{-4}$ , la traînée aérodynamique diminue rapidement pour croître légèrement et tendre vers  $8\%$  lorsque le coefficient de quantité de mouvement tend vers  $3.9 \cdot 10^{-4}$ . La réduction maximale représente  $8.5\%$  de la traînée aérodynamique relevée sans contrôle, fig. 28.

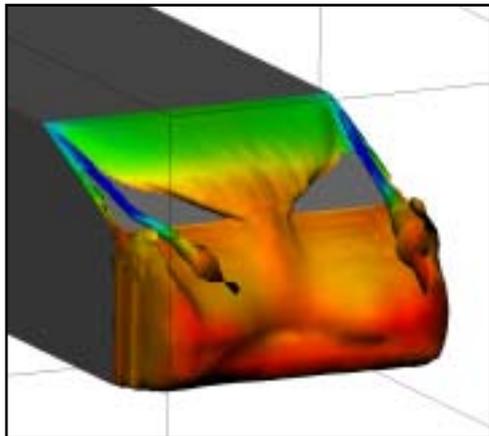


Fig. 25 – Surfaces d'égalité de pertes d'énergie volumique ( $C_{p_i}=1$ ) colorisées par les valeurs des coefficients de pression statique  $C_p$ , résultats numériques 3D corps de Ahmed relevés sans contrôle, [27].

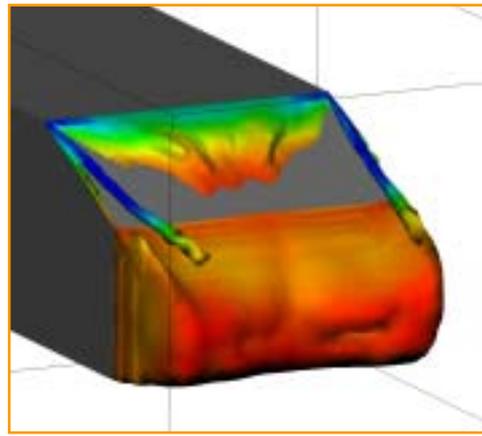


Fig. 26 – Surfaces d'égalité de pertes d'énergie volumique ( $C_{p_i}=1$ ) colorisées par les valeurs des coefficients de pression statique  $C_p$ , résultats numériques 3D corps de Ahmed avec contrôle positionné en amont du décollement,  $F^+=0.7$  et  $C_{\mu}=4.2 \cdot 10^{-4}$ , [27].

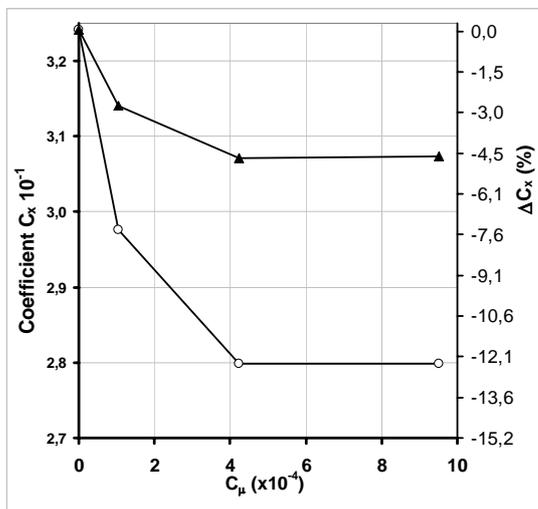


Fig. 27 – Réduction du coefficient de traînée  $C_x$  et pourcentage de réduction pour des fentes positionnées en amont et en aval du décollement. Résultats numériques 3D corps de Ahmed, d'après [27].

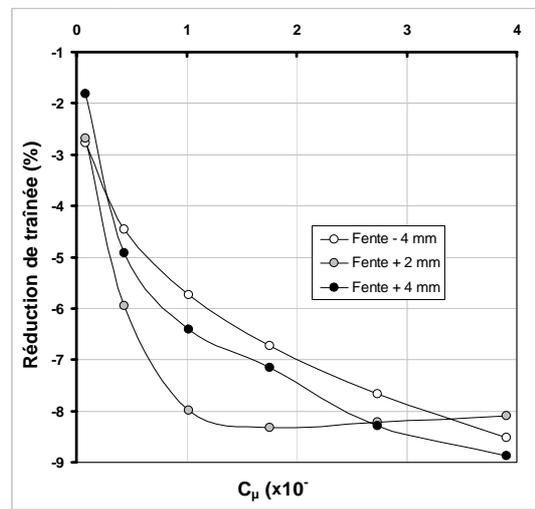


Fig. 28 – Réduction du coefficient de traînée aérodynamique  $C_x$  en fonction du coefficient de quantité de mouvement  $C_{\mu}$  pour des fentes positionnées à  $-4$ ,  $+2$  et  $+4$  mm. Résultats expérimentaux 3D corps de Ahmed,  $Re=1.2 \cdot 10^6$ , [27].

Au-delà du coefficient de quantité de mouvement  $C_{\mu}=3.9 \cdot 10^{-4}$ , la traînée aérodynamique n'évolue plus. Cette réduction résulte d'une diminution progressive de l'extension transversale de la région décollée

sur le haut de lunette arrière qui s'accompagne d'un accroissement de la vitesse longitudinale au bas de la lunette arrière. Cette augmentation locale de la vitesse de transport reporte vers l'aval la partie supérieure de la structure tourbillonnaire torique de culot, les vitesses au voisinage du culot diminuent, les pressions statiques augmentent et la contribution du culot à la traînée aérodynamique décroît. De plus, l'écart des vitesses entre les parties inférieures de la lunette arrière et du culot se réduit et la structure tourbillonnaire de culot se symétrise. Enfin, le contrôle réduit l'activité spectrale associée au battement du bulbe décollée de lunette arrière, introduit une instabilité forcée qui contraint l'évolution instationnaire du sillage et renforce l'organisation autour de l'instabilité de Von Karman.

#### 4. IMPACT SUR LES CONSOMMATIONS ET LES EMISSIONS.

Ces résultats montrent que des solutions en rupture existent pour réduire d'au moins 10% la traînée aérodynamique des véhicules automobiles. Ces solutions pourraient être utilisées dans des régions où subsistent des décollements ou lorsque les contraintes d'architecture et/ou de Design ne permettent pas d'appliquer les préconisations aérodynamiques classiques. Elles offriraient ainsi des moyens supplémentaires aux équipes aérodynamiques chargées du développement des nouveaux véhicules. Pour des véhicules de gamme moyenne du type Mégane, la consommation diminuerait alors de 0,8 litre sur 100 kilomètres pour des trajets effectués à la vitesse stabilisée de 130 km.h<sup>-1</sup>. Les émissions de dioxyde de carbone seraient à cette vitesse réduites de 20 grammes par kilomètre et de 3,5 grammes par kilomètre sur le parcours NEDC (hypothèse 150 gr.km<sup>-1</sup> \* 0.8 l de réduction pour 6 l sur 100km).

Ces solutions nécessitent cependant des systèmes embarqués qui engendrent des accroissements de masse et de puissance électrique pour les systèmes actifs. Ces accroissements induisent des augmentations de consommation et d'émission de CO<sub>2</sub> qui sont prises en compte dans les valeurs reportées dans le tableau 1.

SOLUTIONS	Réduction Consommation l/100km à 130km/h	Réduction Emission CO <sub>2</sub> gr/km (NEDC)
<b>Contrôle Passif</b>		
Elts Sép Longitudinaux	0,8	2,5
Elts Sép Transversaux	0,8	2,5
Vortex Générateurs	0,4	1,6
<b>Contrôle actif</b>		
Aspiration continue LuAR	0,7	2,9
Aspiration continue montant baie	0,7	2,4
Soufflage continu culot droit	0,7	2,1
Soufflage continue LuAR (éclt)	0,4	1,5
Jets synthétiques LuAR	0,8	3,1

Tableau 1 – Impacts estimés des solutions de contrôle sur la consommation à 130 km.h<sup>-1</sup> et les émissions de CO<sub>2</sub> pour le cycle NEDC. Valeurs déterminées pour 10% de réduction du coefficient de traînée aérodynamique C<sub>x</sub>.

Des associations de solutions peuvent enfin être imaginées (soufflage et jets synthétiques ...) pour des réductions de 20% de la traînée aérodynamique sans incidence sur l'habitabilité et le confort des véhicules. De telles associations permettraient alors de diminuer les émissions de gaz carbonique de 7 grammes par kilomètre sur le parcours NEDC et de 1.6 litres la consommation sur 100 kilomètres à 130 km.h<sup>-1</sup>. Ces perspectives confirment l'intérêt du contrôle aérodynamique pour optimiser les rendements énergétiques des solutions actuelles et futures de transport (solutions hybride, hydrogène ou électrique).

#### 5. CONCLUSION & PERSPECTIVES

Les résultats présentés dans ce papier montrent déjà des progrès significatifs et permettent d'envisager l'introduction du contrôle actif comme une des solutions pour réduire la consommation et les émissions de gaz à effet de serre des véhicules automobiles. Ces solutions pourraient également être utilisées pour améliorer les performances des futurs véhicules hybrides et électriques qui devraient progressivement se substituer aux véhicules à moteur thermique. Les objectifs sont évidemment ambitieux et nécessitent de poursuivre le travail de recherche engagé pour améliorer la connaissance des phénomènes physiques, optimiser les protocoles de contrôle et concevoir en parallèle des actionneurs robustes à faible coût capables d'intégrer les exigences automobiles. Les programmes de

---

recherche doivent alors s'appuyer sur l'ensemble des compétences scientifiques et techniques développées dans les laboratoires de recherche industriels et universitaires qui travaillent et échangent sur des thématiques identiques et connexes. C'est ainsi qu'a été créé sous l'impulsion de Renault, de PSA et du CNAM, un Centre National de Recherche Technologique désigné CNRT "Aérodynamique et Aéroacoustique des Véhicules Terrestres" et a été développé avec le CNRS un Groupement de Recherche (GdR) intitulé "Contrôle des Décollements", voir les sites [www.cnrt2a.asso.fr](http://www.cnrt2a.asso.fr) & [www.imft.fr/GDR2502](http://www.imft.fr/GDR2502).

S'agissant du Centre National de Recherche Technologique désigné "Aérodynamique & Aéroacoustique des Véhicules Terrestres", Renault et PSA sont membres fondateurs et animent le comité scientifique. Leurs contributions consistent à identifier et prioriser les axes de recherche, rechercher les meilleurs partenaires et assurer le suivi scientifique des travaux financés par ce CNRT. Ces dernières années, la recherche s'est orientée vers l'identification de produits non toxiques destinés à améliorer le rendu des visualisations pariétales (IMFT, IAT) dans les régions à faible vitesse, l'analyse des écoulements de césures (LIMSI, LME Valenciennes, LEA Poitiers, Signal Développement) et la recherche de solutions destinées à mettre au point des nappes souples de capteurs pariétaux de pression statique (LAUM & ESIEE). Les interactions sillage/décollement (LEA de Poitiers), le contrôle de décollements par plasma froid (Université d'Orléans et LEA de Poitiers) et le lancement d'une action d'évaluation des actionneurs sur une maquette d'essais de type corps de Ahmed évoluée destinée à tester des dispositifs de contrôle des décollements sont des sujets actuellement en cours d'analyse ou d'étude. Des informations sont disponibles sur le site du CNRT R2A, [www.cnrt2a.asso.fr](http://www.cnrt2a.asso.fr).

Des résultats significatifs ont également été obtenus par les acteurs du Groupement de Recherche GdR 2502 "Contrôle Des Décollements", dont les activités s'articulent autour de laboratoires publiques (LEA Poitiers, IMFT, ONERA, Institut PRISME/LME Orléans, ENSAM...) et privés (SNECMA, Dassault, PSA, Renault et PlasticOmnium). Les travaux de recherche s'effectuent à partir de géométries simplifiées de types corps de Ahmed, profil d'aile (OAT15) ou diffuseur plan. De nombreux résultats ont été présentés dans le cadre de journées d'études et/ou publiés dans diverses revues ou actes de congrès. Les résultats obtenus de 2001 à 2005 et publiés au début de l'année 2006 dans un recueil CEPADUES, ont permis de reconduire cette organisation au début de l'année 2006 pour une nouvelle période de 4 années. Renault, PSA, Dassault et l'ONERA sont membres actifs du conseil scientifique de ce GdR, voir site [www.imft.fr/GDR2502](http://www.imft.fr/GDR2502). Une expression de besoin a été exprimée le 1<sup>er</sup> septembre dernier au CNRS pour que soit reconduit une structure identique qui permette de poursuivre les travaux engagés et développer des actionneurs.

En parallèle sont développées des collaborations scientifiques pour croiser les expériences, partager les moyens expérimentaux ou numériques et développer de nouvelles idées. Un projet PREDIT (collaborations Renault, PSA, Université de Bordeaux, ESPCI, CNAM et Plastic Omnium) a ainsi récemment été déposé et accepté sur le thème du contrôle par jets pulsés, projet CARAVAJE. Des recherches devront être poursuivies sur le jet synthétique pour mettre en concurrence ces deux approches, mieux évaluer leurs potentiels, leurs avantages, leurs inconvénients et identifier leur efficacité. La réponse industrielle à la nécessité du contrôle des écoulements et des décollements aérodynamiques pour réduire la consommation et les émissions de gaz à effet de serre des automobiles sera issue de l'une de ces deux solutions. Les progrès récents réalisés sur les dimensions, les masses et l'efficacité des actionneurs de type MEMS associés au développement de l'expertise sur le contrôle aérodynamique permettent d'envisager l'intégration de ces solutions d'ici 2015.

## RÉFÉRENCES

- 1 Passenger Cars, University of Sheffield and University of Michigan, Produced by SASI Group (Sheffield) and Mark Newmann (Michigan), Map031, 2006.
- 2 World Energy Outlook 2007, Executive Summary, China and India Insights, International Energy Agency IEA, ISBN: 978-92-64-02730-5.

- 
- 3 Chometon F. et Gilliéron P.; *Modélisation des écoulements tridimensionnels décollés autour des véhicules automobiles*, Congrès SIA, Société des Ingénieurs de l'Automobile, n° SIA 96-09-11, 10 pages, Courbevoie / Paris, 5 et 6 novembre 1996.
  - 4 Gilliéron P. and Chometon F.; *Reduction of cooling air drag of road vehicle: an analytical approach*, SAE paper n°01B-48, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, March 2001.
  - 5 Ivanic T. and Gilliéron P.; *Reduction of the aerodynamic drag to cooling systems: an analytical and experimental approach*, SAE paper n°2005-01-1017, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, April 2005.
  - 6 Chometon F. and Gilliéron P.; *Assessment of engine cooling performance by measurement of cooling airflow drag in aerodynamic wind tunnels*, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, February 23-26, 1998.
  - 7 Chometon F. et Gilliéron P.; *Dépouillement assisté par ordinateur des visualisations pariétales en aérodynamique*. Compte-rendu Académie des Sciences Paris, tome 319, série II, pages 1149-1156, 6 pages, 1994.
  - 8 Ahmed S.R., Ramm G & Faltin G.; *Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake*, SAE technical paper series, n° 840300, Detroit, 1984.
  - 9 Gilliéron P. and Chometon F.; *Modelling of stationary three-dimensional detached airflows around an Ahmed Reference Body*, Third International Workshop on Vortex, ESAIM, Proceedings, Vol 7, 1999, pp 173-182, <http://www.emath.fr/proc/Vol7/>.
  - 10 Gilliéron P. and Spohn A. ; *Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle*, Congrès IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows, April 8-12, 2002, Toulouse, France.
  - 11 Levallois E. & Gilliéron P.; *Contrôle des écoulements en aérodynamique automobile & réduction de traînée par éléments séparateurs - Analyse par PIV*, Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Fluvisu11, Lyon, 6-9 juin 2005.
  - 12 Renault, Direction de la Communication, Communiqué de Press, *A l'occasion du Challenge Bibendum Michelin, Renault présente Logan "Renault ECO2" concept, véhicule écologique et économique*, 1<sup>er</sup> octobre 2007.
  - 13 Bruneau CH, Gilliéron P. & Mortazavi I.; *Passive control around the square back Ahmed body using porous devices*, Journal of Fluids Engineering, 2007.
  - 14 Rouméas M., Gilliéron P. & Kourta A.; *Réduction de traînée par contrôle des décollements autour d'une géométrie simplifiée: Etude paramétrique 2D*, 17<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, 29 Août au 02 Septembre 2005, Troyes, France, 2005.
  - 15 Rouméas M., Gilliéron P. & Kourta A.; 2005, *Analyze and control of the near-wake flow over simplified car geometry*, 4<sup>th</sup> Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced, Vibrations (BBVIV4), 21-24 June, 2005, Santorin, Greece.
  - 16 Rouméas M.; *Contribution à l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu*, thèse doctorat, CIFRE Renault/Institut National Polytechnique de Toulouse, juin 2006.
  - 17 Lehugeur B. and Gilliéron P.; *Drag reduction by active control of A-pillar vortex breakdown on a simplified car geometry*, European Drag Reduction and Flow Control Meeting, 10-14<sup>th</sup> april 2006, Ischia, Italy.
  - 18 Lehugeur B.; *Caractérisation et contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales en aérodynamique automobile*, thèse doctorat, CIFRE Renault/Université Pierre et Marie Curie, mai 2007.
  - 19 Lehugeur B. et Gilliéron P.; *Analyse de l'influence du contrôle des tourbillons longitudinaux de montants de baie sur les champs de pression pariétale en aérodynamique automobile*, 18<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, du 27 au 31 août 2007, AFM, Grenoble, France.
  - 20 Billant P., Chomaz J.M., Huerre P.; Experimental study of vortex breakdown in swirling jets, J. Fluid Mech. 376 (1998), 183-219.
  - 21 Lehugeur B., Gilliéron P. & Ivanic T. ; *Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles : Approche numérique*, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (CRAS), Section Mécanique, n°334 (2006) 368-372, 2006.
  - 22 B.L. Smith and A. Glezer , *The formation and evolution of synthetic jets*, Phys. Fluids 10, 2281, 1998.
  - 23 Glezer A. and Amitay M., *Synthetic jets*, Annu. Rev. Fluid Mech. 34, 503, 2002.

- 
- 24 Gallas Q., *On the modeling and design of zero-net mass flux actuators*, Ph.D. thesis, University of Florida, Gainesville, 2005.
  - 25 Raju R., Gallas Q., Mital R., Cattafesta L., *Scaling of pressure drop of oscillatory flow through a slot*, Phys. Fluids 19, 078107, 2007.
  - 26 Leclerc C., Levallois E., Gilliéron P. & Kourta A., *Aerodynamic Drag Reduction by Synthetic Jet : A 2D Numerical Study Around a Simplified Car*, 3<sup>rd</sup> AIAA Flow Control Conference, 5-8 june 2006, San Francisco, California.
  - 27 Leclerc C.; *Réduction de la traînée d'un véhicule automobile simplifié à l'aide du contrôle actif par jet synthétique*, thèse doctorat, CIFRE Renault/Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, janvier 2008.
  - 28 Leclerc C., Levallois E., Gilliéron P., Kourta A. and Gallas Q., 2006, *Phase Locked Analysis of a Simplified Car Geometry Wake Flow Control Using Synthetic Jet*, ASME Joint U.S. - European Fluids Engineering Summer Meeting, paper n° FEDSM2006-98469, July, Miami, Florida.
  - 29 Gallas Q.; *Modeling and Development of synthetic Jet Actuators in Flow Separation Control Application*», IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS, 19-22 septembre 2006, Londres, UK.

## COLLABORATION

Les résultats contenus dans ce papier résultent de travaux initiés depuis 2003 avec Azeddine Kourta, Chargé de recherche CNRS à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) puis professeur à l'Institut PRISME d'Orléans et Loc Ta-Phuoc chercheur CNRS au Laboratoire d'Informatique et de Mathématiques pour les Sciences de l'Ingénieur (LIMSI). Ces collaborations se sont effectuées dans le cadre de trois thèses CIFRE. Une première thèse a permis de développer une expertise sur le contrôle par aspiration ou soufflage continu, thèse Mathieu Rouméas soutenue le 16 juin 2006, DR-Renault/IMFT. Une seconde thèse a permis de compléter l'expertise sur le contrôle de l'éclatement tourbillonnaire de structures longitudinales semi-confinées, thèse Benjamin Lehueur soutenue le 29 mai 2007 (DR-Renault/LIMSI). Une troisième thèse a permis d'identifier la capacité des jets synthétiques à réduire la traînée aérodynamique des géométries de type bicorps anguleux, Cédric Leclerc, thèse soutenue le 11 janvier 2008 (DR-Renault/IMFT).

## PUBLICATIONS

- Gilliéron P. et Kourta A.; *Automobile et Environnement, Contribution de la recherche aérodynamique à la réduction des gaz à effet de serre*, Revue Mécanique & Industrie 9, 519-531 (2008), EDP Sciences 2009, DOI:10.1051/meca/2009016, 2009.

## BREVETS

- Véhicule automobile équipé d'un dispositif à plaque de réduction de traînée aérodynamique, brevet n°02-15816, auteur P. Gilliéron.
- Dispositif générateur de vortex pour la réduction de la traînée aérodynamique d'un véhicule terrestre et véhicule ainsi équipé, brevet n°02-15818, auteur P. Gilliéron.
- Actionneur par jet synthétique et/ou pulsé pour le contrôle des écoulements et des décollements aérodynamiques, brevet n°03-10353, auteur P. Gilliéron.
- Méthode et dispositif de soufflage/aspiration pour provoquer l'éclatement des structures tourbillonnaires longitudinales de montant de baie et de lunette arrière, brevet n°04-11346, auteurs P. Gilliéron & B. Lehueur.
- Destruction des structures tourbillonnaires longitudinales de sillage automobile par amplification des mécanismes d'instabilité, brevet n°05-52133, auteurs P. Gilliéron & B. Lehueur.

- 
- Système d'aspiration continue pour la réduction de traînée et la climatisation d'habitacle, brevet n° 05-12152, auteurs P. Gilliéron, J. Rodolause & M. Rouméas.
  - Dispositif de destruction des structures tourbillonnaires de sillage de véhicules automobiles, brevet n°06-04574, auteurs P. Gilliéron & B. Lehugeur.
  - Dispositif de réduction de la traînée aérodynamique par aspiration au niveau des jantes - ventilateur axial, brevet n°06-55465, auteurs P. Gilliéron & E. Andres.
  - Contrôle aérodynamique actif pour accroître le débit d'air en entrée du compartiment moteur, brevet n°0858791, auteurs P. Gilliéron et M. D'Hondt.

## **IMPACT SUR LES TRAVAUX SUIVANTS**

Les résultats obtenus depuis 2002 et consignés dans ce papier montrent l'intérêt du contrôle des décollements pour l'aérodynamique automobile et fournissent des orientations pour les travaux à conduire pour réduire la traînée. Les solutions de contrôle passives intéressantes du point de vue aérodynamique se révèlent cependant très intrusives sur l'architecture, sur le Design et sont de ce fait très souvent rejetées par le produit automobile. Les solutions de contrôle actif présentent l'intérêt de réduire l'impact sur le Design, fournissent déjà de très bons niveaux de réductions de traînée et montrent sans ambiguïté l'intérêt de poursuivre la recherche.

Les efforts des prochaines années devront se concentrer sur la poursuite de la compréhension des phénomènes physiques instationnaires, sur l'optimisation des protocoles de contrôle (contrôle optimal, boucles ouvertes et fermées), l'amélioration de l'efficacité énergétique et sur le développement d'actionneurs compatibles avec les contraintes et exigences de l'automobile. Les actionneurs devront en particulier être robustes (au moins 2000 heures de fonctionnement), de faible masse, d'encombrement réduit et être produits à bas coûts\*. Les travaux conduits sur le contrôle actif ont donné lieu à un projet de recherche ANR sur les jets pulsés intitulé CARAVAJE pour Contrôle de l'AéROdynAmique externe des Véhicules Automobile par JETs pulsés. Ce projet accepté en 2008 doit permettre de compléter l'offre des solutions de contrôle présentées ici. Un second projet ANR proposé au premier semestre 2009 pour compléter les résultats sur le jet synthétique a été présenté mais refusé au premier semestre 2009. Ce projet sera enrichi des remarques du comité d'évaluation pour être représenté en 2010.

\* *de 10 à 20 centimes d'Euros l'unité sur la base annuelle de 10 millions d'unités.*



---

# Réduction de la traînée aérodynamique par éléments séparateurs transversaux

**Résumé :** La capacité des éléments séparateurs transversaux positionnés à l'avant ou à l'arrière d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile à réduire la traînée aérodynamique avec et sans dérapage est analysée sur des géométries de type berline, monospace et autocar pour des nombres de Reynolds compris entre  $1.0 \cdot 10^6$  et  $1.6 \cdot 10^6$ . Des réductions de traînée proches de 28% sont relevées à dérapage nul pour des éléments séparateurs positionnés en face avant de maquettes de type monospace. Les résultats obtenus avec dérapage montrent l'intérêt d'adapter la position et l'orientation des éléments séparateurs en présence de vent latéral. Les résultats complètent les résultats déjà relevés dans la bibliographie et confirment l'intérêt des éléments séparateurs transversaux pour réduire la consommation et améliorer la stabilité dynamique des véhicules automobiles.

## Nomenclature

$L_A$	Longueur du corps de Ahmed en m.
$l_A$	Longueur lunette arrière.
$w_A$	Largeur du corps de Ahmed en m.
$H_A$	Hauteur total du corps de Ahmed en m.
$h$	Hauteur face avant de la géométrie en m.
$w$	Largeur de la face avant de la géométrie en m.
$Re$	Nombre de Reynolds basé sur la longueur de la géométrie.
$\underline{\underline{\tau}}_\mu$	Tenseur contraintes visqueuses.
$\underline{\underline{\tau}}_t$	Tenseur contraintes turbulentes.
$P_{i0}$	Pression d'arrêt de l'écoulement infini amont en Pa.
$P$	Pression statique en Pa.
$d\sigma$	Surface élémentaire en m <sup>2</sup> .
$\vec{n}$	Normale extérieure au domaine fluide.
$\vec{x}$	Vecteur unitaire contenu dans le plan longitudinal de la maquette.
$\Sigma$	Surface frontière du tube de courant autour du corps de Ahmed ( $\Sigma = \Sigma_L + S_e + S_s$ ).
$\Sigma_L$	Surface latérale du tube de courant.
$S_e$	Section d'entrée du tube de courant.
$S_s$	Section de sortie du tube de courant.
$S_c$	Surface frontière du corps de Ahmed en contact avec le fluide.
$V_0$	Vitesse de l'écoulement infini amont en m.s <sup>-1</sup> .
$V$	Vitesse locale de l'écoulement en m.s <sup>-1</sup> .
$V_x, V_y, V_z$	Composantes de la vitesse locale sur les axes x, y et z en m.s <sup>-1</sup> .
$(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$	Système de vecteurs lié à la maquette avec $\vec{x}$ parallèle à la verticale.
$S$	Section transversale du sillage à l'aval immédiat du culot.
$C_p$	Coefficient de pression statique.
$\rho$	Masse volumique en Kg.m <sup>-3</sup> .

---

$\alpha$	Angle de lunette arrière par rapport à la direction de l'écoulement amont en degré.
$\beta$	Angle de dérapage en degré.
$\lambda$	Angle de rotation de l'élément séparateur par rapport au plan du culot en degré.
$\theta$	Angle divergent formé par le culot et l'élément séparateur avec la direction de $V_0$ en degré.
$C_d$	Coefficient de traînée aérodynamique.
$C_{dref}$	Coefficient de traînée aérodynamique de référence.

## 1. INTRODUCTION

La demande croissante en énergie fossile transforme aujourd'hui le système énergétique mondial qui devient incompatible avec les ressources disponibles et la nécessité de réduire les émissions de gaz à effet de serre. A titre d'exemple, le parc automobile chinois pourrait compter dans 20 ans près de 270 millions de véhicules, soit trente fois plus qu'en 2002, [1]. L'Europe de l'Est et l'Afrique suivent le même processus dans des proportions plus ou moins équivalentes et à plus ou moins long terme. Dans ce contexte, les émissions de gaz à effet de serre auront augmenté de près de 57% en 2030 avec des répercussions fortes sur l'environnement et le climat, [2]. Des solutions sont alors recherchées dans différents domaines de la physique, par et pour l'industrie des transports, afin de réduire de manière significative les émissions de dioxyde de carbone. Dans ce contexte et quelle que soit la source d'énergie utilisée (combustible fossile, électrique, hydrogène...), le contrôle des écoulements aérodynamiques pour les déplacements automobiles interurbains constitue une nécessité pour optimiser l'énergie embarquée. La communauté scientifique et technique travaille et s'organise alors pour réduire de 30% la traînée aérodynamique des véhicules et diminuer ainsi de 12 (cycle NEDC pour New European Driving Cycle, annexe 1) à 24 grammes par kilomètre (cycle réel client) les émissions de dioxyde de carbone. Toutes les solutions et résultats obtenus précédemment ou en cours d'élaboration méritent alors d'être actualisées, adaptées et enrichies de nouveaux savoirs dans la perspective de leur utilisation sur véhicule réel.

Parmi les solutions relevées dans la bibliographie [3], le recours aux éléments séparateurs peut constituer une solution intéressante pour l'automobile eu égard à l'absence d'électronique ou d'actionneur sophistiqués. L'utilisation de ces éléments a déjà fait l'objet de nombreux travaux sans que soient cependant testées leurs influences sur des formes caractéristiques de véhicules automobiles (avant droit pour les bus, inclinés pour les monospaces, arrière droit pour les véhicules utilitaires ou monospace, lunette arrière inclinée pour les berlines de type bicorps) pour des nombres de Reynolds au moins supérieurs à  $10^6$ . Leur utilisation en aérodynamique automobile reste liée à l'obtention de résultats à obtenir sur des géométries simplifiées de véhicules automobiles en présence de vent latéral. Le travail proposé ici s'inscrit dans ce contexte.

Roshko *et al* [4] montrent qu'il est possible de réduire de 97% la traînée avant d'un cylindre d'axe parallèle à la direction de l'écoulement incident  $V_0$  à partir de disques circulaires placés en amont perpendiculairement à la direction de  $V_0$ . Le résultat s'obtient pour un nombre de Reynolds rapporté au diamètre du cylindre égal à  $5 \cdot 10^5$ . Mair [5] analyse l'effet de disques séparateurs disposés en aval des culots et perpendiculairement à l'écoulement incident. Les expérimentations effectuées sur un obstacle de type torpille équipé d'un disque séparateur en aval du culot pour un nombre de Reynolds égal à  $6 \cdot 10^5$  montrent que la traînée aérodynamique peut être réduite de 35%. Un second disque séparateur placé en aval du premier disque permet d'obtenir des gains de traînée proches de 55%.

Ces géométries restent cependant très éloignées des formes caractéristiques des véhicules automobiles et l'effet du sol n'est jamais pris en compte. Dans ce contexte, des résultats significatifs doivent être obtenus sur une géométrie simplifiée représentative de la typologie automobile pour

convaincre les ingénieries des grands groupes automobiles de l'intérêt des éléments séparateurs. Les travaux proposés dans le cadre de ce travail sont donc réalisés sur le corps de Ahmed, géométrie reconnue par la communauté scientifique comme représentative des problématiques automobiles. Quelques travaux ont ainsi été réalisés sur cette géométrie à partir d'éléments séparateurs longitudinaux [6] et transversaux [7] sans que les influences des formes avant, arrière et du dérapage n'aient été analysées.

Le travail présenté ici complète donc les études antérieures et propose de caractériser l'influence d'éléments séparateurs transversaux sur la traînée aérodynamique de géométries simplifiées de type bicorps, monospace et autocar. L'influence du dérapage sur l'efficacité des éléments séparateurs placés à l'avant ou à l'arrière d'une configuration monospace (avant inclinée et culot droit) est également analysée. Les expérimentations s'effectuent en soufflerie sur le corps de Ahmed en faisant varier la position et les dimensions des éléments séparateurs.

## 2. BASES THEORIQUES

Un bilan de quantité de mouvement effectué sur un tube de courant entourant complètement le véhicule permet d'exprimer la traînée aérodynamique à partir des contraintes de viscosité et de pression distribuées sur la surface du véhicule ou encore à partir des informations de vitesse et de pression contenues dans le sillage.

En s'intéressant aux contraintes de pression et de viscosité distribuées sur la surface frontière  $S_c$  du véhicule (fig. 1), la traînée aérodynamique est donnée par :

$$F_x = \left[ \int_{S_c} P \bar{I} \bar{n} d\sigma - \int_{S_c} (\bar{\tau}_\mu + \bar{\tau}_t) \bar{n} d\sigma \right] \bar{x} \quad (1)$$

où  $\bar{\tau}_\mu$ ,  $\bar{\tau}_t$  et  $P \bar{I}$  représentent respectivement les tenseurs des contraintes visqueuses, turbulentes et de pression. Le vecteur  $\bar{n}$  est un vecteur unitaire dirigé vers l'extérieur du domaine fluide et  $\bar{x}$  un vecteur unitaire de même sens et colinéaire au vecteur vitesse  $\bar{V}_0$  de l'écoulement infini amont.

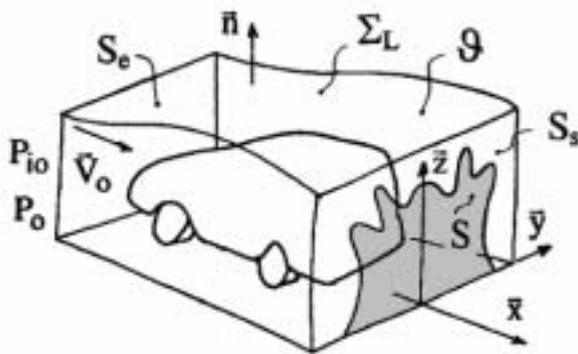


Fig. 1 – Bilan intégral de quantité de mouvement. Le repère  $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$  est direct et la surface frontière du véhicule est désignée  $S_c$ .

Les contraintes d'origines visqueuse et turbulente sont liées à la formation et au développement des couches limites qui prennent naissance à la surface du véhicule. Les actions aérodynamiques de pression sont liées à la géométrie du véhicule ainsi qu'à la distribution et à l'évolution des pressions attachées aux différents systèmes tourbillonnaires qui constituent le sillage. La traînée aérodynamique donnée par (1) et moyennée sur une durée  $\Delta t$  est mesurée en soufflerie à l'aide d'une balance aérodynamique. Pour un véhicule de type berline, les actions aérodynamiques de pression et de frottement représentent respectivement 90 et 10% de la traînée aérodynamique totale.

La résultante des actions aérodynamiques de pression, déduite de (1) et exprimée en fonction du coefficient de pression statique  $C_p$  défini par :

$$C_p = \frac{P - P_o}{\frac{\rho}{2} V_o^2} \quad (2)$$

où  $P_o$  désigne la pression statique de l'écoulement infini amont de vitesse  $V_o$  et  $\rho$  la masse volumique de l'air, est donnée par :

$$F_x = \frac{\rho}{2} V_o^2 \int_{S_c} C_p \bar{n} \bar{x} d\sigma \quad (3)$$

Pour une face avant arrondie sans décollement du type demi ovale de Rankine, la traînée aérodynamique est directement pilotée par la distribution des pressions statiques au culot. En général et sur un véhicule automobile, les coefficients de pression statique  $C_p$  au culot sont compris entre  $-0.05$  et  $-0.20$ . Le contrôle de l'écoulement consiste alors à faire tendre les coefficients de pression statique de culot vers la valeur nulle.

La traînée aérodynamique peut également s'analyser à partir des informations de pression, de viscosité et de turbulence réparties sur la surface frontière  $\Sigma$  (fig. 1) et contenues principalement dans le sillage. Dans ce cas, son expression est donnée par :

$$F_x = \left[ \int_{\Sigma} -P \bar{n} d\sigma + \int_{\Sigma} (\bar{\tau}_\mu + \bar{\tau}_t) \bar{n} d\sigma \right] \bar{x} - \int_{\Sigma} \rho \bar{V} \bar{x} \bar{V} \bar{n} d\sigma \quad (4)$$

avec  $\Sigma = \Sigma_L + S_e + S_s$  et  $\bar{V}$  le vecteur vitesse local.

Pour les valeurs moyennées au sens de la turbulence et en choisissant de ne pas prendre en compte les contraintes d'origine turbulente, la forme intégrale (4) peut également s'exprimer par la relation, Onorato *et al* [8] :

$$F_x = - \frac{\rho V_o^2}{2} \int_S \left( 1 - \frac{V_x}{V_o} \right)^2 d\sigma \quad (a)$$

$$+ \frac{\rho V_o^2}{2} \int_S \left( \frac{V_y^2}{V_o^2} + \frac{V_z^2}{V_o^2} \right) d\sigma \quad (b) \quad (5)$$

$$+ \int_S (P_{i0} - P_i) d\sigma \quad (c)$$

où  $P_{i0}$  représente la pression d'arrêt de l'écoulement infini amont de vitesse  $V_o$  et  $P_i$  la pression d'arrêt locale associée à la vitesse locale  $\bar{V}$  de composantes  $V_x, V_y, V_z$ . La surface  $S$  correspond à une section de mesure située en aval du culot et transversale à  $\bar{V}_o$ , (fig. 1). La traînée aérodynamique apparaît ainsi directement pilotée par l'aire  $S$  du domaine fluide délimité par le contour extérieur du sillage relevé dans un plan transversal à la direction de l'écoulement incident.

La composante longitudinale de la vitesse tend rapidement vers la vitesse de l'écoulement incident et la première intégrale (a) de l'équation (5) tend vers zéro, Onorato *et al* [8]. La seconde intégrale (b), fonction de l'énergie cinétique de rotation calculée à partir des composantes transversales  $V_y$  et  $V_z$ ,

traduit la traînée tourbillonnaire de sillage. La dernière intégrale, repérée (c) et calculée à partir des pertes de pression d'arrêt entre l'amont et l'aval du véhicule, traduit la traînée associée à la formation et à l'entretien des structures tourbillonnaires de sillage. Les intégrales (a), (b) et (c) sont liées entre elles. Les contributions des intégrales (b) et (c) dans la traînée aérodynamique sont respectivement proches de 20 et 80%.

La réduction de la traînée aérodynamique s'obtient alors en réduisant les dimensions transversales de sillage (surface transversale d'intégration S), le nombre et le développement des structures tourbillonnaires décollées qui prennent naissance dans le volume de proximité des véhicules ou les vitesses transversales (dans le plan yoz) des structures tourbillonnaires longitudinales. L'ensemble de ces structures sont issues des décollements dont les localisations et les positions sont fonctions de la courbure locale de paroi, du gradient de pression statique dans la direction locale de l'écoulement, Cousteix [9], du taux de turbulence de l'écoulement incident, Arnal *et al* [10] ou de la rugosité, Granville [11].

### 3. CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les expérimentations sont effectuées dans la soufflerie du laboratoire d'aérodynamique de l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers de Paris, fig. 2. Cette soufflerie de type Prandtl à retour possède une veine à parois latérales ouvertes de 2.00 m de longueur, de 1.65 m de large et de 1.35 m de hauteur. Le niveau de turbulence maximum de cette soufflerie est inférieur à 1% et la vitesse maximale  $V_0$  de l'écoulement peut atteindre  $40 \text{ m.s}^{-1}$ . La veine d'essais est équipée d'une balance aérodynamique à 3 composantes qui permet de mesurer l'effort de traînée, l'effort latéral et le moment de lacet. Les moments sont déterminés sur le plateau au point d'intersection des diagonales du soubassement de la maquette. La maquette à étudier est placée sur un plateau circulaire surélevé par rapport au plancher de la soufflerie, fig. 3. Ce plateau mobile en rotation autour de l'axe vertical permet de réduire de 80% la couche limite au niveau du sol de la soufflerie et de simuler l'effet d'un vent latéral.

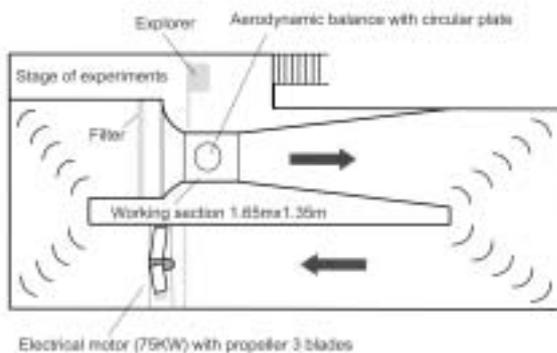


Fig. 2 – Schéma de la soufflerie ENSAM Paris.



Fig. 3 – Plateau circulaire permettant de contrôler l'épaisseur de couche limite et de mettre en dérapage la maquette.

Les expérimentations sont réalisées sur la géométrie simplifiée du corps de Ahmed à échelle 0.75 (Ahmed *et al* [12], and Gilliéron *et al* [13]). Les longueurs  $L_A$  et  $l_A$ , la largeur  $w_A$  et la hauteur  $H_A$  du corps de Ahmed utilisé ici sont respectivement égales à 783, 158, 216 et  $292 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ , fig. 4. Dans ces conditions, le taux de blocage de la soufflerie est inférieur à 3%. La maquette est reliée à une balance aérodynamique par l'intermédiaire de trois pieds cylindriques de diamètre  $2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  et la distance entre le soubassement de la maquette et le plateau représentant le sol est fixée à  $7 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ .

Sur cette géométrie, l'angle de lunette arrière  $\alpha$  est défini par rapport à l'horizontale et la ligne repérée A matérialise la fin du pavillon et le début de la lunette arrière. Des essais sont réalisés pour les angles  $\alpha=0^\circ$  and  $25^\circ$  (fig. 4).

Lorsque l'angle  $\alpha$  est égal à 0, l'écoulement décolle à la périphérie du culot pour former une nappe tourbillonnaire en forme de tore, [13 et 14]. Le corps de Ahmed est alors représentatif d'un véhicule à culot droit. Lorsque l'angle  $\alpha$  est égal à 25 degrés, le corps de Ahmed s'identifie à un véhicule simplifié avec arrière corps de type hayon. Le décollement de fin de pavillon interagit alors avec deux structures tourbillonnaires longitudinales contra rotatives issues des parties gauche et droite de la lunette arrière. Le décollement de fin de pavillon située entre les deux structures tourbillonnaires forme une nappe décollée ouverte sur le sillage. Sous cette nappe, apparaissent deux mouvements de rotation centrés sur deux foyers de séparation qui alimente le décollement de culot. Une description détaillée est donnée par Spohn et Gilliéron [14].

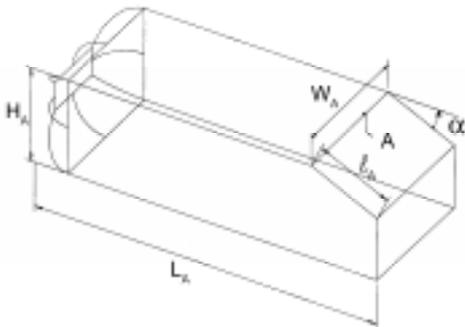


Fig. 4 – Corps de Ahmed, échelle 0.75, d'après Ahmed [11], la ligne repérée A matérialise la fin du pavillon et le début de la lunette arrière.

Les expérimentations sont réalisées à partir d'éléments séparateurs verticaux reliés à la géométrie par un support cylindrique de longueur  $4 \cdot 10^{-1}$  m et de diamètre  $10^{-2}$  m. Les blocages en translation et rotation des éléments séparateurs s'obtiennent par serrage à l'aide de deux vis pointeau solidaires de deux manchons fixés sur la géométrie et l'élément séparateur. L'erreur estimée sur la distance entre l'élément séparateur et le corps de Ahmed n'excède pas  $10^{-3}$  m.

## 4. RESULTATS

Les expérimentations s'effectuent à partir d'éléments séparateurs positionnés au culot, sur l'avant du corps de Ahmed et les mesures sont réduites aux seuls efforts de traînée. Pour des éléments séparateurs positionnés au culot, l'analyse s'effectue uniquement pour l'angle nul de lunette arrière ( $\alpha=0^\circ$ ). Pour des éléments séparateurs positionnés sur l'avant, l'influence de trois formes avant est analysée en faisant varier ou non l'orientation de la maquette (rotation de 180 degrés). L'influence du dérapage sur une configuration classique d'un corps de Ahmed à culot droit muni d'éléments séparateurs positionnés sur l'avant et l'arrière est ensuite analysée.

Pour toutes ces configurations, l'objectif consiste à réduire les dimensions transversales du sillage pour réduire la contribution de la surface d'intégration  $S$  relevée au culot, (voir équation (5)). Toutes les expérimentations s'effectuent pour des vitesses qui n'excèdent pas  $30 \text{ m.s}^{-1}$  afin de limiter les efforts longitudinaux appliqués aux éléments séparateurs. Compte tenu de la vitesse de l'écoulement ( $20$  &  $30 \text{ m.s}^{-1}$ ) et des dimensions réduites de la géométrie, les valeurs des coefficients aérodynamiques ne peuvent pas être comparées aux coefficients obtenus par Ahmed *et al* relevés à  $60 \text{ m.s}^{-1}$  sur une géométrie échelle 1. A titre indicatif et pour permettre d'éventuelles comparaisons avec des travaux existants ou futurs, le coefficient de traînée aérodynamique de la configuration à culot droit sans élément séparateur relevée à  $30 \text{ m.s}^{-1}$  est égale à 0.305. Pour la configuration lunette arrière inclinée à 25 degrés positionnée en face avant (véhicule un volume de type Espace), le coefficient de traînée aérodynamique est égal à 0.448. Dans les développements qui suivent, seuls les écarts relevés par rapport aux coefficients relevés sur la géométrie de référence et exprimés en pourcentage sont mentionnés.

Les résultats s'obtiennent à partir d'éléments séparateurs rectangulaires dont les hauteur et largeur sont comprises entre 0.9 et 0.6 fois les hauteur et largeur de référence de la maquette. L'analyse s'effectue en comparant les valeurs des coefficients de traînée aérodynamique mesurés avec et sans plaque séparatrice. Si  $C_x$  et  $C_{x_{réf}}$  désignent respectivement les coefficients aérodynamique de traînée mesurés avec et sans élément séparateur, la différence ( $C_{x_{réf}} - C_x$ ) est rapportée au coefficient de traînée mesuré sans élément séparateur et est exprimée en pourcentage par la relation  $100 [(C_{x_{réf}} - C_x) / C_{x_{réf}}]$ .

Les résultats obtenus sont reportés en ordonnée sur les courbes qui suivent pour différents angles de dérapage  $\beta$  et différentes orientations  $\lambda$  des éléments séparateurs, fig. 5.

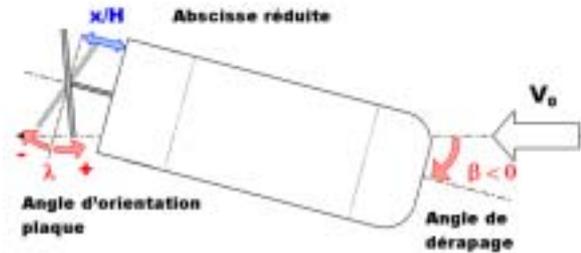


Fig. 5 – Définitions des angles de dérapage  $\beta$  et d'incidence  $\lambda$

**4.1 Résultats à dérapage et incidence nuls :** Les expérimentations s'effectuent pour l'angle de dérapage nul  $\beta=0^\circ$  et des éléments séparateurs positionnés en aval et en amont du corps de Ahmed. L'analyse s'effectue en faisant varier la distance entre le culot et l'élément séparateur dans la direction de l'écoulement incident, Mair [5]. Pour toutes les expérimentations, le nombre de Reynolds de l'écoulement est calculé à partir de la longueur  $L_A$  de la maquette.

**(i) Éléments séparateurs transversaux aval** - Les éléments séparateurs transversaux sont positionnés sur une maquette de type culot droit ( $\alpha=0^\circ$ ), fig. 6. L'origine des abscisses appartient ici au plan du culot et l'abscisse  $x$  de la plaque, relevée dans la direction de l'écoulement incident ( $\vec{V}_0 = V_0 \vec{x}$ ), est rapportée à la hauteur  $H_A$  du culot. Les résultats, reportés figure 7 et obtenue pour la vitesse  $V_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$ , montrent que la réduction maximale de traînée aérodynamique proche de 12% s'obtient pour un élément séparateur de dimensions  $0.9H_A \times 0.9w_A$  positionné à l'abscisse réduite  $x/H_A=0.5$ . Un accroissement de traînée est relevé pour l'élément séparateur 0.8 lorsque la distance relative  $x/H_A$  devient supérieure à 1.3. Ce résultat suggère une amplification des instabilités [15] de la couche de cisaillement issu du décollement de fin de pavillon (la partie supérieure de la géométrie sans élément séparateur) qui accroît l'effort de pression sur la partie amont de l'élément séparateur. Les résultats montrent de plus que l'efficacité augmente avec l'accroissement des dimensions transversales de l'élément séparateur lorsque la distance relative  $x/H_A$  diminue. Si  $\theta$  représente l'angle entre le plan du pavillon et le plan qui relie la fin du pavillon à la partie haute de l'élément séparateur, les plus fortes réductions de traînée s'obtiennent pour les angles  $\theta=5.7^\circ, 7.1^\circ$  and  $11.3^\circ$ , voir figure 10. Ces angles sont inférieurs à l'angle critique  $\alpha=12^\circ$  pour lequel apparaît le décollement de lunette arrière [12]. Pour chaque dimension d'élément séparateur, les résultats montrent qu'il existe des extrema et que la meilleure efficacité s'obtient pour des valeurs  $x/H_A$  particulières et distinctes.

Les champs de vitesses relevés dans les plans vertical et horizontal pour différentes positions relatives de l'élément séparateur sont respectivement reportés sur les figures (8) et (9). Le plan vertical (fig. 8) permet de mettre clairement en évidence deux centres tourbillonnaires qui apparaissent et évoluent en fonction de la distance relative de l'élément séparateur par rapport au culot [7]. Lorsque l'abscisse relative  $x/H$  augmente, les centres tourbillonnaires se déplacent vers l'aval en direction de l'élément séparateur et la réduction maximale de traînée s'obtient lorsque les centres tourbillonnaires haut et bas se situent à mi-hauteur des cavités haute et basse et à mi distance du culot et de l'élément séparateur, abscisse réduite  $x/H=0.5$  (voir fig.7). Au-delà de cette position, le centre tourbillonnaire supérieur poursuit son déplacement dans la direction de l'écoulement

incident et se rapproche de l'élément séparateur. Le centre tourbillonnaire inférieur se déplace vers le sol et l'élément séparateur. Dans tous les cas, la réduction de traînée apparaît bien associée à une diminution de la section transversale de sillage (surface  $S$  dans l'équation (5)).



Fig. 6 – Élément séparateur transversal disposé en aval du corps de Ahmed à culot droit, ( $\alpha=0^\circ$ ). La partie grise située sous la maquette est le plateau tournant.

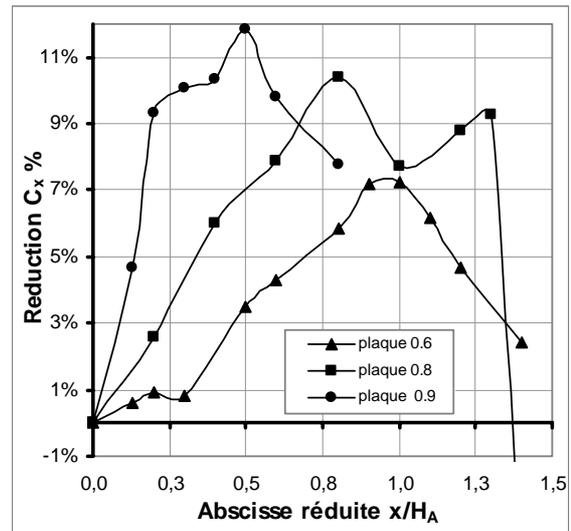


Fig. 7 - Pourcentages de réduction des coefficients de traînée aérodynamique en fonction de l'abscisse réduite  $x/H_A$  pour des éléments séparateurs de dimensions  $0.9H_A \times 0.9w_A$ ,  $0.8H_A \times 0.8w_A$  et  $0.6H_A \times 0.6w_A$ .

Dans le plan horizontal (fig. 9) et pour les distances réduites  $x/H < 0.6$ , aucun centre tourbillonnaire ne peut être mis en évidence entre le culot et l'élément séparateur. Deux centres tourbillonnaires, situés à gauche et à droite du plan médian vertical longitudinal, apparaissent dans les cavités formées entre le culot et l'élément séparateur pour les abscisses réduites  $x/H$  égale ou supérieures à 0.6. Ces centres tourbillonnaires sont adjacents à l'écoulement extérieur et à l'élément séparateur. Au-delà, les centres tourbillonnaires se déplacent vers l'avant de la maquette. A l'abscisse réduite  $x/H=0.7$ , les centres tourbillonnaires se sont déplacés vers l'amont et sont situés à mi distance de l'élément séparateur et du culot. En aval de l'élément séparateur, la conjonction des plans vertical et horizontal permet de mettre en évidence une structure tourbillonnaire classique en forme de tore qui s'appuie sur la périphérie avale de l'élément séparateur.

L'influence du nombre de Reynolds est également analysée et les résultats, obtenus pour des vitesses  $V_0$  égales à 20 et 30  $m.s^{-1}$  respectivement associées aux nombres de Reynolds  $1.0 \cdot 10^6$  et  $1.6 \cdot 10^6$ , sont reportés figure 11. L'analyse montre que les positions relatives  $x/H_A$  des éléments séparateurs permettant d'obtenir des réductions maximums de traînée aérodynamique ne sont pas influencées par le nombre de Reynolds et la traînée aérodynamique diminue lorsque la vitesse de l'écoulement incident augmente. Ce dernier résultat est classique en aérodynamique automobile.

L'influence d'un second élément séparateur positionné en aval d'un premier élément de dimensions  $0.9H_A \times 0.9w_A$  à l'abscisse relative  $x/H_A=0.5$  a également été analysée. Cette configuration peut permettre de réduire la section d'intégration  $S$  de l'équation (5) et diminuer la traînée aérodynamique pour une même topologie de sillage. L'absence de résultat suggère l'existence d'instabilités [15] de cavités à l'origine d'une traînée aérodynamique parasite qui s'exerce sur la partie amont du dernier ou des deux éléments séparateurs. Cette configuration, d'un intérêt secondaire pour des questions de Design et de porte à faux, fera l'objet de travaux ultérieurs.

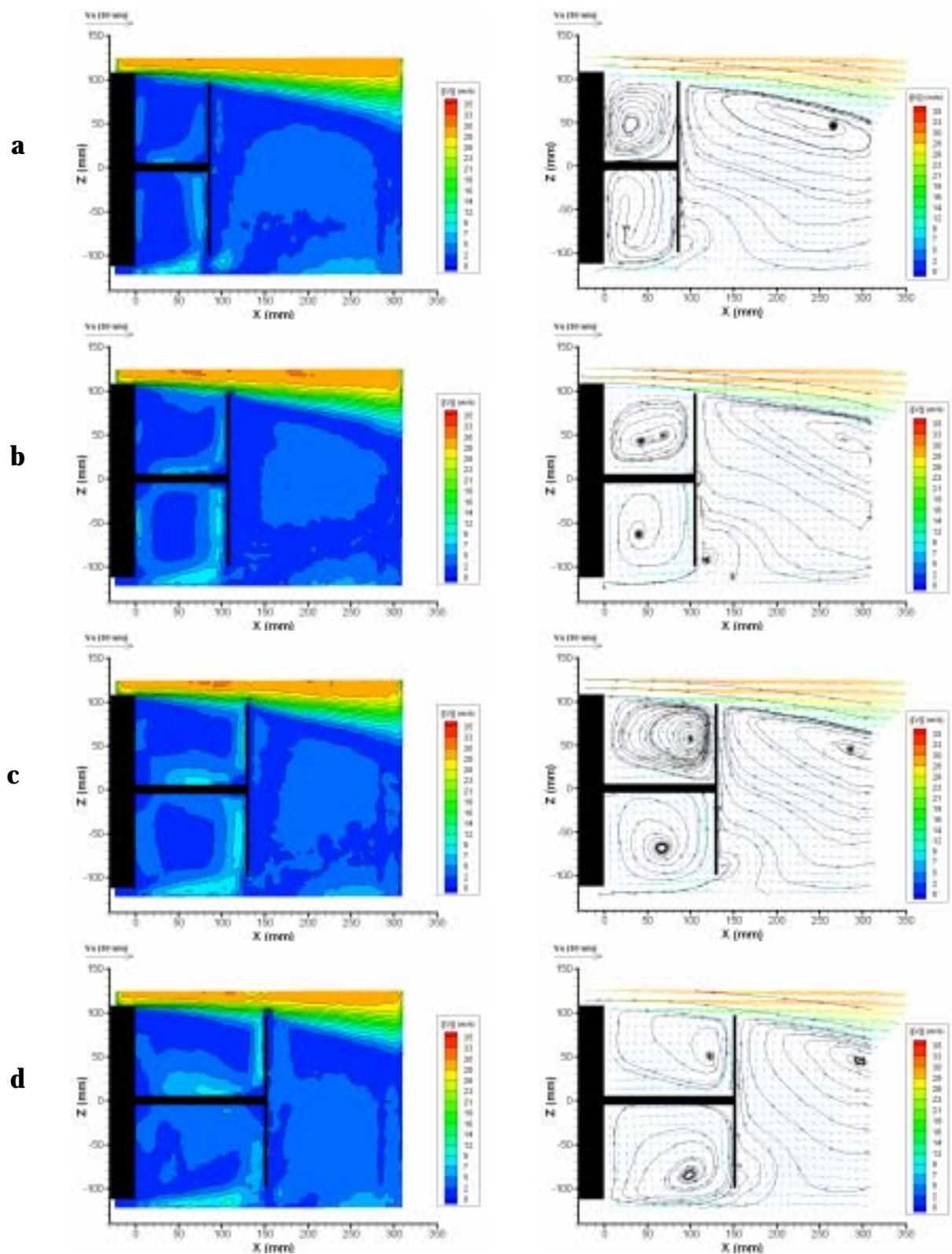


Fig. 8 : Distributions des vitesses moyennes et pseudos lignes de courant pour différentes positions relatives de l'élément séparateur transversal : (a)  $x/H_A=0.4$ , (b)  $x/H_A=0.5$ , (c)  $x/H_A=0.6$ , (d)  $x/H_A=0.7$  (dimensions de l'élément séparateur  $0.9H_A \times 0.9w_A$ , **plan vertical**  $y=-27.5$  mm).

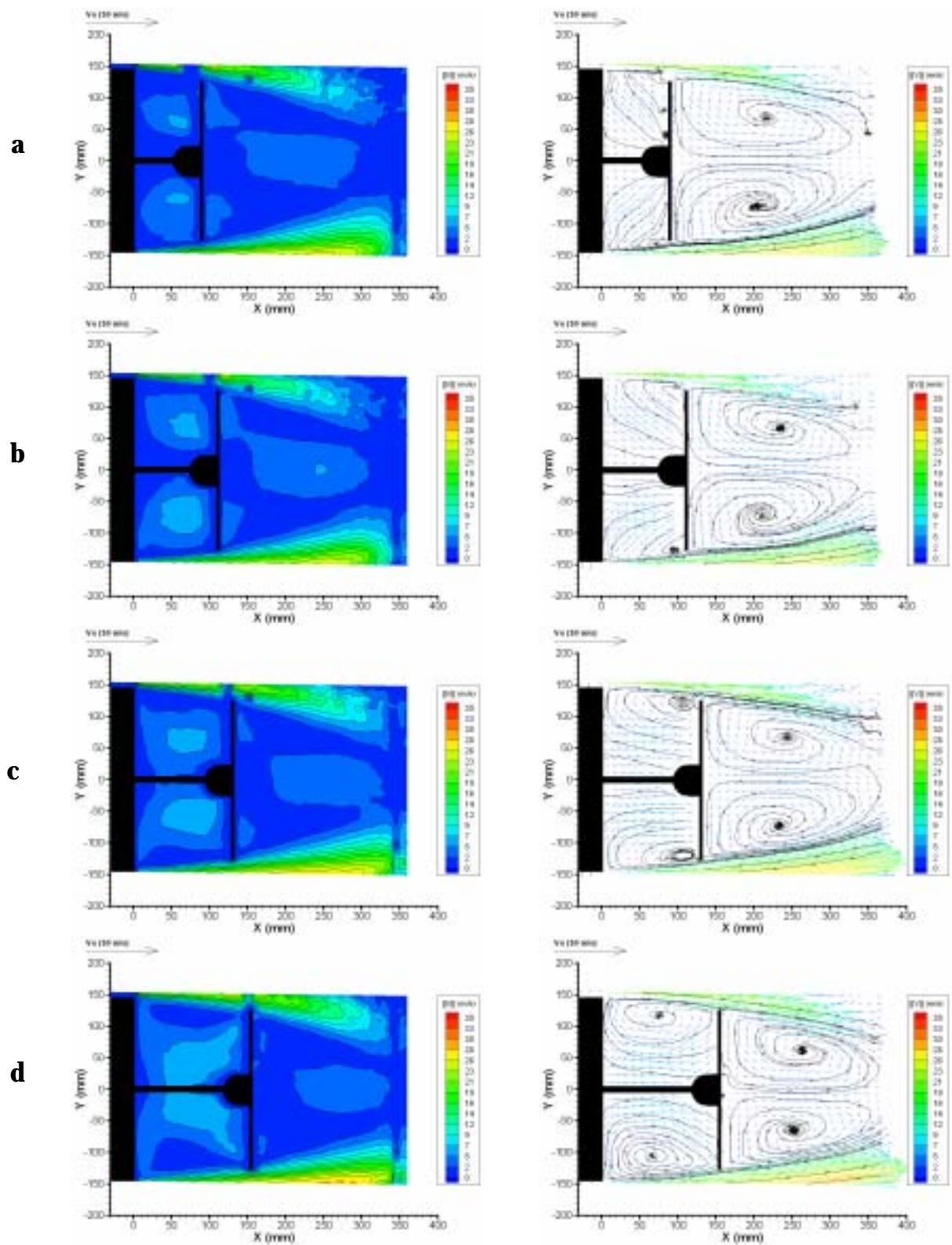


Fig. 9 : Distributions des vitesses moyennes et pseudos lignes de courant pour différentes positions relatives de l'élément séparateur transversal : (a)  $x/H_A=0.4$ , (b)  $x/H_A=0.5$ , (c)  $x/H_A=0.6$ , (d)  $x/H_A=0.7$  (dimensions de l'élément séparateur  $0.9H_A \times 0.9w_A$ , **plan horizontal**  $z=27.5$  mm).

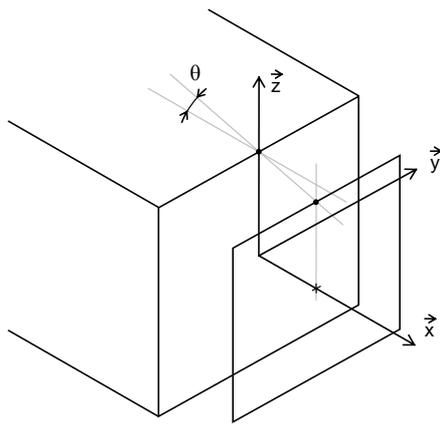


Fig. 10 – Élément séparateur transversal positionné à l'arrière d'une géométrie de type culot droit, ( $\alpha=0$ ).

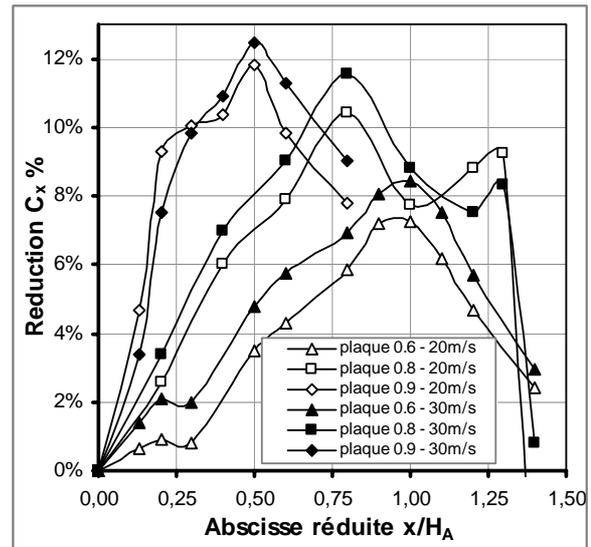


Fig. 11 – Influence du nombre de Reynolds sur la réduction du coefficient de traînée aérodynamique. Les vitesses 20 et 30 m.s<sup>-1</sup> sont respectivement associées aux nombres de Reynolds 1.0 10<sup>6</sup> et 1.5 10<sup>6</sup>.

**(ii) Éléments séparateurs transversaux amont** - Des réductions significatives de traînée peuvent également être obtenues en positionnant des éléments séparateurs transversaux en amont de la maquette, Roshko *et al* [4]. Les expérimentations s'effectuent pour différentes formes de la partie avant, différentes dimensions et positions d'éléments séparateurs. Pour chaque essai, la hauteur  $h$  et la largeur  $w$  de référence sont fonctions de la géométrie de la partie avant.

Une première série d'essais est réalisée sur le corps de Ahmed pour lequel la hauteur  $h$  et la largeur  $w$  sont définies sur la figure 12, configuration (a) où  $h \neq H_A$  and  $w \neq w_A$ . Lorsque l'angle d'inclinaison  $\alpha$  de la lunette arrière est nul (voir fig. 4), la géométrie est du type culot droit. Lorsque l'angle d'inclinaison  $\alpha$  est égale à 25 degrés, l'arrière s'identifie à une lunette arrière et la géométrie est caractéristique d'une véhicule de type bicorps. La seconde et la troisième série d'essais s'obtiennent en faisant pivoter le corps de Ahmed de 180 degrés autour de son axe de lacet (vertical). Pour la seconde configuration, l'angle d'inclinaison de la lunette arrière par rapport à l'horizontale est égal à 25 degrés, fig. 12 configuration (b). La hauteur  $h$  et la largeur  $w$  de référence s'identifient alors à la hauteur et à la largeur du culot droit situé en dessous de la lunette arrière. Cette configuration est représentative de l'avant d'un véhicule de type monospace (Espace) ou utilitaire, ( $h \neq H_A$  and  $w = w_A$ ). Pour la troisième série d'essais, le culot est toujours face au vent mais l'angle d'inclinaison de la lunette arrière est nul ( $\alpha=0^\circ$ , fig. 4 et 12 configuration (c)). Cette configuration caractérise une face avant d'autocar ou de camion non caréné. Dans ce cas, la hauteur  $h$  et la largeur  $w$  de référence s'identifient à la hauteur  $H_A$  et à la largeur  $w_A$  du corps de Ahmed.

Pour ces trois configurations, les expérimentations s'effectuent à partir de deux éléments séparateurs dont les hauteurs et les largeurs valent successivement 0.8 et 0.9 fois la hauteur  $h$  et la largeur  $w$  de référence. L'origine des abscisses appartient ici au plan de l'élément séparateur. Comme précédemment, l'influence de chaque élément séparateur est analysée en faisant varier l'abscisse réduite  $x/h$  entre l'élément séparateur et l'avant de la maquette. Les pourcentages de réduction du coefficient de traînée aérodynamique obtenus pour ces trois configurations sont successivement reportés sur les figures 13, 14 et 15.

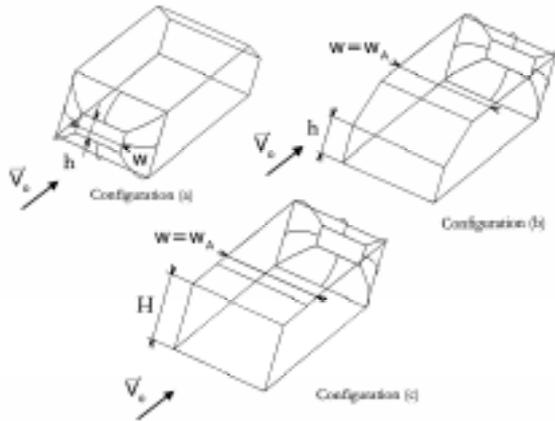


Fig. 12 – Les différentes configurations et définitions des hauteurs  $h$  et des largeurs  $w$  du corps de Ahmed. Types (a) pour bicorps, (b) pour volume de type Espace et (c) pour autocar.

Pour des éléments séparateurs transversaux de dimensions  $0.9h \times 0.9w$  et  $0.8h \times 0.8w$  positionnés à l'amont de la partie arrondie du corps de Ahmed (fig. 12, configuration (a)), les relevés expérimentaux montrent que la traînée aérodynamique diminue puis augmente rapidement lorsque l'abscisse réduite  $x/h$  croît, fig. 13. Les résultats obtenus pour les vitesses d'écoulement infini amont 20 et 30  $\text{m.s}^{-1}$  montrent que la réduction de traînée diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Pour ces deux vitesses, les valeurs maximales des réductions de traînée relevées au voisinage de l'abscisse réduite  $x/h=0.15$  valent respectivement 2.00% et 0.15%. Ces réductions ne sont pas significatives mais l'influence de la position relative de l'élément séparateur apparaît prédominante.

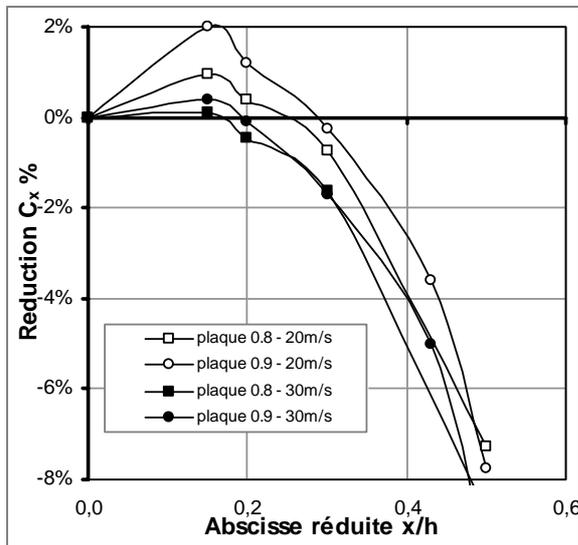


Fig. 13 – Pourcentage de réduction du coefficient de traînée aérodynamique pour des éléments séparateurs de dimensions  $0.9h \times 0.9w$  et  $0.8h \times 0.8w$  en fonction des positions relatives  $x/h$ . Eléments séparateurs en amont du corps de Ahmed, fig. 12 configuration (a).

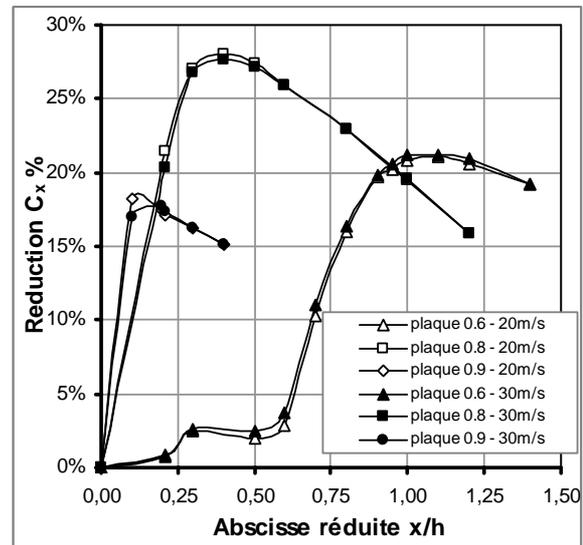


Fig. 14 – Pourcentage de réduction du coefficient de traînée aérodynamique pour des éléments séparateurs  $0.9h \times 0.9w_A$ ,  $0.8h \times 0.8w_A$  et  $0.6h \times 0.6w_A$  amont en fonction des abscisse réduites  $x/h$ . Partie supérieure avant inclinée de 25 degrés, configuration type berline ou monospace, fig.12 configuration (b).

Les expérimentations effectuées sur des avants de type monospace et/ou utilitaire (face avant inclinée de 25 degrés/horizontale, fig. 12 configuration (b)) sont plus intéressantes. Pour des éléments séparateurs de dimensions  $0.8h \times 0.8w_A$ , des réductions de traînée proches de 28% s'obtiennent lorsque l'abscisse réduite  $x/h$  est égale à 0.3, fig.14. La réduction de traînée reste supérieure à 25% sur l'intervalle d'abscisse réduite [0.3-0.6].

Le nombre de Reynolds influence très peu les résultats et moyennant une adaptation géométrique destinée à récupérer le débit destiné au refroidissement moteur, ce type de solution pourrait constituer une voie de progrès pour réduire la traînée des véhicules à moteurs thermiques. Une utilisation sur véhicule électrique pourrait également s'avérer très intéressante.

Pour une face avant droite ( $\alpha=0$  fig. 4, fig.12 configuration (c)), la réduction de traînée est particulièrement significative, fig. 15. Cette réduction atteint 45% pour un élément séparateur transversal de dimension  $0.8H_A \times 0.8w_A$  positionné à l'abscisse réduite  $x/H_A=0.3$ . Elle reste supérieure à 40% lorsque l'abscisse réduite  $x/H_A$  évolue de 0.3 à 1.0. La sensibilité à la position relative  $x/H_A$  apparaît ici moins significative que précédemment. En permettant de réduire l'aire de la section transversale décollée dès l'amont de la maquette, les résultats obtenus ici confirment l'intérêt d'arrondir les surfaces de raccordement à l'avant des véhicules (résultat classique).

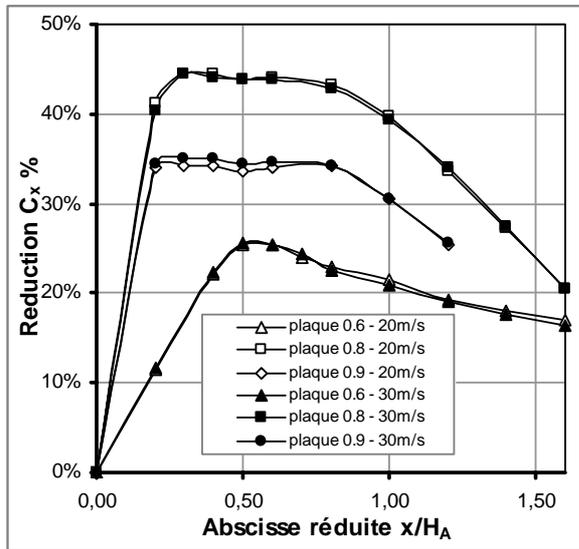
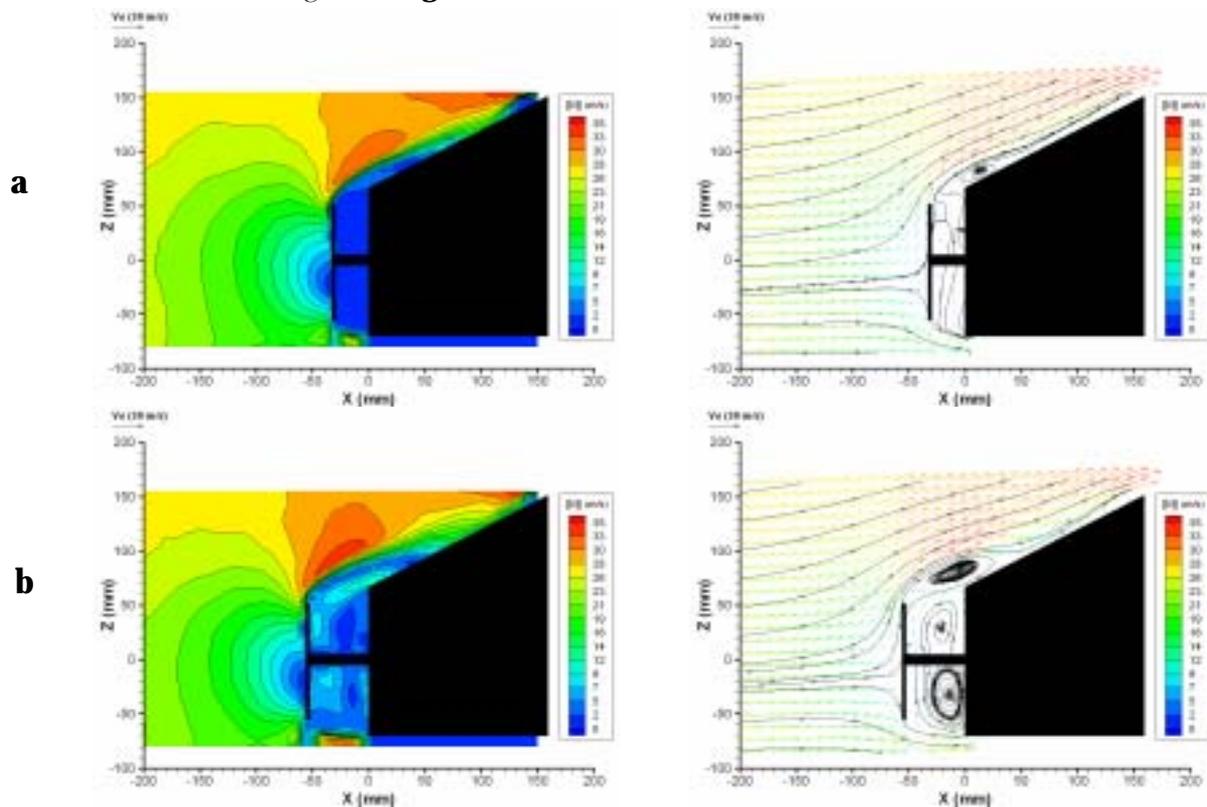


Fig. 15 – Pourcentage de réduction du coefficient de traînée aérodynamique pour des éléments séparateurs de dimensions  $0.9H_A \times 0.9w_A$  et  $0.8H_A \times 0.8w_A$  en fonction de l'abscisse réduite  $x/H_A$ . Géométrie avant droite, fig.12 **configuration (c)**.

Les champs moyens de vitesses relevés par PIV pour la configuration (b) muni d'un élément séparateur positionné à l'avant de la géométrie permettent d'expliquer sans ambiguïté l'origine de la réduction de traînée mise en évidence sur la figure 14. Ces champs relevés dans les plans vertical et horizontal pour les abscisses réduites  $x/h$  comprises entre 0.24 et 0.56 sont reportés figures 16 et 17. Les champs de vitesse reportés sur ces figures montrent clairement que les trajectoires locales de l'écoulement au niveau de l'avant du soubassement (fig. 16 (a) à (c)) et des parties latérales (fig. 17 (a) à (c)) se redressent dans la direction de l'écoulement incident. Les dimensions transversales du sillage diminuent alors avec l'accroissement de la distance relative  $x/h$  et la traînée aérodynamique, fonction de la surface transversale d'intégration  $S$ , équation (5), diminue.



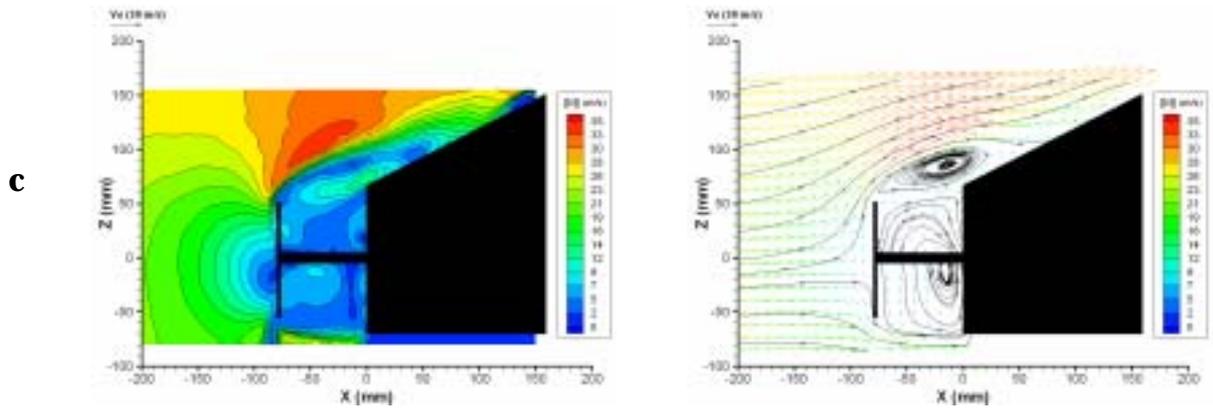


Fig. 16 : Distributions des vitesses moyennes et pseudo lignes de courant (configuration (b)) pour différentes positions de l'élément séparateur positionné à l'avant de la géométrie, (dimensions de l'élément séparateur  $0.9h \times 0.9w_A$ , **plan vertical** à  $y=26.8$  mm) : (a)  $x/h=0.24$ , (b)  $x/h=0.4$ , (c)  $x/h=0.56$ .

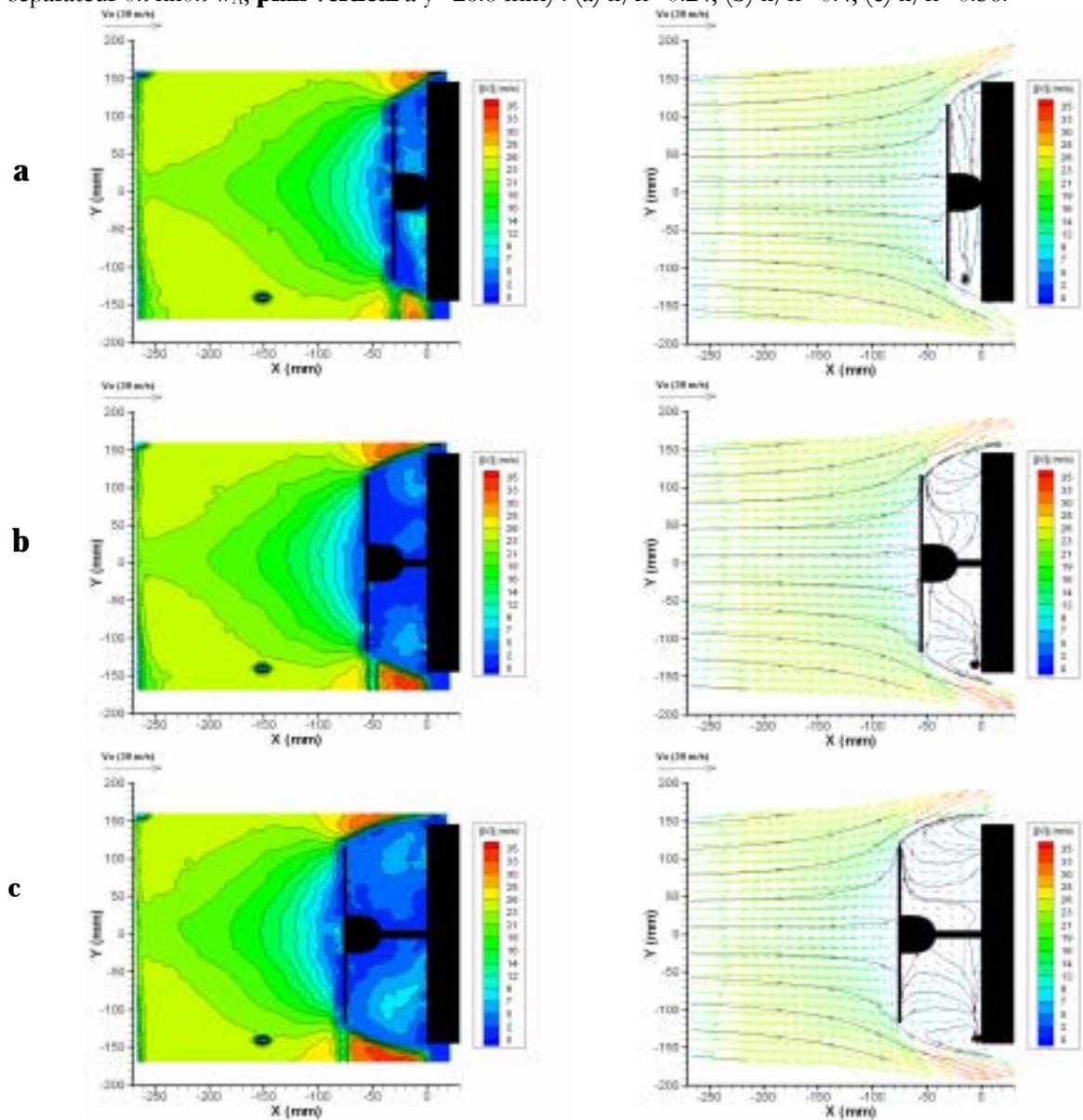


Fig. 17 : Distributions des vitesses moyennes et pseudo lignes de courant (configuration (b)) pour différentes positions de l'élément séparateur positionné à l'avant de la géométrie, (dimensions de l'élément séparateur  $0.9h \times 0.9w_A$ , **plan horizontal**  $z=26$ . mm) : (a)  $x/h=0.24$ , (b)  $x/h=0.4$ , (c)  $x/h=0.56$ .

**4.2 Résultats à dérapage non nul :** Les influences de l'angle de dérapage  $\beta$  et les effets de l'angle d'orientation  $\lambda$  sur l'évolution de la traînée aérodynamique sont analysés à partir d'éléments séparateurs appliqués sur des géométries de type (a) et (b), voir fig. 12, 18 et 19. Tous les résultats, exprimés en pourcentage, sont déterminés par rapport aux valeurs mesurées sans élément séparateur pour les mêmes angles de dérapage  $\beta$ .

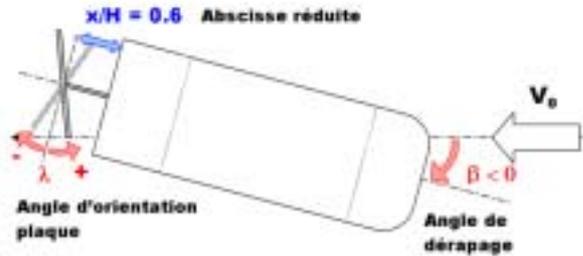


Fig. 18 – Angle de dérapage  $\beta$  et angle d'orientation  $\lambda$  de l'élément séparateur aval, configuration de **type (a)** avec  $\alpha=0$  (fig. 4 & 12).

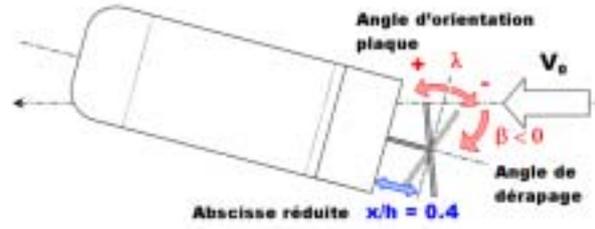


Fig. 19 – Angle de dérapage  $\beta$  et angle d'orientation  $\lambda$  de l'élément séparateur amont, configuration de **type (b)**, voir fig. 12.

**(i) Éléments séparateurs transversaux aval** - Les expérimentations s'effectuent sur une maquette de type culot droit (configuration (a) représentative de l'arrière d'un véhicule de type Espace avec  $\alpha=0^\circ$ , fig. 18) munie d'un élément séparateur transversal dont la hauteur et la largeur valent respectivement  $0.90H_A$  et  $0.86w_A$ . La traînée aérodynamique mesurée avec élément séparateur reste toujours inférieure à sa valeur relevée sans élément séparateur mais l'influence de l'élément séparateur diminue avec l'accroissement de l'angle de dérapage  $\beta$ , fig. 20. Des réductions de traînée supérieures à celles obtenus pour des éléments séparateurs positionnés parallèlement au culot montrent l'intérêt d'adapter l'orientation  $\lambda$  (orientation / verticale) de l'élément séparateur à l'angle de dérapage  $\beta$ . Enfin, les évolutions relevées en fonction de l'angle d'orientation  $\lambda$  pour l'angle de dérapage  $\beta=-5^\circ$  suggèrent d'existence de fortes interactions entre l'élément séparateur et le culot.

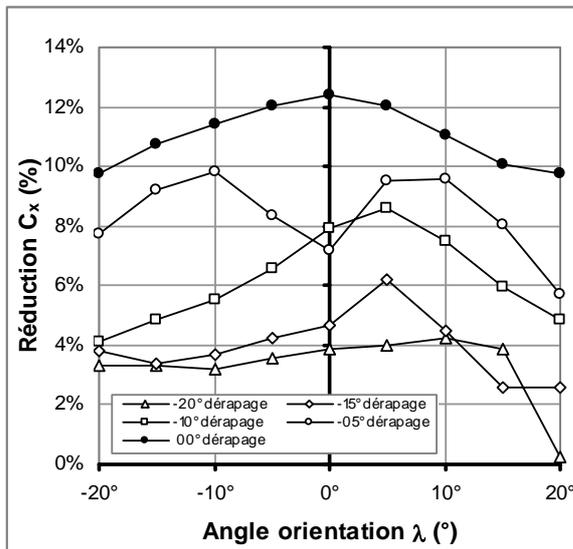


Fig. 20 – Élément séparateur arrière  $0.90H_A*0.86w_A$  à  $x/H_A=0.6$  : Pourcentages de réduction du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de l'angle d'orientation  $\lambda$  pour différents angles de dérapage  $\beta$ . Ordres de grandeurs des résultats à comparer avec fig. 7.

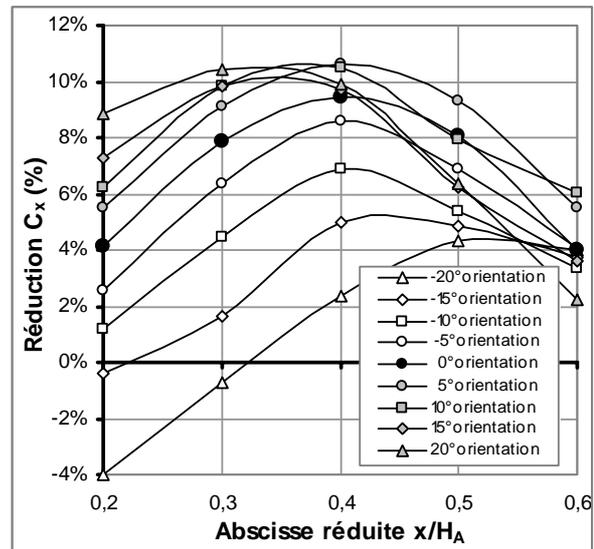


Fig. 21 – Élément séparateur arrière  $0.90H_A*0.86w_A$  : Pourcentage de réduction du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de l'abscisse réduite  $x/H_A$  pour différents angles d'orientation  $\lambda$  et l'angle de dérapage  $\beta=-15^\circ$ .

L'influence de l'espacement longitudinal entre l'élément séparateur transversal et le culot est ensuite analysée pour l'angle de dérapage  $\beta=-15^\circ$  en faisant varier l'abscisse réduite  $x/H_A$  pour différentes valeurs de l'angle d'orientation  $\lambda$ , (fig. 21 & 22). Pour des orientations  $\lambda$  supérieures à  $-15^\circ$ , la traînée aérodynamique relevée avec élément séparateur pour l'angle de dérapage  $\beta=-15^\circ$  est toujours inférieure à sa valeur relevée sans élément séparateur et la position optimale de réduction pour la traînée aérodynamique reste peu influencée par l'angle d'orientation sur le domaine angulaire  $[-20^\circ, +20^\circ]$ , fig. 21. Cette position optimale définie à partir du rapport  $x/H_A$  se rapproche du culot (de  $x/H_A=0.4$  vers  $x/H_A=0.3$ ) pour des valeurs non nulles, positives et croissantes de l'angle d'orientation  $\lambda$  (partie sous le vent plus proche du culot que la partie au vent), elle s'éloigne du culot pour des valeurs négatives et croissantes en valeur absolue (de  $x/H_A=0.4$  vers  $x/H_A=0.5$ ). Pour l'angle de dérapage  $\beta=-15^\circ$ , la réduction de traînée maximale (10.6%) est relevée à l'abscisse réduite  $x/H_A=0.4$  pour l'orientation  $\lambda=5^\circ$ , fig. 21 & 22.

De plus et pour toutes les valeurs du rapport  $x/H_A$  inférieures à 0.4 (réduction de traînée maximale pour  $\lambda=0^\circ$ , fig. 21), la traînée relevée pour des valeurs positives de l'angle d'orientation  $\lambda$  reste toujours inférieure à sa valeur relevée pour l'orientation nulle ( $\lambda=0^\circ$ ). Le maximum de réduction de traînée s'obtient alors en éloignant (resp. rapprochant) du culot la partie de l'élément séparateur placée au vent (resp. sous le vent). Tous ces résultats montrent l'intérêt d'adapter l'orientation de l'élément séparateur aux conditions extérieures.

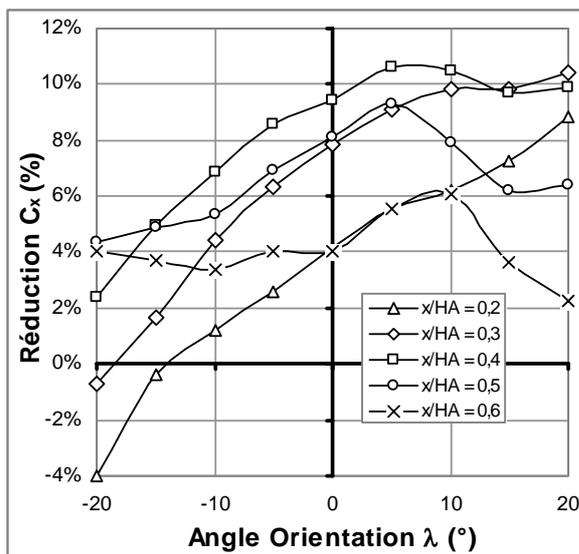


Fig. 22 – Élément séparateur arrière  $0.90H_A \times 0.86w_A$  : Pourcentage de réduction du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de l'angle d'orientation  $\lambda$  pour différentes abscisses réduites  $x/H_A$  et l'angle de dérapage  $\beta=-15^\circ$ .

**(ii) Éléments séparateurs transversaux amont** - L'élément séparateur transversal est positionné sur l'avant d'une maquette de type Espace, configuration (b). Sa hauteur et sa largeur valent 0.8 fois la hauteur  $h$  et la largeur  $w_A$  définies figure 12. La géométrie du système contraint le positionnement en  $x$  de l'élément séparateur et la plus petite valeur possible pour le rapport  $x/h$  augmente avec l'angle d'orientation  $\lambda$ . Les expérimentations s'effectuent pour l'angle de dérapage  $\beta=-15^\circ$ .

Pour l'angle de dérapage  $\beta=-15^\circ$  et au delà d'un angle maximal d'orientation  $\lambda$  positif dont la valeur augmente avec l'espacement longitudinal réduit  $x/h$ , la traînée aérodynamique décroît rapidement et sa valeur peut devenir inférieure à sa valeur relevée sans élément séparateur, fig. 23. Dans cette configuration et contrairement aux résultats relevés avec l'élément séparateur aval, le maximum de réduction de traînée s'obtient en éloignant (resp. rapprochant) du véhicule la partie de l'élément séparateur placée du côté sous le vent (resp. au vent), voir fig. 19 et 23. Des réductions de traînée proches de 7.1% sont relevées pour les orientations  $\lambda=15$  et  $20^\circ$ .

Pour l'angle de dérapage  $\beta=-15$  degrés et une orientation nulle ( $\lambda=0^\circ$ ), l'élément séparateur a

toujours un effet négatif sur la valeur du coefficient de traînée aérodynamique, fig. 23 et 24, courbes orientation  $\lambda=0^\circ$ . L'analyse des résultats montre que les réductions sont plus importantes lorsque l'élément séparateur est positionné au plus près de la maquette, fig. 24. A abscisse réduite donnée inférieure à 0.35, les réductions maximales sont relevées pour les valeurs maximales positives (pour  $\beta$  négatif) des angles d'orientation.

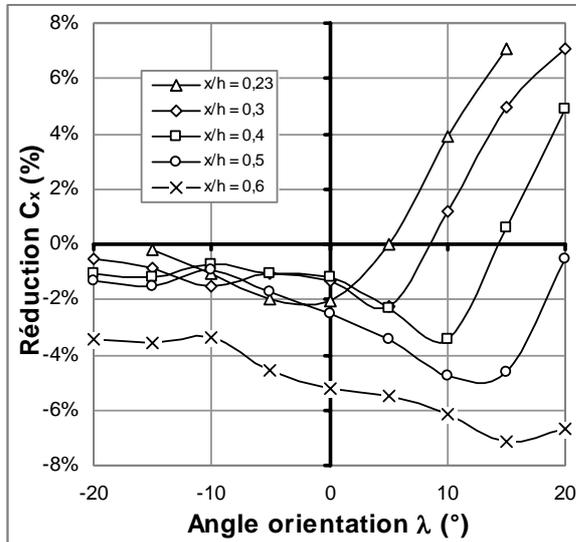


Fig. 23 – Élément séparateur avant  $0.8h \times 0.8w_A$  : Pourcentage de réduction du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de l'angle d'orientation  $\lambda$  pour différentes abscisses réduites  $x/h$  et l'angle de dérapage  $\beta=-15^\circ$ .

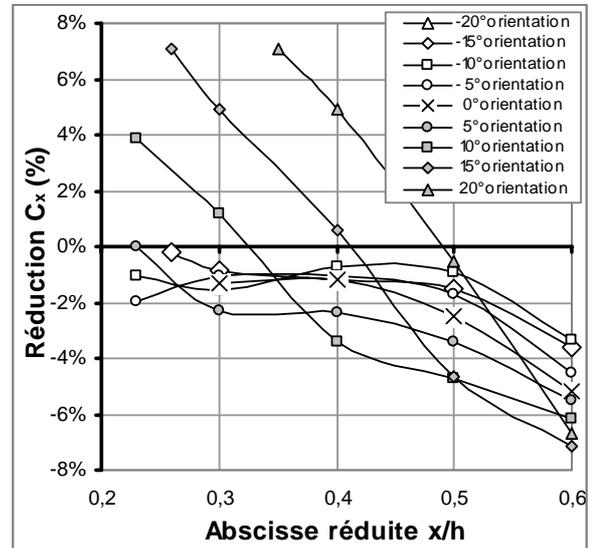


Fig. 24 – Élément séparateur avant  $0.8h \times 0.8w_A$  : Pourcentage de réduction du coefficient de traînée aérodynamique en fonction de l'abscisse réduite  $x/h$  pour différents angles d'orientation  $\lambda$  et l'angle de dérapage  $\beta=-15^\circ$ .

## 5. CONCLUSION

Dans un contexte mondial fortement contraint par les conséquences climatiques des émissions de  $CO_2$  et la raréfaction des combustibles fossiles, l'industrie automobile doit rechercher des solutions nouvelles pour accroître l'efficacité de l'énergie embarquée (combustibles fossiles, hydrogène ou électricité). Dans ce contexte, des travaux sont engagés dans les laboratoires de recherche des grands groupes industriels pour enrichir et accroître les savoirs associés au contrôle passif et actif des décollements aérodynamiques.

Pour des éléments séparateurs transversaux positionnés en aval d'un culot droit, des réductions de traînée proches de 12% sont enregistrées. Les réductions augmentent avec l'accroissement des dimensions transversales des éléments séparateurs et la réduction de la distance qui sépare l'élément séparateur du culot. L'influence du nombre de Reynolds reste faible, apparaît sans influence sur les phénomènes physiques et la réduction de traînée augmente avec l'accroissement du nombre de Reynolds.

L'influence d'éléments séparateurs transversaux positionnés en amont est également analysée. Des réductions de traînée proches de 27% et de 45% sont respectivement obtenues à partir d'éléments séparateurs positionnés en amont d'une face avant anguleuse inclinée ou non par rapport à la verticale. L'influence du nombre de Reynolds apparaît moins significative que pour des éléments séparateurs positionnés sur l'arrière des maquettes.

L'influence de l'angle d'orientation  $\lambda$  est ensuite étudiée. Pour des éléments séparateurs placés en aval, la position longitudinale optimale des éléments séparateurs reste peu influencée par les

---

variations angulaires de l'élément séparateur par rapport à la verticale. Pour des orientations  $\lambda$  supérieures à  $-15^\circ$ , la traînée aérodynamique relevée avec élément séparateur pour l'angle de dérapage  $\beta = -15^\circ$  est toujours inférieure à sa valeur relevée sans élément séparateur. Les plus grandes réductions s'obtiennent en éloignant du culot la partie de l'élément séparateur placée au vent. Des réductions de traînée proches de 10,6% sont relevées. Pour des éléments séparateurs positionnés en amont parallèlement à la face avant d'une maquette de type culot droit, l'effet du dérapage a un effet négatif sur la traînée aérodynamique et les résultats montrent la nécessité d'adapter l'orientation de l'élément séparateur à l'angle de dérapage. Des réductions de traînée proches de 7% sont relevées et les maximums de réduction de traînée s'obtiennent en éloignant du véhicule la partie de l'élément séparateur placée du côté sous le vent.

Les résultats présentés ici confirment l'intérêt des éléments séparateurs pour réduire la traînée aérodynamique des véhicules automobiles à condition d'adapter leur position et leur orientation aux conditions extérieures. Utilisés seules ou en association avec d'autres solutions de contrôle (vortex générateurs ou systèmes actifs), ces solutions permettraient de réduire d'au moins 10% la traînée des véhicules automobiles. Pour des véhicules à culot droit de moyenne gamme, la consommation diminuerait alors de 0,8 litre sur 100 kilomètres pour des trajets effectués à la vitesse stabilisée de 130 km.h<sup>-1</sup>. En admettant que la masse de ces systèmes soit compensé par des réductions de masse des moteurs liées à des cylindrées moins élevées (down sizing), les émissions de dioxyde de carbone seraient, à cette vitesse, réduites de 20 grammes par kilomètre et de 3,5 grammes par kilomètre sur le parcours NEDC (New European Driving Cycle). Des travaux sont en cours pour intégrer vers 2015 ces solutions sur véhicules. Les résultats obtenus sur les configurations analysées dans le cadre de ce travail montrent la complexité des phénomènes physiques à résoudre et la nécessité de poursuivre le développement de l'expertise. Le bruit, les instabilités ou encore les interactions avec les structures tourbillonnaires issues des montants de pare-brise ou de lunette arrière restent à analyser pour améliorer les performances du contrôle.

## REFERENCES

- 1 *Passenger Cars*, University of Sheffield and University of Michigan, Produced by SASI Group (Sheffield) and Mark Newmann (Michigan), Map031, 2006.
- 2 *World Energy Outlook 2007, Executive Summary, China and India Insights*, International Energy Agency IEA, ISBN: 978-92-64-02730-5, 2007.
- 3 Gad-el-Hak, *Compliant coatings, a decade of progress in workshop on flow control, Fundamentals and Practices*, Cargèse, Corse, 1996.
- 4 Roshko A., Koenig K., 1978, *Interaction effects on the drag of bluff bodies in tandem*. In *Aerodynamic Drag Mechanisms of Bluff Bodies and Road Vehicles*, ed. G. Sovran, T. Morel & W.T. Mason, pp. 253-286, Plenum.
- 5 Mair W.A.; *The effect of a rear mounted disc on the drag of a blunt based body of revolution*, The Aeronautical Quaterly, Vol. 16, pp 350- 360, 1965.
- 6 Baudoin J.F. and Aider J.L.; *Drag and lift reduction of a 3D bluff body using flaps*, Experiments in Fluids (2008), 44:491-501, DOI 10.1007/s00348-007-0392-1.
- 7 Levallois E. and Gilliéron P.; *Contrôle des écoulements en aérodynamique automobile & réduction de traînée par éléments séparateurs - Analyse par PIV*, Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Fluvisu11, Lyon, 6-9 juin 2005.
- 8 Onorato M., Costelli A., Garonne A.; *Drag measurement through wake analysis*, SAE, SP-569, International Congress & Exposition, Detroit, Michigan, February 27 – March 2, pp 85-93, 1984.
- 9 Cousteix J.; *Aérodynamique, Tutbulence et Couche Limite*, CepadueS-Editions, pages 11-14, 1989.
- 10 Arnald D., Cousteix J., Michel R.; *Couche limite se développant avec gradient de pression positif dans un*

- 
- écoulement extérieur turbulent*, La Recherche Aérospatiale, n°1976-1, 1976.
- 11 Granville P.S.; *Mixing length formulation for turbulent boundary layers over arbitrarily rough surfaces*, Journal of Ship Research, Vol. 29, n°4, 1985.
  - 12 Ahmed S.R., Ramm R. and Faltin G.; *Some salient features of the time averaged ground vehicle wake*, SAE technical Paper Series 840300, 1984.
  - 13 Gilliéron P. and Chometon F.; *Modelling of stationary three dimensional detached airflows around an Ahmed Reference Body*, Third International Workshop on Vortex, ESAIM, Proceedings, Vol 7, 1999, pp 173-182.
  - 14 Spohn A. and Gilliéron P. ; *Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle*, Congrès IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows, April 8-12, 2002, Toulouse, France.
  - 15 Rossiter JE, *Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds*. Aeronautical Research Council Reports and Memo n° 3438.

## **COLLABORATION**

Ce travail initié en 2004 s'est effectué en collaboration avec Pierre-Emmanuel Jardy, ingénieur d'essais dans le groupe "Mécanique des Fluides & Aérodynamique". Les analyses et principaux résultats ont été progressivement enrichis pour constituer le document final présenté ici. Ce document a récemment été mis en forme avec A. Kourta pour une publication dans la revue "Exp. in Fluids".

## **PUBLICATION**

Gilliéron P. et Kourta A.; *Aerodynamic drag reduction by vertical splitter plates*, Experiments in Fluids, 2009, DOI 10.1007/s00348-0705-7.

## **BREVETS**

- Véhicule automobile équipé d'un dispositif à plaque de réduction de traînée aérodynamique, brevet n°02-15816, auteur P. Gilliéron.
- Dispositif générateur de vortex pour la réduction de la traînée aérodynamique d'un véhicule terrestre et véhicule ainsi équipé, brevet n°02-15818, auteur P. Gilliéron.
- Freinage d'extrême urgence par un système d'aérofreins gonflables, brevet n°03-13931, auteurs P. Gilliéron, JG Mégnac & E. Debernard.

## **IMPACT SUR LES TRAVAUX SUIVANTS**

Le contrôle des décollements à partir d'éléments séparateurs a fait l'objet de nombreux travaux dont peu ont été réalisés sur des géométries simplifiées représentatives de la typologie automobile. Leur efficacité en présence de vent latéral n'avait de plus jamais été étudiée et ne pouvait alors pas retenir l'intérêt d'une ingénierie centrée uniquement sur l'utilisation de solutions déjà éprouvées. Ce travail a répondu à ce besoin. Les résultats permettent de relancer l'intérêt des éléments séparateurs qui nécessitent cependant de rechercher des solutions pour limiter les impacts sur le coût, la masse, l'architecture et le Design.



## **Partie 2**

**Contribution à l'analyse physique d'écoulements et de décollements aérodynamiques pour la réduction de la traînée aérodynamique**



---

# Influence de la cinématique tourbillonnaire de sillage sur la traînée de culot

**Résumé :** *Un modèle analytique basé sur la théorie du tourbillon de Milne-Thomson est proposé pour analyser l'influence de la cinématique tourbillonnaire de sillage sur le processus de développement de la traînée de culot et élaborer des protocoles de contrôle capables d'agir sur la topologie du sillage. La modélisation est bidimensionnelle pour simplifier la complexité des interactions avec le culot et l'approche analytique s'effectue pour un sillage constitué d'un puis de deux tourbillons. Cinq équations de transport longitudinal des tourbillons sont proposées pour un sillage constitué d'un puis de deux tourbillons. Les influences de ces cinq équations sur l'évolution de la traînée aérodynamique sont alors analysées. Les résultats montrent que la traînée la plus faible s'obtient pour des tourbillons qui s'éloignent rapidement du culot pour être ensuite convectés très lentement vers l'aval. Les résultats analytiques sont comparés à des résultats de calculs effectués à partir d'une configuration 2D simplifiée de culot droit. La complexité des écoulements et des interactions entre tourbillons ne permet pas de vérifier les résultats déduits des approches analytiques et montrent la nécessité de contrôler l'ensemble du processus d'émission.*

## Nomenclature

$\bar{x}$	Vecteur unitaire parallèle à la direction de déplacement.
$h$	Hauteur du culot en m.
$l$	Largeur du culot (suivant l'envergure) en m.
$\Gamma$	Circulation du vecteur vitesse en $m^2.s^{-1}$ .
$(x,y)$	Coordonnées du point M, en m.
$(x_i,y_i)$	Coordonnées du point $P_i$ avec $i = 1,2$
$d_i$	Distance du point M au point $P_i$ avec $i = 1,2$ , en m.
$\nu$	Viscosité cinématique en $m^2.s^{-1}$ .
$t$	Date en s.
$\delta t$	Pas de temps élémentaire en s.
$T$	Période de l'émission tourbillonnaire en s.
$\alpha$	Angle polaire en radian.
$\vec{V}_+$	Vecteur vitesse associé à la hauteur caractéristique $h_+$ .
$\vec{V}_-$	Vecteur vitesse associé à la hauteur caractéristique $h_-$ .
$\vec{V}_m$	Vecteur vitesse moyenne.
$V_+$	Norme du vecteur $\vec{V}_+$ en $m.s^{-1}$ .
$V_-$	Norme du vecteur $\vec{V}_-$ en $m.s^{-1}$ .
$\vec{V}$	Vecteur vitesse induite par le tourbillon de circulation $\Gamma$ .
$V$	Norme du vecteur vitesse en $m.s^{-1}$ .
$\vec{W}$	Vecteur vitesse induite par le tourbillon image de circulation $-\Gamma$ .
$\vec{V}_R$	Vecteur vitesse résultante induite par le tourbillon de sillage et le tourbillon image.
$V_R$	Norme du vecteur vitesse résultante $\vec{V}_R$
$P_o$	Pression atmosphérique, de l'écoulement incident en Pa.
$P$	Pression statique locale en Pa.
$\rho$	Masse volumique en $Kg.m^3$ .
$dF_{Px}$	Force de pression élémentaire qui s'exerce sur la paroi dans la direction $\bar{x}$ en N.
$\bar{F}_{Px}$	Moyenne de $dF_{Px}$ en Newton (N) sur une durée de temps multiple d'une période T.

---

## 1. INTRODUCTION

Un véhicule automobile est un corps de faible allongement qui se déplace à proximité du sol dans un écoulement naturellement turbulent. L'écoulement tridimensionnel et instationnaire décolle au niveau des entrées d'air, au niveau du soubassement, autour de la roue, dans les passages de roues, au niveau du pied de pare-brise, des montants latéraux avant et enfin au niveau de la lunette arrière et du culot. La contribution des contraintes de frottement reste faible, de l'ordre de 10 %, et la traînée aérodynamique résulte principalement de la distribution des contraintes de pression réparties sur la lunette arrière et le culot. Ces contraintes sont à l'origine de 90 % de la traînée aérodynamique globale et sont à 80 % concentrées sur les parties arrière. La traînée aérodynamique augmente de plus avec la vitesse et la puissance aérodynamique, proportionnelle au cube de la vitesse, représente alors, au-delà de  $20 \text{ m.s}^{-1}$ , une part importante de la puissance que doit délivrer le générateur d'énergie embarqué (moteur à combustion interne, électrique, pile à combustible ou hybride). La consommation et les émissions de gaz à effet de serre des véhicules automobiles ainsi que leurs impacts sur l'environnement sont alors fonctions du coefficient de traînée aérodynamique et augmentent avec le nombre de véhicules en circulation dans le monde.

Ce nombre s'accroît avec l'amélioration du niveau de vie [1] et l'utilisation de l'automobile s'étend aujourd'hui à l'ensemble des régions de la planète. Cette évolution entraîne un accroissement des émissions des produits issus de la combustion des énergies fossiles [2] et un épuisement des réserves d'énergie fossile. Dans ce contexte, la communauté européenne, sensible aux problèmes environnementaux et à l'épuisement des ressources fossiles, fixe alors un objectif clair et ambitieux aux constructeurs automobiles pour les émissions de gaz à effet de serre. Les rejets de gaz carbonique ne devront ainsi pas dépasser 120 grammes par kilomètre à l'horizon 2012 et sans doute 90 grammes vers 2018. Des solutions en rupture doivent alors être imaginées pour réduire d'au moins 20 % la traînée aérodynamique d'ici 2012, c'est-à-dire d'ici trois ans [3].

Des solutions sont donc recherchées dans différents domaines de la physique, par et pour l'industrie des transports, afin de réduire de manière significative les émissions de dioxyde de carbone. Dans ce contexte et quelle que soit la source d'énergie utilisée (combustible fossile, électrique, hydrogène...), le contrôle des écoulements aérodynamiques pour les déplacements automobiles interurbains constitue une nécessité pour optimiser l'énergie embarquée. De nombreux travaux sont alors engagés pour réduire de manière significative la traînée aérodynamique des véhicules automobiles dans la perspective de réduire la consommation et les émissions de gaz à effet de serre. Ces travaux portent sur le développement de systèmes passifs ou actifs de contrôle pour agir sur la position et le développement des structures décollées.

Le contrôle passif s'effectue à partir d'éléments géométriques fixes positionnés sur la surface en contact avec l'écoulement. Des éléments séparateurs transversaux [4], longitudinaux [5] ou des milieux poreux [6] positionnés sur la surface des corps en contact avec l'écoulement permettent ainsi d'obtenir des réductions significatives de la traînée aérodynamique. Ces solutions offrent des alternatives intéressantes d'un point de vue aérodynamique mais restent industriellement insuffisamment exploitées à ce jour.

Le contrôle actif des écoulements et des décollements s'effectue à l'aide d'actionneurs dont le fonctionnement nécessite une puissance à prendre généralement sur le générateur principal d'énergie du véhicule. Leur fonctionnement s'effectue à partir de systèmes mécanique, électromagnétique ou électrique logés dans les parties creuses de la structure du véhicule [7]. Leurs masses et leurs encombrements doivent être les plus faibles possibles pour réduire leurs impacts sur la consommation et les volumes utiles ou habitables. Plusieurs solutions de contrôle ont été identifiées, testées et analysées par différents auteurs pour contrôler les écoulements et les décollements dans les domaines aérien, naval et terrestre. Les solutions retenues s'obtiennent à partir de systèmes qui permettent de souffler [8] ou aspirer [9], de manière continue ou alternée [10], au travers d'orifices circulaires ou

rectangulaires. La mise au point de ces solutions nécessitent alors de mieux comprendre les mécanismes de formation de la traînée aérodynamique et en particulier l'incidence de la cinématique des structures tourbillonnaires décollées sur la formation de la traînée de pression au culot. Dans ce contexte, des travaux doivent être initiés pour identifier la contribution temporelle des sillages dans la traînée aérodynamique puis repérer les cinématiques tourbillonnaires favorables pour ensuite élaborer des stratégies adaptées de contrôle des décollements.

Un modèle de sillage bidimensionnel est alors introduit pour analyser l'influence de la position et de la vitesse de déplacement d'un puis de deux tourbillons de sillage sur la traînée de pression au culot. Le modèle s'appuie sur les théories du tourbillon circulaire et du tourbillon image respectivement développées et proposées par L.M. Milne-Thomson [11] et H. Lamb [12]. La vitesse locale en chaque point est tangente au cercle de rayon  $r$  centrée sur la position du tourbillon, nulle au centre du tourbillon et croît linéairement en fonction du rayon  $r$  jusqu'à une valeur  $r=R_v$  désigné rayon visqueux. Au-delà, la vitesse diminue en raison inverse du rayon pour tendre vers zéro loin du centre tourbillonnaire. Le fluide est considéré parfait au voisinage du culot et la condition de glissement (pas de composante de vitesse suivant la normale à la paroi) à la paroi est assurée par l'introduction d'un tourbillon image situé à l'intérieur de la géométrie. Ce dernier est positionné sur la perpendiculaire locale au plan du culot passant par le tourbillon de sillage et est situé à la même distance du culot que le tourbillon de sillage. Ces deux tourbillons n'interagissent pas et n'induisent entre eux aucun déplacement. Le déplacement du tourbillon de sillage est alors forcé, s'effectue dans la direction de l'écoulement incident et est régit par des équations horaires qui représente des évolutions caractéristiques de transport des structures de sillage. L'étude s'effectue à partir d'un sillage constitué d'un puis de deux tourbillons.

## 2. CAS D'UN TOURBILLON

L'objectif est ici de déterminer l'influence d'un tourbillon de sillage sur la force de pression qui s'exerce sur un culot droit (plan) perpendiculaire à la direction de l'écoulement incident. Les expressions analytiques des traînées de pression instantanée et moyennée s'obtiennent à partir de l'expression du tourbillon de Milne-Thomson où la circulation tourbillonnaire est estimée à partir des vitesses relevées de part et d'autre de la nappe de décollement et du diamètre de la structure cohérente. Des équations horaires de transport pour la structure tourbillonnaire sont ensuite proposées et leurs influences sur la traînée de pression au culot analysées. L'influence du positionnement vertical de la structure tourbillonnaire par rapport aux bords haut et bas du culot sur la traînée de culot est également étudiée. L'ensemble des résultats fournit des préconisations pour le contrôle du sillage et la réduction de la traînée de pression.

**2.1 Effort instantané :** Les parties haute et basse du culot sont parallèles, perpendiculaires au culot et l'étude s'effectue dans le plan (xoz), fig. 1. L'axe des abscisses est parallèle à la direction de l'écoulement incident de vitesse  $V_0$  et l'origine contenue dans le plan du culot. Les côtes des extrémités haute et basse du culot sont respectivement égales à  $+\frac{h}{2}$  et  $-\frac{h}{2}$ .

Soit P, le centre du tourbillon positionné dans le sillage en aval du culot au point de coordonnées  $(x_1, z_1)$  situé à la distance  $d$  d'un point quelconque M de coordonnées  $(0, z)$  du culot, voir figure 1. Pour une circulation  $\Gamma$  donnée, la vitesse induite au point M à l'instant de date  $t$  par le tourbillon au point P s'exprime alors par :

$$\vec{V}(d(t)) = \frac{\Gamma}{2\pi d(t)} \left(1 - e^{-\frac{d^2(t)}{4\nu t}}\right) \vec{u}\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right) \quad (1)$$

Pour le tourbillon image, qui permet d'annuler la composante normale de la vitesse au point M, la vitesse induite est :

$$\vec{W}(d(t)) = \frac{\Gamma}{2\pi d(t)} (1 - e^{-\frac{d^2(t)}{4\nu t}}) \vec{u}(\frac{\pi}{2} - \alpha) \quad (2)$$

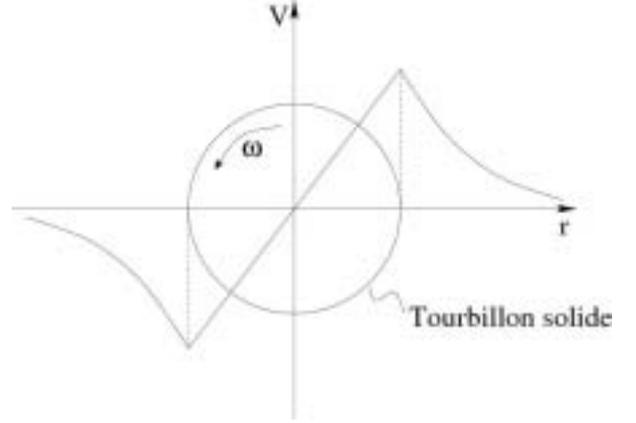
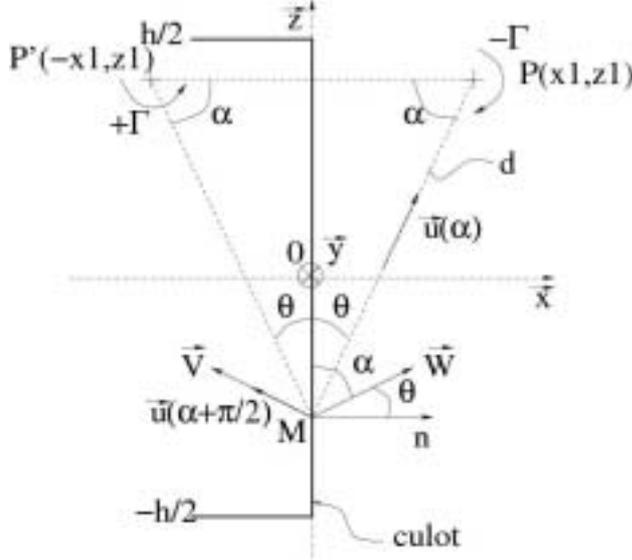


Fig. 1 – Position du tourbillon par rapport au culot à l'instant de date t. Mettre les repères 1 en indice.

Fig. 2 – Vitesse en fonction du temps pour un tourbillon circulaire, [11]. Faire apparaître le rayon visqueux Epsilon.

La vitesse résultante au point M à l'instant de date t est alors donnée par :

$$\vec{V}_R(d(t)) = \frac{\Gamma}{\pi d(t)} (1 - e^{-\frac{d^2(t)}{4\nu t}}) \cos \alpha \vec{z} \quad (3)$$

qui avec  $\cos \alpha(t) = \frac{x_1(t)}{d(t)}$  et  $d(t) = [x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2]^{0.5}$ , devient :

$$\vec{V}_R(d(t)) = \frac{\Gamma x_1(t)}{\pi (x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2)} (1 - e^{-\frac{x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2}{4\nu t}}) \vec{z} \quad (4)$$

A l'infini, la norme de la vitesse résultante induite par le doublet de tourbillons, réel et image, tend vers zéro et d'après l'équation de Bernoulli, la pression statique locale P s'identifie à la pression statique de l'écoulement infini amont  $P_o$  telle que :

$$P_o = P + \frac{\rho}{2} V_R^2 \quad (5)$$

Dans ces conditions, la pression statique P au point M du culot de l'écoulement pour le tourbillon positionné au point  $P(x_1, z_1)$  à l'instant de date t et la pression statique à l'infini amont  $P_o$  sont reliées par la relation :

$$P(t) - P_o = -\frac{\rho}{2} \frac{\Gamma^2 x_1^2(t)}{\pi^2 (x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2)^2} (1 - e^{-\frac{x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2}{4\nu t}})^2 \quad (6)$$

La force élémentaire de pression  $dF_{Px}$  qui s'exerce alors sur l'élément de longueur  $dz$  à l'instant de date  $t$  est (voir figure 1) :

$$dF_{Px}(t) = -(P(t) - P_0) \bar{n} \cdot \bar{x} d\sigma \quad (7)$$

avec  $\bar{n} \cdot \bar{x} = 1$  et  $d\sigma = l dz$ ,  $l$  étant la largeur du culot. En insérant l'équation (6) dans l'équation différentielle (7), l'effort de pression au culot pour la position du tourbillon à l'instant de date  $t$  est donnée par :

$$dF_{Px}(t) = \frac{\rho}{2} \frac{\Gamma^2 x_1^2(t)}{\pi^2 (x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2)^2} \left(1 - e^{-\frac{x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2}{4vt}}\right)^2 l dz \quad (8)$$

et la force totale de pression qui s'exerce sur la surface du culot s'exprime par :

$$F_{Px}(t) = \frac{\rho \Gamma^2}{2 \pi^2} l \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \frac{x_1^2(t)}{(x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2)^2} \left(1 - e^{-\frac{x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2}{4vt}}\right)^2 dz \quad (9)$$

L'intégration de la forme intégrale précédente permet d'accéder à la force de pression instantanée qu'exerce au culot le tourbillon placé au point  $P(x_1, y_1)$  à l'instant de date  $t$ , figure 1. Cette formulation peut être utilisée pour analyser l'incidence du déplacement temporel du tourbillon dans les directions  $x$  et  $z$  sur la valeur de la force de pression au culot. Dans ce cas, les coordonnées  $x_1$  et/ou  $z_1$  du point  $P$  sont fonctions du temps  $t$ .

**2.2 Effort moyenné :** Pour une durée de transport associée à une période  $T$  d'émission de la structure tourbillonnaire de circulation  $\Gamma$ , la valeur moyenne de la force de pression qui s'exerce au culot est donnée par :

$$\bar{F}_{Px}(t) = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\rho \Gamma^2}{2 \pi^2} l \left[ \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \frac{x_1^2(t)}{(x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2)^2} \left(1 - e^{-\frac{x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2}{4vt}}\right)^2 dz \right] dt \quad (10)$$

Cette expression et l'expression instantanée définies au paragraphe précédent nécessitent de déterminer une circulation  $\Gamma$  pour la structure tourbillonnaire.

**2.3 Circulation :** La circulation  $\Gamma$  se détermine à partir de la circulation du vecteur vitesse sur un contour fermé entourant la nappe de décollement. Si  $\bar{V}_+^+$  et  $\bar{V}_-^+$  désignent respectivement les vitesses locales au dessus et en dessous de la nappe supérieure (resp. inférieure pour  $\bar{V}_+^-$  et  $\bar{V}_-^-$ ) de décollement, la vitesse moyenne de l'écoulement au niveau du décollement peut-être estimée par (voir figure 3) :

$$\bar{V}_m^+ = \frac{\bar{V}_+^+ + \bar{V}_-^+}{2} \quad (11)$$

Et la circulation élémentaire du vecteur vitesse moyenne sur le contour fermé entourant la nappe de décollement est :

$$\delta \Gamma^+ = \frac{V_+^{+2} - V_-^{+2}}{2} \delta t^+ \quad (12)$$

En pratique, la vitesse au culot désignée  $V_-^+$  est faible comparée à la vitesse  $V_+^+$ . Sa valeur est proche du dixième de la vitesse  $V_+^+$  qui s'identifie, en première approximation, à la vitesse de l'écoulement incident  $V_0$ . Dans ce cas, la circulation élémentaire associée à la structure tourbillonnaire émise au niveau de la discontinuité haute du culot est donnée par :

$$\delta\Gamma^+ \approx \frac{V_+^{+2}}{2} \delta t^+ \quad (13)$$

où l'intervalle de temps  $\delta t^+$  (resp.  $\delta t^-$ ) représente le temps caractéristique de l'écoulement moyen selon Kolmogorov. Dans les développements qui suivent les intervalles de temps  $\delta t^+$  et  $\delta t^-$  sont supposés identiques et notés  $\delta t$ .

Ce temps  $\delta t$  s'identifie à la période  $T$  de l'émission tourbillonnaire et se détermine à partir des grandeurs caractéristiques de l'écoulement :

$$\delta t \approx \frac{h_+}{V_+^+} \quad (14)$$

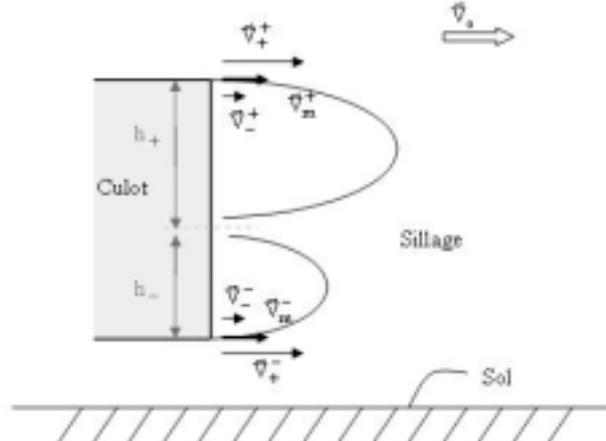


Fig. 3 – Vitesses de part et d'autre de la nappe de décollement. L'épaisseur de la nappe tend vers zéro.

La circulation de la structure tourbillonnaire émise dans le sillage est alors donnée par :

$$\Gamma \approx \frac{h_+ V_+^+}{2} \quad (\text{resp. } \frac{h_- V_+^-}{2} \text{ pour la structure du bas du culot}) \quad (15)$$

**2.4 Equations horaires pour la trajectoire du tourbillon :** Les équations horaires de l'abscisse  $x_1(t)$  et de la côte  $z_1(t)$  associées à la position  $P$  du tourbillon peuvent être linéaire, exponentielle ou polynômiale. La comparaison des effets de ces équations horaires sur la force de pression au culot pour une période d'émission tourbillonnaire permet alors de mettre en évidence des corrélations entre la vitesse d'éloignement du tourbillon et sa contribution à la traînée de pression. Les résultats peuvent être utilisés pour expliquer des résultats expérimentaux et/ou imaginer des lois de contrôle destinées à modifier les lois de transports et d'émission des structures tourbillonnaires de sillage destinées à réduire la traînée de pression.

Dans les développements qui suivent, seuls les effets d'éloignement suivant la direction  $x$  du culot sont modélisés, la position en  $z$  du tourbillon reste constante à chaque instant. Cinq équations horaires de transport du tourbillon sont analysées :

- Cas (1) :  $x_1(t) = e^t - 1$ , éloignement rapide avec  $v_1(t) = e^t$  (16)

- Cas (2) :  $x_1(t) = t^2$ , éloignement lent au début puis rapide avec  $v_1(t) = 2t$  (17)

- Cas (3) :  $x_1(t) = t$ , éloignement uniforme avec  $v_1(t) = 1$  (18)

- Cas (4) :  $x_1(t) = \sqrt{t}$ , éloignement rapide au début puis lent avec  $v_1(t) = (2\sqrt{t})^{-1}$  (19)

- Cas (5) :  $x_1(t) = \text{Ln}(t + 1)$ , éloignement lent avec  $v_1(t) = (t + 1)^{-1}$  (20)

Les évolutions de la position  $x_1$  et de la vitesse  $v_1$  en fonction du temps  $t$  réduit par la période  $T$  pour chacune des cinq équations horaires sont représentées sur les figures 4 et 5. Pour chacun des cas, le tourbillon est, à l'instant de date  $t=0$ , à la distance [12 & 13, Milne-Thomson] :

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{\Gamma^2 \rho}{P_o}} \quad (21)$$

avec  $P_o$ , la pression statique de l'écoulement infinie amont et  $\varepsilon$ , la valeur du plus petit rayon de tourbillon en dessous duquel le tourbillon n'existe pas. Cette distance définit également une épaisseur de fluide au voisinage de la paroi à l'intérieur de laquelle le tourbillon ne peut pas pénétrer. Chaque loi horaire d'évolution est alors introduite dans la forme intégrale (10) et l'intégrale en temps est approchée par une méthode des trapèzes pour un pas de temps  $\delta t$  constant égal à  $10^{-3}$ s.

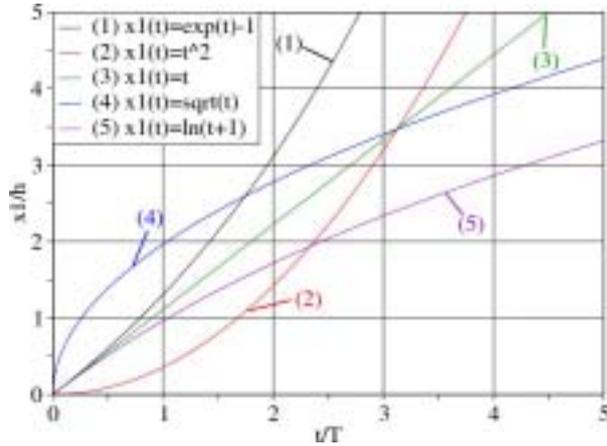


Fig. 4 – Evolutions de l'abscisse réduite  $x_1(t).h^{-1}$  en fonction du temps réduit  $t.T^{-1}$ .

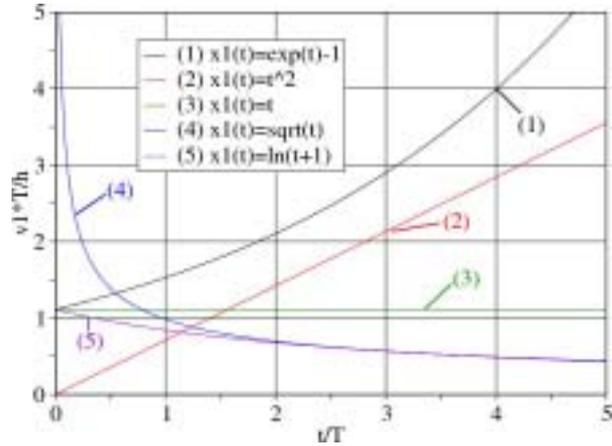


Fig. 5 – Evolutions de la vitesse réduite  $v_1(t).T.h^{-1}$  en fonction du temps réduit  $t.T^{-1}$ .

Au voisinage de la paroi, les plus grandes valeurs de vitesse de transport sont relevées pour l'équation horaire (19) en  $\sqrt{t}$  (cas 4). La plus faible vitesse s'obtient pour l'équation horaire (17), (cas 2). Les équations horaires (16), (18) et (20) fournissent au voisinage de la paroi des vitesses identiques égales à  $1 \text{ m.s}^{-1}$ . La comparaison avec les résultats obtenus à partir de modèles tourbillonnaires identiques mais non dissipatifs montre que l'influence de la dissipation visqueuse associée au rayon visqueux n'est pas significative (partie démontrée volontairement non incluse dans ce document).

**2.5 Influence des trajectoires sur la traînée de culot :** L'influence des équations horaires associées aux transports des structures tourbillonnaires définis au paragraphe précédent 2.4 est analysée à partir des efforts instantanés et moyennés sur 1 ou 5 périodes d'émissions. L'analyse s'effectue pour une seule ligne d'échappement tourbillonnaire et l'influence du tourbillon issu de l'écoulement de soubassement n'est pas pris en compte.

**(i) Effort instantané :** Les évolutions des efforts instantanés de pression qui s'exercent sur la totalité du culot droit de hauteur  $h$  en fonction du temps sur 5 émissions tourbillonnaires de période  $T$  sont reportées figure 6. Les résultats montrent que ces évolutions sont qualitativement identiques. Au voisinage de la paroi, la traînée de pression est maximale et diminue lorsque la distance du tourbillon à la paroi augmente (influence de la loi en  $r^{-1}$  de la vitesse induite).

Pour les lois horaires (1), (3) et (5), les évolutions sont quasi identiques malgré des évolutions de vitesse de transport très différentes. L'évolution représentée par la loi horaire (4) en  $\sqrt{t}$  permet d'obtenir très rapidement les plus faibles valeurs de traînée de pression au culot. Les plus fortes valeurs des efforts de pression sont enfin relevées quelque soit l'instant de date  $t$  pour l'équation horaire de type parabolique définie par (2). Au-delà d'une durée au moins égale à la période d'une émission tourbillonnaire, la contribution du tourbillon à l'effort de pression qui s'exerce au culot devient négligeable comparée à l'effort induit par une nouvelle émission tourbillonnaire. Les tourbillons qui

sont convectés vers l'aval génèrent moins de traînée que les tourbillons qui restent plus longtemps au voisinage du culot.

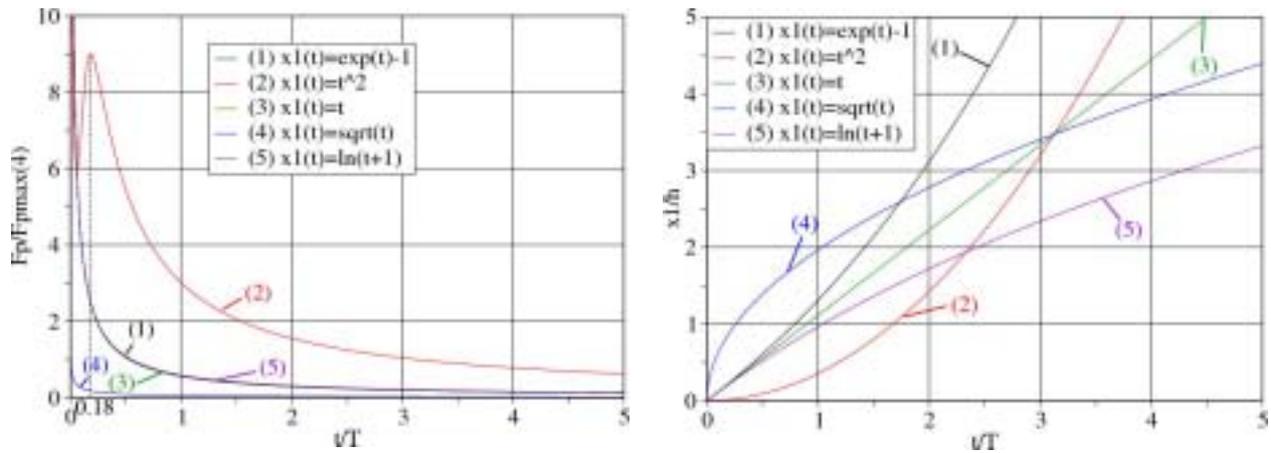


Fig. 6 – Evolutions des efforts instantanés de pression en fonction de l'instant de date  $t$  pour 5 émissions tourbillonnaires de période identique  $T$ . Résultats obtenus pour 1 seul tourbillon positionné à l'abscisse  $x = \varepsilon$  et à la côte  $z_1 = h/3$  à l'instant initial  $t = 0s$ .

Rappel de la Fig. 5 – Evolutions de l'abscisse réduite  $x_1(t).h^{-1}$  en fonction du temps réduit  $t.T^{-1}$  défini à partir des équations horaires données par (16), (17), (18), (19) et (20).

**(ii) Efforts moyennés :** Les évolutions des efforts moyens de pression qui s'exercent sur le culot (voir équation (10)) et des vitesses moyennes de transport du tourbillon relevées sur 1 et 5 périodes  $T$  d'émission sont reportées dans le tableau 1.

Cas	$\bar{F}_{Px}^*$ pour $\delta t = 1T$	$\bar{V}^*$ pour $\delta t = 1T$	$\bar{F}_{Px}^*$ pour $\delta t = 5T$	$\bar{V}^*$ pour $\delta t = 5T$
(1) $x_1(t) = e^t - 1$	9,6	0,7	6,7	3,2
(2) $x_1(t) = t^2$	51,5	0,2	35,8	2,0
(3) $x_1(t) = t$	9,8	0,6	7,0	1,3
(4) $x_1(t) = \sqrt{t}$	1,0	1,0	1	1,0
(5) $x_1(t) = \ln(t + 1)$	10,0	0,5	7,5	0,8

Tableau 1 – Evolutions des efforts moyens de pression et des vitesses de transport moyennes sur une et cinq périodes d'émission tourbillonnaire  $T$  rapportées à la force de pression et à la vitesse moyennes relevées pour le cas (4). Le tourbillon reste positionné à la côte  $z_1 = +h/3$ .

Les résultats montrent clairement la forte corrélation observée entre la valeur moyenne de la force de pression et la vitesse moyenne de transport sur une période. Pour la loi horaire (4) en  $\sqrt{t}$ , la traînée de pression est ainsi 10 fois plus petite que la traînée de pression relevée au même instant pour les lois horaires (1), (3) et (5) et les plus faibles (resp. plus grands) efforts moyens de pression sont relevés pour les vitesses de transport les plus grandes (resp. plus faibles), tableau 1. Cette corrélation n'a plus lieu sur des temps plus importants comme le montrent les résultats reportés dans les colonnes de droite pour une durée de transport égale à cinq fois la période  $T$ . Ce résultat confirme l'importance de la loi de transport au voisinage immédiat du culot. Pour une même valeur de la circulation identique  $\Gamma$  du tourbillon, la force de pression au culot est d'autant plus faible (resp. grande) que la vitesse de transport du tourbillon au voisinage du culot est grande (resp. faible).

**2.6 Influence de la position en z :** L'influence de la position du tourbillon suivant la verticale est analysée à partir des formulations instantanée et moyennée sur une période T respectivement repérées (9) et (10) et dérivées par rapport à la position  $z_1$  du tourbillon (démonstration non incluse dans ce document). Dans ces conditions, les plus grandes valeurs des traînées, instantanée et moyennée, s'obtiennent pour les valeurs de  $z_1$  qui annulent la dérivée de la forme intégrale (9). Cette dérivée s'annule pour  $z_1=0$  et est respectivement positive et négative à gauche et à droite de cette valeur, fig. 7. La traînée de pression est alors maximum lorsque le tourbillon est situé à égales distances des parties haute et basse du culot.

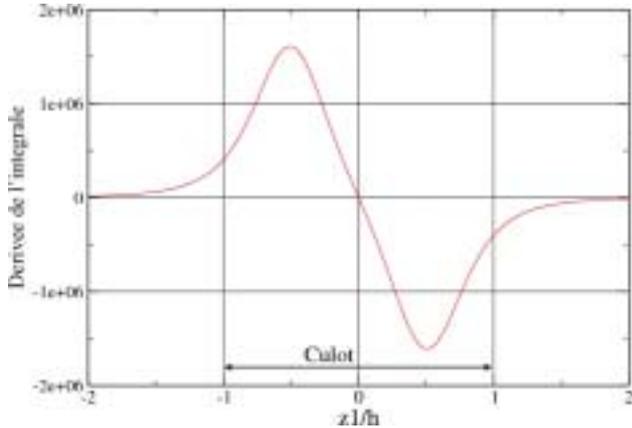


Fig. 7 – Evolution de la dérivée de la forme intégrale (9) en fonction de la côte réduite  $z_1/h$ .

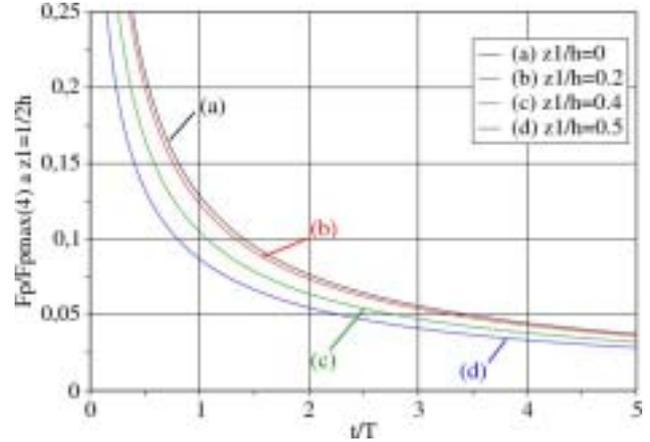


Fig.8 – Evolution des efforts instantanés de pression rapportés à l'effort maximal relevé pour la loi horaire (4) en fonction du temps rapporté à la période d'émission T pour des tourbillons se déplaçant aux côtes réduites  $z_1/h=0, 0.2, 0.4$  et  $0.5$ .

Les évolutions de traînée instantanée sur 5 périodes T rapportées à la période d'émission et relevées aux positions  $z_1/h=0, 0.2, 0.4$  et  $0.5$  pour la loi horaire (4) défini au paragraphe 2.4 sont reportées figure 8. Les résultats montrent que la traînée maximale s'obtient pour un tourbillon positionné à mi-distance des parties haute et basse du culot, cas (a). Ce résultat suggère l'intérêt d'imaginer des processus de contrôle qui permettent de stabiliser les trajectoires des centres tourbillonnaires sur les parties haute ou basse du sillage.

### 3. CAS DE DEUX TOURBILLONS

Le sillage contient les deux tourbillons issus des discontinuités géométriques haute et basse du culot. Les résultats précédents sont alors transposés pour déterminer la force de pression qui s'exerce sur le culot en considérant les lois horaires de transport définies au paragraphe 2.4.

Soit deux tourbillons formellement identiques. Le tourbillon supérieur de circulation  $\Gamma_1$  issu du décollement de fin de pavillon tourne dans le sens inverse du sens trigonométrique. Le tourbillon inférieur de circulation  $\Gamma_2$  issu du décollement de fin de soubassement est contrarotatif et tourne dans le sens trigonométrique. L'objectif consiste ici à déterminer la force de pression induite par le déplacement de ces deux tourbillons contrarotatifs sur le culot de la géométrie décrit figure 1.

La vitesse induite au point M(0, z) par chaque tourbillon positionné à l'instant de date initiale aux positions  $P_1(x_1, z_1)$  et  $P_2(x_2, z_2)$  est donnée par :

$$\vec{V}_R(d_i(t)) = \frac{\Gamma_i x_i(t)}{\pi(x_i^2(t) + (z - z_i)^2)} \left(1 - e^{-\frac{x_i^2(t) + (z - z_i)^2}{4\nu t}}\right) \vec{z} \quad \text{avec } i=1,2 \quad (22)$$

Cette expression permet de déterminer la vitesse résultante au point  $M(0, z)$  :

$$\vec{V}_R(d_1(t), d_2(t)) = \left[ \begin{array}{l} \frac{\Gamma_1 x_1(t)}{\pi(x_1^2(t) + (z - z_1)^2)} \left(1 - e^{-\frac{x_1^2(t) + (z - z_1)^2}{4vt}}\right) \\ + \frac{\Gamma_2 x_2(t)}{\pi(x_2^2(t) + (z - z_2)^2)} \left(1 - e^{-\frac{x_2^2(t) + (z - z_2)^2}{4vt}}\right) \end{array} \right] \vec{z}$$

La force totale de pression qui s'exerce alors sur le culot à l'instant de date  $t$  pour les tourbillons de circulation  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  positionnés aux points  $P_1(x_1, z_1)$  et  $P_2(x_2, z_2)$  est alors donnée par :

$$F_{Px}(t) = \sum_{i=1}^2 \frac{\rho \Gamma_i^2}{2 \pi^2} l \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \frac{x_i^2(t)}{(x_i^2(t) + (z - z_i(t))^2)^2} \left(1 - e^{-\frac{x_i^2(t) + (z - z_i(t))^2}{4vt}}\right)^2 dz \quad (23)$$

Sur une durée de transport égale à une période  $T$  d'émission tourbillonnaire supposée identique pour les deux tourbillons, la force de pression moyenne qui s'exerce au culot est :

$$\bar{F}_{Px}(t) = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^2 \int_0^T \frac{\rho \Gamma_i^2}{2 \pi^2} l \left[ \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \frac{x_i^2(t)}{(x_i^2(t) + (z - z_i(t))^2)^2} \left(1 - e^{-\frac{x_i^2(t) + (z - z_i(t))^2}{4vt}}\right)^2 dz \right] dt \quad (24)$$

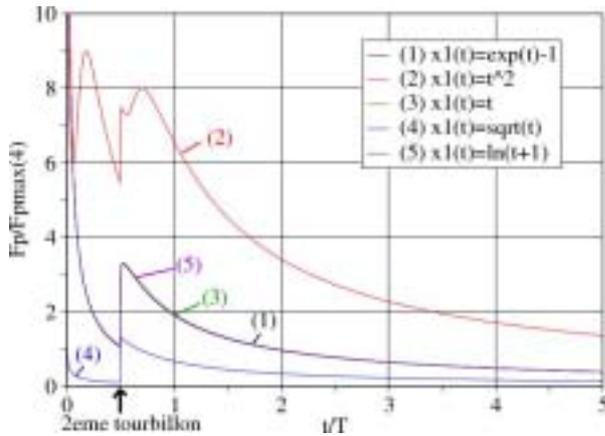


Fig. 9 – Evolutions des efforts instantanés de pression pour les lois horaires (1), (2), (3), (4) et (5) en fonction de l'instant de date  $t$  rapporté à la période  $T$  et relevées sur 5 périodes  $T$  d'émissions tourbillonnaires.

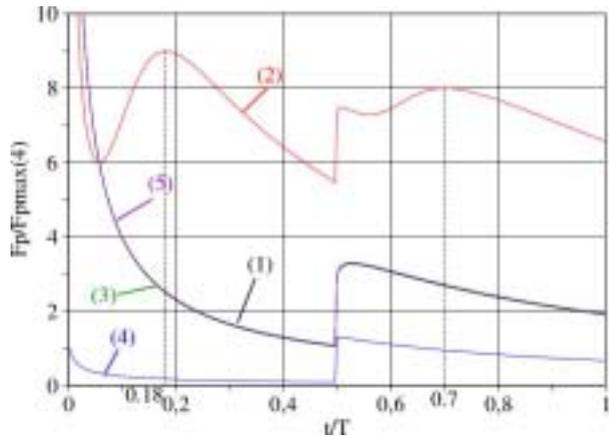


Fig. 10 – Zoom sur l'évolution des efforts instantanés de pression pour les lois horaires (1), (2), (3), (4) et (5) en fonction de l'instant de date  $t$  rapporté à la période  $T$  sur 5 périodes  $T$  d'émissions tourbillonnaires.

Résultats obtenus pour 1 émission tourbillonnaire sur le haut du culot suivi d'1 émission tourbillonnaire sur le bas de culot. Ces deux émissions sont séparées d'une demi-période  $T$ .

Les résultats instantanés obtenus par une méthode des trapèzes pour un pas de temps constant et les différentes lois horaires de transport tourbillonnaire définies au paragraphe 2.4 sont reportés figures 9 et 10. Ces résultats s'obtiennent pour des tourbillons contrarotatifs sans interaction mutuelle positionnés aux côtes  $+h/3$  et  $-h/3$  et sur une durée de transport de 5 périodes. Les fréquences d'émission des tourbillons sont identiques et le déphasage entre les émissions haute et basse est égal à une demi-période  $T$ . Le tourbillon positionné à la côte  $+h/3$  est émis à l'instant de date  $t=0$ .

Les efforts instantanés relevés avant l'émission du second tourbillon sont identiques aux résultats

obtenus avec un seul tourbillon positionné à la côte  $z_1=+h/3$ , fig. 6. Quelque que soit la loi horaire de transport des tourbillons, l'apparition du second tourbillon positionné à la côte  $z_2=-h/3$  accroît la traînée de pression. Les plus basses valeurs de la traînée de pression au culot s'obtiennent toujours pour la loi horaire (4) mais les valeurs moyennes relevées sur une et cinq périodes d'émission tourbillonnaire valent respectivement 11,5 et 7,7 fois les valeurs relevées pour le tourbillon supérieur considéré isolément. Comme précédemment, les valeurs moyennes décroissent avec le nombre de périodes et les plus fortes valeurs sont relevées pour la loi horaire (2).

Cas	Tourbillon seul $z_1=h/3$		Tourbillons $z_1=+h/3$ et $z_2=-h/3$	
	$\bar{F}_{P_x}^* / \delta t = 1T$	$\bar{F}_{P_x}^* / \delta t = 5T$	$\bar{F}_{P_x}^* / \delta t = 1T$	$\bar{F}_{P_x}^* / \delta t = 5T$
(1) $x_1(t) = e^t - 1$	9,6	6,7	32,4	21,9
(2) $x_1(t) = t^2$	51,5	35,8	111,8	77,8
(3) $x_1(t) = t$	9,7	7,0	32,4	22,0
(4) $x_1(t) = \sqrt{t}$	1,0	1,0	11,5	7,7
(5) $x_1(t) = \text{Ln}(t + 1)$	10	7,5	33,8	22,3

Tableau 2 – Evolutions des efforts moyens de pression sur une et cinq périodes d'émission tourbillonnaire T pour un et deux tourbillons positionnés aux côtes  $z_1=+h/3$  et  $z_2=-h/3$ . Les valeurs sont rapportées à la force de pression et à la vitesse moyenne relevées pour le cas (4) déterminé pour un tourbillon unique positionné à la côte  $z_1=+h/3$  et à l'abscisse  $x_1=\varepsilon$  à l'instant de date initiale  $t=0$ .

## 4. CONCLUSION

La recherche des meilleures lois de contrôle pour réduire la traînée aérodynamique des véhicules automobiles nécessite de s'intéresser aux mécanismes élémentaires de génération des efforts de pression au culot. Ce papier propose d'analyser le processus de formation et de contribution temporelle du sillage à la traînée aérodynamique pour cinq lois horaires caractéristiques de la cinématique tourbillonnaire. Le modèle tourbillonnaire retenu s'appuie sur les théories du tourbillon circulaire et du tourbillon image respectivement définies par L.M. Milne-Thomson et H. Lamb où la circulation se détermine à partir des grandeurs caractéristiques de vitesse et de longueur définies au sens de Kolmogorov.

Le modèle s'appuie sur les hypothèses d'un fluide parfait au voisinage du culot et d'une condition de glissement pariétale assurée par l'introduction d'un tourbillon image. Ces tourbillons n'interagissent pas entre eux et n'induisent l'un sur l'autre aucun déplacement. Le transport du tourbillon de sillage est alors forcé et s'effectue dans la direction de l'écoulement incident à partir d'équations horaires qui permettent de représenter la diversité des cinématiques de transport tourbillonnaire. Cinq lois horaires de transport des structures tourbillonnaires sont successivement analysées : les modèles d'éloignement rapide, uniforme, lent, rapide au début puis lent et enfin lent au début puis rapide. L'étude s'effectue sur un sillage constitué d'un puis de deux tourbillons contrarotatifs.

Pour un sillage constitué d'un seul tourbillon, l'analyse des efforts de pression relevés au culot pour chacune des cinq équations horaires de transport montre que la traînée aérodynamique la plus faible s'obtient lorsque le tourbillon s'éloigne d'abord très rapidement puis de plus en plus lentement du culot pour la même période d'émission. La traînée induite maximale, égale à cinquante fois la traînée de pression la plus faible, s'obtient lorsque le tourbillon de culot s'éloigne d'abord très lentement. Les efforts moyens et les différences entre les modèles de transport tourbillonnaire s'atténuent avec l'accroissement du temps et le nombre de tourbillons émis dans le sillage. La position transversale du

---

tourbillon est également analysée. La traînée la plus faible s'obtient lorsque la structure tourbillonnaire se déplace sur des trajectoires situées au plus près des parties haute et basse du sillage.

Les résultats obtenus suggèrent d'imaginer des stratégies de contrôle capables de transporter très rapidement vers l'aval les structures tourbillonnaires de sillage nouvellement émises, de les maintenir sur des trajectoires rectilignes positionnées au plus près des parties haute et basse du sillage et de les retenir le plus longtemps possible éloignées du culot. Le protocole à mettre en œuvre devra permettre de contrôler la loi horaire de transport et la période d'émission des structures tourbillonnaires.

## REFERENCES

- 1 Passenger Cars, University of Sheffield and University of Michigan, Produced by SASI Group (Sheffield) and Mark Newmann (Michigan), Map031, 2006.
- 2 World Energy Outlook 2007, Executive Summary, China and India Insights, International Energy Agency IEA, ISBN: 978-92-64-02730-5.
- 3 Gilliéron P. et Levallois E.; Contribution de l'aérodynamique au développement durable et sécuritaire, Revue "Mécanique & Industrie" 6, 567-574, Elsevier, 2005.
- 4 Gilliéron P. and Kourta A.; Aerodynamic Drag Reduction by Vertical Splitter plates, Experiments in Fluids, accepté, à paraître 2009.
- 5 Lanser W.R., Ross J.C. and Kaufman A.E.; *Aerodynamic performance of a drag reduction device on a full-scale tractor/trailor*, Vehicle Aerodynamics, PT-49, SAE paper n° 912125, 1991
- 6 Bruneau CH, Gilliéron P. & Mortazavi I.; Passive control around the square back Ahmed body using porous devices, Journal of Fluids Engineering, 2007.
- 7 Janson S.W., Helvajian and Breuer, MEMS – Micro engineering and Aerospace Systems, AIAA, 99-3802, 1999.
- 8 Lehugeur B., Gilliéron P. & Ivanic T.; Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles : Approche numérique, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (CRAS), Section Mécanique, n°334 (2006) 368-372, 2006.
- 9 Rouméas M., Gilliéron P. and Kourta A.; Separated flow around the rear window of a simplified car geometry, Journal of Fluids Engineering, Volume 130, Issue 2, 021101, February 2008.
- 10 Leclerc C., Levallois E., Gilliéron P. & Kourta A., "Aerodynamic Drag Reduction by Synthetic Jet : A 2D Numerical Study Around a Simplified Car", 3<sup>rd</sup> AIAA Flow Control Conference, 5-8 June 2006, San Francisco, California.
- 11 Lamb, H., Hydrodynamics, Cambridge University Press, 1916.
- 12 Milne-Thomson, L.M., Theoretical hydrodynamics, Dover, 1966.
- 13 Milne-Thomson, L.M., Theoretical aerodynamics, Dover, 1968.

## COLLABORATION

Ce travail d'analyse a été initié dès 2006 dans la perspective du travail de thèse de Delphine Depeyras, bourse BDI Renault/Région Aquitaine, conduite en collaboration avec l'Université de Bordeaux. Les modèles présentés dans ce document ont été initialement imaginés en négligeant l'ensemble des aspects visqueux puis complétés en ajoutant un modèle de viscosité pour le tourbillon. Aucune différence significative n'a pu être mise en évidence lors de la comparaison des modèles élaborés avec et sans viscosité. Les développements analytiques associés aux représentations tourbillonnaires non visqueuses sont reportés en annexe 4 et font l'objet d'un projet de publication actuellement soumis à une revue internationale.

## PUBLICATIONS

- Bruneau C-H., Gilliéron P. and Mortazavi I.; *Flow regularization and drag reduction around blunt bodies*

---

*using porous devices*, IUTAM, Symposium on Flow Control and Mems, 19-22 September 2006, Imperial College, London.

- Bruneau CH, Gilliéron P. & Mortazavi I.; *Flow manipulation around the Ahmed body with a rear window using passive strategies*, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (CRAS), ISSN : 1631-0721, Section Mécanique, volume 335, n°4, pp 213-218, 2007.
- Bruneau CH, Gilliéron P. & Mortazavi I.; *Passive control around the square back Ahmed body using porous devices*, Journal of Fluids Engineering, 2007.
- Bruneau CH, Gilliéron P. & Mortazavi I.; *Passive control around the two-dimensional square back Ahmed body using porous devices*, Journal of Fluids Engineering, Volume 130, 061101, June 2008.

## **IMPACT SUR LES TRAVAUX SUIVANTS**

Ce travail constitue un complément important aux travaux effectués sur le contrôle des sillages pour réduire la traînée aérodynamique des corps épais de faible allongement qui se déplacent à proximité du sol. Les résultats obtenus mettent clairement en évidence l'importance de s'intéresser à la phase initiale des émissions tourbillonnaires pour mettre au point des protocoles qui permettent d'influencer la cinématique de transport tourbillonnaire. Les résultats obtenus analytiquement ne prennent cependant pas en compte l'influence des structures tourbillonnaires déjà émises dans le sillage qui modifient la cinématique des structures en cours de formation et la pression de culot. Une extension du travail analytique présenté ici à une distribution plus représentative de sillage est en cours d'élaboration.

Les idées développées dans ce travail ont permis d'imaginer des stratégies de contrôle pour réduire la traînée aérodynamique d'une géométrie de type culot droit à l'aide de milieux poreux et de jets continus ou pulsés. Des réductions\* de traînée proches de 30% ont été obtenues, en boucle ouverte et fermée, sur une géométrie bidimensionnelle. Des travaux sont en cours pour valider ces résultats sur une géométrie 3D à partir d'expérimentations numériques et d'essais en soufflerie. Ce travail a d'autre part permis d'imaginer une stratégie de contrôle des écoulements de culot à partir des écoulements issus des sorties du compartiment moteur (thèse CIFRE Renault/Institut PRISME Orléans, Marion D'Hondt). Des accroissements de débit au travers de l'échangeur associés à des réductions de traînée ont été relevés sur une géométrie simplifiée tridimensionnelle à culot droit. Le travail d'analyse et d'optimisation se poursuit et une publication est en cours de rédaction (sortie courant 2010).

\* *Publication "Coupling active and passive techniques to control the flow past the square back Ahmed body" soumise à l'ASME en juin 2009 sous la référence FEDSM09-78025.*



# Contribution à l'analyse des structures tourbillonnaires longitudinales

## Approche théorique

**Résumé :** Une contribution à l'analyse des processus de formation, d'alimentation, d'éclatement ou de déstructuration tourbillonnaire est proposée à partir de résultats expérimentaux et de considérations analytiques réalisés sur des géométries simplifiées de lunette arrière et de pare-brise de véhicules automobiles. Les gradients de pression statique radial et transversal conditionnent l'orientation des lignes de frottement et apparaissent prépondérants sur la topologie de l'écoulement avant décollement et la valeur de Swirl. Les résultats montrent que les décollements de lunette arrière et de montants de baie sont respectivement plus propices à l'apparition de structures tourbillonnaires de type jet et d'éclatement tourbillonnaire spontané. Dans ce dernier cas, la structure est de type sillage.

**Mots Clefs :** Eclatement tourbillonnaire / Structure tourbillonnaire longitudinale / Swirl.

### Nomenclature

$V_o$	Vitesse de l'écoulement infini amont, en $m.s^{-1}$ .
$R_e$	Nombre de Reynolds.
$S$	Nombre de Swirl.
$\vec{n}$	Normale locale à la paroi et intérieure au domaine fluide.
$(x_o, y_o, z_o)$	Système de coordonnées lié à la direction de l'écoulement infini amont $V_o$ .
$(x, y, z)$	Système de coordonnées lié à l'arête latérale gauche vue de l'arrière
$(X, Y, Z)$	Système de coordonnées lié à l'axe tourbillonnaire de lunette arrière.
$l$	Largeur du corps de Ahmed, en m.
$H$	Hauteur du corps de Ahmed, en m.
$L$	Longueur de l'arête latérale de la lunette arrière du corps de Ahmed, en m.
$P$	Intersection de l'arête latérale gauche, vue de l'arrière, avec la fin de pavillon.
$h$	Distance verticale entre le haut et le bas de lunette arrière ou de pare-brise, en m.
$S_{ws}$	Surface de pare-brise, en $m^2$ .
$S_{up}$	Section perpendiculaire à l'écoulement amont avant la fin de pavillon, en $m^2$ .
$S_{down}$	Section perpendiculaire à l'écoulement amont après la fin de pavillon, en $m^2$ .
$\rho$	Masse volumique de l'air, en $kg.m^{-3}$ .
$\Delta P_i$	Perte d'énergie volumique, en Pa.
$F_x^{ws}$	Effort de traînée sur le pare-brise projetée sur $x$ , en N.
$V_{up}$	Vitesse de débit dans la couche limite en amont de la fin du pavillon, en $m.s^{-1}$ .
$V_{down}$	Vitesse de débit dans la couche limite en aval de la fin du pavillon, en $m.s^{-1}$ .
$V_\lambda$	Vitesse de débit dans la couche limite au niveau de l'arête latérale de lunette arrière, en $m.s^{-1}$ .
$V_x$	Composante longitudinale de la vitesse $V_\lambda$ , comptée sur $X$ , en $m.s^{-1}$ .
$V_\theta$	Composante azimutale de la vitesse $V_\lambda$ , en $m.s^{-1}$ .
$C_P^{up}$	Coefficient de pression statique en amont de la fin du pavillon.
$C_P^{down}$	Coefficient de pression statique en aval de la fin du pavillon.
$\theta$	Angle de lunette arrière ou de pare-brise / à la direction de $V_o$ .
$\lambda$	Angle de la vitesse locale $V_\lambda$ / au plan de lunette arrière.
$\mu$	Angle trajectoire avant décollement / normale à la ligne de décollement.

---

$a$	Angle de l'axe tourbillonnaire / au plan de la lunette arrière.
$\beta$	Angle de l'axe tourbillonnaire / à la paroi latérale de la lunette.

Cycle NEDC pour New European Driving Cycle, cycle d'homologation de tout véhicule léger en Europe, annexe 1.

## 1. INTRODUCTION

Les structures décollées tourbillonnaires longitudinales font aujourd'hui l'objet d'attentions particulières pour réduire la résistance à l'avancement des véhicules terrestres et aériens. En aérodynamique automobile, cette contribution est proche de 15% [1] et la suppression de ces structures permettrait de réduire de 5 grammes par kilomètre (suivant cycle NEDC pour New European Driving Cycle) les émissions de dioxyde de carbone. D'un point de vue géométrique, ces structures peuvent être éliminées en augmentant les rayons de courbures locaux des montants de baie et de lunette arrière. Ces solutions auraient cependant des impacts forts sur l'habitabilité et le Design des véhicules qui ne peuvent aujourd'hui s'envisager. Dans ce contexte, des travaux sont engagés pour analyser, contrôler le développement de ces structures et limiter leur impact sur la traînée sans contraindre les géométries automobiles. Des solutions de soufflage et d'aspiration sont alors développées sur des géométries simplifiées pour faire éclater, réduire ou accroître le développement transversal des structures tourbillonnaires de lunette arrière et de montant de baie. Sur la lunette arrière, le soufflage permet de réduire de 6 % [2] [3] la traînée aérodynamique pour des valeurs maximales du rapport des vitesses azimutale  $U_0$  et d'advection  $U_\infty$ , désigné nombre de Swirl, proches de 1.5, [4] [5]. Sur les montants de baie, l'aspiration des structures tourbillonnaires fournit des réductions proches de 12%, [6] [7]. L'analyse des champs de vitesses longitudinales de ces tourbillons montre cependant clairement des différences structurelles entre les tourbillons de montant de baie et de lunette arrière [6] [2]. En l'absence d'éclatement ou de déstructuration tourbillonnaire provoqués, les champs transversaux de vitesses axiales des structures tourbillonnaires de montant de baie et de lunette arrière sont respectivement de type sillage [6] [7] et de type jet [2] [3]. La recherche d'une meilleure efficacité énergétique du contrôle de ces structures nécessite alors de mieux connaître l'origine de ces différences. Ce papier propose une contribution à l'analyse des mécanismes physiques à l'origine de ces différences structurelles.

## 2. DOMAINE D'ANALYSE

L'analyse s'effectue à partir de résultats obtenus sur des géométries simplifiées de lunette arrière et de pare-brise plans faisant un angle  $\theta$  par rapport à la direction de l'écoulement infini amont, voir fig. 1 et fig. 2.

Sur le pare-brise, l'écoulement décolle au niveau des parties latérales gauche et droite pour former deux structures tourbillonnaires longitudinales principales contrarotatives [6], Fig. 3. Sur la lunette arrière, l'écoulement décolle sur le haut et les parties latérales gauche et droite pour former et alimenter une nappe décollée D, deux structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives principales repérées A et deux structures tourbillonnaires contrarotatives repérées B centrées sur deux foyers de séparation [8], Fig. 4. A chaque structure tourbillonnaire longitudinale principale est associée une structure tourbillonnaire longitudinale secondaire dont la trace apparaît clairement lors des visualisations pariétales, Fig. 3 et 4. Sur le haut, l'alimentation des structures tourbillonnaires s'effectue à partir de l'écoulement en provenance de l'amont du pavillon et d'écoulements latéraux gauche et droite qui remontent vers la fin du pavillon avant la ligne de décollement, vu de l'arrière [9]. La topologie de l'écoulement sur la lunette arrière s'identifie alors à celle du corps de Ahmed [8] [9] [10] [11] [12] pour des angles de lunette arrière compris entre 12 et 30 degrés, Fig. 4.

Les influences des distributions de pression, des gradients longitudinaux et transverses de pression, de la géométrie, de l'inclinaison du plan de confinement et de l'orientation des lignes d'attachement sur le processus de formation et la topologie de l'écoulement en proche paroi sont successivement analysées à partir de résultats expérimentaux et de considérations analytiques.

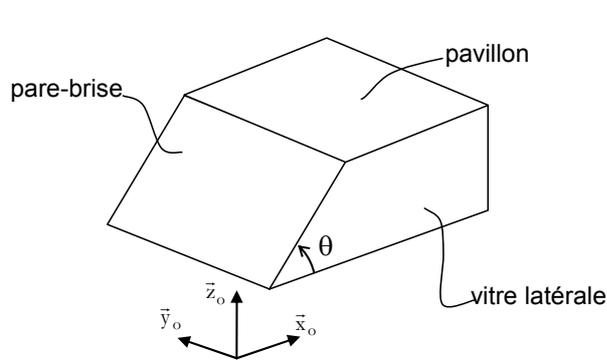


Fig. 1 – Représentation schématique de pare-brise,  $\theta$  angle de pare-brise / direction  $V_o$ .

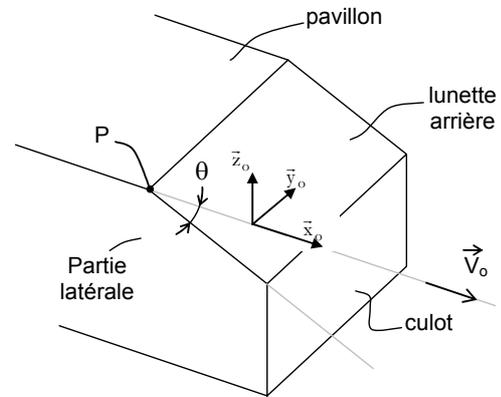


Fig. 2 – Représentation schématique de lunette arrière,  $\theta$  angle de lunette arrière / direction  $V_o$ .

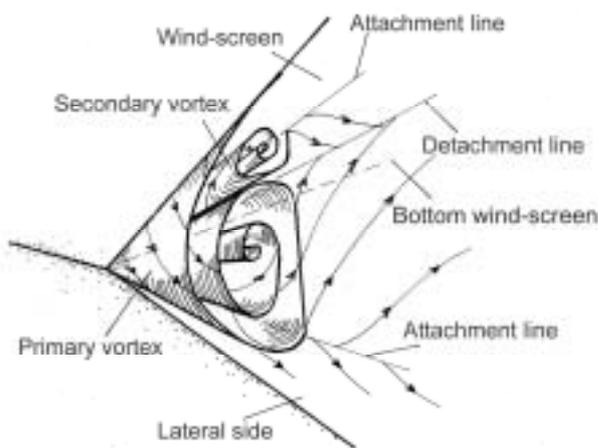


Fig. 3 – Représentation schématique du décollement de montant latéral gauche du pare-brise vu de l'arrière. La structure secondaire est liée à l'existence de la structure tourbillonnaire longitudinale principale.

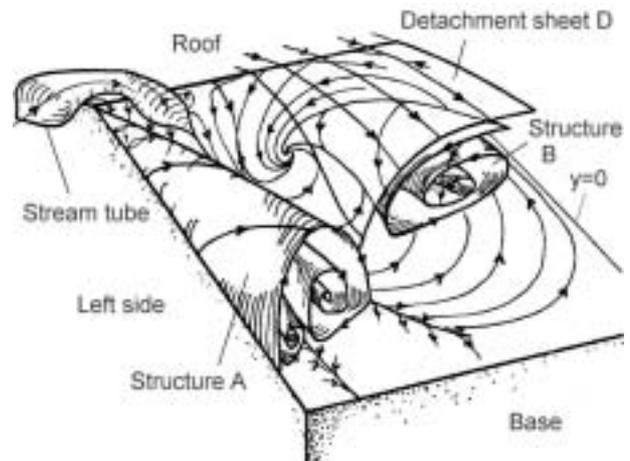


Fig. 4 – Représentation schématique du décollement de la partie gauche de lunette arrière pour les angles d'inclinaison  $\theta$  de lunette arrière compris entre 12 et 30 degrés, d'après [10] & [9]. Vue de l'arrière.

### 3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'analyse des écoulements sur la lunette arrière s'effectue sur une maquette de corps de Ahmed réalisée en PVC dont la longueur, la largeur et la hauteur, sont respectivement égales à  $L=0.731$  m,  $l=0.272$  m,  $H=0.202$  m (Fig. 5). Différentes configurations sont analysées en faisant varier l'inclinaison  $\theta$  de la lunette arrière par rapport à l'horizontale pour une longueur constante de la lunette arrière  $l$  égale à  $0.222$  m. Les angles  $\theta = 15, 20$  et  $25$  degrés sont analysés. Pour tous ces angles, le décollement tridimensionnel s'amplifie avec l'accroissement de l'inclinaison  $\theta$  et s'identifie à la représentation schématique donnée figure 4. Aucun résultat expérimental sur une géométrie simplifiée de pare-brise n'est ici présenté.

Les essais s'effectuent dans la soufflerie Malavard de l'Institut PRISME d'Orléans. Cette soufflerie, à retour, possède une veine carrée de section  $S=4\text{m}^2$  et de longueur 5 m dans laquelle le taux de turbulence est proche de 0.4%. Le corps de Ahmed est positionné au centre de la veine d'essais et relié à la soufflerie par l'intermédiaire de quatre pieds cylindriques de diamètre  $2 \cdot 10^{-2}$  m. La distance entre le soubassement de la maquette et le plancher de la soufflerie est fixée à  $7 \cdot 10^{-2}$  m et le rapport, entre le maître couple de la maquette et la surface transversale de la veine est proche de  $10^{-2}$ . Les essais s'effectuent à la vitesse de  $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Le nombre de Reynolds de l'écoulement rapporté à la longueur de la maquette est alors voisin de  $2 \cdot 10^6$ .

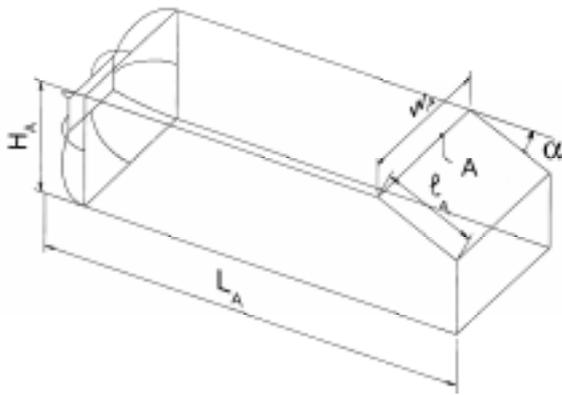


Fig 5 : Géométrie du corps de Ahmed, d'après Ahmed *et al* [10] avec  $L_A$ ,  $H_A$ ,  $l_A$ ,  $w_A$  et  $\alpha$  respectivement égaux à 1.044, 0.288, 0.389m et 25 degrés.

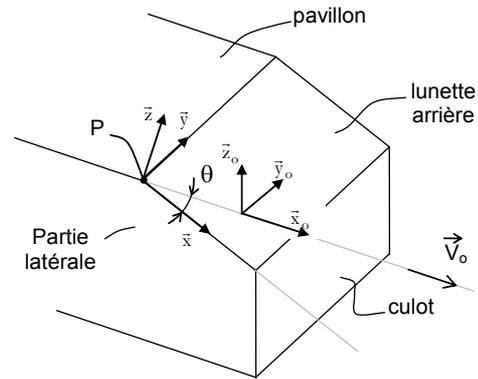


Fig. 6 -  $(x_o, y_o, z_o)$  et  $(x, y, z)$ , repères liés à la direction de l'écoulement amont de vitesse  $V_o$  et à l'arête latérale gauche de lunette arrière, voir nomenclature.

L'analyse des écoulements s'effectue à partir de mesures de pression statique et de visualisations pariétales. Les pressions statiques sont relevées à partir de capteurs différentiels de pression distribués sur la lunette arrière et la partie latérale gauche vue de l'arrière. Les visualisations pariétales sont réalisées à l'aide d'un enduit gras composé d'acide oléique, de dodécane, d'huile de silicone et de dioxyde de titane [13]. Les mesures de pression et les visualisations pariétales sont utilisées pour analyser l'influence de l'inclinaison  $\theta$  sur la direction des lignes de frottement à l'amont immédiat des discontinuités géométriques qui délimitent les parties hautes et latérales de la lunette arrière.

#### 4. INFLUENCE DES GRADIENTS DE PRESSION RADIAL ET TRANSVERSE

Les pressions statiques relevées sur la lunette arrière et ses parties latérales pour les inclinaisons  $\theta = 15, 20$  et  $25$  degrés, sont relevées sur les droites  $D_1, D_2, D_3, D_4$  et  $D_L$  repérées figures 7 et 8. La droite  $D_1$  est verticale et intercepte au point P la droite d'intersection des plans de pavillon et de lunette arrière, fig. 2. Les droites  $D_4$  et  $D_L$  sont parallèles et distantes de  $5 \cdot 10^{-3}$  m de l'arête de la lunette arrière. Les droites  $D_2$  et  $D_3$ , positionnées entre les droites  $D_1$  et  $D_4$ , passent par le point P et les secteurs angulaires entre deux droites adjacentes sont égaux, fig. 7. Tous les résultats, exprimés sous forme de coefficients de pression statique, sont reportés dans le tableau 1 sous forme de cartographies surfaciques.

Les distributions de pression ainsi obtenues permettent de déterminer les gradients de pression dans les directions  $r$  centrées sur le point P et l'évolution des coefficients de pression dans la direction  $y_o$  (repère lié à la direction de l'écoulement incident), fig. 6.

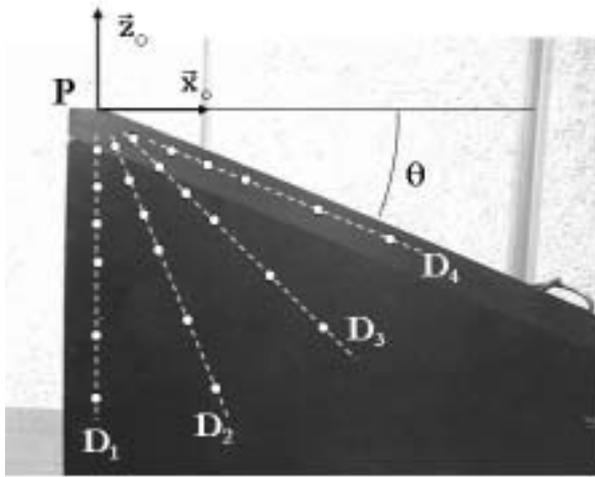


Fig. 7 – Positions des prises de pression statique sur la partie latérale gauche de la lunette arrière. Le point P, se trouve à l'intersection des droites  $D_1$ ,  $D_2$  et  $D_3$ .

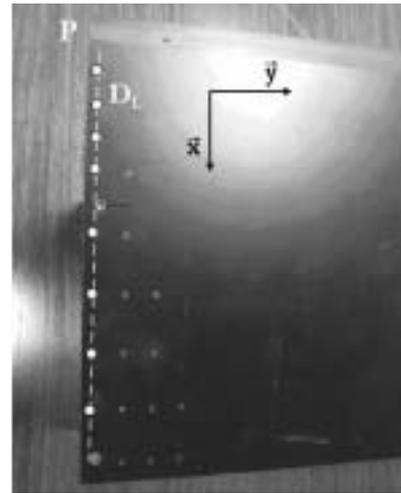


Fig. 8 – Positions des prises de pression statique sur la lunette arrière, vu de l'arrière. Le haut de l'image coïncide avec le haut de la lunette arrière. La lunette arrière apparaît ici dissociée du corps de Ahmed.

**4.1 Distribution sur les parties latérales :** Sur la partie latérale de lunette arrière et le long des droites  $D_i$  avec  $[i=1,4]$ , les coefficients de pression statique diminuent avec la distance au point P et l'augmentation de l'angle d'inclinaison  $\theta$  de lunette arrière, Fig. 9. L'accroissement relevé sur la courbe  $D_4$  pour  $\theta = 25^\circ$  au voisinage du point P suggère une déviation locale de l'écoulement associée à la formation de la structure tourbillonnaire longitudinale, [8] [9]. Les gradients des coefficients de pression statique relevés sur ces droites et déduits des résultats par différences finies sont reportés figure 10. Sur les droites  $D_1$  et  $D_2$ , ces gradients augmentent avec la réduction de la distance au point P et les valeurs maximales sont relevées sur ces droites. Les oscillations relevées le long de la droite  $D_3$  suggère une instabilité associée à la formation de la structure tourbillonnaire qui s'amplifie le long de la droite  $D_4$ , [2].

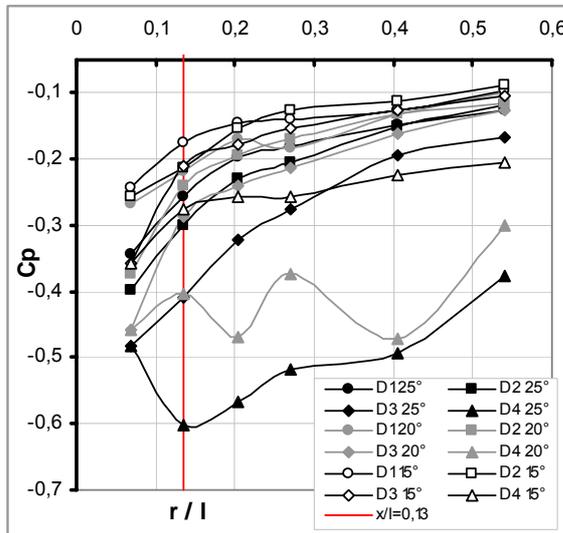


Fig. 9 - Evolution des coefficients de pression statique  $C_p$  relevés suivant les droites  $D_1, D_2, D_3$  et  $D_4$  sur le côté de la lunette arrière en fonction de l'abscisse réduite  $r/l$ ,  $V_0=30 \text{ m.s}^{-1}$ .  $r$  est la distance du point P au point considéré sur la droite  $D_i$ .

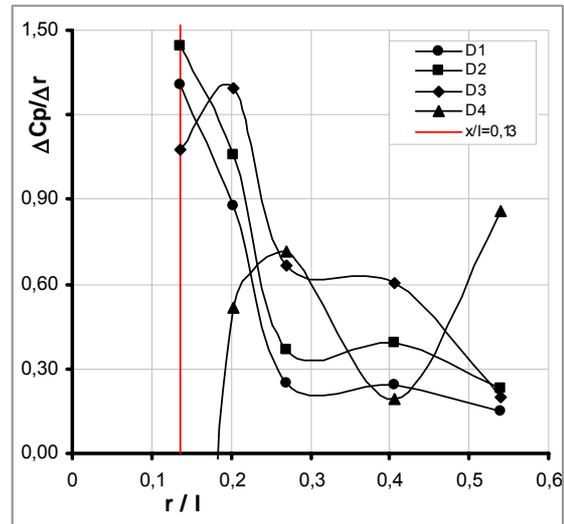


Fig. 10 – Gradients radiaux des coefficients de pression statique  $C_p$  le long des droites  $D_1, D_2, D_3$  et  $D_4$ , dans la direction du point P pour l'inclinaison  $\theta$  égale 25 degrés.

**4.2 Distribution sur la lunette arrière :** Les coefficients de pression statique relevés sur la lunette arrière le long de la droite  $D_L$  (Fig. 8) sont reportés figure 11 en fonction de l'abscisse réduite  $x/l$ . Au voisinage du point P et à l'abscisse réduite  $x/l=0.07$  (Fig. 11), le coefficient de pression statique sur la lunette arrière est 2,8 fois plus petit que le coefficient relevé sur la droite  $D_4$ , Fig. 11. Tous ces coefficients sont négatifs et inférieurs aux coefficients relevés sur la partie latérale de la géométrie (droite  $D_4$ ). Comme sur la partie latérale, leurs valeurs diminuent avec l'augmentation de l'inclinaison de la lunette arrière  $\theta$  et avec l'abscisse réduite, mais jusqu'à la valeur  $x/l=0.13$ . En dessous de cette valeur et pour les angles d'inclinaison de 25 et 20 degrés, les valeurs des coefficients de pression statique relevés sur les droites  $D_4$  et  $D_L$  augmentent visiblement. Cet accroissement de pression suggère l'existence du nœud d'attachement au voisinage des régions supérieures gauche et droite de lunette arrière dont l'influence croît avec l'inclinaison de la lunette arrière, [8] [9].

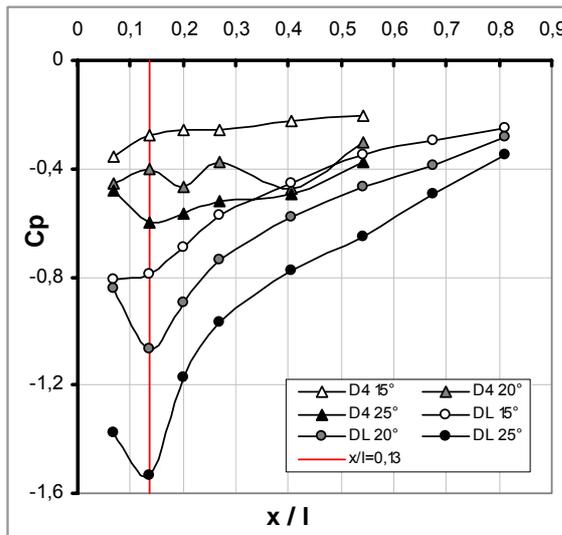


Fig. 11 - Evolution des coefficients de pression statique  $C_p$  relevés à  $5 \cdot 10^{-3}$  m de part et d'autre de l'arête de lunette arrière en fonction de l'abscisse réduite  $x/l$ ,  $V_0=30$  m.s $^{-1}$ .

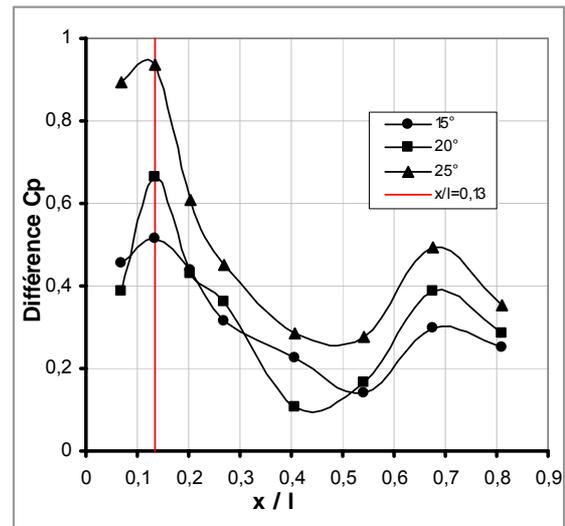


Fig. 12 – Différences des coefficients de pression statique  $C_p$  entre les droites  $D_4$  et  $D_L$  pour les inclinaisons de lunette arrière 15, 20 et 25°,  $V_0=30$  m.s $^{-1}$ .

**4.3 Interactions entre les écoulements latéraux et de lunette arrière :** Les interactions entre les écoulements latéraux et de lunette arrière sont mises en évidence à partir des différences transversales entre les coefficients de pression statique relevés le long des droites  $D_4$  et  $D_L$ . Ces différences déterminées en fonction de l'abscisse réduite  $x/l$  sont reportées figure 12. Au dessous de l'abscisse réduite  $x/l=0.13$ , ces différences diminuent. Cette inversion d'évolution des variations des coefficients de pression statique et de leurs différences au voisinage de  $x/l = 0.13$ , mise en évidence Fig. 11 et 12, peut de nouveau être associée aux processus latéral et supérieur de formation des structures tourbillonnaires de lunette arrière, [8] [9]. Les différences transversales des coefficients de pression statique  $C_p$  déterminées dans des plans à abscisses relatives constantes et calculées dans le sens des ordonnées négatives ( $C_{p_{D_4}} - C_{p_{D_L}}$ ) sont de même signe que les gradients dirigés vers l'extérieur du point P et augmentent de manière significative entre les configurations 20 et 25°, Fig. 12. Les coefficients de pression statique les plus faibles sont ainsi relevés au voisinage immédiat du point P sur les parties latérales et sur la lunette arrière à proximité et le long de l'arête latérale.

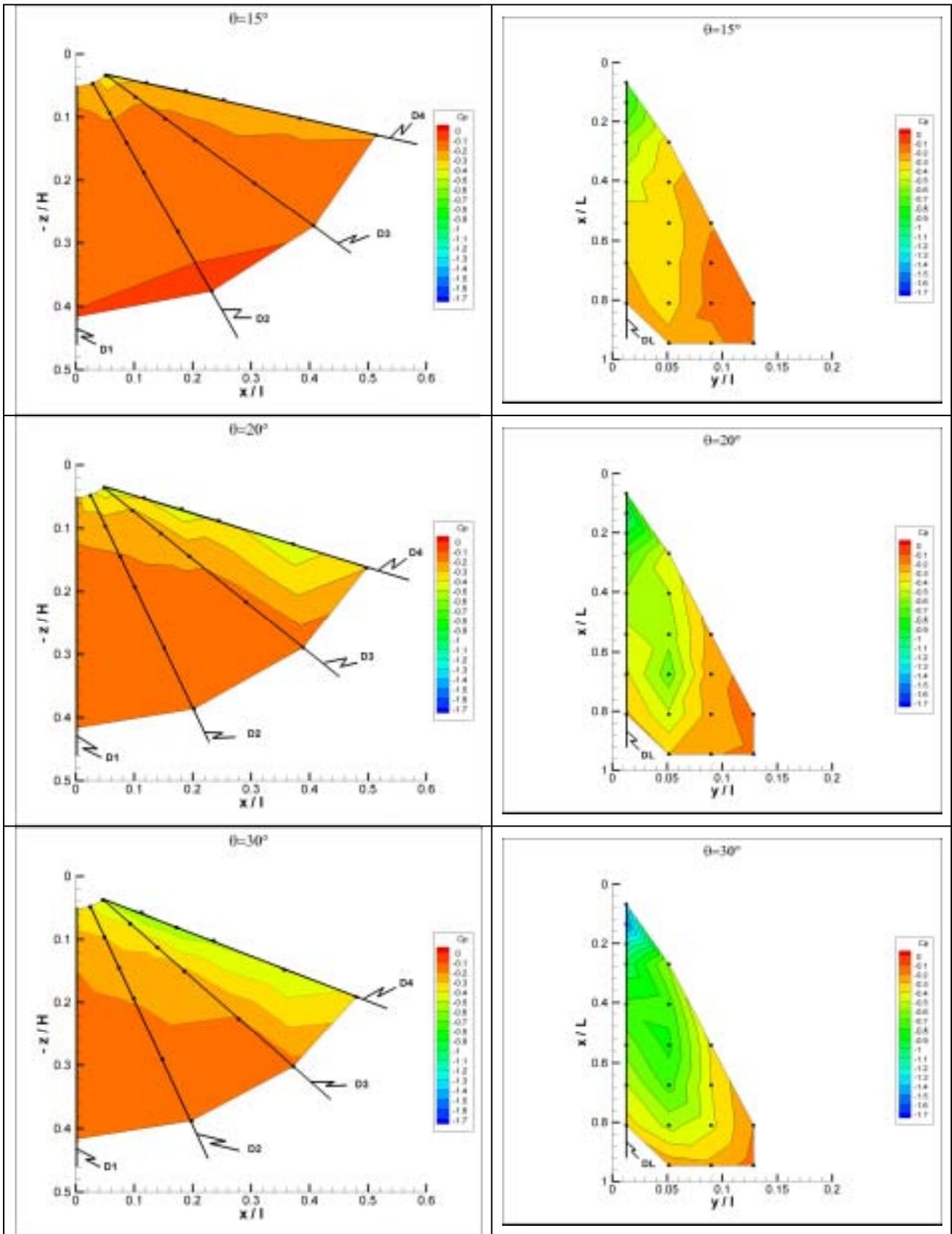


Tableau 1 - Distribution des coefficients de pression statique  $C_p$  à gauche et à droite de l'arête latérale gauche de la lunette arrière. La colonne de gauche représente la partie latérale gauche arrière du corps de Ahmed vu de l'arrière, la colonne de droite représente la partie gauche de la lunette arrière.

**4.4 Nature du mouvement du fluide autour du point P :** Les résultats précédents montrent que les coefficients de pression statique diminuent tandis que les gradients radiaux (Fig. 10) et les différences transversales (Fig. 12) de coefficients de pression  $C_p$  augmentent avec la réduction de la distance au point P pour  $x/l$  supérieurs à 0.13. Entre  $x/l=0$  et 0.13, aucune information n'est disponible sur le gradient. Le point P, sommet du cône tourbillonnaire, peut alors être considéré comme centre de courbure pour l'écoulement local. Dans ces conditions, l'accélération est centripète, le mouvement à force centrale, le moment cinétique constant et la vitesse tangentielle centrée sur le cercle de centre P augmente lorsque la distance au point P diminue.

L'influence de l'accélération radiale sur la trajectoire de l'écoulement latéral incident est alors analysée en traçant l'évolution de l'angle de déviation  $\lambda$  de l'écoulement incident (figure 13) relevée au niveau des parties latérales de lunette arrière. Ces angles sont relevés sur et par rapport à l'arête latérale de lunette arrière à partir de visualisations pariétales effectuées pour les angles  $\theta$  égaux à 15, 20 et 25 degrés, voir fig. 13, 14, 15 et 16.

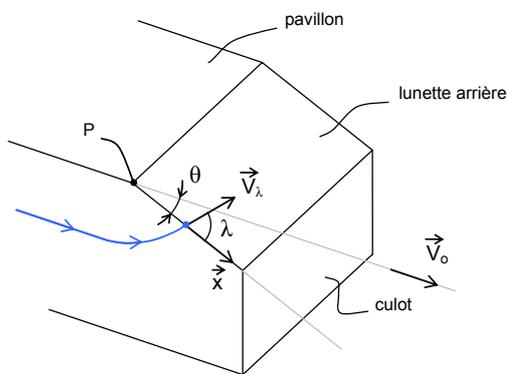


Fig. 13 – Inclinaison  $\theta$ , ligne de frottement latérale et angle de déviation  $\lambda$ .



Fig. 14 – Visualisations pariétales latérales relevées pour une inclinaison de  $15^\circ$  et une vitesse  $V_0=30$  m.s<sup>-1</sup>.

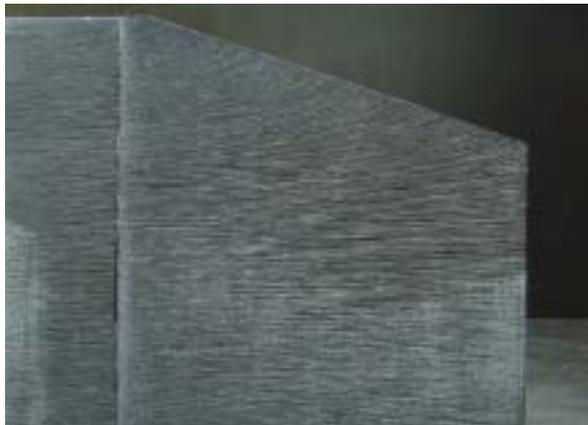


Fig. 14 – Visualisations pariétales latérales relevées pour une inclinaison de  $20^\circ$  et une vitesse  $V_0=30$  m.s<sup>-1</sup>.

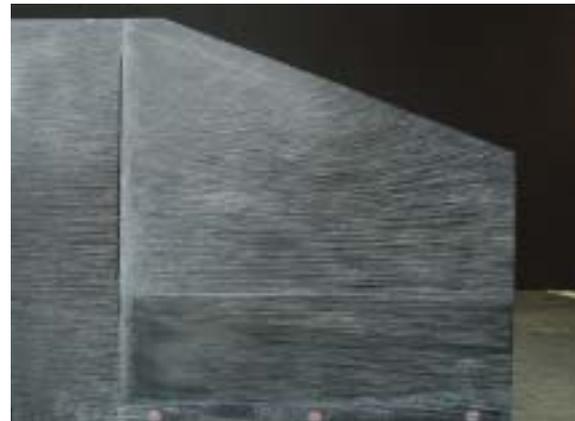


Fig. 15 – Visualisations pariétales latérales relevées pour une inclinaison de  $25^\circ$  et une vitesse  $V_0=30$  m.s<sup>-1</sup>.

Les résultats obtenus en faisant varier l'abscisse réduite  $x/l$  pour les angles d'inclinaison  $\theta = 15, 20$  et  $25$  degrés sont reportés figures 16 et 17. Lorsque l'abscisse réduite  $x/l$  augmente, l'accélération centripète du mouvement à force centrale diminue, la trajectoire de l'écoulement s'éloigne du centre de courbure et la déviation angulaire  $\lambda$  diminue. Lorsque l'angle d'inclinaison  $\theta$  de lunette arrière augmente, le secteur angulaire d'influence du domaine à accélération centrale, l'amplitude des déviations angulaires  $\lambda$  au voisinage du point P et le taux d'accroissement de ces déviations angulaires

diminuent, figures 16 et 17. Les courbes de régression linéaire reportées figure 16 mettent clairement en évidence ce dernier résultat. Au-delà de l'abscisse réduite  $x/l=0.2$ , les déviations angulaires  $\lambda$  tendent à rester constantes sur une longueur qui croît avec l'inclinaison  $\theta$  de lunette arrière, fig. 16 (inclinaisons  $\theta=20^\circ$  et  $25^\circ$ ).

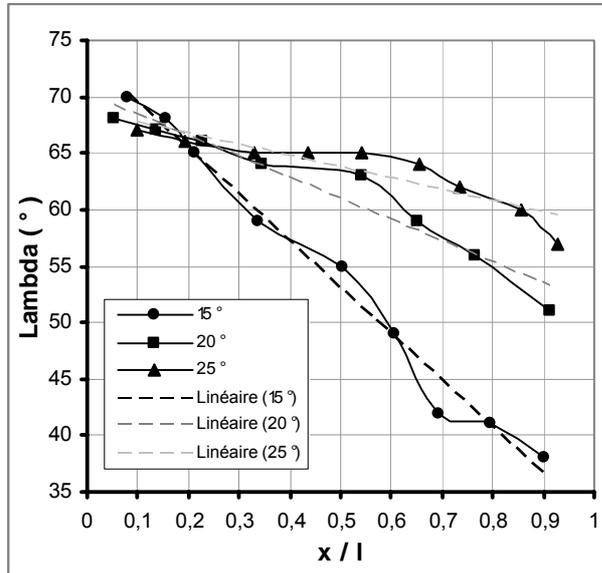


Fig. 16 - Evolution des déviations angulaires  $\lambda$  en fonction de l'abscisse réduite  $x/l$  pour les inclinaisons de lunette arrière  $\theta = 15, 20$  et  $25^\circ$ .  $V_0=30 \text{ m.s}^{-1}$ . Les traits interrompus représentent les régressions linéaires.

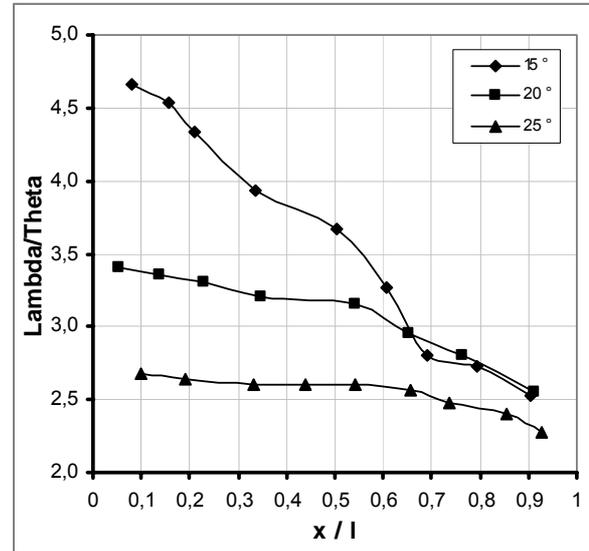


Fig. 17 - Evolution des déviations angulaires  $\lambda$  rapportées à l'angle d'inclinaison  $\theta$  en fonction de l'abscisse réduite  $x/l$  pour les inclinaisons de lunette arrière  $\theta = 15, 20$  et  $25^\circ$ .  $V_0=30 \text{ m.s}^{-1}$ .

A l'inverse, une diminution de l'angle d'inclinaison  $\theta$  de la lunette arrière ou une réduction de l'abscisse réduite  $x/l$  accroît l'amplitude des déviations angulaires  $\lambda$  au voisinage du point P. Aux valeurs élevées de l'angle  $\lambda$  sont associées les plus faibles valeurs des coefficients de pression statique et les plus forts écarts de pression de part et d'autre de la discontinuité latérale de lunette arrière. Tous ces résultats apparaissent clairement sur les figures 16 et 17 et confirment la nature du mouvement à accélération centrale autour du point P.

## 5. INFLUENCE DES DISCONTINUITES GEOMETRIQUES

Les discontinuités géométriques influencent la formation des structures tourbillonnaires longitudinales qui résulte d'un processus complexe d'interactions entre deux écoulements convergents adjacents. La formation des structures tourbillonnaires longitudinales de lunette arrière résulte ainsi de la convergence des écoulements de fin de pavillon et des parties latérales verticales adjacentes à la lunette arrière. La structure tourbillonnaire de montant de baie se forme à partir de la composition des écoulements latéral et transverse de pare brise. Chacun de ces processus subit au voisinage de la paroi l'influence de l'évolution du rayon de courbure local des surfaces de raccordement entre le pavillon et la lunette arrière, les parties latérales de lunette arrière et la lunette arrière, le pare-brise et les parties latérales gauche et droite du véhicule. Dans les développements qui suivent, toutes ces surfaces sont considérées convexes (centre de courbure extérieur au domaine fluide).

**5.1 Lunette arrière :** Pour la lunette arrière et une ligne de frottement dirigée du pavillon vers la lunette arrière, la pression statique diminue avec la réduction du rayon de courbure local (Euler). La plus faible valeur du coefficient de pression statique, notée  $C_p^{\text{down}}$ , est alors relevée sur le haut de la lunette arrière, fig. 18. Si  $S_{\text{up}}$  et  $S_{\text{down}}$  désignent les sections parallèles, perpendiculaires à la ligne de

frottement amont de pavillon, situées de part et d'autre de la jonction des plans de fin de pavillon et de lunette arrière (voir Fig. 18), la perte d'énergie volumique associée à l'élargissement brusque de fin de pavillon et rapportée à la section amont est donnée par :

$$\Delta P_i = \left(1 - \frac{S_{up}}{S_{down}}\right)^2 \frac{\rho}{2} V_{up}^2 \text{ avec } S_{down} = S_{up} (1 + \varepsilon) \text{ et } \varepsilon \rightarrow 0 \quad (1)$$

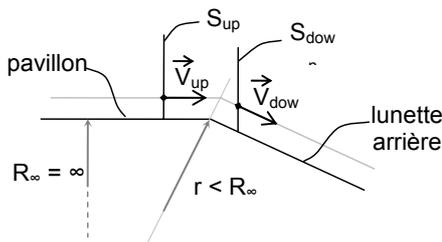
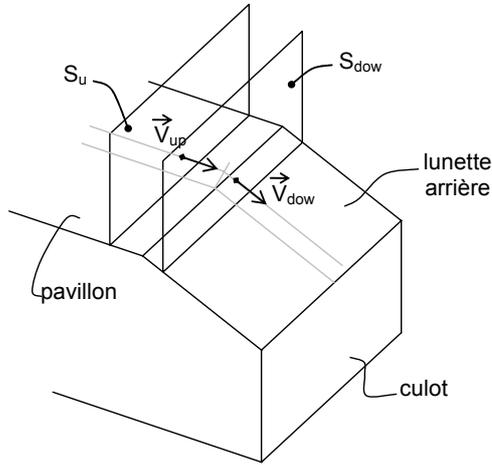


Fig 18 – Écoulement de part et d'autre de la discontinuité de fin de pavillon et de lunette arrière.

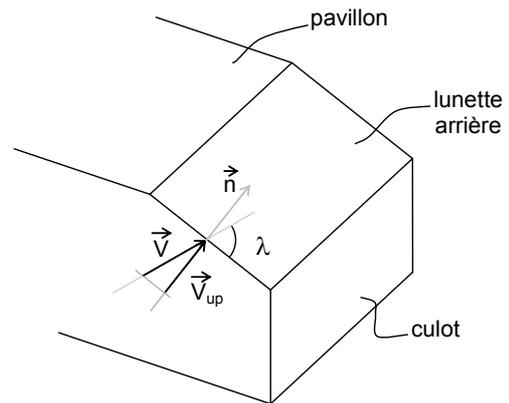
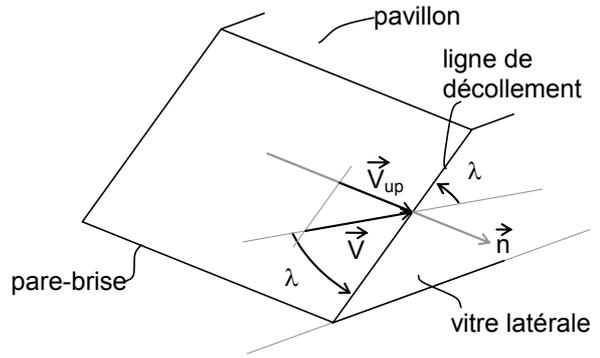


Fig 19 – Décomposition des vitesses normale et tangentielle pour un écoulement local incident faisant un angle  $\lambda$  par rapport à la ligne de décollement pour le pare-brise (au-dessus) et la lunette arrière (dessous).

Cette perte d'énergie volumique tend localement vers zéro. Les coefficients de pression statique et les vitesses locales de part et d'autre de la discontinuité géométrique sont alors reliés par la relation :

$$C_p^{down} - C_p^{up} = 1 - \left(\frac{V_{down}}{V_{up}}\right)^2 \quad (2)$$

Pour un écoulement plan amont s'effectuant sur plaque plane sans gradient de pression longitudinal, alors :

$$\left(\frac{V_{down}}{V_{up}}\right)^2 \approx 1 - C_p^{down} > 1 \quad (3)$$

et la vitesse en aval de la discontinuité géométrique  $V_{down}$  augmente. A cet accroissement de vitesse

est associée une réduction du coefficient de pression statique ( $C_p^{\text{down}} < 0$ ) qui amplifie le processus de formation et d'enroulement de la nappe tourbillonnaire. Cette réduction de pression statique apparaît clairement sur le haut et les parties latérales de lunette arrière, tableau 1, figures 9 et 11.

Pour un écoulement incident de vitesse  $V$  fixée dont la direction avant le décollement fait un angle  $\lambda$  par rapport à la ligne de décollement, la vitesse  $V_{\text{up}}$  est égale à  $V \sin \lambda$  et le coefficient de pression statique  $C_p$  au niveau de l'arête augmente avec la réduction de l'angle  $\lambda$ , figure 19.

**5.2 Montant de baie :** Pour le montant de baie, l'accroissement de l'inclinaison  $\theta$  par rapport à l'horizontale s'accompagne de manière classique d'une augmentation du domaine à coefficients de pression positifs de bas de pare-brise et d'une réduction des trajets des particules entre les régions à coefficients de pression positif et les bords haut et latéraux de pare-brise, figures 20 et 21. Ce résultat est classique. La conjonction de ces phénomènes engendre alors un accroissement des gradients de pression dans la direction des lignes de frottement à l'origine d'une augmentation des vitesses locales aux niveaux des parties haute et latérales du pare-brise lorsque l'inclinaison  $\theta$  du pare-brise augmente. A cet accroissement de vitesse est associée une réduction des coefficients de pression statique périphériques qui s'amplifie au niveau des régions à faible rayon de courbure suivant le processus décrit au paragraphe précédent. Au-delà d'un certain angle  $\theta$  proche de 90 degrés, la composante axiale de la vitesse au niveau des discontinuités latérales tend vers zéro et le caractère tridimensionnel du décollement s'estompe pour devenir plan, (cas du pare-brise ou du culot droit perpendiculaires à la vitesse de déplacement).

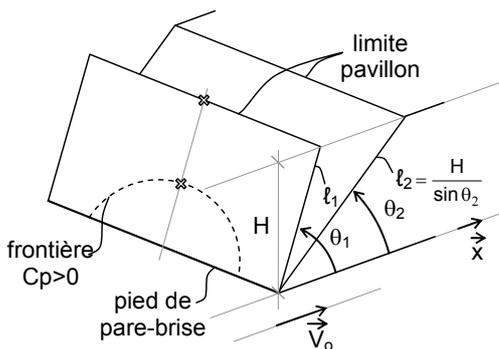


Fig. 20 – Pare-brise incliné suivant deux angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  avec  $\theta_1 > \theta_2$ .  $H$  est la distance verticale entre le bas et le haut du pare-brise.

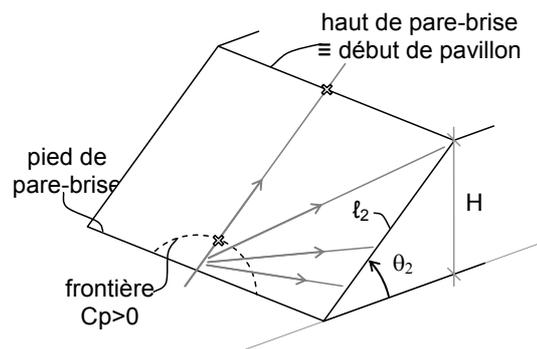


Fig. 21 - Pare-brise incliné suivant l'angle  $\theta_2$  inférieur à l'angle  $\theta_1$  avec  $l_2 > l_1$ .

Les traits en pointillés matérialisent la limite entre les régions à coefficients de pression  $C_p$  positifs et négatifs.

Les plus faibles valeurs des coefficients de pression statique  $C_p$  et les plus grandes valeurs des vitesses sont alors relevées en aval des jonctions qui relient le pavillon à la lunette arrière, les parties latérales gauche et droite à la lunette arrière et le pare-brise aux vitres latérales. Les résultats reportés sur le tableau 1 et les figures 9 et 11 confirment ces déductions analytiques.

## 6. INFLUENCE DE L'INCLINAISON DU PLAN DE CONFINEMENT

L'influence de l'inclinaison  $\theta$  du plan de confinement de la lunette arrière par rapport à la direction de l'écoulement incident sur le nombre de Swirl est ici analysée, Fig. 1 & 2. L'analyse s'effectue à partir de la vitesse  $V_\lambda$  de l'écoulement relevée au niveau du décollement projetée sur l'axe de symétrie et un plan normal à l'axe tourbillonnaire, fig.22. En désignant par  $\alpha$  et  $\beta$  les angles de précession et de nutation, les composantes azimutales et longitudinales de la vitesse issue de la ligne de décollement

sont respectivement données par :

$$V_{\theta} = V_{\lambda} \left[ [\sin \lambda \cos \alpha - \cos \lambda \sin \alpha \cos \beta]^2 + \cos^2 \lambda \sin^2 \beta \right]^{0.5} \quad (5)$$

$$V_x = V_{\lambda} [\sin \lambda \sin \alpha + \cos \lambda \cos \alpha \cos \beta] \quad (6)$$

L'évolution du nombre de Swirl, déterminé à partir des équations (5) et (6), exprimée en fonction de l'angle de déviation  $\lambda$  est alors reportée figure 23.

Pour les faibles valeurs des angles  $\alpha$  et  $\beta$  respectivement proches de 8 et 7 degrés [2] [3], la composante azimutale  $V_{\theta}$  augmente (resp. diminue), la composante axiale  $V_x$  diminue (resp. augmente) et le nombre de Swirl augmente (resp. diminue) lorsque la déviation angulaire  $\lambda$  augmente (resp. diminue). Son expression est donnée par :

$$S = \max \frac{V_{\theta}}{V_x} \approx \tan \lambda \quad (7)$$

Pour le décollement de lunette arrière, la valeur maximale de l'angle de déviation  $\lambda$ , relevée au plus près du point P, augmente avec la réduction de l'angle d'inclinaison  $\theta$  de la lunette arrière, fig. 16. Le nombre de Swirl est alors relevée au plus près du point P et sa valeur maximale obtenue pour les plus faibles angles d'inclinaison  $\theta$ . L'éclatement tourbillonnaire apparaît alors plus probable (condition nécessaire mais non suffisante, [4]) pour les faibles angles de lunette arrière.

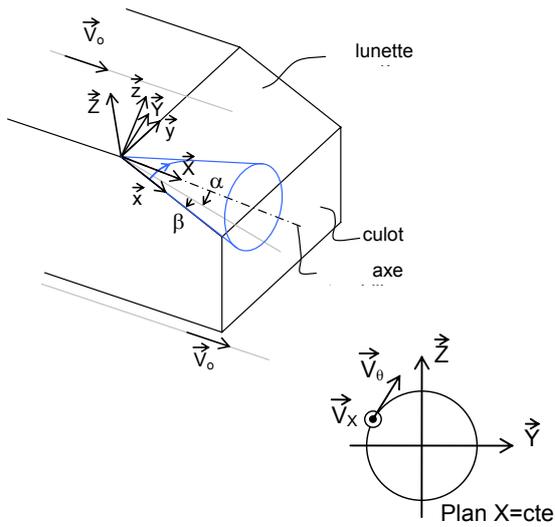


Fig. 22 - Repère associé à la structure longitudinale : angles de précession  $\alpha$  et de nutation  $\beta$ .  $V_{\theta}$  et  $V_x$ , composantes azimutale et longitudinale de la vitesse  $V_{\lambda}$ .

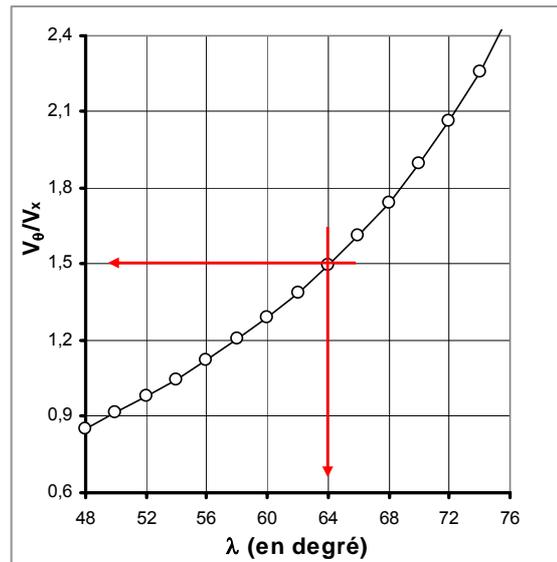


Fig. 23 - Evolution du rapport entre les vitesses azimutale  $V_{\theta}$  (équation 5) et axiale  $V_x$  (équation 6) en fonction de l'angle de déviation  $\lambda$ .

Ce résultat est alors confronté aux résultats numériques et expérimentaux relevés dans la bibliographie. Des processus d'éclatement ou de déstructuration tourbillonnaire réalisés sur des jets [2, 14, 15] et sillages tournants [6], confinés, semi confinés ou non confinés, apparaissent pour des nombres de Swirl proches de 1.5. Pour cette valeur et les composantes azimutale et axiale données par (5) et (6), la déviation angulaire  $\lambda$  est égale de 64 degrés, Fig. 23.

Pour les résultats expérimentaux présentés dans la section 4.4, la valeur de l'angle  $\lambda$  augmente avec la réduction de l'inclinaison  $\theta$  de lunette arrière et sa plus grande valeur égale à 70 degrés est relevée pour  $\theta=15$  degrés, Fig. 16 et 17. Cette valeur, supérieure à l'angle théorique pour lequel le nombre de

Swirl est égal à 1.5, confirme d'une part la restriction de non suffisance proposée par [4] et suggère d'autre part l'apparition d'un éclatement ou d'une déstructuration tourbillonnaire spontanés pour une inclinaison de lunette arrière inférieure à 15 degrés. A ce phénomène, serait associée selon [3] une réduction de traînée. Ce résultat déductif est en accord avec les mesures expérimentales et numériques de traînée réalisées sur le corps de Ahmed, [10] [8]. Pour cette géométrie, l'apparition des structures tourbillonnaires latérales apparaît en effet de manière simultanée à un accroissement de traînée aérodynamique autour d'une inclinaison de lunette arrière  $\theta$  proche de  $12^\circ$ .

Pour un décollement de montant de baie et par analogie avec les résultats de lunette arrière, l'angle  $\lambda$ , la vitesse azimuthale et le nombre de Swirl sont maximums pour des inclinaisons  $\theta$  de pare-brise maximales et diminuent du bas vers le haut du montant de baie. L'éclatement tourbillonnaire apparaît alors plus probable pour les fortes inclinaisons de pare-brise. Les travaux numériques effectués sur une géométrie simplifiée de pare-brise pour des inclinaisons de pare-brise égales à 30 et 45 degrés confirment ce dernier résultat, [7] et [6].

## 7. INFLUENCE DE L'ORIENTATION DE LA LIGNE D'ATTACHEMENT SUR LA NATURE DE LA STRUCTURE TOURBILLONNAIRE

Sur la lunette arrière, la structure tourbillonnaire s'appuie sur la droite  $y=0$  et se développe dans le plan  $y>0$  pour la structure gauche vue de l'arrière, Fig. 24. La ligne d'attachement est au vent ( $\vec{V}_e$ ) et la vitesse résultante  $\vec{W}$ , issue de la composition des vitesses azimuthale  $V_\theta$  (équation 5) et de l'écoulement externe  $V_e$ , converge vers l'axe de la structure tourbillonnaire. Sa contribution à l'accroissement du débit axial apparaît ainsi continue. Dans ces conditions et selon l'évolution de la section transversale de la structure tourbillonnaire, cette contribution fait évoluer la distribution locale de vitesse axiale vers une distribution de type jet selon l'équation de continuité, Fig. 26.

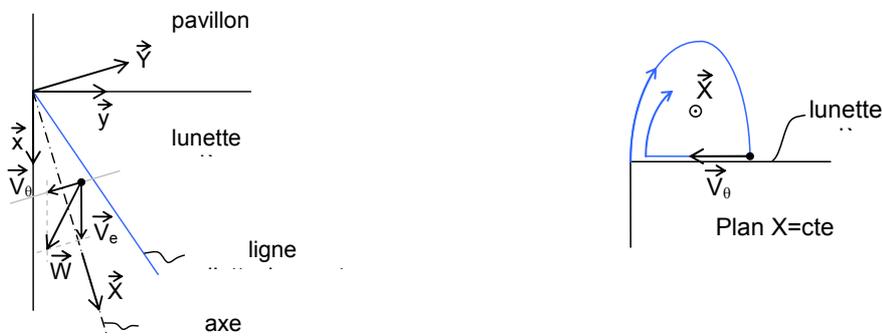


Fig. 24 – Composition des vitesses azimuthale  $V_\theta$  et extérieure  $V_e$  sur une lunette arrière simplifiée,  $\vec{W}$  vecteur vitesse résultant.

Pour le montant de baie, la ligne d'attachement est sous le vent, la direction de l'écoulement extérieur de vitesse  $V_e$  diverge de l'axe tourbillonnaire et la vitesse azimuthale diminue avec l'augmentation de la distance au sommet du cône tourbillonnaire, fig 25. Le vecteur résultant  $\vec{W}$  s'écarte alors progressivement de l'axe tourbillonnaire. Lorsque la direction de la vitesse résultante diverge de l'axe tourbillonnaire, la contribution de l'écoulement extérieur au débit axial cesse, la réduction de vitesse axiale associée à l'accroissement des dimensions transversales de la structure tourbillonnaire n'est plus compensée par l'apport extérieur de débit et la vitesse axiale diminue. La distribution transversale de vitesse axiale est de type sillage, fig 26.

Les structures tourbillonnaires longitudinales décollées pour lesquelles les lignes d'attachement sont au

vent, apparaissent alors plus propices à l'apparition des structures de type jet. Les expérimentations effectuées sur des maquettes de lunette arrière (ligne d'attachement au vent) ou de montant de baie (ligne d'attachement sous le vent) confirment ce résultat, [2] [6].

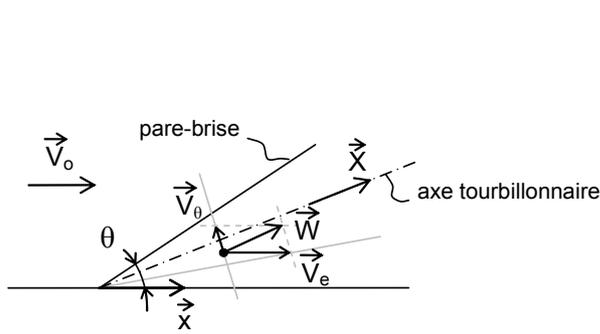


Fig.25 - Composition des vitesses azimutale  $V_\theta$  et extérieure  $V_e$  sur la vitre latérale du pare-brise simplifié,  $\vec{W}$  vecteur vitesse résultant.

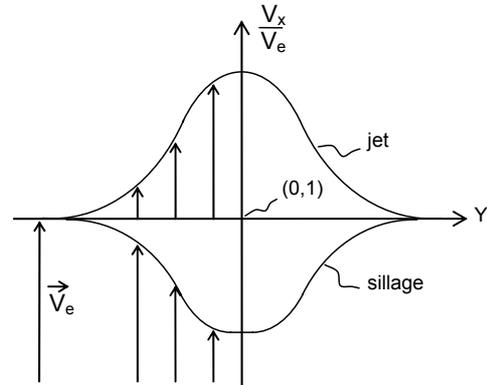


Fig. 26 – Profils de vitesse axiale  $V_x$  pour les structures tourbillonnaires de types jet et sillage.

## 8. CONCLUSION

La topologie de l'écoulement au voisinage des structures tourbillonnaires longitudinales de lunette arrière et de montant de baie est analysée à partir d'approches analytiques et de résultats expérimentaux effectués sur des géométries simplifiées. Au sommet des cônes tourbillonnaires, les visualisations pariétales et les cartographies de pression statique montrent que l'écoulement est soumis à une accélération centripète qui incurve les trajectoires locales de l'écoulement avant le décollement. L'écoulement local est alors soumis à un mouvement à force centrale et les lignes de frottement tendent vers des arcs de cercle. Les vitesses locales et les déviations angulaires de l'écoulement relevées sur la ligne de décollement puis projetées sur le plan de confinement, plan de lunette arrière ou vitre latérale, diminuent en s'éloignant du centre de courbure.

L'influence de la géométrie sur la distribution de pression pariétale est analysée à partir d'un bilan de perte d'énergie volumique. Les discontinuités géométriques de fin de pavillon ou de pare-brise induisent des accroissements de vitesse et des réductions des pressions statiques qui amplifient le processus de formation et d'enroulement des structures tourbillonnaires.

L'influence de l'inclinaison du plan de confinement par rapport à la direction de l'écoulement incident sur la valeur du Swirl est également analysée. Le nombre de Swirl apparaît alors fonction de la déviation angulaire de l'écoulement incident par rapport à la ligne de décollement. Sa valeur diminue et augmente respectivement lorsque l'inclinaison de lunette arrière et de pare-brise augmente. Les faibles angles de lunette arrière et les fortes inclinaisons de pare-brise apparaissent alors plus propices aux phénomènes d'éclatement ou de déstructuration tourbillonnaire. Les résultats obtenus expérimentalement et/ou numériquement sur des géométries simplifiées de lunette arrière et de pare-brise confirment ces résultats.

L'influence de l'orientation de l'écoulement résultant au voisinage de la région d'attachement sur le débit axial de la structure tourbillonnaire est enfin analysée. L'analyse montre que les décollements de lunette arrière (resp. pare-brise) sont plus propices à l'apparition de structures tourbillonnaires de type jet (resp. de type sillage).

---

## REFERENCES

- 1 Onorato M., Costelli A. and Garonne A.; *Drag measurement through wake analysis*, SAE, SP-569, International Congress and Exposition, Detroit, Michigan, February 27 – March 2, pp 85-93, 1984.
- 2 Lehueur B., Gilliéron P. & Loc Ta Phuoc; 2005, *Characterization of longitudinal vortices in the wake of a simplified car model*, 23<sup>rd</sup> AIAA Applied Aerodynamics Conference, 6-8 June, Toronto, Canada, paper n° AIAA-2005-5383.
- 3 Lehueur B., Gilliéron P. & Ivanic T. ; *Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles : Approche numérique*, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (CRAS), Section Mécanique, n°334 (2006) 368-372, 2006.
- 4 Billant P., Chomaz JM and Huerre P; *Experimental study of vortex breakdown in swirling jets*, *J. Fluid Mech.*, vol. 376, pp 183-219, 1998.
- 5 Carvalho I.S. & Heitor M.V., *Visualization of vortex breakdown in turbulent unconfined jet flows*, *Optical diagnostics in Engineering*, vol. 1, pp 22-30.
- 6 Lehueur B. Gilliéron P. and Loc Ta-Phuoc; *Characterization and control of longitudinal vortices over a dihedral bluff body: Numerical approach*, *Journal of Mechanical Engineering* 58, 5 (2007).
- 7 Lehueur B., Gilliéron P. et Loc Ta-Phuoc; *Analyse de l'influence du contrôle des tourbillons longitudinaux de montants de baie sur les champs de pression pariétale en aérodynamique automobile*, 18<sup>ième</sup> Congrès Français de Mécanique, 27-31 août 2007, Grenoble, France.
- 8 Gilliéron P. and Chometon F.; *Modelling of stationary three-dimensional detached airflows around an Ahmed Reference Body*, Third International Workshop on Vortex, ESAIM, Proceedings, Vol 7, 1999, pp 183-182, <http://www.emath.fr/proc/Vol7/>.
- 9 Spohn A. and Gilliéron P. *Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle*, Congrès IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows, April 8-12, 2002, Toulouse, France.
- 10 Ahmed S., Ramm R. & Falting G.; *Some salient features of the time averaged ground vehicle wake*, SAE technical paper series, 840300, 1984.
- 11 S. Krajnovic, L. Davidson, 2004, *Contribution to Large-Eddy Simulation of the flow around a simplified car model*, SAE International Congress & Exposition, Detroit, Michigan, SAE 2004-01-0227.
- 12 Vio G., Watkins S., Mousley P., Watmuff J & Prasad S.; *Flow structures in the near wake of the Ahmed model*, *Journal of Fluids and Structures*, n°20, pp. 673-695, 2005.
- 13 Anne-Archard D., Du Colombier D., Boisson H., Herbert V., *Analyse des enduits de visualisation pariétale utilisés en aérodynamique*, 41<sup>ème</sup> colloque National du Groupe Français de Rhéologie, 18-20 octobre 2006, Cherbourg, France.
- 14 Beran P. S. & Culick F. E. C.; 1992, "The role of non uniqueness in the development of vortex breakdown in tubes", *J. Fluid Mech.*, vol.242, pp 491-527.
- 15 Carvalho I. S. & Heitor M. V., 1996, "Visualization of vortex breakdown in turbulent unconfined jet flows", *Optical Diagnostics in Engineering*, vol. 1, pp 22-30.

## COLLABORATION

Ce travail initié en 2006 pour la partie théorique s'est enrichi de résultats expérimentaux obtenus en collaboration avec Sandrine Aubrun, Annie Leroy, Maîtres de conférences à l'Institut PRISME de l'Université d'Orléans et Pierre Audier, stagiaire en Master à l'Université d'Orléans en 2008.

## PUBLICATION

- Gilliéron P., S; Aubrun, A. Leroy & P. Audier, *Influence of the Slant Angle of 3D Bluff Bodies on Longitudinal Vortex Formation*, *Soumis à Journal Fluid Engineering en mai 2009.*

---

## **BREVETS**

- Méthode et dispositif de soufflage/aspiration pour provoquer l'éclatement des structures tourbillonnaires longitudinales de montant de baie et de lunette arrière, brevet n°04-11346, auteurs P. Gilliéron & B. Lehueur.
- Destruction des structures tourbillonnaires longitudinales de sillage automobile par amplification des mécanismes d'instabilité, brevet n°05-52133, auteurs P. Gilliéron & B. Lehueur.
- Dispositif de destruction des structures tourbillonnaires de sillage de véhicules automobiles, brevet n°06-04574, auteurs P. Gilliéron & B. Lehueur.

## **IMPACT SUR LES TRAVAUX SUIVANTS**

Ce travail initié à la suite des travaux réalisés sur l'éclatement tourbillonnaire (thèse B. Lehueur) permet de mieux comprendre les processus de formation et d'alimentation des structures tourbillonnaires de lunette arrière ou de montant de baie. Les résultats suggèrent de poursuivre l'analyse topologique à partir de plans de mesures PIV 3 composantes, de poursuivre la modélisation analytique ainsi que de contrôler le processus d'alimentation de fin de pavillon à partir d'éléments séparateurs verticaux disposés au niveau des arêtes gauche et droite. Ces travaux sont en cours.

---

# Contribution au contrôle des écoulements aérodynamiques autour des disques de roues

**Résumé :** *Des travaux sont développés pour utiliser la jante de roue comme ventilateur axial dans la perspective de réduire la contribution des roues dans la traînée aérodynamique globale des véhicules automobiles. L'influence des espacements radial et transversal de la roue par rapport au passage de roue est analysée à partir d'essais en soufflerie et des approches analytiques développées pour rechercher les meilleurs secteurs d'efficacité aérodynamique de jantes utilisées comme ventilateur axial. Les approches analytiques portent sur l'influence de l'orientation, du bord de fuite au bord d'attaque, des bras de jante par rapport au sens de rotation de la roue, des trajectoires de l'écoulement par rapport à la corde des bras de jantes et du gradient transversal de vitesse généré par les profils de jantes utilisées comme ventilateur axial. Les résultats montrent que la région la plus adaptée se situe au dessus de l'axe de roue sur la partie aval du disque de jante.*

## 1. INTRODUCTION

Les efforts entrepris ces dernières années pour améliorer la compréhension des phénomènes physiques à l'origine de la traînée aérodynamique des véhicules automobiles n'ont que très peu porté sur les écoulements autour des roues et dans les passages de roue. La contribution des roues à la traînée aérodynamique globale est cependant importante et peut représenter, compte tenu de ses interactions avec les écoulements de soubassement et de culot, près de 50% de la traînée aérodynamique globale [1]. Dans ces conditions, le contrôle des écoulements autour des roues et dans les passages de roues, complexe et souvent négligé au stade du développement, constitue une source de progrès significative.

Morelli [2] propose en 2001 d'utiliser la rotation des roues pour guider l'écoulement à l'aide d'un ventilateur centrifuge construit entre le moyeu et la périphérie de la jante. L'écoulement, aspiré au niveau du moyeu de roue arrière dans une direction radiale, passe dans un passage de roue adapté pour être rejeté au culot dans le sens opposé au déplacement. En permettant de réduire le développement transversal de la couche limite décollée au niveau des flancs latéraux du véhicule et en introduisant de la quantité de mouvement en aval du culot, ce dispositif, associé à une géométrie de culot adaptée, permet de réduire la traînée aérodynamique du véhicule de 18%. A cette réduction de traînée est associé un accroissement de puissance de 5000 Watts auquel il faut retrancher 240 Watts pour la rotation des 2 roues arrière. Efficace d'un point de vue aérodynamique, cette solution n'est cependant pas satisfaisante compte tenu des contraintes d'architecture, de refroidissement des disques de frein et des exigences Design. Des solutions alternatives, capables de respecter ces exigences et d'assurer le refroidissement des disques de frein, doivent être étudiées. L'idée consiste alors à utiliser le disque de jante comme ventilateur axial pour réduire les dimensions transversales de sillage et diminuer ainsi la contribution des roues dans la traînée aérodynamique globale, [3]. Le débit d'air ainsi aspiré peut être utilisé pour modifier la topologie de sillage, remonter la pression de culot et améliorer l'efficacité du refroidissement des disques de freins sans impact notable sur la masse et l'architecture de l'automobile.

Dans cette perspective, les bras de jantes sont utilisés comme profils d'aile et la jante assimilée à un rotor vertical parallèle au déplacement du véhicule. Le rotor ainsi imaginé fonctionne dans une région décollée soumise à de forts gradients spatiaux de pression qui perturbent son fonctionnement et détériorent son efficacité. Le développement d'une telle solution nécessite alors de rechercher les critères d'entrée de fluide au travers du disque de jante et de caractériser les régions du disque de jante à plus grande efficacité aérodynamique.

Le travail présenté ici propose dans un premier temps de caractériser l'impact énergétique de la rotation de la roue et de rappeler les principaux résultats associés aux écoulements autour des roues

carénées. Des ordres de grandeurs et des lois d'évolution sont ensuite recherchés pour estimer la capacité de l'écoulement extérieur à traverser le disque de jante puis évaluer ainsi la pertinence d'utiliser le disque de jante comme ventilateur axial.

## 2. LA ROUE, TRANSMETTEUR D'ENERGIE VOLUMIQUE

Une roue en rotation forcée constitue un système dynamique qui apporte de l'énergie au fluide dans le volume adjacent à la roue et au passage de roue. Dans ce qui suit, l'apport d'énergie associé à la rotation des parties latérales du pneumatique n'est pas pris en compte et la roue est assimilée à un cylindre circulaire de hauteur  $L$  et de rayon  $R_b$ .

Pour la vitesse azimutale  $u(r, \theta)$  relevée aux rayon  $r$  et angle polaire  $\theta$  (fig. 1), l'énergie cinétique introduite par la bande de roulement dans le volume fluide d'épaisseur  $\delta(\theta)$  adjacent à la bande de roulement est :

$$E_{c_{roue}} = \frac{\rho}{2} \int_0^{2\pi} \left[ \int_{R_b}^{R_b + \delta(\theta)} L r u^2(r, \theta) dr \right] d\theta \quad (1)$$

Et l'énergie volumique transférée au volume fluide par entrainement visqueux est donnée par :

$$E_{c^*} = \frac{E_{c_{roue}}}{v^*} = \frac{\frac{\rho}{2} \int_0^{2\pi} \left[ \int_{R_b}^{R_b + \delta(\theta)} L r u^2(r, \theta) dr \right] d\theta}{\int_0^{2\pi} \left[ \int_{R_b}^{R_b + \delta(\theta)} L r dr \right] d\theta} \quad (2)$$

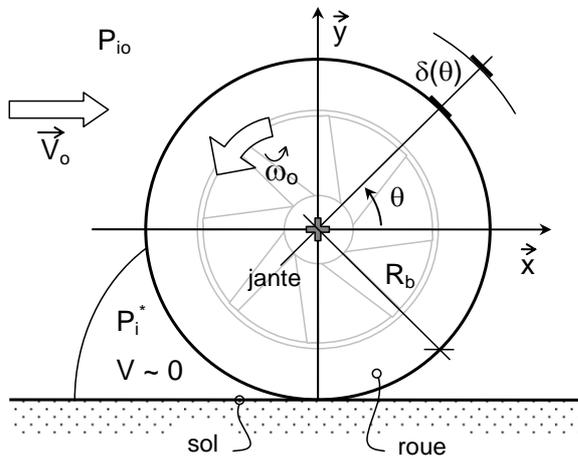


Fig. 1 – Roue avec vent incident.

A cet apport d'énergie volumique sont associés l'accroissement de pression d'arrêt :

$$\Delta P_i = P_i^* - P_{i0} \quad (3)$$

et le coefficient de pression d'arrêt :

$$C_{P_i} = (P_{i0} - P_i^*) \left[ \frac{\rho}{2} V_o^2 \right]^{-1} \quad (4)$$

$$= -\Delta P_i \left[ \frac{\rho}{2} V_o^2 \right]^{-1} < 0 \quad (5)$$

Ce coefficient peut également s'exprimer à partir du coefficient de pression statique  $C_p$  et du rapport de la vitesse locale  $V$  sur la vitesse de l'écoulement  $V_o$  par [4] :

$$C_{P_i} = 1 - C_p - \left( \frac{V}{V_o} \right)^2 \quad (6)$$

La vitesse locale du fluide  $V$  situé entre la partie avant de la roue et le sol exprimée dans le repère sol est nulle et le coefficient de perte de pression d'arrêt peut s'exprimer par :

$$C_{P_i} \approx 1 - C_p \quad (7)$$

D'après (5), le coefficient de pression statique  $C_p$  est alors supérieur à l'unité. Cette condition constitue un critère remarquable pour juger de la pertinence des modèles numériques retenues pour reproduire les écoulements de roues tournantes.

### 3. ECOULEMENTS AUTOUR D'UNE ROUE DANS UN PASSAGE DE ROUE

L'écoulement autour d'une roue en rotation, partiellement carénée, ouverte sur la partie extérieure du véhicule et le soubassement, est dissymétrique et donne naissance à trois structures tourbillonnaires longitudinales d'axes quasi parallèles à la direction de déplacement du véhicule, voir fig. 2 [5]. Les deux premières structures (T5 et T6 sur la figure 2) associées en forme de fer à cheval prennent naissance au voisinage du sol. La troisième (T3 sur la figure 2) est isolée et positionnée sur la face extérieure du pneumatique au niveau de l'axe de rotation. Les vorticités et pertes d'énergie volumique relevées dans la structure tourbillonnaire en forme de fer à cheval sont les plus importantes [6].

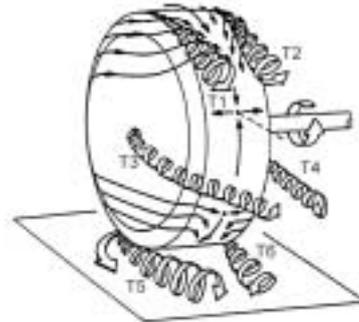


Fig. 2 – Principales structures tourbillonnaires pouvant apparaître autour d'une roue en rotation, d'après Mercker E. & Berneburg H, [6]. Seules les structures T3, T5 et T6 apparaissent clairement autour d'une roue carénée.

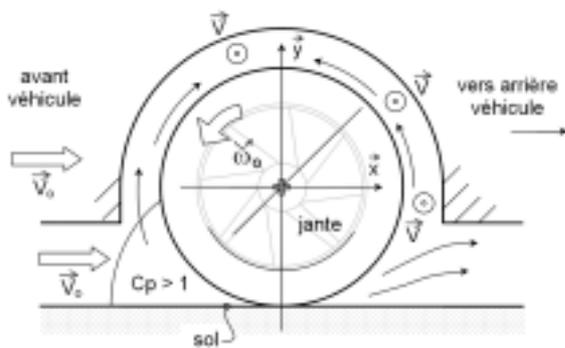


Fig. 3 – Représentation simplifiée de l'écoulement autour de la roue dans le plan longitudinal.

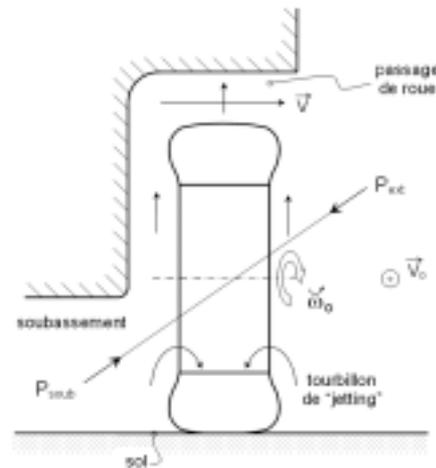


Fig. 4 – Représentation simplifiée de l'écoulement autour de la roue dans le plan transversal passant par l'axe de roue.

La topologie de l'écoulement autour de la roue peut s'analyser à partir des quatre régions comprises de part et d'autre des plans de symétrie transversal et longitudinal de la roue. Dans le plan longitudinal, l'écoulement local remonte du sol vers la partie supérieure de la roue en amont et en aval de la roue, fig. 3. Sur la partie amont, cette évolution résulte du mouvement de translation de la roue. Sur la partie en aval, l'évolution résulte d'un décollement de culot classique et de l'entraînement visqueux dû à la rotation de la roue. La pression statique est, dans cette région, relativement plus élevée qu'au niveau supérieur de la roue et le fluide se déplace de bas en haut, voir fig. 3. Les écoulements issus des parties amont et aval de la roue convergent alors vers la partie supérieure de la roue pour s'évacuer vers l'extérieur du passage de roue dans la direction transversale. Ce mécanisme physique, facile à visualiser

sur autoroute par temps de pluie au niveau du train avant, accroît les dimensions transversales de sillage, les pertes d'énergie volumique et par conséquent accroît la traînée aérodynamique du véhicule, [3].

A ce processus se superposent des mouvements transversaux de fluide qui résultent des gradients de pressions locaux distribués autour de la roue et issus des écoulements de soubassement et extérieur, voir fig. 4. Ces mouvements sont largement influencés par la valeur des espacements radial et transversal entre la roue et le passage de roue d'une part et la direction de l'écoulement incident en provenance du soubassement d'autre part.

**3.1 Influence des espacements radial et transversal** - L'analyse s'effectue sur la géométrie simplifiée dont la forme et les dimensions sont présentées figure 5. Cette géométrie de type culot droit possède une seule roue et un seul passage de roue. Les expérimentations sont réalisées dans la soufflerie avec tapis défilant de Magny-Cours pour une vitesse de vent égale à  $30 \text{ m.s}^{-1}$ . Les résultats sont relevés pour des distances radiale et transversale de la roue au passage de roue rapportées respectivement au diamètre et à la largeur du pneumatique. Ces distances réduites sont respectivement notées a et b sur les figures 5 et 6.

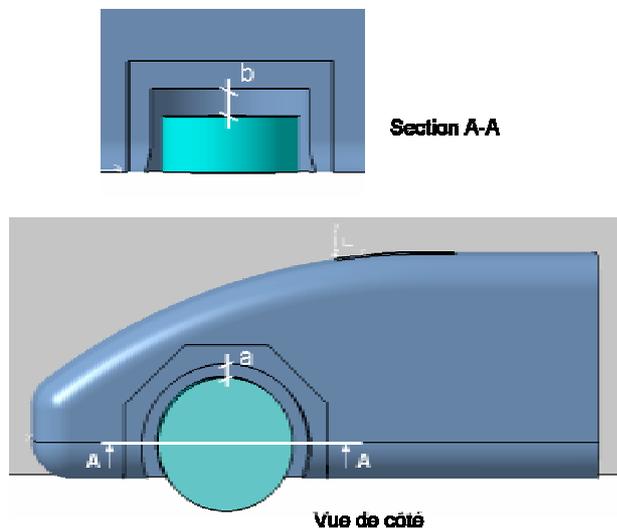


Fig. 5 – Géométrie simplifiée munie d'une seule roue et d'un seul passage de roue. L'écoulement incident s'écoule de la gauche vers la droite.

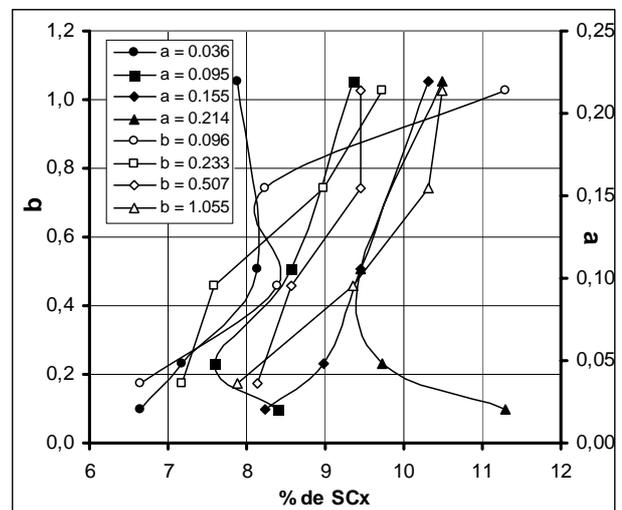


Fig. 6 – Contribution et évolution de la contribution de la traînée aérodynamique du passage de roue en fonction des distances réduites a et b.

L'analyse des résultats (Thivolle-Cazat & Gilliéron 2006) , reportés figure 6, montre que la traînée aérodynamique augmente avec le volume du passage de roue et diminue avec la réduction des distances radiale et transversale entre la roue et le passage de roue. L'évolution inverse relevée pour l'espacement réduit  $a=0.214$  suggère un accroissement des interactions des écoulements autour du passage de roue avec l'augmentation de la distance entre la bande de roulement et le fond du passage de roue désigné "noir de roue". Pour toutes les expérimentations, la contribution de la roue et du passage de roue dans la traînée aérodynamique totale évolue de 6 à 11%. La variation entre les valeurs maximale et minimale relevées en faisant varier les distances radiales et latérales entre la roue et le passage de roue est alors proche de 3%.

Pour quatre roues et en négligeant les interactions entre chacun des couples roue/passage de roue, la contribution totale des roues et passages de roue est alors comprise entre 24 et 44%. Cette valeur est en accord avec la contribution couramment admise des roues et passages de roues dans la traînée aérodynamique totale des véhicules, [1].

**3.2 Influence de la déviation de l'écoulement de soubassement** - Les géométries de face avant et de soubassement associées aux gradients de pression locaux influencent la trajectoire locale de l'écoulement incident autour de la roue. La direction locale de l'écoulement au voisinage avant de la roue peut alors ne plus être parallèle à la direction du véhicule. L'angle de déviation formé entre la direction de déplacement du véhicule et la direction locale de l'écoulement, fonction de la position, peut atteindre 15 degrés sur les roues avant [6]. Cette déviation contribue au développement de la traînée aérodynamique, n'est pas prise en compte dans les processus d'études et aucun contrôle n'est mis aujourd'hui en œuvre pour en réduire les effets.

Tous les résultats présentés précédemment confirment le caractère fortement instationnaire et tridimensionnel de l'écoulement autour d'une roue et son passage de roue. Ce couple constitue un ensemble d'éléments fonctionnels qui augmente les dimensions transversales du sillage et constitue une source importante de pertes d'énergie volumique. Dans les développements qui suivent, la jante est utilisée comme ventilateur axial et les influences de l'orientation des bras de jante par rapport au sens de rotation de la roue, des trajectoires de l'écoulement par rapport à la corde des bras de jantes et du gradient transversal de vitesse au droit de la roue sont successivement analysées. Ces analyses s'effectuent par rapport au référentiel terrestre ou par rapport à la roue.

**3.3 De l'efficacité aérodynamique des profils de jante** – Les vitesses radiale  $V_r$  et azimutale  $V_\theta$  au point M de coordonnées polaires  $r$  et  $\theta$ , exprimées dans le repère lié à la jante (l'observateur tourne avec la roue), sont données par (voir fig. 7) :

$$V_r = \frac{dr}{dt} = V_o \cos \theta \quad (8)$$

$$V_\theta = \frac{r d\theta}{dt} = \omega_o r + V_o \sin \theta \quad (9)$$

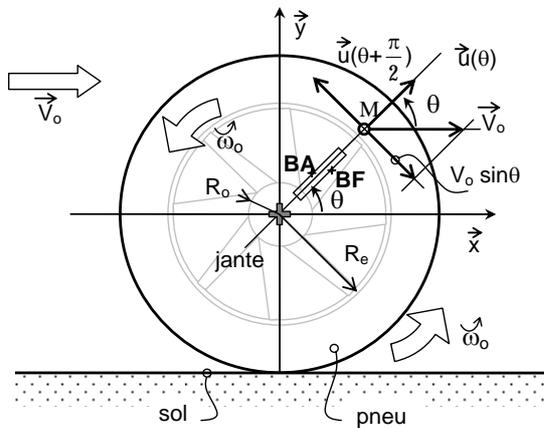


Fig. 7 - Diagramme des vitesses dans le repère lié à la jante. BF pour bord de fuite, BA pour bord d'attaque. Les vecteurs unitaires  $\bar{u}(\theta)$  et  $\bar{u}(\theta + \frac{\pi}{2})$  sont associés à l'angle polaire  $\theta$ .

Sur la figure 8, l'accroissement (resp. diminution) de vitesse par rapport au véhicule lié au déplacement de la masse d'air dans le sens opposé au déplacement est repéré par un trait oblique rouge (resp. bleu).

Le module de la vitesse de l'écoulement local au rayon  $r$  par rapport à la jante en rotation est :

$$V^2(r) = \omega_o^2 r^2 + V_o^2 + 2 \omega_o r V_o \sin \theta \quad (9)$$

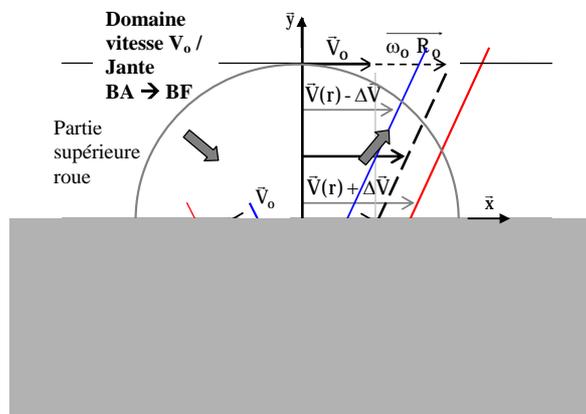


Fig. 8 – Vitesses résultantes  $V(r)$  de l'air par rapport à la jante exprimées dans le plan  $x=0$  du bord d'attaque vers le bord de fuite. Vitesses positives (resp. négative) à droite (resp. à gauche) de l'axe vertical ( $x=0$ ).

Cette expression permet de comparer les vitesses locales issues de la composition des vitesses de translation de la roue avec la vitesse azimutale locale au rayon  $r$  (vitesse/jante) avec la vitesse  $V_0$  de déplacement du véhicule (égale à la vitesse de translation de la roue). Les vitesses résultantes locales situées à gauche du plan médian vertical passant par l'axe de roue sont dirigés de gauche à droite et du haut vers le bas. A droite de ce plan, ces vecteurs vitesse sont dirigés de gauche à droite et du bas vers le haut, (voir flèches grisées épaisses sur la fig. 8).

Les vitesses relatives de l'air par rapport à la jante relevées sur la verticale qui passe par l'axe de roue sont reportées figure 8. Les résultats sont donnés pour des bras de jante dont le sens, du bord de fuite au bord d'attaque, s'identifie au sens de rotation de la roue. Ces vitesses sont déterminées pour un véhicule qui se déplace dans une masse d'air dont la vitesse par rapport au sol notée  $\Delta V$ , parallèle à la direction de déplacement du véhicule, est dirigée de l'avant vers l'arrière ( $+\Delta V$ , trait rouge) ou de l'arrière vers l'avant du véhicule ( $-\Delta V$ , trait bleu). Sur la partie haute située au dessus de l'axe de roue, région non grisée de la figure 8, l'écoulement local décrit le bras de jante du bord d'attaque vers le bord de fuite. Sur la partie basse située au dessous de l'axe de roue, région grisée, l'écoulement local décrit le bras de jante du bord de fuite vers le bord d'attaque.

L'efficacité des pales de jante utilisée comme rotor est alors fonction de l'orientation du profil de pale par rapport au sens de rotation angulaire de la roue. Le sens donné par la description de la pale du bord de fuite au bord d'attaque sur sa trajectoire circulaire peut ainsi être identique ou opposé au sens de rotation de la roue.

**(i) Sens identique :** Lorsque la vitesse azimutale  $V_0$  de l'écoulement par rapport à la pale devient négative, l'écoulement local au rayon  $r$  par rapport à la pale s'inverse, l'écoulement local décrit la pale du bord de fuite vers le bord d'attaque, le profil de pale devient inadapté et le fonctionnement aérodynamique de la jante cesse d'être efficace. Cette configuration est caractéristique du décrochage dynamique en mécanique du vol des rotors d'hélicoptères, [7].

Les résultats reportés figures 9 et 10 obtenus sans et avec vent incident (déplacement de la masse d'air par rapport au sol) montrent que la région de meilleure efficacité aérodynamique se situe dans la partie supérieure du disque de jante située au dessus de l'axe de roue.

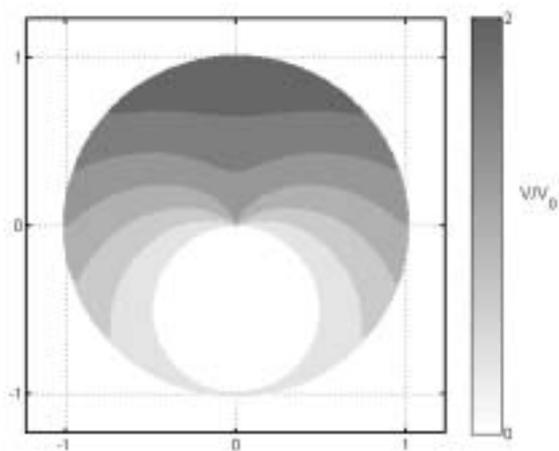


Fig. 9 – Domaine d'efficacité aérodynamique en nuances de gris du disque de jante, du bord de fuite vers le bord d'attaque dans le sens de rotation de la roue. Résultat sans vent incident.  $V_0$  est la vitesse de l'écoulement incident et  $V$ , la vitesse résultante locale de l'air par rapport à la pale au rayon  $r$ .

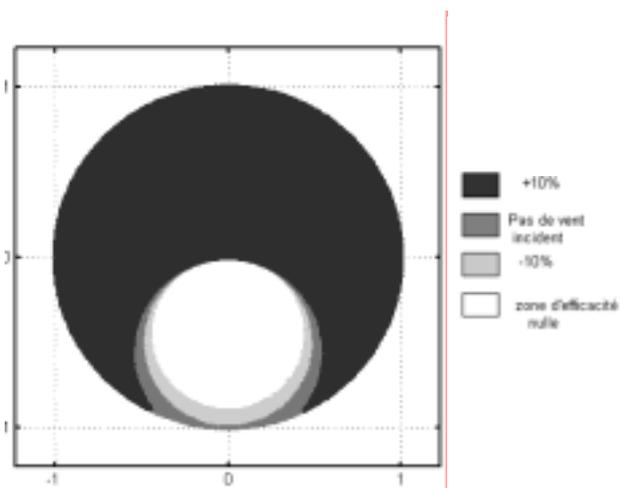


Fig. 10 – Domaine d'efficacité aérodynamique en nuances de gris d'une pale, du bord de fuite vers le bord d'attaque dans le sens de rotation de la roue. Résultats sans et avec vent incident égal à  $0.1V_0$  en provenance de l'avant ( $+10\%V_0$ ) et de l'arrière ( $-10\%V_0$ ) du véhicule.

Les domaines d'efficacité de couleur foncée recouvrent les domaines d'efficacité de couleur claire.

Le domaine d'efficacité aérodynamique évolue selon le sens de la composante du vent incident par rapport à la roue projetée dans la direction de déplacement du véhicule. Il augmente (resp. diminue) lorsque le sens de cette composante est dirigée de l'arrière vers l'avant (resp. de l'avant vers l'arrière), fig. 8. Dans ce cas, le maximum de la vitesse relative de l'écoulement du bord d'attaque vers le bord de fuite, relevé dans le domaine situé au dessus de l'axe de roue, diminue. Ces premiers résultats suggèrent que le domaine de meilleure efficacité pour le disque de jante utilisé comme hélice ventilateur se situe dans la partie haute du disque de jante.

**(ii) Sens opposés :** Le domaine d'efficacité identifié au paragraphe précédent devient alors inefficace pour un bras de jante considéré comme profil aérodynamique au sens du rotor vertical. Les domaines d'efficacité aérodynamique sans et avec composante de vent amont ou aval projetée dans la direction de déplacement du véhicule sont matérialisés figures 11 et 12. Pour les mêmes conditions géométriques et de déplacement du véhicule, le domaine d'efficacité aérodynamique au sens du rotor apparaît ici très largement inférieur au domaine précédent. Les vitesses relatives de l'écoulement local par rapport à la pale étant d'autre part plus faibles dans cette région, voir figure 11 comparée à la figure 9, les efforts aérodynamiques et la capacité d'aspiration du rotor sont en conséquence inférieurs.

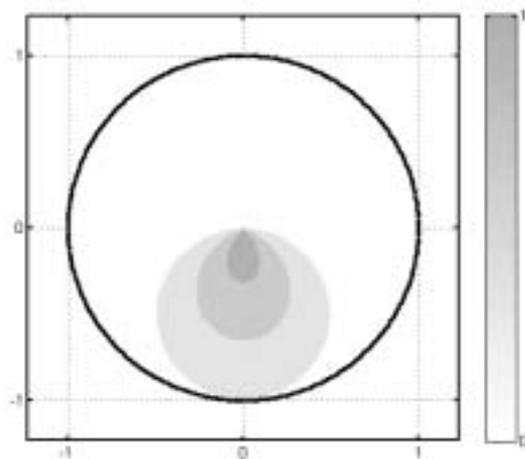


Fig. 11 - Domaine d'efficacité aérodynamique en nuances de gris du disque de jante, du bord de fuite vers le bord d'attaque dans le sens opposé à la rotation de la roue. Résultat sans vent incident.  $V_0$  est la vitesse de l'écoulement incident et  $V$ , la vitesse résultante locale de l'air par rapport à la pale au rayon  $r$ .

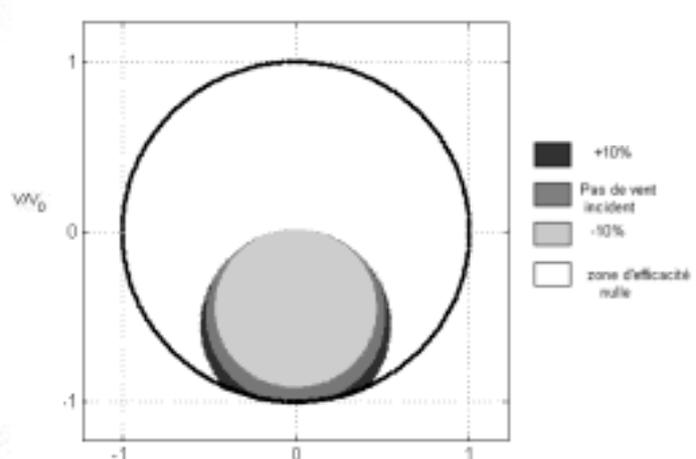


Fig. 12 - Domaine d'efficacité aérodynamique en nuances de gris du disque de jante, du bord de fuite vers le bord d'attaque dans le sens opposé à la rotation de la roue. Résultats sans et avec vent incident égal à  $0.1V_0$  en provenance de l'avant ( $+10\%V_0$ ) et de l'arrière ( $-10\%V_0$ ) du véhicule.

**3.4 De l'alimentation du disque de jante** - Pour une vitesse de déplacement du véhicule  $V_0$ , un diamètre ( $D=2R_0$ ) et un profil de jante convenablement orienté (sens du bord de fuite vers le bord d'attaque dans le sens de rotation de la roue), les conditions nécessaires pour qu'une particule située au bord d'attaque au rayon  $r$  de la pale puisse atteindre le bord de fuite avant d'arriver à la périphérie de la jante de rayon  $R_e$  doivent être analysées. Si la particule atteint le bord de fuite avant d'arriver à la périphérie de la jante, elle traverse le disque de jante, le sillage se resserre et la dimension transversale du sillage local peut diminuer. Dans les développements qui suivent, la corde locale de chaque bras de jante augmente avec le rayon  $r$  ( $R_e > R_0$ ), la roue tourne autour de son axe horizontal à la vitesse angulaire  $\omega_0$  et se déplace à la vitesse  $V_0$  dans la direction de déplacement du véhicule.

Soit  $r_0$  et  $\theta_0$  le rayon local et l'angle polaire local d'une particule à l'instant de date initiale  $t=0$ , figures 13 et 14. Le report de l'équation différentielle (8) dans l'équation (9) donne :

$$\frac{dr}{r} = \frac{d(\sin \theta)}{\sin \theta} - \frac{d(\sin \theta)}{\sin \theta \left(1 + \frac{V_o}{\omega_o R_e} \sin \theta\right)} \quad (10)$$

Une décomposition en éléments simples permet alors d'intégrer cette équation différentielle et d'accéder au rayon  $r(t)$  associé à la déviation angulaire  $(\theta(t) - \theta_o)$  à partir de l'expression (fig. 13) :

$$r_\theta(t) = \frac{r_o \left[1 + \frac{V_o}{\omega_o R_e} \sin \theta\right]}{1 + \frac{V_o}{\omega_o R_e} \sin \theta_o} \quad (11)$$

à laquelle est associé l'angle polaire  $\theta(t)$  donné par :

$$\theta(t) = \arcsin \left[ \frac{\omega_o R_e}{V_o r_o} [(r - R_o) + \frac{V_o}{\omega_o} \sin \theta_o] \right] \quad (12)$$

Au rayon  $r = R_e$ , l'angle polaire  $\theta$  devient égal à  $\theta_e$  (fig. 14) et est donné par :

$$\theta_e = \arcsin \left[ \frac{\omega_o R_e}{V_o R_o} [(R_e - r_o) + \frac{V_o}{\omega_o} \sin \theta_o] \right] \quad (13)$$

L'arc de corde décrit par une particule du rayon  $r_o$  au rayon  $R_e$  du disque de jante est alors donné par :

$$\Delta l = R_e (\theta_o - \theta_e) \quad (14)$$

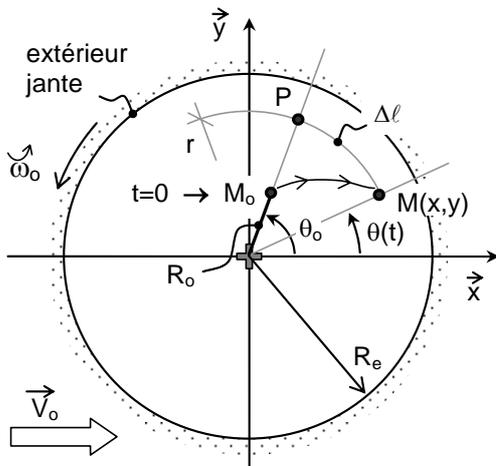


Fig. 13 - Balayage angulaire de  $\theta_o$  à  $\theta(t)$  d'une particule du bord d'attaque au bord de fuite de l'instant initial à l'instant de date  $t$ .

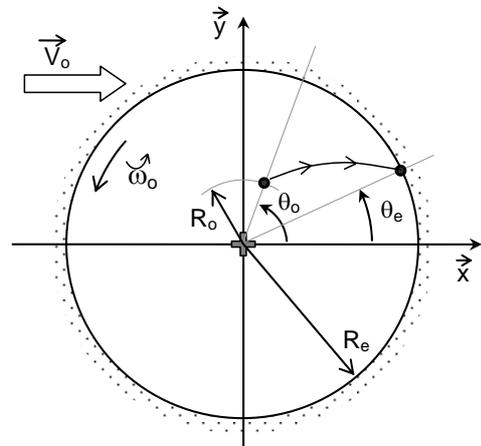


Fig. 14 - Angle polaire de départ  $\theta_o$  et d'arrivée  $\theta_e$  de la particule fluide.

Pour l'angle polaire  $\theta_o$  repéré à l'instant de date initiale  $t=0$ , la particule est située au bord d'attaque.

Pour une loi de corde continûment croissante en fonction du rayon  $r$ , plusieurs cas sont à analyser en fonction de la valeur  $\lambda_e$  de la corde au rayon  $R_e$ .

- \* Si  $\Delta l < \lambda_e$ , la particule arrive à la périphérie de la jante sans avoir balayé la largeur du profil et ne traverse pas le disque de jante.
- \* Si  $\Delta l = \lambda_e$ , la particule décrit la totalité de la corde du profil local au rayon extérieur de la jante sans cependant pouvoir traverser le disque de jante.
- \* Si  $\Delta l > \lambda_e$ , la particule décrit la totalité de la corde locale du profil de jante avant d'arriver à

la périphérie du disque de jante et la géométrie de la jante est adaptée à l'objectif visé. La particule et par conséquent l'écoulement traversent le disque de jante. Les dimensions transversales du sillage peuvent diminuer.

**3.5 De l'influence d'un gradient transversal de vitesse** – Le rotor, constitué par la jante de roue, génère un débit axial qui soumet chaque particule fluide du domaine extérieur à un gradient transversal de vitesse  $\frac{dv}{dy}$  qui incurve l'écoulement incident de vitesse  $V_0$  dans la direction  $y$ , fig. 15. Le

fluide est considéré comme non pesant et le gradient de vitesse noté  $C_0$  supposé constant. L'objectif consiste alors à identifier les conditions nécessaires à l'entrée du fluide au travers du disque de jante.

Pour une particule située au point  $M$  dans le cylindre construit sur la périphérie du disque de jante à l'ordonnée  $y=-E$  et la côte  $z=b$  à l'instant de date  $t=0$  (fig. 15 & 16), la distance parcourue dans la direction de déplacement du véhicule par rapport à la roue est donnée par :

$$L_0 = [R_0^2 - r^2 \sin^2 \theta]^{\frac{1}{2}} - r \cos \theta \quad (15)$$

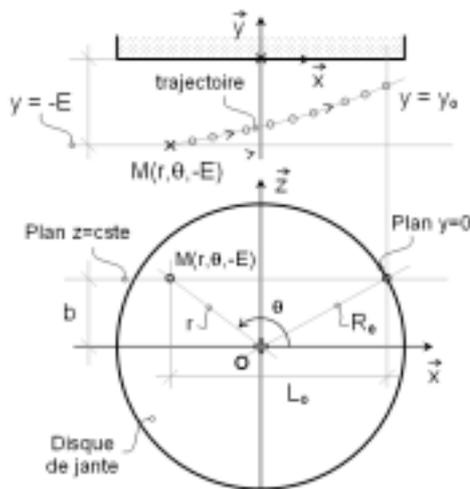


Fig. 15 – Trajectoire d'une particule soumise à un gradient transversal de vitesse  $C_0$ .

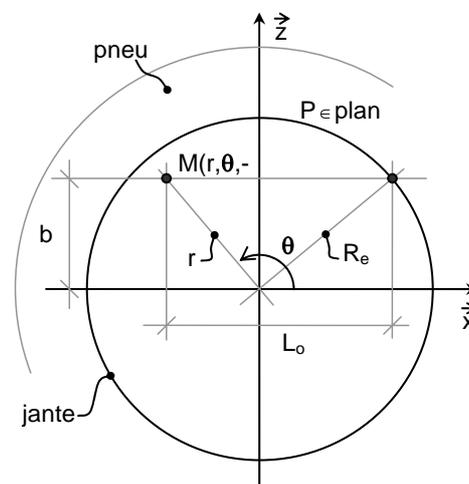


Fig. 16 – Longueur  $L_0$  parcourue par la particule dans la direction du déplacement de vitesse  $V_0$  et le référentiel sol.

Ce déplacement parcouru, à la vitesse  $V_0$  dans la direction de déplacement du véhicule, de la côte  $z=b$  du plan  $y=-E$  au plan  $y=y_0$  (fig. 15), s'effectue sur la durée  $T_0$  :

$$T_0 = \frac{L_0}{V_0} \quad (16)$$

Durant cette durée, la particule issue du plan  $y=-E$  se déplace dans la direction  $y$  à la vitesse :

$$v(y) = C_0 (y + E) \quad (17)$$

et traverse le disque de jante lorsque :

$$C_0 \geq 2 \frac{V_0}{L_0} \quad (18)$$

Pour un véhicule se déplaçant dans une masse d'air à vitesse nulle et des particules situées en regard et à la distance  $E$  du disque de jante (fig. 15), la région de la jante alimentée par les particules sont

reportées en gris sur la figure 17. La partie avale du disque de jante apparaît ainsi plus propice à alimenter le disque de jante utilisé comme ventilateur axial.

La contribution d'une composante de vent (déplacement de la masse d'air par rapport au sol) dirigée de l'avant vers l'arrière ou de l'arrière vers l'avant du véhicule modifie l'étendue du domaine de meilleure alimentation du disque de jante. Une composante dirigée dans le sens inverse (resp. même sens) du déplacement du véhicule accroît (resp. réduit) le domaine d'alimentation du disque de jante, voir fig. 18.

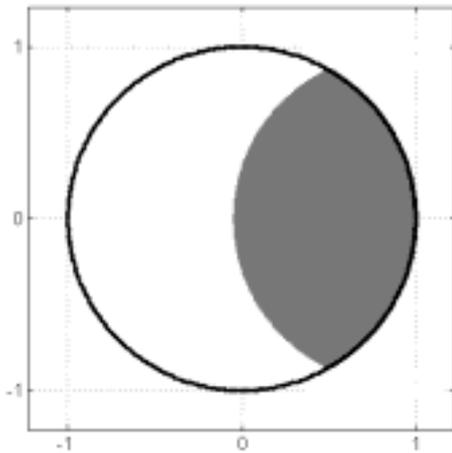


Fig. 17 - Domaine (partie grisée) favorable à l'alimentation de la jante utilisée comme ventilateur axial, configuration sans composante extérieure de vent dans la direction du déplacement.

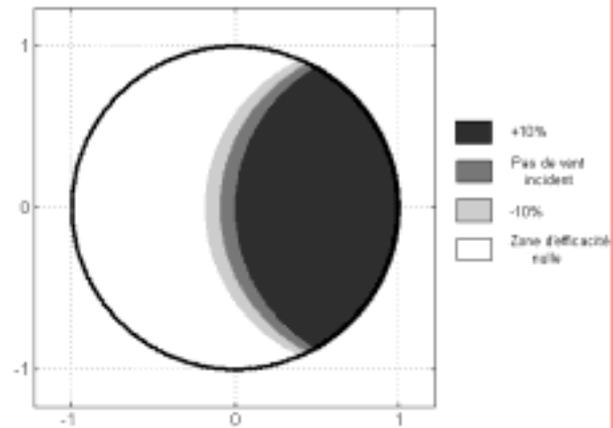


Fig. 18 - Domaines (parties grisées) favorables à l'alimentation de la jante utilisée comme ventilateur axial. Résultats sans et avec vent incident égal à  $0.1V_0$  en provenance de l'avant ( $+10\%V_0$ ) et de l'arrière ( $-10\%V_0$ ) du véhicule.

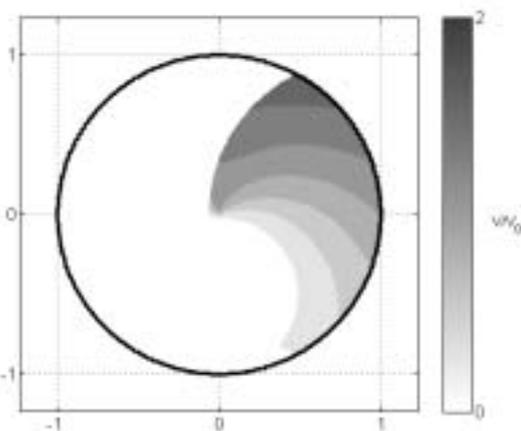


Fig. 19 - Domaine de meilleure efficacité aérodynamique en nuances de gris du disque de jante, du bord de fuite vers le bord d'attaque dans le sens de rotation de la roue. Résultat sans vent incident.  $V_0$  est la vitesse de l'écoulement incident et  $V$ , la vitesse résultante locale de l'air par rapport à la pale au rayon  $r$ .

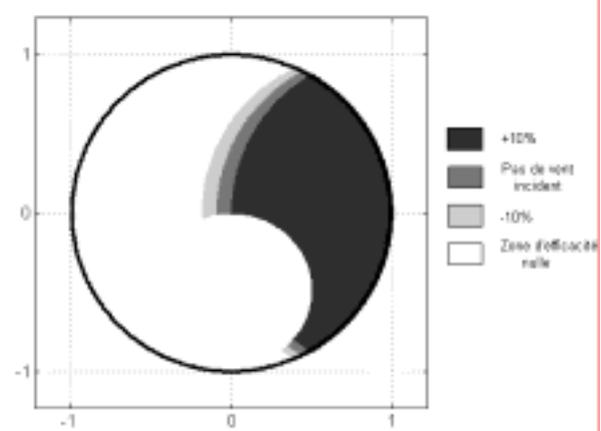


Fig. 20 - Domaine de meilleure efficacité aérodynamique en nuances de gris, du bord de fuite vers le bord d'attaque dans le sens de rotation de la roue. Résultats sans et avec vent incident égal à  $0.1V_0$  en provenance de l'avant ( $+10\%V_0$ ) et de l'arrière ( $-10\%V_0$ ) du véhicule.

Résultats obtenus pour une vitesse du véhicule  $V_0=30 \text{ m.s}^{-1}$  et un gradient de vitesse transversal  $C_0=200 \text{ s}^{-1}$ .

**3. 6 Domaine de plus grande efficacité aérodynamique** - Les résultats présentés aux paragraphes précédents permettent d'identifier les domaines de plus grande efficacité aérodynamique et les conditions de meilleure alimentation du disque de jante utilisé comme rotor.

---

Le sens du bord de fuite au bord d'attaque doit ainsi s'identifier au sens de rotation de la roue et le domaine de plus grande efficacité aérodynamique coïncide avec le premier cadran, partie haute à droite du disque de jante vue des parties latérales du véhicule.

Ces résultats apparaissent clairement sur les figures 19 et 20 obtenues sans et avec vent avant ou arrière pour des profils de bras de jantes décrits du bord de fuite au bord d'attaque dans le sens de rotation des roues.

## 4. CONCLUSION

Le travail présenté ici s'inscrit dans une thématique de recherche destinée à identifier et mettre au point des solutions nouvelles destinées à réduire la contribution des roues dans la traînée aérodynamique des véhicules automobiles. La solution à terme consisterait ainsi à assimiler les bras de jante à des profils d'aile pour utiliser la jante comme ventilateur axial.

Après avoir présenté les principaux résultats et inconvénients du disque de jante utilisé comme ventilateur centrifuge, la complexité des écoulements et des décollements autour de la roue et des passages de roue est rappelée à partir de travaux récents. L'influence des espacements radial et transversal de la roue par rapport au passage de roue est analysée à partir d'une géométrie simplifiée. Les résultats montrent que la contribution des roues dans la traînée aérodynamique diminue avec la réduction des volumes entre la roue et le passage de roue. Des approches analytiques sont ensuite développées pour rechercher les meilleures conditions d'efficacité aérodynamique pour les profils de jantes utilisés comme pales de ventilateur axial dans la perspective d'identifier les régions du disque de jante susceptibles de recevoir le plus grand débit transversal.

L'efficacité aérodynamique est alors analysée en fonction de l'orientation, du bord de fuite vers le bord d'attaque, des bras de jante définis par rapport au sens de rotation de la roue, des trajectoires de l'écoulement par rapport à la corde des bras de jantes et au gradient transversal de vitesse généré par les profils de jantes utilisées comme ventilateur axial.

L'orientation aérodynamique des bras de jante la plus adaptée s'obtient lorsque le sens de rotation de la roue s'identifie à la description du bras de jante effectuée du bord de fuite vers le bord d'attaque. En présence de vent extérieur, le domaine d'efficacité augmente (resp. diminue) lorsque le sens de la composante de vent projetée dans la direction de déplacement est dirigée de l'arrière vers l'avant (resp. de l'avant vers l'arrière).

L'efficacité aérodynamique du disque de jante est également fonction de la trajectoire de l'écoulement par rapport à la corde de chaque bras du disque de jante. Cette efficacité est d'autant plus importante que la particule fluide décrit la totalité de la corde locale du profil de jante avant d'arriver à la périphérie du disque de jante. Cette condition impose un critère sur la corde maximale des profils des bras de jante pour la vitesse maximale de déplacement.

L'influence du gradient transversal de vitesse sur la capacité du disque de jante à réduire les dimensions transversales de sillage est enfin analysée. Une condition sur les positions radiale et angulaire de la particule par rapport au disque de jante et sur la vitesse  $V_0$  est identifiée.

Tous ces résultats permettent de repérer la région du disque de jante capable de laisser passer un débit vers l'intérieur du passage de roue pour une jante utilisée comme ventilateur axial. Les résultats montrent que la région la plus adaptée est réduite et positionnée sur la partie avale du disque de jante. La région de plus grande efficacité se situe au dessus de l'axe de roue.

---

## REFERENCES

- 1 Cogotti A.; *Aerodynamic characteristics for car wheels*, int. Journal of Vehicle Design, SP 3, 1983, pp 173-196.
- 2 Morelli A.; *A new aerodynamic approach to advanced automobile basic shapes*, SAE Paper, 2000-01-0491.
- 3 Onorato M., Costelli a., Garonne A.; *Drag measurement through wake analysis*, SAE, SP-569, International Congress and Exposition, Détroit, Michigan, February 27 - March 2, pp 85-93, 1984.
- 4 Gilliéron P.; *Analyse, modélisation et typologie des écoulements de culot dans l'automobile*, Association Aéronautique et Astronautique de France (AAAF), 36<sup>ième</sup> Congrès, Ecoulements Aval : Du Champ Propre au Sillage, Orléans, Conférence Invité, 20 - 22 mars 2000.
- 5 Mercker E. and Berneburg H.; *On the simulation of road driving of a passenger car in a wind tunnel using a moving belt and rotating wheels*, 3<sup>rd</sup> Int Conf Innovation And Reliability, Florence, April 8-10, 1992.
- 6 Wiedemann J.; *The influence of ground simulation and wheel rotation on aerodynamic drag optimization – Potential for reducing fuel consumption*, SAE paper n°960 672, Society of Automotive Engineers, Warrendale, Pa, 1996.
- 7 Gordon Leishman J.; *Principles of Helicopter Aerodynamics*, second edition, Cambridge Aerospace series, University Press, pp 55-56, 2006.

## COLLABORATION

Ce travail initié en 2001 s'est effectué en collaboration avec E. Thivolle-Cazat, chercheur dans le groupe "mécanique des Fluides & Aérodynamique" pour les développements MATLAB.

## PUBLICATIONS

- Thivolle-Cazat E. et Gilliéron P.; *Modèle analytique d'hélice ventilateur pour la conception des roues aspirantes*, 17<sup>ième</sup> Congrès Français de Mécanique, 29 Août au 02 Septembre, Troyes, France, 2005.
- Thivolle-Cazat E. & Gilliéron P.; *Flow analysis around a rotating wheel*, 13<sup>th</sup> International Symposium Lisbon, 26-29 June 2006.

## BREVETS

- Dispositif actif pour réduire la traînée aérodynamique d'un véhicule (roues aspirantes), brevet n° 02-15275, auteurs P. Gilliéron, A. Picavet & S. Parpais.
- Réduction de la consommation par diminution du pompage visqueux, brevet n°06-50419, auteurs P. Gilliéron & F. Leray.
- Dispositif de réduction de la traînée aérodynamique par aspiration au niveau des jantes - ventilateur axial, brevet n°06-55465, auteurs E. Andres, P. Gilliéron & D. Cabrie.

## IMPACT SUR LES TRAVAUX SUIVANTS

Ce travail initié dès 2003 a permis de montrer l'intérêt d'utiliser le disque de jante comme ventilateur axial. Les résultats issus des approches analytiques contenus dans ce document ont donné lieu à l'élaboration d'une approche analytique plus large qui a abouti à un outil de définition des profils de bras de jante pouvant être utilisés comme ventilateur axial. Des résultats ont été obtenus sur des maquettes à échelle réduite puis sur des véhicules automobiles. Des débits d'air aspirés ont été mesurés mais la difficulté rencontrée pour canaliser et utiliser le débit aspiré n'a pas encore permis de proposer de solution pour réduire la traînée aérodynamique. Les résultats peuvent cependant déjà être utilisés pour mieux refroidir les disques de freins. Le travail se poursuit.

## **Partie 3**

# **Contribution à l'analyse de configurations transitoires**



---

# De la sortie de tunnel avec vent traversier au coup de vent latéral et processus de dépassement et de croisement de deux véhicules

**Résumé :** *L'analyse des processus de coup de vent latéral, de dépassement et de croisement de deux véhicules est abordée à partir de l'étude de la sortie de tunnel avec vent traversier. Trois régions associées à trois phases transitoires distinctes sont successivement identifiées. L'analyse s'effectue à partir des équations caractéristiques d'un mouvement plan sur plan. Des mesures instationnaires d'accélération, de vitesse et d'angle de lacet relevés sur un véhicule en mouvement rectiligne uniforme qui intercepte un mur de vent transversal complètent et valident une partie des résultats déduits des approches analytiques. L'hypothèse d'une évolution pseudo harmonique des coefficients aérodynamiques pour la sortie de tunnel, le dépassement et le croisement est enfin utilisée pour mettre en évidence des fréquences et des longueurs d'onde caractéristiques.*

## 1. INTRODUCTION

Un véhicule automobile est un corps de faible allongement qui possède des cavités, un culot et qui se déplace à proximité du sol dans un écoulement turbulent à grand nombre de Reynolds. En régime de roulage, en ligne droite et sans perturbation extérieure, le dessin du véhicule, les contraintes de fonctionnement et d'habitabilité associées aux effets de rotation des roues dans des espaces confinés sont à l'origine de décollements importants. Ces décollements contribuent à accroître la traînée et les bruits aérodynamiques. Ils prennent principalement naissance sur l'avant du véhicule, au niveau des entrées et des sorties d'air, des parties latérales, du bouclier, des passages de roues, des montants latéraux de pare-brise, du soubassement, de la lunette arrière et du culot.

Le développement de ces décollements évolue sans cesse, augmente et diminue de manière dissymétrique lorsque le véhicule évolue sur route en conditions extérieures. Le véhicule est en effet soumis aux variations de la direction du vent relatif lié à son déplacement, aux effets instationnaires du vent naturel ainsi qu'aux phénomènes transitoires induits par le relief (coup de vent latéral) ou associés aux phases successives de dépassement ou de croisement. La distribution des pressions statiques pariétales autour du véhicule évolue alors rapidement, les efforts et les moments aérodynamiques deviennent fonctions du temps et le véhicule est soumis à des mouvements autour des axes de roulis, de tangage et de lacet. En pratique, les mouvements autour de l'axe de lacet sont les plus significatifs. Le conducteur effectue alors de rapides corrections de trajectoires qui peuvent avoir des effets négatifs sur la stabilité dynamique du véhicule et être à l'origine d'accidents. A ces phénomènes transitoires sont associées le plus souvent des variations de la traînée aérodynamique et une augmentation de la consommation.

Les techniques utilisées pour analyser les processus transitoires de coup de vent latéral, de dépassement et de croisement de deux véhicules ainsi que les principaux résultats relevés dans la bibliographie sont d'abord rappelés. L'analyse de ces processus est ensuite abordée de manière analytique et expérimentale à partir de l'étude du processus de sortie de tunnel avec vent traversier qui permet d'identifier trois domaines caractéristiques d'évolution. L'approche analytique s'effectue à partir d'un mouvement plan sur plan en choisissant de négliger les mouvements autour des axes de roulis et de tangage. Les résultats expérimentaux s'obtiennent à partir de mesures d'accélération angulaires et de relevés de trajectoires effectués sur un véhicule qui intercepte un mur de vent transversal. Une analyse fréquentielle des processus de coup de vent latéral, de dépassement et de croisement de deux véhicules basée sur l'hypothèse d'une évolution pseudo harmonique des efforts aérodynamiques est enfin proposée.

---

## 2. BIBLIOGRAPHIE

Le processus de coup de vent latéral est analysé à partir d'approches expérimentales et numériques difficiles à mettre en œuvre. D'un point de vue expérimental, des essais à échelles grandeur et réduite peuvent être réalisés. Pour les essais à échelle grandeur, le véhicule se déplace en ligne droite à vitesse stabilisée et est soumis localement à un vent latéral constant obtenu à partir d'une batterie de ventilateurs. Aucun résultat n'est cependant publié sur l'analyse mécanique des phénomènes physiques et l'évolution transitoire des efforts aérodynamiques.

Les expérimentations effectuées en soufflerie sur des maquettes à échelle réduite sont plus nombreuses mais restent essentiellement descriptives. Comme pour les expérimentations à échelle grandeur, aucune analyse ni modélisation analytique des phénomènes physiques n'est disponible. Certains auteurs proposent ainsi de catapulter les maquettes dans une direction perpendiculaire à la direction de l'écoulement incident. La mise en vitesse s'effectue alors le long d'une rampe rectiligne et la simulation du dérapage s'obtient en faisant varier la vitesse de l'écoulement incident. Macklin *et al* [1] comparent les réponses instationnaires et stationnaires des efforts latéraux et de portance ainsi que des moments de lacet et de roulis. Ces coefficients sont mesurés à l'aide d'une balance aérodynamique qui se déplace avec la maquette. Chadwick *et al* [2] déterminent les efforts latéraux et les moments de lacet par intégration des pressions statiques relevées sur la surface des maquettes pour différentes vitesses de déplacement. Pour toutes ces expérimentations, aucune information n'est donnée sur l'évolution des coefficients de traînée aérodynamique.

Garry *et al* [3] suggèrent de mettre les maquettes en oscillation autour de leur axe vertical. Une balance aérodynamique permet de mesurer le torseur aérodynamique et les écarts entre les réponses stationnaires et instationnaires. Les résultats montrent que les réponses stationnaires et instationnaires sur la traînée aérodynamique présentent un déphasage fonction de la géométrie de la maquette. Chometon *et al* [4] s'intéressent à l'évolution des sillages instationnaires à partir de maquettes à échelle réduite. L'analyse s'effectue à partir de relevés instationnaires de pertes de pression d'arrêt, mesurées dans les sillages en aval des culots. Les méthodes d'acquisition et de post traitement permettent de visualiser l'évolution du champ de pression instationnaire et de reconstituer un film. Les résultats mettent en évidence l'influence de l'évolution de l'angle de dérapage sur l'évolution topologique des structures tourbillonnaires de sillage ainsi que des phénomènes de déphasage [4] et d'hystérésis, Gilliéron *et al* [5]. Une autre solution consiste à soumettre une maquette fixe à un flux d'air généré par des profils oscillants, Bearman *et al* [6]. Les résultats montrent que les efforts instationnaires peuvent être évalués à partir des mesures stationnaires. Toutes ces expérimentations sont réalisées dans des souffleries à veine ouverte et semi-guidée. Dans ce type d'installation, la géométrie de la veine d'essais située en aval des maquettes modifie la structure du sillage et la distribution des pressions pariétales n'est plus représentative des conditions réelles. Dominy *et al* [7] proposent alors une autre approche. La maquette est immobile et disposée dans une veine ouverte sur l'extérieur et sans retour. L'écoulement incident est alors simulé par un jet dirigé suivant l'axe longitudinal et un jet latéral permet de simuler un écoulement traversier. Ce système permet de s'affranchir des problèmes d'inertie, de mesurer la réponse instationnaire du torseur aérodynamique et d'effectuer des mesures de vitesse et de pression en parallèle des essais. Bien que certaines similitudes puissent apparaître, la structure de l'écoulement instationnaire apparaît fondamentalement différente de la structure relevée en stationnaire.

D'un point de vue numérique, la réponse instationnaire d'une maquette simplifiée de véhicule automobile à un écoulement de direction variable est analysée à partir d'une évolution harmonique de l'angle de dérapage, Gilliéron [8]. Les évolutions instationnaires des coefficients aérodynamiques de traînée et d'effort latéral sont relevées puis comparées à des réponses stationnaires sans qu'aucune validation expérimentale ne puisse valider les résultats obtenus.

Le processus de dépassement a été analysé par de nombreux auteurs. Minato *et al* [9] analysent le

---

processus de dépassement de deux camions dans un espace confiné à partir d'expérimentations en soufflerie réalisées sur des maquettes simplifiées à échelle 1/40 pour des nombres de Reynolds rapportés à la longueur des maquettes égaux à  $0.95 \cdot 10^6$ . Ahmed Azim *et al* [10] [11] réalisent des expérimentations en soufflerie sur des maquettes de véhicules industriels et de berlines à échelle 1/10 et 1/60 mais toutes ces expérimentations s'effectuent pour des positions fixes des maquettes des véhicules dépassant et dépassé. Tsuei *et al* [12] proposent d'analyser le processus transitoire de dépassement d'un train de quatre véhicules à partir de berlines à échelle 1/20 pour des nombres de Reynolds égaux à  $3.3 \cdot 10^5$ . Gilliéron *et al* analysent le processus de dépassement à partir d'expérimentations numériques [13] et d'essais en soufflerie [14] permettant de reproduire des processus statiques (vitesse relative de dépassement nulle) et transitoires (vitesse relative de dépassement non nulle). Les influences des espacements longitudinal et transversal entre les véhicules dépassant et dépassé avec et sans vent latéral [14] sur les coefficients aérodynamiques de traînée, d'effort latéral et/ou de moment de lacet sont successivement mises en évidence et analysées. Les résultats montrent que les évolutions transitoires des efforts et des moments aérodynamiques des véhicules dépassant et dépassé sont pseudo harmoniques et caractérisées par des fréquences et des nombres de Strouhal. Le processus de déboîtement, abordé par voie numérique, est enfin présenté et analysé à partir de géométries simplifiées [8]. Concernant le processus de croisement, aucun papier n'a été à notre connaissance publié.

### 3. BASES THEORIQUES

Un véhicule automobile qui se déplace à la vitesse  $V_0$  dans une direction ( $\Delta$ ) est soumis à un coup de vent latéral lorsque la direction de déplacement de la masse d'air qui entoure le véhicule évolue brusquement en fonction de l'instant de date  $t$ . Ce phénomène s'accompagne de rapides modifications de la distribution des pressions statiques pariétales et les caractéristiques aérodynamiques du véhicule deviennent fonctions du temps. La connaissance de ces évolutions est particulièrement importante lorsqu'il s'agit d'identifier des solutions destinées à améliorer la stabilité dynamique des véhicules automobiles.

Ce type d'évolution apparaît à la sortie d'un tunnel lorsque la direction de déplacement de la masse d'air n'est pas parallèle à la direction de déplacement du véhicule ou lors des phases de croisement ou de dépassement de deux véhicules. Ces trois situations sont successivement analysées à partir de résultats analytiques et/ou expérimentaux développés à partir du processus transitoire de sortie de tunnel en présence de vent latéral.

La sortie de tunnel est modélisée à l'aide d'un mur de vent disposé perpendiculairement à la trajectoire initiale du véhicule et analysée à partir des équations générales de la mécanique. L'évolution des équations, efforts et moments, est discutée en fonction de la position du véhicule par rapport au mur de vent. Les résultats obtenus sont alors utilisés pour proposer un modèle analytique de détermination du coefficient aérodynamique d'effort latéral. Des mesures expérimentales d'accélération, de vitesse et d'angle de lacet effectuées sur un véhicule équipé d'une centrale inertielle (balise GPS & accéléromètres) fournissent ensuite des informations qui sont utilisées pour analyser la nature transitoire des phénomènes physiques et fournir des ordres de grandeurs. L'hypothèse d'une évolution pseudo harmonique des coefficients aérodynamiques est ensuite utilisée pour proposer une approche fréquentielle d'analyse des phénomènes physiques de dépassement et de croisement de deux véhicules.

**3.1 Equation générale du mouvement :** L'analyse du processus de sortie de tunnel avec vent traversier s'effectue à partir d'un véhicule qui se déplace à la vitesse constante  $V_0$  sur une trajectoire rectiligne. La trajectoire intercepte un mur de vent transversal, constant en intensité et direction sur une longueur  $L_{VT}$  et une hauteur  $H_{VT}$  respectivement supérieures à la longueur  $L$  et hauteur  $H$  du

véhicule. Cette configuration permet d'étudier le coup de vent latéral et l'évolution d'un véhicule soumis à un vent traversier constant. Avant la sortie du tunnel et l'entrée dans le mur de vent, les directions du véhicule et du vent traversier sont perpendiculaires, voir fig. 1.

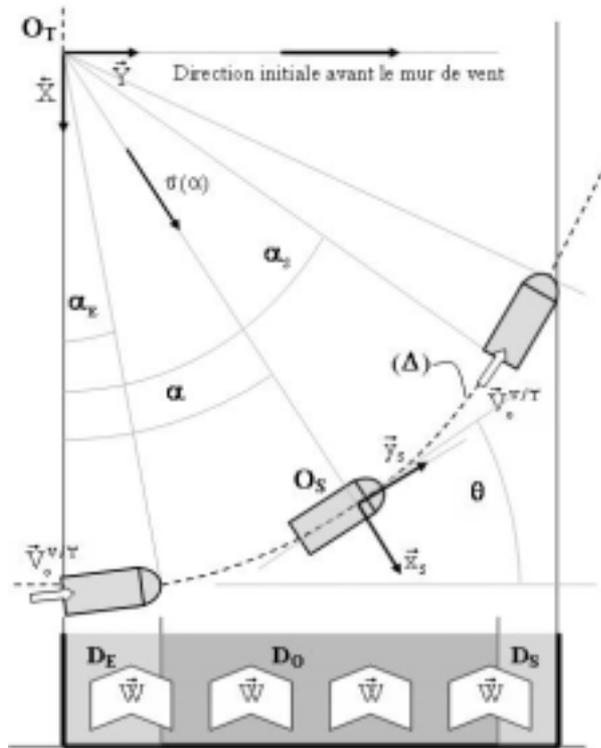


Fig. 1 – Trajectoire du véhicule dans le mur de vent. Les repères  $(O_T, \bar{X}, \bar{Y})$  et  $(O_S, \bar{x}_S, \bar{y}_S)$  sont respectivement associés aux repères terrestres et véhicule.

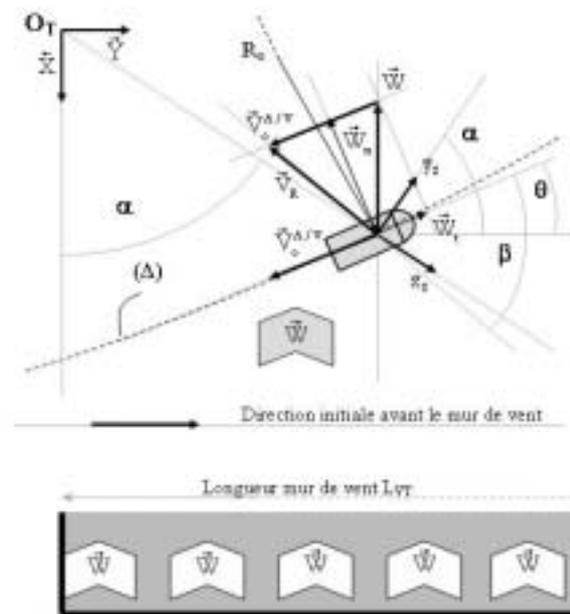


Fig. 2 – Vitesse résultante  $\bar{V}_R$  de l'air par rapport au véhicule issue de la composition de la vitesse du vent traversier  $\bar{W}$  avec  $\bar{V}_0^{A/V}$ , la vitesse de la masse d'air sans vent traversier par rapport au véhicule.

La configuration ainsi décrite permet de distinguer trois domaines. Un premier domaine noté  $D_E$  qui correspond à l'entrée du véhicule dans le mur de vent, fig. 1. Durant cette phase, la partie avant du véhicule subit l'effet du vent latéral qui influence progressivement la totalité du véhicule jusqu'au culot. La distribution de pression autour du véhicule évolue continûment et la trajectoire  $(\Delta)$  du véhicule s'incurve sous l'effet des efforts aérodynamiques. Un second domaine noté  $D_0$  où le véhicule est totalement contenu dans le mur de vent de direction  $X$  et de vitesse  $W$ , fig. 2. Dans ce domaine et comme précédemment, la trajectoire et la position transversale du véhicule par rapport au mur de vent évoluent en continu sous l'effet des efforts aérodynamiques. Le troisième domaine noté  $D_S$  correspond enfin au début de sortie du véhicule du mur de vent qui cesse d'influencer progressivement la trajectoire du véhicule. Comme pour l'entrée dans le mur de vent, la distribution des pressions pariétales et des efforts aérodynamiques évolue continuellement.

Pour toutes ces évolutions, la vitesse résultante  $\bar{V}_R$  de l'écoulement autour du véhicule, somme vectorielle de la vitesse de l'air par rapport au véhicule  $\bar{V}_0^{A/V}$  (notée pour simplifier  $\bar{V}_0$ ) et du vent traversier  $\bar{W}$ , évoluent continûment. Les angles de lacet  $\theta$  et de dérapage  $\beta$  formés respectivement entre la direction de déplacement initiale  $\bar{Y}$  et la direction de déplacement du véhicule d'une part et la direction du vecteur vitesse résultant  $\bar{V}_R$  relevée par rapport à la trajectoire du véhicule d'autre part évoluent alors en fonction de la position relative du véhicule par rapport à l'entrée dans le mur de

vent, fig. 2. L'angle de lacet  $\theta$  s'obtient à partir de l'équation du mouvement  $Y=f(X)$  dans le repère  $(O_T, \bar{X}, \bar{Y})$  qui permet ensuite d'accéder, via l'angle de lacet  $\theta$ , à l'angle de dérapage  $\beta$  donné par :

$$\beta = \text{Ar cos} \left[ \frac{V_o - W \sin \theta}{(W^2 + V_o^2 - 2 V_o W \sin \theta)^{0.5}} \right] \quad (1)$$

Le mouvement du véhicule est considéré comme un mouvement plan sur plan (on néglige les effets de roulis et de tangage) et l'analyse s'effectue par rapport au référentiel terrestre fixe  $(\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z})$  de centre  $O_T$  et au référentiel mobile  $(\bar{x}_S, \bar{y}_S)$  d'origine  $O_S$ , voir figure 1. L'angle polaire relevé à chaque instant entre les vecteurs unitaires  $\bar{x}_S$  et  $\bar{X}$  est noté  $\alpha$ . Le véhicule se déplace sur sa trajectoire à la vitesse constante  $V_o$  par rapport au repère terrestre et égale à sa vitesse avant l'entrée dans le mur de vent.

Les efforts sont exprimés par rapport au référentiel fixe et les moments exprimés dans le référentiel mobile par rapport au centre de gravité  $G$ . Dans les développements qui suivent, les coordonnées de tout point  $P$  dans les référentiels  $(O_T, \bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z})$  et  $(O_S, \bar{x}_S, \bar{y}_S, \bar{z}_S)$  sont respectivement notés  $(X_P, Y_P, Z_P)$  et  $(x_P, y_P, z_P)$ . De même, les composantes de tout vecteur  $\vec{P}$  dans ces mêmes référentiels sont notées  $(P_X, P_Y, P_Z)$  et  $(P_x, P_y, P_z)$ . Le moment d'inertie par rapport à la droite  $Gz_S$  est enfin noté  $C$  et les produits d'inertie du véhicule par rapport aux directions  $Gx_S$  et  $Gz_S$  d'une part et  $Gy_S$  et  $Gz_S$  d'autre part, notés  $E$  et  $D$ .

Les efforts appliqués sur le véhicule à tout instant sont (voir figure 3) :

- la résultante aérodynamique  $\vec{A}(A_x, A_y, A_z)$  appliquée au centre de poussée repéré  $C_p$ . Les composantes  $A_x$  (effort latéral) et  $A_y$  (effort de traînée) sont négatives compte tenu des sens du mouvement et du vent traversier (efforts de pression au vent supérieurs aux efforts de pression sous le vent).
- le poids  $\vec{P}(P_x, P_y, P_z)$  appliqué au centre de gravité  $G(x_G, y_G, z_G)$  avec  $P_x = P_y = 0$ ,  $P_z = Mg$  avec  $M$  la masse du véhicule et  $g$  l'accélération de la pesanteur.
- la traction ou propulsion  $\vec{T}(T_x, T_y, T_z)$  avec  $T_z = 0$  appliquée au point  $Q(x_Q, y_Q, z_Q)$  contenu dans le plan de symétrie longitudinal du véhicule qui contient les barycentres des bandes de roulement des roues.
- la réaction du sol et frottement  $\vec{R}(R_x, R_y, R_z)$  appliquée au point  $S(x_S, y_S, z_S = 0)$ .

En notant  $X''$ ,  $Y''$  et  $Z''$  les accélérations du centre de gravité dans le référentiel terrestre  $(\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z})$  alors les composantes du torseur des efforts fournissent les 3 équations suivantes :

$$(A_x + R_x + T_x) \cos \alpha - (A_y + R_y + T_y) \sin \alpha = M X'' \quad (2)$$

$$(A_x + R_x + T_x) \sin \alpha + (A_y + R_y + T_y) \cos \alpha = M Y'' \quad (3)$$

$$-Mg + R_z = 0 \quad (4)$$

Les moments des efforts exprimés enfin au centre de gravité  $G$  du véhicule dans le repère mobile  $(O_G, \bar{x}_S, \bar{y}_S, \bar{z}_S)$  fournissent les 3 équations :

$$-E\alpha'' + D\alpha'^2 = (y_{Cp} - y_G)A_z - (z_{Cp} - z_G)A_y + (y_S - y_G)R_z - (z_S - z_G)R_y - (z_Q - z_G)T_y \quad (5)$$

$$-E\alpha'' + D\alpha'' = (z_{Cp} - z_G)A_x - (x_{Cp} - x_G)A_z + (z_S - z_G)R_x - (x_S - x_G)R_z + (z_Q - z_G)T_x \quad (6)$$

$$C\alpha'' = (x_{Cp} - x_G)A_y - (y_{Cp} - y_G)A_x + (x_S - x_G)R_y - (y_S - y_G)R_x + (x_Q - x_G)T_y - (y_Q - y_G)T_x \quad (7)$$

avec  $x_G, y_G$  et  $z_G$ , les coordonnées du centre de gravité dans le repère mobile  $(\bar{x}_S, \bar{y}_S)$ , fig. 3. Dans les développements qui suivent et pour simplifier, l'origine du repère  $(O_S, \bar{x}_S, \bar{y}_S, \bar{z}_S)$  et le centre de gravité  $G$  sont contenus dans le plan de symétrie longitudinal du véhicule  $(x_G = 0)$ , fig. 3.

En supposant connus à chaque instant les points d'application des efforts appliqués sur le véhicule, les composantes de l'effort aérodynamique, du poids et de l'effort de traction ou de propulsion, les relations (2), (3), (4), (5), (6) et (7) fournissent un système de 6 équations à 6 inconnues  $(R_x, R_y, R_z, X'', Y'', \alpha'')$ . Ces variables étant identifiées, l'angle de lacet  $\theta$  s'obtient à partir de l'intégration en fonction du temps des composantes des accélérations  $X''$  et  $Y''$ .

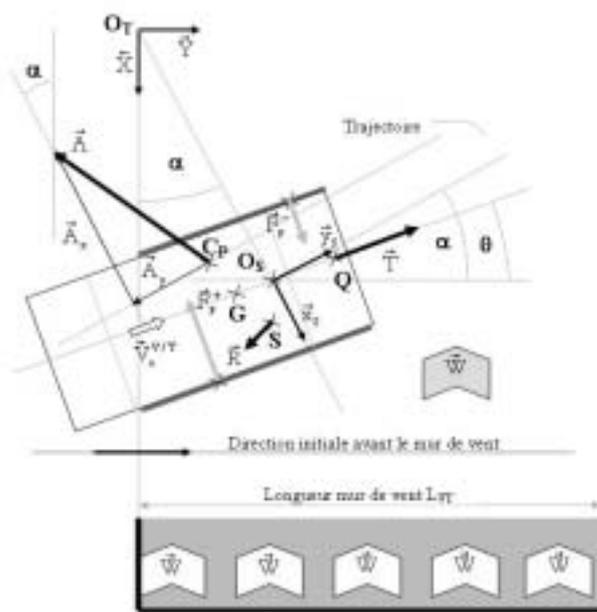


Fig.3 - Vecteurs vitesses et angles caractéristiques, configuration courante du véhicule soumis à l'influence du mur de vent.

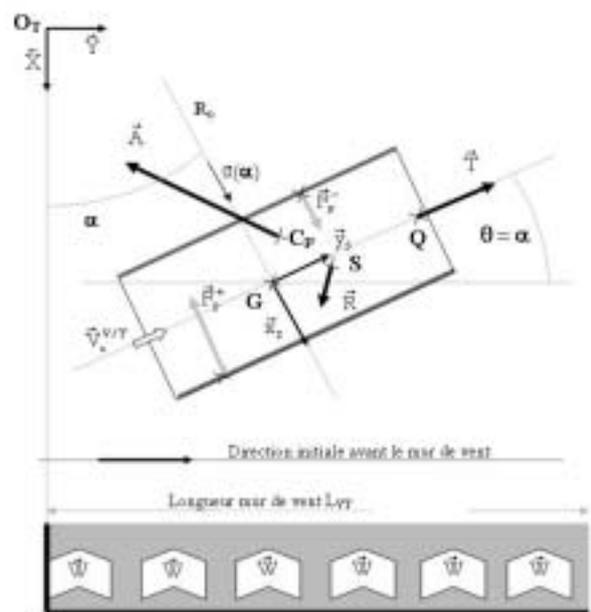


Fig. 4 Mouvement plan circulaire, à accélération centrale.

**(i) De la position du centre de gravité  $G$  par rapport au plan médian longitudinal :** Si le centre de gravité et la direction de l'effort de traction ou de propulsion sont contenus dans le même plan (hypothèse), la composante sur l'axe  $z_S$  du moment de cet effort par rapport au centre de gravité est nulle. L'équation (7) devient :

$$C\alpha'' = (x_{Cp} - x_G)A_y - (y_{Cp} - y_G)A_x + (x_S - x_G)R_y - (y_S - y_G)R_x \quad (8)$$

Le sens du moment de lacet est alors fonction des positions du centre de poussée  $C_p$  et du point d'application  $S$  de l'effort de réaction  $\bar{R}$  par rapport au centre de gravité  $G$ .

**(ii) De la position du centre de poussée  $C_p$  par rapport au centre de gravité :** En choisissant de ne pas considérer la composante du frottement de la réaction  $\bar{R}$ , la trajectoire s'écarte du mur de vent si le centre de poussée  $C_p$  se situe à l'avant du centre de gravité (domaine  $D_E$ , fig. 1). A l'inverse, si le centre de poussée se situe à l'arrière du centre gravité (domaine  $D_S$ ), la trajectoire converge vers le mur de vent. Ce phénomène est classique en mécanique du vol lors des phases de décollage ou

d'atterrissage avec vent de travers. Si la résultante des efforts aérodynamiques passe enfin par un des plans qui contient la verticale au point G, le moment autour de l'axe  $z_S$  est nul et l'équation (8) devient :

$$C\alpha'' = (x_S - x_G)R_y - (y_S - y_G)R_x \quad (9)$$

Cette expression s'annule lorsque la résultante des efforts de réaction et de frottement  $\vec{R}$  est contenue dans un des plans qui contient la verticale au centre de gravité G. La composante sur  $z_S$  du moment des efforts résultants est nul, la vitesse de variation de l'angle de lacet notée  $\alpha'$  est constante et la trajectoire locale devient circulaire. Ce cas est développé au paragraphe (iv).

**(iii) De la position du point d'application S (réaction du sol et frottement) :** En l'absence d'effort aérodynamique latéral, l'effort de réaction et de frottement  $\vec{R}$  se réduit à la réaction du sol qui équilibre le poids et au frottement dans la direction du déplacement du véhicule. La réaction du sol se distribue sur les bandes de roulement du véhicule en fonction de la répartition de masse dans le volume du véhicule et passe par le centre de gravité G. Le frottement est parallèle à la direction de déplacement et distribué de manière symétrique à gauche et à droite du plan de symétrie longitudinal du véhicule. Si le centre de gravité est contenu dans ce plan, le moment résultant de l'effort longitudinal de frottement au centre de gravité G suivant l'axe  $z_S$  est nul.

En présence d'un effort aérodynamique latéral, plusieurs cas sont à envisager en fonction de la position du véhicule dans le mur de vent (fig. 1). Lorsque le véhicule entre dans le mur de vent (domaine  $D_E$ ), l'effort latéral de frottement s'exerce principalement sur le train avant pour ensuite se répartir de l'avant vers l'arrière en fonction de la géométrie du véhicule lorsque le véhicule s'installe dans le mur de vent. Dans ces conditions, le point d'application S de la composante du frottement latérale de la résultante  $\vec{R}$  se situe à l'avant du centre de gravité. La situation s'inverse lorsque le véhicule quitte le mur de vent (domaine  $D_S$ , voir fig. 1) et l'effort de frottement est plus important sur le train arrière. Entre ces deux positions (domaine  $D_O$ ), la position de l'effort latéral de frottement est liée à la distribution longitudinale de la surface latérale au vent et par conséquent à la position du centre de poussée. Dans tous les cas, l'effort latéral de frottement s'oppose au mouvement du véhicule induit par l'effort aérodynamique latéral et ne peut être supérieur à l'effort aérodynamique généré par le vent traversier. Le mouvement du véhicule sur sa trajectoire est ainsi principalement fonction de la position du centre de poussée  $C_p$ .

**(iv) Moments aérodynamique et de frottement latéral opposés :** En l'absence de considération sur la position du point d'application S et du centre de poussée  $C_p$ , la vitesse de variation de l'angle de lacet notée  $\alpha'$  est constante (notation  $\alpha'_0$ ) si les composantes sur  $z_S$  des moments des efforts aérodynamique  $\vec{A}$  et de réaction  $\vec{R}$  s'annulent au point G. Dans ce cas, le véhicule se déplace à la vitesse tangentielle  $V_0$  (vitesse initiale du véhicule avant le mur de vent que le conducteur maintient constante) sur un arc de cercle de centre  $C_o$ , situé à gauche ou à droite de la trajectoire initiale, et de rayon  $R_o$  donné par (fig. 5 & 6) :

$$R_o = \frac{V_0}{\alpha'_0} \quad (11)$$

L'angle polaire  $\alpha$  s'identifie à l'angle de lacet  $\theta$  et varie linéairement en fonction du temps. Le mouvement est à accélération centrale, le torseur peut s'analyser par rapport au repère fixe  $(C_o, \vec{X}, \vec{Y})$  et le mouvement est décrit par l'équation (voir fig. 4) :

$$\sum \vec{F}_{\text{ext}} = -M \frac{V_0^2}{R_o} \vec{u}(\alpha) \quad (12)$$

avec  $\sum \vec{F}_{\text{ext}}$  la somme des forces extérieures ( $\vec{A}, \vec{R}, \vec{T}$ ) appliquées sur le véhicule et  $\vec{u}(\alpha)$  le vecteur unitaire dirigé du centre de courbure vers le centre de gravité G du véhicule sur sa trajectoire (le plan (X,Y) contient ici le centre de gravité G), voir fig. 5.

Dans cette équation, l'effort aérodynamique latéral  $F_{x_s}(\theta)$  donné par :

$$F_{x_s}(\alpha) = C_{x_s}(\alpha) \frac{\rho}{2} V_R^2 S_{\text{ref}} \quad (13)$$

s'exerce à tout instant en tout point de la trajectoire avec :

- $C_{x_s}$ , le coefficient de dérive du véhicule sur l'axe  $x_s$ ,
- $V_R$ , la vitesse relative du vent par rapport au véhicule,
- $S_{\text{ref}}$ , le maître-couple du véhicule (par définition du coefficient aérodynamique).

La détermination de l'effort latéral nécessite alors d'identifier à chaque instant la valeur de la vitesse résultante  $V_R$  de la masse d'air par rapport au véhicule sur sa trajectoire. Son expression est donnée par (voir fig. 6) :

$$V_R = V_0 - W \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) = V_0 - W \sin \alpha \quad (14)$$

à laquelle est à chaque instant associé l'angle de dérapage  $\beta$  (fig. 6) :

$$\beta = \text{Ar cos} \left[ \frac{V_0 - W \sin \alpha}{(W^2 + V_0^2 - 2 V_0 W \sin \alpha)^{0.5}} \right] \quad (\text{avec } \alpha = \theta, \text{ fig. 4}) \quad (15)$$

L'effort aérodynamique latéral donné par (13) s'exprime alors par :

$$F_{x_s} = C_{x_s} \frac{\rho}{2} (V_0 - W \sin \alpha)^2 S_{\text{ref}} \quad (16)$$

Cette force est à l'origine de la trajectoire circulaire, de l'accélération centrale en  $\frac{V_o^2}{R_o}$  et montre que le coefficient d'effort latéral évolue continûment en fonction de la position angulaire  $\alpha$ . Cette relation permet d'accéder au coefficient aérodynamique d'effort latéral donné par :

$$C_{x_s}(\alpha) = \left( \frac{m V_o^2}{R_o} - F_f(\alpha) \right) \frac{2}{\rho (V_0 - W \sin \alpha)^2 S_{\text{ref}}} \quad (17)$$

qui en négligeant l'effort de frottement devient :

$$C_{x_s}(\alpha) = \left( \frac{m V_o^2}{R_o} \right) \frac{2}{\rho (V_0 - W \sin \alpha)^2 S_{\text{ref}}} \quad (18)$$

La relation précédente permet alors d'évaluer le coefficient aérodynamique d'effort latéral  $C_{x_s}(\theta)$  en fonction de l'angle de lacet  $\theta = \alpha$ , fonction de l'instant de date t, dont la valeur maximale est donnée par :

$$\alpha_{\text{max}} = \text{Arcsin}\left(\frac{L_{VT}}{R_o}\right) \text{ avec } L_{VT} = R_o \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha_{\text{max}}\right) \quad (19)$$

Les valeurs des coefficients d'effort latéral obtenues en faisant varier l'angle de dérapage  $\beta$  pour les

valeurs de  $\alpha$  variant de 0 à  $\alpha_{\max}$  peuvent alors être comparées aux valeurs mesurées expérimentalement en soufflerie lorsque l'effet de blocage peut-être négligé. Les souffleries disponibles en France ne permettant pas aujourd'hui de mesurer de manière satisfaisante les efforts aérodynamiques au-delà de  $30^\circ$ , seule l'interpolation permet d'estimer les coefficients et en particulier le coefficient d'effort latéral.

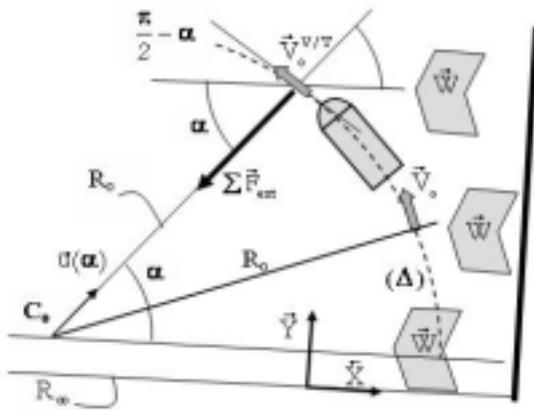


Fig. 5 – Véhicule sur sa trajectoire avec effort latéral exercé sur le véhicule à l'intérieur du mur de vent.

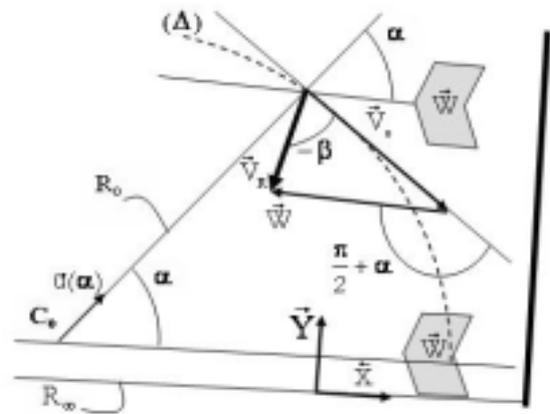


Fig. 6 – Vecteur vitesse résultant  $\vec{V}_R$  et angle de dérapage  $\beta$ .

Représentation centre de courbure à gauche de la trajectoire initiale dans le sens du déplacement.

#### 4. APPORTS DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats précédents sont confrontés à des résultats issus d'expérimentations réelles effectuées sur piste à partir de mesures d'accélération, de vitesse et d'angle de lacet. Le véhicule de type Clio III (fig. 7), se déplace en air calme à vitesse stabilisée sur une trajectoire rectiligne puis intercepte un mur de vent transversal de 22 mètres de longueur dont la vitesse est supposée uniforme dans les sens de la longueur et de la hauteur, fig. 8. Le mur de vent est constitué de 16 ventilateurs industriels adjacents disposés perpendiculairement à la trajectoire initiale du véhicule. Pour tous les essais, la vitesse du véhicule et la vitesse du vent transversal peuvent évoluer de manière continue et respectivement atteindre  $40 \text{ m.s}^{-1}$  et  $20 \text{ m.s}^{-1}$ . Les mesures sont relevées pour les configurations volant lâché et volant bloqué (le conducteur lâche ou maintient en position le volant avant d'entrer dans le mur de vent) à l'entrée du mur de vent. Pour une vitesse  $V_0$  du véhicule égale à  $33 \text{ m.s}^{-1}$  et en négligeant l'écart de trajectoire associé au vent latéral, la durée de traversée du mur de vent est égale à 0.67 s.

Les accélérations, les vitesses et les angles de lacet relevés entre l'entrée et la sortie du mur de vent sont mesurés à l'aide d'une centrale inertielle OXTS (OXford Technical Solutions) de type TR 3200 embarquée dans le véhicule. Cette centrale comprend 3 accéléromètres et 3 gyroscopes couplés à un système de localisation par satellite désigné GPS. La centrale est posée sur le tunnel central à l'arrière des sièges avant et maintenue par un mât relié au pavillon. Le système GPS comprend 3 balises. Une des balises est fixée sur le pavillon et les deux autres positionnées à l'entrée et à la sortie de la piste d'essais de part et d'autre du mur de vent. Les deux dernières balises sont activées au moins 1 heure avant l'essai. Une balise infra rouge, embarquée dans le véhicule et associée à deux récepteurs positionnés de part et d'autre du mur de vent, permet de repérer les instants d'entrée et de sortie du véhicule dans le mur de vent. L'acquisition des données s'effectue à la fréquence de 100 Hertz et la position du véhicule est à chaque instant relevée avec une précision de 0.095 m. Pour une vitesse de déplacement du véhicule  $V_0=33 \text{ s}^{-1}$  et un mouvement circulaire uniforme, les erreurs sur la vitesse et l'accélération normale sont alors respectivement égales à  $6.2 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$  et  $5.4 \cdot 10^{-3} \text{ m.s}^{-2}$ . La

détermination des vitesses et des positions angulaires s'obtient enfin par dérivation des informations de positions issues de la balise GPS ou par intégration des accélérations relevées par les accéléromètres. En pratique, les deux solutions sont utilisées puis comparées pour valider les résultats finaux.

Les relevés des accélérations, des vitesses et des angles de lacet pour les vitesses longitudinale du véhicule et transversale du mur de vent respectivement égales à  $33 \text{ m.s}^{-1}$  et  $20 \text{ m.s}^{-1}$  sont reportés figures 9, 11 et 12. La durée de traversée du mur de vent est proche de 0.9 s et les phases transitoires d'entrée et de sortie respectivement égales à 0.12 et 0.20 s. L'écart de durée entre l'entrée et la sortie est associé à l'écart de trajectoire induit par le vent traversier qui augmente la distance parcourue par le véhicule dans le domaine d'influence du vent traversier.

Les résultats reportés sur la figure 9 montrent que l'accélération angulaire relevée durant les phases transitoires d'entrée et de sortie (domaines  $D_E$  et  $D_S$  de la fig. 1) peut être considérée comme une fonction linéaire de l'instant  $t$ . Elle atteint des valeurs proches de  $21^\circ.s^{-2}$  dès l'entrée du mur de vent, décroît progressivement, devient nulle puis augmente (en valeur absolue) de nouveau à l'approche de la sortie. La vitesse de lacet augmente de 0 à  $2.5^\circ.s^{-1}$  lors de l'entrée du véhicule dans le mur de vent (domaine  $D_E$ , angle  $\alpha$  varie de 0 à  $\alpha_E$  voir fig. 1), reste constante lorsque le véhicule est complètement contenu dans le mur de vent (domaine  $D_O$ , fig. 1) puis décroît pour tendre vers 0 lorsque le véhicule quitte le mur de vent (domaine  $D_S$ , pour  $\alpha \geq \alpha_S$  voir fig. 1). A ces évolutions est associé un accroissement rapide en fonction du temps de l'angle de lacet  $\theta$  (fig. 2 & 12) lorsque le véhicule entre dans le mur de vent qui devient linéaire lorsque le véhicule reste contenu dans le mur de vent (domaines  $D_O$ ). Cet angle reste constant et égal à  $1.8^\circ$  lorsque le véhicule sort du mur de vent, (domaine  $D_S$ ).



Fig. 7 – Clio III vue de côté. Une centrale inertielle OXTS de type TR 3200 Real Time et une balise GPS embarquées permettent d'accéder aux accélérations, vitesses et angles de lacet.



Fig. 8 - Batterie de 2 fois 8 ventilateurs (16 ventilateurs) disposés parallèlement à la piste d'essais. Les barrières de sécurité sont retirées lors des essais et le véhicule se déplace de la droite vers la gauche.

Aucune différence significative n'est relevée sur les accélérations entre les configurations volant bloqué et volant lâché, voir fig. 10. Le véhicule évolue alors sur la trajectoire sous l'action des seuls efforts aérodynamiques et du frottement, les roues restent parallèles au plan médian longitudinal du véhicule, le véhicule dérape et s'éloigne du mur de vent. Une analyse des trajectoires relevées dans les mêmes conditions à partir de géométries différentes (bicorps, tricorps, culot droit), de distributions de masses, de portes à faux et d'empattements distincts, permettra d'identifier les paramètres les plus déterminants.

#### 4.1 Equations horaires pour les phases d'entrée et de sortie du mur de vent :

L'accélération angulaire de lacet  $\theta''$  évoluant de manière quasi linéaire en fonction de l'instant de date  $t$  durant les phases d'entrée et de sortie du mur de vent, son expression est donnée par :

$$\theta'' = A t \quad \text{avec } A \text{ une constante à déterminer.} \quad (20)$$

La vitesse angulaire  $\theta'$  et l'angle de lacet  $\theta$  peuvent alors être respectivement représentés par les équations suivantes (voir fig. 9) :

$$\theta' = \omega(t) = A \frac{t^2}{2} \quad (21)$$

$$\theta(t) = \frac{A}{6} t^3 \quad (22)$$

A cette évolution de l'angle de lacet est associée l'évolution de l'angle de dérapage donné par :

$$\beta(t) = \text{Ar cos} \left[ \frac{V_o - W \sin \theta(t)}{(W^2 + V_o^2 - 2 V_o W \sin \theta(t))^{0.5}} \right] \quad (23)$$

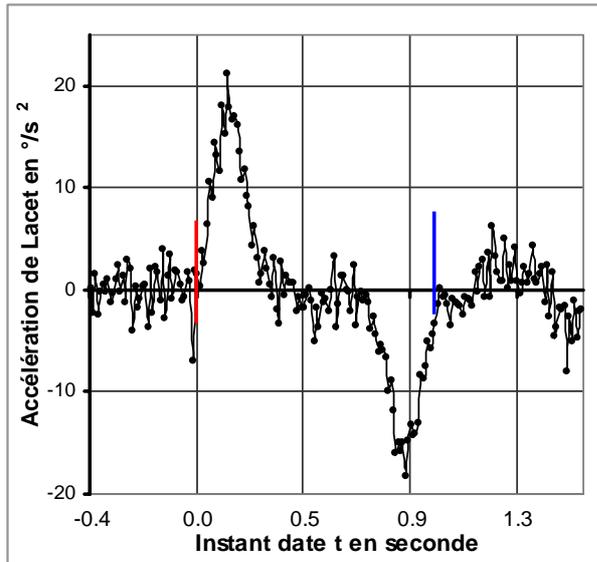


Fig. 9 – Accélération angulaire  $\theta''$  ( $^{\circ}.s^{-2}$ ), configuration volant lâché. Repère vertical rouge pour entrée dans le mur de vent, repère vertical bleu pour sortie du mur de vent.

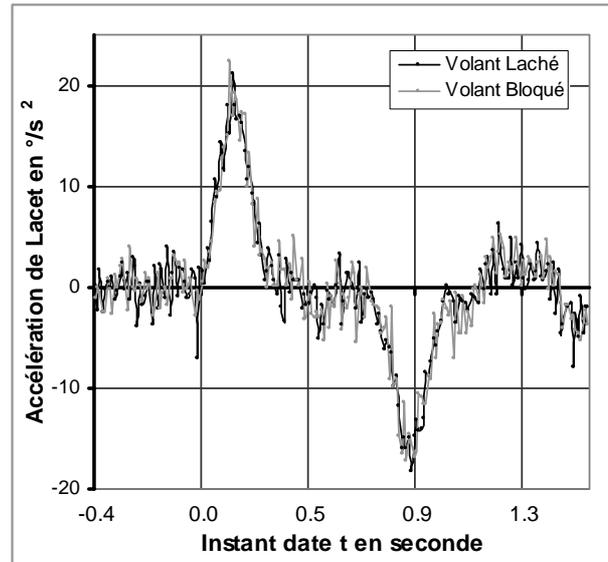


Fig. 10 – Accélération angulaire  $\theta''$  ( $^{\circ}.s^{-2}$ ), comparaison configurations volant lâché (le conducteur lâche le volant à l'entrée du mur de vent) et volant bloqué (le conducteur bloque le volant à l'entrée du mur de vent).

En estimant la durée maximale d'entrée complète dans le mur de vent par :

$$t_{\max} \approx \frac{L}{V_o} \text{ avec } L, \text{ la longueur du véhicule} \quad (24)$$

La vitesse angulaire, l'angle de lacet et l'angle de dérapage maximum peuvent respectivement être évalués par :

$$\theta'_{\max} = \omega_{\max} \approx \frac{A}{2} \frac{L^2}{V_o^2} \quad (25)$$

$$\theta_{\max} \approx \frac{A}{6} \frac{L^3}{V_o^3} \quad (26)$$

$$\beta_{\max}(t) = \text{Ar cos} \left[ \frac{V_o - W \sin \theta_{\max}}{(W^2 + V_o^2 - 2 V_o W \sin \theta_{\max})^{0.5}} \right] \quad (27)$$

La connaissance expérimentale de la vitesse maximale de lacet donnée par (25) et relevée en fin de phase transitoire d'entrée complète dans le mur de vent permet alors de déterminer la valeur de la

constante A donnée par :

$$A = \frac{2 \omega_{\max} V_o^2}{L^2} \quad (28)$$

Cette valeur introduite dans les relations (20), (21) et (22) fournit à chaque instant l'accélération angulaire, la vitesse angulaire et l'angle de lacet pour l'évolution transitoire d'entrée dans le mur de vent. Associées à la trajectoire relevée par satellite (balise GPS embarquée), ces valeurs peuvent alors être utilisées pour estimer à chaque instant les valeurs des angles, vitesses angulaires et accélérations respectivement notées  $\alpha$ ,  $\alpha'$  et  $\alpha''$  des équations du mouvement (2), (3), (4), (5), (6) et (7) pour réduire le nombre d'inconnus du phénomène physique décrit au paragraphe 3.1. Une approche identique peut-être utilisée pour déterminer de manière analytique les équations horaires des accélérations, vitesses angulaires et angles de lacet associés au processus de sortie du mur de vent.

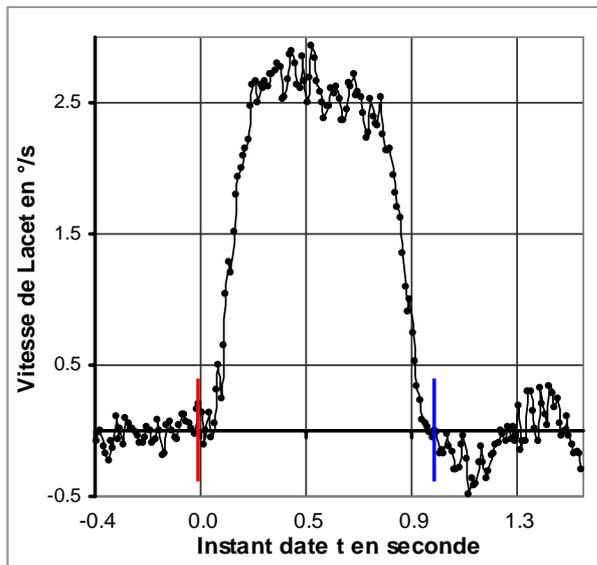


Fig. 11 – Evolution de la vitesse de lacet  $\theta'$  en fonction de l'instant de date t, configuration volant lâché. Repère vertical rouge pour entrée dans le mur de vent, repère vertical bleu pour sortie du mur de vent.

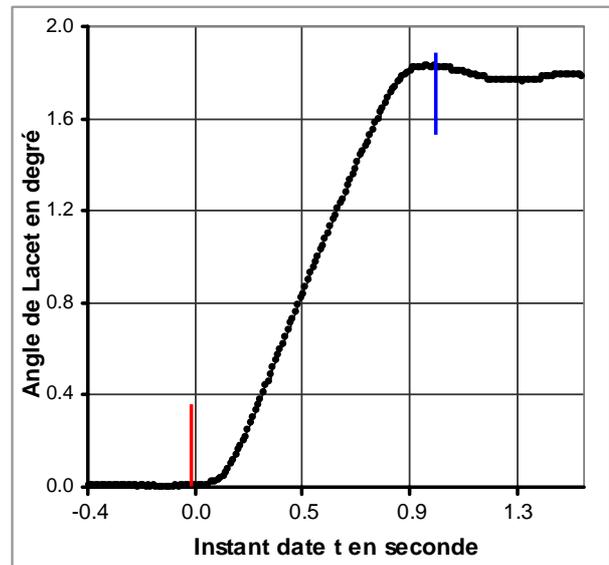


Fig. 12 – Evolution de l'angle de lacet  $\theta$  en fonction de l'instant de date t, configuration volant lâché. Repère vertical rouge pour entrée dans le mur de vent, repère vertical bleu pour sortie du mur de vent.

Vitesse du véhicule  $V_o$  constante et égale à 33 m.s<sup>-1</sup>,  
vitesse du vent transversal  $W$  issu du mur de vent constante et égale à 20 m.s<sup>-1</sup>.

**4.2 Equations horaires lorsque le véhicule est contenu dans le mur de vent :** Pour le véhicule et la configuration étudiés, les résultats reportés figure 12 montrent que l'évolution de l'angle de lacet en fonction du temps est linéaire. La vitesse angulaire  $\theta' = \omega(t)$  peut alors être considérée constante lorsque l'angle polaire  $\alpha$  reste contenu dans l'intervalle  $[\alpha_E, \alpha_S]$ , voir fig. 1. Dans ces conditions et d'après ce qui précède, le véhicule se déplace sur une trajectoire circulaire de rayon  $R_o$  donné par (11) avec  $\theta' = \alpha'_o$ . Il est alors possible de déterminer à chaque instant la vitesse relative de la masse d'air par rapport au véhicule (relation (14)), l'angle de dérapage  $\beta$  (relation (15)) et le coefficient aérodynamique d'effort latéral donné par (17) ou estimé par (18).

## 5. ANALYSE FREQUENTIELLE

Les phénomènes physiques mis en évidence dans le cadre de ce travail peuvent être utilisés pour analyser les processus de coup de vent latéral, de dépassement et de croisement de deux véhicules. Dans ces deux derniers cas, le vent latéral  $W$  doit être remplacé par une distribution pariétale dissymétrique des pressions statiques qu'exerce le second véhicule dépassé ou croisé (resp. dépassant ou croisant) sur la trajectoire du véhicule dépassant ou croisant (resp. dépassé ou croisé). Quelque soit le processus, le mouvement reste plan sur plan et est régi par les mêmes équations. Le protocole expérimental décrit précédemment peut alors être utilisé pour accéder aux mesures des accélérations angulaires, des vitesses angulaires et des angles de lacet en fonction du temps.

Dans tous les cas, l'analyse et la quantification des phénomènes physiques nécessitent des mesures embarquées d'efforts et de trajectoires qui s'effectuent à l'aide d'une centrale inertielle couplée à un système GPS de localisation. Le processus de mesure est complexe, nécessite une instrumentation embarquée importante, une piste d'essais, un mur de vent (coup de vent latéral), un second véhicule de référence (processus de croisement ou de dépassement) ainsi que des conditions météorologiques adaptées (pas de vent) et reproductibles. Des approches simplifiées d'analyse et de compréhension des phénomènes physiques sont alors recherchées pour compléter la connaissance des phénomènes transitoires. Dans ce contexte, une approche simplifiée basée sur l'hypothèse d'une évolution pseudo harmonique de l'angle de dérapage et des coefficients aérodynamiques est proposée.

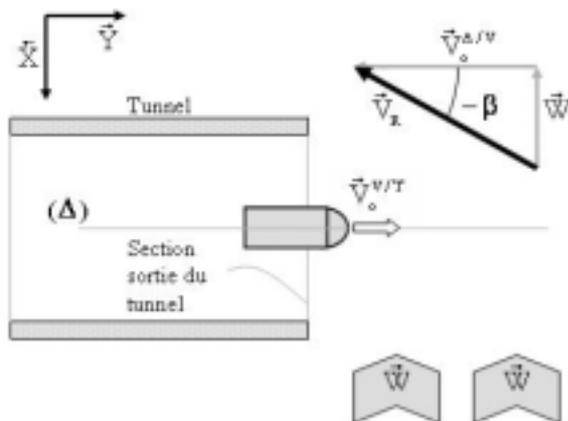


Fig. 13 – Véhicule au niveau de la sortie de tunnel avec  $\vec{V}_0^{V/T}$ , la vitesse relative du véhicule par rapport au sol et  $\vec{V}_0^{A/V}$ , la vitesse de la masse d'air sans vent traversier par rapport au véhicule.

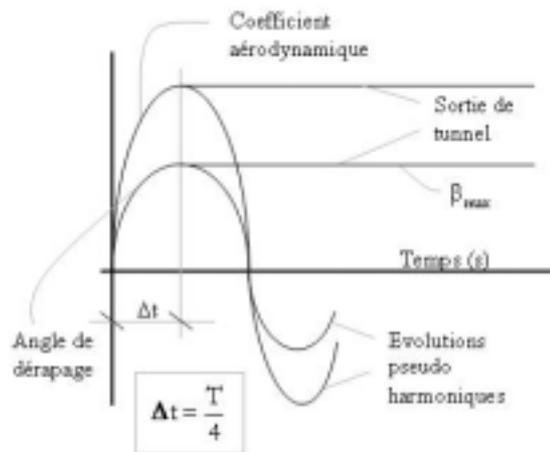


Fig. 14 – Modèles types d'évolution de l'angle de dérapage et des coefficients aérodynamiques en fonction du temps pour les processus transitoires de type coup de vent latéral, sortie de tunnel, dépassement et croisement.

Les processus de coup de vent latéral, de dépassement et de croisement de deux véhicules sont alors respectivement analysés à partir de la configuration de sortie de tunnel avec vent traversier présentée dans la section précédente. Si  $V_0$  et  $L$  désignent respectivement la vitesse et la longueur du véhicule, l'intervalle de temps  $\Delta t$  associé à la traversée de la section de sortie d'un tunnel est donné par (voir fig. 13) :

$$\Delta t = \frac{L}{V_0} \quad (29)$$

Durant ce processus, le vent traversier influence d'abord la partie avant du véhicule et la direction de la vitesse relative de la masse d'air par rapport à la trajectoire évolue de l'avant vers l'arrière. L'influence du vent traversier est maximale sur la partie du véhicule ayant franchi la section de sortie du tunnel. La

partie avant influence cependant l'ensemble du véhicule de l'avant vers l'arrière de telle sorte que l'évolution de l'angle moyen de dérapage puisse être considérée comme continue sur la durée de sortie du tunnel, fig. 13 & 14. L'angle de dérapage  $\beta$  évolue alors de 0 à  $\beta_{\max}$ . Pour un véhicule automobile se déplaçant à la vitesse  $V_o=30 \text{ m.s}^{-1}$  (108 km.h<sup>-1</sup>) et un vent traversier  $W$  égal à  $5.5 \text{ m.s}^{-1}$  (20 km.h<sup>-1</sup>), l'angle de dérapage  $\beta_{\max}$  est égal à 10.4 degrés.

**5.1 Coup de vent latéral** - Le coup de vent latéral s'identifie à une partie ou à la totalité de la phase transitoire de sortie de tunnel avec vent latéral délimitée par le domaine angulaire  $[0, \alpha_E]$ , fig. 1. Sa durée est inférieure ou égale à l'intervalle de temps donné par (29). Pour une durée égale à cet intervalle de temps, l'évolution de l'angle de dérapage et des coefficients aérodynamiques peut s'analyser comme la réponse du véhicule à une sollicitation pseudo harmonique de période  $T = 4 \Delta t$  (voir fig. 14) et de fréquence :

$$f = \frac{V_o}{4L} \quad (30)$$

à laquelle est associée une sollicitation de type échelon qui correspondrait à une sortie de tunnel établie avec un vent traversier constant sur tout le domaine extérieur au tunnel, voir fig. 14. A cette fréquence  $f$  est associé un nombre de Strouhal  $S$ , défini par rapport à la longueur  $L$  du véhicule et donné par :

$$S = \frac{f L}{V_o} \quad (31)$$

**5.2 Dépassement** – Le processus de dépassement est analysé pour des véhicules dépassant et dépassé qui évoluent sur des trajectoires rectilignes et parallèles. La distance entre chaque véhicule relevée alors sur leur direction commune de déplacement diminue, devient nulle puis augmente continûment, fig. 15. Les sillages et les champs de pression de deux véhicules interagissent entre eux et les deux véhicules sont soumis à des efforts et des moments aérodynamiques qui sont fonctions de leur distance de séparation. Dans ce cas et si l'évolution des coefficients aérodynamiques de traînée, d'effort latéral et de moment de lacet sur la distance qui sépare la face avant du véhicule dépassant entre deux instants distincts est harmonique ou pseudo harmonique et si  $V_r$  désigne la vitesse relative du véhicule dépassant par rapport au véhicule dépassé, alors la période  $T$  de l'évolution, harmonique ou pseudo harmonique, est donnée par , (voir fig. 15) :

$$T = \frac{L_h}{V_r} \quad (32)$$

où  $L_h$  est la distance qui sépare les positions de la face avant du véhicule dépassant relevées à deux instants de date  $t$  séparés d'un intervalle de temps égal à la période  $T$ . A cette période sont associés la fréquence  $f$  et le nombre de Strouhal  $S$  respectivement définis par :

$$f = \frac{V_r}{L_h} \quad (33)$$

$$S = \frac{f L}{V_r} = \frac{L}{L_h} \quad (34)$$

**5.3 Croisement** - Lors du croisement de deux véhicules et comme pour le dépassement, la distance entre chaque véhicule relevée sur leur direction commune de déplacement diminue, devient nulle puis augmente continûment. Comme pour le dépassement, les deux véhicules sont soumis à des efforts et des moments aérodynamiques fonctions de leur distance de séparation. L'analogie avec le

processus de dépassement conduit alors à considérer l'évolution du processus de croisement comme pseudo harmonique sur une distance  $L_h$ , fig. 16. Pour une même vitesse de déplacement  $V_o$  des deux véhicules, la fréquence  $f$  et le nombre de Strouhal associés à la phase de croisement sont alors donnés par :

$$f = \frac{2V_o}{L_h} \quad (35)$$

$$S = \frac{fL}{2V_o} \quad (36)$$

où  $L_h$  peut s'exprimer en fonction de la longueur  $L$ , supposée identique, des deux véhicules.

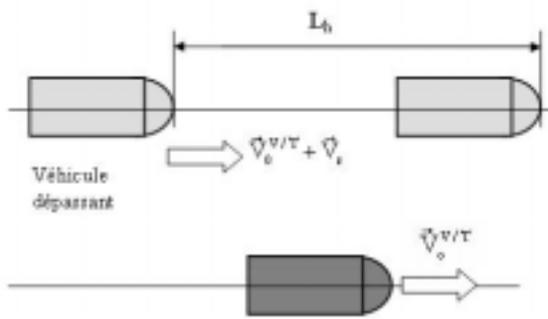


Fig. 15 - Processus de dépassement: Caractérisation de la distance  $L_h$  associée avec la variation pseudo harmonique des coefficients aérodynamiques.

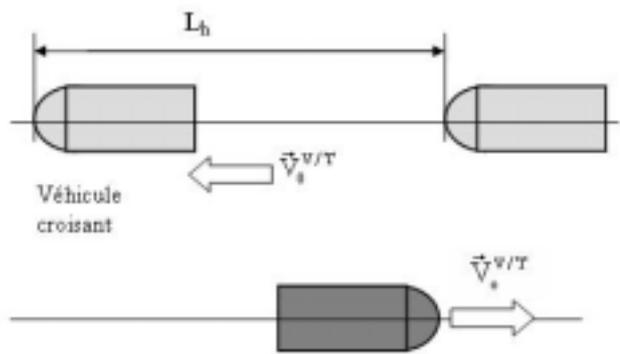


Fig. 16 - Processus de croisement : Caractérisation de la distance  $L_h$  associée avec la variation pseudo harmonique des coefficients aérodynamiques.

**5.4 Ordres de grandeur** - Les fréquences et les nombres de Strouhal associés aux processus de sortie de tunnel, de dépassement et de croisement de deux véhicules à échelles grandeur (échelle 1) et réduite (échelle 1/5) sont respectivement reportés dans les tableaux 1 et 2. Ces informations sont déterminées pour des vitesses de déplacement  $V_o$  et de dépassement  $V_r$  respectivement égales à 30 et 10  $m.s^{-1}$ . Pour le processus de croisement et par analogie avec le processus de dépassement, la distance  $L_h$  est arbitrairement estimée à  $5L$ , (confirmée par les résultats publiés dans JME 2003).

	Fréquence $f$ (Hertz)	Strouhal $S$
Sortie Tunnel	1.5	0.25
Dépassement	0.4	0.20
Croisement	2.4	0.20

Tableau 1 – Véhicule échelle 1,  $L=5$  m.

	Fréquence $f$ (Hertz)	Strouhal $S$
Sortie Tunnel	7.5	0.25
Dépassement	2.0	0.20
Croisement	12.0	0.20

Tableau 2 – Véhicule échelle 1:5,  $L=1$  m.

La comparaison des résultats montre que la fréquence du mouvement pseudo harmonique attaché au processus de sortie de tunnel est 3.7 fois plus importante que la fréquence associée au processus de dépassement. Concernant la phase de croisement de deux véhicules, la fréquence du mouvement pseudo harmonique est 1.6 fois plus importante que la fréquence de sortie de tunnel ou 6 fois plus importante que la fréquence de dépassement.

Ces ordres de grandeur montrent les difficultés rencontrées par les expérimentateurs lorsqu'il s'agit de

---

reproduire ces différents processus. Pour des expérimentations à réaliser sur des véhicules à échelle grandeur, la principale difficulté réside dans les dimensions et la puissance des installations à mettre en œuvre. Pour des expérimentations à échelle réduite, les fréquences sont plus importantes et les niveaux des fréquences d'oscillation peuvent rapidement entraîner des problèmes de cohésion mécanique des maquettes.

## CONCLUSION

Les techniques utilisées pour analyser les processus transitoires de coup de vent latéral, de dépassement et de croisement de deux véhicules ainsi que les principaux résultats relevés dans la bibliographie sont d'abord rappelés. L'analyse de ces processus est ensuite abordée de manière analytique et expérimentale à partir de l'étude du processus de sortie de tunnel avec vent traversier qui permet d'identifier trois domaines caractéristiques d'évolution.

L'approche analytique du processus de sortie de tunnel avec vent traversier s'effectue en considérant la trajectoire du véhicule comme un mouvement plan sur plan et en choisissant de négliger les mouvements autour des axes de roulis et de tangage. Les résultats sont utilisés pour analyser différentes configurations. Lorsque l'accélération angulaire est nulle, le mouvement est à accélération centrale, la trajectoire du véhicule évolue sur un arc de cercle et l'évolution du coefficient d'effort latéral en fonction de la position angulaire peut être estimée de manière analytique.

L'approche est ensuite complétée par des résultats expérimentaux obtenus à partir de mesures d'accélération angulaires et de relevés de trajectoires effectués sur un véhicule de type Clio qui intercepte un mur de vent traversier. Pour ce véhicule et lors des phases d'entrée et de sortie du mur de vent, l'accélération angulaire est une fonction linéaire du temps et des équations horaires sont proposées pour l'entrée dans le mur de vent. Lorsque le véhicule est entièrement contenu dans le mur de vent, l'accélération est nulle, la vitesse angulaire constante et le mouvement est circulaire uniforme. Le coefficient aérodynamique d'effort latéral peut alors s'estimer à partir des résultats déduits de l'approche analytique effectuée sur le processus d'entrée et de sortie du mur de vent traversier.

L'analyse des processus de coup de vent latéral, de dépassement et de croisement de deux véhicules est enfin abordée à partir de l'étude de la sortie de tunnel avec vent traversier en considérant des évolutions pseudo harmoniques pour les efforts aérodynamiques. Cette approche permet d'estimer des fréquences et des nombres de Strouhal pour chacune des phases transitoires. Pour un véhicule à échelle grandeur de longueur égale à 5m, les fréquences des évolutions des efforts latéraux associées aux phases de sortie de tunnel, de dépassement et de croisement sont respectivement proches de 1.50, 0.40 et 2.40 Hertz. Pour toutes ces configurations, le nombre de Strouhal défini par rapport à la longueur du véhicule est compris entre 0.20 et 0.25.

## REFERENCES

- 1 Macklin A.R., Garry K.P. and Howell J.P.; *Comparing Testing and Dynamic Testing Techniques for the Crosswind Sensitivity of Road Vehicles*, SAE SP-1145, pp 39-45, 1996.
- 2 Chadwick A., Garry L. and Howell Jeff; *Transient Aerodynamic Characteristics of Simple Vehicle Shapes by the Measurement of Surface Pressures*, SAE International Congress & Exposition, Detroit, 2000-01-0876, 2000.
- 3 Garry K.P. and Cooper K.R.; *Comparison of Quasi-Static and Dynamic Wind Tunnel Measurements on Simplified Tractor-Trailer*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, N° 22, pp 185-194, 1986.
- 4 Chometon F. and Gilliéron P.; *Analysis of Unsteady Wakes by Image processing in Automotive*

- 
- Aerodynamics*, International Congress FLUCOME, Tokyo, Japon, 1997.
- 5 Gilliéron P., Chometon F. and Laurent J.; *Analysis of hysteresis and phase shifting phenomena in unsteady three-dimensional wakes*, Experiments in Fluids 35 (2003) 117-129, DOI 10.1007/S00348-002-0555-z, July 2003.
  - 6 Bearman P.W. and Mullarkey S.P.; *Aerodynamic Forces on Road Vehicles due to Steady Side Wind and Gust*, Conference on Vehicle Aerodynamics, Loughborough, pp 4.1 – 4.12, 1994.
  - 7 Dominy R.G. and Ryan A.; *An Improved Wind Tunnel Configuration for the Investigation of Aerodynamic Cross Wind Gust Response*, SAE paper 1999-01-0808, International Congress, Detroit, USA, 1999.
  - 8 Gilliéron P.; Lecture Series VKI-LS (Institut Von Karman), *Unsteady aerodynamics - effect of side wind and overtaking* Road Vehicle Aerodynamics, 2005.
  - 9 Minato K. ,Ryu H. , Kobayashi T.; *Aerodynamics of Road Vehicules in tunnels-Flow Visualisation Using the Laser Light Sheet Method and its Digital Image Processing*, International Congress and Exposition, Detroit, MI, USA, SAE-Technical paper series, N°9103, pp. 123-131, 1991.
  - 10 Ahmed Azim and Abdel F.; *An Experimental Study of the Aerodynamic Interference Between Road Vehicules*, SAE International Congress&Exposition, Detroit, Michigan, Feb. 28 – March 3, N°. 940422, 1994.
  - 11 Ahmed Azim, Abdel F. and Ahmed Gawad.; *A flow Visualisation Study of the Aerodynamics Interference Passenger Cars, Vehicules*, SAE International Congress & Exposition, Detroit, 2000-01-0355, 2000.
  - 12 Tsuei T. and Savas O.; *A Wind Tunnel Investigation of the Transient Aerodynamic Effects on a Four-Car Platoon during Passing Maneuvers*, SAE International Congress & Exposition, Detroit, 2000-01-0875.
  - 13 Gilliéron P.; Detailed Analysis of the Overtaking Process, PREDIT2 Project, "*Unsteady Aerodynamics of Ground Vehicles and their Environment*", Journal Mechanical Engineering, JME 1-2003, ISSN 0039-2472, 2003.
  - 14 Gilliéron P. and Noger C.; *Contribution to the analysis of transient aerodynamic effects acting on vehicles*, SAE paper n°2004-01-1311, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, Mars 2004.
  - 15 Ahmed S.R., Ramm R. and Faltin G.; *Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake*, SAE Technical Paper Series 840300, 1984.

## COLLABORATION

Ce travail s'inscrit dans la continuité des travaux initiés dès 1997 (*Flucome*, 1997) avec l'équipe du laboratoire d'aérodynamique du Conservatoire National des Arts et Métiers et enrichis des résultats obtenus dans le cadre d'un projet PREDIT réalisé entre 1998 et 2001 (*Exp. In Fluids & JME*, 2003). Les compétences acquises ont donné lieu en 2003 à la réalisation d'un banc expérimental à échelle 1/5 d'analyse du processus de dépassement. Ce banc développé en partenariat avec l'Institut Aérotechnique de Saint Cyr l'Ecole peut être installé et utilisé dans la soufflerie S4 de l'IAT. Il permet de valider les ordres de grandeurs obtenus par calculs ou déduits des analyses fréquentielles présentées en fin de ce document (*SAE*, 2004).

## PUBLICATIONS

- Chometon F. and Gilliéron P.; *Analysis of unsteady wakes by images processing in automotive aerodynamics*, Congress FLUCOME, Tokyo, Japon, September 1997.
- Gilliéron P.; *Detailed Analysis of the Overtaking Process*, PREDIT2 Project, "*Unsteady Aerodynamics of Ground Vehicles and their Environment*", Journal Mechanical Engineering, JME, January 2003.

- 
- Gilliéron P. and Noger C.; *Contribution to the analysis of transient aerodynamic effects acting on vehicles*, SAE paper n°2004-01-1311, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, Mars 2004.

## **BREVETS**

- Dispositif de contrôle de stabilité dynamique par éclatement, déstructuration ou suppression des tourbillons longitudinaux, pli huissier n°9494, auteurs P. Gilliéron & B. Lehueur.
- Freinage d'extrême urgence par un système d'aérofreins gonflables, brevet n°03-13931, auteurs P. Gilliéron, JG Mérignac & E. Debernard.

## **IMPACT SUR LES TRAVAUX SUIVANTS**

Le travail d'analyse des phénomènes physiques associés aux processus de sortie de tunnel avec vent traversier, coup de vent latéral, dépassement et croisement s'effectue dans la perspective de renforcer la sécurité et réduire la résistance à l'avancement des automobiles. Des associations avec des protocoles de contrôle des écoulements et/ou des décollements de types jets synthétiques ou pulsés sont envisagées pour réduire les écarts de trajectoire consécutifs à ces phénomènes, améliorer la sécurité et réduire les consommations et émissions de CO<sub>2</sub>. Les développements présentés dans les paragraphes 3 et 4 constituent des résultats nouveaux qui complètent les résultats issus des approches fréquentielles rappelées au paragraphe 5 et validées par des expérimentations numériques et en soufflerie (JME, 2003 & SAE, 2004). Le recours à une centrale d'acquisition à plus haute fréquence permettra de mieux prendre en compte, analyser et quantifier les phases transitoires d'entrée et de sortie du mur de vent. Un projet de recherche collaboratif (avec thèse CIFRE ou BDI) est en cours d'élaboration pour valider, compléter et enrichir les résultats présentés ici.

---

## Conclusion

Les résultats présentés dans ce mémoire constituent une partie des connaissances récemment acquises dans le domaine de la recherche pour améliorer la compréhension des phénomènes physiques associés aux décollements tridimensionnels décollées instationnaires qui apparaissent autour d'un véhicule automobile.

Une première partie intitulée "Réductions de la Traînée Aérodynamique" présente un état de l'art sur les réductions de traînée obtenues à partir de protocoles et systèmes passifs et actifs de contrôle. Des réductions significatives de traînée peuvent être obtenues à partir d'éléments séparateurs, à partir de générateurs de vortex ou de systèmes actifs de contrôle basés sur des solutions de soufflage ou d'aspiration continus ou alternés. Ces solutions pourraient être utilisées dans des régions où subsistent des décollements ou lorsque les contraintes d'architecture et/ou de Design ne permettent pas d'appliquer les préconisations aérodynamiques classiques. Des associations de solutions peuvent enfin être imaginées pour des réductions de 20% de la traînée aérodynamique sans incidence sur l'habitabilité et le confort des véhicules. L'ensemble des résultats montrent que les coefficients de traînée aérodynamique des futurs véhicules automobiles destinés aux liaisons extra urbaines pourraient alors très prochainement tendre vers des valeurs voisines de 0.24. Cet état de l'art est enrichi de travaux récents effectués sur des géométries simplifiées de type berline, monospace et autocar munis d'éléments séparateurs transversaux positionnés à l'avant ou à l'arrière. Les résultats obtenus avec et sans dérapage montrent l'intérêt d'adapter la position et l'orientation des éléments séparateurs en présence de vent latéral, complètent les résultats déjà relevés dans la bibliographie et confirment l'intérêt des éléments séparateurs transversaux pour réduire la consommation et améliorer la stabilité dynamique des véhicules automobiles.

Une seconde partie propose des compléments pour améliorer la compréhension et le contrôle des processus physiques de formation et de développement de la traînée aérodynamique. L'influence de la dynamique de sillage sur la traînée aérodynamique, le processus de formation des structures tourbillonnaires longitudinales de sillage et les écoulements au travers des disques de jantes sont successivement analysés.

L'influence de la dynamique tourbillonnaire sur la traînée de culot est analysée à partir d'un tourbillon et d'un tourbillon image dans la perspective d'identifier des protocoles de contrôle mieux adaptés. Le fluide est considéré parfait au culot, les tourbillons n'interagissent pas entre eux, n'induisent l'un sur l'autre aucun déplacement et se déplacent sur des trajectoires rectilignes. Cinq lois horaires de transport des structures tourbillonnaires sont successivement analysées : les modèles d'éloignement rapide, uniforme, lent, rapide au début puis lent et enfin lent au début puis rapide. L'étude s'effectue sur un sillage constitué d'un, puis de deux tourbillons contrarotatifs. Pour un sillage constitué d'un seul tourbillon, l'analyse des efforts de pression relevés au culot pour chacune des cinq équations horaires de transport montre que la traînée aérodynamique la plus faible s'obtient lorsque le tourbillon s'éloigne d'abord très rapidement puis de plus en plus lentement du culot pour la même période d'émission. Les efforts moyens et les différences entre les modèles de transport tourbillonnaire s'atténuent avec l'accroissement du temps et le nombre de tourbillons émis dans le sillage mais restent significatives. La position transversale du tourbillon est également analysée. La traînée la plus faible s'obtient lorsque la structure tourbillonnaire se déplace sur des trajectoires situées au plus près des parties haute et basse du sillage. Les résultats obtenus suggèrent donc d'imaginer des stratégies de contrôle capables de transporter très rapidement vers l'aval les structures tourbillonnaires de sillage nouvellement émises, de les maintenir sur des trajectoires rectilignes positionnées au plus près des parties haute et basse du sillage et de les retenir le plus longtemps possible

---

éloignées du culot. Le protocole à mettre en œuvre devra permettre de contrôler la loi horaire de transport et la période d'émission des structures tourbillonnaires.

Le processus de formation des structures tourbillonnaires longitudinales de sillage est analysé à partir de considérations analytiques et d'expérimentations en soufflerie effectuées sur un pare-brise et une lunette arrière de géométries simplifiées. Au sommet des cônes tourbillonnaires, les visualisations pariétales et les cartographies de pression statique montrent que l'écoulement est soumis à une accélération centripète qui incurve les trajectoires locales de l'écoulement avant le décollement. L'écoulement local est soumis à un mouvement à force centrale et les lignes de frottement tendent vers des arcs de cercle. Les vitesses locales et les déviations angulaires de l'écoulement relevées sur la ligne de décollement puis projetées sur le plan de confinement, plan de lunette arrière ou vitre latérale, diminuent alors en s'éloignant du centre de courbure. L'influence de l'inclinaison du plan de confinement par rapport à la direction de l'écoulement incident sur la valeur du Swirl est également analysée. Le nombre de Swirl est fonction de la déviation angulaire de l'écoulement incident par rapport à la ligne de décollement. Sa valeur diminue et augmente respectivement lorsque l'inclinaison de lunette arrière et de pare-brise augmente. Les faibles angles de lunette arrière et les fortes inclinaisons de pare-brise apparaissent alors plus propices aux phénomènes d'éclatement ou de déstructuration tourbillonnaire. L'influence de l'orientation de l'écoulement résultant au voisinage de la région d'attachement sur le débit axial de la structure tourbillonnaire est également analysée. L'analyse montre que les décollements de lunette arrière sont plus propices à l'apparition de structures tourbillonnaires de type jet.

Une analyse sur les écoulements autour des roues est enfin proposée pour utiliser la jante de roue comme ventilateur axiale et réduire les dimensions transversales de sillage puis la traînée de culot. Les résultats montrent que la contribution des roues dans la traînée aérodynamique diminue avec la réduction des volumes entre la roue et le passage de roue. Des approches analytiques sont ensuite développées pour rechercher les meilleures conditions d'efficacité aérodynamique des profils de jantes utilisées comme pales de ventilateur axial et identifier les régions du disque de jante susceptibles de recevoir le plus grand débit transversal. L'efficacité aérodynamique est alors analysée en fonction de l'orientation, du bord de fuite vers le bord d'attaque, des bras de jante définis par rapport au sens de rotation de la roue, des trajectoires de l'écoulement extérieur par rapport à la corde des bras de jantes et au gradient transversal de vitesse généré par les profils de jantes utilisées comme ventilateur axial. L'orientation aérodynamique des bras de jante la plus adaptée s'obtient lorsque le sens de rotation de la roue s'identifie à la description du bras de jante effectuée du bord de fuite vers le bord d'attaque. En présence de vent extérieur, le domaine d'efficacité augmente lorsque le sens de la composante de vent projetée dans la direction de déplacement est dirigé de l'arrière vers l'avant. L'efficacité aérodynamique du disque de jante est également fonction de la trajectoire de l'écoulement par rapport à la corde de chaque bras du disque de jante. Cette efficacité est d'autant plus importante que la particule fluide décrit la totalité de la corde locale du profil de jante avant d'arriver à la périphérie du disque de jante. Cette condition impose un critère sur la corde maximale des profils des bras de jante pour la vitesse maximale de déplacement. L'influence du gradient transversal de vitesse sur la capacité du disque de jante à réduire les dimensions transversales de sillage est enfin analysée. Une condition sur les positions radiale et angulaire de la particule par rapport au disque de jante et sur la vitesse de déplacement du véhicule est identifiée. Tous ces résultats permettent de repérer la région du disque de jante la mieux adaptée pour laisser passer un débit vers l'intérieur du passage de roue. Cette région se situe sur la partie haute du disque de jante en aval de l'axe de roue.

Une troisième partie s'intéresse enfin à l'influence des effets aérodynamiques transitoires sur le comportement dynamique des véhicules automobiles. L'analyse des effets du coup de vent latéral et d'un vent traversier constant est abordée à partir de l'étude d'un véhicule soumis à un vent traversier généré par

---

un mur de vent. Trois régions associées à trois phases transitoires distinctes sont successivement identifiées et l'analyse physique s'effectue à partir des équations caractéristiques d'un mouvement plan sur plan en choisissant de négliger les mouvements autour des axes de roulis et de tangage. Les résultats sont utilisés pour analyser différentes configurations. Lorsque l'accélération angulaire est nulle, le mouvement est à accélération centrale, la trajectoire du véhicule évolue sur un arc de cercle et l'évolution du coefficient d'effort latéral en fonction de la position angulaire peut être estimée de manière analytique. Des résultats expérimentaux obtenus à partir de mesures d'accélération angulaires et de relevés de trajectoires effectuées sur un véhicule de type Clio qui intercepte un mur de vent transversal sont ensuite proposés. Pour ce véhicule et lors des phases d'entrée et de sortie du mur de vent, l'accélération angulaire apparaît comme une fonction linéaire du temps et des équations horaires sont proposées pour l'entrée dans le mur de vent. Lorsque le véhicule est entièrement contenu dans le mur de vent, l'accélération angulaire est nulle, la vitesse angulaire constante et le mouvement est circulaire uniforme. Le coefficient aérodynamique d'effort latéral peut alors s'estimer à partir des résultats déduits de l'approche analytique proposée pour le mur de vent. L'analyse des processus de coup de vent latéral, de dépassement et de croisement de deux véhicules est enfin abordée à partir de l'étude de la sortie de tunnel avec vent traversier en considérant des évolutions pseudo harmoniques pour les efforts aérodynamiques. Cette approche permet d'estimer des fréquences et des nombres de Strouhal pour chacune des phases transitoires. Pour un véhicule à échelle grandeur de longueur égale à 5m, les fréquences des évolutions des efforts latéraux associées aux phases de sortie de tunnel, de dépassement et de croisement sont respectivement proches de 1.50, 0.40 et 2.40 Hertz. Pour toutes ces configurations, le nombre de Strouhal défini par rapport à la longueur du véhicule est compris entre 0.20 et 0.25.

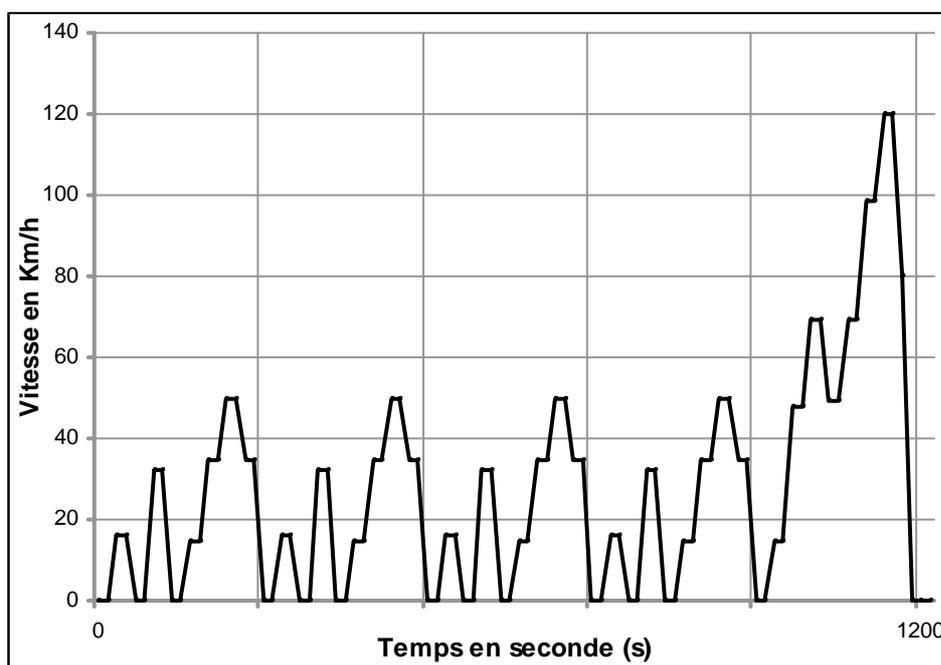
Les problématiques et résultats présentés dans ce document montrent sans ambiguïté la complexité des phénomènes physiques associés aux écoulements et décollements qui prennent naissance autour des corps de faible allongement qui se déplacent à proximité du sol. Des progrès importants ont été obtenus depuis la première crise pétrolière et la mise en service de la première soufflerie automobile en 1976 (soufflerie S4 de l'Institut Aérotechnique de Saint Cyr L'Ecole). Ces progrès traduits en préconisations de conception ont permis de réduire de 30% les coefficients de traînée aérodynamique des véhicules automobiles entre 1975 et 1985 et de concevoir de formes à très faible coefficient de traînée aérodynamique (projet VESTA, 1987,  $C_x=0.186$ ). L'application des préconisations de conception développées durant cette période ne permet cependant pas répondre aux exigences d'habitabilité, de confort et de sécurité souhaitées par les clients ou imposées par la réglementation. Ces exigences fixent alors un seuil pour les coefficients aérodynamiques des véhicules automobiles qui n'évoluent plus depuis 1985 et restent trop souvent supérieurs à 0.30. La réduction des réserves pétrolières associée à l'évolution du climat et à l'accroissement de la pollution mondiale conduit l'ensemble des acteurs à renforcer leurs efforts pour mettre au point des solutions en rupture qui permettent de réduire de manière significative la traînée aérodynamique sans incidence notables sur l'habitabilité, le confort et la sécurité. Le mémoire présenté ici se situe dans ce contexte. Les résultats montrent sans ambiguïté l'intérêt de poursuivre la recherche pour mieux comprendre la complexité des phénomènes physiques et mettre au point des systèmes passifs et/ou actifs de contrôle pour **rendre aérodynamique des véhicules qui ne le sont pas**, réduire l'impact énergétique du véhicule sur l'environnement et améliorer la sécurité lors des phases transitoires.



## **Annexes**

---

## Annexe 1 : Cycle NEDC (New European Driving Cycle)



Evolution de la vitesse en fonction du temps pour le cycle Européen NEDC, cycle d'homologation de tout véhicule léger en Europe, [1].

---

## Annexe 2 : Relations entre les réductions de CO<sub>2</sub> et de la traînée aérodynamique

A la vitesse stabilisée de 130 km/h et 100 kms parcourus, les consommations moyennes d'un véhicule essence et diesel de moyenne gamme de type Mégane sont respectivement proches de 6.5 et 5.6 l soit 0.065 l/km (essence) et 0.056 l/km (diesel), source ADEME [5]. L'objectif qui consiste à vouloir abaisser ces émissions au niveau de 90 gr/km (soit une réduction de 40% par rapport à 150 gr/km en moyenne, voir annexe 3) nécessite alors de réduire les consommations des versions essence et diesel de 2.6 et de 2.2 litres aux 100 kilomètres (soient 0.026 et 0.022l/km).

En considérant en première approximation qu'une réduction de 10% de la traînée entraîne une diminution de 0.8l sur 100 km à 130 km/h (ordre de grandeur communément admis), les réductions de consommation précédentes nécessitent de diminuer les traînées aérodynamiques des versions essence et diesel de 32 et 28%. **Ces valeurs correspondent aux objectifs visés par la communauté scientifique qui travaille pour mettre au point des solutions passives et actives de contrôle des écoulements et des décollements.**

---

### Annexe 3 : EMISSIONS CO<sub>2</sub> VEHICULES ESSENCE & DIESEL à 130 km / h

Composants	Carbone	Hydrogène	Oxygène
Masse atomique gr/mole	12	1	16

Masse volumique essence (Kg.m<sup>-3</sup>) 0.755 (à 15°C)

Masse volumique gas-oil (Kg.m<sup>-3</sup>) 0.845 (à 15°C)

Conso moyenne essence en l/100km : 6.5

Conso moyenne diesel en l/100km : 5.6

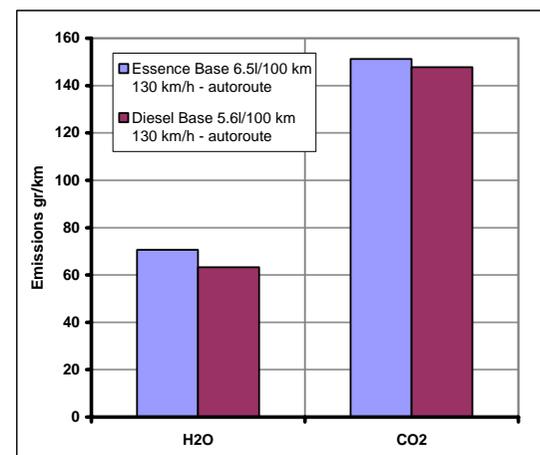
#### ESSENCE

Formules Chimiques	Nombre Carbone	Nombre Hydrogène	Nombre Oxygène	Nb moles équations équilibrées	Masses gr équations stochiométriques	Masses Kg équations stochiométriques	Masses émises en Kg/litre	Masses émises en Kg/100km	Masses émises en gr/km	Masse émise Kg/1000km
C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	7	16		1	100	0.1	0.755	4.91	49.08	49
O <sub>2</sub>			2	11	352	0.352	2.6576	17.27	172.74	173
H <sub>2</sub> O		2	1	8	144	0.144	1.0872	7.07	70.67	71
CO <sub>2</sub>	1		2	7	308	0.308	2.3254	15.12	151.15	151

#### DIESEL

Formules Chimiques	Nombre Carbone	Nombre Hydrogène	Nombre Oxygène	Nb moles équations équilibrées	Masses gr équations stochiométriques	Masses Kg équations stochiométriques	Masses émises en Kg/litre	Masses émises en Kg/100km	Masses émises en gr/km	Masse émise Kg/1000km
C <sub>21</sub> H <sub>44</sub>	21	44		1	296	0.296	0.845	4.73	47.32	47
O <sub>2</sub>			2	32	1024	1.024	2.923	16.37	163.70	164
H <sub>2</sub> O		2	1	22	396	0.396	1.130	6.33	63.31	63
CO <sub>2</sub>	1		2	21	924	0.924	2.638	14.77	147.72	148

Note : Les composés chimiques autres que le carbone et l'hydrogène ne sont ici volontairement pas pris en compte dans un soucis de simplification.



---

#### Annexe 4 : Influence de la cinématique tourbillonnaire de sillage sur la traînée de culot, approche non visqueuse, complément.

##### (i) Effort de pression pour une particule qui se déplace sur une trajectoire horizontale ( $z=cte$ ) perpendiculaire au culot droit.

Soit P, le centre du tourbillon positionné dans le sillage en aval du culot au point de coordonnées  $(x_1, z_1)$  situé à la distance  $d$  d'un point quelconque M de coordonnées  $(0, z)$  du culot, voir la figure 1 du chapitre intitulé "Influence de la cinématique tourbillonnaire de sillage sur la traînée de culot". Pour une circulation  $\Gamma$  donnée, la vitesse induite au point M à l'instant de date  $t$  par le tourbillon au point P s'exprime alors par :

$$\bar{V}(d(t)) = \frac{\Gamma}{2\pi d(t)} \bar{u}\left(\alpha + \frac{\pi}{2}\right) \quad (1)$$

Pour le tourbillon image, qui permet d'annuler la composante normale de la vitesse au point M, la vitesse induite est :

$$\bar{W}(d(t)) = \frac{\Gamma}{2\pi d(t)} \bar{u}\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \quad (2)$$

La vitesse résultante au point M à l'instant de date  $t$  est alors donnée par :

$$\bar{V}_R(d(t)) = \frac{\Gamma}{\pi d(t)} \cos \alpha \bar{z} \quad (3)$$

qui avec  $\cos \alpha(t) = \frac{x_1(t)}{d(t)}$  et  $d(t) = [x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2]^{0.5}$ , devient :

$$\bar{V}_R(d(t)) = \frac{\Gamma x_1(t)}{\pi (x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2)} \bar{z} \quad (4)$$

A l'infini, la norme de la vitesse résultante induite par le doublet de tourbillons, réel et image, tend vers zéro et d'après l'équation de Bernoulli, la pression statique locale  $P$  s'identifie à la pression statique de l'écoulement infini amont  $P_o$  telle que :

$$P_o = P + \frac{\rho}{2} V_R^2 \quad (5)$$

Dans ces conditions, la pression statique  $P$  au point M du culot pour le tourbillon positionné au point  $P(x_1, z_1)$  à l'instant de date  $t$  est donnée par :

$$P(t) - P_o = -\frac{\rho}{2} \frac{\Gamma^2 x_1^2(t)}{\pi^2 (x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2)^2} \quad (6)$$

La force élémentaire de pression  $dF_{Px}$  qui s'exerce alors sur l'élément de longueur  $dz$  à l'instant de date  $t$  est (voir figure 1) :

$$dF_{Px}(t) = -(P(t) - P_o) \bar{n} \cdot \bar{x} d\sigma \quad (7)$$

avec  $\bar{n} \cdot \bar{x} = 1$  et  $d\sigma = l dz$ ,  $l$  étant la largeur du culot. En insérant l'équation (6) dans l'équation différentielle (7), l'effort de pression au culot pour la position du tourbillon à l'instant de date  $t$  est donnée par :

$$dF_{Px}(t) = \frac{\rho}{2} \frac{\Gamma^2 x_1^2(t)}{\pi^2 (x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2)^2} l dz \quad (8)$$

et la force totale de pression qui s'exerce sur la surface du culot s'exprime par :

$$F_{Px}(t) = \frac{\rho \Gamma^2}{2 \pi^2} l \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \frac{x_1^2(t)}{(x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2)^2} dz \quad (9)$$

Et la valeur moyenne de cette contribution sur une période T est donnée par :

$$\bar{F}_{Px}(T) = \frac{1}{T} \int_0^T \left[ \frac{\rho \Gamma^2}{2 \pi^2} l \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \frac{x_1^2(t)}{(x_1^2(t) + (z - z_1(t))^2)^2} dz \right] dt \quad (10)$$

### (ii) Influence de la position en z.

L'influence de la position en z de la trajectoire de la particule de sillage qui se déplace vers l'aval peut s'analyser à partir de la forme intégrale (9). Dans cette partie, les valeurs de z qui rendent maximales l'équation intégrale (9) sont recherchées. L'analyse se réduit au seul intégrant de la relation (9) et le paramètre temps est supprimé des relations dans un souci de clarté.

$$\int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \frac{x_1^2}{(x_1^2 + (z - z_1)^2)^2} dz = \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{z - z_1}{x_1}\right)^2\right)^2} dz \quad (11)$$

qui en posant  $Y = \frac{z}{x_1}$  et  $Y_1 = \frac{z_1}{x_1}$  devient :

$$\begin{aligned} \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \frac{x_1^2}{(x_1^2 + (z - z_1)^2)^2} dz &= \int_{-\frac{2x_1}{h}}^{+\frac{2x_1}{h}} \frac{1}{(1 + (Y - Y_1)^2)^2} x_1 dz \\ &= x_1 \int_{-\frac{2x_1}{h}}^{+\frac{2x_1}{h}} \frac{d(Y - Y_1)}{(1 + (Y - Y_1)^2)^2} \end{aligned} \quad (12)$$

En posant  $(Y - Y_1)^2 = \tan^2 \theta$  alors  $Y - Y_1 = \tan \theta$ ,  $d(Y - Y_1) = \frac{1}{\cos^2 \theta} d\theta$  et  $\theta = \text{actg}(Y - Y_1)$ .

Pour ce changement de variable :

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \text{actg}\left(\frac{h}{2x_1} - \frac{z_1}{x_1}\right) \text{ pour } Y = \frac{h}{2x_1} \\ \theta_1 &= \text{actg}\left(-\frac{h}{2x_1} - \frac{z_1}{x_1}\right) \text{ pour } Y = -\frac{h}{2x_1} \end{aligned}$$

Par suite :

$$x_1 \int_{-\frac{2x_1}{h}}^{+\frac{2x_1}{h}} \frac{d(Y - Y_1)}{(1 + (Y - Y_1)^2)^2} = x_1 \int_{\text{actg}\left(-\frac{h}{2x_1} - \frac{z_1}{x_1}\right)}^{\text{actg}\left(\frac{h}{2x_1} - \frac{z_1}{x_1}\right)} \frac{1}{(1 + \text{tg}^2 \theta)^2} \frac{1}{\cos^2 \theta} d\theta \quad (13)$$

Et en remarquant que  $\frac{1}{(1 + \text{tg}^2 \theta)^2} = \cos^2 \theta$  alors :

$$\begin{aligned}
x_1 \int_{-\frac{h}{2x_1}}^{+\frac{h}{2x_1}} \frac{d(Y-Y_1)}{(1+(Y-Y_1)^2)^2} &= x_1 \int_{\text{actg}\left(-\frac{h}{2x_1}-\frac{z_1}{x_1}\right)}^{\text{actg}\left(\frac{h}{2x_1}-\frac{z_1}{x_1}\right)} \cos^2 \theta \, d\theta \\
&= x_1 \int_{\text{actg}\left(-\frac{h}{2x_1}-\frac{z_1}{x_1}\right)}^{\text{actg}\left(\frac{h}{2x_1}-\frac{z_1}{x_1}\right)} (1 + \cos 2\theta) \, d\theta \\
&= \left[ \theta + \frac{\sin 2\theta}{2} \right]_{\text{actg}\left(-\frac{h}{2x_1}-\frac{z_1}{x_1}\right)}^{\text{actg}\left(\frac{h}{2x_1}-\frac{z_1}{x_1}\right)}
\end{aligned} \tag{14}$$

et :

$$\begin{aligned}
x_1 \int_{-\frac{h}{2x_1}}^{+\frac{h}{2x_1}} \frac{d(Y-Y_1)}{(1+(Y-Y_1)^2)^2} &= \text{actg}\left(\frac{h}{2x_1}-\frac{z_1}{x_1}\right) - \text{actg}\left(-\frac{h}{2x_1}-\frac{z_1}{x_1}\right) \\
&+ \frac{1}{2} \sin\left(2 \text{actg}\left(\frac{h}{2x_1}-\frac{z_1}{x_1}\right)\right) - \frac{1}{2} \sin\left(2 \text{actg}\left(-\frac{h}{2x_1}-\frac{z_1}{x_1}\right)\right)
\end{aligned} \tag{15}$$

qui en développant donne :

$$\begin{aligned}
x_1 \int_{-\frac{h}{2x_1}}^{+\frac{h}{2x_1}} \frac{d(Y-Y_1)}{(1+(Y-Y_1)^2)^2} &= \text{actg}\left(\frac{h-2z_1}{2x_1}\right) - \text{actg}\left(\frac{-h-2z_1}{2x_1}\right) \\
&+ \frac{1}{2} \sin\left(2 \text{actg}\left(\frac{h-2z_1}{2x_1}\right)\right) - \frac{1}{2} \sin\left(2 \text{actg}\left(\frac{-h-2z_1}{2x_1}\right)\right)
\end{aligned} \tag{16}$$

La dérivée par rapport à la variable  $z_1$  permet d'identifier les valeurs extrémales de  $z_1$  qui annulent la forme intégrale (16).

$$\text{En remarquant que : } \frac{d}{dX}(\text{actg } X) = \frac{1}{1+X^2}$$

$$\text{et en posant : } U_1(z_1) = \frac{h-2z_1}{2x_1}, \text{ alors } \frac{d}{dz_1} U_1(z_1) = -\frac{1}{x_1}$$

$$\text{et } \frac{d}{dz_1} \text{actg } U_1(z_1) = -\frac{1}{x_1} \frac{1}{(1+U_1^2(z_1))} \tag{17}$$

De même, en posant  $V_1(z_1) = \frac{-h-2z_1}{2x_1}$  on démontre que :

$$\frac{d}{dz_1} \text{actg } V_1(z_1) = -\frac{1}{x_1} \frac{1}{(1+V_1^2(z_1))} \tag{18}$$

Par suite :

$$\frac{d}{dz_1} \left( \frac{1}{2} \sin(2 \operatorname{actg} U_1(z_1)) \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{-2}{x_1} \frac{1}{(1+U_1^2(z_1))} \right) \cos(2 \operatorname{actg} U_1(z_1)) \quad (19)$$

$$\frac{d}{dz_1} \left( \frac{1}{2} \sin(2 \operatorname{actg} V_1(z_1)) \right) = \frac{1}{2} \left( \frac{-2}{x_1} \frac{1}{(1+V_1^2(z_1))} \right) \cos(2 \operatorname{actg} V_1(z_1)) \quad (20)$$

et la forme intégrale donnée par (16) s'annule pour la valeur :

$$\boxed{z_1 = 0} \quad (21)$$



## Activités d'Enseignement

J'assure depuis 1987 des fonctions régulières d'enseignement en mécanique des fluides au Conservatoire National des Arts et Métiers (CNAM), à l'Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers (ENSAM), à L'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA Poitiers), à l'Université de Jussieu et à Polytec'Orléans. J'assure également des conférences dans plusieurs autres établissements supérieurs d'enseignement de type Ecole ou Université. Toutes ces activités me permettent de maintenir et de développer mes compétences scientifiques et techniques depuis plus de 20 ans.

**(i) Conservatoire National des Arts et Métiers (CNAM) Paris :** Avec le centre de Paris du Conservatoire National des Arts et Métiers et de 1987 à 2001, j'ai assuré à la demande du Pr M. Ménard puis du Pr F. Chometon des travaux dirigés en second cycle (niveau licence / maîtrise) et des cours en second et troisième cycles (cycle terminal du cycle d'ingénieur). J'ai fait régulièrement partie des jurys pour la délivrance des diplômes d'ingénieurs CNAM et ai participé à l'encadrement pour les travaux pratiques. J'ai effectué en moyenne 6 heures d'enseignement par semaine dont 2 heures de cours et 2 heures de Travaux Dirigés le samedi matin (total de 150 heures annuels).

- **Les travaux dirigés en second cycle :** L'enseignement porte sur l'aérodynamique fondamentale, la dynamique des gaz et les écoulements laminaires et turbulents. En aérodynamique fondamentale, l'objectif est d'apporter aux étudiants les bases qui permettent d'analyser les écoulements et de prédire les efforts qui s'exercent sur des surfaces portantes en écoulement subsonique. La dynamique des gaz porte sur l'analyse et la prédiction des écoulements compressibles monodimensionnels et bidimensionnels avec ou sans choc. Concernant les couches limites laminaires et turbulentes, l'objectif consiste à transmettre les connaissances nécessaires à l'analyse physique et aux calculs des couches limites jusqu'au décollement. Les travaux dirigés permettent de revoir les notions fondamentales et l'apport industriel permet d'en montrer les utilisations au travers d'applications simples. Ces enseignements constituent une étape vers les enseignements plus spécialisés de troisième cycle du cycle d'ingénieur.

	<i>Intitulé</i>	<i>Horaires (heures)</i>
<b>Cours 2° Cycle</b>	Instationnaire	30
Travaux	Aérodynamique fondamentale	30
Dirigés	Dynamique des Gaz	30
Second	Couche Limite Laminaire	30
Cycle	Couche Limite Turbulente	30
<b>Cours 3° Cycle</b>	Aérodynamique Appliquée	30
Travaux	Second Cycle	30
Pratiques	Aérodynamique Appliquée	20

**Tableau récapitulatif des enseignements avec charges horaires annuelles** - Les cours de second et de troisième cycles sont enseignés chaque année. Les travaux dirigés de second cycle sont enseignés en alternance une année sur deux (2 fois 30 heures / an). Les contenus pédagogiques des enseignements figurent dans le document "Cursus et Programmes d'Enseignement du CNAM". Les cours et les travaux dirigés sont assurés le samedi matin (4h/semaine). Les travaux pratiques ont lieu en semaine sur des demi-journées (13h00/17h00) ou en soirée (17h00/20h00).

- **Enseignement en second cycle :** Mon activité d'enseignement en second cycle (niveau licence/maîtrise) porte sur les écoulements instationnaires (Cours Ecoulements Instationnaires,

---

P. Gilliéron, Collection des Cours du Conservatoire National des Arts et Métiers). Il s'agit ici d'analyser les phénomènes physiques attachés aux écoulements instationnaires et fournir les éléments théoriques nécessaires à la prévision et au traitement des problèmes rencontrés en dynamique des fluides. Le cours inclut des travaux dirigés et comprend des expérimentations qui permettent de comparer les résultats expérimentaux avec les résultats obtenus par la méthode des caractéristiques.

- **Enseignement en troisième cycle** : Mon intervention en troisième cycle au Conservatoire National des Arts et Métiers consiste plus particulièrement à présenter de nouvelles techniques de modélisation et d'analyse. L'objectif consiste à initier les étudiants aux méthodes de calcul des écoulements en fluide parfait (Cours Méthodes Intégrales Appliquées à la Simulation des Ecoulements Irrotationnels, P. Gilliéron, Collection des Cours du Conservatoire National des Arts et Métiers) et/ou aux techniques permettant d'analyser les écoulements tridimensionnels décollés (Cours Aérodynamique Appliquée, Collection des Cours du Conservatoire National des Arts et Métiers). L'enseignement magistral est complété par des expérimentations en soufflerie sur des maquettes de véhicules automobiles et une initiation à l'utilisation d'un code industriel de mécanique des fluides (une procédure d'utilisation a été rédigée et transmise aux étudiants).
- **Travaux pratiques** : J'apporte également une assistance aux travaux pratiques de second cycle de 1993 à 2001. Mon action consiste à répondre aux questions théoriques, méthodologiques et expérimentales associées aux manipulations de laboratoire. Cette activité permet d'identifier les points théoriques et applicatifs qu'il convient de revoir en travaux dirigés. L'apport du secteur industriel est ici utilisé pour montrer aux étudiants les transpositions possibles des travaux proposés et fournir des ordres de grandeurs.

**(ii) Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers (ENSAM) centre de Paris, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA), Universités de Paris-Jussieu et Orléans** - A la demande des Professeurs A. Lerat (3<sup>ème</sup> année ENSAM de 1998 à 2002), J. Borée (3<sup>ème</sup> année ENSMA de 2001 à 2003), R. Gatignol (Master Professionnel Jussieu de 2005 à 2007), P. Marcangelli (Orléans, Master Automobile de 2001 à 2004) et de Y. Chamailard (Orléans, Master International "Global Automotive Engineering" de 2006 à 2008), j'ai assuré entre 16 et 30 heures d'enseignement sur l'aérodynamique des véhicules automobiles.

**(iii) - Ecole Centrale de Paris (ECP) – CERFACS – Université Technologie de Compiègne (UTC) - Ecole Centrale de Lyon (ECL) - DESS MATMECA Université de Bordeaux - Ecole Nationale Supérieure d'Electronique d'Electrotechnique d'Informatique Hydraulique et de Télécommunication (ENSEEIH)** - Depuis la rentrée universitaire de 1999, j'ai assuré et/ou assure une initiation à l'Aérodynamique Automobile sous forme de conférences dans différents établissements (Ecole Centrale de Paris (contact Dominique Thévenin, 2001 & 2002, 3h), CERFACS (2001, 2h), Université Technologie de Compiègne (contact Pascal Lardeur, 2002-2004, 2h), Ecole Centrale de Lyon (contacts Francis Leboeuf, Lionel Soulhac & Jacques Bordet, 2005, 3h), DESS MATMECA - Université de Bordeaux (contact Iraj Mortazavi, 2003 -....., 4h) et Ecole Nationale Supérieure d'Electronique d'Electrotechnique d'Informatique Hydraulique et de Télécommunication ENSEEIH (contact A. Kourta, 2004-2007, 4h). Les problématiques, les savoir-faire et les activités de recherche en aérodynamique pour l'automobile sont successivement présentés.

**(iv) Polytech'Orléans – Filière Véhicules et Systèmes Energétiques** : De 2006 à 2008, j'ai assuré un cours de troisième année d'ingénieur dans la filière "Véhicules et Systèmes Energétiques" de l'Ecole Polytech'Orléans (contact Philippe Devinant). Je décide à la rentrée de 2008 de réduire mes

---

activités d'enseignement pour consacrer plus de temps à la recherche. Je maintiens à la demande de mes collègues universitaires une action destinée à promouvoir et développer l'intérêt pour la recherche en aérodynamique au travers de diverses conférences et/ou participations à congrès.



---

# Synthèse des Activités

Je travaille en recherche depuis plus de 20 ans pour développer la compétence et l'innovation en aérodynamique. Mes travaux portent sur l'aérodynamique automobile, la réduction de la traînée aérodynamique, la sécurité et s'effectuent dans les laboratoires de la direction de la recherche de Renault et des universités avec lesquelles je collabore depuis 1987. Je développe et dirige depuis 2001 une équipe de recherche qui comprend 4 chercheurs, 1 ingénieur, 1 technicien, 2 à 3 doctorants et 1 secrétaire. J'exerce des charges d'enseignement en mécanique des fluides et aérodynamique au niveau master.

## ACTIVITES DE RECHERCHE

Mes activités de recherche portent sur l'aérodynamique automobile, la réduction de la traînée aérodynamique et l'amélioration de la sécurité.

**(i) Aérodynamique automobile :** De 1978 à 1980, je participe avec mes collègues du Conservatoire National des Arts et Métiers (CNAM) au développement de l'expertise aérodynamique dans la soufflerie S4 de l'Institut Aérotechnique de Saint Cyr l'Ecole. J'utilise cette expérience pour travailler sur la modélisation et l'analyse théorique des écoulements de culot et rédige en 1986 un mémoire (CNAM). Les résultats seront utilisés par la suite pour développer des modèles analytiques, montrer l'intérêt des approches analytiques pour la compréhension des phénomènes physiques et enrichir les connaissances en aérodynamique des corps de faible allongement se déplaçant à proximité du sol.

En 1992 avec mes collègues du Conservatoire National des Arts et Métiers, je travaille sur l'analyse et à la modélisation des écoulements pariétaux. Je développe des modèles analytiques capables de reproduire l'écoulement en proche paroi pour mieux comprendre les processus de formation des structures décollées de sillage. Je développe également des outils d'analyse des structures tourbillonnaires cohérentes de sillage et des approches intégrales pour relier les informations de sillages aux informations pariétales (thèse 1996).

J'utilise par la suite les compétences acquises pour tester la capacité des approches de type RANS et URANS à reproduire la physique des écoulements externe et interne rencontrés en aérodynamique automobile. Les résultats obtenus conduisent Renault à s'intéresser aux nouveaux outils de simulation et à intégrer en 2000 la modélisation numérique dans les processus de développement des nouveaux véhicules.

En parallèle je contribue au développement de formulations analytiques pour mieux comprendre les processus de formation de la traînée aérodynamique et expliquer une partie des résultats mis en évidence en soufflerie entre 1976 et 1980 lors des premières expérimentations en soufflerie sur véhicules réels (soufflerie S4 St Cyr). Ce travail se poursuit aujourd'hui dans le cadre d'une thèse CIFRE et d'une thèse BDI que je propose et co-encadre avec mes collègues d'Orléans (Institut PRISME) et de Bordeaux (Institut Mathématiques Appliquées).

Tous les résultats obtenus à partir des travaux initiés dès 1986 sur les écoulements en proche paroi et dans les sillages sont utilisés pour imaginer des solutions de contrôle des décollements destinées à améliorer la sécurité et réduire la traînée aérodynamique.

**(ii) Amélioration de la sécurité :** Les compétences acquises en aérodynamique automobile sont utilisées dès 1987 pour imaginer des solutions de freinage d'urgence et analyser les phénomènes transitoires de types coup de vent latéral, dépassement et croisement de véhicules. Des approches

---

analytiques et numériques sont alors développées et une partie de ces travaux intégrés dans un programme de recherche PREDIT (1998-2001). Les résultats permettent d'engager en 2001 la réalisation d'un banc expérimental d'analyse transitoire du processus de dépassement développé en collaboration avec l'Institut Aérotechnique de Saint Cyr l'Ecole (2002). Ce banc, conçu pour simuler le processus transitoire de dépassement, permet de valider et de compléter les résultats déduits des approches analytiques et numériques. Je travaille également sur l'analyse des écoulements autour des roues carénées pour imaginer des solutions destinées à réduire les salissures et améliorer la sécurité par temps de pluie.

**(iii) Réduction de la traînée aérodynamique :** Les compétences développées en aérodynamique externe constituent la base des travaux que je conduis à partir de 2001 sur le contrôle des décollements pour réduire la consommation, les émissions de gaz à effet de serre et accroître l'autonomie des véhicules (hybrides, électriques). Je travaille sur le développement de solutions analytiques pour améliorer la compréhension des phénomènes physiques et contribue à la recherche de solutions passives (vortex générateurs, éléments séparateurs) et actives (soufflage, aspiration continu et/ou alternés) de contrôle des écoulements et des décollements.

En 2004, je propose à la Direction de la Recherche de Renault un programme de recherche pour mettre au point des solutions aérodynamiques innovantes capables de s'adapter sur les futurs véhicules Renault. Ce programme s'appuie sur les ressources de mon équipe de recherche et sur des partenariats universitaires. Trois thèses CIFRE et une thèse BDI sont ainsi lancées en 2003, 2004 et 2005 en collaboration avec A. Kourta de l'IMFT, Loc Ta-Phuoc du LIMSIS et CH Bruneau de l'IMA de Bordeaux<sup>1</sup>. Je travaille sur l'analyse, le contrôle et l'éclatement des structures tourbillonnaires longitudinales, sur le contrôle des décollements par aspiration et jet synthétique et participe au développement et à la mise au point d'actionneurs pour le contrôle.

Je propose en 2007 d'élaborer un projet ANR-PREDIT en collaboration avec PSA, l'ESPCI, l'IAT, l'Institut de Mathématiques Appliquées (IMA) de l'Université de Bordeaux et la société Flowdit, spécialisée dans la fabrication d'actionneurs sur le thème du contrôle des décollements aérodynamiques par jets pulsés. Ce projet, désigné CARAVAJE pour "Contrôle de l'Aérodynamique externe des Véhicules Automobile par JETs pulsés", est accepté en 2008. En parallèle et avec mes collègues d'Orléans, nous proposons en 2008 d'initier un second projet ANR pour poursuivre le développement des compétences sur le contrôle par jet synthétique. Ce projet regroupe les laboratoires de Renault, PSA, Plastic Omnium (PO), l'équipe E.S.A. (Écoulements et Systèmes Aérodynamiques) de l'Institut PRISME d'Orléans, le Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) et le LEMAC (IEMN), laboratoire du CNRS qui développe des actionneurs.

## **ANIMATION DU GROUPE DE RECHERCHE RENAULT.**

En 2001, des moyens financiers et humains sont mis à ma disposition à la direction de la recherche de Renault pour poursuivre et développer la recherche en mécanique des fluides et aérodynamique pour l'automobile. Je crée alors le groupe de recherche "Mécanique des Fluides & Aérodynamique" qui compte en moyenne 4 chercheurs, 2 à 3 doctorants, 1 ingénieur d'essais, 1 technicien, 1 secrétaire et reçoit 1 stagiaire par an. Le groupe dispose d'une chaîne fil chaud, d'une chaîne PIV 3 composantes, d'une chaîne LDV 3 composantes, d'une soufflerie d'étalonnage et des moyens nécessaires pour préparer les supports d'essais, effectuer les expérimentations et exploiter les résultats d'essais réalisés dans diverses installations partenaires. Les codes de calculs Powerflow (méthode Boltzmann sur réseaux), Fluent et Star-CD sont également à disposition et utilisés pour enrichir les travaux analytiques et les résultats d'essais.

Dans ce contexte, j'assiste mes collaborateurs sur toutes les questions théoriques, expérimentales et

---

numériques qui doivent être utilisées pour développer la connaissance et mettre au point de nouvelles solutions. Je définis les objectifs scientifiques, les moyens analytiques, expérimentaux et numériques à mettre en œuvre, collabore à l'analyse des résultats et participe de manière active à l'élaboration et à l'écriture des papiers et publications émis par le groupe. En ma qualité de responsable de groupe, j'assure toutes mes fonctions hiérarchiques et administratives avec une forte volonté d'ouverture, d'accessibilité et de disponibilité. Les derniers résultats, les dépôts de brevets (21 brevets déposés depuis 1999) ainsi que l'intérêt suscité par la solution aérodynamique "jet synthétique" du concept car ALTICA confirment l'intérêt et la pertinence des actions que j'ai initiées depuis plus de 15 ans chez Renault.

## **COLLABORATIONS DE RECHERCHE**

De 1992 à 2001, je collabore aux travaux de recherche du Laboratoire d'Aérodynamique du Conservatoire National des Arts et Métiers sur l'analyse des écoulements pariétaux et tridimensionnels décollés en phases stationnaire et transitoire.

De 2001 à 2004, je collabore aux travaux de Jean-Paul Bonnet et Andreas Spohn du Laboratoire d'Etudes Aérodynamique (LEA) de Poitiers. Ma contribution porte sur l'analyse et le contrôle des écoulements décollés autour des géométries de faible allongement en interaction avec une paroi.

Je collabore depuis 2003 aux travaux de recherche de l'Institut de Mathématiques Appliqués (IMA) de l'Université de Bordeaux. Ma collaboration porte sur l'analyse physique des résultats et la mise au point de stratégies de contrôle pour les écoulements tridimensionnels décollés instationnaires (2 thèses dont la dernière a été soutenue le 12 novembre dernier, Delphine Depeyras 2006-2009).

Depuis octobre 2006, je travaille avec l'équipe "Écoulements & Systèmes Aérodynamiques" de l'Institut PRISME d'Orléans à raison d'une journée par semaine dans le cadre d'une convention recherche établie entre l'Université d'Orléans et la direction de la recherche de Renault. Je collabore avec Philippe Devinant aux travaux sur le contrôle des décollements par jets synthétiques (projet ANR-PREDIT soumis le 27 février 2009) et les écoulements de compartiment moteur (thèse Marion D'Hondt, 2007-2010), avec Philippe Devinant et Sandrine Aubrun sur l'analyse des écoulements autour de corps de faible allongement (thèse Adrien Thacker, 2007-2010), avec Azeddine Kourta et Régine Weber sur le contrôle par plasma froid (thèse Vincent Boucinha, 2006-2009) puis avec Sandrine Aubrun et Annie Leroy sur l'analyse et l'élaboration de protocoles de contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales. Cette collaboration s'étend depuis septembre 2008 au Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique de Valenciennes avec lequel je travaille sur l'analyse et le contrôle des décollements par éléments séparateurs et soufflage (Larbi Labraga et Laurent Keirsbulck).

Je collabore en parallèle et depuis 2001 au développement des travaux de la communauté scientifique sur le contrôle des écoulements et des décollements aérodynamiques au travers des collaborations et des actions que je mène dans le cadre du CNRT "Aérodynamique & Aéroacoustique des Véhicules Terrestres", du Groupement de Recherche 2502 "Contrôle des Décollements" et de la Commission "Contrôle" du Groupement Scientifique et Technique "Mécanique des Fluides & Turbulence" de l'AFM.

## **ACTIVITES D'ENSEIGNEMENT**

J'ai assuré et/ou assuré des fonctions régulières d'enseignement en mécanique des fluides au Conservatoire National des Arts et Métiers (CNAM), à l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers (ENSAM), à l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA Poitiers), à l'Université de Jussieu et à Polytec'Orléans. J'assure également des conférences dans plusieurs autres

---

établissements supérieurs d'enseignement de type Ecole ou Université. Toutes ces activités me permettent de maintenir et de développer mes compétences scientifique et technique depuis plus de 20 ans.

**(i) Conservatoire National des Arts et Métiers (CNAM) Paris :** Avec le centre de Paris du Conservatoire National des Arts et Métiers et de 1987 à 2001, j'assure à la demande du Pr M. Ménard puis du Pr F. Chometon des travaux dirigés en second cycle (niveau licence / maîtrise) et des cours en second et troisième cycles (cycle terminal du cycle d'ingénieur). J'ai fait régulièrement partie des jurys pour la délivrance des diplômes d'ingénieurs CNAM et participé à l'encadrement pour les travaux pratiques. J'effectuais en moyenne 6 heures d'enseignement par semaine dont 2 heures de cours et 2 heures de Travaux Dirigés le samedi matin (total de 150 heures annuels).

**(ii) Ecole Nationale Supérieure d'Arts et Métiers (ENSAM) centre de Paris, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA), Universités de Paris-Jussieu et Orléans** - A la demande des Professeurs A. Lerat (3<sup>ème</sup> année ENSAM de 1998 à 2002), J. Borée (3<sup>ème</sup> année ENSMA de 2001 à 2003), R. Gatignol (Master Professionnel Jussieu de 2005 à 2007), P. Marcangelli (Orléans, Master Automobile de 2001 à 2004) et de Y. Chamailard (Orléans, Master International "Global Automotive Engineering" de 2006 à 2008), j'ai assuré et/ou assuré entre 16 et 30 heures d'enseignement sur l'aérodynamique des véhicules automobiles.

**(iii) - Ecole Centrale de Paris (ECP) – CERFACS – Université Technologie de Compiègne (UTC) - Ecole Centrale de Lyon (ECL) - DESS MATMECA Université de Bordeaux - Ecole Nationale Supérieure d'Electronique d'Electrotechnique d'Informatique Hydraulique et de Télécommunication (ENSEEIH)** - Depuis la rentrée universitaire de 1999, j'ai assuré et/ou assuré une initiation à l'Aérodynamique Automobile sous forme de conférences dans différents établissements (Ecole Centrale de Paris (contact Dominique Thévenin, 2001 & 2002, 3h), CERFACS (2001, 2h), Université Technologie de Compiègne (contact Pascal Lardeur, 2002-2004, 2h), Ecole Centrale de Lyon (contacts Francis Leboeuf, Lionel Souhac & Jacques Bordet, 2005, 3h), DESS MATMECA - Université de Bordeaux (contact Iraj Mortazavi, 2003-2007, 4h) et Ecole Nationale Supérieure d'Electronique d'Electrotechnique d'Informatique Hydraulique et de Télécommunication ENSEEIH (contact A. Kourta, 2004-2007, 4h). Les problématiques, les savoir-faire et les activités de recherche en aérodynamique pour l'automobile sont successivement présentés.

**(iv) Polytech'Orléans – Filière Véhicules et Systèmes Energétiques :** De 2006 à 2008, j'assure un cours de troisième année d'ingénieur dans la filière "Véhicules et Systèmes Energétiques" de l'Ecole Polytech'Orléans (contact Philippe Devinant). Je décide à la rentrée de 2008 de réduire mes activités d'enseignement pour consacrer plus de temps à la recherche. Je maintiens à la demande de mes collègues universitaires une action destinée à promouvoir et développer l'intérêt pour la recherche en aérodynamique au travers de diverses conférences et/ou participations à congrès.

---

Patrick Gilliéron, Chercheur & Responsable Groupe de Recherche  
"Mécanique des Fluides & Aérodynamique",  
Technocentre RENAULT, Recherche & Etudes Avancées,  
Service 68260, code API : TCR AVA 058  
1 Avenue du Golf, 78288 Guyancourt Cedex  
Tél 01 76 85 70 40 / Fax 01 76 86 91 18  
[patrick.gillieron@renault.com](mailto:patrick.gillieron@renault.com)

---

---

## Publications Scientifiques

Patrick Gilliéron, Chercheur & Responsable Groupe de Recherche  
"Mécanique des Fluides & Aérodynamique",  
Technocentre RENAULT, Recherche & Etudes Avancées,  
Service 68260, code API : TCR AVA 058  
1 Avenue du Golf, 78288 Guyancourt Cedex  
Tél 01 76 85 70 40 / Fax 01 76 86 91 18  
[patrick.gillieron@renault.com](mailto:patrick.gillieron@renault.com)

### • PUBLICATIONS DANS DES REVUES A COMITE DE LECTURE

- A1 - Chometon F. et Gilliéron P.; *Dépouillement assisté par ordinateur des visualisations pariétales en aérodynamique*. Compte-rendu Académie des Sciences Paris, tome 319, série II, pages 1149-1156, 6 pages, 1994.
- A2 - Gilliéron P. and Chometon F.; *Modelling of stationary three-dimensional detached airflows around an Ahmed Reference Body*, Third International Workshop on Vortex, ESAIM, Proceedings, Vol 7, 1999, pp 173-182, <http://www.emath.fr/proc/Vol7/>.
- A3 - Chometon F., Ebbo D., Gilliéron P., Koifman P., Lecomte F. et Sorrel-Dejerine N. ; Revue Annales ORL, Simulation Numérique de l'Écoulement de l'Air dans les Fosses Nasales, Vol. 117, n°2, 2000.
- A4 - Gilliéron P.; *Contrôle des écoulements appliqué à l'automobile, état de l'art*, Revue "Mécanique & Industrie", Elsevier, décembre 2002.
- A5 - Gilliéron P.; *Detailed Analysis of the Overtaking Process*, PREDIT2 Project, "Unsteady Aerodynamics of Ground Vehicles and their Environment", Journal Mechanical Engineering, JME, January 2003.
- A6 - Gilliéron P., Chometon F. and Laurent J.; *Analysis of hysteresis and phase shifting phenomena in unsteady three-dimensional wakes*, Experiments in Fluids 35 (2003) 117-129, DOI 10.1007/S00348-002-0555-z, July 2003.
- A7 - Gilliéron P. et Levallois E.; *Contribution de l'aérodynamique au développement durable et sécuritaire*, Revue "Mécanique & Industrie" 6, 567-574, Elsevier, 2005.
- A8 - Lehueur B., Gilliéron P. & Ivanic T. ; *Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles : Approche numérique*, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (CRAS), Section Mécanique, n°334 (2006) 368-372, 2006.
- A9 - Bruneau CH, Gilliéron P. & Mortazavi I.; *Flow manipulation around the Ahmed body with a rear window using passive strategies*, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (CRAS), ISSN : 1631-0721, Section Mécanique, volume 335, n°4, pp 213-218, 2007.
- A10- Bruneau CH, Gilliéron P. & Mortazavi I.; *Passive control around the square back Ahmed body using porous devices*, Journal of Fluids Engineering, 2007.
- A11- Rouméas M., Gilliéron P. et Kourta A.; *Les stratégies de commande appliquées au contrôle d'écoulement : État de l'art*, Revue "Mécanique & Industrie", Volume 8, n°4, p. 391, DOI 10.1051/référence\_meca :2007061, 2007.
- A12- Lehueur B. Gilliéron P. and Loc Ta-Phuoc; *Characterization and control of longitudinal vortices over a dihedral bluff body: Numerical approach*, Journal of Mechanical Engineering 58, 5 (2007).

- 
- A13- Rouméas M., Gilliéron P and Kourta A.; *Analysis and control of the near-wake flow over a square-back geometry*, Computers & Fluids, 2008, doi: 10.1016/j.compfluid. 2008.01.009.
  - A14- Rouméas M., Gilliéron P. and Kourta A.; *Separated flow around the rear window of a simplified car geometry*, Journal of Fluids Engineering, Volume 130, Issue 2, 021101, February 2008.
  - A15- Bruneau CH, Gilliéron P. & Mortazavi I.; *Passive control around the two-dimensional square back Ahmed body using porous devices*, Journal of Fluids Engineering, Volume 130, 061101, June 2008.
  - A16- Rouméas, Gilliéron P. & Kourta A.; *Drag reduction by flow separation control on a car after body*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, DOI: 10.1002/flid. 1930, 2008.
  - A17- Gilliéron P et Kourta A.; *Automobile et Environnement, Contribution de la recherche aérodynamique à la réduction des gaz à effet de serre*, Revue Mécanique & Industrie, 9 6 (2008) 519-531, DOI: 10.1051/meca/2009016.
  - A18- Lehugeur B., Gilliéron P. et Bobillier P.; *Contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales dans le sillage d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile: approche expérimentale*, Revue Mécanique & Industrie 9 6 (2008) 533-541, DOI: 10.1051/meca/2009017.
  - A19- Gilliéron P. & Kourta A.; *Aerodynamic drag reduction by vertical splitter plates*, Exp in Fluids, DOI 10.1007/s00348-009-0705-7, 2009, accepté, à paraître.
  - A20- Lehugeur B., Gilliéron P. and Kourta A.; *Experimental investigation on longitudinal vortex control over a dihedral bluff body*, Exp in Fluids, DOI 10.1007/s00348-009-0707-5, 2009, accepté, à paraître.

- **PUBLICATIONS DANS DES ACTES DE CONGRES AVEC COMITE DE LECTURE SUR LE TEXTE COMPLET.**

- B1 - Chometon F. and Gilliéron P.; *A survey of improved techniques for analysis of three-dimensional separated flows in automotive aerodynamics*, SAE Congress, n°960680, pp 109-119, 11 pages, Detroit, Michigan, USA, February 26-29, 1996.
- B2 - Chometon F., Gilliéron P. et Laurent J.; *Visualisation de l'écoulement tridimensionnel instationnaire autour des véhicules automobiles*, 7<sup>ième</sup> Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Saint-Louis, du 3 au 6 juin 1997.
- B3 - Chometon F. and Gilliéron P.; *Analysis of unsteady wakes by images processing in automotive aerodynamics*, Congress FLUCOME, Tokyo, JAPON, September 1997.
- B4 - Chometon F. and Gilliéron P.; *Assessment of engine cooling performance by measurement of cooling airflow drag in aerodynamic wind tunnels*, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, February 23-26, 1998.
- B5 - Gilliéron P., Samuel S. and Chometon F.; *Potential of CFD in analysis under-bonnet airflow phenomena*, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, march 1-4, 1999.
- B6 - Laurent J., Gilliéron P. et Chometon F.; *Visualisation du champ des gradients de pression d'arrêt dans les sillages*, Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Toulouse, 1-4 juin 1999.
- B7 - Chometon F., Ebbo D., Gilliéron P., Koifman P., Lecomte F. et Sorrel-Dejerine N. *Analyse scientifique de l'aérodynamique des fosses nasales*, 106 ième Congrès ORL, 7 pages, Paris, 12-15 octobre, 1999.
- B8 - Chometon F., Ebbo D., Gilliéron P., Koifman P., Lecomte F. et Sorrel-Dejerine N.; *Aerodynamics of nasal airways with application to obstruction*, FLUCOME Congress, Sherbrooke, Québec, Canada, August 14-16, 2000.

- 
- B9 - Gilliéron P. and Chometon F.; *Reduction of cooling air drag of road vehicle : an analytical approach*, SAE paper n°01B-48, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, March 2001.
- B10 - Williams M. and Gilliéron P.; *Integration of calculation in design and development processes for Renault automotive vehicles*, SAE paper n°01B-45, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, March 2001.
- B11 - Gilliéron P. and Spohn A. ; *Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle*, Congrès IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows, April 8-12, 2002, Toulouse, France.
- B12 - Noger C. et Gilliéron P.; *Banc d'analyse du processus transitoire de dépassement de deux véhicules automobiles*, 16<sup>ième</sup> Congrès Français de Mécanique (CFM), Nice, France, 1 au 5 septembre 2003.
- B13 - Gilliéron P. and Noger C.; *Contribution to the analysis of transient aerodynamic effects acting on vehicles*, SAE paper n°2004-01-1311, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, Mars 2004.
- B14 - Ivanic T. and Gilliéron P.; *Reduction of the aerodynamic drag to cooling systems: an analytical and experimental approach*, SAE paper n°2005-01-1017, SAE Congress, Detroit, Michigan, USA, April 2005.
- B15 - Roumeas M., Gilliéron P. & Kourta A.; 2005, *Réduction de la traînée par aspiration sur la partie arrière du corps de Ahmed*, 7<sup>ème</sup> Congrès Marocain de Mécanique, 19 au 22 Avril 2005, Casablanca, Maroc.
- B16 - Roumeas M., Gilliéron P. & Kourta A.; 2005, *Analyze and control of the near-wake flow over simplified car geometry*, 4<sup>th</sup> Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced, Vibrations (BBVIV4), 21-24 Juin 2005, Santorin, Grèce.
- B17 - Lehugeur B., Gilliéron P. & Loc Ta Phuoc; 2005, *Characterization of longitudinal vortices in the wake of a simplified car model*, 23<sup>rd</sup> AIAA Applied Aerodynamics Conference, 6-8 June, Toronto, Canada, paper n° AIAA-2005-5383.
- B18 - Levallois E. et Gilliéron P.; *Contrôle des écoulements en aérodynamique automobile & réduction de traînée par éléments séparateurs - Analyse par PIV*, Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Fluvisu11, Lyon, 6-9 juin 2005.
- B19 - Roumeas M., Gilliéron P. & Kourta A.; *Réduction de traînée par contrôle des décollements autour d'une géométrie simplifiée: Etude paramétrique 2D*, 17<sup>ième</sup> Congrès Français de Mécanique, 29 Août au 02 Septembre 2005, Troyes, France, 2005.
- B20 - Lehugeur B. & Gilliéron P.; *Caractérisation des tourbillons longitudinaux de sillage de véhicules automobiles*, 17<sup>ième</sup> Congrès Français de Mécanique, 29 Août au 02 Septembre, Troyes, France, 2005.
- B21 - Thivolle-Cazat E. et Gilliéron P.; *Modèle analytique d'hélice ventilateur pour la conception des roues aspirantes*, 17<sup>ième</sup> Congrès Français de Mécanique, 29 Août au 02 Septembre, Troyes, France, 2005.
- B22 - Lehugeur B., Gilliéron P. & T. Ivanic; *Characterization of C-Pillar Vortices by 3D Particle Image Velocimetry*, Workshop on Particle Image Velocimetry in Car Industry, Grugliasco, november 2005, Italy.
- B23 - Lehugeur B. & Gillieron P., 2006, "*Active control of vortex breakdown phenomenon in the wake of a simplified car geometry*", ASME Joint U.S. - European Fluids Engineering Summer Meeting, paper n° FEDSM2006-98349, July, Miami, Florida.
- B24 - Leclerc C., Levallois E., Gilliéron P., Kourta A. and Gallas Q., 2006, "Phase Locked Analysis of a Simplified Car Geometry Wake Flow Control Using Synthetic Jet", ASME Joint U.S. - European Fluids Engineering Summer Meeting, paper n° FEDSM2006-98469, July, Miami, Florida.
- B25 - Thivolle-Cazat E. & Gilliéron P.; *Flow analysis around a rotating wheel*, 13<sup>th</sup> International Symposium Lisbon, 26-29 june 2006.

- 
- B26 - Bruneau C-H., Gilliéron P. and Mortazavi I.; *Flow regularization and drag reduction around blunt bodies using porous devices*, IUTAM, Symposium on Flow Control and Mems, 19-22 September 2006, Imperial College, London.
- B27 - Lehugeur B., Gilliéron P. et Loc Ta-Phuoc; *Analyse de l'influence du contrôle des tourbillons longitudinaux de montants de baie sur les champs de pression pariétale en aérodynamique automobile*, 18<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, 27-31 août 2007, Grenoble, France.

• **PUBLICATIONS DANS DES ACTES DE CONGRES AVEC COMITE DE LECTURE SUR LE TEXTE RESUME.**

- C1 - Chometon F. et Gilliéron P.; *Modélisation des écoulements tridimensionnels décollés autour des véhicules automobiles*, Congrès SIA, Société des Ingénieurs de l'Automobile, n° SIA 96-09-11, 10 pages, Courbevoie / Paris, 5 et 6 novembre 1996.
- C2 - Gilliéron P. et Egee P.; *Modélisation des écoulements sous capot*, Congrès SIA, Société des Ingénieurs de l'Automobile, n° SIA 96-09-15, 10 pages, Courbevoie / Paris, 5 et 6 novembre 1996.
- C3 - Egee P. and Gilliéron P.; *Analysis of aerodynamic flow in the engine compartment, High Performance Computing in Automotive Design*, Engineering, and Manufacturing, Proceeding of the 3rd International Conference on High Performance Computing in the Automotive Industry, A Silicon Graphics Company, Editor M. Sheh, pp 385-390, 1996.
- C4 - Gilliéron P. et Chometon F.; *Modélisation de l'écoulement tridimensionnel décollé stationnaire autour du corps de Ahmed*, Groupe Utilisateurs Fluent, 9 pages, Paris La Défense, 2 et 3 octobre 1997.
- C5 - Gilliéron P. and Chometon F.; *Numerical simulation of three-dimensional separated flow around the Ahmed body*, Third International Workshop on Vortex Flows and Related Numerical Methods, pp 143-144, Toulouse, August 24-27, 1998.
- C6 - Gilliéron P., Matisse O. et Martin W.; *La modélisation des écoulements dans l'automobile, potentiel de l'approche calcul et exemples d'applications*, Rencontre Utilisateurs Fluent, 12 pages, Paris Saint Germain en Laye, 23 et 24 septembre 1999.
- C7 - Gilliéron P. et Laurent J.; *Analyse des écoulements de culot par vélocimétrie laser, application à l'automobile*, 7<sup>ème</sup> Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, 19-22 septembre 2000, Marseille, France.
- C8 - Gilliéron P. et Spohn A.; *Contribution à l'analyse des écoulements tridimensionnels décollés instationnaires autour d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile*, 8<sup>ème</sup> Congrès Français de Vélocimétrie Laser, 17 au 20 septembre 2002, Orsay.
- C9 - Drouin V., Giovannini A. and Gilliéron P.; *Topology and characterisation of the vortical near-wake flow over a simplified car model*, Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations, Port Douglas, Australia, 17-20 december 2002.
- C10 - Elena L., Gilliéron P., Gonzalez A-C, Maillard V. et Sagnard Y.; *Souffleries Aéroacoustiques (GIE-S2A) et Centre national de Recherche Technologique "Aérodynamique et Aéroacoustique des Véhicules Terrestres"*, 38<sup>ème</sup> Congrès d'Aérodynamique Appliquée, 8 octobre 2002.
- C11 - Gilliéron P. et Noger C.; *Contribution à l'analyse des effets aérodynamiques transitoires sur la stabilité dynamique des véhicules automobiles*, Congrès SIA "Dynamique Véhicule & Confort de Suspension Automobile", Lyon, France, 3 au 4 juin 2003.
- C12 - Gilliéron P. et Levallois E.; *Aérodynamique automobile appliquée au développement durable et sécuritaire*, Convergence'03, Aeronautique, Automobile et Espace, International Symposium, Paris-France, du 1<sup>er</sup> au 2 décembre 2003.

- 
- C13 - Roumeas M., Gilliéron P. and Kourta A.; *Synthèse des résultats numériques de contrôle des décollements par aspiration*, présentation EFFC (1<sup>st</sup> European Forum of Flow Control) du 11 au 14 octobre 2004, Poitiers.
- C14 - Gilliéron P. ; *Phénomènes aérodynamiques transitoires et stabilité dynamique*, Société des Ingénieurs de l'Automobile, 13<sup>ième</sup> Congrès de Dynamique Véhicule, 14-15 juin 2005, Ecole Centrale de Lyon.
- C15 - Lehugeur B. & Gilliéron P., 2006, "*Drag reduction by active control of A-pillar vortex breakdown on a simplified car geometry*", Proceedings of the Ercoftac European Drag Reduction and Flow Control Meeting, 10-14 April, Ischia, Italy.
- C16 - Lehugeur B. & Gilliéron P., 2006, "*Contrôle de l'éclatement tourbillonnaire dans le sillage d'une géométrie simplifiée de véhicule automobile*", *Journées Internationales d'Etude de l'Association Aéronautique et Astronautique de France*, 20-23 Novembre, Paris, France.
- C17 - Gallas Q., Levallois E. & Gilliéron P., "*Modeling and Development of synthetic Jet Actuators in Flow Separation Control Application*", IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS, 19-22 septembre 2006, Londres, UK.
- C18 - Leclerc C., Levallois E., Gilliéron P. & Kourta A., "*Aerodynamic Drag Reduction by Synthetic Jet : A 2D Numerical Study Around a Simplified Car*", 3<sup>rd</sup> AIAA Flow Control Conference, 5-8 june 2006, San Francisco, California.
- C19 - Gilliéron P et Kourta A.; *Automobile et Environnement – Contribution de la recherche aérodynamique à la réduction des gaz à effet de serre*, 43<sup>ième</sup> Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Association Aéronautique et Astronautique de France (AAAF), 10-12 mars 2008, Université de Poitiers.

## • PUBLICATIONS DIVERSES

- D1 - Gilliéron P.; *Logiciels hautes performances*, Bulletin Technique RENAULT, page 8 à 13, 1989.
- D2 - Gilliéron P.; *Renault chooses Fluent for Under Hood Aerodynamics*, News Letters Fluent, Volume 8, Issue 1, Spring/Summer, 1999.
- D3 - Gilliéron P.; *La modélisation en aérodynamique automobile, potentiels et limites*, Revue SUPELEC, avril 2000.
- D4 - Gilliéron P. and Bonnet JP; *Research axis and ways of progress in automotive aerodynamics, A thematic network for quality and trust in the industrial applications of CFD*, QNET CFD Network Newsletter, Volume 1, n°2, July 2001.
- D5 - Gilliéron P.; *Nouvelles souffleries & Centre National de Recherche Technologique "Aérodynamique et Aéroacoustique des Véhicules Terrestres"*, Bulletin Technique Renault n° , 90, janvier 2003,
- D6 - Gilliéron P. & Levallois E.; *Contribution de l'aérodynamique au développement durable & sécuritaire de Renault*, Bulletin Technique Renault n°92, Juillet 2004.
- D7 - Gilliéron P.; *Aérodynamique automobile transitoire : Problématiques, simulations & analyses*, Colloque de Synthèse "Contrôle des Décollements", Optimisation des performances et nouveaux actionneurs, GDR "Contrôle des Décollements" n°2502, Cepadua Editions, ISBN 2.85428.708.8.
- D8 - Gilliéron P. & Kourta A.; *Automobile & Environnement; Contribution de la recherche aérodynamique à la réduction des émissions de gaz à effet de serre*, Bulletin Technique Renault n°103, Novembre 2008.

---

## • CONFERENCES SUR INVITATION

- *Potentiels et Limites d'Utilisation de la Simulation Numérique en Aérodynamique Automobile*, Association Universitaire de France - Association Française de Mécanique, 14<sup>ième</sup> Congrès Français de Mécanique, Toulouse, France, 30 août - 3 septembre, 1999.
- *Simulation du coup de vent latéral, attentes du secteur automobile et état de l'art*, Société Hydraulicien de France, Interactions Mécaniques entre Fluides et Structures, Chatou, France, 23 et 24 novembre 1999.
- *Analyse, modélisation et typologie des écoulements de culot dans l'automobile*, Association Aéronautique et Astronautique de France, 36<sup>ième</sup> Congrès, Ecoulements Aval : Du Champ Propre au Sillage, Orléans, 20 - 22 mars 2000.
- *L'aérodynamique des véhicules automobiles, problématique, attentes et perspectives*, Colloque Transports Terrestres, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers, 16 mai 2000.
- *Le contrôle des écoulements dans l'automobile*, Conférence CERFACS, Toulouse, 26 avril 2001.
- *Synergie calculs essais en aérodynamique automobile, état de l'art*, Société des Ingénieurs de l'Automobile, Villepinte, 18 octobre 2001.
- *Contribution de l'aérodynamique au développement durable et sécuritaire dans l'automobile*, conférence organisée pour l'INSN (Institut National de Sûreté Nucléaire), CEA, site de Saclay, 28 janvier 2005.
- *Aérodynamique automobile transitoire, problématiques, simulations & analyses*, Association Aéronautique et Astronautique de France, 36<sup>ième</sup> Congrès, Toulouse, 21-24 mars 2005.
- *Potentiels & perspectives du contrôle actif en aérodynamique automobile*, Groupement de Recherche Modélisation Automatisation & Contrôle des Systèmes, Orléans, 15 mars 2007.

## • OUVRAGES DE COURS

- Méthode intégrale appliquée à la simulation des écoulements irrotationnels, CNAM niveau C, cycle d'approfondissement, Collection des cours du Conservatoire National des Arts et Métiers, CNAM/Médias, 1997.
- Aérodynamique appliquée, cycle d'approfondissement, CNAM niveau C, CNAM/Médias, 1998/2001.
- Ecoulements instationnaires, CNAM niveau B, CNAM/Médias, 1997/2001.
- Lecture Series VKI-LS (Institut Von Karman), Aerodynamic drag and ways to reduce it, Problematics, Simulations and Analysis / Unsteady aerodynamics - effect of side wind and overtaking / Drag reduction by passive and active control, Road Vehicle Aerodynamics, 2005.

## • BREVETS ET/OU PLIS D'HUISSIER

21 brevets déposés ou en cours de dépôt depuis 1999.

- Véhicule automobile équipé d'un dispositif à plaque de réduction de traînée aérodynamique, brevet n°02-15816, auteur P. Gilliéron.
- Système de rétrovision extérieur pour véhicules utilitaires ou automobiles, brevet n° 02-09397, auteurs P. Gilliéron, JP Bonnet & O. Vaillant..

- 
- Dispositif générateur de vortex pour la réduction de la traînée aérodynamique d'un véhicule terrestre et véhicule ainsi équipé, brevet n°02-15818, auteur P. Gilliéron.
  - Fente d'aspiration pour contrôle actif de l'écoulement, pli huissier n°4157, auteur P. Gilliéron.
  - Jet synthétique pour soufflage pour contrôle actif d'écoulement, pli huissier n°4158, auteur P. Gilliéron.
  - Aspiration et jet synthétique à fréquence commandée pour contrôle actif d'écoulement, pli huissier n°4159, auteur P. Gilliéron.
  - Actionneur par jet synthétique et/ou pulsé pour le contrôle des écoulements et des décollements aérodynamiques, brevet n°03-10353, auteur P. Gilliéron.
  - Rétroviseur escamotable associé à une extraction d'air, brevet n°03-15450, auteur P. Gilliéron.
  - Freinage d'extrême urgence par un système d'aérofreins gonflables, brevet n°03-13931, auteurs P. Gilliéron, JG Mérignac & E. Debernard.
  - Dispositif d'extraction d'air habitacle à travers un caisson de pavillon avec vitre mobile (vitre latérale mobile dans le pavillon), brevet n° 04-06382, auteurs P. Gilliéron & P. Francisco.
  - Méthode et dispositif de soufflage/aspiration pour provoquer l'éclatement des structures tourbillonnaires longitudinales de montant de baie et de lunette arrière, brevet n°04-11346, auteurs P. Gilliéron & B. Lehueur.
  - Dispositif actif pour réduire la traînée aérodynamique d'un véhicule (roues aspirantes), brevet n° 02-15275, auteurs P. Gilliéron, A. Picavet & S. Parpais.
  - Destruction des structures tourbillonnaires longitudinales de sillage automobile par amplification des mécanismes d'instabilité, brevet n°05-52133, auteurs P. Gilliéron & B. Lehueur.
  - Actionneur pour soufflage ou aspiration continu et/ou pulsé pour introduire de la vorticité dans les écoulements aérodynamiques et pour faire du contrôle actif de ces écoulements, pli huissier n°8360, auteurs P. Gilliéron & C. Leclerc.
  - Système d'aspiration pour la réduction de traînée et la climatisation d'habitacle, brevet n° 05-12152, auteurs P. Gilliéron, J. Rodolaue & M. Rouméas.
  - Réduction de la consommation par diminution du pompage visqueux, brevet n°06-50419, auteurs P. Gilliéron & F. Leray.
  - Dispositif de contrôle de stabilité dynamique par éclatement, destructuration ou suppression des tourbillons longitudinaux, pli huissier n°9494, auteurs P. Gilliéron & B. Lehueur.
  - Dispositif de destruction des structures tourbillonnaires de sillage de véhicules automobiles, brevet n°06-04574, auteurs P. Gilliéron & B. Lehueur.
  - Dispositif de réduction de la traînée aérodynamique par aspiration au niveau des jantes - ventilateur axial, brevet n°06-55465, auteurs P. Gilliéron & E. Andres.
  - Procédé et dispositif de perturbation d'un écoulement d'air à la paroi d'un véhicule automobile, brevet n° FR0605558, extension internationale PCT/FR07/051452, auteurs P. Gilliéron, C. Leclerc et E. Levallois.

- 
- Contrôle aérodynamique actif pour accroître le débit d'air en entrée du compartiment moteur, brevet n°0858791, auteurs P. Gilliéron et M. D'Hondt.

*Mise à jour le 1<sup>er</sup> septembre 2009*

## **Extrait Publications**



# Modelling of Stationary Three-Dimensional Separated Air Flows around an Ahmed Reference Model

**P. Gilliéron,**

Renault S.A.; 1 Avenue du Golf, 78288 Guyancourt Cedex

e-mail: patrick.gillieron@renault.com

**F. Chometon,**

Conservatoire National des Arts et Métiers, 15, rue Marat, 78210 Saint Cyr l'Ecole

e-mail: chometon@cnam.fr

**Abstract:** When analysing the topology of turbulent flow systems for alternative vehicle configurations, conventional wind-tunnel tests may not be sufficient. Vehicle development teams investigating this kind of physical phenomenon are increasingly interested in numerical simulation, but reliable implementation of computational techniques in automotive aerodynamics requires validation to confirm that such methods are capable of accurately reproducing experimentally proven physical behaviour. We address this issue by comparing the results of experimental wind-tunnel tests with simulated values for aerodynamic drag coefficient and vortex wake flows at different angles of car rear window inclination, using an Ahmed [1] reference model.

## 1 - INTRODUCTION

To meet targets for shorter lead-times and lower costs in modern automobile design processes, aerodynamics specialists are constantly seeking new solutions capable of providing prompt and accurate guidance in design practice. One such solution is numerical simulation, which provides a valuable complement to results obtained from experimental wind tunnel tests. However, if computational techniques are to become a viable proposition in automotive aerodynamics, they must demonstrate their ability to accurately reproduce the elementary phenomena observed on simple geometric forms in the wind tunnel. With this objective in mind, we discuss computational work on an Ahmed reference model (Ahmed, Ramm and Faltin, 1984 [1]), following the work of Baxendale, Graysmith, Howell and Haynes (1994 [2]). The Ahmed model was chosen for its geometrical simplicity, and because of the body of documented experimental results available for this model in automotive aerodynamics applications. Specifically, we compare computed results against experimental findings for different angles of rear window inclination, and offer qualitative analysis, chiefly concerning aerodynamic drag coefficient and the behaviour of vortex wake flows.

## 2 - EXPERIMENTAL RESULTS

The Ahmed reference model is shown in figure 1. The angle  $\alpha$  represents the angle of inclination of the rear window with respect to the horizontal.

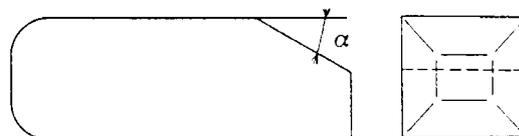


Fig. 1 - Ahmed Reference Model

**2.1 – VORTEX WAKE FLOWS** - Measurements on the Ahmed reference model were taken in the Göttingen open-section wind tunnel (Ahmed *et al* [1]). The Reynolds number was  $4 \cdot 10^6$ , the initial flow turbulence index was 0.5%, and the total model length was around 1 m. Results revealed two basic airflow patterns, delimited by upper and lower threshold values  $\alpha_m^e$  and  $\alpha_M^e$  for the angle of inclination  $\alpha$ . Ahmed's values for these critical angles  $\alpha_m^e$  and  $\alpha_M^e$  were 12 and 30 degrees respectively. Wake flow is two-dimensional for values of  $\alpha$  below  $\alpha_m^e$ , then becomes three-dimensional between  $\alpha_m^e$  and  $\alpha_M^e$ , then reverts to two-dimensional behaviour for values of  $\alpha$  above  $\alpha_M^e$ .

**i) Two-dimensional base flow :**  $0 \leq \alpha < \alpha_m^e$  - For rear window inclinations below  $\alpha_m^e$ , the flow from over the roof remains tangential to the rear window and separates over the whole of the base area (see a and b in figure 2). Two parallel sets of flows (from the roof and floor and from the two side walls) set up two counter-rotary vortex flows, which together form a toroidal vortex system exercising pressure on the base (see figure 3). Then further downstream, this toroid flow dissipates in the wake (Huchot, 1990 [3]).

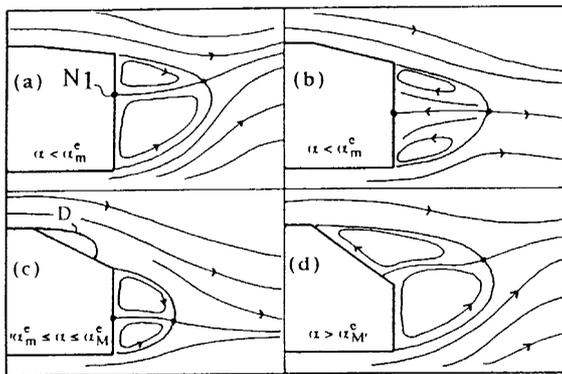


Fig. 2 – Ahmed's wake flow behaviour [1]

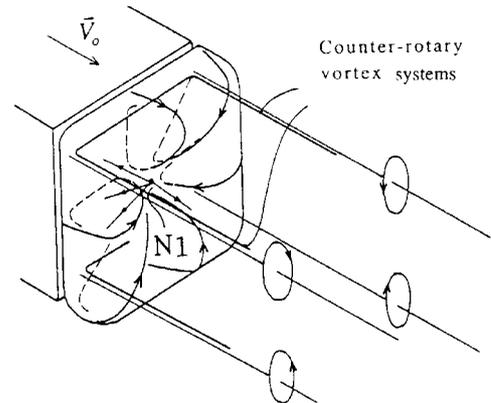


Fig. 3 – Wake separation, see [1].

At the base surface, the converging toroid streamlines generate a singular point in the form of an attachment node, identified as N1 in figure 3. The location of this point is directly governed by the intensities of the vortex flow systems from the floor and roof, and varies with the exterior velocity around the base (Chometon, 1985 [4]). As  $\alpha$  increases from 0 to  $\alpha_m^e$ , the rear window flow remains attached to the wall but experiences a downward inflection, and the attachment point N1 moves down.

**(ii) Three-dimensional hatchback flow :**  $\alpha_m^e \leq \alpha \leq \alpha_M^e$  - As  $\alpha$  rises above the lower critical angle  $\alpha_m^e$  (see c in figure 2), the flow suddenly starts to display highly three-dimensional behaviour around the rear window. The vortex wake system takes the form of two counter-rotary lateral vortices (T) starting at a separation line AB, and we observe an open separation bulb, D, located at the upper part of the rear window (see figure 4 and c on figure 2). The fluid inside the separation bulb experiences a rotary motion (centred around point A) that generates two singular points, S1 and S2. The base flow combines with the rear window flow to generate a detachment node N2 (see figure 4).

**iii) Two-dimensional base flow :**  $\alpha > \alpha_M^e$  - As  $\alpha$  progresses beyond the upper critical angle  $\alpha_M^e$ , the airflow separates at the top of the rear window and the vortex system suddenly reverts to something resembling to that found in "2D base" configuration (see d in figure 2), (Ahmed *et al*, 1984 [1]).

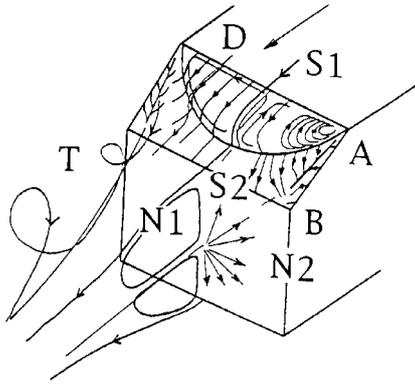


Fig. 4 – Ahmed's wake flow behaviour [1], schematic view.

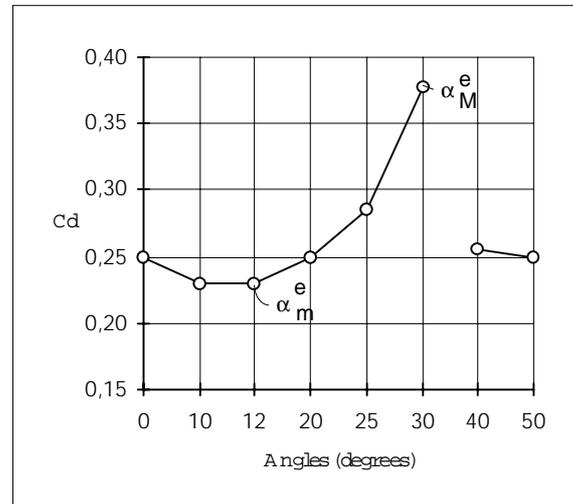


Fig. 5 – Ahmed's aerodynamic drag, [1]

**2.2 – AERODYNAMIC DRAG COEFFICIENT** - For  $\alpha$  values from 0 to  $\alpha_m^e$ , aerodynamic drag, solely governed by the dimensions of the separated area around the base, decreases with the inclination (Onorato, Costelli and Garonne, 1984 [5]). Then as  $\alpha$  rises above the lower critical angle  $\alpha_m^e$ , a separation bulb forms. Because this absorbs a growing amount of energy, we observe an increase in aerodynamic drag. But as  $\alpha$  rises still further, above the upper critical angle  $\alpha_M^e$ , airflow no longer feeds the vortex systems associated with the separation bulb, and these systems therefore dissipate in the wake (Chometon and Gilliéron, 1996 [6]). Static and total pressures in the base area experience a sudden rise, and the aerodynamic drag drops. The drag value is governed by the area of the base zone, and is close to that measured for zero rear window inclination (see figure 5).

### 3 - COMPUTED RESULTS

The triangular surface meshing used for computation purposes was obtained using version 7.2 of the Ansa software. For each computation configuration, the Ahmed reference model was represented by a total of around 15,000 triangular surface elements.

For areas not experiencing separation phenomena, nodes were spaced at intervals of  $2 \cdot 10^{-2}$  m, which represents  $2 \cdot 10^{-2}$  times the length of the body and is of the same order of magnitude as the thickness of the boundary layer prior to separation. In the zones that do experience separation (especially around the rear window and base) the spacing is four times closer, at  $5 \cdot 10^{-3}$  m. Computation is performed for a half-vehicle in the y-positive half-space. If L is the vehicle length, the fluid section is represented by a rectangular parallelepiped of height 2L, width 2L and length 8L. The fluid section is 2L high at the front of the body and 5L high at the rear. These dimensions allow infinite-atmosphere flow modelling.

Volume meshing was obtained using version 3.0 of the Fluent Tgrid 3D software. Flow in the Ahmed model boundary layer was modelled using prisms obtained by projecting the nodes onto the wall, with prism height determined from surface area using an arithmetic series

starting at 0 and proceeding in intervals of 0.2 mm, to give a  $y^+$  value of around 30. Outside this region, tetrahedral volume meshing was applied using the Fluent package's automatic "Init and Refine" procedure. Across all geometrical configurations, the model had a total of around 300,000 prism and tetrahedron volume cells.

Computation was performed using version 4.2 of the Fluent software, assuming stationary flow and incompressible fluid conditions, and an uniform inlet velocity of 60 m/s. For a characteristic infinite airflow upstream length of half the fluid section height and a non-perturbed turbulence rate of 0.5%, the mixing length was  $5 \cdot 10^{-3}$  m. A  $k - \epsilon$  model was used, with a logarithmic law of the wall. At the fluid section outlet, a constant pressure condition was applied. For each solution, 300 first-order iterations were performed, followed by 800 second-order iterations. Classical numerical schemes were used, and default relaxation values were taken for the continuity and momentum equations.

The volume meshing was then adapted on the basis of static pressure gradients to obtain a quasi-continuous pressure field covering the whole of the computation domain. This adaptation was performed by successive iterations on a hundredth of the total number of cells representing the fluid domain, monitoring the impact of adaptation by observing the value of aerodynamic drag, which decreases with the pressure gradient. After adaptation, we had a total of around 450,000 volume cells.

For different configurations, numerical experimentation was performed by varying the angle of inclination of the rear window,  $\alpha$ , from 0 to 50 degrees from the roof horizontal. In the cases outlined below, friction lines or wall stresses were computed from the velocity determined at the centre of the prisms adjacent to the body walls.

**3.1 – AERODYNAMIC DRAG COEFFICIENT** - Figure 6 shows a comparison between computed and experimental values for aerodynamic drag coefficient ( $C_d$ ).

Computed values of aerodynamic drag coefficient are higher than experimental values but show the same basic pattern for variations in rear window angle. The best correlation is found around the critical angle  $\alpha_M^e = 30$  degrees.

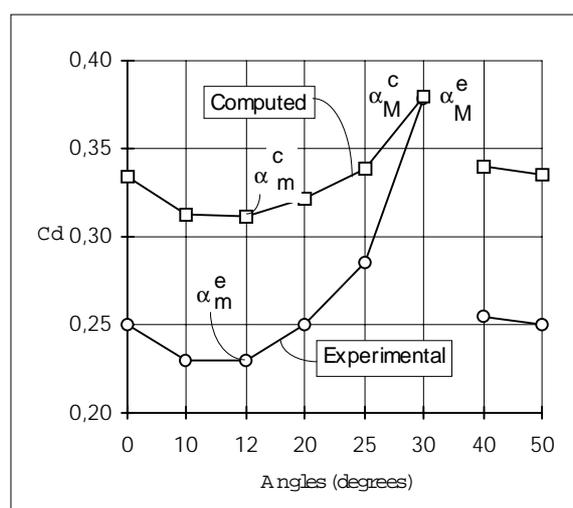


Fig. 6 – Aerodynamic drag coefficient at different rear window angles. Experimental results from Ahmed [1].

**3.2 – AIRFLOW SYSTEMS** - Computed results reveal two airflow patterns, delimited by the upper and lower threshold angles  $\alpha_m^e$  and  $\alpha_M^e$

**i) Two-dimensional base flow :**  $0 \leq \alpha < \alpha_m^e$  - For the rear window inclination up to  $\alpha_m^e$ , analysis of streamlines in the volume close to the rear window shows that the airstream from the roof remains tangential to the rear window (see figure 7). Then as  $\alpha$  increases, the friction lines start to curve toward to the outer edge, AB, of the rear window, with lateral vortices forming at around  $10^\circ$ .

Figure 8 shows air feed to the resulting vortex cone, which diffuses and dissipates in the wake. Around the base, streamlines from peripheral separation generate a toroid vortex system (see figure 7). The plot of friction lines on the base surface (figure 9) clearly shows the node point N1, which moves down as the rear window angle,  $\alpha$ , increases.

Outside a small area located at the top of the rear window, computed values for static pressure coefficients on the rear window and base correlate well with experimentally observed values. For example, at  $\alpha = 12^\circ$ , computed static pressure coefficients range from -0.05 to -0.15, compared to Ahmed's value of -0.15.

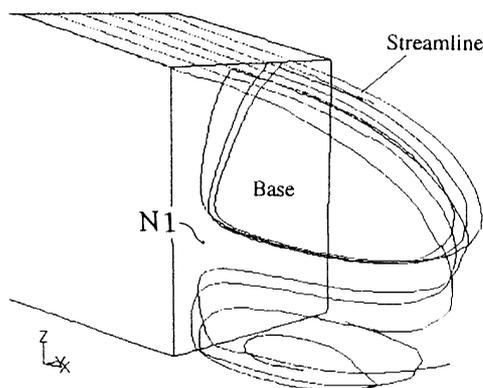


Fig. 7 – Streamlines over roof, for  $\alpha = 10^\circ$ .  
Only half body is represented.

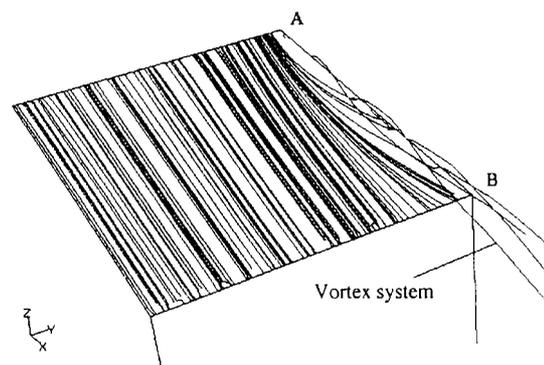


Fig. 8 – Friction lines on rear window, for  $\alpha = 10^\circ$ .  
Only half body is represented.

On the rear window, computed static pressure coefficients range from -0.15 to -0.65, compared to Ahmed's values from -0.15 to -0.50 (see figure 10). Computation is also accurate in predicting the static pressure distribution typical of a vortex shedding along AB. The over predicted computed drag values (figure 6) can probably be explained by the code's tendency to overestimate pressure drop at the base. This shortcoming might be related to defective simulation of wake vorticity, in turn arising from defective simulation of the boundary layer.

In the wake around the base computed tomographies for total pressure loss match the experimentally observed values with experimentally observed structures for this kind of object (see figure 11). The distribution of total pressure coefficients, from 0 to 1.2, is classic.

Further downstream in the wake, the ground effect causes the vortex systems shown in figure 7 to develop into two counter-rotary vortices parallel to the x axis, with centres C1 and C2 (see figure 12).

The computed flow pattern is qualitatively similar to that observed experimentally. Distribution and order of magnitude of static pressure coefficients and total pressure losses around the base are also consistent.

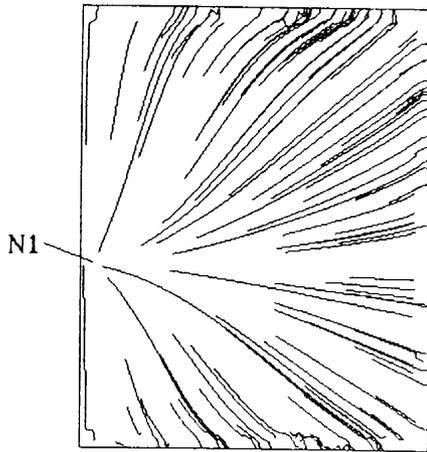


Fig. 9 – Friction lines on base, for  $\alpha = 10^\circ$ . Only half body is represented.

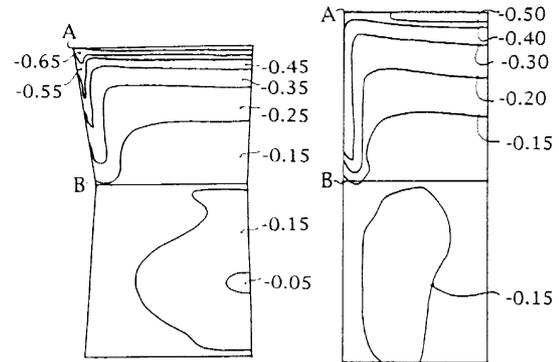


Fig. 10 – Computed pressure coefficients (left) and experimental pressure coefficients (right), for  $\alpha = 12^\circ$ . Lengths on the left-hand plot are not significant.

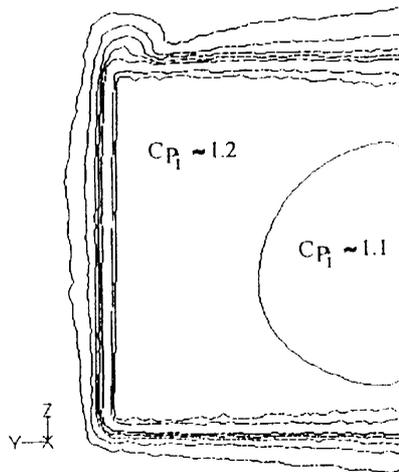


Fig. 11 – Total pressure tomographies for  $\alpha = 10^\circ$ , at  $X = X_{\text{base}} + 0.010 \text{ m}$

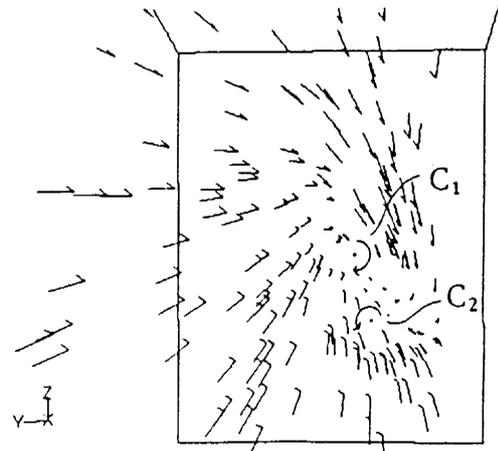


Fig. 12 – Velocity field at  $X = X_{\text{base}} + L/2$ , where  $L$  is length of Ahmed model for  $\alpha = 10^\circ$ .

**ii) Three-dimensional “hatchback” flow :**  $\alpha_m^e \leq \alpha \leq \alpha_M^e$  - As  $\alpha$  rises from the lower critical angle  $\alpha_m^e$  to the upper critical angle  $\alpha_M^e$ , a separation bulb develops at the top of the rear window. At the lower part of the rear window we observe streamlines feeding lateral separation and base vortices (see figure 13).

The flow starts to separate at the boundary between the roof and the rear window. Inside the bulb, streamlines are fed by a rotary motion. Some streamlines form a spiral generating a system of friction lines centred around point A (see figure 14). This topology appears clearly on Ahmed’s [1] parietal visualization (see figure 4). Figure 4 should be compared with figure 16, on which the bulb outline has been drawn in by hand.

This result suggests the presence of a singular attachment node N2 (see figure 16). Other streamlines from the roof spiral in the same direction then leave in the wake flow to participate in the formation of the base vortex system (see figure 15). This rotary motion, and

the vortex shedding, suggests the existence of a separation focus, F, which would in turn imply that the separation bulb was open. The attachment node N2 and the focus F appears clearly in figure 16 but not in Ahmed's parietal visualization or in figure 4, see also [1].

From a topological point of view, there is a saddle point associated with each pair formed by an attachment node and a separation focus (Chometon and Gilliéron, 1994 [7]). This saddle point is marked S3 on figure 16. By symmetry, the whole set of nodes and foci will generate two saddle points, S1 and S2 in the plane of symmetry Y=0 (figures 16, 17 and 4).

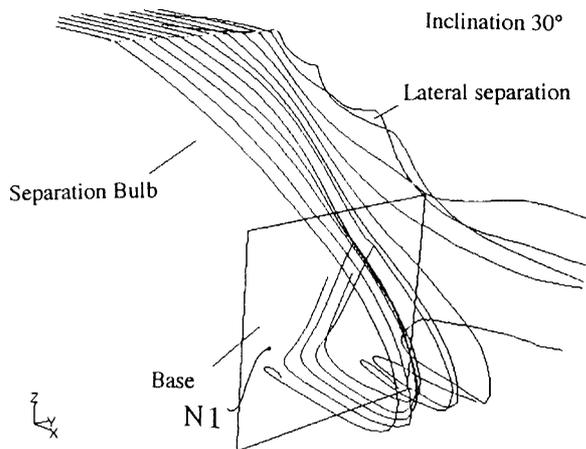


Fig. 13 – Separation bulb at  $\alpha = 30^\circ$ . Only half body is represented.

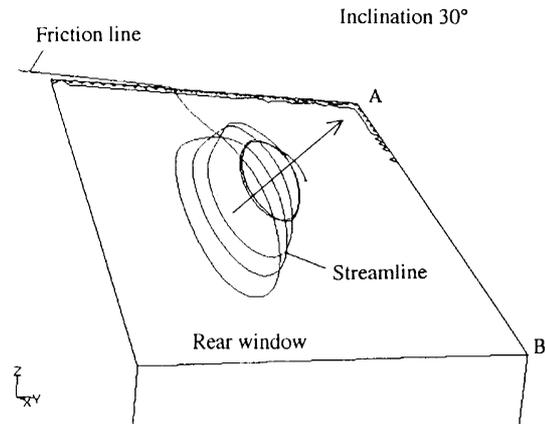


Fig. 14 – Streamlines on rear window, at  $\alpha = 30^\circ$ . Only half body is represented.

On the rear window, friction lines come under the influence either of the separation focus or of the lateral separation line, AB (see figure 17), depending on their location. Streamlines close to the separation bulb are curved in the direction of rotation set up by focus F, to generate the saddle point S2. Streamlines close to the rear window separation line AB curve outward and the local flow feeds the vortex cone forming at this separation line. Some friction lines converge laterally at the lower part of the rear window to feed a singular point in the form of a separation node at N3.

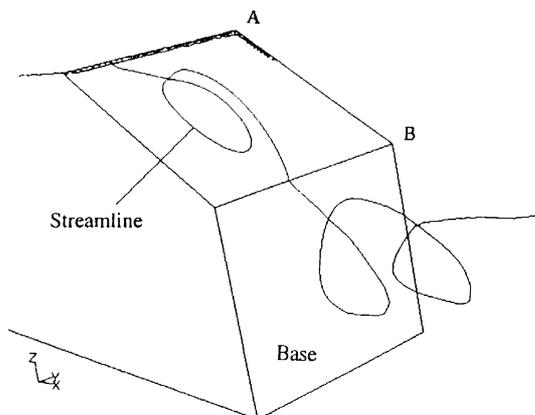


Fig. 15 – Interaction between separation bulb and base vortex, at  $\alpha = 30^\circ$ . Only half body is represented.

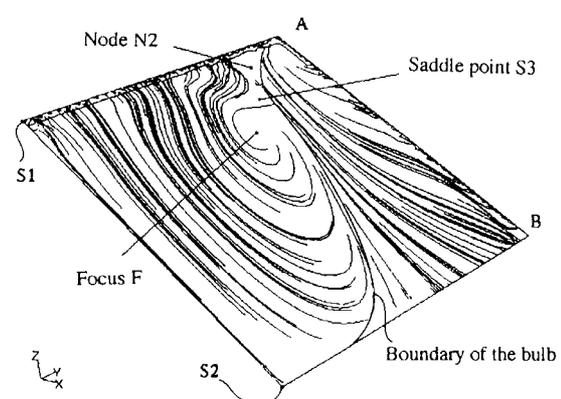


Fig. 16 – Friction lines on rear window, attachment node N2, separation focus F and saddle point S3, at  $\alpha = 30^\circ$ . Only half body is represented.

From a topological point of view, the computed flow system on the rear window matches that observed on a classic hatchback or saloon vehicle (Chometon, 1988 [8]). At the base, the convergence in streamlines and friction lines reveals the attachment node N1

(figure 13). As with the two-dimensional flow discussed in 3.2.i, separation generates at the base a toroidal system that exercises pressure on the base and develops along two counter-rotary vortices.

Except in an area located at the centre of the base, computed static pressure coefficients (from -0.05 to -0.20) are of the same order of magnitude as experimental values. Away from the junction with the base, the distribution and values for static pressure coefficients on the rear window (from -0.25 to -0.75) correlate well with Ahmed's values (see figure 18).

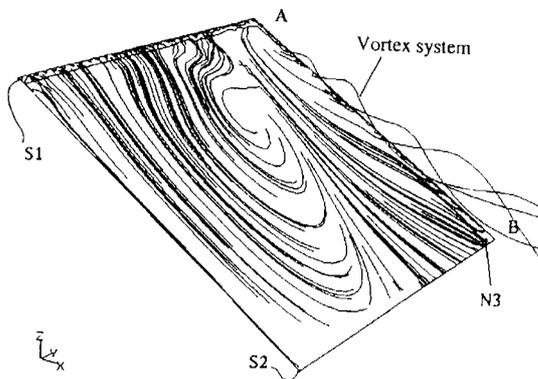


Fig. 17 – Friction lines on rear window, saddle point S1 and S2, separation node N3, at  $\alpha = 30^\circ$ . Only half body is represented.

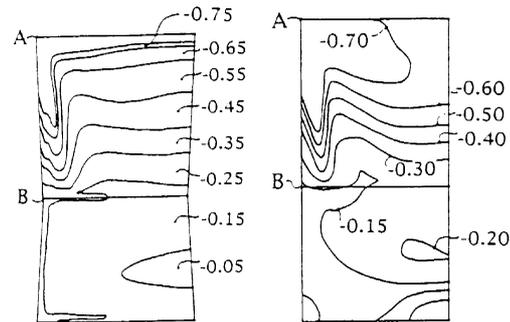


Fig. 18 – Computed pressure coefficients (left) and experimental pressure coefficients (right), for  $\alpha = 30^\circ$ . Lengths on the left-hand plot are not significant.

Computed tomographies for total pressure loss in the wake at 0.010 m downstream of the base (figure 19) show structures and values that correlate well with experimentally observed results on this kind of object (Chometon and Laurent, 1985 [9]). This plot also confirms the open nature of the separation bulb.

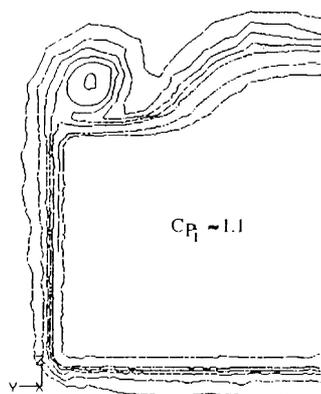


Fig. 19 – Cut-off pressure tomographies at 0.010 m downstream of base for  $\alpha = 30^\circ$ .

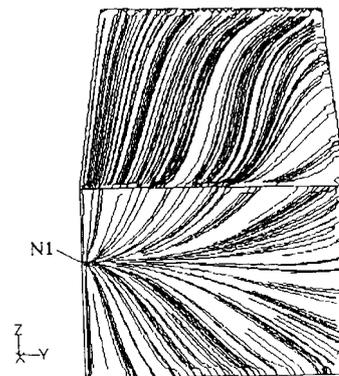


Fig. 20 – Numerical wall display for  $\alpha = 40^\circ$ . Only half body is represented.

**iii) Two-dimensional base flow :  $\alpha > \alpha_M^e$**  - As  $\alpha$  rises above the upper critical angle  $\alpha_M^e$ , the friction lines on the rear window revert from a three-dimensional to a two-dimensional pattern, the final form of which (as shown in figure 20) is typical of a base flow ( $\alpha = 90$  degrees). Of all the singular points observed between the two critical angles, only the node N1 remains.

From a qualitative point of view, these computed results correlate well with the experimental wind-tunnel results outlined in section 2.

## 4 - CONCLUSIONS

Computed results obtained on the Ahmed reference model using version 4.2 of the Fluent software are in agreement with experimental results obtained in the wind tunnel. In particular, computation successfully reproduces changes in vortex wake airflows and aerodynamic drag coefficients during transitions from two-dimensional base behaviour to three-dimensional hatchback behaviour and back again. And computed values for the critical angles at which these transitions occur correlate well with experimental findings.

Computed results suggest that the flow topology associated with the separation bulb on the rear window corresponds to a classic hatchback configuration, and that it varies continuously around the angle  $\alpha_m$ .

Our results show numerical simulation to be a highly promising technique for investigating physical phenomena in automotive aerodynamics. From the good results obtained on the simple shapes of an Ahmed reference model, it would clearly appear viable to integrate computational methods in the analysis phases of a vehicle development cycle, since the friction line topologies for an Ahmed reference model are identical to those observed on an actual vehicle.

By accurately revealing the processes involved in the formation and development of elementary three-dimensional separated flows, numerical modelling can be of valuable assistance to design personnel seeking to understanding this kind of physical phenomenon. Computational methods thus look set to play a vital role in vehicle development work, alongside experimental wind tunnel tests.

## REFERENCES

- [1] AHMED S.R., RAMM R. and FALTIN G.; Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake SAE technical Paper Series 840300, Detroit 1984.
- [2] BAXENDALE A.J., GRAYSMITH J.L, HOWELL J.P. and HAINES T.; Comparisons between CFD and experimental results for the Ahmed reference model; RAeS Conference on Vehicle Aerodynamics, pp 30.1-30.11, 1994.
- [3] HUCHOT W. H.; Aerodynamics of road vehicle, From fluid mechanics to vehicle engineering, Flow field around a passenger car, pp 110-115, 1990.
- [4] CHOMETON F.; Analysis of three-dimensional separated flow on bluff bodies, Second IAVD congress on Vehicle Design and components, Geneva, 4-6 March 1985.
- [5] ONORATO M., COSTELLI A. and GARONNE A.; Drag measurement through wake analysis, SAE, SP-569, International Congress and Exposition, Detroit, Michigan, 27 February – 2 March, pp 85-93, 1984.
- [6] CHOMETON F. and GILLIÉRON P.; A survey of improved techniques for analysis of three-dimensional separated flows in automotive aerodynamics, SAE Congress, Detroit, Michigan, 27-29 February 1996.
- [7] CHOMETON F. and GILLIÉRON P.; Dépouillement assisté par ordinateur des visualisations pariétales en aérodynamique, Compte-rendu Académie des Sciences Paris, série II, pages 1149-1156, 1994.
- [8] CHOMETON F.; Simultaneous use of oil-flow patterns and total pressure tomographies for a more complete understanding of flow structure around a car,

XXII Fisita Congress, SAE P-211, Dearborn, Michigan, Washington, D.C., USA, September 25-30, vol II, pp 2.364-2.371, 1988.

- [9] CHOMETON F. and LAURENT J.; Réduction des pertes d'énergie dans les sillages des automobiles, Revue Française de Mécanique, N° 1986-1, Mémoire présenté à la réunion S.F.M.-S.H.F. sur la Mécanique de Fluides, Paris, pages 21-30, 9-10 October 1985.

# Flow Separations Generated by a Simplified Geometry of an Automotive Vehicle

A.SPOHN,

*Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, ENSMA*  
[spohn@lea.ensma.fr](mailto:spohn@lea.ensma.fr)

P. GILLIERON

*Direction de la Recherche, Renault*  
*Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques CNRS*  
[patrick.gillieron@renault.com](mailto:patrick.gillieron@renault.com)

**Key words :** Ahmed body, flow separation , wake flow, vortex flow

## 1. Introduction

The aerodynamic forces on road vehicles are the result of complex interactions between flow separations and the dynamic behavior of the released vortex wake. Successful future car design needs to take advantage of these interactions to improve flow control by means of active or passive control devices. Detailed knowledge of the physical mechanisms involved in the formation of flow separations and their interactions with vortex wakes are necessary to achieve this objective. Most previous studies used simplified car models, as for example the Ahmed body [1,3,5] in combination with wind tunnels to study these mechanisms. The flow around this body reproduces the basic aerodynamic features of cars on a well-defined simplified geometry that favors the comparison between different experimental and numerical studies [1,2]. Measured quantities are the structure of the skin-friction lines and the time-averaged velocity field in the wake flow [1,3,5]. However, such time-averaged single point measurements give only limited information on the structure of the near wake flow and its dynamical behavior [1,3]. In this study we analyze both, the structure of flow separations on the body itself and the vortical structures in the near wake. At this end we take advantage of a low-speed water tunnel which allows to use visualizations techniques in combination with ordinary video acquisition equipment.

## 2. Experimental arrangement

The experiments were conducted in a closed water tunnel. The test-bed had a rectangular cross-section of  $0.5 \times 0.25 \text{ m}^2$  and a length of 1.4 m. The upper limitation of the test section was left open with a free surface. The flow speed varied between 0.10 m/sec and 0.30 m/sec with  $3 \times 10^4 = \text{Re} = 9 \times 10^4$ , where the Reynolds number is based on the length of the Ahmed body (Figure 1 and 2). All sidewalls were made of clear Perspex to allow flow visualization. In addition a lateral water evacuation by cyclones permitted to observe the flow through the endwall of the test-section in the upstream direction. The flow was visualized with the help of the electrolytic precipitation technique [4]. Flattened solder

wires (width 3 mm, thickness 0.08 mm) were fixed on the model surface and supplied with constant voltage between 2-5 Volts depending on the electrical conductivity of the water in the test-bed. The continuously released white powder marked streak surfaces which left the boundary of the model at discrete flow separations. Inside the flow the tracer was convected with the wake flow indicating the position and dynamical behavior of vortical structures. The topology of the flow field could be either studied in discrete, well positioned 1 mm thick sheets of light (5 Watt Argon laser in combination with a cylindrical lens) or in the flood light of three halogen lamps (3x50 Watt). The first method was used to study the evolution of vortex structures in a longitudinal plane or in successive transversal sections, while the second method allowed to observe simultaneously both, vortical structures inside the flow and skin friction lines on the surface of the model. All these observations were recorded on SVHS tape and then digitized in order to obtain spatial and temporal information.

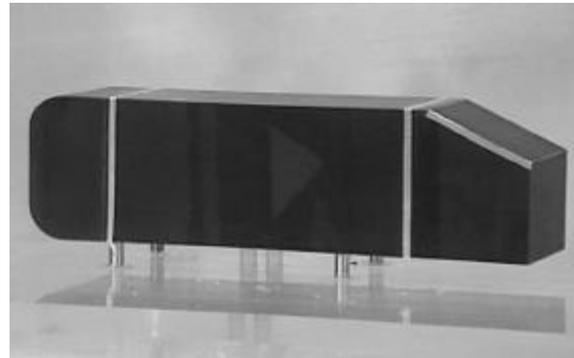
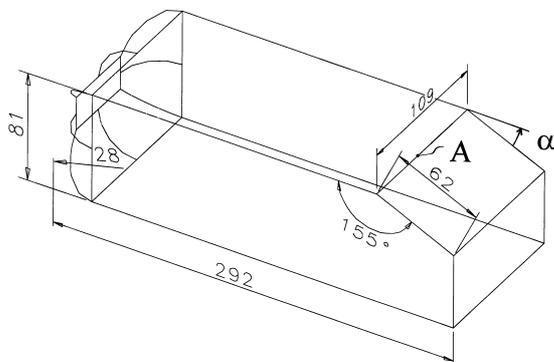


Figure 1 – Geometry of the Ahmed body at scale 0.28; slant angle. Figure 2 – Arrangement of the flattened solder wires on the surface of the Ahmed body.

### 3. Observations on the Structure of Flow Separations

The experiments presented below were carried out for a slant angle of 25 degrees at a velocity of 0.1 m/sec corresponding to a Reynolds number of about  $3 \times 10^4$ . Both flow separations on the front and rear part were examined.

#### 3.1. FLOW SEPARATIONS ON THE FRONT PART

The figures 3-6 show the structure of the flow separations on the roof of the front part. The skin-friction lines in figure 3 show the existence of a separation line, which ends laterally in two foci. In figure 4 white tracer concentrations around these foci indicate that they are at the origin of two counter rotating longitudinal vortices. These vortices are linked by transversal vortices similar to Kelvin-Helmholtz vortices, as illustrated by figure 5 taken in a vertical sheet of light

FLOW SEPARATIONS ON THE AHMED BODY

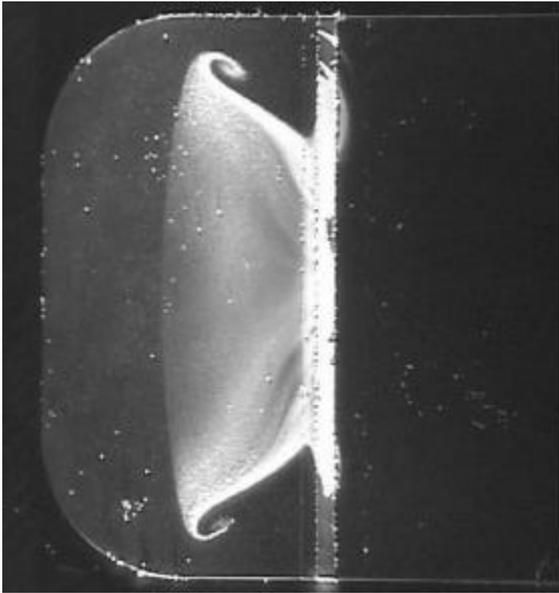


Figure 3 – Skin-friction lines in the separation zone of the front part. View from above with white light.

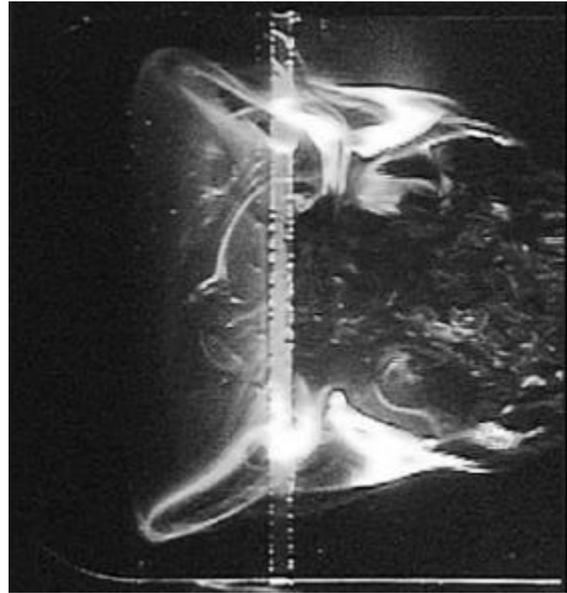


Figure 4 – Flow structure in the separation zone of the front part 3 mm above the boundary of the model. View from above. Illumination by a 1 mm thick horizontal laser light sheet.



Figure 5 – Side view of the flow structure in the separation zone (middle plane). Vortical structures of the Kelvin-Helmholtz type are visible.

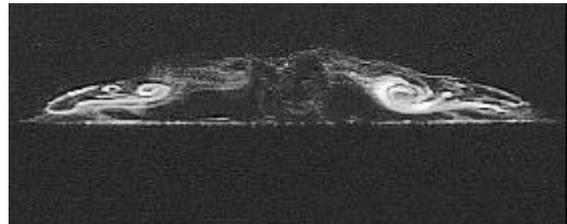


Figure 6 – Cross-section through the separation zone of the front part 70 mm downstream of the front panel. View from behind in the upstream direction. Longitudinal vortices are visible at the right and left lateral limitations of the separation zone.

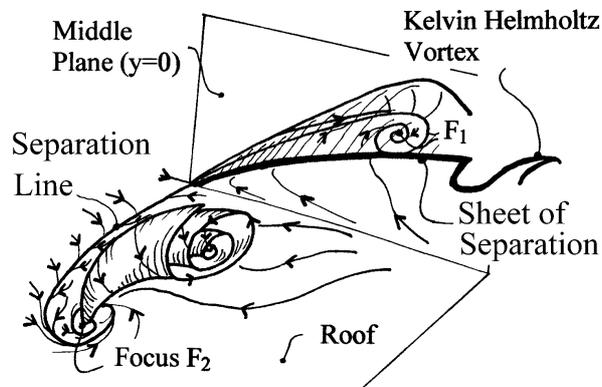


Figure 7 – Topology of the flow field in the separation zone of the front part. Counter rotating longitudinal vortices arise from the foci  $F_1$  and  $F_2$ .

along the plane of symmetry. These two vortices are also visible in a vertical transversal plane 70 mm downstream of the front panel (Figure 6). Sequences of such images show that the volume of the separation region pulsates with a frequency of about 0.21 Hz, leading to periodic in- and outflow. In contrast the transversal vortices are released with a more than ten times higher frequency of about 2.8 Hz. Similar separation zones exist on the sidewalls of the front part. The resulting topology of the separation zone is summarized in figure 7. The foci F1 and F2 are at the origin of the longitudinal vortices visible in the cross-section, shown in figure 6.

### 3.2. FLOW SEPARATIONS ON THE REAR PART

The figures 8-13 show the structure of the flow separations on the hatch panel. In the central part of the panel the tracer distribution, figure 8 indicates a reversed flow direction towards the roof corner. Along the sidewall corners the flow moves also upstream towards the roof. Between these regions two dark oval shaped zones persist even after very long observation times suggesting the absence of significant velocities near the boundary in this region. Upstream of the corner with the roof panel the tracer is convected towards the central plane of symmetry of the model. This inward motion is also visible in a cross-section perpendicular to the main velocity 20 mm upstream of the roof corner (Figure 9). More downstream on the hatch panel the fluid turns back towards the side corners and is sucked into the longitudinal vortices, as shown for the left trailing vortex in figure 10. The position of these strong trailing vortices above the hatch panel implies the existence of an attachment line, which can be seen on the left side of figure 12 as black channel. The resulting topology of the separation zones is summarized in figure 14. In particular we remark that our observations suggest the existence of an attachment zone  $N_1$ . While the flow near the upper corner is

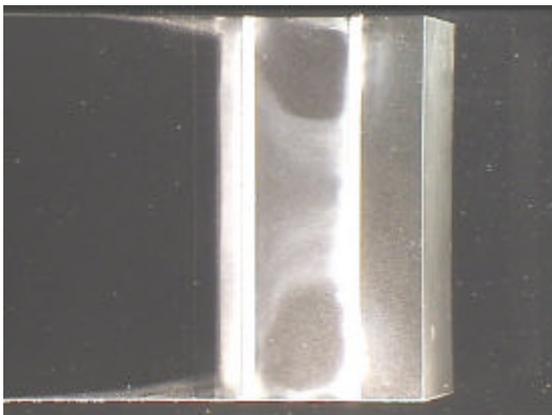


Figure 8 – Time averaged skin-friction lines on the hatch panel. View from above with white light.

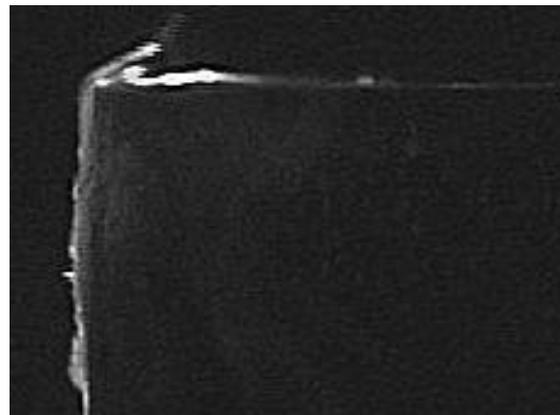


Figure 9 – Unsteady flow around the corner between left sidewall and roof. Vertical light sheet 20 mm upstream of the corner between roof and hatch panel. View from behind.

FLOW SEPARATIONS ON THE AHMED BODY

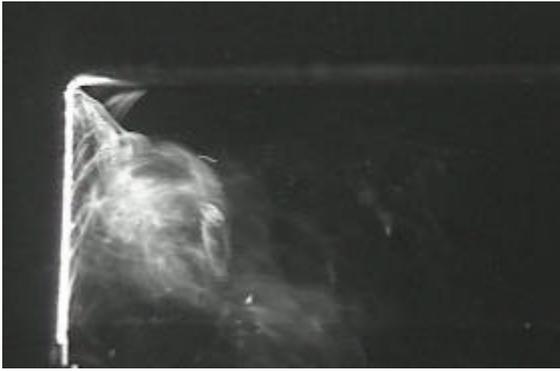


Figure 10 – Trailing vortex arising at the sidewall of the hatch panel. Only the left side is shown. View from behind in the upstream direction. Illumination by white light.

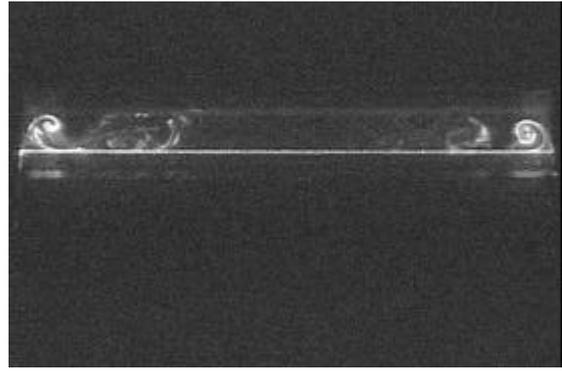


Figure 11 – Rolling-up of the lateral trailing vortices. Cross-section 25 mm downstream of the roof corner. View from behind in the upstream direction.



Figure 12 – Flow field adjacent to the hatch panel in a light sheet of 1 mm thickness parallel to the panel. View from behind in the upstream direction.

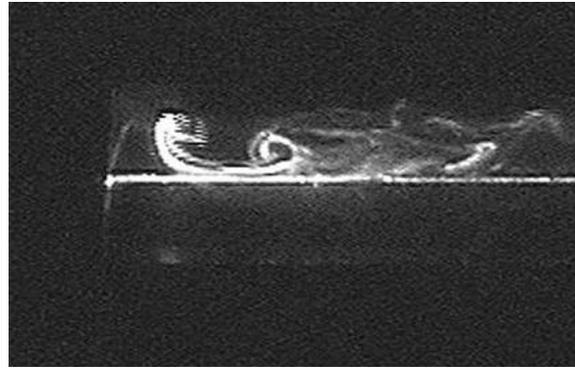


Figure 13 – Flow structure near the attachment line in a transversal cross-section 20 mm downstream of the corner between roof and hatch panel. View from behind in the upstream direction.

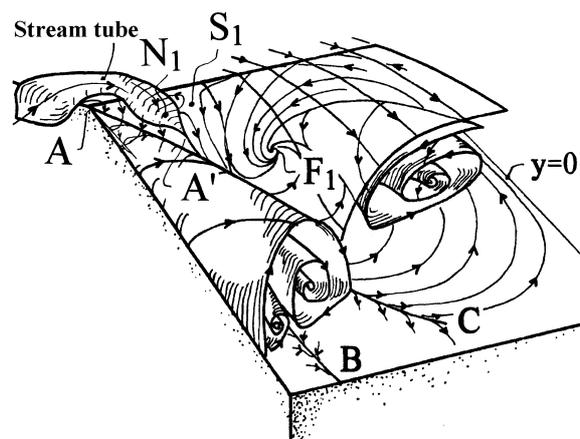


Figure 14 – Topology of the streamlines in the separation zone of the hatch plane (only the left side is represented). AB separation line of the secondary vortex. A'C attachment line of the main vortex. The saddle point  $S_1$  separates the attachment point  $N_1$  and the focus  $F_1$ .

remarkably steady, the flow closer to the end of the hatch panel becomes highly unsteady. The unsteadiness is due to oscillations of the trailing vortices themselves and interactions with vortices shed from the front.

#### 4. Conclusion

The visualizations indicate how the vortical structures inside the near wake arise from flow separations. In the front part the separation zones are open with periodic vortex shedding. Although the dimensions of this region tend to decrease with increasing Reynolds number, the shedding will persist and cause detrimental effects like sound generation and unsteady interaction with the vortical structures arising from the hatch panel. The rear part separation zone appears to be more complex than previously found by Ahmed *et al* [1]. In particular we found an additional region of attachment in agreement with previous numerical simulations [2]. Furthermore the central detached flow region is not closed but contains two separation foci, which slowly evacuate the fluid above the panel into the wake.

Although the experiments were carried out at Reynolds numbers of about  $3 \times 10^4$  the position and topology of the flow structure are in good overall agreement with previous studies at Reynolds numbers of  $O(10^6)$  [1,3,5]. The use of low speed water tunnels in combination with flow visualizations appears to be a useful tool to complete wind tunnel studies.

#### Acknowledgements

This work is part of a joint research program between the Direction de la Recherche de Renault and the Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers, LEA. The authors especially wish to express their gratitude to Mr. P. Lacombe and Mr. P. Allary for their technical assistance.

#### References

- 1 AHMED S.R., RAMM R. and FALTIN G.: Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake SAE technical Paper Series 840300, 1984.
- 2 GILLIERON P. and CHOMETON F.; Modelling of stationary three-dimensional detached airflows around an Ahmed Reference Body, Third International Workshop on Vortex, ESAIM, Proceedings, Vol 7, 1999, pp 173-182, <http://www.emath.fr/proc/Vol.7/>.
- 3 LIENHARDT H., STOOTTS C., BECKER S.: Flow and Turbulence Structures on the Wake of a Simplified Car Model (Ahmed Model), DGLR Fach. Symp. der AG STAB, Stuttgart University 15-17 November 2000.
- 4 HONJI H., TANEDA S. & TATSUNO M.; Some Practical details of the Electrolytic Precipitation Method of Flow Visualisation, Rep. Res. Inst. Of Appl. Mech., XXVIII, Kyushu University, Fukuoka, Japan, 1980.
- 5 SIMS-WILLIAMS D.B. and DOMINY R.G.; Experimental Investigation into Unsteady and Instability in Passenger Car Aerodynamics, SAE paper n°980391, 1998.



# Analysis and control of the near-wake flow over a square-back geometry

Mathieu Rouméas<sup>a</sup>, Patrick Gilliéron<sup>a</sup>, Azeddine Kourta<sup>b,\*</sup>

<sup>a</sup> Renault, Direction de la Recherche, Groupe "Mécanique des Fluides & Aérodynamique" 1, Avenue du Golf 78288 Guyancourt cedex, France

<sup>b</sup> Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Groupe EMT2, Allée du Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse, France

Received 5 July 2007; received in revised form 20 December 2007; accepted 6 January 2008

---

## Abstract

A 3D numerical simulation, based on the Lattice Boltzmann method is carried out on the near-wake flow behind a generic square-back blunt body to analyze and establish a method to control the near-wake flow. The flow topology is described by the velocity and the pressure fields. The influence of the wake vortices on the aerodynamic drag is clarified and quantified. In order to reduce this drag, an active open-loop flow control is applied by continuous blowing devices distributed around the base periphery. The blowing effect on the behind body flow is a reduction of the wake section and of the total pressure loss in the wake and an increase of the static pressure on the base of the square body. This control leads to a significant drag reduction of  $\Delta C_x = -29\%$  with a blowing velocity of  $1.5V_0$ . The efficiency is then studied, and we found that the most efficient control is obtained for a blowing velocity of  $0.5V_0$  and a jet angle of  $45^\circ$ . In this case, a 20% drag reduction is obtained, and the energy needed to control the system is seven times lower than the energy saved by the control.

© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

---

## 1. Introduction

New constraints in terms of pollutant emissions and fuel consumption are warranting the development of new flow control devices capable of reducing the aerodynamic drag of motorized vehicles. In this context, the objective is to modify the near wall flow and thereby to limit the development and dissipation of the separated vortices that contribute to the aerodynamic drag.

Active solutions need an external energy source in order to control the flow around the vehicle without necessarily interfering with its shape. Many flow control techniques [1] have been developed both in research and industrial laboratories, and significant results have been found on simplified geometries [2]. For instance, blowing devices installed on an ONERA D profile are capable of displacing or even eliminating flow separations [3]. Similar results have been obtained by Tensi et al. [4] on a cylindrical body. Many studies demonstrate the promising results of suction and/

or blowing techniques in the reduction of the aerodynamic drag of an automotive vehicle [5].

The implementation of such solutions on an automotive vehicle, however, requires a better understanding of the physical phenomena encountered in the near-wake flow, and an identification of the parameters that contribute to the aerodynamic drag.

The flow around a bluff body is, in general, associated with flow separation, reattachment, and unsteady vortex formation in the wake region. Such complex flow phenomena become more complicated as the body is located close to the ground. The gap between the body and the wall changes the flow characteristics such as, vortex periodicity and the mass flux through the gap, etc. For a ground vehicle with smooth underbody, the mean drag coefficient decreases as the ground clearance is increased. Thus the flow around a bluff body close to the ground has practical importance to automobiles since they are supported close to the ground by wheels. Therefore, it is important to carry out fundamental research into the flow around simple shaped bodies close to the ground. Flow around vehicles has been principally studied experimentally [6–12]. Actually, few numerical studies have been done in the

---

\* Corresponding author. Tel.: +33 5 61 28 58 37; fax: +33 5 61 28 59 92.  
E-mail address: [kourta@imft.fr](mailto:kourta@imft.fr) (A. Kourta).

## Nomenclature

$A$	wake section	$(V_x, V_y, V_z)$	$X, Y, Z$ components of the local velocity
$C_p$	static pressure loss coefficient	$V_i$	Lattice Boltzmann distribution velocity
$C_{p_i}$	total pressure loss coefficient	$w$	width of the simplified car geometry
$C_x$	drag coefficient	$(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$	$X, Y, Z$ components of the local vorticity
$e$	width of the slot	$(x, y, z)$	coordinate system related to the simplified car geometry
$F_x$	aerodynamic drag	$y^+$	wall coordinate
$f_i$	Lattice Boltzmann distribution function	$\rho$	density
$H$	height of the simplified car geometry	$\rho_0$	reference density
$h$	height of the underbody flow	$\nu$	kinematic viscosity
$k$	turbulent kinetic energy	$\nu_t$	turbulent eddy viscosity
$L$	length of the simplified car geometry	$\theta$	inclination of the blowing velocity
$L_0$	reference length	$\varepsilon$	turbulent dissipation
$P$	static pressure	$\tau_p$	wall shear stress
$P_i$	total pressure	$\zeta$	deformation rate
$P_{io}$	reference total pressure	$\eta$	efficient coefficient
$Re$	Reynolds number	$S$	deformation tensor
$u^+$	friction velocity	$S_c$	surface of the vehicle
$V_0$	reference velocity		
$V_b$	blowing velocity		

configuration because of the poor prediction of this flow using Reynolds averaged Navier Stokes (RANS) modelling. Large Eddy simulation (LES) has been also used [13,14] and with fine resolution by approaching direct numerical simulation (DNS) near the wall, results are better and in agreement with experimental data. The purpose of this paper is to present Lattice Boltzmann computations to characterise this flow and also to apply drag reduction control.

To reduce the aerodynamic drag of automotive vehicles, by local modification of the flow in a given design, and to have a negligible impact on the vehicle geometry, the key issue consists in reducing the transversal wake section, increasing the static pressure distribution on the rear part of the vehicle and reducing the total pressure losses in the near-wake flow [15]. One solution consists in reproducing the impact of separated elements [16] on the near-wake flow, by using continuous blowing devices located on the rear part of the geometry.

In the present study, according to bibliographic results [4,17], an open-loop active flow control by continuous blowing slots is thus tested on a simplified square-back geometry. In this paper, a 3D numerical method is presented in the Section 2. The results obtained with and without control are then successively analyzed in the remaining parts of this paper (Section 3).

## 2. Numerical simulation

### 2.1. Computation code

The numerical method used in a previous paper [18], to compute successfully the flow around the rear part of an Ahmed body, is applied here. It consists of a 3D numerical

simulation based on the Powerflow code with a Lattice Boltzmann method (LBM) [19,20]. This method is based on microscopic models and mesoscopic kinetic equations. The fundamental principle of the LBM is to construct simplified kinetic models that incorporate the essential physics of microscopic or mesoscopic processes such that the macroscopic-averaged properties conform to the desired macroscopic equations. The basic premise for using these simplified kinetic-type methods for macroscopic fluid flows is that the macroscopic fluid dynamics are the result of the collective behavior of many microscopic particles in the system and that the macroscopic dynamics are not sensitive to the underlying details [18,21].

The fluid particles are distributed on a Cartesian lattice of computation nodes, described in Fig. 1. For each lattice

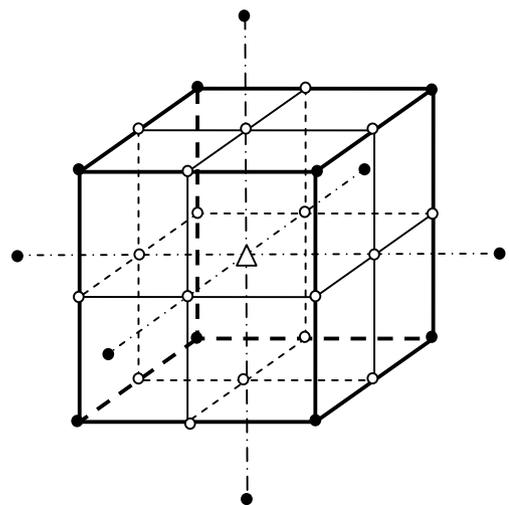


Fig. 1. Definition of a velocity lattice with 34 velocities on three energy levels ( $\Delta$  level 0,  $\circ$  level 1,  $\bullet$  level 2), Chen et al. [24].

node, a distribution function  $[f_i]_{i=1\dots N}$  is associated with a discrete velocity distribution  $[V_i]_{i=1\dots N}$  representing  $N$  possible velocities of motion (Fig. 1). One particle placed on one node may stay at this node (energy level 0:  $\bar{e} = 0$ , represented by a triangle (Fig. 1)), move toward an adjacent node in horizontal or vertical plane (energy level 1:  $\bar{e} = 1$ , circle) or move to a farthest node (energy level 2:  $\bar{e} = 2$ , black dot). The model gives 34 possible combinations and is called 34 velocities model (2 possibilities for level 0, 18 for level 1 and 14 for level 2). More details concerning the algorithm can be found in [18–23]. The kinetic energy is then given by  $\bar{e} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N V_i^2$ .

The general algorithm for the LBM is thus defined in four stages. The first consists in propagating the distribution function in time  $t + 1$  [25,26]. In the second stage, the collisions between the particles are modelled. The collision operator is then applied to time  $t - 1$ . The third stage consists in determining the associated values of density and density momentum. Finally, the fourth stage consists in initiating iteration on the basis of the macroscopic values determined in the third stage.

Similarly to all numerical space-time discretization methods, the LBM is not capable of resolving all turbulence scales. The computation code therefore uses a turbulence model which introduces a turbulent viscosity into the initial set of equations.

This model is an extension of the  $k-\varepsilon$  RNG [27] model applied to the same lattice as that used for the Boltzmann equation and based on the use of finite second-order differences (Lax–Wendroff) and a time-explicit scheme [19]. In this model, the Reynolds tensor is modelled by means of a Boussinesq approximation

$$\tau_{ij} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (1)$$

in which the turbulent viscosity is defined by  $\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ . The equations for  $k$  and  $\varepsilon$  are defined by

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{v}{\sigma_{k0}} + \frac{v_t}{\sigma_{kt}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \nu_t |S|^2 - \varepsilon \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{v}{\sigma_{\varepsilon 0}} + \frac{v_t}{\sigma_{\varepsilon t}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \nu_t \frac{\varepsilon}{k} |S|^2 \\ - \left[ C_{\varepsilon 2} + f_{\text{RNG}} C_\mu \frac{\eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \right] \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (3)$$

where  $\eta$  denotes the non dimensional deformation rate such that  $\eta = \frac{|S|k}{\varepsilon}$  and  $|S|$  is the deformation rate directly calculated according to the LBM. The closing values of the model constants are indicated by Yakhot and Orszag [27]:

$C_\mu = 0.085$	$C_{\varepsilon 1} = 1.42$	$C_{\varepsilon 2} = 1.92$	$\sigma_{k0} = 1$	$\sigma_{\varepsilon 0} = 1$
$\sigma_{kt} = 1$	$\sigma_{\varepsilon t} = 0.719$	$\eta_0 = 4.38$	$\beta = 0.012$	$f_{\text{RNG}} = 1$

Close to the wall, a specific velocity law is applied to limit the computational workload [20]. Then the velocity follows the logarithmic law described in Eq. (4)

$$\frac{u_y}{u^+} = \frac{1}{\kappa} \log \left( \frac{y^+}{\zeta} \right) + C \quad (4)$$

with:  $\begin{cases} u^+ = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \\ y^+ = y \frac{u^+}{\nu} \end{cases}$   $\zeta = 1 + a \left( h \frac{\partial p}{\partial x} \right)^b$  and  $h = \frac{L_0}{\rho_0 V_0^2}$  in which

$u_y$  represents the tangential velocity,  $\kappa$  the Karman constant ( $\kappa = 0.41$ ),  $C$  a constant applied by the model ( $C = 5$ ),  $\tau_p$  the wall shear stress,  $y$  and  $u^+$  the distance and friction velocity on the wall respectively,  $\nu$  the kinematic viscosity and  $\zeta$  a correction term to make allowance for the adverse pressure gradient. This equation is applicable for values of  $y^+$  between 30 and 300.  $a$  and  $b$  are two empirical constants.

A validation of this numerical method can be found in the literature on numerous applications (Pipe flow [19] flow past a cylinder [20], NACA 12 profile [28]). It can be also found in our previous paper related to the Ahmed body [18]. The difference between, our previous study and this one is that instead of an Ahmed body we use a square-back

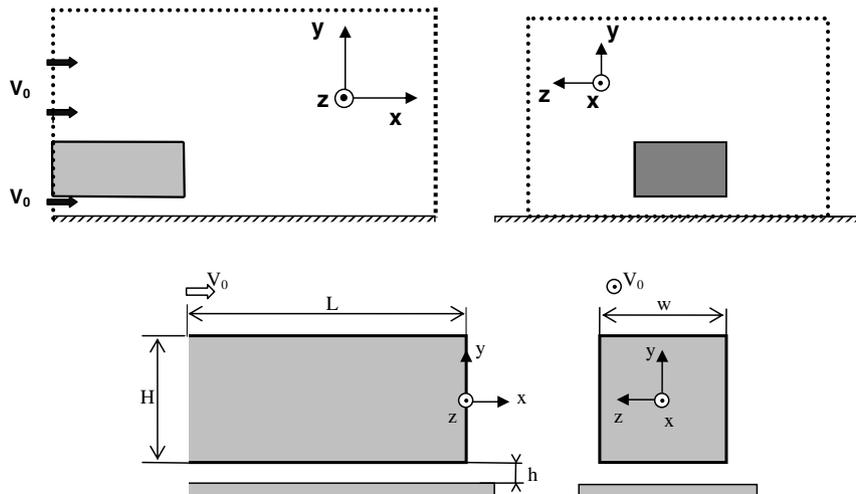


Fig. 2. Computational domain (top) and the square-back geometry (bottom).

geometry here. The goal is to focus on the different mechanisms occurring in each case and to evaluate and improve the drag contribution of the rear part of the car bodies.

## 2.2. Numerical simulation protocol

In order to limit the computation time, the front part is not represented. The flow separations developing on the front (rounded or sharp) surface are not represented; the simulation exclusively focuses on the back of the bluff body as it was done before for the Ahmed body [21]. The consequence of this limitation is that the boundary layer thicknesses on roof and sides may be not exactly reproduced. Hence, to obtain the main important characteristics at the rear body (the separation and vortices), the length of the computed body is fixed in such way that the boundary layer thickness at the end of the roof is equivalent to the one of the complete body.

The geometry is defined by its length ( $L = 1.044$  m), its width ( $w = 0.389$  m) and its height ( $H = 0.288$  m) (Fig. 2). This bluff body is located at  $h = 5 \times 10^{-2}$  m from the ground (Fig. 2) to model the flow field under the body and the lateral secondary flow. The geometry is located in a rectangular numerical section of length, width and height equal to  $30L$ ,  $40w$  and  $30H$ , respectively (Fig. 2). These dimensions ensure that there is no interaction between the development of the near-wake and the boundary conditions imposed at the limit of the computational domain. The outlet condition, downstream from the geometry and on the upper part, is a free flow condition on pressure and velocity [29]. The flow is advected from left to right and a uniform velocity  $V_0 = 40$  m s $^{-1}$  is applied to the left-hand surface of the simulation domain (Dirichlet velocity condition at the inlet). The Reynolds number associated with length  $L$  of the geometry is  $Re = 2.8 \times 10^6$ . Finally, symmetry conditions are applied on the side surfaces of the simulation domain [29–31].

The square-back geometry surface is meshed by using approximately  $1.2 \times 10^6$  cells. At the end of the roof, the first computational node is located at  $y^+ \sim 30$  from the

wall. The most refined domains are thus located in areas generating flow separations, close to the periphery of the body (Fig. 3). The number of volume cells in the computational domain is  $16.7 \times 10^6$  of which  $15 \times 10^6$  are distributed near the body.

The simulation volume is subdivided into parallelepiped domains. Inside each domain, the volume mesh is cartesian, uniform and the resolution is halved as it moves away from the surface. Each block  $B_k$  is associated with a resolution level  $\delta x_k$ , defined by  $\delta x_k = 2^k \cdot \delta x_0$ ,  $\delta x_0$  represents the most refined resolution, i.e. the size of an elementary computation cube in the block having the highest resolution. The finest domain contains  $0.25 \times 10^{-3} \times 0.25 \times 10^{-3}$  m $^2$  grids.

In the present case, 12 levels (0–11) of blocks have been created: the fourth most refined levels are located in areas generating high gradient and flow separations, close to the body ( $B_0$ ,  $B_1$ ,  $B_2$  and  $B_3$ ) (Fig. 3). The square body is hence completely contained in block  $B_3$ , with resolution  $\delta x_3 = 2 \times 10^{-3}$  m.

According to the CFL criterion, the global computation time step is equal to  $1.354 \times 10^{-6}$  s and the simulation is conducted over 500,000 iterations, corresponding to 0.7 s of real time. Convergence is reached after 50,000 time steps and the numerical results are averaged on 0.61 s (50,000–500,000 iterations).

From one block to the next one ( $B_i$  to  $B_{i+1}$ ), the mesh density is divided by 2. The time step is defined by  $\Delta t = CFL \cdot c_s / |\Delta x|$ , where  $c_s$  is the sound celerity, in this case given by  $c_s = \sqrt{\frac{D+2}{D} T \frac{|\Delta x|}{\Delta t}}$ ,  $D$  the degree of freedom equal to 4 and  $|\Delta x|$  is the cell size. From this expression it can be easily obtained that the CFL number is thus equal to 0.794 ( $CFL = c_s \frac{\Delta t}{\Delta x} = \sqrt{\frac{D+2}{D} T} \approx 0.794$ ).

The CFL number is kept constant all over the computational domain which means that the local time step is proportional to the cell size. So, the time step is doubled from one block to the next one. This means that the local time step is different at each bloc. For each global time step, the number of internal iteration is different from one bloc

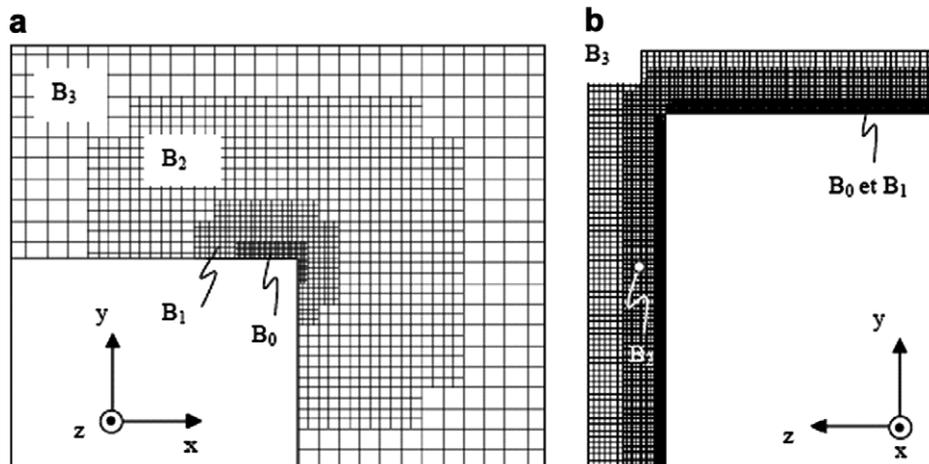


Fig. 3. Mesh close to the separation: (a) longitudinal median plane, (b) transverse plane.

to another. This dual time stepping procedure increases the convergence and for the present computation only 50,000 iterations are needed. The convergence is based on the drag coefficient error. The convergence is reached when the relative error is smaller than 1%.

In the following sections, the analysis is first conducted without control and the observed flow topology is compared to experimental and numerical results found in the literature, in order to validate the numerical simulation. The blowing jets, whose distribution is given, are then applied and the results obtained with and without control are analyzed to define the influence of the blowing devices.

### 3. Numerical results

#### 3.1. Topology of the flow without control

For this kind of geometry, drag reduction depends on the wake surface and pressure loss distribution. For this reason, the flow topology analysis is conducted on total and static pressure loss fields completed by velocity and vorticity profiles measured in the near-wake flow, in the longitudinal median plane ( $z = 0$ ).

The streamlines emanating from the roof, the underbody, and the side walls of the body separate on the rear edges of the base of the square and form together a circular vortex ring ( $W$  in Fig. 4), which is typical for the wake of a square-back body. This circular vortex ring, already observed experimentally [32,33] and numerically [34], is the location of significant total pressure losses, highlighted in Fig. 4 by a total pressure loss iso-surface of coefficient  $C_{pi}$  equal to 1.17, where

$$C_{pi} = \frac{P_{i0} - P_i}{\frac{1}{2} \rho V_0^2} \quad (5)$$

Due to the interaction between the transversal vortex  $W$  and the main flow in the longitudinal direction, after the closure of the separation bubble, a pair of counter-rotating

longitudinal vortices is formed [31–33] ( $T_1$  and  $T_2$  in Fig. 4). These vortices appear at  $x/H = 1.4$  and were detected all along the measurement domain ( $x/H = 7$ ). Similar results have been obtained on a square-back vehicle [34], but with however two pairs of counter-rotating horse-shoe shaped longitudinal vortices. We could also distinguish in Fig. 4, another pair of counter-rotating longitudinal vortices supplied by the underbody flow and detected near the bottom body corners. Only one of them is visible in Fig. 4 ( $T$ ). These vortices dissipate very quickly and are no longer apparent at  $x/H = 1.4$ .

In the plane  $(x, y)$ , at  $z = 0$ , the vortex ring  $W$  corresponds to a pair of counter-rotating vortices (centered in  $F_1$  and  $F_2$ , Fig. 5). The upper structure is much larger than the lower one. The attachment point  $N$  thus appears at the bottom of the base ( $y/H = -0.2$  in Fig. 5). This asymmetry has also been observed experimentally [32] and numerically [33], on a similar geometry. The small ground clearance and the lateral secondary flow [35] actually suppress the flow entering the wake from under the body (Fig. 5). This

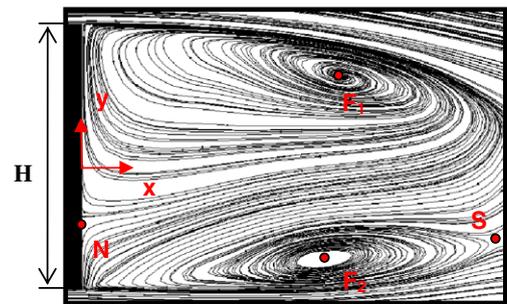


Fig. 5. Time-averaged streamlines field in the wake, on the symmetry plane.

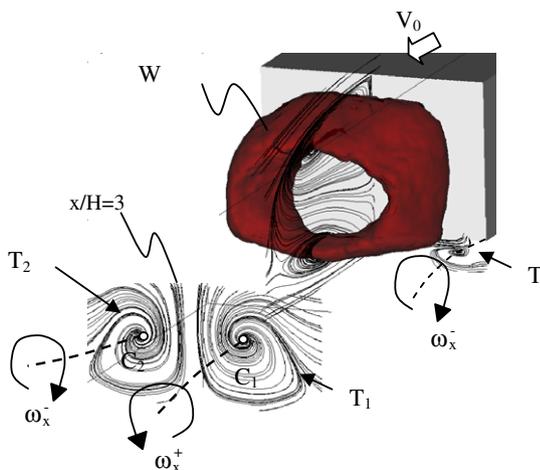


Fig. 4. Near-wake flow topology over a simplified blunt body (iso-surface  $C_{pi} = 1.17$ ).

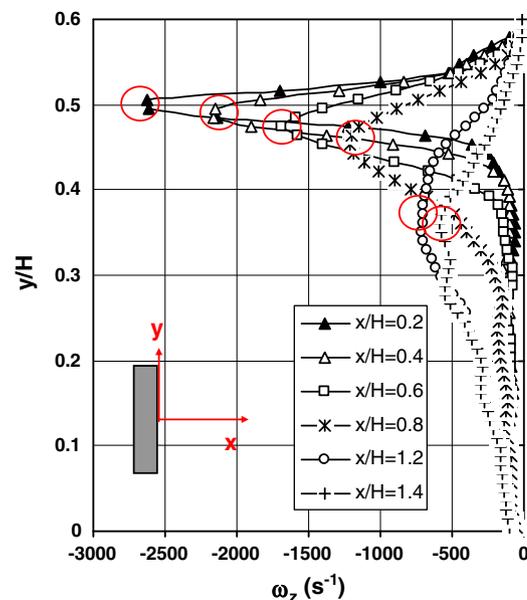


Fig. 6. Vertical vorticity ( $\omega_z$ ) profiles, measured along the longitudinal median plane at different  $x/H$ .

asymmetry can explain the differences already noted by Hucho [34]. Indeed, the lower vortex (centered in  $F_2$ ) appears to be less energetic. Further downstream, the streamlines also reveal a singular saddle point  $S$  at  $x/H = 1.35$  (Fig. 5).

The vorticity profiles ( $\omega_z$  defined by Eq. (6)), in the plane  $z = 0$ , at different  $x/H$ , are plotted in Fig. 6. Notice that the vorticity peaks correspond to the position of the shear layer issuing from the sharp rear edges. Moving downstream, the peak position moves towards the median plane ( $y = 0$ ) and its intensity decreases. These behaviors correspond to the expansion of shear layers separating from the top and bottom surface of the vehicle and their interaction.

$$\omega_z = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y} \right) \quad (6)$$

The longitudinal velocity profiles at the same positions are plotted in Fig. 7. The backward flow, already observed in Figs. 4 and 5, is quantified. The longitudinal velocity is negative close to the median plane ( $y = 0$ ) and its minimum value, approximately equal to  $V_{x\min} = -0.4$ , appears at  $x/H = 1$  and for  $y/H = -0.1$ . Moving towards the base of the body ( $x/H = 0.1$ ), the backward velocity decreases due to the wall effect, and  $V_{x\min}$  is close to  $-0.06 V_0$  over the whole height of the base ( $-0.5 < y/H < 0.5$ ). Moving downstream, the backward flow decreases ( $V_{x\min} \sim -0.15 V_0$  at  $y/H = -0.1$ , for  $x/H = 1.5$ ) and goes to zero ( $V_{x\min} = 0$  at  $y/H = -0.2$ , for  $x/H = 1.7$ ).

The results presented in Figs. 6 and 7 are characteristic of the development and dissipation of a recirculation zone in the square-back vehicle wake.

Using the  $\lambda_2$  criterion, we could visualize the time evolution of vortices of the shear layers developing over and under the recirculation zone [21]. This behavior is the same

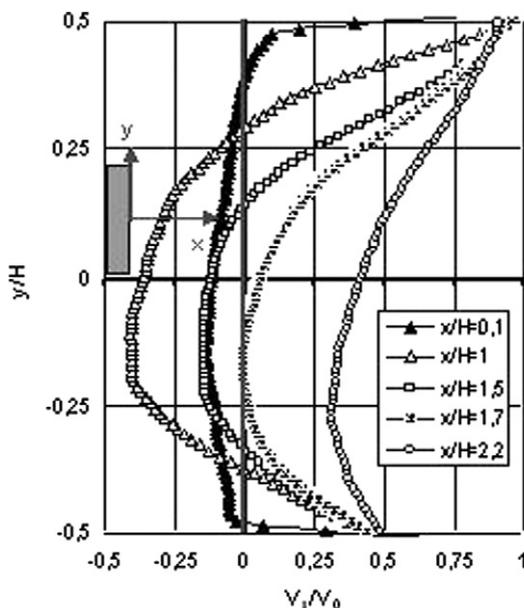


Fig. 7. Vertical longitudinal velocity profiles, measured along the longitudinal median plane at different  $x/H$ .

as in the shear layer developed in the near-wake of a circular cylinder [36] or behind an obstacle [37]. The Strouhal number defined by  $S_{\omega} = \frac{f \cdot \delta_w}{U_c}$  is computed, where  $\delta_w$  is the shear layer thickness,  $U_c$  is the vortices' convective velocity and  $f$  is the estimated Kelvin–Helmholtz frequency obtained by spectral analysis. The estimated convective velocity is 20 m/s and the shear layer thickness is 0.03 m at  $x/H = 0.035$ . With these values the obtained Strouhal number is equal to 0.27. It corresponds to a typical Strouhal number associated to Kelvin–Helmholtz instability. Regarding previous works this value is in the range of 0.25–0.33.

### 3.2. Topology of the flow with control

The control setup consists of four slots of width  $e = 10^{-3}$  m located at the base periphery, and respectively tangential to the roof plane, the underbody and the side walls (Fig. 8a). Lengths  $l_1$  and  $l_2$  of the vertical and horizontal slots are equal to  $l_1/H = 0.93$  and  $l_2/H = 1.32$ , respectively. A uniform velocity condition is applied at the slot exit: the blowing velocity  $V_b$  is set to  $1.5 V_0$  and its direction forms an angle  $\theta$  with respect to the base plane (Fig. 8b). The blowing devices effects on the time-averaged aerodynamic drag coefficients are first analyzed. The static and total pressure coefficient fields, obtained with and without control, are then used to clarify the mechanism of the blowing control.

The aerodynamic drag force  $F_x$  is computed during the simulation. It is obtained by adding the viscous and pressure forces around the full three-dimensional geometry at each iteration. Then, it is time-averaged to obtain the drag. The time-averaged drag coefficient evolution, as function of inclination  $\theta$ , is presented in Fig. 9, with

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho V_0^2 H w} \quad (7)$$

The results reveal a minimum in the drag coefficient at  $\theta_0 = 45^\circ$ . At this orientation, the associated drag reduction compared to the reference case without control, corresponds to  $\Delta C_x = -28.9\%$ . The drag reduction then rapidly decreases as the angle  $\theta$  decreases (blowing jet tangent to the base plane) or increases (blowing jet tangent to the longitudinal direction). The associated drag reductions still remain significant:  $\Delta C_x = -17.9\%$  at  $\theta = 30^\circ$ ,  $\Delta C_x = -20.8\%$

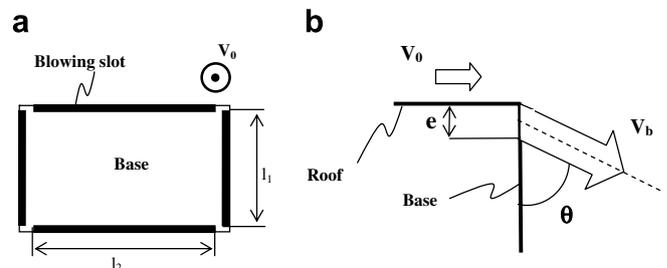


Fig. 8. Schematic of the blowing devices set up.

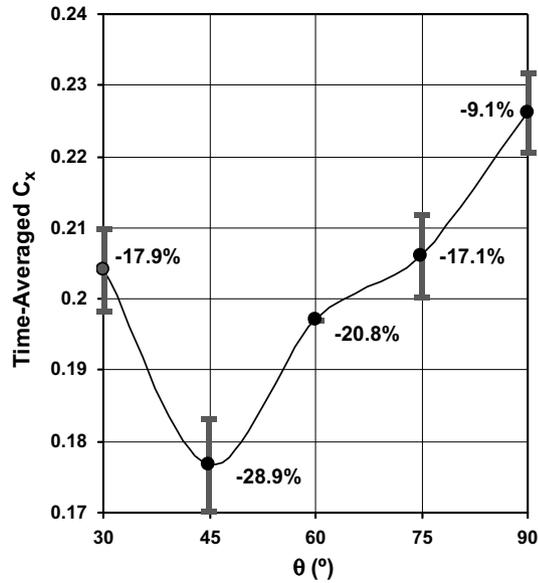


Fig. 9. Time-averaged aerodynamic drag evolution, as a function of blowing velocity orientation  $\theta$ .

at  $\theta = 60^\circ$  and  $\Delta C_x = -17.1\%$  at  $\theta = 75^\circ$ . The error-bar line segments in Fig. 10 are the standard deviation (rms) of the time-averaged drag coefficient.

The velocity and streamline time-averaged fields are measured at the upper edge of the base in the longitudinal median plane ( $z = 0$ ), as shown in Fig. 10. At  $\theta = 45^\circ$  and  $\theta = 60^\circ$ , the results show that the streamlines are deviated by  $45^\circ$  (respectively  $60^\circ$ ) with respect to the base plane, in the vicinity of the separation line (Fig. 10). The momentum introduced into the flow therefore acts as a separated element and inclines the streamlines. Because of the main flow, the streamlines then tend to become realigned with the upstream direction  $V_0$ , although a residual deviation angle remains visible in the wake ( $\beta$  in Fig. 10). Further downstream, this residual deviation, close to  $\beta = 10^\circ$  for  $\theta = 45^\circ$  and  $\theta = 60^\circ$ , induces a transversal wake section reduction, which will be discussed in the following section. At  $\theta = 30^\circ$  (Fig. 10), the momentum introduced in the vertical direction induces the formation of a secondary transversal vortex (centered in  $F_3$  in Fig. 10). The anticlockwise rotation of the fluid tends to realign the streamlines with the upstream direction, and the residual deviation  $\beta$  tends to  $\beta = 5^\circ$ . The formation of this structure also induces total

pressure losses, which contribute to increase the aerodynamic drag coefficient, as shown in Fig. 9.

The application of blowing control devices leads to a modification of the near-wake flow topology as shown in Fig. 11, representing the streamline fields in the longitudinal median plane ( $z = 0$ ). At  $\theta = 45^\circ$  or  $\theta = 60^\circ$ , the asymmetry observed in Fig. 5 (without control) disappears (see Fig. 11b and c). The momentum introduced into the flow creates an important shear effect on the base periphery, and that tends to induce a displacement of the recirculation. Hence, the shear layers emanating from the top and the bottom of the base seem identical and the counter-rotating vortices which develop on the base become quasi-symmetrical (Fig. 11b and c). The attachment point  $N$  thus appears close to the base center ( $y/h = 0$ , Fig. 11b and c) and the vortical centers  $F_1$  and  $F_2$  become quasi-symmetrical with respect to the median plane ( $y = 0$ ). On the other hand, when the blowing angle is less than  $45^\circ$  ( $\theta = 30^\circ$  Fig. 11a), the momentum applied in the longitudinal direction decreases and the induced shear effect is no longer dominant with respect to the natural shear effect. Moreover, the presence of a secondary transversal vortex at the top of the base (centered in  $F_3$ ) tends to increase the dissymmetry observed without control (Fig. 4) and the position of the attachment point  $N$  moves downwards (Fig. 11a).

The results presented in Fig. 11 do not however reveal the origin of the drag reductions observed in Fig. 9. The analysis is then conducted according to the expression by Onorato et al. [15] (Eq. (8)). This formula provides an indication of the aerodynamic drag based on values measured in the wake, instead of values measured on the body surface. By means of momentum applied to the volume described by a current tube enclosing the vehicle surface, it comes

$$F_x = \int_A (P_{i0} - P_i) d\sigma + \frac{1}{2} \rho V_0^2 \left( \int_A \left( \frac{V_y^2}{V_0^2} + \frac{V_z^2}{V_0^2} \right) d\sigma - \int_A \left( 1 - \frac{V_x}{V_0} \right)^2 d\sigma \right) \quad (8)$$

Eq. (8) associates the drag value with the transversal wake section  $A$  (1st, 2nd and 3rd integral), the total pressure losses in the separated structures (1st integral), the rotating kinetic energy in the longitudinal vortices (2nd integral)

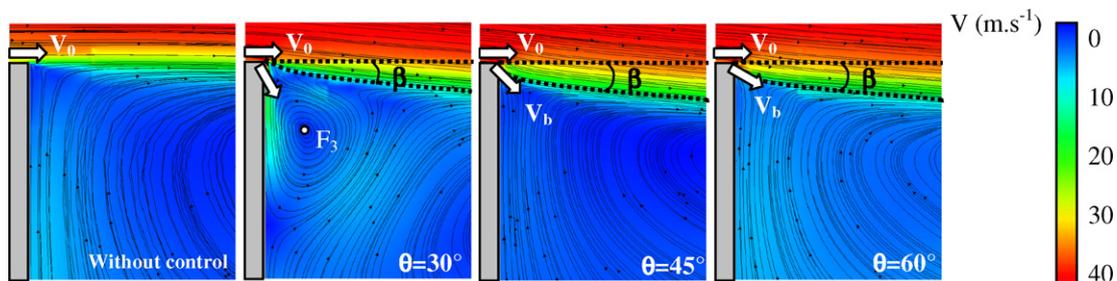


Fig. 10. Velocity and streamline fields measured at the upper edge of the base in the longitudinal median plane.

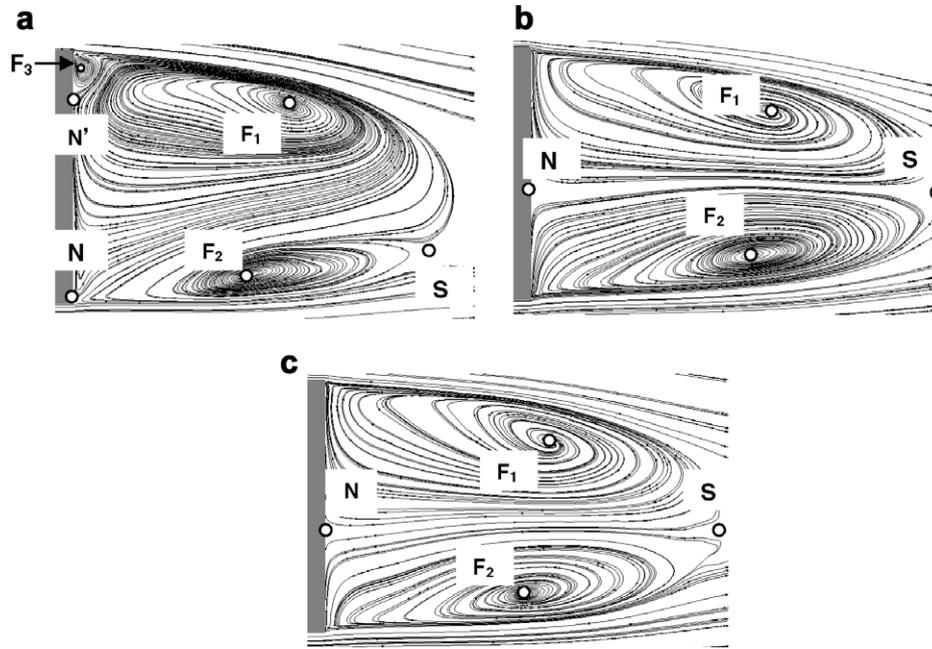


Fig. 11. Time-averaged streamline fields in the wake, on the symmetry plane: (a)  $\theta = 30^\circ$ , (b)  $\theta = 45^\circ$  and (c)  $\theta = 60^\circ$ .

and the longitudinal velocity deficit in the near-wake flow (3rd integral). Accordingly, the drag reduction requires a reduction in the transversal wake section, a limitation in the longitudinal vortices development and a reduction in the upstream/downstream total pressure losses. Implicitly, the last objective will require an increase of the static pressure distribution locally on the rear part of the body (to limit the pressure drag).

For this purpose, the total pressure loss coefficient profiles are measured in the longitudinal median plane, at  $x/H = 0.5$  (Fig. 12a). The mean value of the total pressure

loss coefficient along the profile decreases with the control:  $C_{pi} = 0.934$  without control,  $C_{pi} = 0.873$  at  $\theta = 30^\circ$ ,  $C_{pi} = 0.823$  at  $\theta = 45^\circ$  and  $C_{pi} = 0.847$  at  $\theta = 60^\circ$ . This total pressure loss reduction leads to a decrease of energy loss in the wake, and allows an aerodynamic drag reduction, according to Eq. (8) (1st integral). The total pressure loss variation in the wake effectively corresponds to the mean drag coefficient variation in Fig. 9.

For each configuration (with or without control), the results reveal two peaks in the total pressure loss coefficient profiles (Fig. 12a), located at  $y/H = 0.4$  and  $y/H = -0.45$ .

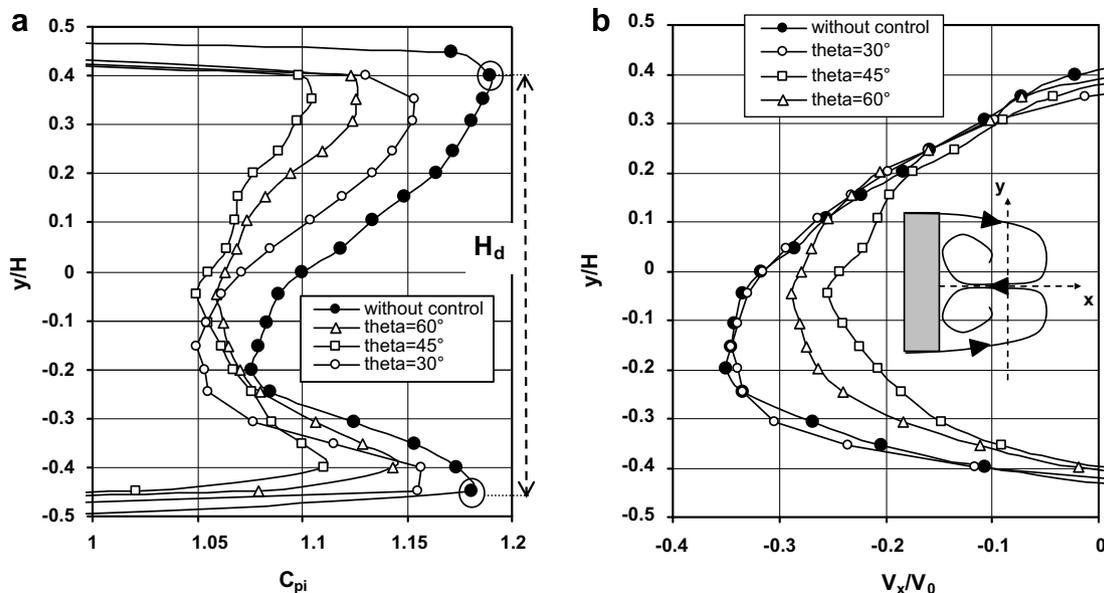


Fig. 12. Vertical profiles measured in the longitudinal median plane at  $x/H = 0.5$ , with and without control: (a) total pressure loss coefficient profile, (b) longitudinal velocity profile.

These maxima correspond to the presence of the shear layer emanating from the base periphery, where the vorticity is high. The transversal wake section is thus characterised by the distance  $H_d$  between the two extrema (Fig. 12a). The distances  $H_d$  measured without and with control ( $\theta = 45^\circ$  and  $\theta = 60^\circ$ ) are  $H_d = 0.85H$  and  $H_d = 0.75H$ , respectively, and  $H_d = 0.8H$  at  $\theta = 30^\circ$ . Actually, the evolution of  $H_d$  with  $\theta$ , confirms the observations indicated in Fig. 9. The transversal wake section reduction seems to be associated with the streamlines deviation near the separation line. According to Eq. (8), this wake section reduction contributes to the aerodynamic drag reduction observed in Fig. 9.

Moreover, as seen before, the use of blowing devices decreases the averaged total pressure loss coefficient along the profile (Fig. 12a) and thus reduces the aerodynamics drag. The total pressure losses measured in the recirculation zone are assumed to be mainly due to the presence of a backward flow (see Fig. 5). For this reason, the backward longitudinal velocity evolution with the control is presented in Fig. 12b (in the longitudinal median plane at coordinates  $x/H = 0.5$ ). The results actually show a reduction in the backward velocity magnitude observed in the recirculation zone center (for  $-0.4 < y/H < 0.2$ ):  $V_{x\min} = -0.34 V_0$  without control,  $V_{x\min} = -0.34 V_0$  at  $\theta = 30^\circ$ ,  $V_{x\min} = -0.23 V_0$  at  $\theta = 45^\circ$  and  $V_{x\min} = -0.28 V_0$  at  $\theta = 60^\circ$ . The last results give an explanation for the total pressure loss reduction observed in Fig. 12a.

Further upstream, near the base ( $x/H = 0.01$ ), the backward velocity magnitude reduction leads to an increase in the static pressure distribution as shown in Fig. 13 representing the static pressure loss coefficient profile in the longitudinal median plane. Significant static pressure losses appear at coordinates  $y/H = -0.5$  and  $y/H = 0.5$ , due to the high velocity near the blowing slots ( $V_b = 1.5 V_0$ ). On

the contrary, at  $-0.45 < y/H < 0.45$ , the results show an increase in the static pressure distribution. The time and space averaged static pressure, along the profile, thus tends to increase as the control is applied:  $C_p = -0.14$  without control,  $C_p = -0.096$  at  $\theta = 60^\circ$ ,  $C_p = -0.087$  at  $\theta = 45^\circ$  and  $C_p = -0.105$  at  $\theta = 30^\circ$ . Hence, the depression applied via the blowing slots (close to  $y/H = 0.5$  and  $y/H = -0.5$  in Fig. 13) appears to be compensated by the flow recompression at the base center ( $-0.45 < y/H < 0.45$  in Fig. 13), and the averaged contribution of the static pressure in the aerodynamic drag decreases. This contribution is implicit in Eq. (8), although it can be expressed through the pressure drag force  $F_{xp}$ :

$$F_{xp} = \frac{1}{2} \rho V_0^2 \int_{S_c} C_p \vec{n} \cdot \vec{x} d\sigma \quad (9)$$

where  $\vec{n}$  represents the normal exit line on the geometry.

In conclusion, the drag reductions are mainly due to the wake section reduction, the total pressure loss reduction in the wake, and the static pressure increases on the base. The first point is associated with the streamlines deviation highlighted in Fig. 10. The second and third points are related to the backward velocity magnitude reduction.

The lateral jets contribute at the same way to a drag reduction. Their contribution is however less than that of the horizontal jets. If all jets contribute approximately with the same level to a wake surface reduction, the lower horizontal jet has more important effect on the mixing enhancement than the others.

The control effect can be explained by means of the  $\lambda_2$  presentation [21]. When the control is applied, the blowing imposes its direction to the shear layer and hence increases the mixing behind the body. Consequently the reattachment length and the wake surface are reduced. In fact, without control the Kelvin Helmholtz vortices move downstream, merge and dissipate. When the control is applied, they move into the recirculation zone and contribute to enhance the mixing. This mechanism leads to a better momentum exchange as can be observed in Fig. 12b where the reduction of the negative velocity zone confirms the improvement of the mixing.

When developing active flow control solutions by using an external energy source, it is necessary to ensure that the system runs efficiently, i.e. that the energy used to generate the control is less than the energy saved through aerodynamic drag reduction. Efficiency  $\zeta$  of the solution is thus evaluated according to Eq. (10)

$$\begin{cases} \zeta = \frac{P_{ec}}{P_c} \\ P_{ec} = \Delta F_x V_0 \\ P_c = K \frac{\rho V_b^3 S_b}{2} \end{cases} \quad (10)$$

where  $P_{ec}$  and  $P_c$  represent respectively the energy saved through aerodynamic drag reduction and the energy used to generate the control,  $K$  represents a generic total pressure loss [38].  $S_b$  is the blowing surface and  $\Delta F_x$  is the drag reduction induced by the blowing. The control is consid-

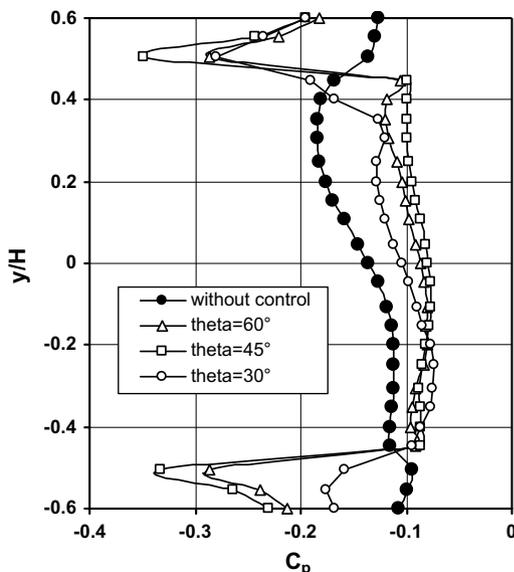


Fig. 13. Static pressure loss coefficient profiles measured in the longitudinal median plane at  $x/H = 0.01$ , with and without control.

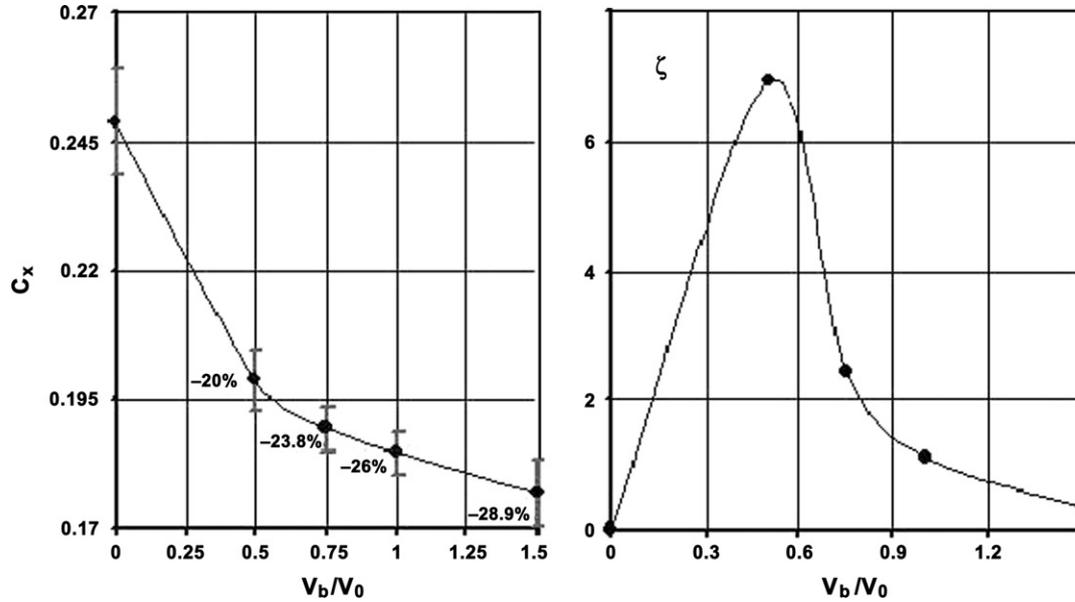


Fig. 14. Drag coefficient and control efficiency  $\zeta$  variations with blowing velocity.

ered efficient when the value  $\zeta$  is equal to or greater than  $\zeta_c = 1$ . Here, the consumed energy is due to the total pressure loss generated through the blowing slot ( $K_{\text{slot}}$ ) and to the losses occurring in the upstream circuit ( $K_{\text{sys}}$ ). Usually during continuous flow through a given orifice,  $K_{\text{slot}}$  is set to 1.5 to take into account the inlet and outlet effects of the slot (Idel-Cik [39]). Inside the pushing system, the pressure loss  $K_{\text{sys}}$  is arbitrarily set to 3.5. The total pressure loss coefficient  $K$  of the total system is thus equal to 5.

The critical efficiency  $\zeta_c = 1$  is used to determine a critical coefficient  $K_c$  beyond which the control is no longer economically viable

$$K_c = 2 \frac{\Delta F_x V_0}{\zeta_c \rho V_b^3 S_b} \quad (11)$$

The efficiency coefficient increases when the velocity decreases. For this reason, the jet angle is kept constant and equal to  $45^\circ$ , and lower jet velocities have been tested. Fig. 14 presents the drag coefficient as a function of the blowing velocity. The drag reduction increases when the blowing velocity increases. For blowing velocity of  $0.5V_0$ , the drag reduction is still significant (20%). The efficiency is presented in Fig. 14. For  $V_b/V_0 = 1.5$  used in this paper the efficiency is equal to 0.4. This curve presents a maximum value of 7 at  $V_b/V_0 = 0.5$ , which thus is the best blowing velocity with respect to this criterion. In this case, the saved power compared to the supply power is seven times higher. The error-bar line segments in Fig. 14 are the standard deviation (rms) of the time-averaged drag coefficient.

#### 4. Conclusion

An active open-loop flow control using continuous blowing devices has been tested on a simplified square-back geometry, with the goal to reduce the aerodynamic drag.

The influence of blowing slots distributed around the base periphery on the near-wake flow topology is analyzed by 3D numerical methods and the obtained aerodynamic drag reductions are discussed.

The near-wake flow topology is first analyzed without control. The results are qualitatively in good agreement with previous results and reveal a typical square-back geometry wake. A transversal ring of vortex develops in the near-wake flow, due to the streamline separations around the base periphery, and generates two counter-rotating longitudinal vortices further downstream, due to the interaction with the main flow.

The control is first applied with a blowing velocity of  $1.5V_0$ . A minimum drag coefficient is obtained for a blowing jet inclination with respect to the vertical plane of  $\theta_0 = 45^\circ$ . In this case, 29% of drag reduction is obtained, associated to a significant reduction in the wake section, a total pressure loss reduction in the wake and an increase of the static pressure in the rear part of the geometry.

The efficiency of the control system can be improved by reducing the blowing velocity or by reducing the number, width or lengths of the slots. The first solution is tested at the efficient jet angle  $\theta_0 = 45^\circ$ . The cheaper solution is obtained for the jet velocity of  $V_b = 0.5V_0$ . In this condition, a drag reduction of 20% is obtained with a control energy only seven times smaller than the total energy saved.

Finally, in addition to reduce the wake surface, the oriented blowing jets improve the mixing inside the recirculation zone and hence reduce this same recirculation zone.

#### Acknowledgement

The authors are thankful to the referees for substantial improvement in the paper due to their careful reviews.

## References

- [1] Gad-El-Hak M. Modern developments in flow control. *Appl Mech Rev* 1996;9:365–79.
- [2] Gilliéron P. Contrôle des écoulements appliqués à l'automobile. *Etat de l'art. Méc Ind* 2002;3:515–24.
- [3] Ivanic T, Gilliéron P. Reduction of the aerodynamic drag due to cooling system: an analytical and experimental approach, SAE Paper 2005-01-1017; 2004.
- [4] Tensi J, Boué I, Paillé F. Effets comparés sur l'écoulement autour d'un cylindre a faible nombre de Reynolds d'un soufflage pariétal amont et en aval du décollement. Toulouse: 14<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique; 1999.
- [5] Hucho WH. Aerodynamics of road vehicles. *Ann Rev Fluid Mech* 1998;25:485–537.
- [6] Castro IP, Robins AG. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent stream. *J Fluid Mech* 1977;79(February): 307–35.
- [7] Hunt JCR, Abell CJ, Peterka JA, Woo H. Kinematical studies of the flow around free or surface-mounted obstacles: applying topology to flow visualization. *J Fluid Mech* 1978;86:179–200.
- [8] Schofield WH, Logan E. Turbulent shear flow over surface-mounted obstacles. *J Fluid Eng* 1990;112(4):376–85.
- [9] Larousse A, Martinuzzi R, Tropea C. Flow around surface-mounted three dimensional obstacles. In: 9th International symposium on turbulent shear flow. Springer-Verlag; 1991. p. 127–39.
- [10] Martinuzzi R, Tropea C. The flow around surface-mounted prismatic obstacles placed in fully developed channel flow. *J Fluid Eng* 1993;115(1):85–91.
- [11] Hussein H, Martinuzzi RJ. Energy balance for turbulent flow around surface mounted cube placed in channel. *Phys Fluid* 1996;8(3):764–80.
- [12] Kim T, Lee B, Lee D, Hwang J, Lee DH. A study on vortex shedding around a bluff body near the ground. SAE technical paper series, 2003-01-0652.
- [13] Shah KB, Ferziger JH. A fluid mechanics view of wind engineering: large Eddy simulation of flow past a cubic obstacle. *J Wind Eng Ind Aerodyn* 1997;67(April):211–24.
- [14] Krajnovic S, Davidson L. Large Eddy simulation of the flow around a bluff body. *AIAA J* 2002;40(5).
- [15] Onorato M, Costelli AF, Garonne A. Drag measurement through wake analysis. In: SAE, SP-569, International congress and exposition, Detroit, MI, February 27, March 2; 1984. p. 85–93.
- [16] McCallen R, et al. Aerodynamic drag of heavy vehicles (class 7–8): simulation and benchmarking. SAE technical papers series 2000-01-2209; 2000.
- [17] Bourgois S, Alvi FS, Tensi J, Bonnet JP. Control of flow separation using microjets. In: Proceedings of the first European forum on flow control, Poitiers, 11 au 14 Octobre; 2004.
- [18] Rouméas M, Gilliéron P, Kourta A. Separated flows around the rear window of a simplified car geometry. *J Fluid Eng* 2008 (JFE\_06\_1229).
- [19] Pervaiz M, Teixeira M. Two equation turbulence modeling with the Lattice–Boltzmann method. In: Proceedings of ASME PVP division conference, 2nd international symposium on computational technologies for fluid/thermal & chemical systems with industrial applications. Boston; 1999.
- [20] Li Y, Shock R, Zhang R, Chen H. Numerical study of flow past an impulsively started cylinder by Lattice Boltzmann method. *J Fluid Mech* 2004;519:273–300.
- [21] Rouméas M. Contribution à l'analyse et au contrôle du sillage épais par aspiration ou soufflage continu. Thèse de Doctorat, INP Toulouse; 2006.
- [22] Frisch U, D'Humières U, Pommeau Y. Lattice-gas automata for Navier–Stokes equation. *Phys Rev Lett* 1986;56:1505–8.
- [23] Chen S, Chen H, Martinez D, Matthaeus W. Lattice Boltzmann model for simulation of magnetohydrodynamics. *Phys Rev Lett* 1991;67:3776–9.
- [24] Chen S, Chen H, Matthaeus W. Recovery of the Navier–Stokes equations using a Lattice-gas Boltzmann method. *Phys Rev Ann* 1992;45:R5339–42.
- [25] Bhatnagar PL, Gross EP, Krook M. A model for collision processes in gases. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Phys Rev* 1954;94(3):511–25.
- [26] Chen H, Teixeira C, Molvig K. Digital physics approach to computational fluid dynamics: some basic theoretical features. *Int J Mod Phys C* 1997;8(4):675–84.
- [27] Yakhot V, Orszag SA. Renormalization group analysis of turbulence. Basic theory. *Int J Sci Comput* 1986;1:1–51.
- [28] Shock RA, Mallick S, Chen H, Yakhot V, Zhang R. Recent results on two dimensional airfoils using Lattice Boltzmann-based algorithm. *J Aircraft* 2002;39(n° 3).
- [29] Chen H, Teixeira C, Molvig K. Realization of fluid boundary conditions via discrete Boltzmann dynamics. *Int J Mod Phys C* 1998;9(8):1281.
- [30] Yu D, Mai R, Shyy W. A multi-block Lattice Boltzmann method for viscous fluid flow. *Int J Numer Meth Fluid* 2002;39:99–120.
- [31] Ahmed SR, Ramm R, Falting G. Some salient features of the time averaged ground vehicle wake. SAE technical paper series 840300. Detroit; 1984.
- [32] Duell EG, George AR. Experimental study of a ground vehicle body unsteady near wake. SAE Paper 1999-01-0812. Detroit, USA; 1999.
- [33] Krajnovic S, Davidson L. Numerical study of the flow around the bus-shaped body. *ASME J Fluid Eng* 2003;125:500–9.
- [34] Huchot W-H. Aerodynamics of road vehicles. fourth ed. Society of Automotive Engineers, Inc.; 1998, ISBN 0-7680-0029-7.
- [35] Chometon L, Gilliéron P. Modélisation des écoulements tridimensionnels décollés autour des véhicules automobiles à l'aide d'un modèle à zéro-dimension. Journée d'étude SIA "Aérodynamique – Aéroacoustique – Aérothermique automobile et ferroviaire", Courbevoie-Paris 5 et 6 novembre 1996;(n° 96-09-11).
- [36] Kourta A, Boisson HC, Chassaing P, HaMinh H. Non-linear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *J Fluid Mech* 1987;181:141–61.
- [37] Kourta A. Instability of channel flow with fluid injection and parietal vortex shedding. *Comput Fluid* 2004;33(2):155–78.
- [38] Lehugeur B, Gilliéron P, Ivanic T. Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles: approche numérique. *CR Méc* 2006;334:368–72.
- [39] Idel-Cik IE. Memento des pertes de charges. Paris: Ed. Eyrolles; 1986.





ELSEVIER

SCIENCE @ DIRECT®

C. R. Mécanique ●●● (●●●●) ●●●—●●●



COMPTES RENDUS

MECANIQUE

<http://france.elsevier.com/direct/CRAS2B/>

# Contribution de l'éclatement tourbillonnaire à la réduction de la traînée des véhicules automobiles : approche numérique

Benjamin Lehueur \*, Patrick Gilliéron, Tanja Ivanić

Groupe « Mécanique des Fluides & Aérodynamique », Direction de la Recherche, Renault SA Service 64260,  
code API : TCR AVA 058, 1, Avenue du Golf, 78288 Guyancourt Cedex, France

Reçu le 19 juillet 2005 ; accepté après révision le 4 avril 2006

Présenté par Patrick Huerre

## Résumé

L'éclatement d'une structure tourbillonnaire longitudinale issue d'un dièdre plan de faible allongement est provoqué dans la perspective de réduire la traînée aérodynamique de géométries à culot incliné. L'éclatement tourbillonnaire est obtenu à l'aide d'un soufflage continu et uniforme distribué sur la ligne de séparation associée à la formation et à l'entretien de la structure tourbillonnaire. L'éclatement est caractérisé par une déstructuration brusque du tourbillon et l'apparition d'une zone de recirculation. Les résultats de simulations numériques obtenus avec et sans soufflage mettent en évidence l'influence du nombre de Swirl sur l'éclatement tourbillonnaire. Des réductions de traînée proches de 6% sont relevées. *Pour citer cet article : B. Lehueur et al., C. R. Mécanique ●●● (●●●●).*

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

## Abstract

**Vortex breakdown contribution to the drag reduction of automotive vehicles: numerical approach.** The breakdown of a longitudinal vortex originating from a three-dimensional dihedral body is examined in the perspective of reducing the aerodynamic drag of bluff bodies. The vortex breakdown is induced by a continuous and uniform blowing distributed on the separation line related to the formation and the development of the vortex. The breakdown is characterized by an abrupt disintegration of the vortical core and the appearance of a recirculation zone. Numerical results obtained with and without blowing show the crucial impact of the Swirl parameter on the vortex breakdown. Drag reductions close to 6% are found. *To cite this article: B. Lehueur et al., C. R. Mécanique ●●● (●●●●).*

© 2006 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

*Mots-clés :* Mécanique des fluides ; Aérodynamique ; Automobile ; Eclatement tourbillonnaire ; Structure tourbillonnaire longitudinale ; Traînée

*Keywords :* Fluid mechanics; Aerodynamics; Car; Vortex breakdown; Longitudinal vortex; Drag

\* Auteur correspondant.

Adresses e-mail : benjamin.lehueur@renault.com (B. Lehueur), patrick.gillieron@renault.com (P. Gilliéron).

## 1. Introduction

La réduction, la suppression et le contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales qui apparaissent sur les corps de faible allongement constituent des voies de progrès significatives en termes de réduction de traînée et de contrôle de stabilité dynamique dans les domaines terrestre, maritime et aérien.

En aérodynamique automobile, les tourbillons longitudinaux issus des montants latéraux de pare brise et de lunette arrière sont responsables d'environ 15% de la traînée aérodynamique et réduire leur contribution constitue aujourd'hui une priorité. Ces structures sont de type jet/sillage tournant [1] et la vitesse résultante en chaque point se définit à partir des vitesses d'advection  $U_x$  et de rotation  $U_\theta$  respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe du tourbillon. Elles constituent des systèmes instables qui peuvent évoluer rapidement et dans certaines conditions disparaître par éclatement tourbillonnaire. Lors de l'éclatement, la structure tourbillonnaire évolue d'un état colonne à un état éclaté caractérisé par une zone de recirculation qui apparaît en aval d'un point d'arrêt positionné au voisinage de l'axe du tourbillon initial. La transition entre l'état colonne et l'état éclaté s'accompagne alors d'une remontée de pression statique dans la zone de recirculation qui permet de réduire la contribution des culots dans la traînée aérodynamique. On traite dans cet article de l'éclatement d'une structure tourbillonnaire issue d'un arrière corps de faible allongement muni d'un dièdre plan.

## 2. Rappel théorique

Les expérimentations effectuées sur des jets tournants mettent en évidence l'influence du nombre de 'swirl' dans l'éclatement tourbillonnaire [2]. Ce paramètre, classiquement défini à partir du rapport entre les vitesses locales de rotation  $U_\theta$  et d'advection  $U_x$  est donné par :

$$S = \max \frac{U_\theta}{U_x} \quad (1)$$

Pour des structures tourbillonnaires non confinées, ces vitesses sont relevées dans le plan de sortie des jets tournants et l'éclatement tourbillonnaire s'observe pour des valeurs de  $S$  supérieures à 1,5. Pour des structures tourbillonnaires longitudinales associées à une ligne de séparation et en interaction avec une paroi, des phénomènes d'éclatement tourbillonnaire sont observés expérimentalement sur des ailes delta [3]. Le contrôle de l'éclatement tourbillonnaire s'obtient alors par introduction de quantité de mouvement dans la direction de l'axe tourbillonnaire mais aucune valeur de  $S$  ou de réduction de traînée n'est communiquée. Dans cet article, l'éclatement d'une structure tourbillonnaire longitudinale est réalisé par voie numérique sur un arrière corps de faible allongement muni d'une lunette arrière et d'un culot (Figs. 1 et 2).

## 3. Cas d'étude

L'étude s'effectue sur l'arrière d'une géométrie simplifiée qui permet de reproduire une partie des structures tourbillonnaires et des phénomènes physiques relevés sur véhicule réel, Ahmed [4]. Le culot et la lunette arrière sont respectivement représentés par un plan vertical et un plan incliné de longueur  $l$ , égale à 0,222 m (Figs. 1 et 2). La lunette arrière fait un angle de 25 degrés par rapport à la direction de l'écoulement incident et, pour cette configuration, le sillage est tridimensionnel [5]. Deux structures tourbillonnaires longitudinales contrarotatives (structures en cornet) prennent naissance au niveau des arêtes latérales de lunette arrière, se développent, sont transportées puis dissipées dans le sillage.

Pour chacune de ces structures, l'augmentation de la valeur de  $S$  s'obtient par soufflage le long de la ligne de séparation  $AB$  dans la direction normale au plan de lunette arrière à travers une fente rectangulaire d'épaisseur relative  $e/l = 1\%$ . La vitesse de soufflage, notée  $V_s$ , est continue, uniforme et égale à la vitesse de l'écoulement infini amont  $V_0$ . Pour cette vitesse, le débit volumique associé  $Q_s$  est égal à  $1,6 \times 10^{-2} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  et la puissance totale nécessaire  $P_s$  pour mettre en œuvre le soufflage au niveau des deux fentes latérales de lunette arrière est estimée à 60 Watt à partir de l'expression :

$$P_s = \frac{1}{2} K \rho V_s^2 Q_s \quad (2)$$

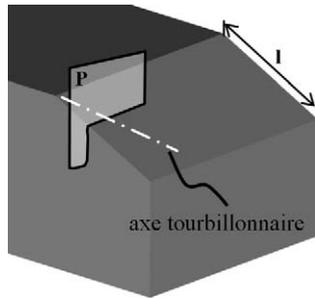


Fig. 1. Géométrie simplifiée d'arrière corps d'un véhicule automobile.

Fig. 1. Simplified model of the rear back of a passenger car.

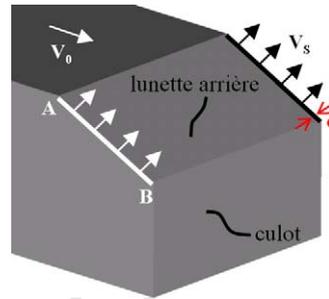


Fig. 2. Localisation du soufflage au niveau des arêtes latérales de lunette arrière.  $V_0 = 40 \text{ m s}^{-1}$ .

Fig. 2. Blowing method on the lateral edges of the rear window.  $V_0 = 40 \text{ m s}^{-1}$ .

où  $\rho$  est la masse volumique de l'air et  $K$  le coefficient de perte de charge du circuit de soufflage, rapporté à la section de sortie, égal à 2.

Les expérimentations numériques s'effectuent à l'aide d'une approche Boltzmann sur réseaux instationnaire [6] associée à un modèle de turbulence  $k-\varepsilon$  RNG [7] et une loi de paroi logarithmique. La densité du maillage volumique évolue par domaines parallélépipédiques et diminue lorsque la distance à la paroi augmente. Les domaines de plus forte résolution sont situés au voisinage des arêtes de lunette arrière et contiennent des mailles cubiques de côté  $c$  tel que  $c/l = 9 \times 10^{-4}$ . A la paroi, ce maillage est associé à des valeurs de  $y^+$  voisines de 30. La vitesse  $V_0$  de l'écoulement infini amont est égale à  $40 \text{ m s}^{-1}$ , le nombre de Reynolds rapporté à la longueur de la géométrie proche de  $2,8 \times 10^6$  et le taux de turbulence de l'écoulement non perturbé égal à 1%. Le critère de stabilité CFL [8] impose un pas de temps de calcul voisin de  $1,35 \times 10^{-6} \text{ s}$  et la simulation est effectuée sur 200 000 pas de temps, soit 0,27 s. La convergence est atteinte après 50 000 pas de temps. Les résultats s'obtiennent ensuite à partir des valeurs moyennées sur une fenêtre de temps de 0,2 s associée aux 150 000 itérations restantes.

L'efficacité du soufflage est mise en évidence à l'aide de comparaisons effectuées à partir des champs moyens de vorticités et des distributions pariétales de pression statique relevées avec et sans soufflage au niveau des parties latérales de lunette arrière. Des ordres de grandeurs sont donnés pour les rapports de vitesse  $U_\theta/U_x$ , les valeurs de  $S$  et l'évolution des coefficients de traînée aérodynamique. Par raison de symétrie sur le maillage et la géométrie, l'analyse topologique est limitée à la structure tourbillonnaire longitudinale gauche lorsque la géométrie est vue de l'arrière (Figs. 1 et 2).

#### 4. Résultats

L'analyse de la structure tourbillonnaire longitudinale s'effectue à partir de surfaces d'iso-vorticité (Fig. 3). Le cœur tourbillonnaire est quasi-circulaire (état colonne) et associé à des valeurs élevées de vorticité, proches de  $1,4 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$  relevées à proximité du centre de la structure. Le long de la lunette arrière et dans la direction normale à la paroi, une nappe de vorticité proche de  $1,2 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$  s'enroule dans le sens horaire (vue de l'arrière) autour de l'axe tourbillonnaire et alimente le cœur du tourbillon. La position de l'axe tourbillonnaire varie peu dans le temps. Cette quasi stabilité est en accord avec les résultats obtenus en LES par Krajnovic [9] sur une géométrie identique.

Dans les développements qui suivent, les valeurs des rapports  $U_\theta/U_x$  sont relevées dans un même plan  $P$  normal à l'axe du tourbillon dès qu'une structure tourbillonnaire établie de type colonne est identifiée Figs. 1 et 3. Les résultats obtenus sans soufflage et reportés Fig. 4 montrent que le rapport  $U_\theta/U_x$  est maximum et proche de 1, à la distance  $d = 0,036l$  de l'axe tourbillonnaire. Au centre de la structure, la vitesse azimutale et la valeur des rapports  $U_\theta/U_x$  tendent vers zéro.

Sur la Fig. 5 est représenté le champ moyen des coefficients de pertes de pression statique pariétale relevé sur la lunette arrière et définis par :

$$C_p = \frac{P - P_0}{1/2\rho V_0^2} \quad (3)$$

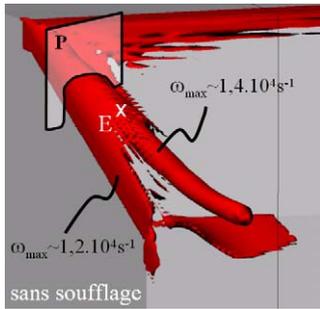


Fig. 3. Surface d'iso-vorticité ( $\omega = 5000 \text{ s}^{-1}$ ). Sans soufflage.

Fig. 3. Surface of iso-vorticity ( $\omega = 5000 \text{ s}^{-1}$ ). Without blowing.

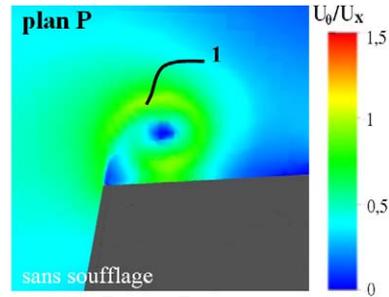


Fig. 4. Cartographie des rapports des vitesses de rotation et d'advection. Sans soufflage. La répartition en classe est limitée à des valeurs maximales égales à 1,5 pour améliorer la visibilité.

Fig. 4. Field of the ratio of rotational velocity to longitudinal velocity. Without blowing. The maximum value used in the scaling is limited to 1.5 for visibility purpose.

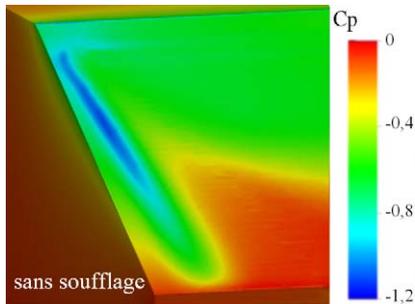


Fig. 5. Cartographie de coefficients pariétaux de perte de pression statique. Sans soufflage.

Fig. 5. Field of static pressure loss coefficient at the wall  $C_p$ . Without blowing.

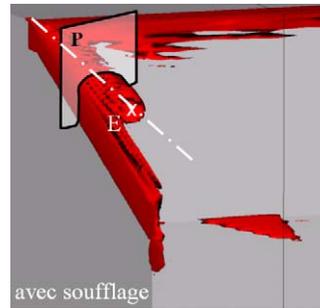


Fig. 6. Surface d'iso-vorticité ( $\omega = 5000 \text{ s}^{-1}$ ). Avec soufflage.

Fig. 6. Surface of iso-vorticity ( $\omega = 5000 \text{ s}^{-1}$ ). With blowing.

où  $\rho$  est la masse volumique de l'air,  $P_0$  la pression statique de l'écoulement infini amont et  $P$  la pression statique locale. Les plus faibles valeurs de  $C_p$  sont localisées au niveau du cœur de la structure tourbillonnaire ( $C_p \sim -1,2$ ). L'objectif consiste alors à faire éclater ces structures pour accroître les pressions statiques pariétales ( $C_p > -1,2$ ) sur les parties latérales de la lunette arrière et réduire la traînée.

La comparaison des surfaces d'iso-vorticité obtenues avec (Fig. 6) et sans soufflage (Fig. 3) atteste du changement radical de la géométrie de la structure tourbillonnaire. Sur l'axe tourbillonnaire et avec soufflage, les valeurs maximales de vorticité relevées en amont et en aval du point  $E$  (Fig. 6) décroissent respectivement de  $10^4 \text{ s}^{-1}$  à  $0,25 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ . En aval de ce point, la structure tourbillonnaire éclate, le cœur tourbillonnaire disparaît et la pression statique pariétale sur la lunette arrière augmente.

En amont de l'éclatement tourbillonnaire et dans le plan  $P$  reporté Fig. 7, le nombre de swirl  $S$  (Éq. (1)), relevé à la distance  $d' = 0,045l$  de l'axe tourbillonnaire, est égal à 1,9. Ce résultat suggère une augmentation et/ou une réduction respectives des vitesses azimutale et/ou longitudinale au voisinage de l'axe tourbillonnaire. Le nombre de swirl ( $S = 1,9$ ) associé à l'éclatement de la structure tourbillonnaire de lunette arrière est alors à comparer au nombre de swirl ( $S \sim 1,5$ ) obtenue pour l'éclatement d'un jet tournant libre [2]. La différence relevée entre les valeurs de  $S$  associées à l'éclatement d'une structure tourbillonnaire de lunette arrière et d'un jet tournant libre suggère alors l'existence d'une vitesse optimale de soufflage qui reste à identifier.

Les distributions des coefficients de pression statique pariétaux relevés sur la lunette arrière avec et sans soufflage sont reportées Figs. 8 et 5. Les minima des  $C_p$  évoluent peu et restent proches de  $-1,3$  mais des différences importantes

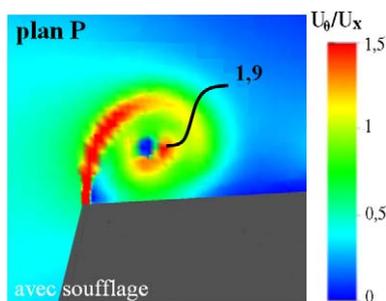


Fig. 7. Cartographie des rapports de vitesses de rotation et d'advection. Avec soufflage.

Fig. 7. Field of the ratio of rotational velocity to longitudinal velocity. With blowing.

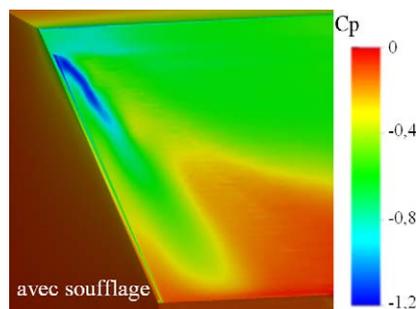


Fig. 8. Cartographie de coefficients pariétaux de perte de pression statique. Avec soufflage.

Fig. 8. Field of static pressure loss coefficient at the wall  $C_p$ . With blowing.

apparaissent sur les distributions surfaciques relevées avec et sans soufflage. La pression statique pariétale moyenne relevée sur la lunette arrière augmente en aval de l'éclatement tourbillonnaire et la traînée aérodynamique  $F_X$  diminue de 6%. Pour la géométrie simplifiée de véhicule automobile à échelle 1/5 considérée ici, la réduction de puissance aérodynamique  $P_a$  obtenue par éclatement tourbillonnaire est estimée à 90 Watt à l'aide de l'expression :

$$P_a = \Delta F_X V_0 \quad (4)$$

où  $\Delta F_X$  représente le gain de traînée aérodynamique, égal à 2,3 N. L'efficacité énergétique du contrôle, définie comme le rapport entre la réduction de puissance aérodynamique  $P_a$  (Éq. (4)) et la puissance fournie pour provoquer l'éclatement  $P_s$  (Éq. (2)) est égale à 1,5. Cette valeur, supérieure à l'unité, confirme l'intérêt de l'éclatement tourbillonnaire pour réduire la traînée aérodynamique des véhicules automobiles.

## 5. Conclusion

L'efficacité du soufflage pour faire éclater les structures tourbillonnaires longitudinales et réduire la traînée aérodynamique d'un arrière corps simplifié de véhicule automobile est ici démontrée. Le soufflage latéral permet d'accroître la valeur du nombre de swirl et de faire éclater les structures tourbillonnaires longitudinales. L'éclatement modifie la distribution des pressions pariétales sur la lunette arrière et une réduction de traînée proche de 6% est obtenue. L'éclatement tourbillonnaire apparaît alors comme un nouveau moyen de réduire la consommation des véhicules automobiles. Des travaux sont en cours pour optimiser la vitesse de soufflage ainsi que la position et la forme des orifices de soufflage.

## Références

- [1] B. Lehueur, P. Gilliéron, L. Ta Phuoc, Characterization of longitudinal vortices in the wake of a simplified car model, AIAA paper, n° 2005-5383 (2005), Toronto.
- [2] P. Billant, J.M. Chomaz, P. Huerre, Experimental study of vortex breakdown in swirling jets, J. Fluid Mech. 376 (1998) 183–219.
- [3] A.M. Mitchell, J. Détery, Research into vortex breakdown control, Progr. Aerospace Sci. 37 (4) (2001) 385–418.
- [4] S.R. Ahmed, R. Ramm, G. Falting, Some salient features of the time averaged ground vehicle wake SAE technical paper series 840300 (1984), Detroit.
- [5] P. Gilliéron, J. Laurent, F. Chometon, Analyse des écoulements de Culot par vélocimétrie laser, application à l'automobile, in : 7ième Congrès de Vélocimétrie Laser, 2002.
- [6] S. Chen, H. Chen, W. Matthaeus, Recovery of the Navier–Stokes equations using a lattice-gas Boltzmann method, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 511–525.
- [7] V. Yakhot, S. Orszag, S. Thangram, T. Gatski, C. Speziale, Phys. Fluids 4 (1992) 1510.
- [8] S. Chen, G.D. Doolen, Lattice Boltzmann method for fluids flow, Annu. Rev. Fluid Mech. 30 (1998) 329–364.
- [9] S. Krajnovic, L. Davidson, Contribution large-eddy simulation of the flow around a simplified car model, in: SAE International Congress & Exposition, Detroit, Michigan, Paper N° 2004-01-0227 (2004).



**Charles-Henri Bruneau**

e-mail: bruneau@math.u-bordeaux1.fr

**Iraj Mortazavi**

e-mail: mortaz@math.u-bordeaux1.fr

Institut de Mathématiques de Bordeaux,  
Université Bordeaux 1,  
INRIA Bordeaux-Sud Ouest Team MC2,  
CNRS UMR 5466,  
351 Cours de la Libération,  
F-33405 Talence, France

**Patrick Gilliéron**

Technocentre Renault,  
Département Systèmes Véhicules,  
1 Avenue du Golf,  
F-78288 Guyancourt, France  
e-mail: patrick.gillieron@renault.com

# Passive Control Around the Two-Dimensional Square Back Ahmed Body Using Porous Devices

*The control of two-dimensional flows around the square back Ahmed body is achieved by using porous devices added on some parts of the body. The square back Ahmed body is considered either in an open domain or on top of a road. The modeling of the flow in different media is performed by means of the penalization method. A good choice of the location of the porous interfaces yields a significant improvement of the aerodynamic quantities, especially for the square back body. [DOI: 10.1115/1.2917423]*

## 1 Introduction

The research developed today in car aerodynamics is carried out from the point of view of the durable development. Some car companies as Renault have the objective to develop control solutions able to reduce at least 30% of the aerodynamic drag of the vehicles without constraints on the design, the comfort, the storage, or the safety of the passengers [1]. Thus, it is necessary to locally modify the flow, to remove or delay the separation position, or to reduce the development of the recirculation zone at the back and of the separated swirling structures [2]. This can be mainly obtained by controlling the flow near the wall with or without additional energy by using active or passive devices [3,4]. The use of passive systems of control remains, however, always privileged for obvious reasons of cost. Significant results can be obtained by using simple techniques [5]. In practice, the flow control is obtained when the wall pressure distribution is successfully modified on the back and on the rear window, using various adapted devices, which locally change the geometry. Control experiments in wind tunnel on reduced or real ground vehicles are performed [6], and measurements of the wall static pressures and of the aerodynamic torque [7] allow to quantify the effect of the control [8]. However, due to the design constraints, the real gain is rather weak and so new control techniques have to be developed.

Among these new techniques in progress, separate devices located in front of or behind the vehicle can be used to reduce the development of the recirculation zone on the rear window or at the back and the interactions of the swirling wake structures. Reductions in the aerodynamic drag up to 97% are measured on the front part of a circular cylinder in Ref. [9]. Interesting results are also obtained with devices located streamwise or transverse to the upstream flow behind the back [10]. Another similar approach is to put devices along the wall to generate vortical structures in order to shift the separation line and to reduce the aerodynamic drag. The swirling structures increase the local turbulence of the

flow and the energy transfers in the boundary layer. Therefore, the velocity increases near the wall. A drag reduction close to 40% is obtained on wing profiles in Ref. [11]. The extension of this technique to more complex geometries should be possible and could defer separation lines toward the back. Furthermore, significant reductions in drag up to 50% are obtained by using artificially rough surfaces [12]. Applied in the areas of weak curvature radius, this technique could decrease the aerodynamic drag.

Self-adapting surfaces made of special coatings can also be used to delay the turbulent laminar transition [13,14]. The impact of this control strategy remains, however, very weak in automobile aerodynamics because the flow is naturally turbulent and the contribution of the friction in the aerodynamic drag is very small (about 10%).

A simplified car as the Ahmed body [15] is a three-dimensional bluff body moving in the vicinity of the ground generating a turbulent flow. Several separations appear along the body from the front to the back. The resulting recirculation zones contribute to a significant part of the drag coefficient [16,6]. So, an objective of the control is to reduce the transverse separation area in the wake. The drag coefficient strongly changes with the angle  $\alpha$  between the horizontal line and the rear window. For low angles smaller than 12 deg or large angles higher than 30 deg, the flow separates at the back and is mainly a two-dimensional base flow. Especially, experimental and numerical studies confirm the two-dimensional behavior of the detached near-wall flow at the base of the square back Ahmed body geometry [17,8,18]. On the contrary for angles between these two values of  $\alpha$ , the flow is highly three dimensional over the rear window as there are two counter-rotary lateral vortices and an open separation bulb [6,8,17,19]. In this paper, we focus on the square back Ahmed body ( $\alpha=90$  deg) corresponding to simplified monospace cars or trucks and so a two-dimensional study is performed. The main objective is then to reduce the separated area at the back and thus the static and total pressure gradients that govern the aerodynamic drag. Two-dimensional computations cannot give the exact values of the drag around the three-dimensional Ahmed body but yield properly the effect of the passive control with respect to the uncontrolled case. However, the computational domain is restricted to a short area around the body as in any cases the wake flow is strongly three dimensional.

The use of porous interfaces is a new possibility that can

Contributed by the Fluids Engineering Division of ASME for publication in the JOURNAL OF FLUIDS ENGINEERING. Manuscript received November 3, 2006; final manuscript received March 19, 2008; published online May 19, 2008. Review conducted by Joseph Katz. Paper presented at the 2002 ASME Joint U.S.-European Fluids Engineering Conference (FEDSM2002), Montreal, Quebec, Canada, July 14–18, 2002.

modify the boundary layer behavior. This passive control technique moves the separation line, reduces the pressure gradients in the near wake, and therefore the aerodynamic drag of the vehicles is decreased. A numerical study on the effect of porous layer control on a 2D square cylinder has shown that significant gains on the drag coefficient can be achieved for an appropriate choice of the mechanical parameters (such as porous layer permeability and thickness) [20]. In addition, a drastic reduction in the vortex induced vibrations on a riser pipe has been obtained [21]. Here, the passive control is achieved by means of a porous medium layer, which is inserted between the flow and the body. This porous layer modifies the boundary layer effects as it changes the stress forces; indeed, the no-slip boundary condition is replaced by a mixed Fourier boundary condition on the walls [22,23]. The practical difficulty is to compute the flow in two different media, namely, the fluid and the porous medium, with different modeling. To overcome this difficulty, we use the penalization method that allows to simultaneously solve both flows with the same model. This method introduced in Ref. [24] is studied and validated in Ref. [25], and applied to turbulent flows in Ref. [26] and to flow control in Ref. [20]; it consists in adding a penalization term  $\mathbf{U}/K$  in the incompressible Navier–Stokes equations, where  $\mathbf{U}$  is the velocity vector and  $K$  is the nondimensional permeability coefficient. It was used as an immersed boundary method to avoid a body fitting and directly solve the flow around bluff bodies on Cartesian meshes. The parameter  $K$  is set to a very small value inside the body, which corresponds to solve Darcy equations with a very small intrinsic permeability. On the other hand,  $K$  is set to a very large value in the fluid domain in order to solve only the Navier–Stokes equations as the extra term vanishes. In our application, a third intermediate value of  $K$  is used to represent the porous medium where Brinkman equations are solved. In summary, we can solve the flow inside the three different media only by changing the value of the parameter  $K$  in the penalized Navier–Stokes equations. Besides, we avoid to fit the frontiers between the solid body, the porous layer, and the fluid.

The goal of this paper is to show how well positioned porous slices can modify the shedding and the near wake, in particular, the static pressure gradient to decrease the drag coefficient. In the following, we describe the modeling procedure that yields the penalized Navier–Stokes equations or Brinkman–Navier–Stokes equations and give a brief outline of the numerical approximation. Then, we give various results of the original flow or the controlled flow around the square back Ahmed body in an open domain or on top of a road. We carefully analyze these results and quantify the efficiency of the passive control by using a porous layer.

## 2 Modeling and Numerical Simulation

In this section, we show how an immersed boundary method can be successfully used to model three different media: a solid, a saturated porous medium, and an incompressible fluid, with the same equation. In a porous medium, the velocity in two dimensions  $\mathbf{U}=(u,v)$  is given by Darcy law

$$\mathbf{U} = -\frac{k}{\mu\Phi} \nabla p \quad (2.1)$$

where  $p$  is the pressure,  $k$  is the intrinsic permeability,  $\mu$  is the viscosity, and  $\Phi$  is the porosity of the fluid. By assuming that the fluid saturating the porous medium is Boussinesq, we get from Brinkman's equation that is valid only for high porosities close to 1,

$$\nabla p = -\frac{\mu}{k} \Phi \mathbf{U} + \tilde{\mu} \Phi \Delta \mathbf{U} \quad (2.2)$$

by adding the inertial terms with the Dupuit–Forchheimer relationship [27], the Forchheimer–Navier–Stokes equations

$$\rho \partial_t \mathbf{U} + \rho (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} + \nabla p = -\frac{\mu}{k} \Phi \mathbf{U} + \tilde{\mu} \Phi \Delta \mathbf{U} \quad (2.3)$$

where  $\tilde{\mu}$  is Brinkman's effective viscosity. As  $\Phi$  is close to 1, we can approximate  $\tilde{\mu} \approx \mu/\Phi$  [28] and get the equation

$$\rho \partial_t \mathbf{U} + \rho (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} + \nabla p = -\frac{\mu}{k} \Phi \mathbf{U} + \mu \Delta \mathbf{U} \quad (2.4)$$

Then, a nondimensionalization by using the usual substitutions including the mean velocity of the fluid  $\bar{U}$  and the height of the domain  $H$ ,

$$\rho = \rho' \rho, \quad \mathbf{U} = \mathbf{U}' \bar{U}, \quad x = x' H, \quad t = t' \frac{H}{\bar{U}}, \quad p = p' \rho |\bar{U}|^2 \quad (2.5)$$

yields the penalized nondimensional Navier–Stokes equations or Brinkman–Navier–Stokes equations for the unknowns  $(\mathbf{U}', p')$  denoted  $(\mathbf{U}, p)$  for the sake of simplicity,

$$\partial_t \mathbf{U} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} - \frac{1}{\text{Re}} \Delta \mathbf{U} + \frac{\mathbf{U}}{K} + \nabla p = 0 \quad \text{in } \Omega_T = \Omega \times (0, T) \quad (2.6)$$

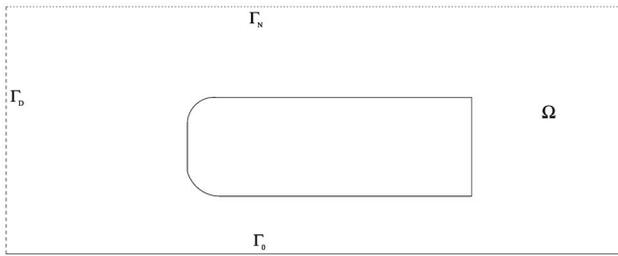
$$\text{div } \mathbf{U} = 0 \quad \text{in } \Omega_T \quad (2.7)$$

where  $K = \rho k \Phi \bar{U} / \mu H$  is the nondimensional coefficient of permeability of the medium,  $\text{Re} = \rho \bar{U} H / \mu$  is the Reynolds number based on the height of the body, and  $\Omega$  is the full domain including the porous layer and the solid body. This model is able to represent the three media as follows. In the fluid, the permeability coefficient goes to infinity, the penalization term vanishes, and we solve the nondimensional Navier–Stokes equations. In the solid body, the permeability coefficient goes to zero and it has been shown in Ref. [25] that solving these equations corresponds to solve Darcy's law in the solid and that the velocity is proportional to  $K$ . In the porous medium, Brinkman equations are recovered. For numerical simulations we set  $K = 10^{16}$  in the fluid and  $K = 10^{-8}$  in the solid body; the porous medium is represented by a range of intermediate values varying from  $K = 10^{-3}$  to  $K = 100$ . Lower values correspond to porous media too close to the solid behavior to efficiently control the flow. On the opposite, upper values are almost dominated by the flow and thus are equivalent to reduce the size of the obstacle. All the numerical simulations presented in this paper have been performed with  $K = 10^{-1}$  that appears to be a good intermediate value referring to a parametric study on a wide range of  $K$  values [20]. The numerical simulation is performed by solving Eqs. (2.6) and (2.7), where  $K$  is set at the velocity points according to the medium they belong to. It was shown by different approaches that solving these equations is equivalent to solve the Navier–Stokes equations in the fluid with a Fourier-like boundary condition instead of the no-slip boundary condition (see, in particular, Refs. [29,30]). So, adding a porous layer between the solid body and the fluid induces a reduction in the shear effects in the boundary layer and thus allows to control the flow. In addition, as the pressure is computed inside the solid body, we can compute the drag and lift forces by integrating the penalization term on the volume of the body

$$F_D = - \int_{\text{body}} \partial_{x_1} p dx + \int_{\text{body}} \frac{1}{\text{Re}} \Delta u dx \approx \int_{\text{body}} \frac{u}{K} dx \quad (2.8)$$

$$F_L = - \int_{\text{body}} \partial_{x_2} p dx + \int_{\text{body}} \frac{1}{\text{Re}} \Delta v dx \approx \int_{\text{body}} \frac{v}{K} dx \quad (2.9)$$

where the body includes the porous layers. To quantify the effect of the control, we shall compare the following quantities; the



**Fig. 1 Computational domain including the square back Ahmed body**

static pressure coefficient  $C_p$ , the drag coefficient  $C_D$ , the root mean square of the lift coefficient  $C_{Lrms}$ , and the enstrophy  $Z$ :

$$C_p = 2(p - p_0)/(\rho|U|^2)$$

$$C_D = \frac{2F_D}{H}, \quad C_L = \frac{2F_L}{H}$$

$$C_{Lrms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T C_L^2 dt}, \quad Z = \frac{1}{2} \int_{\Omega} |\omega|^2 dx$$

where  $p_0$  is the inlet static pressure and  $\omega = \partial_{x1}v - \partial_{x2}u$  is the scalar vorticity in 2D. Let us note that the static pressure is set to zero at the downstream section of the computational domain.

The unsteady equations (2.6) and (2.6) are associated with an initial datum:

$$U(x,0) = U_0(x) \quad \text{in } \Omega$$

and the following boundary conditions:

$$U = (1,0) \quad \text{on } \Gamma_D$$

$$U = (1,0) \quad \text{on } \Gamma_0$$

$$\sigma(U,p)n + \frac{1}{2}(U \cdot n)^-(U - U_{ref}) = \sigma(U_{ref},p_{ref})n \quad \text{on } \Gamma_N$$

where  $\sigma$  is the stress tensor and we use the notation  $a = a^+ - a^-$ . In this paper, we consider the flow around the body in an open domain and the flow around the body on top of a road. In the first case, the boundary is solely made up of the entrance section  $\Gamma_D$  and the far field boundary  $\Gamma_N$  everywhere else. In the second case, the road  $\Gamma_0$  is added as in Fig. 1, and the same speed than the flow

at infinity is given to the moving ground. The far field boundary condition is used to convey the vortices through the artificial frontiers without any reflection (see Ref. [31] for more details).

The system of Eqs. (2.6) and (2.7) is solved by a strongly coupled approach for the physical unknowns  $(U,p)$ . The numerical simulation does not use any turbulence model. The time discretization in Eq. (2.6) is achieved by using a second-order Gear scheme with explicit treatment of the convection term. That means that  $\partial_t U$  is approximated at time  $n\delta t$  by  $(3U^n - 4U^{n-1} + U^{n-2})/(2\delta t)$  and that the nonlinear convection term is computed on the right hand side on the form  $2(U^{n-1} \cdot \nabla)U^{n-1} - (U^{n-2} \cdot \nabla)U^{n-2}$ . All the linear terms are implicitly treated on the left hand side at time  $n\delta t$  and discretized via a second-order centered finite difference scheme. The Courant–Friedrich–Levy (CFL) stability condition related to the convection term requires a time step of the order of magnitude of the space step as  $U_{\infty} = (1,0)$ , which is relevant to have a good accuracy of the evolution and does not induce too much CPU time. A third-order finite difference upwind scheme is used for the space discretization of the convection terms [32]. The efficiency of the resolution is obtained by a multigrid procedure by using a cell-by-cell relaxation smoother.

The numerical tests presented in this paper concern the flow around the square back Ahmed body without a road or on top of a road. The intermediate porous layers are set on various parts of the body, and the corresponding geometries are illustrated in Fig. 2 and referred as follows:

Case 0—Ahmed body without porous layer

Case 1—Ahmed body with a porous layer in the upper rounded part in front

Case 2—Ahmed body with a porous layer in the whole top

Case 3—Same as Case 1 but symmetric

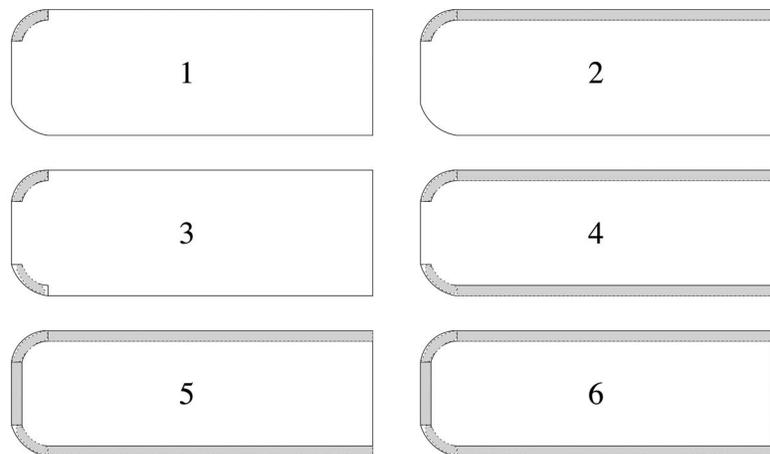
Case 4—Same as Case 2 but symmetric

Case 5—Same as Case 4 with the additional front part

Case 6—Same as Case 5 with the additional back part

Case 7—Smaller Ahmed body corresponding to removing the porous part of Case 6

The nondimensioned length and height of Ahmed body are, respectively,  $L=3.625$  and  $H=1$ . The computational domain without a road is  $\Omega=(0,12H) \times (0,7H)$  and the body is centered in height while the domain is  $\Omega=(0,12H) \times (0,5H)$  when there is a road and then the body is located at a nondimensioned distance  $l=1$  from the road. The results are presented on  $1536 \times 896$  and  $1536 \times 640$  cell uniform meshes, respectively, in order to have a significant number of points in the porous layer of thickness  $h$



**Fig. 2 Cases 1 (top left), 2 (top right), 3 (middle left), 4 (middle right), 5 (bottom left), and 6 (bottom right) corresponding to various porous device geometries**

**Table 1 Asymptotic values of  $C_{Lrms}$  and mean values of the drag coefficient for the square back Ahmed body in an open domain at  $Re=30,000$**

Grid size	$C_{Lrms}$	Drag coefficient
$384 \times 224$	0.259	0.452
$768 \times 448$	0.279	0.464
$1536 \times 896$	0.274	0.469

$=0.1H$ . In these computations, the space step is then  $\delta x_1 = \delta x_2 = 1/128 = 0.0078125$  and the related time step  $\delta t = 0.002$ . The integration time over which the numerical simulations are performed is at least  $T=100$  and the statistics are gathered when the permanent regime is well established over about ten shedding periods. The mean flows are obtained over at least 3000 snapshots recorded every five time steps; nevertheless, the vorticity contours are quite jagged because they are tabulated with low values around zero. In Ref. [20], a complete parametric study on the flow around a square cylinder has shown that the effect of the control is similar for a range of thickness of the porous layer ( $0.05H \leq h \leq 0.2H$ ).

### 3 Numerical Results and Analysis of the Passive Control

To comment on the numerical results, we plot vorticity, fields at given times, the mean flow (vorticity, velocity and pressure fields) and the evolution along time of global quantities such as the enstrophy  $Z$ , the drag  $C_D$ , and the root mean square of the lift coefficient  $C_{Lrms}$  that reveals the regularity and steadiness of the flow. Let us note that up drag refers to the drag due to the front part of the body and down drag refers to the drag at the back. This permits to analyze more carefully the impact of the control. The numerical tests have been performed for the Reynolds number  $Re_r = Re \times L = 30,000$  based on the length of the Ahmed body to have a highly transitional flow that corresponds to the studies of literature [16]. Previous convergence studies have shown that grid convergence is achieved for such Reynolds numbers on the grids utilized in this study for a circular cylinder [21]. To confirm this assertion, we give in Table 1 the asymptotic values of the  $C_{Lrms}$  and the mean values of the drag coefficient on three consecutive grids for the square back Ahmed body. In addition, the results were then validated, comparing to experimental studies [21]. To have an accurate representation of the solutions, we have taken up to 13 points in the porous layers.

**3.1 Flow Around the Square Back Ahmed Body in an Open Domain.** As pointed out in the Introduction, the near-wall flow past the square back Ahmed body is mainly a two-dimensional base flow. So, this study is relevant and can properly describe the effect of the porous interfaces on the aerodynamic

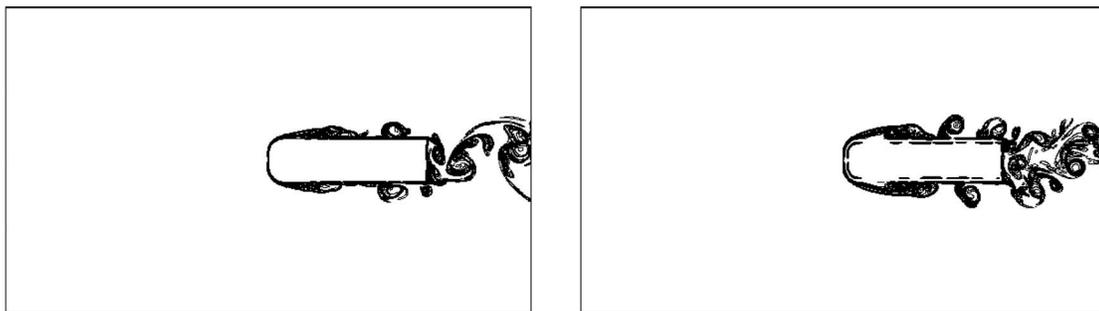
properties. The interest of the open domain is to have a symmetric geometry on which we can focus on the direct effect of the control procedure only on the body. First of all, we see in Fig. 3 that the unsteady flow is well captured by the numerical method, in particular, the alternate vortex shedding at the square back for the noncontrolled case is close to those observed in Ref. [17]. For the other case, it seems that the two porous layers modify the previous shedding generating a diffuse vortical zone in the near wake; we shall discuss the control effect below.

The effect of the porous layer is presented by illustrating a zoomed in view of the mean vorticity and mean velocity fields around the top circle (see Figs. 4 and 5, respectively). The flow velocity inside the porous layers is very low (less than 10% of the incoming flow velocity) and almost irrotational. For instance, in Case 2, there is a low speed laminar flow all along the upper porous layer that is expelled at the back in the near wake.

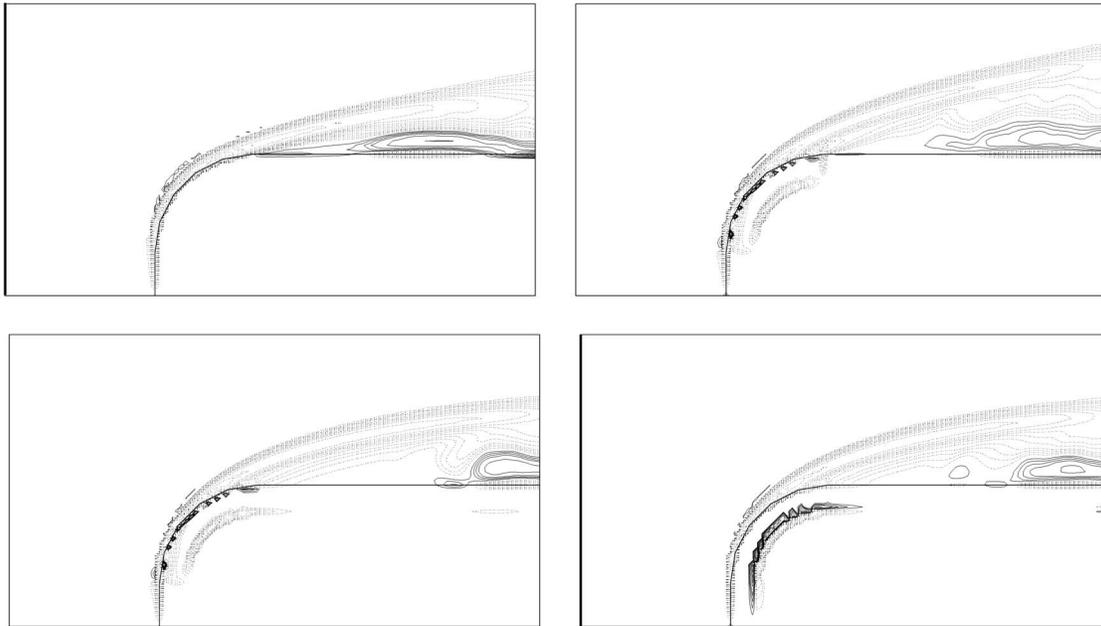
For Case 1, the abrupt discontinuity at the end of the porous layer creates a small vertical jet that increases the shedding. Indeed, the flow inside the porous slice is vertically expelled. This jet increases the transverse size of the wake and thus the drag increases with the pressure drag at the bottom (Figs. 6 and 7). This physical phenomenon is very well known in aerodynamics [6]. It increases the asymmetry and the unsteadiness too, so the  $C_{Lrms}$  and the enstrophy also increase (Table 2). The discontinuity between the porous layer and the solid obstacle induces positive pressure coefficients (the local static pressure is larger than the reference static pressure) as well as higher velocities and the front drag part increases. Both phenomena yield a 22% total drag increase.

To avoid the abrupt discontinuity at the end of the porous layer, we add a whole porous layer on top of the body in Case 2 (Fig. 2). Then, the vorticity at the interface between the fluid and the obstacle as well as inside the vortices in the near wake decreases. The flow inside the whole layer has two main consequences: It modifies the shear forces on the top boundary of the body and it induces a low horizontal jet at the back expelled into the wake. Each phenomenon partially contributes to the modification of body forces. It was already shown that the first one is equivalent to change the no-slip boundary condition to a Fourier condition [23,30] and so decreases the boundary layer effects. The influence of the jet at the back is the following: The velocity decreases and the negative mean pressure coefficient significantly increases, as shown in Fig. 7 and in Table 3. Consequently, the two phenomena drastically reduce the bottom drag coefficient. As the contribution of the front part is almost the same than without control (Table 2), a 45% reduction in the total drag coefficient is achieved.

To verify the jet effect of a continuous porous layer on the body end and to quantify it, we performed a new computation to control the flow without porous slices, adding a small uniform equivalent jet on the top back of the body. The results are presented in Fig. 8 and in Table 4; they show that the second phenomenon described above induces a 27% reduction in the pressure coefficient gradient



**Fig. 3 Vorticity field around the square back Ahmed body in an open domain at  $Re=30,000$ ; Cases 0 (left) and 5 (right)**

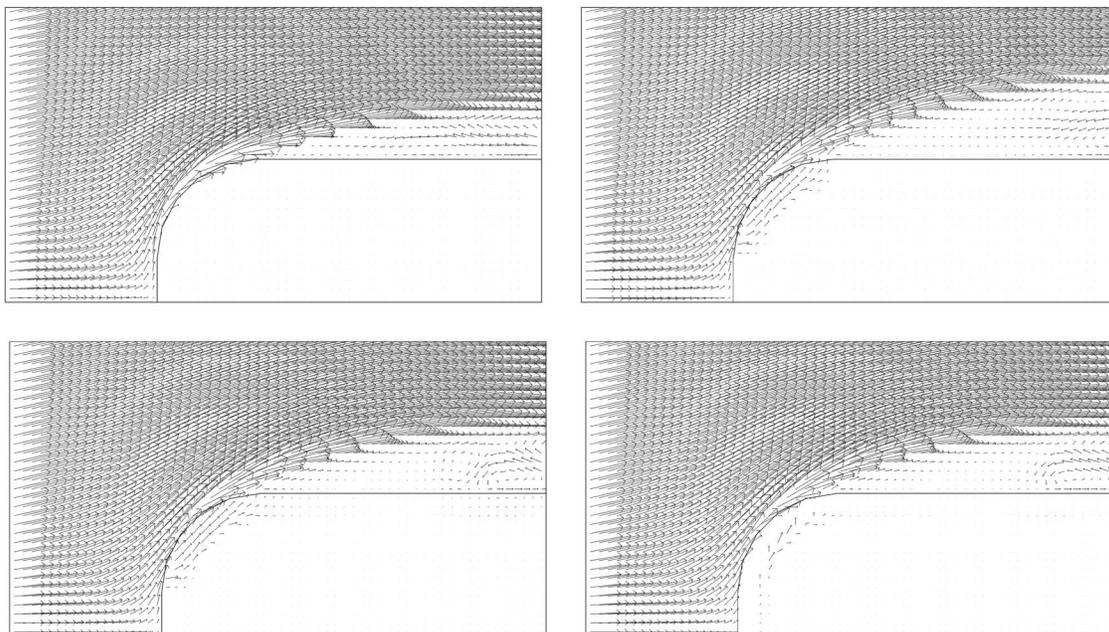


**Fig. 4** Time-mean vorticity isolines of the flow near the top front section of a square back Ahmed body at  $Re = 30,000$ . Cases 0 (top left), 1 or 3 (top right), 2 or 4 (bottom left), and 5 (bottom right). Dotted lines refer to negative values while solid lines refer to positive ones where the absolute values of the isolines are 1, 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 15, 20, and 30.

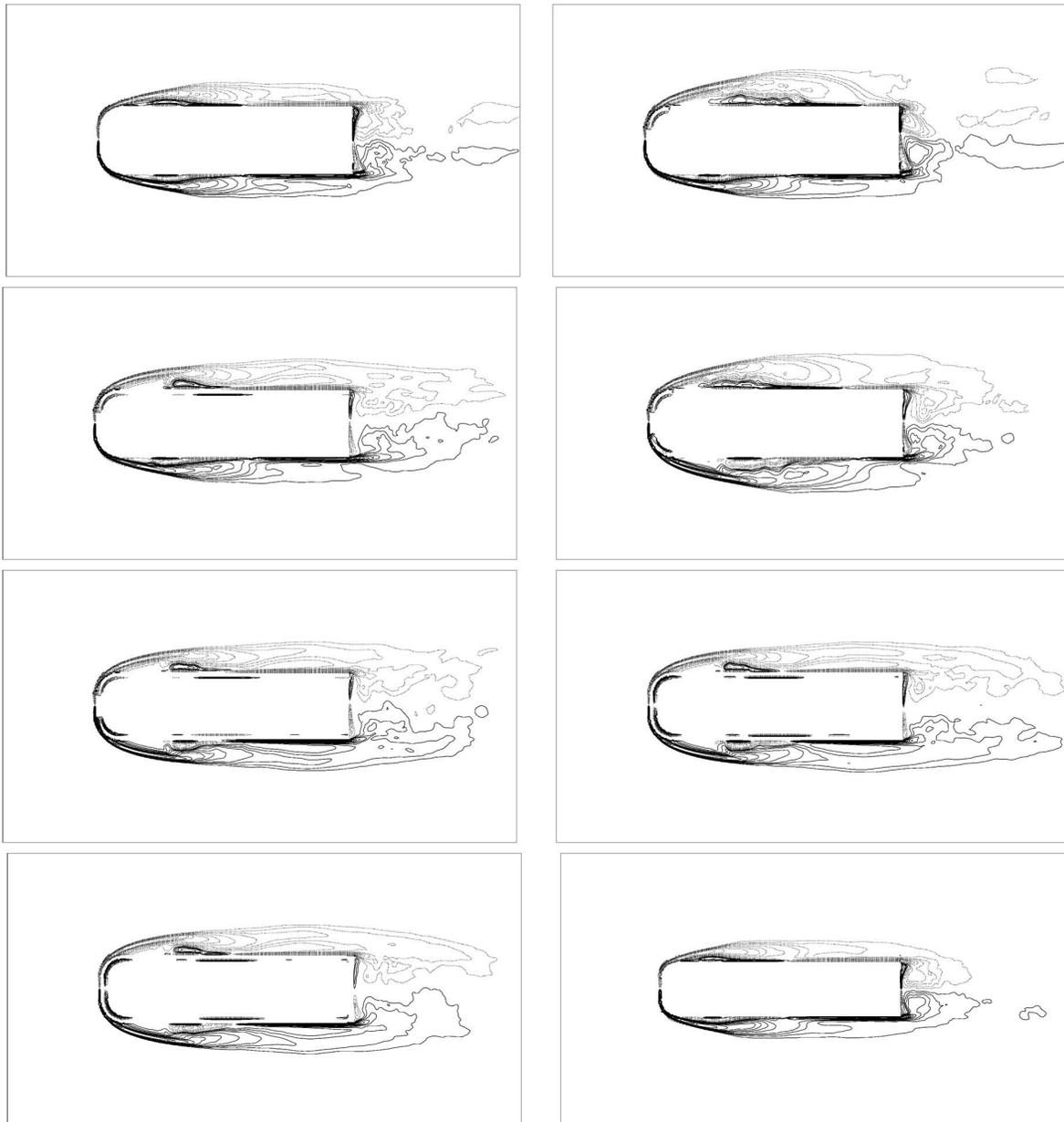
at the back and consequently a 13% reduction in the drag. This study approximately quantifies the effect of the jet and shows that the modification of the shear forces on the whole top of the body contributes to a large part of the drag reduction.

For Case 3, the same comments than for Case 1 can be made (Fig. 2); nevertheless, we observe very different results with a significant decrease in the drag coefficient. These results suggest that the symmetry might change the vortex shedding mechanism at the base of the Ahmed body and consequently the static pres-

sure is close to zero. The results for Case 4 should be, as we have shown above for Cases 1 and 3, better than for Case 2. However, the results are about the same as for Case 2. Indeed, due to the vertical jet, the symmetry is strongly failed in Case 1 whereas, Case 3 becomes symmetric again. The loss of symmetry drastically changes the alternate vortex shedding at the end of the body. On the contrary, in Cases 2 and 4, there is no vertical jet and the symmetry is almost conserved; thus, the decay is due both to the porous layers and to the small velocities at the end of the body.



**Fig. 5** Time-mean velocity vectors of the flow near the top front section of a square back Ahmed body at  $Re = 30,000$ . Cases 0 (top left), 1 or 3 (top right), 2 or 4 (bottom left), and 5 (bottom right).



**Fig. 6 Time-mean vorticity isolines for the flow around the square back Ahmed body in an open domain at  $Re = 30,000$ . Cases 0 (top left), 1 (top right), 2 (middle-up left), 3 (middle-up right), 4 (middle-down left), 5 (middle-down right), 6 (bottom left), and 7 (bottom right). Dotted lines refer to negative values while solid lines refer to positive ones where the absolute values of the isolines are 1, 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 15, 20, and 30.**

Cases 5 and 6 give about the same results than Case 4; therefore, adding vertical devices has no significant effect on the whole flow even if the porous part in front (Case 5) reinforces the fluid flow in the porous layers and consequently the jet effect at the back (compare the values of the  $C_{p_{min}}$  in Table 3). All this study shows that, beyond the local action of the passive control by porous layers, there is also a global change linked to the topology of the vortex dynamics that can strongly affect the characteristics of the flow. The numerical experiments above suggest that this global change has a beneficial action in Case 3. The porous layer induces almost a slip property in the vicinity of the solid body and consequently reduces the shear forces acting on the body. Indeed, this is confirmed in Fig. 7 and Tables 2 and 3 as the gain obtained by the passive control using some porous devices is higher than the gain obtained by considering a smaller body completely removing the porous parts of Case 6 (called Case 7). It is clear that the flows

corresponding to Cases 0 and 7 are very close to each other as the only difference comes from the size of the body. Whereas the flows obtained with porous devices are very different as the shear forces on the body and Darcy flow inside the porous interfaces change the whole flow.

Let us make some general comments on the various configurations. The large gradients of the mean vorticity fields correspond to the widest transverse eddy sizes and to the highest drag coefficients. This is in accordance to the results given in Ref. [6]. The best results for the aerodynamic drag are achieved when the mean vorticity is close to zero and almost constant at the back. The drag coefficient decreases when the static pressure gradients increase at the back (Fig. 7 and Table 3). This is a classical result for short bluff bodies.

Plotted in Fig. 9 is the time history of the drag and the enstrophy in Cases 0, 2, and 5. It is clear that the passive control de-

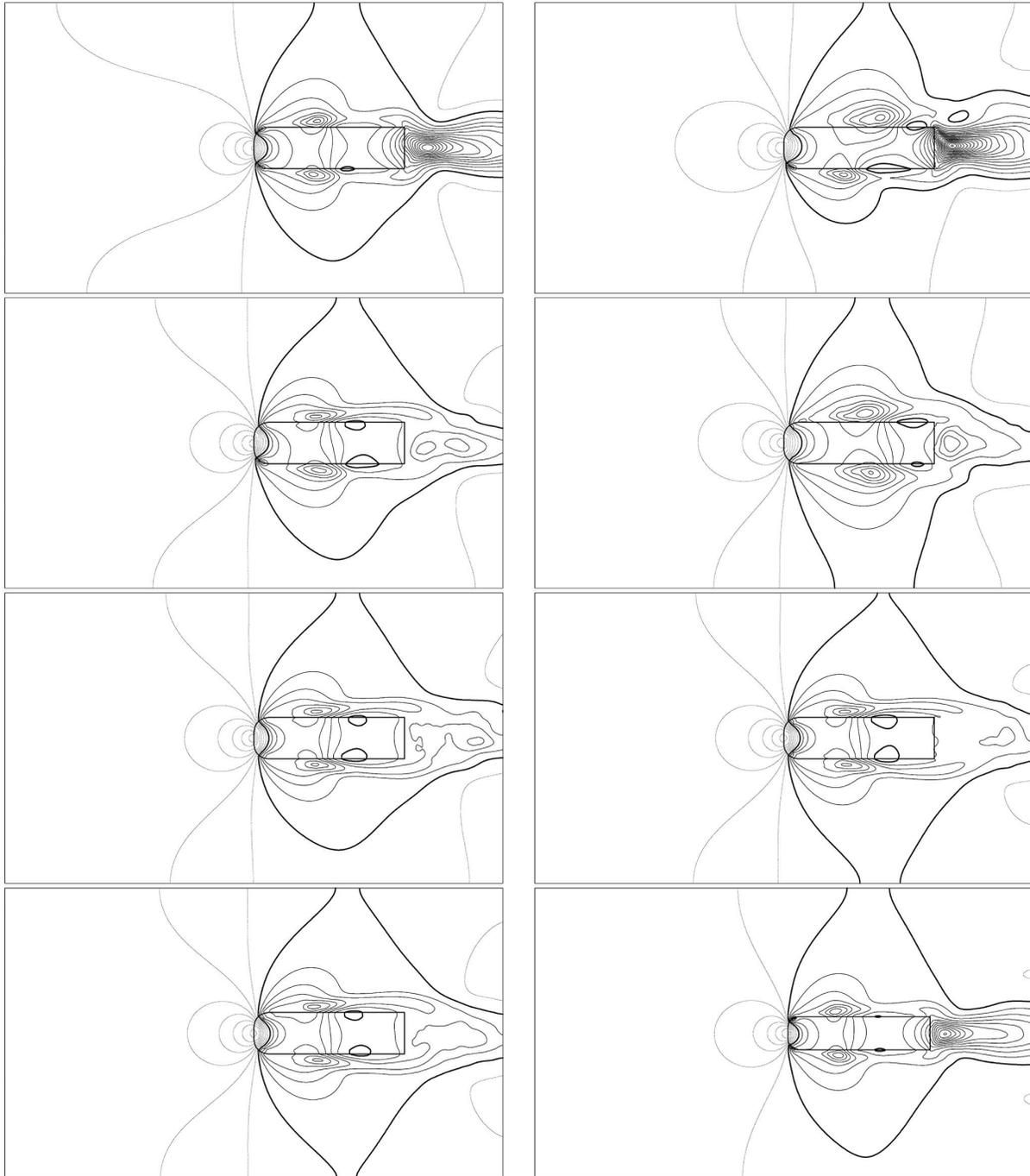
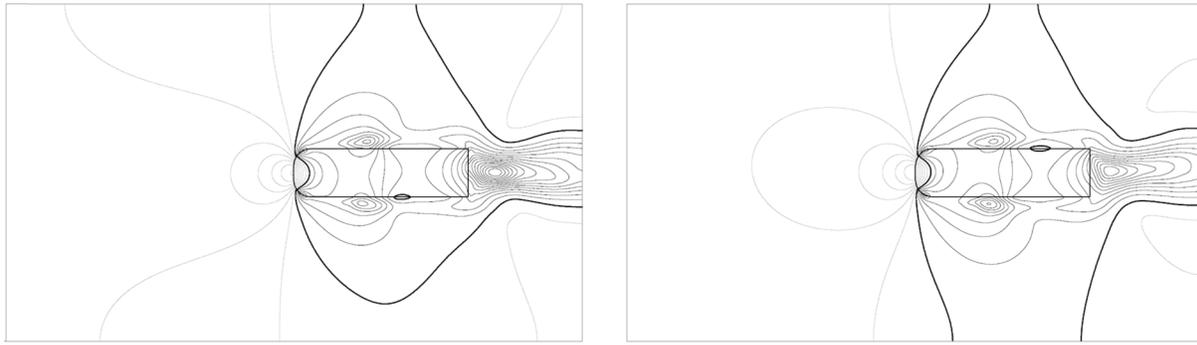


Fig. 7 Time-mean static pressure coefficient  $C_p$  isolines for the flow around the square back Ahmed body in an open domain at  $Re=30,000$ . Cases 0 (top left), 1 (top right), 2 (middle-up left), 3 (middle-up right), 4 (middle-down left), 5 (middle-down right), 6 (bottom left), and 7 (bottom right). Dotted lines refer to positive values while solid lines refer to negative ones where the change in the quantity between each subsequent isoline is equal to 0.2. The thick solid line refers to the iso-value 0.0.

Table 2 Asymptotic values of  $C_{Lrms}$  and mean values of the enstrophy and the drag coefficient for the square back Ahmed body in an open domain at  $Re=30,000$

	$C_{Lrms}$	Enstrophy	Up drag	Down drag	Drag coefficient
Case 0	0.274	7911	0.133	0.329	0.469
Case 1	0.357 (+30%)	8174	0.200	0.370	0.573 (+22%)
Case 2	0.158 (-42%)	7877	0.130	0.120	0.257 (-45%)
Case 3	0.254 (-7%)	8117	0.176	0.161	0.338 (-28%)
Case 4	0.173 (-37%)	7827	0.163	0.104	0.276 (-41%)
Case 5	0.162 (-41%)	7876	0.185	0.088	0.281 (-40%)
Case 6	0.158 (-42%)	7862	0.169	0.109	0.286 (-39%)
Case 7	0.264 (-4%)	7561	0.096	0.221	0.322 (-31%)



**Fig. 8** Time-mean static pressure coefficient  $C_p$  isolines for the flow around the square back Ahmed body in an open domain at  $Re=30,000$ . Case without control (left) and case with control by a permanent jet on top of the back (right). Dotted lines refer to positive values while solid lines refer to negative ones where the change in the quantity between each subsequent isoline is equal to 0.2. The thick solid line refers to the isovalue 0.0.

increases these quantities as well as their amplitude, their frequency, and their irregularities. Table 2 shows that the mean values of the drag coefficient are significantly reduced (more than 40%) except in Cases 1 and 3 because of the vertical jet already pointed out. The time-mean values of the drag coefficient given in this table are very close to the root mean square of the drag coefficient  $C_{D_{rms}}$  as the permanent regime is achieved and the drag coefficient is always positive. The flow is also regularized as there is also a significant reduction in the  $C_{L_{rms}}$  for the same cases. Consequently, the vortex induced vibrations should be strongly reduced.

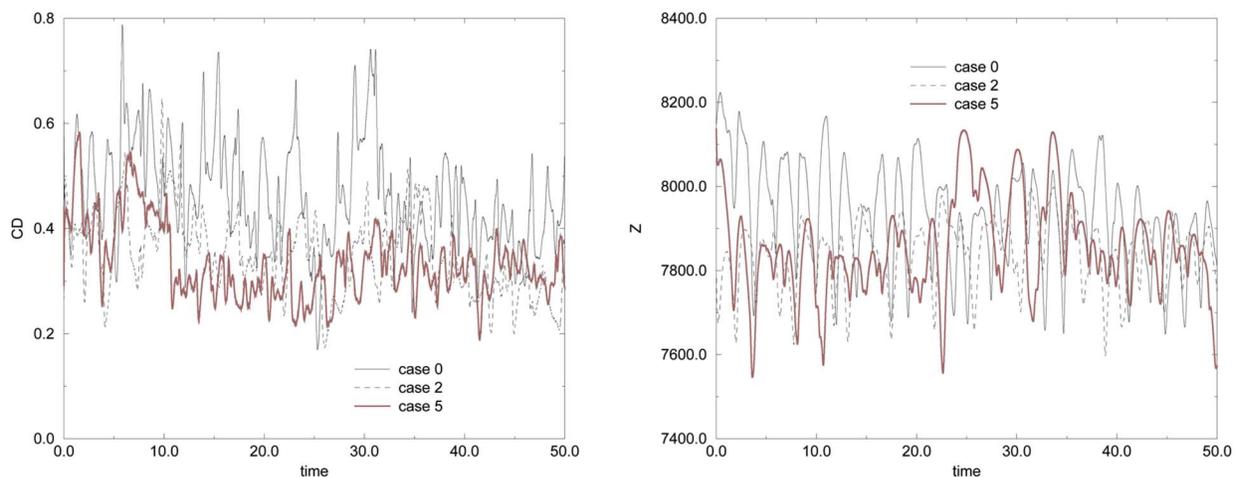
**Table 3** The value and the location of the minimum of the mean static pressure coefficient  $C_p$  in the close wake of the square back Ahmed body in an open domain at  $Re=30,000$

	$C_{p_{min}}$ value in the wake	$C_{p_{min}}$ location
Case 0	-2.983	(10.20, 3.52)
Case 1	-4.026	(10.06, 3.55)
Case 2	-0.728	(10.89, 3.47)
Case 3	-0.950	(10.02, 3.48)
Case 4	-0.657	(11.40, 3.42)
Case 5	-0.498	(11.38, 3.55)
Case 6	-0.589	(10.91, 3.56)
Case 7	-2.216	(9.89, 3.48)

In conclusion, it appears that the position of the porous slices is very sensible and that for a good choice, a significant improvement can be achieved by this passive control.

All the results obtained at  $Re=30,000$  are confirmed by simulations with a higher Reynolds number  $Re=60,000$ , as it can be seen in Table 5 for Cases 2 and 4. The drag values depend on the Reynolds number but the drag reduction is in the same range. We notice that the results for the symmetric case are this time better.

**3.2 Flow Around the Square Back Ahmed Body on Top of a Road.** In this section, Cases 0–5 of the previous section are considered with the square back Ahmed body located on top of a road. As stated before, the road is represented by a moving ground having the same speed than the flow at infinity. The results are plotted in Figs. 10–12. The time history of the drag coefficient and the enstrophy are plotted in Fig. 13, and Table 6 summarizes the evolution of the three global quantities; The minimum of the mean static pressure in the near wake is given in Table 7. The enstrophy history shows both a strong reduction and a regularization. The same comments than in the previous section can be done, for instance, the vorticity fields plotted in Fig. 10 show again the negative effect of the small vertical jet in Case 1, and a porous layer on top of the whole roof gives again the best drag reduction. At the back for this last case, the static pressure coefficient gradients are weaker and the vorticity is close to zero (Table 7 and Fig.



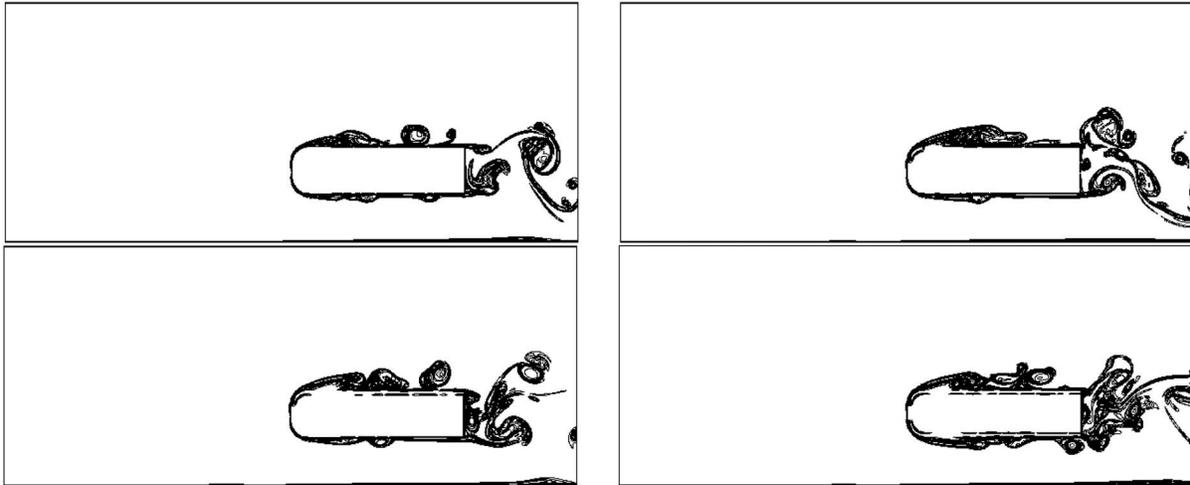
**Fig. 9** Time history of the drag coefficient (left) and the enstrophy (right) for the flow around the square back Ahmed body in an open domain at  $Re=30,000$

**Table 4** The value of the mean drag coefficient and of the minimum of the mean static pressure coefficient  $C_p$  in the close wake of the square back Ahmed body in an open domain at  $Re=30,000$

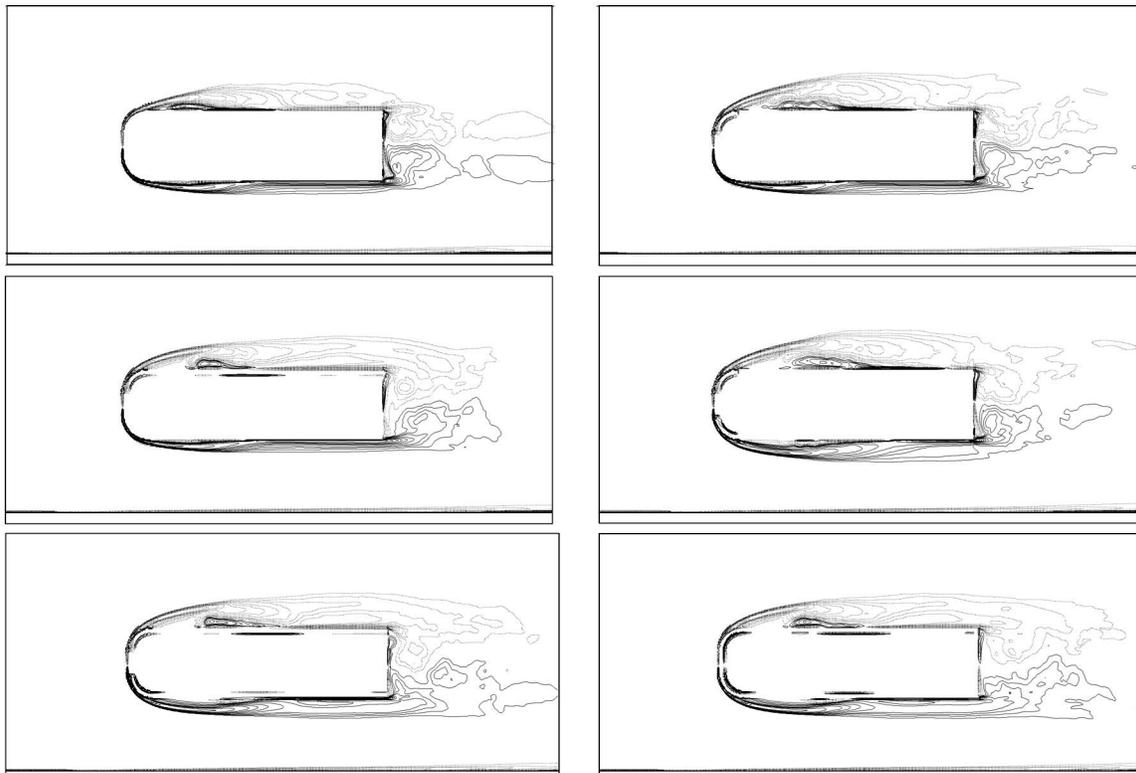
	Drag coefficient	$C_{p_{min}}$ value in the wake
Without control	0.469	-2.983
With control by a jet	0.407 (-13%)	-2.165 (-27%)

**Table 5** Asymptotic values of  $C_{Lrms}$  and mean values of the enstrophy and the drag coefficient for the square back Ahmed body in an open domain at  $Re=60,000$

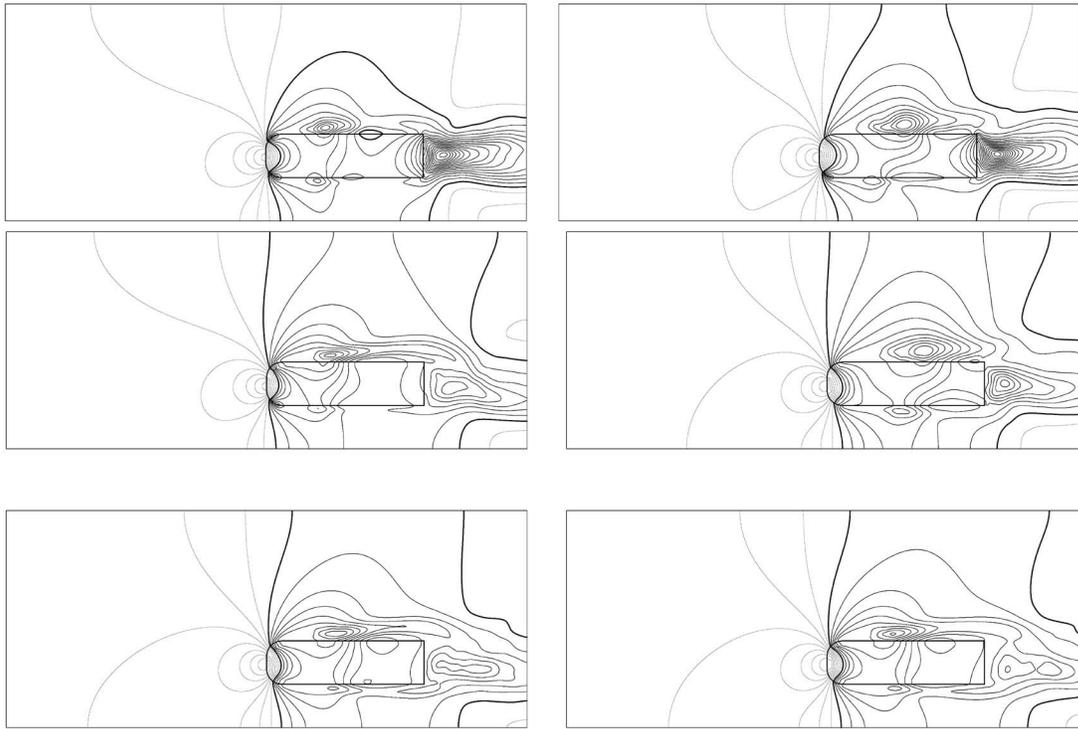
	$C_{Lrms}$	Enstrophy	Drag coefficient
Case 0	0.35	8268	0.549
Case 2	0.27 (-23%)	8011	0.354 (-35%)
Case 4	0.20 (-43%)	7931	0.310 (-44%)



**Fig. 10** Vorticity field around the square back Ahmed body on top of a road at  $Re=30,000$ ; Cases 0 (top left), 1 (top right), 2 (bottom left), and 4 (bottom right)



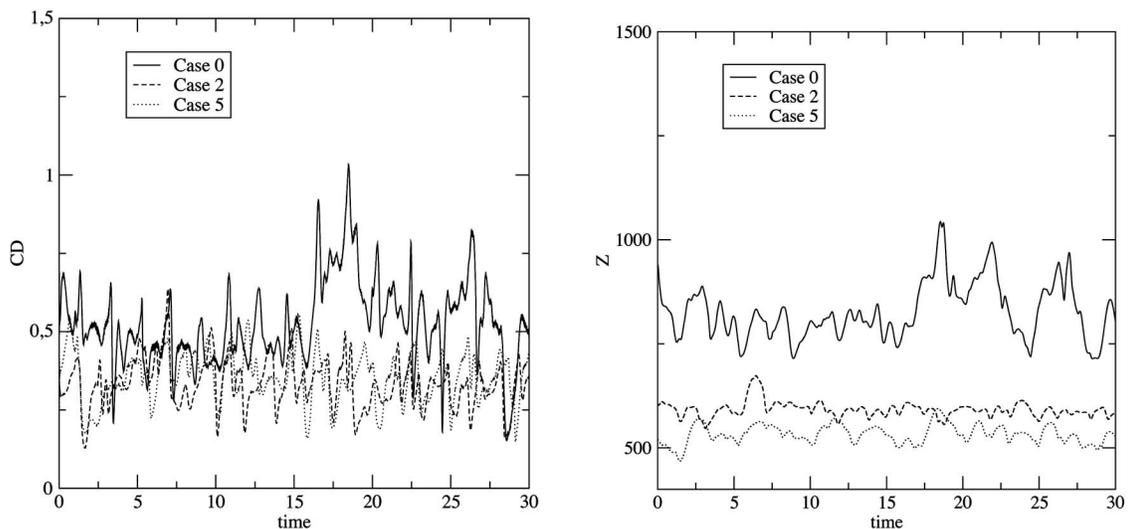
**Fig. 11** Time-mean vorticity isolines for the flow around the square back Ahmed body on top of a road at  $Re=30,000$ . Cases 0 (top left), 1 (top right), 2 (middle left), 3 (middle right), 4 (bottom left), and 5 (bottom right). Dotted lines refer to negative values while solid lines refer to positive ones where the absolute values of the isolines are 1, 2, 3, 4, 6, 8, 10, 12, 15, 20, and 30.



**Fig. 12** Time-mean static pressure coefficient  $C_p$  isolines for the flow around the square back Ahmed body on top of a road at  $Re=30,000$ . Cases 0 (top left), 1 (top right), 2 (middle left), 3 (middle right), 4 (bottom left), and 5 (bottom right). Dotted lines refer to positive values while solid lines refer to negative ones where the change in the quantity between each subsequent isoline is equal to 0.2. The thick solid line refers to the iso-value 0.0.

11). This is in accordance with the previous results without a road. So, we focus on the effects due to the road. With the road, the aerodynamic forces are increased and the flow rate is larger on the upper part of the body. In Case 1, the porous layer on top of the rounded part of the body has two effects: First, the shedding angle is decreased (see Ref. [6]); second, the flow rate is increased on the upper part of the domain and thus decreased under the car. Consequently, the mean velocity under the car is lower and the aerodynamic power dissipated by the floor of the car is decreased

[33]. Nevertheless, the vertical jet effect described in the open case yields an increase in the up drag. In summary, even if the drag is slightly increased, the loss of the aerodynamic performances is less important than in the open flow case (Table 6). Case 2 confirms the previous results and gives again the best results. Here, the up drag is decreased as the whole porous slice on top of the body induces a significant increase in the flow rate on top and a decrease in the flow rate under the car. In the other cases, the flow rate under the car increases and thus the up drag



**Fig. 13** Time history of the drag coefficient (left) and the enstrophy (right) for the flow around the square back Ahmed body on top of a road at  $Re=30,000$

**Table 6 Asymptotic values of  $C_{Lrms}$  and mean values of the enstrophy and the drag coefficient for the square back Ahmed body on top of a road at  $Re=30,000$**

	$C_{Lrms}$	Enstrophy	Up drag	Down drag	Drag coefficient
Case 0	0.517	827	0.173	0.343	0.526
Case 1	0.545 (+5%)	835 (+1%)	0.231	0.330	0.567 (+8%)
Case 2	0.396 (-23%)	592 (-28%)	0.156	0.166	0.332 (-37%)
Case 3	0.674 (+30%)	732 (-11%)	0.214	0.176	0.391 (-26%)
Case 4	0.381 (-26%)	541 (-35%)	0.213	0.139	0.362 (-31%)
Case 5	0.352 (-32%)	533 (-36%)	0.217	0.127	0.354 (-33%)

increases. However, the downstream jet effect under the car is beneficial to the down drag, and a global decrease in 30% is achieved as the mean static pressure coefficient strongly increases in the wake (Table 7). In Case 3, the jet effect on the upper part at the bottom of the body is responsible for the increase in the  $C_{Lrms}$ . This is mainly due to the oblique jet in the direction to the road that locally increases the pressure forces on the body underneath and thus increases the lift coefficient all along the time.

As in the previous section, these results show that the porous layer on the front of the body does not have a strong effect on the drag reduction. In the same way, the porous layer on the bottom is not very efficient as the gain on the down drag is compensated by a loss on the up drag. The effect of the porous layer is stronger than the effect of the road. As in the previous section, Cases 4 and 5 give the lowest static pressure coefficient gradients and Case 2 gives the best drag reduction.

#### 4 Conclusions

A passive control technique by using a porous slice implemented on some parts of the two-dimensional square back Ahmed body is tested to reduce global quantities such as the drag coefficient, the enstrophy, or the  $C_{Lrms}$  of the flow. Furthermore, the effect of the road on the control results is studied.

For every successful control configuration, the aerodynamic drag decreases with the rise of the static pressure and the decrease in the vorticity measured at the back. The drag reduction is also linked to the decrease in the wake transverse size. In most cases, the results show the beneficial effect of the porous layer implementation on the drag reduction. As an example, a porous layer placed on the upper front corner and roof considerably reduces the transverse section of the wake, and a drag reduction of about 45% is achieved. The symmetrization of the control devices generally improves the results but adding a porous slice to the vertical front wall does not change the control much. The presence of a road slightly decreases the efficiency of the control but does not alter the general tendency observed without the road.

In summary, this passive control approach is very promising as significant gains are obtained with a good choice of the layer location. Further work on coupling both passive and active control

**Table 7 The value and the location of the minimum of the mean static pressure coefficient  $C_p$  in the close wake of the square back Ahmed body on top of a road at  $Re=30,000$**

	$C_{p_{min}}$ value in the wake	$C_{p_{min}}$ location
Case 0	-3.272	(10.11, 1.53)
Case 1	-3.515	(10.11, 1.53)
Case 2	-1.355	(10.22, 1.39)
Case 3	-1.681	(10.09, 1.52)
Case 4	-1.081	(10.89, 1.34)
Case 5	-1.017	(10.16, 1.34)

approaches will be performed on the three-dimensional Ahmed body as it is shown in Ref. [17] that the flow can be reattached by a suction jet on the top of the rear window.

#### References

- [1] Cooper, K. R., 1985, SAE Paper No. 850288.
- [2] Gilliéron, P., Chometon, F., and Laurent, J., 2003, "Analysis of Hysteresis and Phase Shifting Phenomena in Unsteady Three-Dimensional Wakes," *Exp. Fluids*, **35**, pp. 117–129.
- [3] Fiedler, H. E., and Fernholz, H. H., 1990, "On Management and Control of Turbulent Shear Flows," *Prog. Aerosp. Sci.*, **27**, pp. 305–387.
- [4] Gilliéron, P., 2002, "Flow Control Applied to the Car. State of the Art," *Mécanique et Industrie*, **3**, pp. 515–525.
- [5] Roshko, A., and Koenig, K., 1976, *Symposium on Aerodynamic Drag Mechanisms of Bluff Bodies and Road Vehicles*, General Motors Research Report.
- [6] Onorato, M., Costelli, A., and Garonne, A., 1984, SAE Paper No. 840302.
- [7] Reznicek, R., 1989, *Surface Tracing Methods*, Hemisphere, New York, 1989.
- [8] Gilliéron, P., and Chometon, F., 1999, "Modelling of Stationary Three-Dimensional Detached Airflows Around an Ahmed Reference Body," *ESAIM Proc.*, **7**, pp. 173–182.
- [9] Mair, W. A., 1965, "The Effect of a Rear-Mounted Disc on the Drag of a Blunt-Based Body of Revolution," *Aeronaut. Q.*, **16**, pp. 350–360.
- [10] Gilliéron, P., 2003, "Detailed Analysis of the Overtaking Process," *J. Mech. Eng.*, **53**, pp. 1–17.
- [11] Bak, C., Fuglsang, P., Johansen, J., and Antoniou, I., 2000, Risoe National Laboratory, Technical Report No. Risoe-R-1193.
- [12] Suzuki, Y., and Ijima, T., 1999, *Flucom 94*, Toulouse, pp. 379–384.
- [13] Bearman, P. W., 1965, "Investigation of the Flow Behind a Two-Dimensional Model With a Blunt Trailing Edge With Splitter Plates," *J. Fluid Mech.*, **21**, pp. 241–255.
- [14] Bearman, P. W., and Harvey, J. K., 1993, "Control of Circular Cylinder Flow by the Use of Dimples," *AIAA J.*, **31**, pp. 1753–1756.
- [15] Ahmed, S. R., Ramm, G., and Falting, G., 1984, SAE Paper No. 840300.
- [16] Gilliéron, P., and Spohn, A., 2002, *IUTAM Symposium Unsteady Separated Flows*, Toulouse, France.
- [17] Rouméas, M., 2006, Ph.D. thesis, University of Toulouse III.
- [18] Krajnovic, S., and Davidson, L., 2003, "Numerical Study of the Flow Around the Bus-Shaped Body," *ASME J. Fluids Eng.*, **125**, pp. 907–918.
- [19] Lienhart, H., Stoots, C., and Becker, S., 2000, *DGLR Fach Symposium Der AG STAB*, Stuttgart.
- [20] Bruneau, C. H., and Mortazavi, I., 2004, "Passive Control of Flow Around a Square Cylinder Using Porous Media," *Int. J. Numer. Methods Fluids*, **46**, pp. 415–433.
- [21] Bruneau, C. H., and Mortazavi, I., 2006, "Control of Vortex Shedding Around a Pipe Section Using a Porous Sheath," *Int. J. Offshore Polar Eng.*, **16**, pp. 90–96.
- [22] Caltagirone, J. P., 1994, "Sur L'interaction Fluide-Milieu Poreux: Application au Calcul des Efforts Exercés sur un Obstacle par un Fluide Visqueux," *C. R. Acad. Sci. Paris, Série II*, **318**, pp. 571–577.
- [23] Achdou, Y., Pironneau, O., and Valentin, F., 1998, "Effective Boundary Conditions for Laminar Flows Over Periodic Rough Boundaries," *J. Comput. Phys.*, **147**, pp. 187–218.
- [24] Arquís, E., and Caltagirone, J. P., 1984, "Sur les Conditions Hydrodynamiques au Voisinage d'une Interface Milieu Fluide-Milieu Poreux: Application à la Convection Naturelle," *C. R. Acad. Sci. Paris, Série II*, **299**, pp. 1–4.
- [25] Angot, Ph., Bruneau, C. H., and Fabrie, P., 1999, "A Penalization Method to Take Into Account Obstacles in Incompressible Viscous Flows," *Numer. Math.*, **81**, pp. 497–520.
- [26] Kevlahan, N., and Ghidaglia, J. M., 2001, "Computation of Turbulent Flow Past an Array of Cylinders Using a Spectral Method With Brinkman Penalization," *Eur. J. Mech. B/Fluids*, **20**, pp. 333–350.
- [27] Nield, D., and Bejan, A., 1999, *Convection in Porous Media*, Springer, New York.

- [28] Whitaker, S., 1999, *The Method of Volume Averaging*, Kluwer, Dordrecht.
- [29] Beavers, G. D., and Joseph, D. D., 1967, "Boundary Conditions at a Naturally Permeable Wall," *J. Fluid Mech.*, **30**, pp. 197–210.
- [30] Carbou, G., 2007, "Brinkman Model and Double Penalization Method for the Flow Around a Porous Thin Layer," *J. Math Fluid Mech.*, **10**, pp. 126–158.
- [31] Bruneau, C. H., and Fabrie, P., 1994, "Effective Downstream Boundary Conditions for Incompressible Navier–Stokes Equations," *Int. J. Numer. Methods Fluids*, **19**, pp. 693–705.
- [32] Bruneau, C. H., and Saad, M., 2006, "The 2D Lid-Driven Cavity Problem Revisited," *Comput. Fluids*, **35**, pp. 326–348.
- [33] Chometon, F., and Gilliéron, P., 1996, "Modélisation des Écoulements Tridimensionnels Décolles Autour des Véhicules Automobiles à l'aide d'un Modèle à Zéro-Dimension," *Journée d'Étude Aérodynamique Automobile*, Courbevois-Paris 5, 960911.

# Experimental investigation on longitudinal vortex control over a dihedral bluff body

Benjamin Lehugeur · Patrick Gilliéron ·  
Azeddine Kourta

Received: 17 September 2008 / Revised: 13 June 2009 / Accepted: 16 June 2009  
© Springer-Verlag 2009

**Abstract** The present paper addresses an experimental investigation of the dynamic and the control of a longitudinal vortex emanating from the front pillar of a dihedral bluff body corresponding to a simplified geometry of an automotive vehicle. The control system is based on a thin rectangular slot located along the lateral edge of the windscreen and provides steady suction or blowing normal to the lateral face of the geometry. Qualitative results obtained with dye visualizations and Schlieren photos provide an overview of the impact of the control on the topology of the vortex flow. Quantitative Stereo-PIV measurements and unsteady forces measurements are used to characterize the interaction between the control and the longitudinal vortex. Controls that change significantly the topology of the vortex core and reduce aerodynamic drag are identified.

## List of symbols

$A$	Near transversal wake section
$C_X$	Aerodynamic drag coefficient
$d$	Length of the windshield of the simplified car geometry
$e$	Width of the blowing/suction slot
$F_X$	$X$ component of the resultant pressure force acting on the vehicle

$h$	Height of the simplified car geometry
$l$	Width of the simplified car geometry
$L$	Length of the simplified car geometry
$P_i$	Total pressure
$P_{io}$	Far field incoming total pressure
$Re$	Reynolds number
$S$	Projected surface of the model along the $X$ -direction ( $h \times l$ )
$St$	Strouhal number
$U_X$	$X$ component of the local velocity of the flow field
$U_Y$	$Y$ component of the local velocity of the flow field
$U_Z$	$Z$ component of the local velocity of the flow field
$V_0$	Far field incoming fluid velocity
$V_S$	Suction velocity
$V_B$	Blowing velocity
$(X, Y, Z)$	Coordinate system related to the simplified car geometry
$\rho$	Density of water
$\lambda$	Length of the blowing/suction slot

B. Lehugeur · P. Gilliéron  
Renault, Groupe Aérodynamique et Mécanique des Fluides,  
Technocentre, Iav. du Golf, 78288 Guyancourt Cedex, France  
e-mail: benjamin.lehugueur@airbus.com

P. Gilliéron  
e-mail: patrick.gillieron@renault.com

A. Kourta (✉)  
Institut PRISME, Polytech'Orléans-Site Vinci,  
8, rue Léonard de Vinci, 45072 Orléans Cedex 2, France  
e-mail: azeddine.kourta@univ-orleans.fr

## 1 Introduction

The strategy of durable development, engaged by Renault to reduce pollutant emission, leads today to search for new solutions to reduce road vehicle consumption (Gilliéron and Levallois 2005). Concerning the aerodynamic, the objective is to move separations towards the rear part of the vehicle, to suppress or at least to reduce the longitudinal vortex structures, or to reduce the width

of the wake. Solutions already identified by the scientific community are not yet used on the road vehicle or still need an important effort to be tested, to analyze their physical effects, to quantify the induced results, and to confirm their energetic efficiency. Studies have been recently carried out on simplified geometries with splitter plates. A drag reduction of approximately 18% has been obtained (Levallois and Gilliéron 2005). However, these techniques are too intrusive from a design point of view and the development of “quasi-invisible” solutions is still needed. Experimental and numerical works have been done to identify new ways of flow control based on continuous or periodic suction and/or blowing techniques. Continuous suction has been tested on the rear part of a simplified car geometry (Ahmed body) (Rouméas et al. 2005) and leads to 18% drag reduction. Continuous blowing, used on the same geometry, triggers the breakdown of longitudinal vortices and reduces the drag of about 6% (Lehuteur and Gilliéron 2006). Concerning periodic blowing and suction technique (synthetic jet), drag reductions up to a 23% have been obtained for a plane dihedron, which shows the potential efficiency of this technique (Leclerc et al. 2006).

The present work is the continuation of the studies done to increase the rear window wall pressure (Lehuteur and Gilliéron 2006), and consists on the aerodynamic control of longitudinal vortices in the front part of the vehicle (A-pillar vortices). These vortical structures are located at each side of the windscreen and interact with the lateral windows before leading to a near-wall flow well described by Watanabe et al. (1978). Their contribution on the drag for a three-box passenger car is close to 10% (Hucho 1998). According to Onorato et al. (1984), the aerodynamic drag  $F_X$  defined by an integral evaluation of the momentum around the car is obtained according to the following relation:

$$F_X = \int_A (P_{io} - P_i) d\sigma + \frac{\rho V_0^2}{2} \int_A \left( \frac{U_Y^2}{V_0^2} + \frac{U_Z^2}{V_0^2} \right) d\sigma - \frac{\rho V_0^2}{2} \int_A \left( 1 - \frac{U_X}{V_0} \right)^2 d\sigma \quad (1)$$

The first integral represents the total pressure loss in the vehicle wake, which accounts for 80% of the total aerodynamic drag. The second term (20% of total aerodynamic drag) represents the rotational kinetic energy mainly dissipated in the longitudinal vortices. The third term corresponds to the longitudinal velocity deficit in the wake, which is negligible in this case. A reduction in aerodynamic drag can, therefore, be obtained by reducing the section of wake A, by reducing the total pressure loss between the front and rear of the vehicle and by reducing

the swirling intensity of the three-dimensional structures emanating from the vehicle wall.

The objective of the present study is to apply continuous blowing and suction solutions around the lateral edges of a simplified car windshield, to analyze the effect of the control on the A-pillar vortical structures and to quantify its impact on the aerodynamic drag. Experiments have been performed on a simplified car geometry in the ONERA hydraulic channel. Qualitative results are provided by dye visualization and Schlieren photos (strioscopy); quantitative analyses are done by PIV measurements of the three-dimensional velocity field and aerodynamic drag measurement.

## 2 Experimental setup

### 2.1 Measurement facilities

Experiments have been carried out on the geometry presented on Fig. 1. This geometry is made of plane surfaces and stands for the front part of a simplified car. The length  $L$  of the model is equal to 0.17 m. The height  $h$  and the width  $l$  are given by  $h/L = 0.23$  and  $l/L = 0.3$ . The slanted plane of length  $d$ , such as  $d/L = 0.47$ , represents the vehicle windscreen and makes a  $30^\circ$  angle with respect to the bottom surface. The origin  $O$  of the coordinate system  $(X, Y, Z)$  corresponds to the bottom front left corner (driver side, back view).

The flow control techniques aim at modifying the rotation velocity of the longitudinal vortices by suction or blowing through a slot located at one lateral edge of the windscreen (driver side, back view). The length  $\lambda$  and the width  $e$  of the slot are, respectively,  $\lambda d = 0.95$

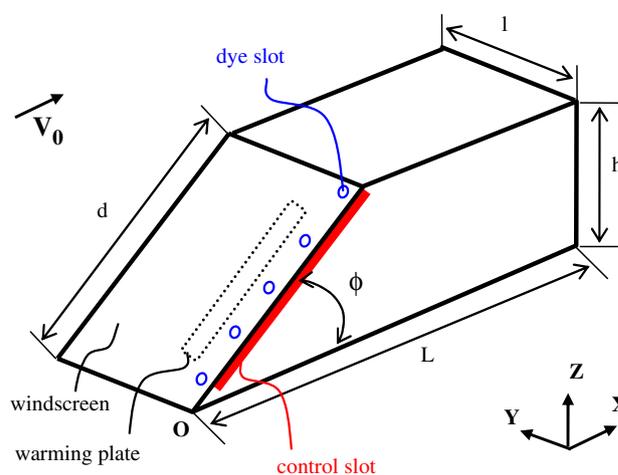


Fig. 1 Model sketch

$e/d = 5 \times 10^{-3}$ . The slot is placed as near as possible of the lateral edge, i.e.,  $10^{-3} \text{ m}$  ( $2 \times 10^{-2} d$ ).

The interior of the model is built such that the suction velocity  $V_S$  or the blowing velocity  $V_B$  is normal to the lateral face. Winglets and break jets are placed upstream of the slot and distribute a controlled flow as homogenous as possible along the slot length. The slot is linked up to the suction/blowing pump (located outside of the work section) with flexible tubes so as to minimize the interaction between the control device and the model and hence to insure the validity of the aerodynamic balance measurements. The impact of the actuation on the aerodynamic measurement could not have been measured quantitatively.

Tests have been performed in the water channel THBV of ONERA Lille, Fig. 2. The channel work section has a square section of  $0.09 \text{ m}^2$  and a length of 1 m. Regarding the characteristic lengths of the model (Fig. 1), the section side and length are, respectively, equal to  $6l$  and to  $6L$ . The blockage ratio defined as the ratio between the projected surface of the model and the test section is close to 3%. The lateral walls are equipped with portholes sized  $0.28 \times 0.4 \text{ m}^2$  allowing flow visualization approximately all along the work section. The simplified geometry of the car is maintained at the work section wall with an egg-shaped section support, and it is placed at the centre of the section (Fig. 2). The set-up of the aerodynamic balance does not allow moving the model close to the walls; the ground clearance of the car model is, thus, not representative of a realistic passenger car.

The far field upstream velocity  $V_0$ , noted along the  $X$ -axis, is regulated with a pump and can vary from 0 to  $1 \text{ m s}^{-1}$ . The visualizations detailed in this paper have been done for  $V_0 = 0.3 \text{ m s}^{-1}$ . For this condition, the Reynolds number  $Re$

based on the model length is equal to  $5.1 \cdot 10^4$ . The aerodynamic forces and PIV measurements have been carried out for  $V_0 = 0.5 \text{ m s}^{-1}$  ( $Re \sim 8.5 \times 10^4$ ), corresponding to the highest velocity regarding the capacity of the control system and the maximal values of suction/blowing ( $1.5V_0$ ). As a comparison, the Reynolds number of a full-scale vehicle on a motorway is between  $10^6$  and  $10^7$ . As pointed out by Krajnovic and Davidson (2004), the topology and the physical phenomena of the longitudinal structures around simplified car geometries are independent of the Reynolds number for a Reynolds number greater or equal to  $10^4$ . This statement is only valid for geometrical models that have sharp angle (fixed separation lines) and low spanwise length (bluff body).

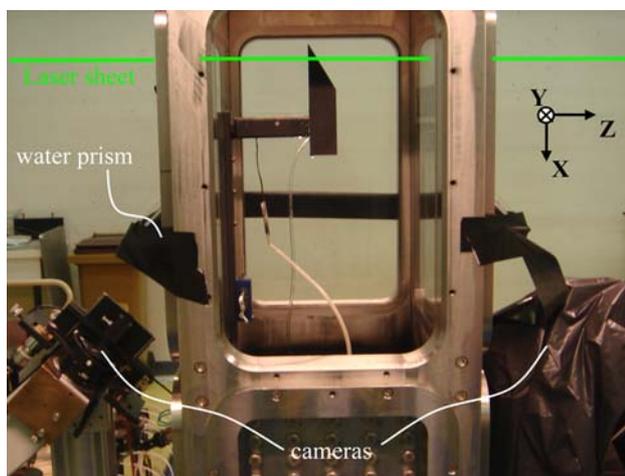
In the following sections, six control configurations are analyzed, corresponding to the following suction velocities  $V_S = -0.5V_0$ ,  $-V_0$  and  $-1.5V_0$  and blowing velocities  $V_B = +0.5V_0$ ,  $+V_0$  and  $+1.5V_0$ . These suction/blowing velocities are measured with a ball flowmeter. The pump that provides the control flow rate is calibrated on the different target velocities ( $V_S$  and  $V_B$ ) and the accuracy of the measurement is close to 0.5 l/h which corresponds to an error measurement for  $V_S$  and  $V_B$  equal to  $5 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$  (between  $1.7 \times 10^{-2} V_0$  and  $10^{-2} V_0$ ).

## 2.2 Techniques of visualization and measurement

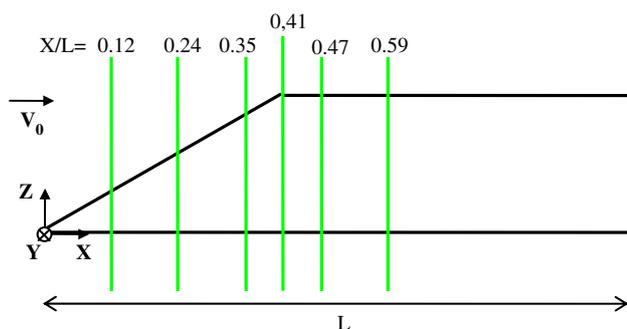
Streak line visualization with coloring, Schlieren visualization around the A-pillar, measurements of the velocity field by stereoscopic PIV and aerodynamic forces have been performed.

The white dye is introduced through five orifices placed upstream of the wind screen edge separation, Fig. 1, and follows the streak lines of the flow. The path of the dye allows characterizing the separation layer that emanates from the lateral edge of the windshield, transports rearwards, rolls up into the vortex core, and finally dissipates.

The optical Schlieren photos (also referred as strioscopy) allow visualizing regions of the flow where density gradients occur. The path of light rays passing in the vicinity or through these density gradients are deflected. Then the deflected light rays interact with a knife edge which gives rise to variations in the distribution of light at the image plane (Desse 2002). The knife edge and the image of the light source act as a discriminator which makes visible deflected light beams. In the present work, the density gradients are artificially induced by thermal marking of selected flow regions. The thermal marking is performed with the help of corded heating element localized under the model wall upstream from the separation line associated with a lateral edge of the wind-screen, Fig. 1. The device permits to realize a selected



**Fig. 2** Water channel work section and stereo PIV devices

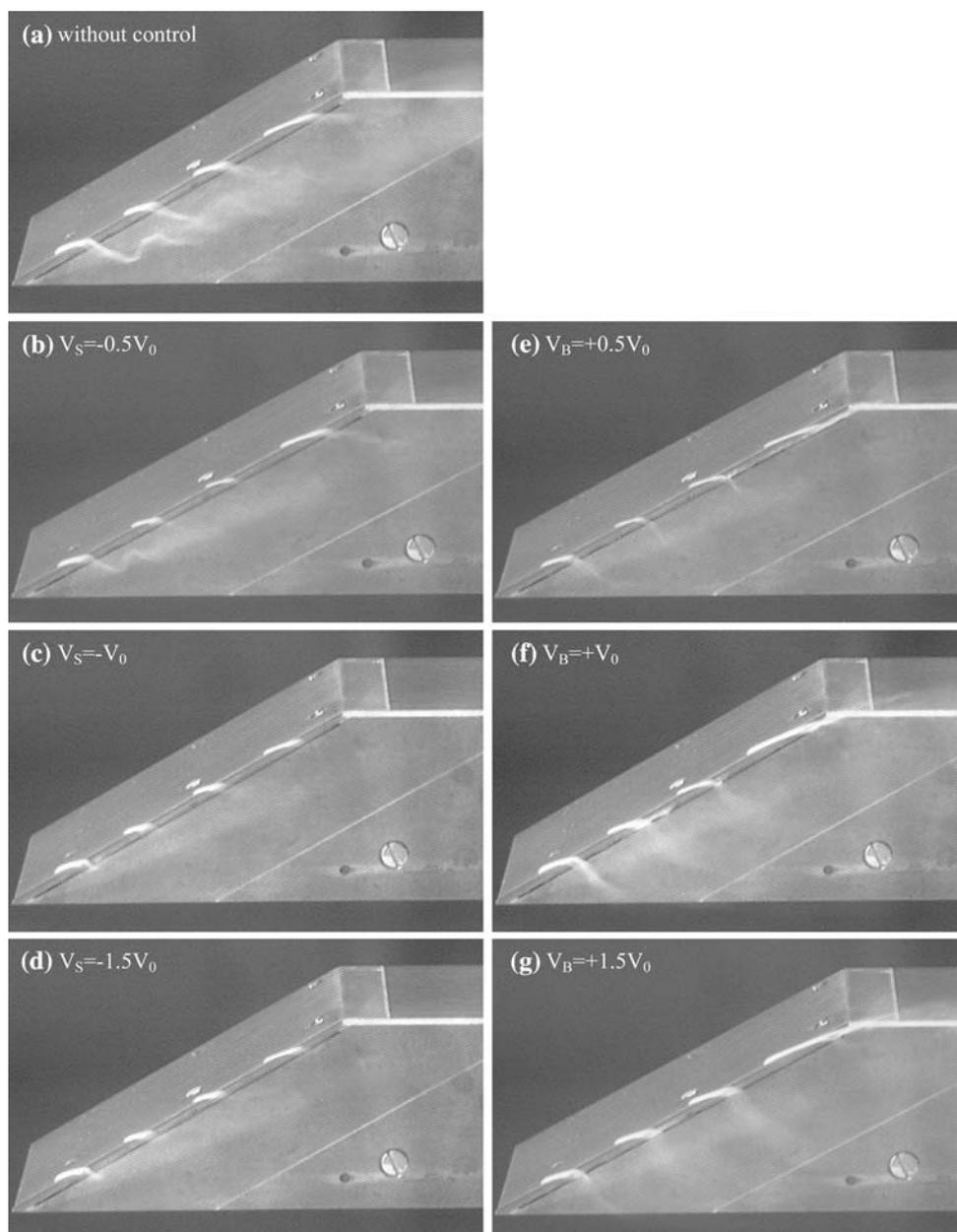


**Fig. 3** The six PIV measurement planes

marking of vortical structures that pass near the heated element and allows characterizing the roll up of the separation sheet that occurs at the lateral edge of the windscreen. The Schlieren visualization uses integration in the measuring volume and allows identifying the envelope of the longitudinal vortex (but not of the vortex core). Visualization prints are stored in black and white at the rate of 25 images per second.

The forces applied to the model are measured with unsteady aerodynamic balance located inside the egg-shaped section support of the model. The balance measures the drag  $F_x$ . Results are presented in the following

**Fig. 4** Visualizations by dye emission in the case without control (a) with suction (b–d), and with blowing (e–g), lateral view



developments as non-dimensional drag coefficient  $C_X$  defined as

$$C_X = \frac{F_X}{\frac{1}{2}\rho V_0^2 S} \quad (2)$$

where  $S = l \times h$  is the frontal surface of the car.

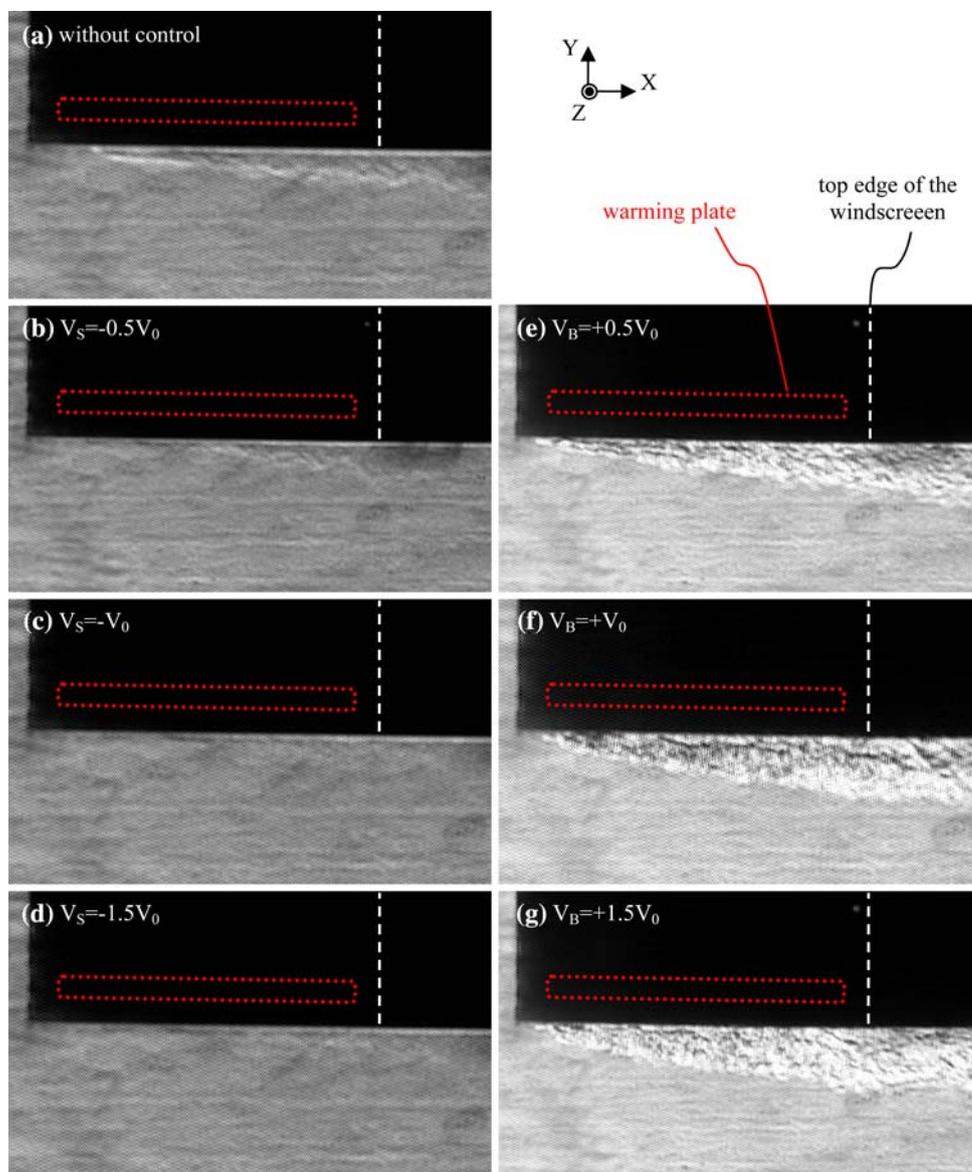
Balance calibration has been performed and the accuracy for  $F_X$  is approximately equals to 0.41% in the present study. The balance signals are amplified and filtered at 10 Hz before being digitized (no filtering of electrical noise). Data acquisition is done with 5,000 Hz on 11 channels (454.5 Hz for each channel).

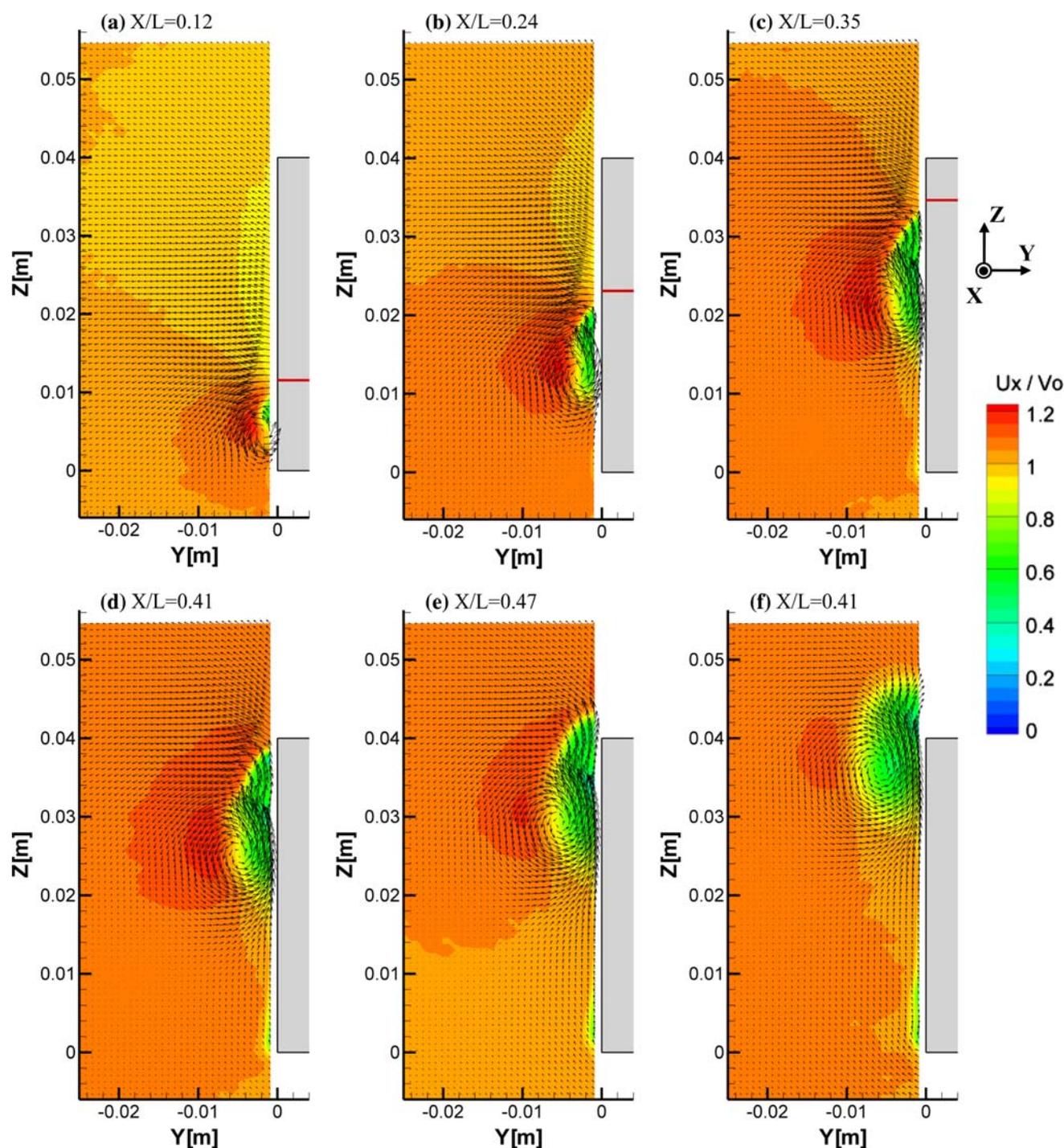
The experimental setup with stereoscopic PIV is represented in Fig. 2. The laser sheet is provided by an impulsion Nd-Yag system with double cavity that generates a couple of impulsions at a frequency of 4 Hz with energy of

120 mJ centered on the wave length of  $5.32 \times 10^{-7}$  m. The thickness of the laser plane generated by the optical device containing cylindrical and spherical lenses is about  $10^{-3}$  m. The time interval  $\Delta t$  between two successive impulsions is fixed by the user, and varied from  $4 \times 10^{-4}$  to  $5.5 \times 10^{-4}$  s, so that the higher velocity ( $\sim 0.8 \text{ m s}^{-1}$ ) can be represented by a displacement of 10 pixels in the image. The characteristic velocities ( $\sim 0.3\text{--}0.5 \text{ m s}^{-1}$ ) are associated with displacements of 3–6 pixels. The flow sowing is done with hollow glass balls of an averaged diameter of  $10^{-5}$  m and a density of 1.1 (Monnier et al. 2001).

The two video cameras used have a resolution of  $1,376 \times 1,040$  pixels. The acquisition rate of a couple of images is equal to 4 Hz, synchronized with the laser frequency. To compensate for deflection of the cameras axis

**Fig. 5** Visualizations by strosocopy for the case without control (a) with suction (b–d) and blowing (e–g). Top view

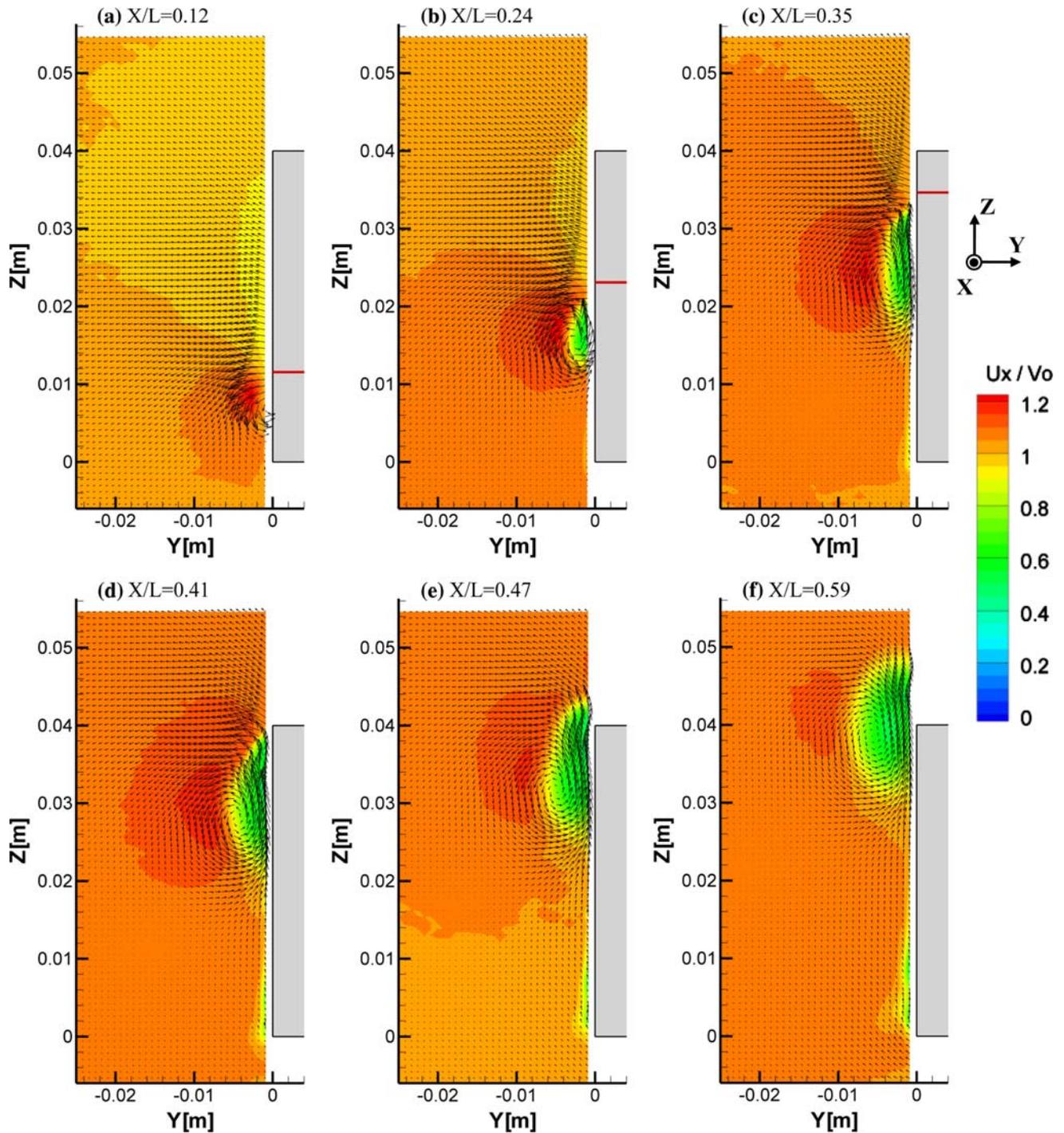




**Fig. 6** Cartography, in the plane ( $Y, Z$ ), of the mean velocity vectors and of the  $U$  component ( $U_x$ ) for the case without control, left longitudinal vortex, back view

due to the difference between the water and the air indexes, water prisms are fixed at the external walls of the portholes of the work section (Fig. 2). The computations of the instantaneous PIV fields are done with a test window of  $32 \text{ pixels} \times 32 \text{ pixels}$  with a recovery of 50%.

For all the experiments, the PIV measurement planes are normal to the far field velocity  $V_0$  (along the  $X$ -axis, Fig. 1) and located at the left side of the experimental model (view from the back visualized at Fig. 2). The relative  $X$  positions versus the length of the model of the

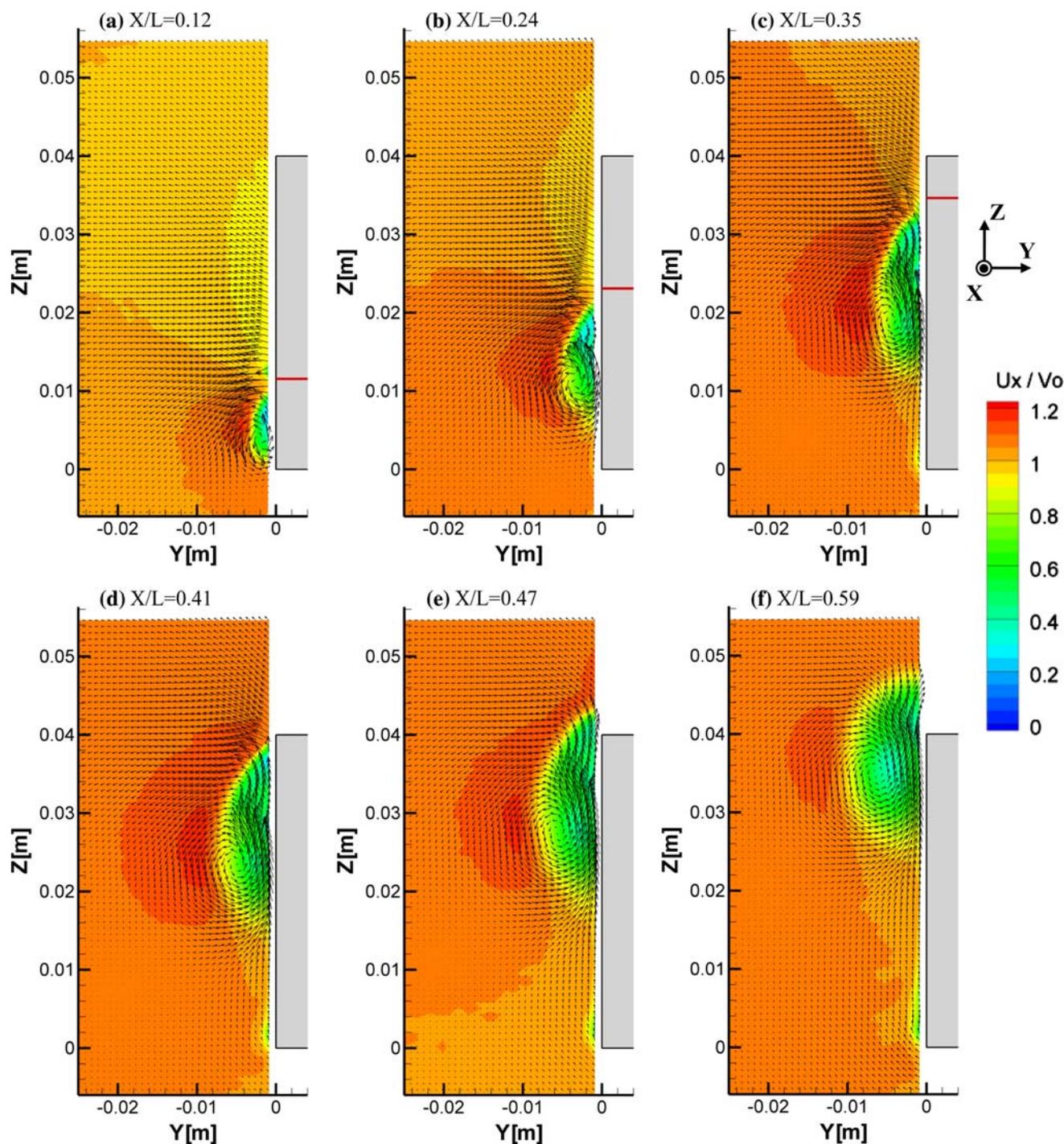


**Fig. 7** Cartography, in the plane  $(Y, Z)$ , of the mean velocity vectors and of the  $U$  component ( $U_x$ ) for the case with suction  $V_s = -0.5V_0$ , left longitudinal vortex, back view

six planes are  $X/L = 0.12, 0.24, 0.35, 0.41, 0.47,$  and  $0.59$  (Fig. 3). Actually, the six positions are fixed and the model is translated along  $X$ . The instantaneous velocity fields are averaged over 510 PIV fields, corresponding to a total acquisition time of 130 s.

### 3 Results and discussions

In this part flow visualization with coloring dye and stereoscopic PIV measurements and aerodynamic forces are successively analyzed.

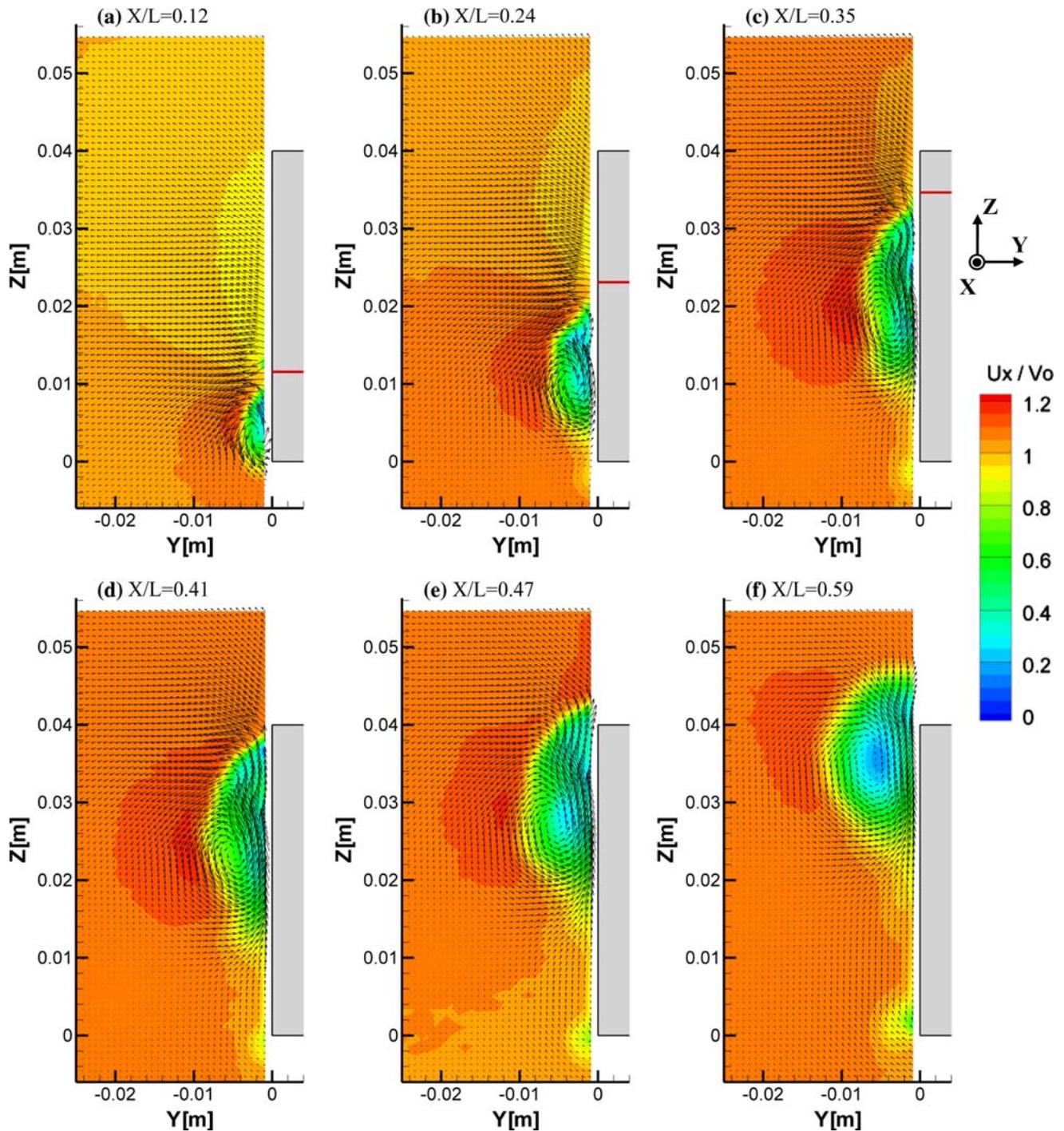


**Fig. 8** Cartography, in the plane  $(Y, Z)$ , of the mean velocity vectors and of the  $U$  component ( $U_x$ ) for the case with blowing  $V_B = +0.5V_0$ , left longitudinal vortex, back view

### 3.1 Visualization analysis

Figures 4 and 5 show visualizations obtained, respectively, with coloring and strioscopy for the seven following cases: without control, with suction  $V_S = -0.5V_0, -V_0, -1.5V_0$  and blowing  $V_B = +0.5V_0, +V_0, +1.5V_0$ .

Results obtained without control show clearly the separated vortex layer issued from the separation line associated to the lateral edge of the windscreen (Fig. 4a). Schlieren visualization on Fig. 5a points out the vortical structure and its expansion along  $X$ . Notice that the strioscopy is an integrating technique. It is not possible to

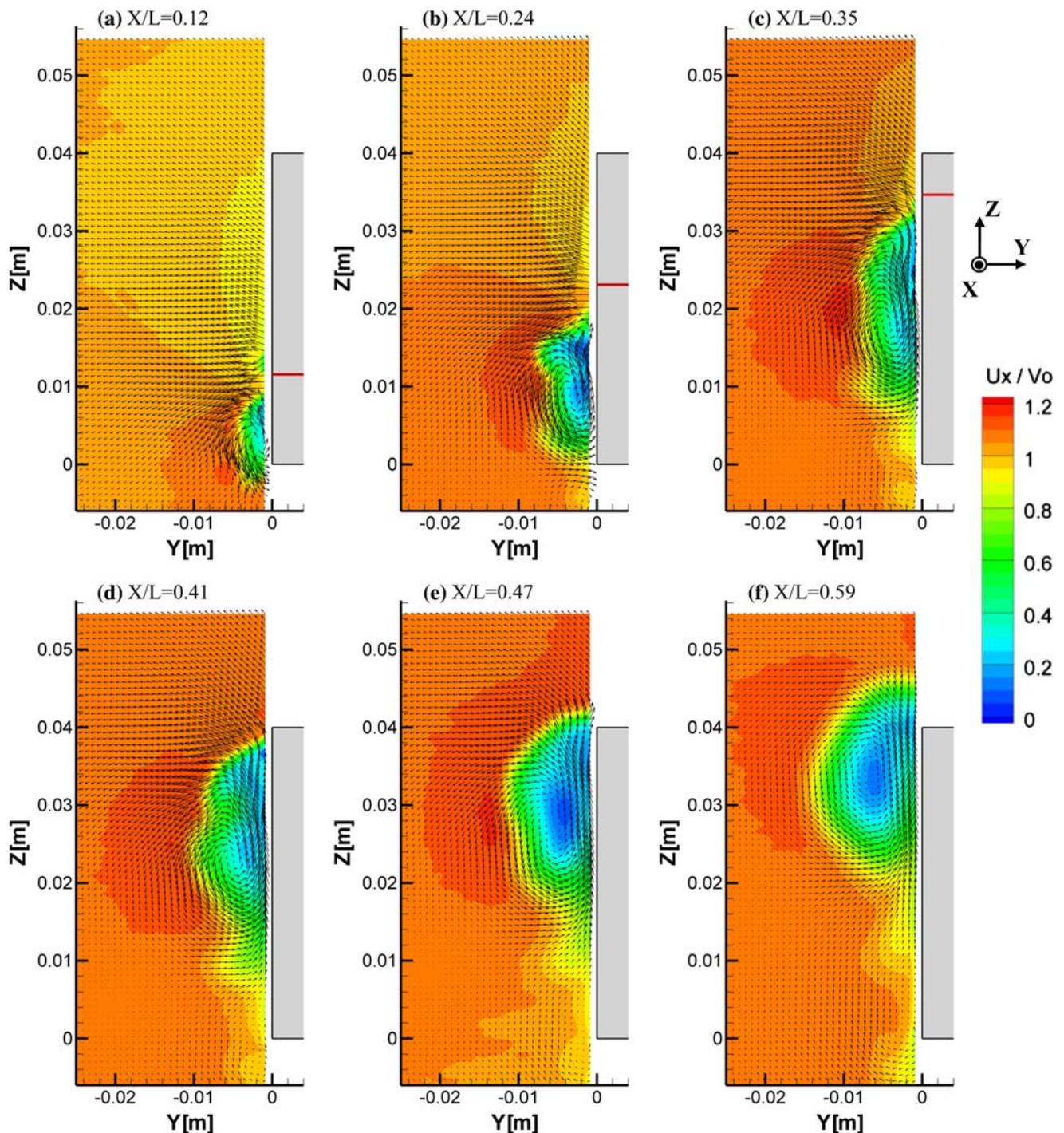


**Fig. 9** Cartography, in the plane  $(Y, Z)$ , of the mean velocity vectors and of the  $U$  component ( $U_x$ ) for the case with blowing  $V_B = +V_0$ , left longitudinal vortex, back view

visualize the total vortex core, which is concealed by the separated layer issued from the lateral edge of the windscreen.

For the suction case  $V_S = -0.5V_0$ , one vortical longitudinal structure is observed, but its size (transversal section) is less important than in the case without control

(Figs. 4b, 5b). For the cases  $V_S = -V_0$  and  $V_S = -1.5V_0$ , the separated layer is delayed, colored trickles are sucked in the slot (Fig. 4c, d), and no vortical structure is detected by the stioscopy (Fig. 5c, d). Suction effects trend to decrease the transversal sizes of the wake associated with longitudinal vortex. According to the Onorato formulation

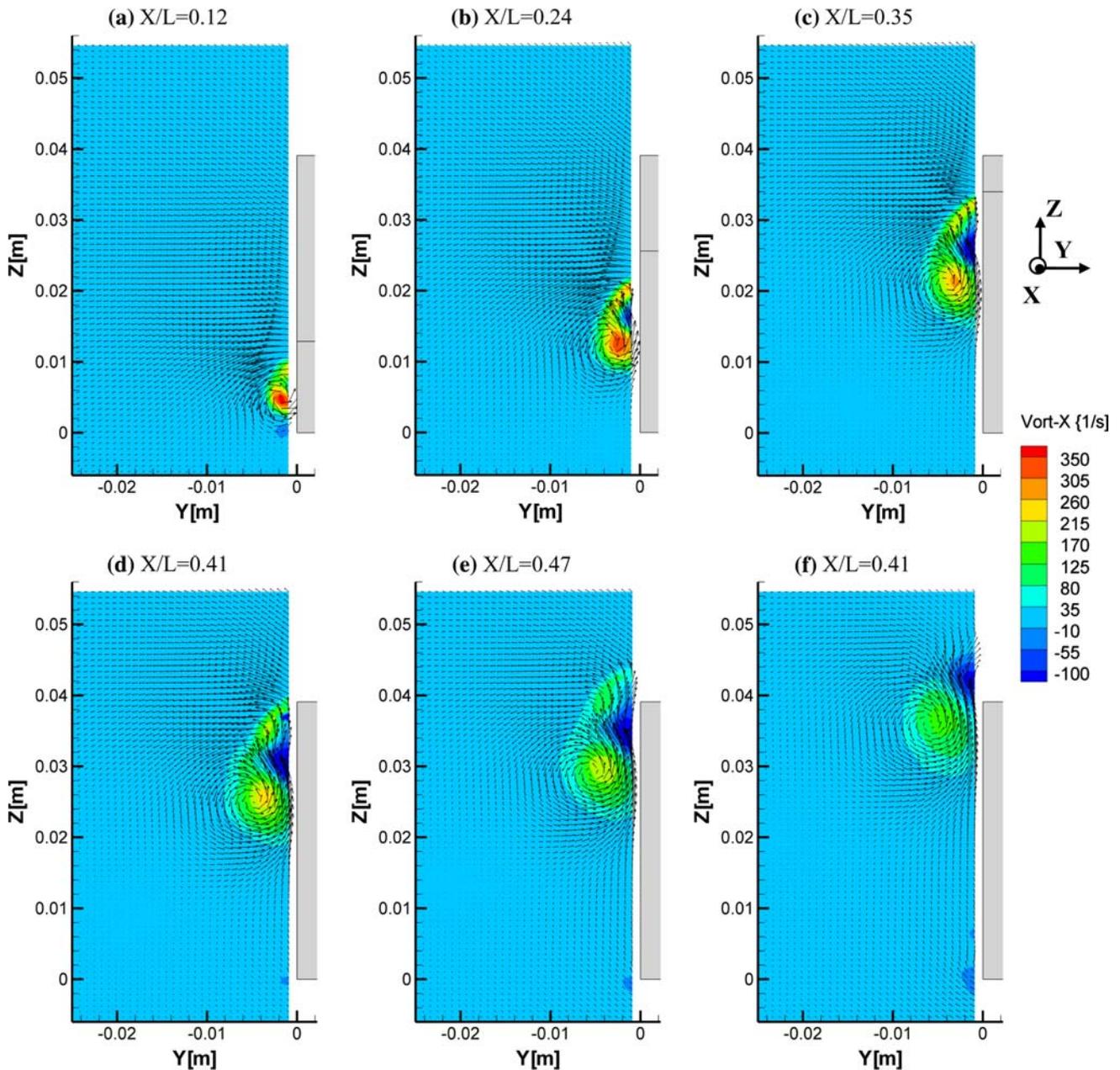


**Fig. 10** Cartography, in the plane  $(Y, Z)$ , of the mean velocity vectors and of the  $U$  component ( $U_x$ ) for the case with blowing  $V_B = +1.5V_0$ , left longitudinal vortex, back view

in Eq. 1, this result suggests that the aerodynamic drag of the model is decreased.

For the three blowing cases  $V_B = +0.5V_0$ ,  $+V_0$  and  $+1.5V_0$ , the colored streak lines are deflected by the blowing near the slot (Fig. 4e–g), and, contrary to the case without control, the roll up of the separated layer toward

the vortex axis is not clearly identified. The analysis of the Schlieren visualizations obtained in this case (Fig. 5e–g), show that the transversal development of the longitudinal vortices is more important than in the case without control. The optical index variation noted Fig. 5e–g is associated with a temperature difference between the water coming



**Fig. 11** Vorticity field along  $X$  and velocity vectors in the plane  $(Y, Z)$  for the case without control, left longitudinal vortex, back view

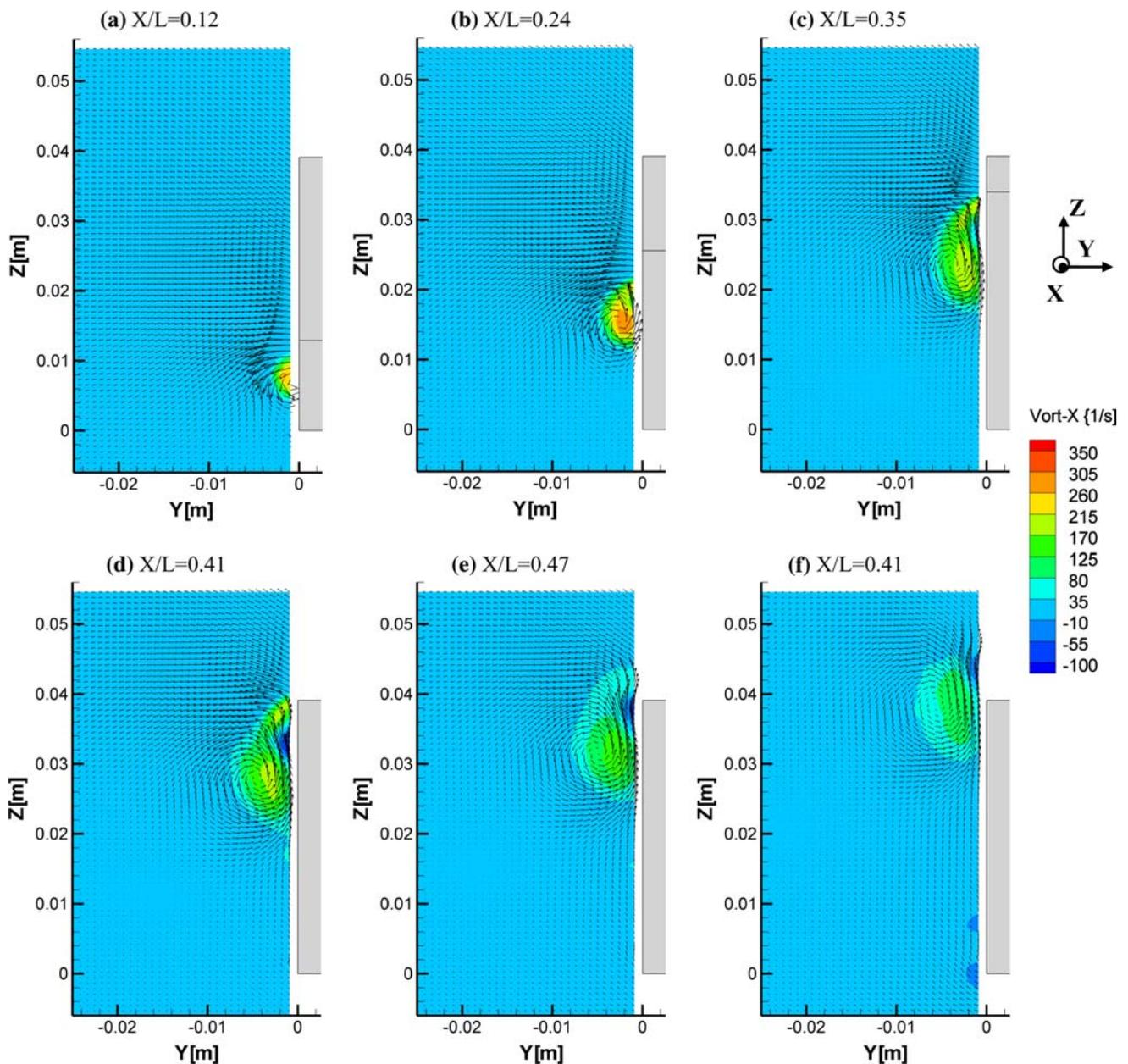
from the slot and the water in the work section. The comparison of the three blowing cases shows an increase of the longitudinal vortex size, which becomes bigger and bigger as the blowing velocity increases.

### 3.2 Analysis of the stereo-PIV results

The analysis of the velocity fields near and inside the longitudinal vortex is carried out with cartographies of the non-dimensional mean velocity  $U_X$  (the velocity along the  $X$  axis) over the far field velocity  $V_0$  and the velocity

vectors in the planes  $X/L = 0.12, 0.24, 0.35, 0.41, 0.47,$  and  $0.59$ . The components of the velocity vectors are  $U_Y$  and  $U_Z$ . For each plane, the model position (gray) and the lateral edge of the windscreen (red line) are indicated.

Results obtained without control, presented Fig. 6, show the longitudinal vortical structure of quasi-circular section for all the planes and enhance the expansion of the structure. The center of the vortex is associated with velocities  $U_X$  which are smaller than the far field velocity and the minimum value is detected at  $X/L = 0.59$ , approximately equal to  $0.6V_0$  near the vortex axis. These results are

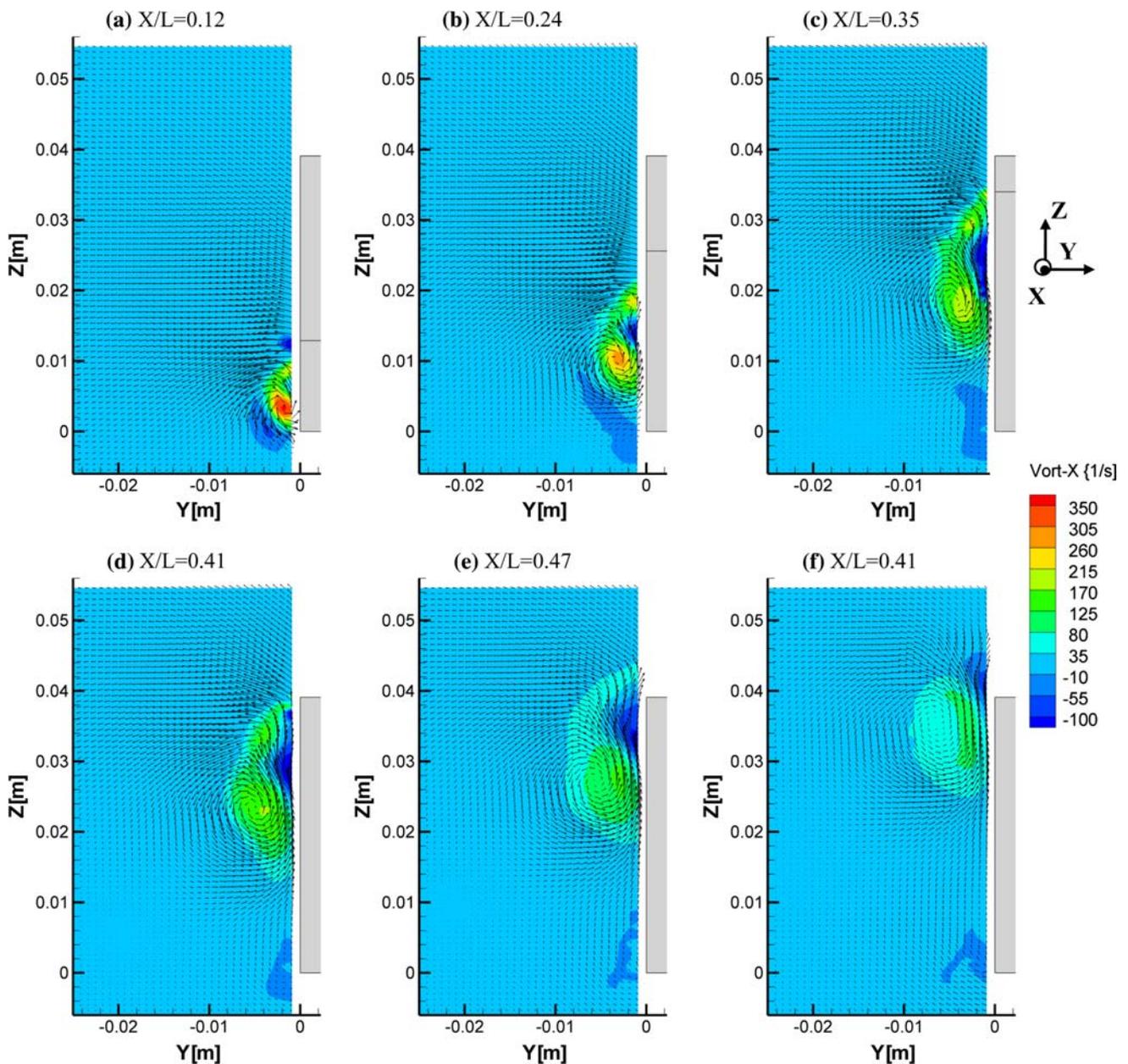


**Fig. 12** Vorticity field along  $X$  and velocity vectors in the plane  $(Y, Z)$  for the case with suction  $V_S = -0.5V_0$ , left longitudinal vortex, back view

similar to numerical results obtained on the same geometry by Lehueur et al. (2007) and confirm that the A pillar longitudinal vortices have the same structure as a swirling wake, contrary to the longitudinal vortices of the rear window (Lehueur et al. 2005), and the delta wing vortices Renac et al. (2005) which are both considered as swirling jets. Finally, the velocity flow field reported on Fig. 6 does not allow to identify any secondary vortex, counter-rotating to main vortex, identified numerically by Lehueur et al. (2007) near the lateral walls of the model. This difference can be explained by the fact that the resolution of the PIV measurements near the wall of the model is not precise

enough (the PIV field is too large to provide a fine description of the flow near the wall).

Figure 7 shows the evolution of the velocity field  $U_X$  and the local velocity vector projections for the suction case  $V_S = -0.5V_0$ . The cases  $V_S = -V_0$  and  $V_S = -1.5V_0$  are not described because the vortical structure is suppressed by the bubble reattachment. For the case  $V_a = -0.5V_0$  (Fig. 7), the suction moves the longitudinal vortices more closer to the edge of the windscreen and reduces the size of the wake related to the longitudinal vortex. The expansion and the quasi-circular section of the vortex are similar to the case without control and the



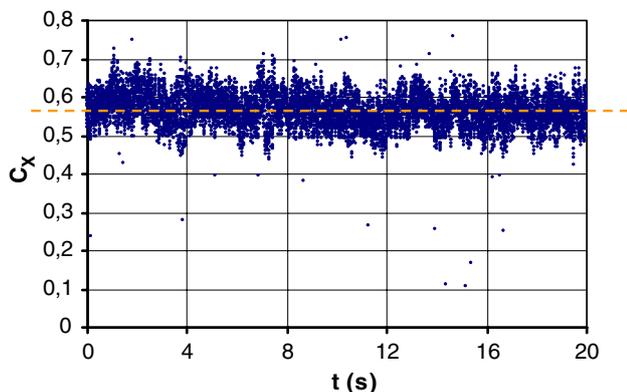
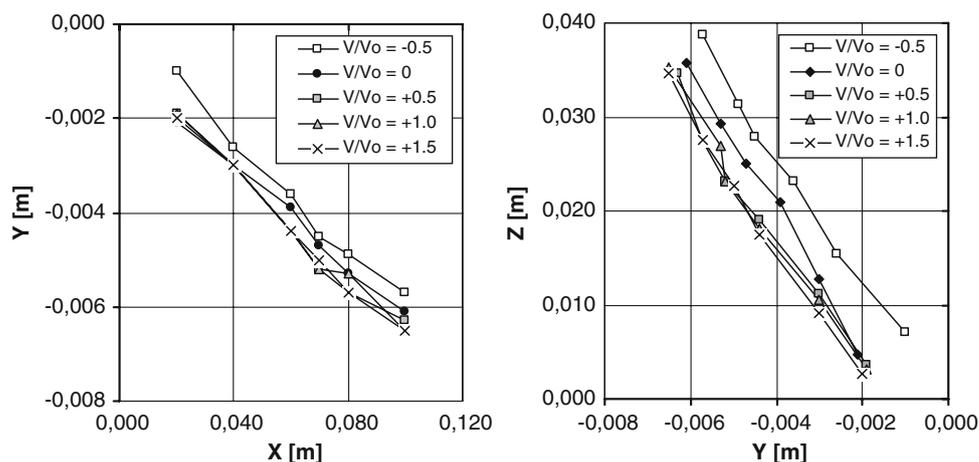
**Fig. 13** Vorticity field along  $X$  and velocity vectors in the plane  $(Y, Z)$  for the case with blowing  $V_B = +V_0$ , left longitudinal vortex, back view

vortical centre is identified in each plane with the rolling up of the velocity vector. The amplitude of the velocity vector is moreover smaller than that for the case without control (Fig. 6), which implies that the suction tends to reduce the rotation of the vortex. According to Eq. 1 (second integral), this result suggests that the drag of the car model decrease with suction.

When blowing is applied (Fig. 8), the transversal size of the wake associated with longitudinal vortex increases with the blowing velocity. For  $V_B = +V_0$  (Fig. 9) and  $V_B = +1.5V_0$  (Fig. 10), the vortex is broken down, the transversal section of the vortex is not anymore quasi-

circular, for  $X/L < 0.59$ , and the center of the vortex could hardly be identified. Furthermore, for  $V_B = +1.5V_0$ , the velocity  $U_X$  decreases strongly up to reach zero for  $X/L = 0.47$ . This last result is identical to Renac et al. (2005) results, obtained for the breakdown of delta wing vortex. For the A-pillar vortex, the velocity drop noted in the core of the vortex might be related to the onset of a recirculation zone around the vortical axis. The actual presence of a vortex breakdown cannot be judged analytically since no analysis based on the Swirl number (Lehugueur et al. 2006, 2007) can be performed because the vortex axis is not perpendicular to the PIV planes (due to the PIV set-up).

**Fig. 14** Vortex center position in the plane (X, Y) and in the plane (Y, Z)



**Fig. 15** Time evolution of the drag in the non-controlled case: the dashed line represents the mean value at the established regime

Previous analysis can be completed by the vorticity field distribution obtained in the plane (y, z) by comparing the case without control, with suction and with blowing. Figures 11, 12 and 13 give the vorticity field for the three cases ( $V_{S,B} = 0$ ,  $V_S = -0.5V_0$ , and  $V_B = V_0$ ). It can be observed that in this plane the amplitude decreases both with suction and with blowing. In the case with blowing, because the trend is the same for different blowing

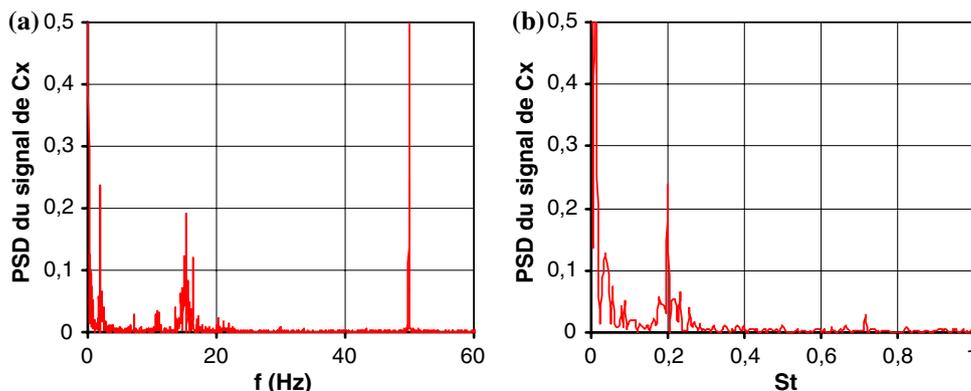
velocities only one case is plotted ( $V_B = V_0$ ). The evolution of the vortices positions agrees with the observation made with the velocity field. Planes where the vorticity is measured are not perpendicular to the vortex axis. This axis moves depending on the direction (blowing or suction) and on the amplitude of the control velocity (Fig. 14).

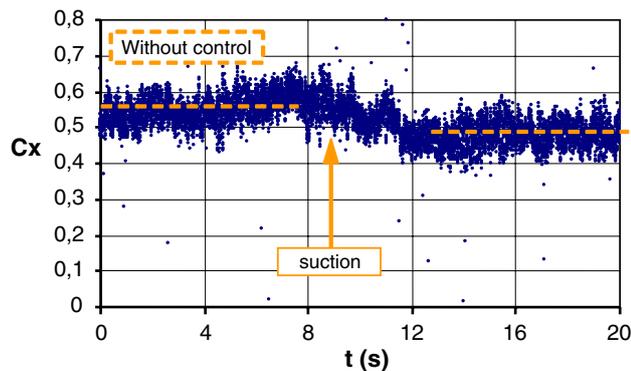
### 3.3 Analysis of unsteady forces

Stereoscopic PIV measurements are completed by the unsteady aerodynamic drag measurements obtained with approximately 20 s acquisitions. Signal analysis of the drag, without control is plotted on Fig. 15. The results show that the mean value of the aerodynamic drag coefficient  $C_X$  of the model is of about 0.55. The root mean square of the signal is equal to 8%. To explain this unsteadiness, signal of the drag is analyzed with the help of Power Spectral density (PSD). Figure 16 shows the evolution of the PSD corresponding to the drag coefficient versus the frequency  $f$  in Hz (a) and the Strouhal number (b) defined as

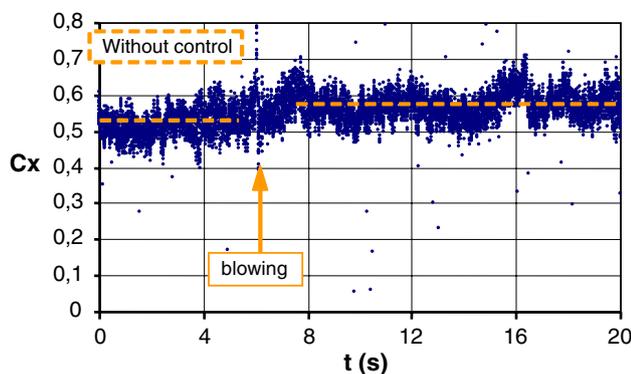
$$St = \frac{l f}{V_0} \tag{3}$$

**Fig. 16** Power spectral density PSD of the drag coefficient  $C_X$  (a) versus frequency (Hz) and (b) versus the Strouhal number  $St$





**Fig. 17** Time variation of the drag with suction  $V_S = -V_0$ . Dashed line represents the mean value obtained at the established regime with and without control



**Fig. 18** Time evolution of the drag with blowing  $V_B = +V_0$ . The dashed line represents the mean value obtained at the established regime with and without control

Results without control show that the most important peak, centered around 50 Hz, is associated with the electrical cabling and is not relevant for physical analysis. Another peak near 15 Hz corresponds to the structural vibration of the experimental installation. The peak at  $f = 2$  Hz (Fig. 16a), corresponding to a Strouhal number of 0.2 (Fig. 16b) is related to the emission of coherent structures in the wake behind the model. The same Strouhal number value has been obtained in the case of the wake of circular cylinder ( $St = 0.21$ , Dong and Kariniadakis 2005), and in the case of the bluff body ( $St = 0.18$ , Rouméas et al. 2005).

When the suction is on, the longitudinal vortical structure is attached over all or part of lateral side of the model (see Sect. 3.1) and the associated wake size reduction induces a drag reduction (Fig. 17), in accordance with Eq. 1. The obtained  $C_X$  reduction for the cases  $V_S = -V_0$  and  $V_S = -1.5V_0$ , is between 2 and 6% (For the example reported on Fig. 17,  $V_S = -V_0$ , the  $C_X$  reduction is about 6%).

For the blowing cases, the increase of the transversal size of the longitudinal vortex, detected by the visualizations and with PIV measurements, tends to deteriorate the drag results (Eq. 1). The increase of  $C_X$  is between 4 and 8% (for the example on Fig. 18,  $V_B = +V_0$ , the  $C_X$  increase is about 8%). The cases  $V_S = -0.5V_0$  (suction) and  $V_B = +0.5V_0$  (blowing) are not detailed because the  $C_X$  variations compared to the case without control are not significant.

These results confirm the tendency identified by numerical computations, Lehugeur et al. (2007): for the A-pillar vortex, suction and blowing tend, respectively, to reduce or to increase the aerodynamic drag. Results presented here have to be interpreted carefully regarding the important changes of the root mean squares, near 8%. Complementary measurements with higher far field velocity  $V_0$  (of  $1 \text{ m s}^{-1}$ ) should lead to the reduction of the balance measurement error.

## 4 Conclusion

To study the windscreen longitudinal vortices (A-pillar vortices), a road vehicle simplified model, with  $30^\circ$  inclined windscreen, is equipped with a suction/blowing device and a slot localized near the windscreen lateral edge. Visualization results (dye and Schlieren) and measurement results (Stereoscopic PIV) lead to characterize blowing/suction effects on the longitudinal vortex. The control with blowing is associated with an increase of the transversal sizes of the vortex envelope, a decrease of the velocity in the center of the vortex, associated with a breakdown of the vortex core, and to an increase of the aerodynamic drag. The results obtained with the suction show that the longitudinal vortex of the windscreen is reduced by a reattachment on the lateral side of the model for velocities equal or higher than the far field velocity. In this configuration, aerodynamic drag reductions of about 6% are obtained.

Results presented in this paper improve the knowledge concerning the dynamic and the control of the longitudinal vortices in automotive aerodynamics. They contribute, on the other hand, to evaluate the ability of suction/blowing technique to reduce the consumption and pollutant emissions of road vehicles. Numerical and experimental studies are still under development to optimize the suction velocity, the position, and the shape of the gap as well as to confirm the trends of drag reductions identified with suction.

**Acknowledgments** The authors would like to thank Ovide Rodriguez, Jacques Pruvost and Cécile Fatien from ONERA Lille for their help in these tests. Considerable efforts were also put into the building of the model and the suction/blowing system by the technical teams of ONERA.

## References

- Desse JM (2002) Visualisations par techniques optiques—Ombroscopie, strioscopie, interférométrie différentielle et absolue. *Rev Sci Tech Déf* 56:97–110
- Dong S, Kariniadakis GE (2005) A DNS study of cylinder shear layer instability. In: Fourth symposium on Bluff body wakes and vortex induced vibrations, Santorin
- Gilliéron P, Levallois E (2005) Contribution de l'aérodynamique au développement durable et sécuritaire. *Mécanique Ind* 6:567–574
- Hucho WH (1998) Aerodynamics of road vehicles, 4th edn. In: SAE edition. ISBN 0-7680-0029-7
- Krajnovic S, Davidson L (2004) Contribution large-eddy simulation of the flow around a simplified car model. In: SAE international congress & exposition, Detroit, MI, USA
- Leclerc C, Levallois E, Gilliéron P, Kourta A (2006) Aerodynamic drag reduction by synthetic jet: a 2D numerical study around a simplified car. In: Third AIAA flow control conference, San Francisco, CA, USA
- Lehuteur B, Gilliéron P (2006) Active control of vortex breakdown phenomenon in the wake of a simplified car geometry. In: ASME Joint US-European Fluids Engineering Summer Meetings, Miami, FL, USA
- Lehuteur B, Gilliéron P, Ta-Phuoc L (2005) Characterization of longitudinal vortices in the wake of a simplified car model. In: 23rd AIAA applied aerodynamics conference, Toronto, Canada
- Lehuteur B, Gilliéron P, Ta-Phuoc L (2007) Characterization and control of longitudinal vortices over a dihedral bluff body: numerical approach. *J Mech Eng* 58(5):249–272
- Levallois E, Gilliéron P (2005) Contrôle des écoulements en aérodynamique automobile et réduction de traînée par éléments séparateurs—Analyse par PIV. In: Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Fluvisu11, Lyon
- Monnier JC, Croisier G, Noger C (2001) Développement et validation d'une technique de vélocimétrie par images de particules. Rapport technique ONERA no RT 1/01062DAAP
- Onorato M, Costelli A, Garonne A. (1984) Measurement through wake analysis, SAE international congress & exposition, Detroit, Michigan, SAE SP-569:85–93
- Renac F, Barberis D, Molton P (2005) Control of vortical flow over rounded leading-edge delta wing. *AIAA J* 43(7):1409
- Rouméas M, Gilliéron P, Kourta A (2005) Analyse and control of the near wake flow over a simplified car geometry. In: Fourth symposium on bluff body wakes and vortex induced vibrations, Santorin
- Watanabe M, Harita M, Hayashi E (1978) The effect of body shapes on wind noise. In: SAE Paper No 780266, Society of automotive Engineers, Warrendale, PA, USA

# Analyse des effets d'hystérésis et de déphasage dans les sillages tridimensionnels instationnaires

Patrick Gilliéron, Direction de la Recherche, Service 64230, Renault  
Projet PREDIT2 – Aérodynamique Instationnaire des Véhicules Terrestres  
et de leur Environnement, *Fiche Recherche DR/64230 n°12101*.

Version Française du **Papier Exp. in Fluids** 35 (2003) 117-129, DOI 10.1007/s00348-002-0555-z  
Partenariat de Recherche, Convention REGIENOV 1999-2000, n°50704 80 037.

**Résumé :** Les caractéristiques aérodynamiques des véhicules automobiles sont fortement influencées par l'évolution instationnaire de la direction du vent relatif. Ce papier propose d'analyser l'influence de cette évolution sur les structures tourbillonnaires de sillage à partir d'une maquette simplifiée capable de reproduire la typologie des structures rencontrées en aérodynamique automobile. Les résultats sont analysés à l'aide de cartographies de pertes de pression d'arrêt stationnaires et instationnaires. L'analyse et la comparaison des résultats stationnaires et instationnaires permettent d'identifier et d'analyser les phénomènes physiques associés au coup de vent latéral.

## 1 - Introduction

L'écoulement au voisinage du culot des véhicules automobiles est schématiquement constitué de structures tourbillonnaires longitudinales et transversales d'axes respectivement parallèles et perpendiculaires à la direction de déplacement du véhicule. Pour des véhicules sans lunette arrière et sans coffre appelés véhicules à culot droit, le sillage est constitué de deux paires de structures tourbillonnaires transversales qui s'appuient à la périphérie du culot pour former une structure tourbillonnaire en forme de tore, Gilliéron [1]. Cette structure, dite bidimensionnelle, est transportée dans le sillage et évolue spontanément vers une structure constituée de deux systèmes tourbillonnaires contrarotatifs en forme de fer à cheval d'axes parallèles à la direction de l'écoulement infini amont. Cette structure est dite tridimensionnelle. Pour des véhicules avec hayon ou avec coffre, des structures tourbillonnaires longitudinales décollées apparaissent au niveau de la lunette arrière. Elles interfèrent avec les structures décollées bidimensionnelles du culot et la structure de sillage est tridimensionnelle, Chometon [2].

En stationnaire, l'apparition des décollements au niveau de la lunette arrière est fonction de l'angle d'inclinaison  $\alpha$  de cette lunette par rapport à l'horizontale. Si cet angle est nul, le véhicule est du type culot droit et la structure de sillage au voisinage du culot est

bidimensionnelle (2D). Cette structure n'évolue pas tant que l'angle d'inclinaison  $\alpha$  de la lunette arrière reste inférieur à un angle d'inclinaison critique  $\alpha_c$ . Au-delà de cet angle critique, la structure de sillage devient tridimensionnelle (3D). De manière générale et en écoulement stationnaire, le passage d'une structure bidimensionnelle (2D) à une structure tridimensionnelle (3D) s'accompagne d'un accroissement de la traînée aérodynamique, Ahmed *et al* [3]. Ce passage, généralement continu, devient discontinu lorsque le sillage évolue d'une structure 3D à une structure 2D, Janssen *et al* [4].

Lors du processus de dépassement ou de croisement d'un véhicule, lors des phases d'entrée ou de sortie de tunnel en présence de vent latéral ou lors d'une rafale de vent, le champ aérodynamique autour du véhicule évolue en fonction du temps. La position et le développement des structures tourbillonnaires décollées changent, des phénomènes de déphasage et/ou d'hystérésis apparaissent et les véhicules sont soumis à de rapides sollicitations autour des axes de lacet, de roulis et de tangage qui peuvent avoir des incidences significatives sur la stabilité dynamique des véhicules. A ces effets peuvent être associés des décollements instationnaires. Afin de caractériser la physique de ces phénomènes transitoires et mettre au point des dispositifs de contrôle capables de réduire leurs effets sur la consommation et la stabilité dynamique des véhicules, des analyses

stationnaires et instationnaires sont effectuées sur une géométrie simplifiée.

## 2 - Soufflerie et Maquette

Les expérimentations sont effectuées dans la soufflerie Lelarge du Conservatoire National des Arts et Métiers. Cette soufflerie subsonique de type Prandtl possède une veine semi-guidée de 1.45m de côté. Le niveau de turbulence maximum de cette soufflerie d'environ 2% est particulièrement bien adapté pour reproduire des écoulements autour de véhicules se déplaçant dans la couche limite terrestre à proximité du sol. La maquette utilisée pour les essais présentés dans ce papier est constituée d'un corps cylindrique de diamètre  $\phi = 0.196$  m comportant à l'avant un demi ovale de Rankine et à l'arrière un culot incliné de 43 degrés par rapport à l'horizontale. La masse et la longueur de la maquette sont respectivement égales à 16 Kg et 0.780 m.

La maquette peut osciller autour d'un axe horizontal passant par le point C et relié à deux mâts fixes verticaux, fig.1. Lors des essais stationnaires, la partie arrière de la maquette est reliée, au point M, au plancher de la soufflerie par un mât vertical réglable en hauteur. Ce dispositif permet de faire varier l'incidence  $\alpha$  de la maquette. Lors des essais instationnaires, ce mât est remplacé par un système comprenant un moteur  $M_o$  et un système bielle manivelle constitué du disque manivelle D et de la bielle B, fig. 1. La gamme de fréquence  $f$  permise par ce montage et sa chaîne de mesure est comprise entre 0.5 et 2 Hertz. A chaque instant de date  $t$ , le point M se trouve à l'intersection des cercles de centres P et C et de rayons  $l$  et  $R$ . L'équation horaire du secteur angulaire  $\beta$  est alors donnée par :

$$\beta(t) = \text{Ar cos} \left[ \frac{e \cos(\omega t - \theta_o) + l \cos \lambda - x_C}{R} \right] \quad (1)$$

où  $\omega = 2\pi f$ ,  $t$ ,  $\theta_o$ ,  $\lambda$  et  $x_C$  désignent respectivement la pulsation, la date, l'angle  $\theta$  à l'instant de date  $t=0$ , l'angle fait par la bielle B avec l'axe x et l'abscisse du centre de rotation C de la maquette, fig.1. L'angle

d'incidence  $\alpha = \beta - \pi$  relevé par rapport à l'horizontale évolue entre  $\alpha_m$  et  $\alpha_M$  et l'amplitude du mouvement angulaire s'obtient en faisant varier la longueur  $l$  de la bielle B et/ou le rayon  $e$  du disque manivelle D. En pratique la valeur de l'angle  $\alpha_m$  (ou  $\alpha_M$ ) associée à la valeur de l'angle  $\theta_o$  est ajustée à la minute près et le réglage de la valeur  $\alpha_M$  (ou  $\alpha_m$ ) s'effectue au plus près de manière itérative. La valeur  $\alpha_M$  (ou  $\alpha_m$ ) reportée en titre des tableaux et des planches de résultats est alors arrondie au degré le plus proche.

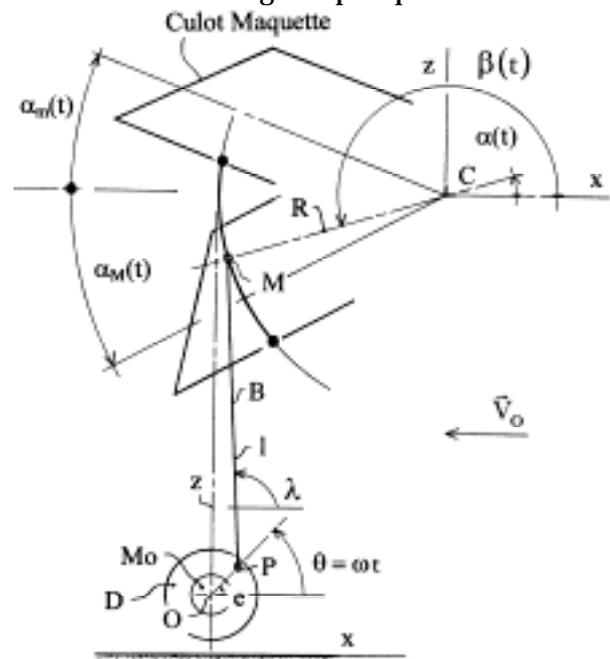


Fig. 1 – Système d'oscillation de la maquette autour de son axe horizontal.

## 3 - Procédures Expérimentales

L'analyse du sillage s'effectue à partir de tomographies stationnaires et instationnaires de pertes de pression d'arrêt relevées dans des plans parallèles et perpendiculaires à la direction de l'écoulement incident de vitesse  $\vec{V}_o$ , fig. 1. En stationnaire, des visualisations pariétales et des mesures de traînée aérodynamique complètent ces résultats. Pour tous les essais, la vitesse  $V_o$  et le nombre de Reynolds de l'écoulement défini par rapport à la longueur de la maquette valent respectivement 20 m/s et  $10^6$ .

Les pertes de pression d'arrêt stationnaires sont relevées à l'aide d'une sonde de Kiel

pneumatique. Pour ce type de sonde, l'erreur relative sur la pression d'arrêt reste inférieure à 2% lorsque la déviation du vecteur vitesse par rapport à l'axe de la sonde n'excède pas 45 degrés, Laurent *et al* [5].

Les pertes de pression d'arrêt instationnaires sont relevées à l'aide d'une sonde de Kiel dynamique de diamètre 10 mm dont les caractéristiques géométrique et dynamique sont décrites par Chometon *et al* [6]. Pour une bande de fréquences comprise entre 0 et 1000 Hertz, l'écart relatif entre les réponses dynamique et statique reste inférieur à 3%. Une ouverture pratiquée sur le disque D permet de synchroniser la fréquence du mouvement avec celle de la mesure à l'aide d'une cellule photo électrique (voir fig. 1). Les informations instationnaires sont mesurées, transférées puis stockées vers un PC via un oscilloscope LECROY à mémoire de type LT224.

Ces pertes de pression d'arrêt, homogènes à des pertes d'énergie volumique (J/m<sup>3</sup>), sont rapportées à la pression cinétique de l'écoulement incident et caractérisées par le coefficient de perte de pression d'arrêt  $C_{P_i}$  défini par :

$$C_{P_i} = \frac{P_{i_0} - P_i}{\frac{\rho}{2} V_0^2} \quad (2)$$

où  $P_{i_0}$  désigne la pression d'arrêt de l'écoulement incident de vitesse  $V_0$ ,  $P_i$  la pression d'arrêt locale de l'écoulement dans le sillage et  $\rho$  la masse volumique de l'air. Ce coefficient permet de comparer les pertes d'énergie volumique de deux structures tourbillonnaires.

D'un point de vue pratique, les tomographies de pertes de pression d'arrêt instationnaires s'obtiennent par relevés successifs des pertes de pression d'arrêt mesurées sur une période pour chaque position d'une matrice (m, n) décrivant un plan de dimension  $H=0.240$  m x  $L=0.320$  m. La technique adoptée est la suivante :

- 1- La pression d'arrêt  $P_i(x, y_j, z_k, \alpha(t))$  avec  $j \in [1, n]$  et  $k \in [1, m]$  sur les  $m \cdot n$  points de la matrice est relevée et numérisée,
- 2- L'information discrète  $P_i^*(x, y_j, z_k, \alpha^*(t))$  (le symbole \* est utilisé pour identifier les valeurs discrètes) est ensuite approximée sous Matlab à l'aide d'un polynôme de degré  $p$  à l'aide d'une méthode des moindres carrés. Cette approche permet de stocker l'information complète d'un plan de mesure à l'aide de  $(p+1) \cdot m \cdot n$  informations.
- 3- Une tomographie correspondant à un angle d'incidence  $\alpha$  quelconque s'obtient alors à partir de l'ensemble des valeurs associées aux  $(m \cdot n)$  polynômes. Les résultats s'obtiennent pour un polynôme de degré 8. L'évolution instationnaire du sillage est ensuite représentée à l'aide d'un nombre  $N$  de tomographies séparées d'un intervalle de temps  $\Delta t$  constant sur une période  $T$  d'oscillation. La valeur de ce pas de temps est donnée par :

$$\Delta t = \frac{T}{(N - 1)} \quad (3)$$

- 4- Les informations de pertes de pression d'arrêt sont ensuite transformées en images couleur sous Spyglass puis enchaînées sous forme d'un film vidéo à l'aide du logiciel Adobe Première. L'étendue des couleurs reste identique quelle que soit la valeur du maximum de pertes de pression d'arrêt relevée dans le sillage. Pour tous les résultats, la couleur rouge est attribuée au plus grand coefficient de perte de pression d'arrêt et la couleur bleue au coefficient nul.

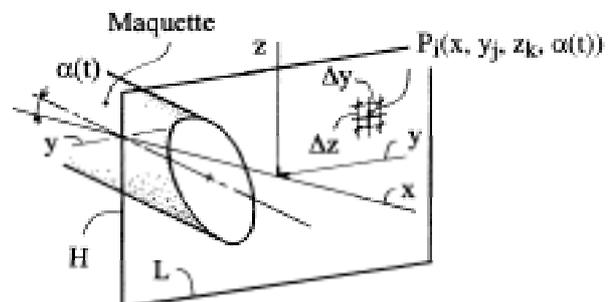


Fig. 2 – Plan de sondage perpendiculaire à  $\vec{V}_0$  en aval de la maquette, essais instationnaires.

Les visualisations pariétales s'effectuent à partir d'un mélange obtenu à partir d'acide oléique, d'oxyde de titane et d'huile de paraffine. Ce

mélange permet d'obtenir des résultats satisfaisants pour les différentes configurations rencontrées en aérodynamique automobile. Les mesures de traînée s'obtiennent de manière classique.

#### 4 - Résultats et discussion

Les résultats issus des évolutions stationnaires et instationnaires sont ici successivement présentés et analysés.

**4.1 Evolutions Stationnaires** - Les expérimentations s'effectuent en faisant varier l'incidence  $\alpha = \beta - \pi$  (voir fig. 1) de la maquette entre +1 et -5 degrés. La topologie de l'écoulement est analysée à l'aide de tomographies de pertes de pression d'arrêt relevées dans des plans perpendiculaires à la direction de l'écoulement incident situés à 50, 100 et 150 mm en aval de la pointe arrière du culot. Chaque plan de sondage est décrit à l'aide d'une matrice  $(n_i, n_j) = (80, 107)$ . Des visualisations pariétales et des mesures de traînée permettent de caractériser l'écoulement au voisinage du culot et de quantifier l'évolution du phénomène physique.

(i) *Tomographies de pertes de pression d'arrêt* - Les tomographies de pertes de pression d'arrêt relevées à 150 mm en aval de la pointe arrière du culot et reportées en faisant varier l'angle d'incidence  $\alpha$  degré par degré puis minute par minute permettent de mettre en évidence le passage d'une structure tourbillonnaire 3D (images 1 à 3, planche 1) vers une structure tourbillonnaire 2D (images 4 à 10, planche 1). Entre +1° et -1°52' (images 1 à 3, planche 1), la structure tourbillonnaire est constituée de deux enroulements tourbillonnaires longitudinaux contrarotatifs d'axes quasi parallèles à la direction de l'écoulement incident de vitesse  $V_0$ . Entre -1°52' (image 3, planche 1) et -1°53' (image 4, planche 1), cette structure évolue rapidement vers une structure bidimensionnelle caractéristique d'un sillage de type culot droit. Ces structures restent stables de part et d'autre de l'angle critique  $\alpha_c$  contenu dans l'intervalle angulaire ] -1°52', -1°53'[ (images 1 à 3 et 4 à 10, planche 1).

L'évolution des maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt mesurés au centre des structures tourbillonnaires à 150 mm en aval de la pointe arrière du culot est reportée sur la figure 3. Les coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés au centre des structures tridimensionnelles (images 1 à 3) sont supérieurs aux coefficients relevés au centre des structures bidimensionnelles (images 4 à 10). La moyenne des valeurs relevées sur l'intervalle angulaire [-1°, +1°] rapportée à la moyenne des valeurs relevées sur l'intervalle [-3°, -5°] est égale à 2.3.

Lorsque les tomographies de pertes de pression d'arrêt sont relevées à 100 mm en aval du culot, la transition 2D/3D (resp. 3D/2D) s'effectue dans l'intervalle angulaire ]-2°17', -2°18'[ (images 14 et 15, planche 1). Le sillage est bidimensionnel (2D) sur l'intervalle [-2°18', -5°] (images 15 à 20, planche 1) et tridimensionnel (3D) sur l'intervalle [+1°, -2°17'] (images 11 à 14, planche 1).

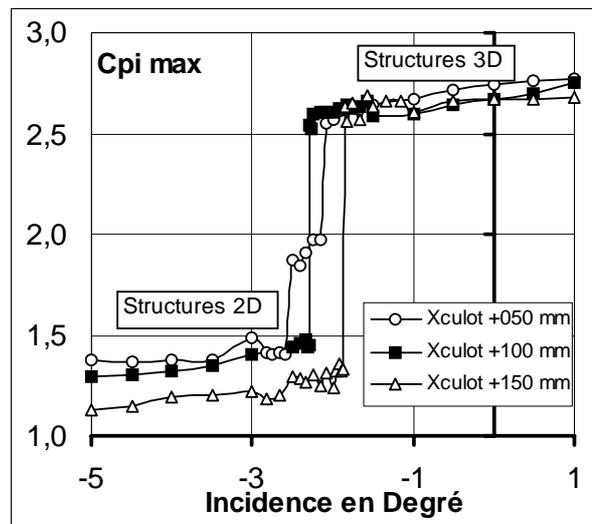


Fig. 3 - Evolution des coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés au centre des structures tourbillonnaires de sillage.

Plus près de la maquette et à 50 mm en aval de la pointe arrière du culot, la transition entre les structures 2D et 3D s'effectue sur l'intervalle angulaire ]-2°10', -2°30'[ (images 23 à 27, planche 1). D'un point de vue topologique et de part et d'autre de cet intervalle angulaire, le sillage est tridimensionnel (3D) sur l'intervalle [+1°, -2°] (images 21 à 22, planche 1) et bidimensionnel (2D) sur l'intervalle [-2°40', -5°] (images 28 à 30, planche 1). Ces résultats n'ont

pas de sens physique et montrent qu'il existe une interaction forte entre la position de la sonde de Kiel et la structure de l'écoulement au voisinage du culot.

Ces résultats montrent que la valeur de l'angle d'incidence critique  $\alpha_c$  augmente avec la distance de la sonde à la pointe arrière du culot et suggèrent que cet angle appartient à l'intervalle  $]-2^\circ 18', -1^\circ 52' [$ . Dans les développements qui suivent, sa valeur est prise égale à  $-2^\circ$ .

(ii) *Visualisations Pariétales* – Les visualisations pariétales sont relevées tous les degrés lorsque l'incidence varie de  $+1^\circ$  à  $-5^\circ$ , voir planche 1. Sur l'intervalle angulaire  $[+1^\circ, -2^\circ]$ , les lignes de frottement situées en amont du culot sont perpendiculaires à la périphérie du culot, (voir incidences  $-1^\circ$  et  $+1^\circ$ , planche 1). L'écoulement issu des parties latérales de la maquette décolle à la périphérie du culot et donne naissance à deux structures tourbillonnaires longitudinales de type 3D. Une représentation schématique mettant en évidence la région d'attachement, le tourbillon principal, le tourbillon secondaire et la zone balayée par le tourbillon principal est donnée sur la figure 4. La structure tourbillonnaire secondaire, faiblement développée, n'apparaît pas sur les cartographies de pertes de pression d'arrêt relevées en aval du culot.

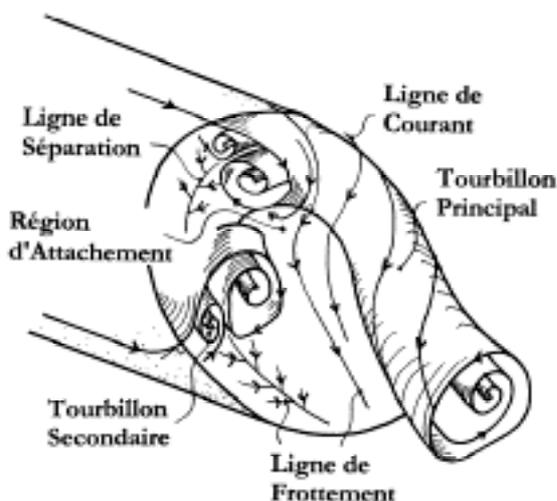


Fig. 4 – Structure topologique caractéristique d'un sillage de type tridimensionnel (3D),  $\alpha > \alpha_c$ . La structure secondaire n'est pas représentée en aval du culot.

Pour les valeurs angulaires comprises entre  $[-3^\circ, -5^\circ]$ , la topologie de l'écoulement au

voisinage de la paroi est bidimensionnelle (2D) et les lignes de frottement, situées en amont de la périphérie du culot, restent parallèles à la direction de l'écoulement incident, (planche 1, figures en bas à droite). Les visualisations pariétales relevées pour les incidences  $-5^\circ$ ,  $-4^\circ$  et  $-3^\circ$  restent difficiles à interpréter. Seule la visualisation pariétale relevée pour une incidence  $\alpha$  égale à  $-4^\circ$  permet d'identifier une structure tourbillonnaire en forme de tore qui s'appuie à la périphérie du culot. Une représentation schématique mettant en évidence la région d'attachement ainsi que les tourbillons principal et secondaire est donnée figure 5.

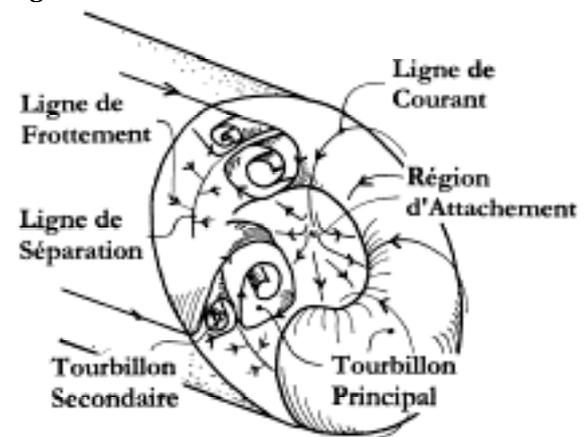


Fig. 5 – Structure topologique caractéristique d'un sillage de type bidimensionnel (2D),  $\alpha < \alpha_c$ .

(iii) *Trainée Aérodynamique* – Les coefficients de trainée aérodynamique sont relevés pour des incidences variant entre  $+1^\circ$  et  $-5^\circ$ . La maquette est fixée à la balance de la soufflerie à l'aide de trois plots et les mesures effectuées tous les demi degrés sont reportées sur la figure 6. Les résultats montrent que le coefficient de trainée aérodynamique diminue continûment lorsque l'incidence évolue de  $+1$  à  $-4$  degrés et devient constant entre  $-4$  et  $-5$  degrés. Il diminue rapidement entre  $-1^\circ 30'$  et  $-2^\circ$ . Cette évolution rapide est à associer au passage d'une structure 3D à une structure 2D.

La comparaison des courbes reportées figures 3 et 6 montre qu'aux structures tourbillonnaires 3D, auxquelles sont attachées les plus fortes pertes d'énergie volumique, sont associés des coefficients de trainée aérodynamique maximums. Ces résultats suggèrent de modifier la géométrie des véhicules automobiles de sorte à supprimer les structures tridimensionnelles de

sillage à fortes pertes de pression d'arrêt ou à défaut de les remplacer par des structures bidimensionnelles.

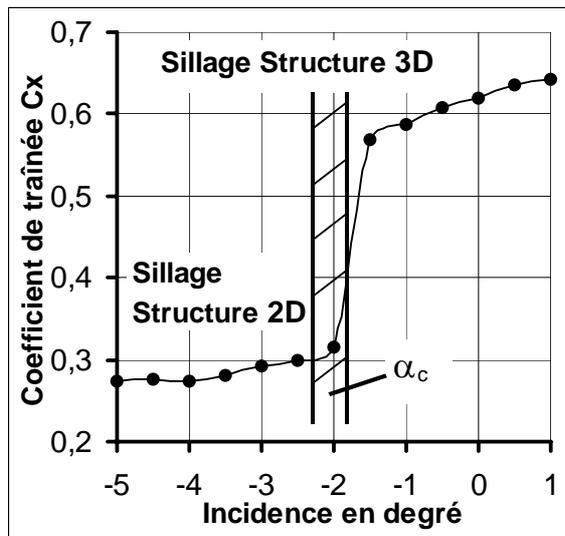


Fig 6 – Evolution du coefficient de traînée en fonction de l'angle d'incidence en degré. La région hachurée contient l'angle d'incidence critique  $\alpha_c$ .

**4.2 Evolutions Instationnaires** – L'analyse des sillages s'effectue à partir de tomographies de pertes de pression d'arrêt instationnaires relevées dans un plan situé à 100 mm en aval de la pointe arrière du culot en faisant varier les valeurs des angles  $\alpha_m$  et  $\alpha_M$ , l'amplitude angulaire  $\Delta\alpha = (\alpha_M - \alpha_m)$  et la fréquence  $f$  du mouvement d'oscillation. Chaque tomographie est construite à partir d'une matrice de dimensions  $(n_i, n_j) = (49, 65)$ .

Des tomographies de pertes de pression d'arrêt instationnaires sont reportées sur les planches 2, 3, 4 et 5. Pour chaque fréquence  $f$ , la première colonne décrit le mouvement de haut en bas sur une demi période lorsque l'incidence  $\alpha$  varie de  $\alpha_M$  à  $\alpha_m$ . La seconde colonne décrit le mouvement de bas en haut sur la demi période suivante lorsque l'incidence décrit le secteur angulaire  $[\alpha_m, \alpha_M]$ . Les angles d'incidence, reportés sous chaque tomographie, sont déterminés à partir de l'équation horaire du mouvement donné par l'équation (1), voir §2. Sur la planche 2, pour le secteur angulaire  $[0^\circ, -6^\circ]$  et la fréquence  $f=1$  Hertz, une dissymétrie apparaît dans le sillage. Cette dissymétrie peut suggérer une interaction forte entre le sillage et le support de la sonde de pression instationnaire. Pour tous les résultats, les maximums des

coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés dans les sillages sont utilisés pour identifier, quantifier et comparer les phénomènes physiques attachés aux évolutions de sillage ainsi que de mettre en évidence des phénomènes d'hystérésis et/ou de déphasage.

(i) *Phénomène d'Hystérésis* – Pour chaque configuration, le tracé des maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés sur une période d'oscillation en faisant varier l'incidence  $\alpha = \beta - \pi$  de  $\alpha_M$  à  $\alpha_m$  montre que l'évolution n'est pas réversible et chaque courbe est caractéristique d'un phénomène d'hystérésis. Ce phénomène a été mis en évidence par Chometon *et al* [7] à partir de mesures de traînée réalisées à la fréquence de 0.1 Hertz. Les cycles d'hystérésis, relevés lors des essais, sont décrits dans le sens trigonométrique et reportés sur la figure 7.

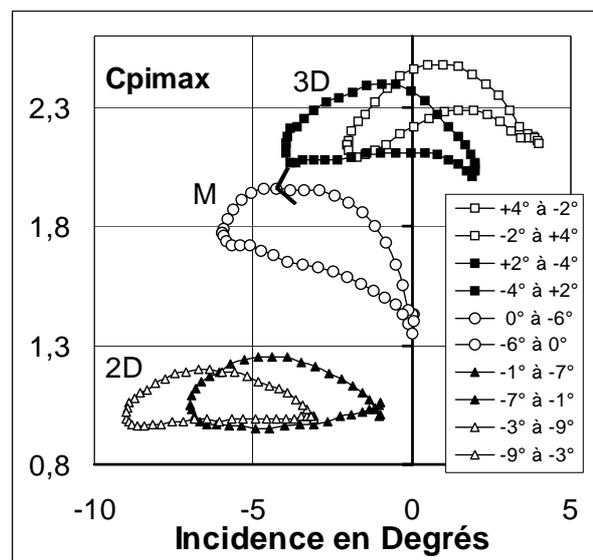


Fig. 7 – Evolution des maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt maximums relevés dans les sillages à 100 mm en aval de la pointe arrière du culot. La fréquence du mouvement oscillant est de 1 Hertz. Le sens d'évolution des cycles d'hystérésis est repéré pour l'intervalle angulaire  $[0^\circ, -6^\circ]$ , structure mixte (M) de sillage, voir §4.2 (ii).

(ii) *Classification* – La classification des cycles d'hystérésis s'effectue en fonction de la nature bidimensionnelle ou tridimensionnelle du sillage et de la valeur des maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés dans les sillages. Pour chaque configuration et une valeur fixée de l'amplitude angulaire  $(\alpha_M - \alpha_m)$ , la différence angulaire  $(\alpha_M - \alpha_c)$

où  $\alpha_c$  désigne la valeur de l'angle critique relevée en stationnaire ( $\alpha_c = -2^\circ$ ), la valeur de l'incidence moyenne  $\bar{\alpha}$ , la topologie 2D ou 3D de l'écoulement dans le sillage ainsi que les valeurs maximales des coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés dans les phases d'incidence croissante et décroissante respectivement notées  $C_{P_{iMax}}^+$  et  $C_{P_{iMax}}^-$  sont reportées dans la tableau 1.

Une première analyse des résultats montre que les maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt diminuent avec la différence angulaire ( $\alpha_M - \alpha_c$ ). Plus précisément et lorsque la différence angulaire  $\alpha_M - \alpha_c$  reste supérieure ou égale à 3 soit ( $\alpha_c + 5^\circ$ ), la topologie du sillage est caractéristique d'un sillage 3D (planche 2, incidences  $+4^\circ/-2^\circ$ ) et la valeur des maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt reste supérieure à 1.78, tableau 1. La valeur maximale du coefficient de perte de pression relevé dans les sillages égale à 2.49 est à comparer avec la valeur 2.7 relevée en stationnaire. Pour ces sillages, les cycles d'hystérésis sont situés dans la partie supérieure droite de la figure 7, (courbes 3D).

$\alpha_M$	$\alpha_m$	$\alpha_M - \alpha_m$	$\bar{\alpha}$	$\alpha_M - \alpha_c$	Sillage	$C_{P_{iMax}}^+$	$C_{P_{iMax}}^-$
5	-1	7	2	7	3D	2.10	2.49
4	-2	7	1	6	3D	2.09	2.48
3	-3	7	0	5	3D	2.04	2.41
2	-4	7	-1	4	3D	2.01	2.39
1	-5	7	-2	3	3D	1.78	2.26
0	-6	7	-3	2	M	1.35	1.96
-1	-7	7	-4	1	2D	0.95	1.25
-2	-8	7	-5	0	2D	0.97	1.23
-3	-9	7	-6	-1	2D	0.96	1.19

Tableau 1 – Evolution des caractéristiques du sillage en fonction des angles  $\alpha_m$ ,  $\alpha_M$  et du secteur angulaire ( $\alpha_M - \alpha_m$ ). Essais effectués à la fréquence  $f=1$  Hertz à 100 mm en aval de la pointe arrière du culot. Les informations reportées sur les lignes grisées sont associées aux tomographies de pertes de pression d'arrêt de la planche 2.

Lorsque la différence angulaire ( $\alpha_M - \alpha_c$ ) devient égale à 2 soit ( $\alpha_c + 4^\circ$ ), la topologie du sillage est intermédiaire entre une structure 2D et une structure 3D. Les maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt

diminuent et varient entre 1.35 (2D) pour la phase d'incidence croissante et 1.96 (3D) pour la phase d'incidence décroissante, voir tableau 1 et fig. 7. La topologie de l'écoulement en aval du culot est alors appelée mixte, (notation M sur la figure 7).

Cette structure mixte M apparaît également lorsque la valeur de l'amplitude angulaire  $\Delta\alpha = (\alpha_M - \alpha_m)$  augmente de part et d'autre de l'angle d'incidence moyen noté  $\bar{\alpha}$ , (voir planche 4 et tableau 2). Les résultats reportés dans ce tableau montrent que les maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés au centre des structures tourbillonnaires augmentent ( $C_{P_{iMax}}^-$ ) et diminuent ( $C_{P_{iMax}}^+$ ) respectivement lorsque l'amplitude angulaire  $\Delta\alpha$  augmente. La structure de sillage évolue vers une structure mixte M (2D/3D) et les topologies de sillage de type 2D et 3D apparaissent plus distinctement lorsque l'amplitude  $\Delta\alpha$  croît, (voir planche 4).

$\alpha_M$	$\alpha_m$	$\alpha_M - \alpha_m$	$\bar{\alpha}$	$\alpha_M - \alpha_c$	Sillage	$C_{P_{iMax}}^+$	$C_{P_{iMax}}^-$
-1	-7	7	-4	1	2D	0.95	1.25
1	-9	11	-4	3	M	0.88	1.36
3	-11	15	-4	5	M	0.71	1.41

Tableau 2 – Evolution des caractéristiques du sillage en fonction des angles  $\alpha_m$  et  $\alpha_M$  et de l'amplitude angulaire  $\Delta\alpha = (\alpha_M - \alpha_m)$ . Essais effectués à la fréquence  $f=1$  Hertz à 100 mm en aval de la pointe arrière du culot. Les informations reportées sur les lignes grisées sont associées aux tomographies de pertes de pression d'arrêt de la planche 4.

Lorsque cette différence angulaire devient inférieure ou égale à 1 soit ( $\alpha_c + 3^\circ$ ), la structure de sillage devient bidimensionnelle (2D) et les maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt évoluent entre 0.95 et 1.25. Les cycles d'hystérésis correspondant à ces configurations sont reportés en bas et à gauche de la figure 7, (courbes 2D). Pour ces cycles d'hystérésis, le maximum de perte de pression d'arrêt de l'ordre de 1.25 coïncide avec la valeur relevée en stationnaire, voir tableau 1 et fig. 3.

Ces résultats suggèrent également que lorsque l'incidence critique  $\alpha_c$  relevée en stationnaire n'appartient pas au domaine angulaire  $[\alpha_m, \alpha_M]$  décrit par le mouvement oscillant, la

topologie du sillage n'évolue pas. Cette topologie reste 2D (resp. 3D) lorsque l'incidence critique  $\alpha_c$  est supérieure (resp. inférieure) aux angles  $\alpha_m$  et  $\alpha_M$ .

(iii) *Phénomène de déphasage* – Le déphasage  $\phi$  lié au caractère instationnaire de l'oscillation se définit à partir des angles d'incidence  $\alpha_c^*$  pour lesquels le sillage évolue qualitativement d'une structure bidimensionnelle 2D (resp. 3D) à une structure tridimensionnelle 3D, (resp. 2D). L'écart entre la valeur des angles ainsi relevés et l'incidence critique  $\alpha_c$  relevée en stationnaire caractérise le déphasage.

$\alpha_M$	$\alpha_m$	$\bar{\alpha}$	Sil.	$\phi$	$\Delta C_{P_{iMax}}^+$	$\Delta C_{P_{iMax}}^-$
4	-2	1	3D	$>0^\circ$	0.47	0.35
3	-3	0	3D	$>1^\circ$	0.39	0.57
2	-4	-1	3D	$>2^\circ$	0.28	0.53
1	-5	-2	3D	$>3^\circ$	0.35	0.64
0	-6	-3	M		0.77	1.06
-1	-7	-4	2D	$>1^\circ$	1.53	1.59
-2	-8	-5	2D	$>0^\circ$	1.60	1.60

Tableau 3 – Identification du déphasage  $\phi$  (en degré) associé aux retards des passages 3D/2D et 2D/3D. Les essais sont effectués à la fréquence  $f=1$  Hertz et relevés à 100 mm en aval de la pointe arrière du culot. Les informations reportées sur les lignes grisées sont associées aux tomographies de pertes de pression d'arrêt de la planche 2.

En pratique, lorsque la structure de sillage est mixte (M) et évolue d'une structure 2D (resp. 3D) vers une structure 3D (resp. 2D), la topologie change continûment et l'identification de l'angle critique  $\alpha_c^*$  devient délicate. L'analyse du déphasage s'effectue alors à partir des différences  $\Delta C_{P_{iMax}}^+$  et  $\Delta C_{P_{iMax}}^-$  déterminées respectivement entre les maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt stationnaires  $C_{P_{iMax}}$  et instationnaires  $C_{P_{iMax}}^{*+}$  et  $C_{P_{iMax}}^{*-}$  relevés à l'incidence critique stationnaire  $\alpha_c$  dans les phases d'incidences croissante (symbole +) et décroissante (symbole -). Ces valeurs, déterminées pour une partie des configurations 2D, 3D et mixte M décrites précédemment, sont reportées dans le tableau 3.

Ces résultats, obtenus pour des différences angulaires ( $\alpha_M - \alpha_c$ ) constantes et égales à 7, montrent que la valeur des différences  $\Delta C_{P_{iMax}}^+$  et  $\Delta C_{P_{iMax}}^-$  augmente lorsque la valeur de l'incidence moyenne  $\bar{\alpha}$  diminue.

Lorsque la topologie du sillage reste inchangée au cours du mouvement (structure 2D ou 3D), le déphasage est théorique et sa valeur, exprimée en degré, est au moins supérieure à la valeur minimale donnée dans le tableau 3.

(iv) *Influence de la fréquence sur la nature 2D ou 3D du cycle d'hystérésis* – L'influence de la fréquence est analysée à partir d'une configuration angulaire permettant de reproduire une structure mixte M à la fréquence  $f=1$  Hertz, (voir §4.2 (ii)). Les incidences angulaires  $\alpha_m$  et  $\alpha_M$  valent respectivement  $-9$  et  $+1$  degrés et les expérimentations s'effectuent pour des fréquences  $f$  égales à 0.5, 1 et 2 Hertz. Les résultats sont reportés sur la planche 3.

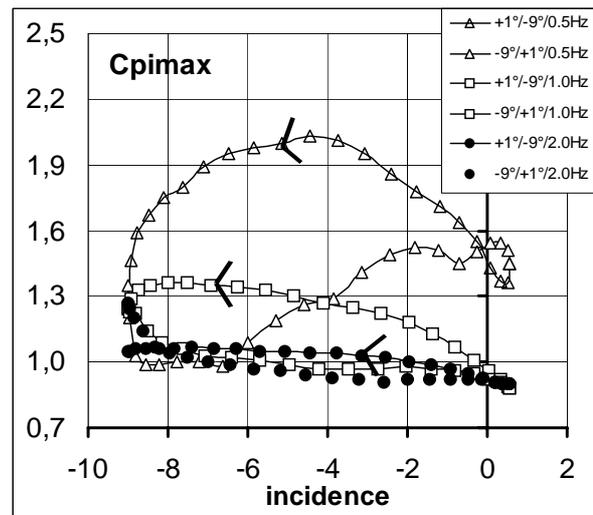


Fig. 8 – Influence de la fréquence sur l'évolution des maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt. Les sens d'évolution des cycles d'hystérésis sont repérés par des flèches.

L'accroissement de la fréquence d'oscillation fait évoluer l'incidence  $\alpha_c^*$  du passage 3D/2D du sillage vers les incidences négatives, planche 3 ( $i=0^\circ 25'$ , phase  $-9^\circ/+1^\circ$  2<sup>ème</sup> colonne et  $f=0.5$  Hertz à comparer avec  $i=-1^\circ 09'$ , phase  $-9^\circ/+1^\circ$  2<sup>ème</sup> colonne,  $f=1.0$  Hertz). De même, l'incidence  $\alpha_c^*$  associée au passage 2D/3D évolue vers les incidences positives, planche 3

( $i=-8^{\circ}04'$ , phase  $+1^{\circ}/-9^{\circ}$  1<sup>ère</sup> colonne,  $f=0.5$  Hertz à comparer avec  $i=+0^{\circ}10'$ , phase  $+1^{\circ}/-9^{\circ}$  1<sup>ère</sup> colonne,  $f=1.0$  Hertz). Ces évolutions topologiques tendent à faire disparaître le caractère purement bidimensionnel ou tridimensionnel de la structure de sillage. Cette structure tend vers une structure mixte M à laquelle sont associés des coefficients de pertes de pression d'arrêt maximums qui diminuent lorsque la fréquence d'oscillation augmente, voir fig. 8. Il est à noter que pour la fréquence  $f=2$  Hertz, l'évolution des maximums des coefficients de pression d'arrêt n'est pas fermée pour l'incidence  $\alpha=-9$  degrés. Ce résultat peut suggérer une instabilité au niveau de la structure de sillage. Ce point sera analysé ultérieurement.

Les expérimentations effectuées pour des angles  $\alpha_m$  et  $\alpha_M$  respectivement égaux à  $-11^{\circ}$  et  $+3^{\circ}$  et des fréquences 0.5, 1 et 2 Hertz confirment ces résultats, voir planche 4, 5 et tableau 4. La topologie de la structure de sillage initialement 2D et 3D évolue vers une structure mixte M lorsque la fréquence d'oscillation augmente et les maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés dans les phases d'incidence croissante  $C_{P_{iMax}}^+$  et décroissante  $C_{P_{iMax}}^-$  diminuent. Cette réduction est particulièrement significative dans la phase d'incidence décroissante, ( $C_{P_{iMax}}^-$ ). Les valeurs maximales de ces coefficients tendent vers la valeur maximale relevée dans les structures bidimensionnelles (2D) lorsque l'écoulement est stationnaire, (voir §4.1).

$\alpha_m$	$\alpha_M$	F(Hertz)	Sillage	$C_{P_{iMax}}^+$	$C_{P_{iMax}}^-$
-11	3	0.5	2D-3D	0.98	2.03
-11	3	1.0	2D-3D	0.88	1.36
-11	3	2.0	M	0.90	1.27

Tableau 4 – Influence de la fréquence sur la topologie et les valeurs maximales des coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés dans les sillages. Les informations reportées sur les lignes grisées sont associées aux tomographies de pertes de pression d'arrêt de la planche 5.

Pour une fréquence d'oscillation égale à 0.5 Hertz et une incidence égale à  $-10^{\circ}52'$ , deux structures tourbillonnaires secondaires apparaissent au bas des tomographies de

perdes de pression d'arrêt, (voir planche 5). Elles apparaissent dans la phase d'incidence décroissante, (de  $+3^{\circ}$  à  $-11^{\circ}$ ) et restent visibles dans le sillage lorsque l'incidence augmente. Ces structures, qui ne sont plus visibles lorsque la fréquence augmente ( $f=1$  Hertz, planche 4 et  $f=2$  Hertz, planche 5), suggèrent l'apparition de deux décollements latéraux au niveau de la partie inférieure amont de la géométrie étudiée.

## 5 - Conclusion

Une analyse qualitative et quantitative de l'évolution des structures tourbillonnaires de sillage en fonction de l'évolution instationnaire de la direction du vent relatif est ici présentée. Les phénomènes transitoires, mis en évidence sur une géométrie simplifiée en faisant varier l'amplitude et la fréquence du mouvement oscillant, sont comparés aux résultats stationnaires.

Pour cette géométrie et un régime stationnaire, le passage d'une structure tourbillonnaire bidimensionnelle à une structure tridimensionnelle s'effectue de manière brutale au voisinage de l'angle d'incidence critique  $\alpha_c = -2^{\circ}$ . Lorsque l'incidence est respectivement inférieure et supérieure à  $\alpha_c$ , la structure de sillage est bidimensionnelle et tridimensionnelle et les maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés au centre des structures tourbillonnaires sont respectivement proches de 1.25 et de 2.7.

En régime transitoire, le passage d'une structure bidimensionnelle 2D (resp. 3D) à une structure tridimensionnelle 3D (resp. 2D) s'effectue de manière continue. Les courbes obtenues en reportant l'évolution des maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt en fonction de l'incidence permettent de mettre en évidence des phénomènes de déphasage et d'hystérésis. Les résultats montrent que la topologie de sillage est fonction des incidences  $\alpha_m$ ,  $\alpha_M$  et de l'amplitude angulaire du mouvement. La structure de sillage peut ainsi rester bidimensionnelle ou tridimensionnelle ou encore évoluer d'une structure 2D (resp. 3D) à une structure 3D (resp. 2D). Dans ce dernier cas, les maximums des coefficients de pertes de pression d'arrêt relevés dans le sillage sont

caractéristiques d'une topologie de sillage bidimensionnelle.

L'influence de la fréquence a également été analysée. La topologie de sillage évolue vers une structure 2D et les coefficients de pertes d'arrêt relevés au centre des structures tourbillonnaires diminuent lorsque la fréquence d'oscillation augmente.

Ces résultats suggèrent que les structures tourbillonnaires de sillage relevées en aval d'un véhicule automobile peuvent évoluer d'une structure 2D (resp. 3D) à une structure 3D (resp. 2D) lors d'un phénomène transitoire. L'évolution de la distribution des pressions pariétales peut alors affecter de manière significative le comportement routier du véhicule autour des axes de roulis, de tangage et de lacet. Les résultats présentés ici montrent l'intérêt de poursuivre l'analyse de ce type de phénomène afin de développer des systèmes de contrôle actifs capables d'améliorer la stabilité dynamique des véhicules lors des phases de croisement, de dépassement, de coup de vent latéral ou lors des phases d'entrée et/ou de sortie de tunnel avec ou sans vent latéral. De plus et dans une perspective de réduction de la consommation, les résultats présentés dans ce papier montrent l'intérêt de supprimer les structures 3D à fortes pertes de pression d'arrêt ou à défaut de les remplacer par des structures 2D.

### Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre du projet PREDIT2 intitulé "Aérodynamique Institutionnaire des Véhicules Terrestres et de leur Environnement" avec le soutien financier du Ministère de l'Education Nationale, de la Recherche et de la Technologie. L'auteur remercie le laboratoire d'Aérodynamique du Conservatoire National des Arts et Métiers et en particulier Francis Chometon, Professeur des Universités au CNAM ainsi que Messieurs Aziz Hocini et Fabrice Malepart, techniciens du laboratoire, pour leur participation lors de la réalisation des maquettes, des montages et des essais.

### Coût

Les coûts de réalisation des maquettes et des essais en soufflerie associés à ces travaux s'élèvent à 260 KFr.

### Références

- [1] GILLIERON P.; Potentiels et Limites d'Utilisation de la Simulation Numérique en Aérodynamique Automobile, Association Universitaire de France - Association Française de Mécanique, 14 ième Congrès Français de Mécanique, Toulouse, France, 30 août - 3 septembre, 1999.
- [2] CHOMETON F.; Simultaneous use of oil-flow patterns and total pressure tomographies for a more complete understanding of flow structures around a car, XXII FISITA Congress, SAE, vol.II, pp.2364-2371, 25-30 september, 1988.
- [3] AHMED S.R., RAMM R. and FALTIN G.; Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake SAE technical Paper Series 840300, Detroit 1984.
- [4] JANSSEN L.J. and HUCHO W.H.; Aerodynamische Entwicklung von VW Golf und Scirocco, ATZ, Vol. 77, 1975, pp 1-5.
- [5] LAURENT J., GILLIERON P. et CHOMETON F.; Visualisation du champ des gradients de pression d'arrêt dans les sillages, Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, 9 pages, Toulouse, 1-4 juin 1999.
- [6] CHOMETON F. and GILLIERON P.; Analysis of unsteady wakes by images processing in automotive aerodynamics, FLUCOME Congress, Tokyo, JAPON, September 1997
- [7] CHOMETON F. et LAURENT J.; Réduction des Pertes d'Energie dans les Sillages des Automobiles, Bulletin Société Française de Mécanique n°1986-1, 1986.

# PLANCHE 1 – ECOULEMENT STATIONNAIRE

## Fréquence 1 Hertz

Plan de Sondage  
X = XCulot + 150 mm

Plan de Sondage  
X = XCulot +100 mm

Plan de Sondage  
x = xCulot +50 mm

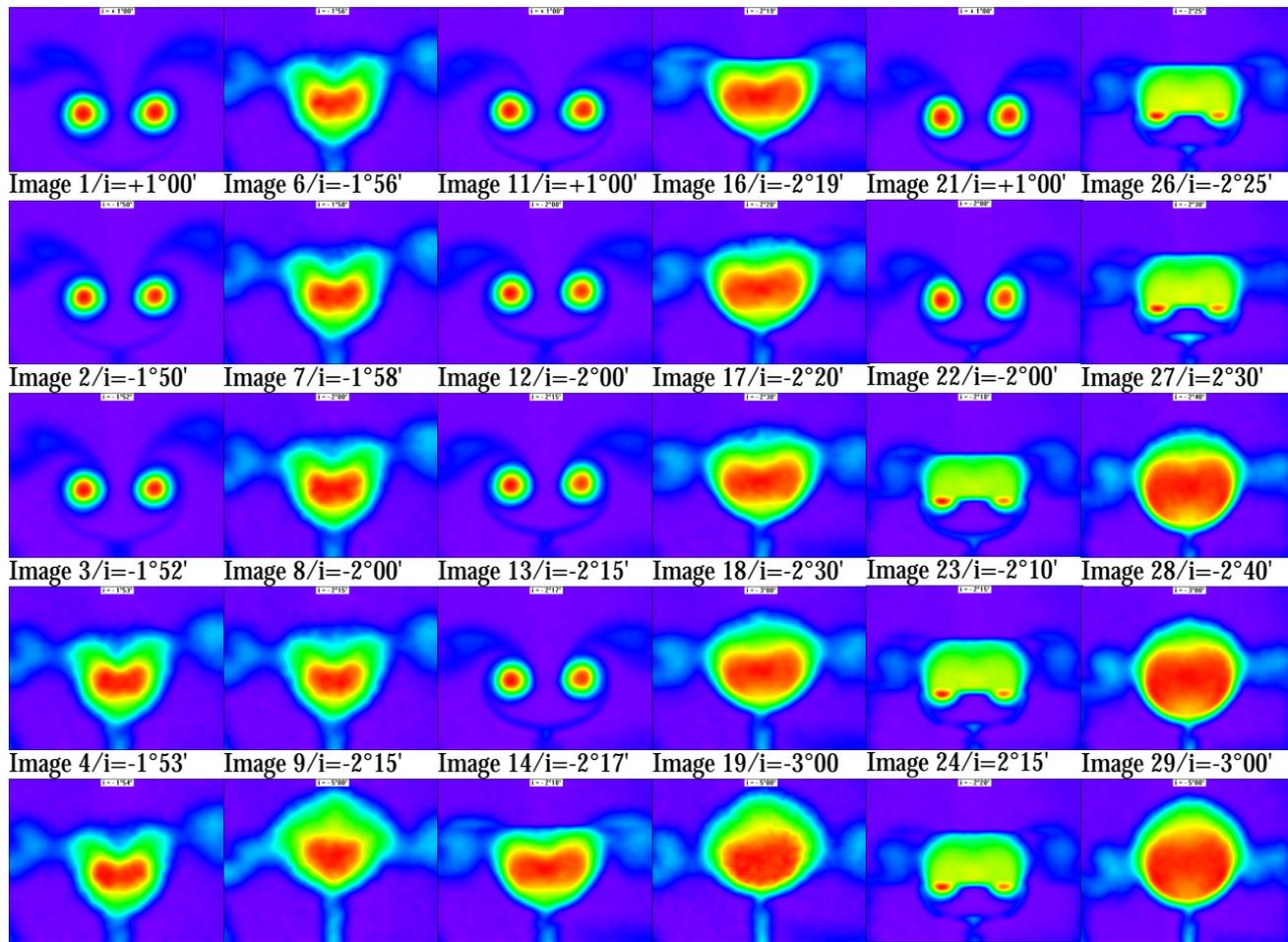
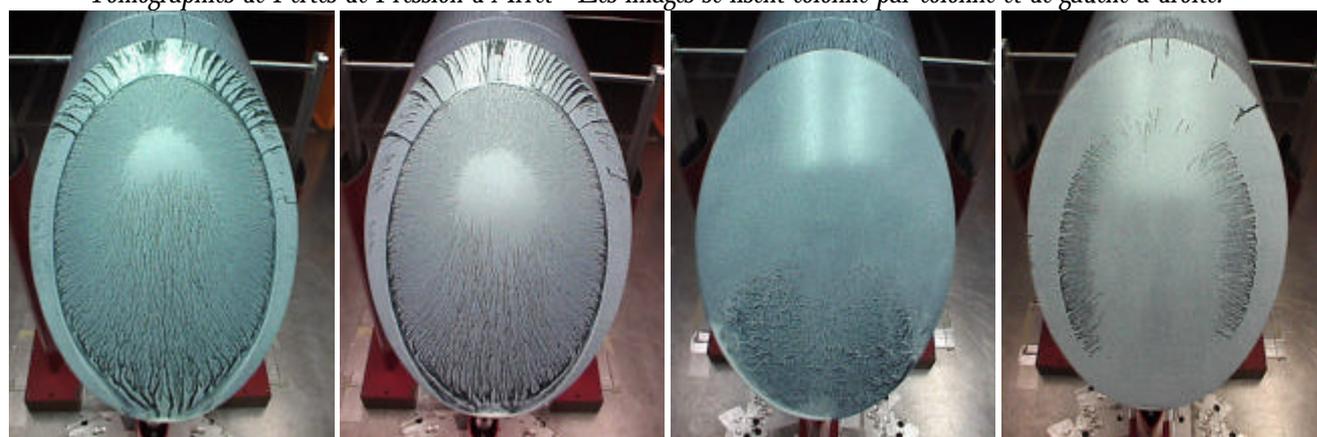
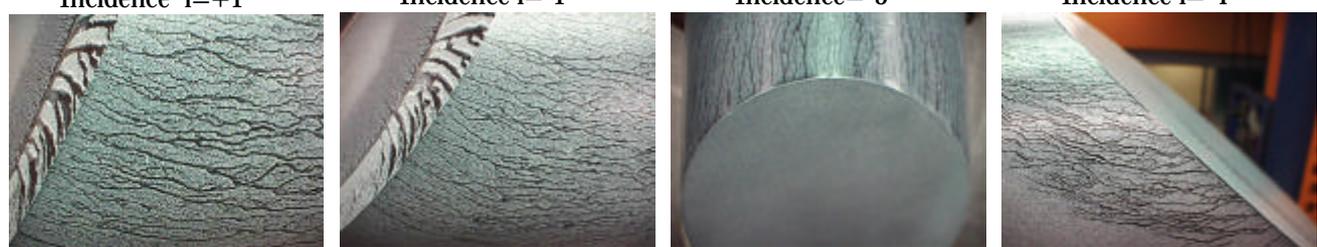


Image 1/i=+1°00' Image 6/i=-1°56' Image 11/i=+1°00' Image 16/i=-2°19' Image 21/i=+1°00' Image 26/i=-2°25'  
 Image 2/i=-1°50' Image 7/i=-1°58' Image 12/i=-2°00' Image 17/i=-2°20' Image 22/i=-2°00' Image 27/i=2°30'  
 Image 3/i=-1°52' Image 8/i=-2°00' Image 13/i=-2°15' Image 18/i=-2°30' Image 23/i=-2°10' Image 28/i=-2°40'  
 Image 4/i=-1°53' Image 9/i=-2°15' Image 14/i=-2°17' Image 19/i=-3°00' Image 24/i=2°15' Image 29/i=-3°00'  
 Image 5/i=-1°54' Image 10/i=-5°00' Image 15/i=-2°18' Image 20/i=-5°00' Image 25/i=-2°20' Image 30/i=-5°00'

*Tomographies de Pertes de Pression d'Arrêt - Les images se lisent colonne par colonne et de gauche à droite.*



Incidence  $i=+1^\circ$  Incidence  $i=-1^\circ$  Incidence  $i=-3^\circ$  Incidence  $i=-4^\circ$



*Visualisations Pariétales relevées sur le culot et en amont du décollement à la périphérie du culot  
 Incidences +1 et -1°, écoulement tridimensionnel (3D), incidences -3 et -4°, écoulement bidimensionnel (2D).*

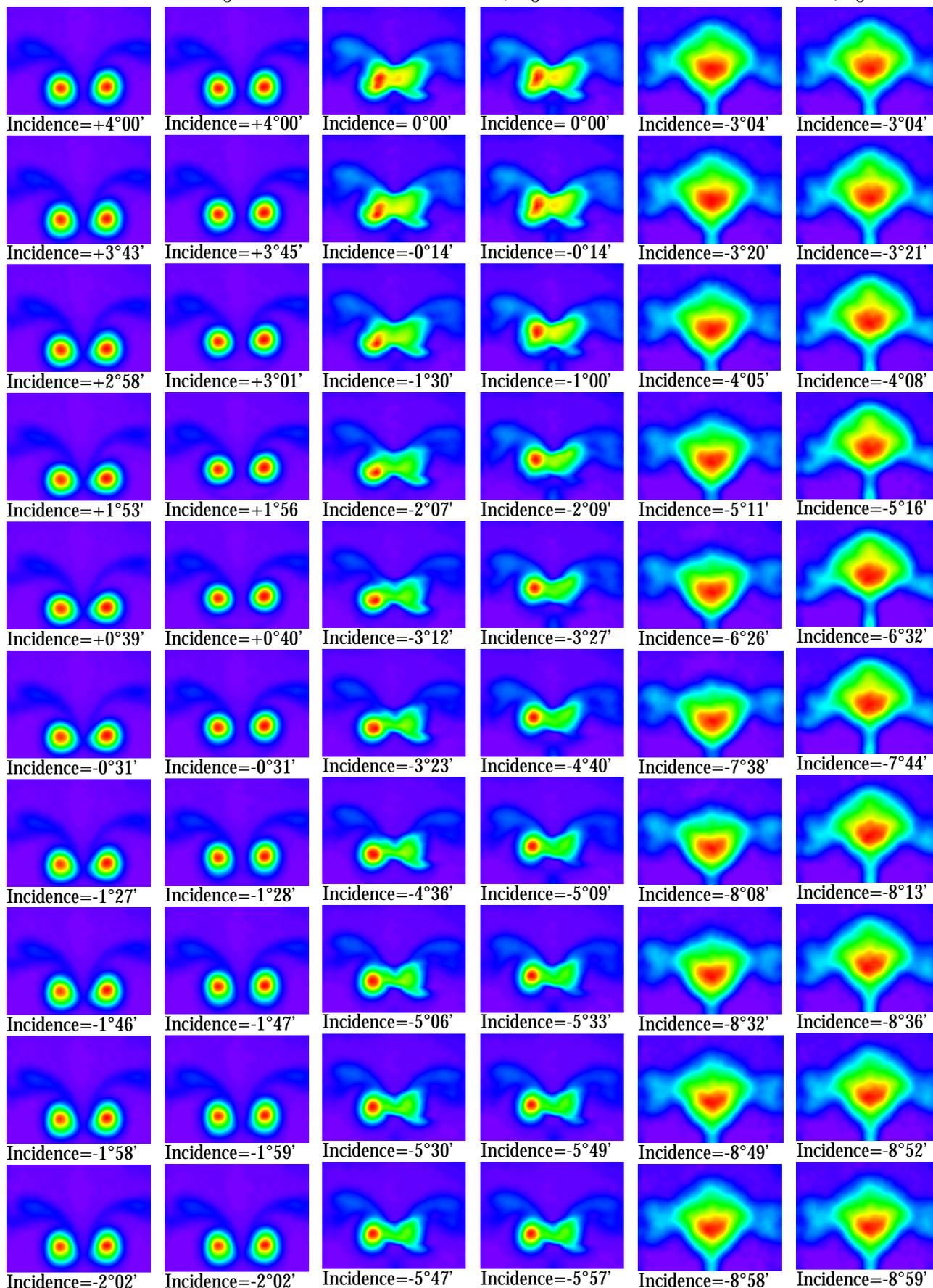
# PLANCHE 2 – ECOULEMENT INSTATIONNAIRE

## Fréquence 1 Hertz – Xculot + 100 mm

**Incidences +4°/-2°,  $\circ$  3 / 2**

**Incidences 0°/-6°,  $\circ$  3 / 2**

**Incidences -3°/-9°,  $\circ$  / 2**







# Contribution to the Analysis of Transient Aerodynamic Effects Acting on Vehicles

Patrick Gilliéron, patrick.gillieron@renault.com  
Research Department 64260, Renault

Christophe Noger, christophe.noger@iat.cnam.fr  
Institut Aérotechnique de Saint Cyr l'Ecole, CNAM

Copyright © 2004 Society of Automotive Engineers, Inc.

**Keywords: Aerodynamics, Vehicle, Transient, Crosswind, Overtaking, Crossing**

## ABSTRACT

The transient phenomena occurring when a vehicle exits a tunnel into a prevailing crosswind or when vehicles overtake or cross are analysed with an approach based on the assumption of pseudo-harmonic variations of the aerodynamic characteristics. The findings provide magnitudes of the frequencies and the Strouhal numbers associated with the transient variation of the side forces. Results are compared with the computational simulations of the overtaking process. The pseudo-harmonic behaviour is validated and the values of the frequencies and Strouhal numbers are verified. The transient aerodynamics is then analysed on 1/5-scale models using a test bench specially developed for simulating the overtaking process.

## INTRODUCTION

When one vehicle overtakes or crosses another, or is subjected to a crosswind gust, its aerodynamic field changes rapidly, subjecting it to excitations about its yaw, roll and pitch axes. However, as there is still insufficient knowledge of the physical mechanisms associated with these events, from a practical point of view transient forces to which the vehicle is subjected remain difficult to predict and control.

The overtaking process has been analysed by many authors. Minato *et al* [1] investigated the process of one truck overtaking another in a confined space using a wind tunnel and simplified 1/40-scale models at a Reynolds numbers based on model length of  $0.95 \cdot 10^6$ . Ahmed *et al* [2] [3] conducted experiments in a wind tunnel on models of commercial and saloon vehicles at scales of 1/10 and 1/60 respectively. However, all these experiments were performed while the overtaking and overtaken vehicle models were at fixed discrete positions. More recently, Tsuei *et al* [4] analysed the transient overtaking process of a platoon of four 1/20 scale saloon cars at a Reynolds number of  $3.3 \cdot 10^5$ . An overall assessment of the literature on the analysis of the overtaking process is given by Gilliéron [5].

To our knowledge no published work exists to date that adequately investigates the phenomena that occur when two vehicles cross, but many experiments have been conducted to analyse the effects of a crosswind gust on a vehicle. These effects can be studied using either full size cars or reduced scale models. It is difficult to interpret the results on full-scale models because the transverse velocity fields obtained using the usual row of fans can never be uniform. Furthermore the results can be significantly influenced by external conditions. Experiments performed on scale models are more common. Some authors catapult models across the flow, (e.g. Macklin *et al* [6] and Chadwick *et al* [7]). Another method consists in making models oscillate around their vertical axis (Garry *et al* [8] and Chometon *et al* [9]), however in this case, the transient measurements of the aerodynamic forces become particularly difficult to implement and to interpret objectively. The effects of a crosswind gust on a vehicle may also be analysed by using oscillating shutters placed upstream of the model (Bearman *et al* [10]) or using a row of lateral wind jets that can be opened and closed as required (Dominy *et al* [11]).

The findings in these references do not constitute a sufficient source of information for automotive engineers responsible for evaluating the impacts of transient phenomena on the stability, comfort and safety of a moving vehicle.

Analytical methods and numerical simulations on geometrically simplified static models have been formulated at the Renault Research Department and an experimental overtaking test bench has been developed in partnership with the Institut Aérotechnique de Saint Cyr l'Ecole.

This paper describes the theoretical, numerical and experimental methods developed to analyse and obtain a better understanding of how such transient phenomena can influence the aerodynamic characteristics of automobile vehicles. Analytical methods based on the assumption of pseudo-harmonic forces are used to formulate equations which characterise the frequencies and Strouhal numbers

for a vehicle subjected to a crosswind gust when exiting a tunnel, or when crossing or overtaking another vehicle. Numerical experiments are then used to validate the assumed pseudo-harmonic variations of the aerodynamic coefficients and to quantify the characteristic time values for the overtaking process. This validation yields orders of magnitude for the frequencies and Strouhal numbers associated with the transient phenomena studied.

The experimental test bench developed at the Institut Aérotechnique is then presented. Its dimensions and characteristics are described. The experimental results obtained are compared to computations for stationary configurations (stationary vehicles at discrete relative positions) to validate the analytical and numerical methods. Finally, the experimental results obtained during the stationary and transient simulations of the overtaking process are used to quantify the differences between the stationary and transient responses.

### THEORETICAL ASPECTS

An automobile vehicle moving at velocity  $V_o$  in a given direction is subjected to a crosswind gust when the direction of the mass of air surrounding it evolves as a function of time. This phenomenon is accompanied by rapid changes in the distribution of the surface pressures and the aerodynamic characteristics of the vehicle vary as a function of time. A complete understanding of these variations is essential in order to find solutions that will improve the dynamic stability of vehicles. Such variations occur when the vehicle leaves a tunnel and enters a mass of air whose direction is not parallel to that of the vehicle. Such phenomena may also be seen in still air when one vehicle overtakes or meets another. These three situations are analysed below assuming the yaw angle and aerodynamic variations shown in fig. 1.

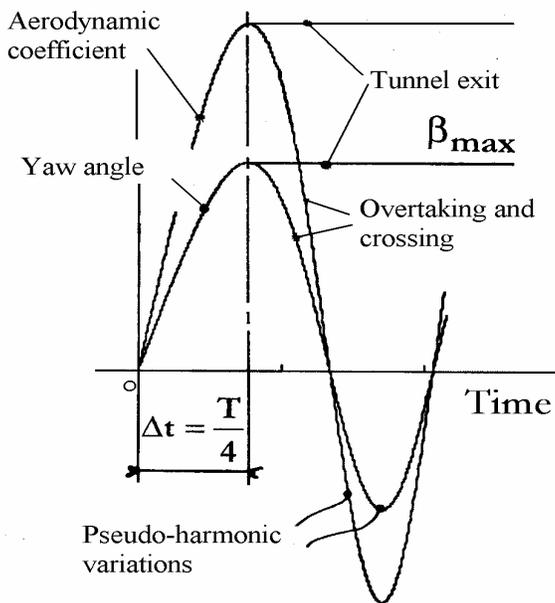


Fig. 1 – Assumed variations of the yaw angle  $\beta$  and of the aerodynamic

coefficients.

(i) *Tunnel exit* – If  $V_o$  and  $L$  denote the velocity and length of the vehicle respectively and  $\Delta t$  is the time interval when the vehicle crosses the tunnel exit section, then:

$$\Delta t = \frac{L}{V_o} \quad (1)$$

and the yaw angle  $\beta$  varies from 0 to  $\beta_{max}$  during the tunnel exit, fig. 2.

As an example, an automobile vehicle moving at velocity  $V_o=25 \text{ m.s}^{-1}$  ( $90 \text{ km.h}^{-1}$ ) and subjected to a crosswind  $W$  equal to  $5.5 \text{ m.s}^{-1}$  ( $20 \text{ km.h}^{-1}$ ), the yaw angle  $\beta$  varies from zero to a value  $\beta_{max}$  of 12.4 degrees.

The pressure fields and aerodynamic coefficients of drag, lateral force, lift, rolling moment, pitch and yaw vary continuously with time. These variations can be analysed in terms of the response of the vehicle to a step excitation combined with a  $\frac{1}{4}$  cycle of a harmonic or pseudo-harmonic variation of the aerodynamic forces and coefficients with period  $T=4 \Delta t$  (see fig. 1) and frequency [12]:

$$f = \frac{V_o}{4L} \quad (2)$$

This frequency  $f$  is associated with a Strouhal number  $S$  referred to the length  $L$  of the vehicle and given by:

$$S = \frac{fL}{V_o} \quad (3)$$

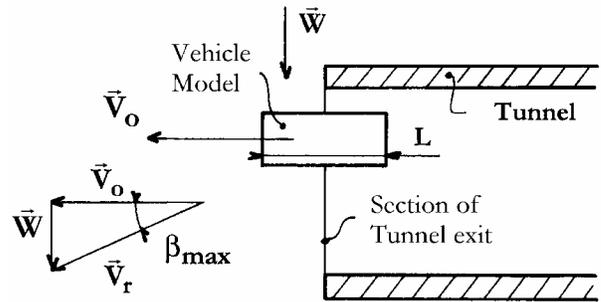


Fig. 2 – Characteristic magnitudes associated with the process of a vehicle leaving a tunnel in the presence of a crosswind  $W$

For a vehicle of length  $L=5 \text{ m}$  and travelling at a velocity equal to  $30 \text{ m.s}^{-1}$ , the frequency  $f$  and the Strouhal number  $S$  are equal to 1.5 Hertz and 0.25 respectively. The physical phenomena associated with the variations of the aerodynamic coefficients are at low frequencies with amplitudes increasing as the magnitude  $W$  of the crosswind increases.

(ii) *Overtaking* – If the variations of the aerodynamic coefficients on the overtaken vehicle are harmonic or pseudo-harmonic of period  $T$  while the overtaking vehicle

travels over a distance  $L_h$  (fig. 3), and if  $V_r$  denotes the relative velocity of the overtaking vehicle with respect to the overtaken vehicle, then the period  $T$  of the harmonic or pseudo-harmonic variation is obtained by (fig. 3):

$$T = \frac{L_h}{V_r} \quad (4)$$

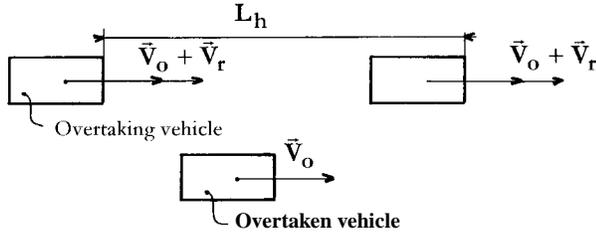


Fig. 3 – Overtaking process: characterisation of the distance  $L_h$  associated with the harmonic or pseudo-harmonic variation of one or more of the aerodynamic coefficients.

The period  $T$  is associated with a frequency  $f$  and a Strouhal number  $S$  respectively defined by:

$$f = \frac{V_r}{L_h} \quad (5)$$

$$S = \frac{f L}{V_r} = \frac{L}{L_h} \quad (6)$$

The pseudo-harmonic frequency  $f$  increases when the relative velocity  $V_r$  increases. It decreases with the Strouhal number  $S$  when the distance  $L_h$  increases.

(iii) *Crossing* – Just as in the case for overtaking above, when two vehicles cross the distance between the vehicles along their common direction of movement drops to a zero value and then increases continuously. As in the case of the overtaking process, the wakes and pressure fields interact and the two vehicles are subjected to forces and aerodynamic moments which vary as a function of the distance separating them. Therefore, by analogy with the overtaking process, the variation of aerodynamic coefficients associated with the crossing process can be considered as pseudo-harmonic over a distance  $L_h$  (see fig. 4 and Gilliéron *et al* [5]). When the two vehicles are travelling in opposite directions at the same velocity  $V_o$ , the frequency  $f$  and the Strouhal number  $S$  associated with the crossing phase are defined by:

$$f = \frac{2 V_o}{L_h} \quad (7)$$

$$S = \frac{f L}{2 V_o} \quad (8)$$

in which  $L_h$  may be expressed as a function of the length  $L$  of the two vehicles (considered identical).

In order to estimate the frequencies  $f$  and the Strouhal numbers  $S$ , it is necessary to validate the assumption of pseudo-harmonic variations of the aerodynamic forces and to determine the characteristic distances  $L_h$ . Since it is difficult to simulate accurately a crosswind gust or to simulate a process where two vehicles cross, the validation is conducted by simulating the overtaking process using a computational method.

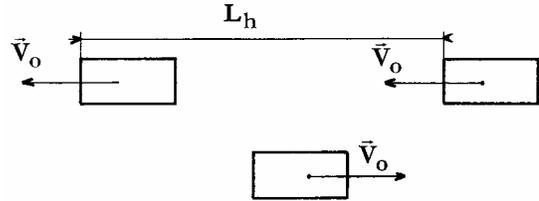


Fig. 4 – Crossing process: characterisation of the distance  $L_h$  associated with the harmonic or pseudo-harmonic variation of one or more of the aerodynamic coefficients.

## NUMERICAL SIMULATION OF THE OVERTAKING PROCESS

The overtaking process is analysed on a geometrically simplified model of a vehicle with a hatchback type rear end (Ahmed body [13], see fig. 5) using a RANS type numerical method with a  $k-\epsilon$  turbulence model and a logarithmic wall law. The analysis is conducted with both the overtaking and the overtaken vehicles at discrete fixed positions (stationary). The trajectories of the overtaking and overtaken vehicles are parallel and linear, and the overtaking process is analysed on the basis of the aerodynamic coefficients of drag, side force and/or yaw moment by changing the relative longitudinal and transversal positions of the two vehicles in the directions parallel and perpendicular to the direction of motion (see fig. 6). These relative longitudinal and transverse positions are defined according to the ratios  $\Delta x/L$  and  $\Delta y/l$ .  $\Delta x$  is the algebraic distance given by the difference between the X-coordinate of the front end of the overtaken vehicle and the X-coordinate of the front end of the overtaking vehicle,  $\Delta y$  is the transverse distance between the sides of the overtaking and overtaken vehicles and  $l$  is the width of each vehicle (considered identical).

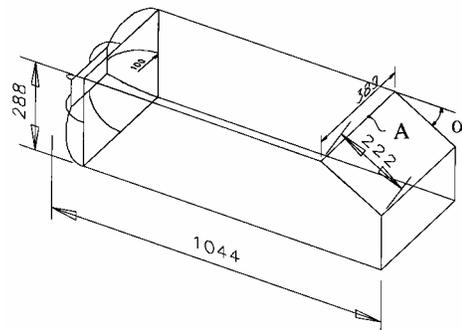


Fig. 5 – Geometry of the Ahmed body [13],  $\alpha=30^\circ$ .

All the aerodynamic coefficients are defined with respect to a coordinate system  $(x,y,z)$ , in which the X-axis is parallel to the direction of motion of the overtaken and overtaking vehicles, see fig. 6. A more detailed description of the physical phenomena is given in Gilliéron [5].

The results of the computations reveal that the variations of the aerodynamic characteristics are pseudo-harmonic over the distance  $L_h$ , which has a value between 3 and 5 times the length  $L$  of the overtaking or overtaken vehicles (see figs. 7 and 8). For overtaking and overtaken vehicles of length  $L$  equal to 5m, at a relative distance  $L_h$  equal to  $5L$  and where the relative velocity of the overtaking vehicle with respect to the overtaken vehicle is  $10 \text{ m.s}^{-1}$ , the frequency  $f$  and the Strouhal number  $S$  associated with the pseudo-harmonic variation of the aerodynamic side forces are equal to 0.4 Hertz and 0.20 respectively.

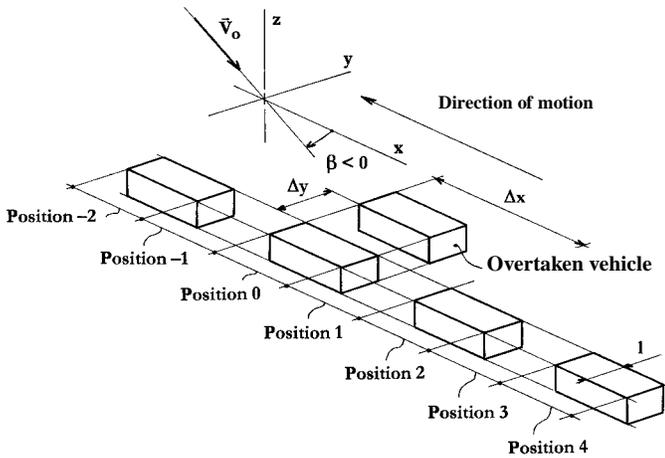


Fig. 6 – Geometric parameters and relative longitudinal positions of overtaking and overtaken vehicles. The positions associated with the longitudinal spacings  $\Delta x/L = -3$  and  $-4$  are not shown.

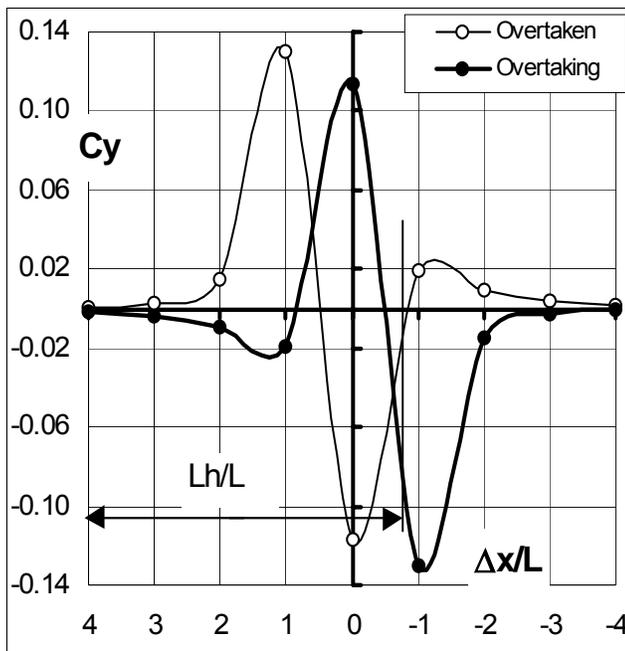


Fig. 7 – Variation of the aerodynamic side force coefficients of the overtaken and overtaking vehicles as a function of the longitudinal algebraic spacing  $\Delta x/L$  for a reduced transverse spacing  $\Delta y/l=0.7$ , [5].

Considering that the lengths of influence of the wakes remain of the same order of magnitude when two vehicles cross, it is possible to estimate the frequencies and the Strouhal numbers associated with this process. The frequencies and Strouhal numbers associated with the variation of the side force coefficients for a vehicle leaving a tunnel or overtaking or crossing another vehicle are given in tables 1 and 2 for full-scale vehicles and 1/5-scale models. These values are determined for velocities  $V_0$  and  $V_r$  equal to  $30$  and  $10 \text{ m.s}^{-1}$  respectively. For the crossing process the distance  $L_h$  is arbitrarily estimated at  $5L$  by analogy with the overtaking process [5].

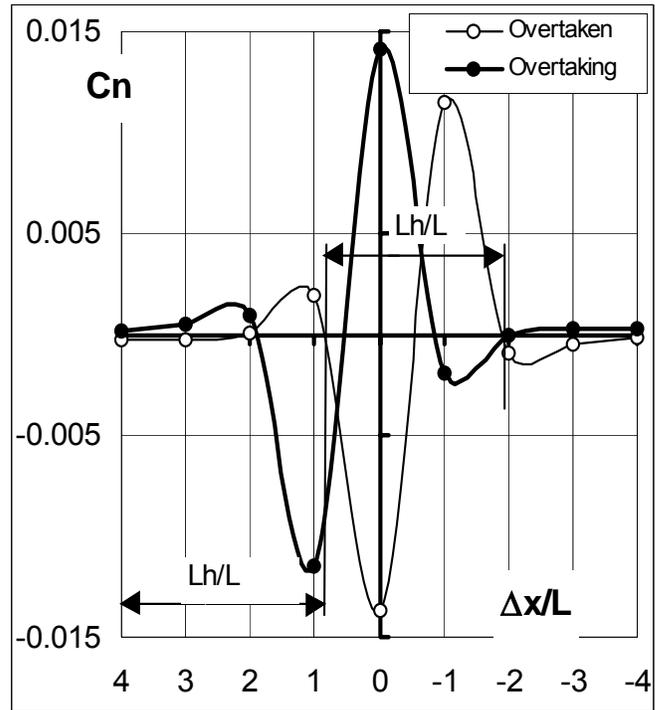


Fig. 8 – Variation of the yaw moment aerodynamic coefficients of overtaken and overtaking vehicles as a function of the longitudinal spacing  $\Delta x/L$  for a reduced transverse spacing  $\Delta y/l=0.7$ , [5].

A comparison of the results in tables 1 and 2 reveals that the frequency of the pseudo-harmonic variation of the side force coefficient associated with the tunnel exit process is at least 3 times greater than the frequency associated with the overtaking process. In the case of two vehicles crossing, the frequency of the pseudo-harmonic variation is 1.6 times greater than the frequency obtained for the vehicle exiting a tunnel or 6 times greater than the frequency of the overtaking process. These magnitudes can be used to grade the risks of dynamic instability of vehicles.

These values show the difficulties encountered when attempting to simulate the various processes experimentally. For tests performed on full-scale vehicles, the main difficulty lies in the dimensions and capabilities of

the facilities used. For experiments on reduced scale models (Chometon *et al* [9]), the frequencies are higher and this can be the cause of mechanical problems with the models.

	Frequency f (Hertz)	Strouhal S
Tunnel Exit	1.50	0.25
Overtaking	0.40	0.20
Crossing	2.40	0.20

Table 1 – Full-scale vehicle, L=5 m.

	Frequency f (Hertz)	Strouhal S
Tunnel exit	7.50	0.25
Overtaking	2.00	0.20
Crossing	12.00	0.20

Table 2 – 1/5-scale model, L=1 m.

The computational results expressed in the form of aerodynamic coefficients are used to estimate the forces and moments associated with the overtaking phase of two vehicles (see [5], figs. 7 and 8). They are complementary to the results found in the literature and can be used as a firm basis for use by engineers responsible for analysing, modelling and optimising the behaviour of moving vehicles.

However, the results do not make any allowance for the transient nature of the overtaking process. An experimental bench for measuring and analysing the overtaking process was therefore developed at the Institut Aérotechnique in order to validate and complete the computational method on the one hand and to characterise and quantify the transient phenomena on the other.

### EXPERIMENTAL TEST BENCH FOR THE ANALYSIS OF THE OVERTAKING PROCESS

A test bench for simulating the transient overtaking process of two 1/5-scale vehicle models was developed for the S4 and S10 wind tunnels of the Institut Aérotechnique.

The bench features a raised wooden floor which runs across the whole width (5m) and length (10m) of the test section. The raised floor is fixed to the floor of the wind tunnel and houses: (i) a linear guiding system which carries the moving model, (ii) the instrumentation which includes a fixed 6 component unsteady aerodynamic balance (figures 9, 10 and 11).

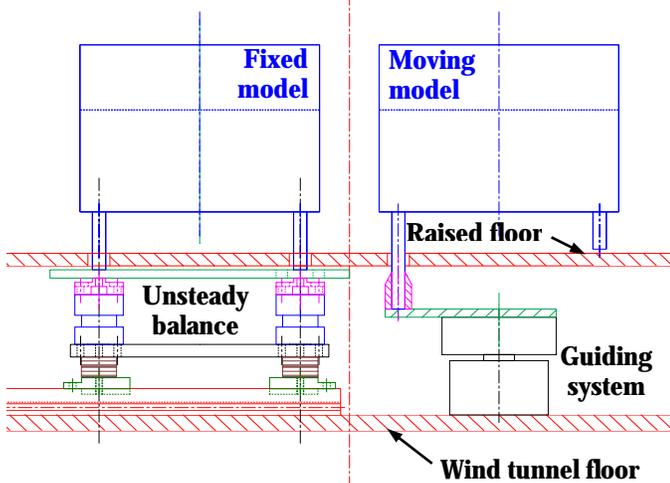


Figure 9 – Sectional view of the set-up looking down-wind



Fig. 10 – Fixed model connected to the aerodynamic balance positioned under the raised floor. The lid used to cover the balance under the floor can be seen resting on top of the Ahmed body [14].

The linear guiding system is made up of a straight rail which houses a timing belt to which the moving model carrying carriage is fixed. This belt is driven by a low-inertia DC motor capable of generating high accelerations ( $40 \text{ m.s}^{-1}$ ). A feedback controller ensures a constant velocity which can be varied from  $0$  to  $10 \text{ m.s}^{-1}$ .

The aerodynamic balance consists of four separate piezo-electric force sensors positioned under the raised floor between the fixed model and the floor of the wind tunnel (see fig. 10). This system measures the 6 aerodynamic forces and moments. With the present model mounted the balance has a frequency range in excess of 200 Hz.

A 16-bit data acquisition system is used to record simultaneously the characteristics of the aerodynamic forces and moments. The sampling frequency is variable; it is set to 512 Hz in the present tests. The acquisition is triggered by position sensors set along the guiding rail. In the case of stationary configurations (the overtaking vehicle fixed at discrete positions) the acquisition time was 20 seconds. A complete presentation of the test bench is given by Noger in [14].



Fig. 11 – View of fixed and moving models. The moving model, mounted on the carriage, is on the upper left-hand side. It runs along the groove seen in white on the photo, [14].

The bench is used to analyse the influences of the relative overtaking velocity, of the lateral spacing between the models and of the crosswind on the aerodynamic characteristics of the overtaking and overtaken vehicles. It can be used to simulate all types of vehicles (saloon car, truck, etc) overtaking each other.

### CHARACTERISING THE TRANSIENT PHENOMENA

In order to validate the variations of the aerodynamic coefficients and the magnitude of the frequencies already obtained by computation, the overtaking process is first analysed at discrete fixed positions (zero relative velocity of the overtaking vehicle with respect to the overtaken vehicle). The results obtained for side force coefficients are presented in figs. 12 and 13.

The results presented in figure 12 confirm the pseudo-harmonic nature of the variation of the side force aerodynamic coefficient (and consequently of the yaw moment) and the order of magnitude of the distance  $L_h$  associated with the frequency  $f$ . For a relative velocity of motion  $V_r=10\text{m.s}^{-1}$ , the frequency  $f$  of the variation of the side force acting on the overtaking or overtaken vehicle of length  $L=5\text{m}$  is equal to  $0.40\text{ Hz}$ . This result corroborates the values shown in table 1.

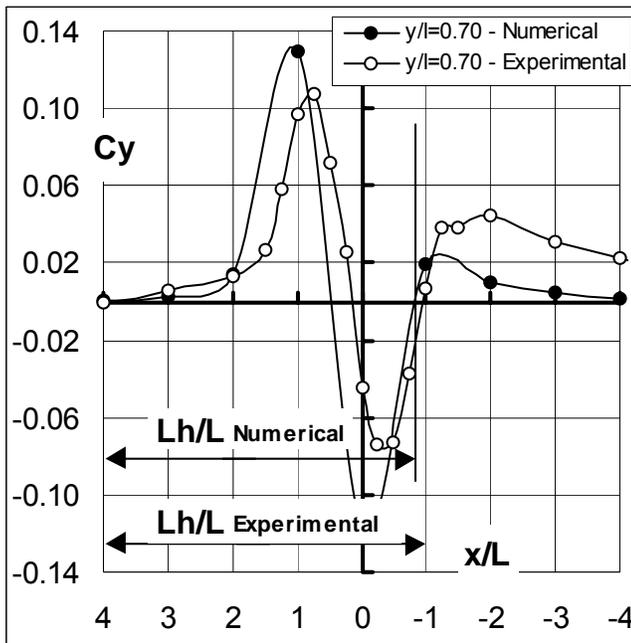


Fig. 12 – Comparison of computed and experimental side force aerodynamic coefficients on the overtaken vehicle as a function of the longitudinal spacing  $\Delta x/L$  for a reduced transverse spacing  $\Delta y/l=0.7$ . Discrete fixed vehicle positions:  $V_r=0\text{m.s}^{-1}$ . (Notation:  $\Delta y/l$  corresponds to  $y/l$  in the legend).

The effects of the transient process on the results are then analysed by changing the relative velocity of motion  $V_r$  of the overtaking vehicle with respect to the overtaken vehicle. Tests are carried out at overtaking speeds of  $0.2, 2.5, 5.0$  and  $10\text{ m.s}^{-1}$ . The signals are smoothed using a moving-average to enhance the low frequency content of the physical phenomenon and to eliminate parasite higher frequency oscillations. This has the concomitant effect of reducing the peak values of the aerodynamic forces. The reduced time interval of the moving-average procedure is adapted to the overtaking velocity.

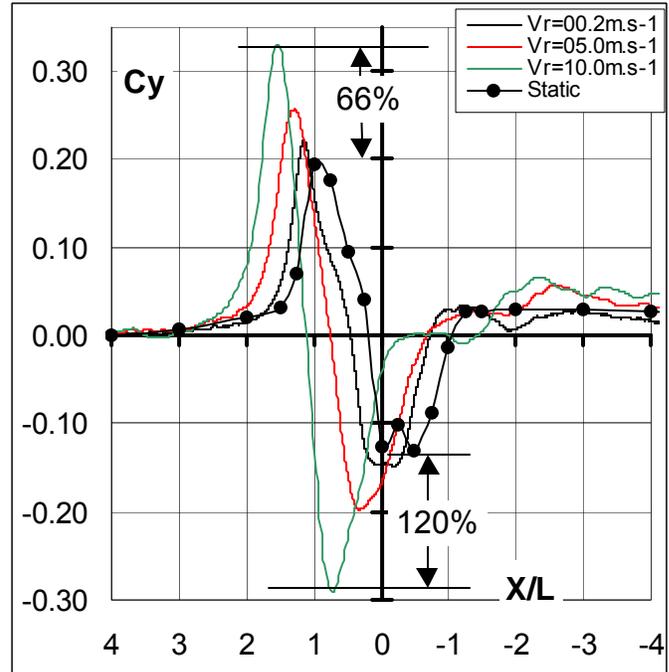


Fig. 13 – Variations of aerodynamic side force coefficients on the overtaken vehicle for different relative overtaking velocities and a reduced transverse spacing  $\Delta y/l=0.25$ . (Notation: Static for  $V_r=0\text{m.s}^{-1}$ ).

The phenomena keep their pseudo-harmonic nature, however, as the relative velocity of motion  $V_r$  increases the force fluctuations shift in the positive direction along the longitudinal X-axis and the distance  $L_h$  diminishes. Thus the frequency  $f$  increases as the relative overtaking velocity increases (due to a decreasing distance  $L_h$ ). For example, when the overtaking relative velocity is equal to  $10\text{ m.s}^{-1}$ ,  $L_h$  moves closer to  $4L$  and the frequency of the pseudo-harmonic force variation approaches  $0.50\text{ Hz}$ . All these results validate the analytical formulation (5). They also show that the absolute values of the maximum side forces increase with increasing relative velocity of motion  $V_r$ . When the reduced transversal spacing  $\Delta y/l$  is equal to  $0.25$ , the increase in lateral force for a relative velocity  $V_r=10\text{m.s}^{-1}$  may be as much as  $120\%$  of the maximum absolute value at  $V_r=0\text{ m.s}^{-1}$  (see fig. 13). This result reveals the importance of quantifying the differences between the stationary and transient responses in order to improve the dynamic stability of vehicles.

The influences of lateral spacing and yaw angle can also be analysed. As an example, the variations in the side force coefficients as a function of the transverse distance between the overtaking and overtaken vehicles are presented in fig.14.

No phase shift is detected in the pseudo-harmonic variation of the side force when the reduced transverse spacing  $\Delta y/l$  between the two models is varied from 0.70 to 0.25. The distances  $L_h$  and the transient characteristics (the Strouhal numbers and the frequencies associated with the side force variations) remain constant when the transverse distance between the two vehicles varies. On the other hand, the absolute values of the side forces increase with reduction of the transverse spacing. Fig.14 shows that when the reduced lateral spacing  $\Delta y/l$  changes from 0.70 to 0.25 the force coefficient increases by 68% and 86% on the positive and negative sides respectively.

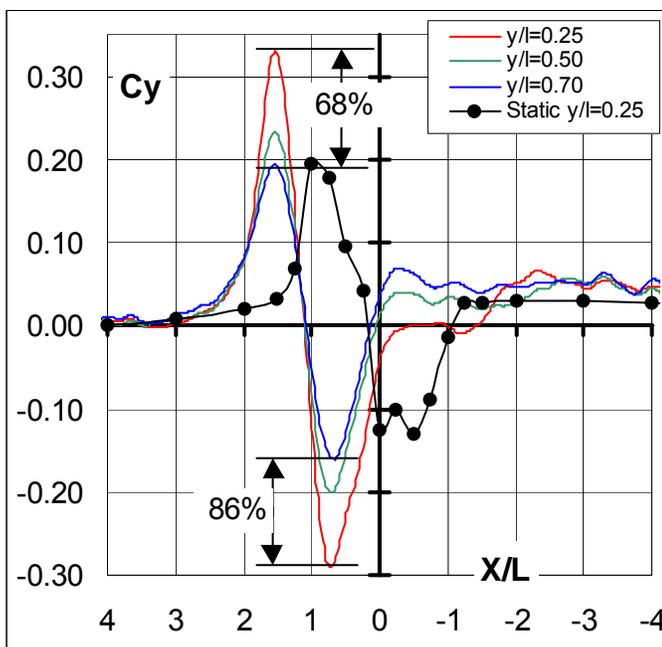


Fig. 14 – Variations of the side force aerodynamic coefficients on the overtaken vehicle for various reduced transverse spacings  $\Delta y/l$  and a relative overtaking velocity  $V_r=10 \text{ m.s}^{-1}$ . The results are compared to those obtained for discrete fixed positions of the overtaken and overtaking vehicles. (Notation: Static stands for  $V_r=0 \text{ m.s}^{-1}$ ).

These results also reveal that the side forces at a reduced lateral spacing  $\Delta y/l=0.70$  and a relative velocity of  $10 \text{ m.s}^{-1}$  are of the same magnitude as those at  $\Delta y/l=0.25$  and  $V_r = 0 \text{ m.s}^{-1}$ .

## CONCLUSION AND PROSPECTS

Analytical methods based on the assumption of pseudo-harmonic forces are used to characterise and to quantify the variations in the transient phenomena that occur when a vehicle leaves a tunnel into a prevailing crosswind, when a vehicle overtakes another or when two vehicles cross each other. Equations determining the characteristic frequencies and Strouhal numbers are given.

Numerical experiments are then used on stationary configurations ( $V_r=0 \text{ m.s}^{-1}$ ) in order to validate the assumption that the aerodynamic coefficients undergo a pseudo-harmonic variation and to provide magnitudes for the frequencies and Strouhal numbers associated with the overtaking process. This validation is then used to calculate the magnitudes of the frequencies associated with a vehicle leaving a tunnel into a crosswind and crossing. For a full-scale 5m length vehicle, the frequencies of the side force variations associated with tunnel exit and overtaking and crossing phases are approximately 1.50, 0.40 and 2.40 Hertz respectively. For all these configurations, the Strouhal number referred to the length of the vehicle is between 0.20 and 0.25.

However, these findings fail to address the dynamic and the transient nature of these physical phenomena. An experimental test bench for validating the results of the analyses and computations and to quantify the transient effects of such physical phenomena on the vehicles was developed at the Institut Aérotechnique. This bench is used to simulate the dynamic overtaking process of two vehicles at different transverse spacings, different yaw angles and at relative overtaking velocities ranging from 0 and  $10 \text{ m.s}^{-1}$ .

The comparison of experimental and numerical results for a zero overtaking relative velocity ( $V_r=0 \text{ m.s}^{-1}$ ) confirm the assumption of the existence of a pseudo-harmonic variation of the side force characteristics while providing magnitudes for the frequency and Strouhal number.

The transient effects on the variation of the side force coefficients are analysed by varying the relative overtaking velocity  $V_r$  and the transverse distance between the overtaking and overtaken vehicles. The side force variation remains pseudo-harmonic but its frequency and amplitude increase with increasing relative overtaking velocity or with decreasing transverse spacing. All these results validate the results obtained from analytical and numerical approaches without to take into account the dynamic effects.

The results presented in this paper are only a part of the information that was obtained using the overtaking test bench. Many other parameters can also be realistically addressed such as the yaw angle, the shape of the vehicles and their relative dimensions.

## References

- [1] MINATO K., RYU H., KOBAYASHI T.; Aerodynamics of Road Vehicles in tunnels-Flow Visualisation Using the Laser Light Sheet Method and its Digital Image Processing, International Congress and Exposition, Detroit, MI, USA, SAE-Technical paper N°9103, pp. 123-131, 1991.
- [2] AHMED Azim and ABDEL F.; An Experimental Study of the Aerodynamic Interference Between Road Vehicles, SAE International Congress &

- Exposition, Detroit, Michigan, Feb. 28 – March 3, N°. 940422, 1994.
- [3] AHMED Azim, ABDEL F. and AHMED Gawad.; A flow Visualisation Study of the Aerodynamics Interference Passenger Cars, Vehicles, SAE International Congress & Exposition, Detroit, 2000-01-0355, 2000.
- [4] TSUEI T. and SAVAS O.; A Wind Tunnel Investigation of the Transient Aerodynamic Effects on a Four-Car Platoon during Passing Manoeuvres, SAE International Congress & Exposition, Detroit, 2000-01-0875.
- [5] GILLIERON P.; Detailed Analysis of the Overtaking Process, PREDIT2 Project, "Unsteady Aerodynamics of Ground Vehicles and their Environment", Journal of Mechanical Engineering 1-2003, ISSN 0039-2472, 2003.
- [6] MACKLIN A.R., GARRY K.P. and Howell J.P.; Comparing Testing and Dynamic Testing Techniques for the Crosswind Sensitivity of Road Vehicles; SAE SP-1145, pp 39-45, 1996.
- [7] CHADWICK A., GARRY L. and HOWELL Jeff; Transient Aerodynamic Characteristics of Simple Vehicle Shapes by the Measurement of Surface Pressures, SAE International Congress & Exposition, Detroit, 2000-01-0876, 2000.
- [8] GARRY K.P. and COOPER K.R.; Comparison of Quasi-Static and Dynamic Wind Tunnel Measurements on Simplified Tractor-Trailer, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, N° 22, pp 185-194, 1986.
- [9] CHOMETON F. and GILLIERON P.; Analysis of Unsteady Wakes by Image processing in Automotive Aerodynamics, International Congress FLUCOME, Tokyo, Japan, 1997.
- [10] BEARMAN P.W. and MULLARKEY S.P.; Aerodynamic Forces on Road Vehicles due to Steady Side Wind and Gust, Conf. on Vehicle Aerodynamics, Loughborough, 1994.
- [11] DOMINY R.G. and RYAN A.; An Improved Wind Tunnel Configuration for the Investigation of Aerodynamic Cross Wind Gust Response, SAE paper 1999-01-0808, International Congress, Detroit, USA, 1999.
- [12] GILLIERON P. et CHOMETON F.; "Simulation du coup de vent latéral, Attentes du secteur automobile et État de l'art", Société des Hydrauliciens de France, Interactions Mécaniques entre Fluides et Structures, Chatou, France, 23 et 24 novembre, La Houille Blanche, Revue Internationale de l'Eau, n°3/4, 2000.
- [13] AHMED S.R., RAMM R. and FALTIN G.; Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake SAE Technical Paper Series 840300, 1984.
- [14] NOGER C. et GILLIERON P.; Banc expérimental d'analyse des phénomènes aérodynamiques générés par le dépassement de deux véhicules automobiles, 16<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, CFM, Nice 1-5 septembre 2003.

## **Dossier d'Habilitation à Diriger des Recherches**

### **INFORMATIONS GENERALES**

Patrick Gilliéron, Chercheur & Responsable Groupe de Recherche  
"Mécanique des Fluides & Aérodynamique",  
Technocentre RENAULT, Recherche & Etudes Avancées,  
Service 68260, code API : TCR AVA 058  
1 Avenue du Golf, 78288 Guyancourt Cedex  
Tél 01 76 85 70 40 / Fax 01 76 86 91 18  
[patrick.gillieron@renault.com](mailto:patrick.gillieron@renault.com)

#### • **Etat Civil**

Nom : GILLIERON  
Prénom : Patrick  
Lieu de naissance : Chatou (Yvelines)  
Nationalité : Française  
Situation de famille : Marié, 1 enfant  
Adresse personnelle : 5 Impasse des Soupirs  
78640 Neauphle le Château  
N° de téléphone personnel : 01 34 89 00 23 / 06 07 08 29 49

**Embauché Renault le 1<sup>er</sup> octobre 1987**

#### • **Cursus Universitaire**

- Baccalauréat Maths & Techniques, 1972, série E.
- Ingénieur aérodynamicien, (mention très bien), 1986, CNAM Paris.
- Docteur en Mécanique, (mention très honorable), 1996, CNAM Paris.

#### • **Fonctions et Responsabilités Actuelles**

- **Responsable** du Groupe de Recherche "Mécanique des Fluides & Aérodynamique" à la Direction de la Recherche de Renault, (10 personnes en moyenne dont 4 à 5 chercheurs, 1 ingénieur, 1 technicien, 2 à 3 thésards et 1 secrétaire).
- Membre du Conseil Scientifique du Centre National de Recherche Technologique (CNRT) "Aérodynamique et Aéroacoustique des Véhicules Terrestres".
- Membre du Conseil Scientifique de Groupement de Recherche GDR2502 (CNRS) "Contrôle des décollements".
- Animatrice de la commission "Contrôle" du Groupement Scientifique & Technique "Mécanique des Fluides & Turbulence", Association Française de Mécanique, AFM.
- Chercheur associé à l'équipe "Ecoulements et Systèmes Aérodynamiques" de l'Institut PRISME de l'Université d'Orléans.
- Enseignant vacataire à Polytech'Orléans.

#### • **Activités antérieures**

- 2003-2004, directeur de recherche associé au Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur (LIMSI).
- 2001-2003, directeur de recherche associé au Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (LEA) de Poitiers
- 1987-2001, chargé d'enseignement puis professeur d'Université associé à temps partiel (décret JO du 11 septembre 1998), au Conservatoire National des Arts et Métiers de Paris.

- 1987-1995, chef de projet d'applications Mécanique des Fluides/CAO, responsable des formations scientifiques et techniques pour la Direction des Etudes Renault et consultant pour la mécanique des fluides et l'aérodynamique appliquées à l'automobile.
- 1982-1987, directeur des études d'un centre de formation professionnelle rattaché à l'Office National de la Navigation et au Ministère de l'Education Nationale.
- 1980-1982, ingénieur d'essais, soufflerie S4, Institut Aérotechnique de Saint-Cyr l'Ecole, Conservatoire National des Arts et Métiers.

## • **Thématiques de recherche**

- Aérodynamique automobile :
  - Modèles analytiques pour l'aérodynamique appliquée à l'automobile, écoulements en proche paroi, externe et interne.
- Réduction de la traînée aérodynamique
  - Analyse et contrôle des écoulements et des décollements aérodynamiques.
  - Analyse et contrôle des écoulements tourbillonnaires
- Amélioration de la sécurité
  - Analyse et contrôle des phénomènes aérodynamiques transitoires (coup de vent, dépassement, croisement, ouverture et fermeture d'ouvrants).
  - Développement de systèmes aérodynamiques pour la réduction des distances de freinage.

## • **Responsabilités scientifiques**

- Définition de la stratégie et des programmes de recherche en mécanique des fluides et aérodynamique pour la Direction de la Recherche de Renault.
- Elaboration des contrats de recherche (sous-traitances et/ou partenariats scientifiques) avec laboratoires privés ou publics de recherche, entre 2 et 5 contrats annuels depuis 10 ans.
- Encadrement scientifique de l'équipe de recherche, chercheurs, ingénieurs, techniciens et doctorants.
- Contribution aux choix des thématiques et sujets de recherche du CNRT "Aérodynamique & Aéroacoustique des Véhicules Terrestres".
- Contribution aux orientations scientifiques du GdR "Contrôle des Décollements".

## • **Animations Scientifiques**

- Organisation et animation de 6 journées d'études au niveau national sur le thème de l'aérodynamique automobile.
- Organisation et animation de 2 journées d'études au titre de la commission "Contrôle" du Groupement Scientifique & Technique "Mécanique des Fluides & Turbulence" de l'AFM.
- Participation à l'organisation des journées du GdR "Contrôle des Décollements".

## • **Contribution à des programmes de recherche**

- V THERM (Projet Européen) "optimisation aérothermique des moteurs", partenaires les sociétés FIAT & RICARDO (1995-1998).
- PREDIT "Aérodynamique Instationnaire des Véhicules Terrestres et de leur Environnement" (1998 – 2001), partenaires SNCF, LEA Poitiers,
- ANR-PREDIT: CARVAJE "Contrôle de l'aérodynamique externe des Véhicules Automobiles par jets pulsés ", 2007-2011, partenaires PSA, Plastic Omnium, ESPCI, Institut des Mathématiques Appliquées Université Bordeaux1, société FLOWDIT et Institut Aérotechnique de Saint Cyr l'Ecole.
- ANR-PREDIT (VTT): CARJESE "Contrôle aérodynamique par jets synthétiques" partenaires Institut PRISME, LEGI Grenoble, LEMAC-IEMN, PSA et Plastic Omnium, soumis

## • Encadrement de recherche

- Coencadrement de 5 thèses

Nom Prénom	Années	Université	Titre	Financement	Devenir doctorant
Drouin Vincent	2000 2003	UPS Toulouse	<i>Contribution à l'étude, à l'analyse et au contrôle des écoulements tourbillonnaires décollés en aérodynamique automobile.</i>	Contrat Renault	SOGETI HIGH TECH Toulouse
Rouméas Mathieu	2003 2006	INP Toulouse	<i>Contribution à l'analyse et au contrôle des sillages de corps épais par aspiration ou soufflage continu.</i>	CIFRE	LEIHER Toulouse
Lehugueur Benjamin	2004 2007	Pierre & Marie Curie	<i>Caractérisation et contrôle des structures tourbillonnaires longitudinales en aérodynamique automobile</i>	CIFRE	Airbus Espagne
Depeyras Delphine	2006 2009	Bordeaux 1	<i>Contrôle passif et actif appliqué à l'aérodynamique automobile.</i>	BDI Région/Renault	AXS- Ingéliance
D'Hondt Marion	2 <sup>ème</sup> Année	Université d' Orléans	<i>Contribution à l'amélioration de l'efficacité aérothermique des entrées et sorties d'air des compartiments moteurs automobiles.</i>	CIFRE	

- Encadrement de stages: 2 Masters et 25 ingénieurs.

## • Productions scientifiques

- 20 publications dans des revues à comité de lecture.
- 21 brevets : 20 déposés et 1 en cours de dépôt.
- 9 conférences "Invité".
- 27 publications dans des actes de congrès avec comité de lecture sur le texte complet.
- 19 publications dans des actes de congrès avec comité de lecture sur le texte résumé.
- 4 ouvrages de cours, niveaux 2<sup>de</sup> et 3<sup>ième</sup> années d'ingénieurs.

## • Activités Pédagogiques

- 1987-2001: CNAM : Cours Mécanique des Fluides générale & Aérodynamique :150 heures / an de, 2<sup>ième</sup> et 3<sup>ième</sup> année cycle ingénieur.
- 1998-2002: ENSAM : Cours Aérodynamique Appliquée 3<sup>ième</sup> année Ing : 30 heures /an.
- 2001-2003: ENSMA : Cours Aérodynamique Automobile 3<sup>ième</sup> année Ing : 20 heures /an.
- 2001-2004: Master Automobile Orléans : Cours Aérodynamique Automobile 3<sup>ième</sup> année ing : 16 heures /an.
- 2005-2007:Jussieu : Cours Aérodynamique Automobile 3<sup>ième</sup> année Master : 16 heures /an.
- 2006-2008: Polytech'Orléans : Cours Compressible : 20 heures /an 3<sup>ième</sup> année Ing, cours Master International "Global Automotive Engineering" 20 heures/an.
- Conférencier : Ecole Centrale de Paris (2001-2002), CERFACS (2001), UTC (2002-2004), Ecole Centrale de Lyon (2005), Université Bordeaux/MATMECA (2003-2007), ENSEEIHT Toulouse (2004-2007), Polytech'Orléans (2008-...).

## • Responsabilités pédagogiques

- 2007-..: Membre du Conseil d'orientation de la filière: Véhicules Systèmes Energétiques (VSE) de Polytech'Orléans.
- 2008-..: Membre du conseil de perfectionnement de l'Ecole Doctorale de l'université de Bordeaux1.

- 1999-2007: Membre de l'Ecole Doctorale de l'Université de Poitiers, membre du jury et/ou président du jury du prix de thèse.

- **Responsabilités d'animation**

- Animation d'une équipe de 10 personnes et de 70 fonctionnels sur la direction des études Renault pour les formations scientifiques et techniques, de 1989 à 1992.
- Animation d'une équipe de 6 personnes sur la direction des études Créos, filiale Renault, pour l'organisation et les formations CAO, de 1992 à 1995.
- Directeur des études d'un centre de formation professionnelle rattaché à l'Office National de la Navigation et au Ministère de l'Education Nationale, encadrement de 10 enseignants, 1 administratif et 120 stagiaires/an, de 1981 à 1987.

- **Participations à des jury de thèses (13)**

- Emmanuel Creuse (2000), Doctorat de l'Université de Bordeaux.
- Philippe Poncet (2001), Doctorat de l'Université Joseph Fournier de Grenoble.
- Bruno Faverdin (2002), Doctorat de l'Université de Poitiers.
- Franck Chauveau (2002), Doctorat de l'Université de Lille.
- Vincent Drouin (2003), Doctorat de l'Université de Toulouse.
- Mathieu Rouméas (2006), Doctorat de l'INP de Toulouse.
- Gabriel Petit (2005), Doctorat de l'Université de Toulouse.
- Olivier Doche (2006), Doctorat de l'Université de Grenoble.
- Benjamin Lehugeur (2007), Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, Paris.
- Mohamed El Hassan (2008), Doctorat de l'Université de Valenciennes et du Haut Cambrésis.
- Matthieu Minguez (2008), Doctorat de l'Université Paul Cézanne – Aix-Marseille III.
- Cédric Leclerc (2008), Doctorat de l'INP Toulouse.
- Delphine Depeyras (2009), Doctorat de l'Université de Bordeaux.
- Vincent Bouchina (2009), Doctorat de l'Université d'Orléans.

