



HAL
open science

Etude expérimentale de la dispersion de particules ultrafines dans le sillage de modèles simplifiés de véhicules automobiles

Romain Rodriguez

► **To cite this version:**

Romain Rodriguez. Etude expérimentale de la dispersion de particules ultrafines dans le sillage de modèles simplifiés de véhicules automobiles. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. École centrale de Nantes, 2018. Français. NNT : 2018ECDN0032 . tel-01951294

HAL Id: tel-01951294

<https://theses.hal.science/tel-01951294>

Submitted on 11 Dec 2018

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

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

THESE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE CENTRALE DE NANTES
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 602
Sciences Pour l'Ingénieur
Spécialité : Mécanique des Milieux Fluides

Par

Romain RODRIGUEZ

Etude expérimentale de la dispersion de particules ultrafines dans le sillage de modèles simplifiés de véhicules automobiles

Thèse présentée et soutenue à Laval, le 22 Octobre 2018

Unité de recherche : ESTACA'Lab, Pôle Mécanique des Structures Composites et Environnement (MSCE),
Equipe QUALité de l'Air et Dépollution (QUAD), Rue Georges Charpak 53061 Laval Cedex 9

Rapporteurs avant soutenance :

Annie Leroy
Maitre de conférences HDR,
PRISME,
Université d'Orléans

Béatrice Patte-Rouland
Professeure, CORIA UMR 6614,
Université de Rouen

Jacques Borée

Anne Tanière

Xavier Tauzia

Président :
Jacques Borée

Directrice de thèse :
Frédérique Larrarte
Directrice de recherche HDR,
IFSTTAR Nantes

Co-encadrants de thèse :

Amine Mehel

Frédéric Murzyn

Composition du Jury :

Professeur,
PPRIME UPR 3346, Université de Poitiers
Professeure,
LEMTA UMR 7563, Université de Lorraine
Maitre de conférences HDR,
LHEEA UMR 6598,
Ecole Centrale de Nantes

Professeur,
PPRIME UPR 3346, Université de Poitiers

Enseignant-Chercheur,
ESTACA'Lab, Saint Quentin en Yvelines
Enseignant-Chercheur,
ESTACA'Lab, Laval

LA PHOTO



RATTE CG

SOUVENIRS



RATTE CG

Remerciements

LA SECTION DES REMERCIEMENTS est très certainement la plus légère à lire, mais compte tenu du travail acharné des derniers mois pour finir dans les temps, elle figure finalement aussi comme un moment de pause à écrire. *Hajime* :

Je tiens tout d'abord à remercier Annie Leroy, maître de conférences HDR au laboratoire PRISME d'Orléans et Béatrice Patte-Rouland, professeure au CORIA à Rouen, qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir rapporter mon travail de thèse. Je suis également reconnaissant envers les examinateurs de cette thèse : Jacques Borée, professeur à l'institut PPRIME de Poitiers et président du jury de la soutenance, Anne Tanière, professeure au LEMTA à Nancy et Xavier Tautia, maître de conférences HDR au LHEEA à Nantes.

J'exprime toute ma gratitude à ma directrice de thèse Frédérique Larrarte de l'IFSTTAR Nantes, qui malgré la distance, s'est toujours montrée disponible et à l'écoute lors de cette thèse. Sa réactivité pour la relecture de documents et ses nombreuses remarques ont contribué à mener à bien cette thèse. Je remercie également mon co-encadrant Frédéric Murzyn, sur le site de Laval, pour sa disponibilité, sa motivation et son implication dans cette thèse. Je suis également reconnaissant envers mon deuxième co-encadrant Amine Mehel pour ses conseils depuis l'ESTACA Saint-Quentin en Yvelines. Je souhaite également adresser mes remerciements aux membres de mon Comité de Suivi de thèse, à savoir Toufik Azib de l'ESTACA SQY pour son point de vue extérieur au sujet et aussi Charles Ribes, docteur-ingénieur chez PSA Peugeot-Citroën et avec qui j'ai effectué mon stage de fin d'étude. Les connaissances que j'y aurai acquises m'ont été bénéfiques tout au long de cette thèse. Merci pour les discussions que nous avons pu avoir, ton écoute, ainsi que notre « restau annuel » lorsque tu viens à Laval le temps d'une matinée pour les élève de 3^{ième} année. Enfin, je remercie Judicaël Aubry pour les discussions que nous avons eues ensemble sur le traitement des signaux, qui nous a pris du temps mais pour laquelle on a finalement trouvé une solution.

Je souhaite par ailleurs remercier le CORIA, à savoir une nouvelle fois Béatrice Patte-Rouland pour l'opportunité qu'elle m'a donnée de réaliser des mesures complémentaires pour ma thèse. Merci à Emilien Varéa, maître de conférence et Donnadiou Balou, stagiaire de Master 2, pour le travail de mise en place du montage expérimental. Cette semaine passée ainsi que les discussions qui ont suivi avec Emilien ont été riches en enseignements. Merci également d'avoir fait le maximum avec l'aide du service informatique pour tenter de récupérer les données brutes de mesure après l'incident matériel.

Enfin, je remercie l'équipe d'Airparif du projet CAPTIHV. Bien que je n'aie pu suivre le projet que de loin, la participation aux quelques réunions, la visite du laboratoire et des équipements auront été très intéressants. Mais je pense également à cette journée de mesures embarquées, en hiver sous la pluie et dans les bouchons parisiens, avec ce Kangoo chargé à blocs sans embrayage, qui m'aura fait manquer mon train pour rentrer à Laval et qui restera mémorable!

J'exprime également toute ma gratitude au personnel de l'ESTACA. Merci à l'équipe « formation » de m'avoir donné l'opportunité de me faire une première expérience en termes d'enseignements. Je

Remerciements

remercie particulièrement Fabien Béchu et Roland Hanotel, enseignants à Laval et SQY, pour leur extrême gentillesse et les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble notamment pour le renouvellement des TP des 1^{ières} années et 2^{èmes} années. Un seul regret concernant Fabien Béchu, celui de ne pas avoir vu tes talents de combattant en *ne-waza* lors d'un entraînement commun! Je n'oublie pas non plus Younss Messoudi, responsable des 1^{ières} années ni Nacera Bedrici, responsable des 2^{èmes} années, pour les discussions ainsi que les conseils qu'ils ont pu me procurer, notamment dans la gestion des retards et des absences! Merci à Stéphane Gillet, enseignant et « vieux doctorant » comme il aime si bien le dire, pour l'opportunité qu'il m'a donnée de co-encadrer un projet industriel en 5^{ième} année. En particulier ce n'est pas évident de déléguer, superviser et faire confiance dans les tâches à exécuter quand on est novice. J'ai beaucoup appris de ton expérience. Enfin, merci à mes co-encadrants Frédéric et Amine pour leurs sollicitations et leur confiance concernant les stagiaires ayant travaillé sur des thématiques similaires à la mienne.

Je souhaite réserver aussi une mention particulière au personnel de la recherche à l'ESTACA, avec qui j'ai passé la majeure partie de mon temps. *In particolare, grazie al mio coinquilino di ufficio Federico Amenini. Che bella sorpresa quando ho visto il primo giorno un italiano cominciare la sua tesi insieme a me: mi hai tanto insegnato sulla cultura del Sud Italia ma soprattutto non dimenticherò i momenti spesi insieme!* Merci également à tous les doctorants, stagiaires, administratifs et enseignants-chercheurs pour tous les moments passés ensemble au et en dehors du travail : restaurants, barbecues, afterwork, OFNIJEC, soirées bowling, Gala, triathlon par équipe, festivals, etc. Je pense en particulier évidemment à Yann, Jean, Hussein, Anthony, Gérard, Victor, Clément, Sandrine, Michael, Julien, Sébastien, Nassim, Bertrand, Jean-Christophe, Chantal, Mélanie, Béatrice, Virginie, Emilie, etc.

Avant de terminer, je pense également à tous mes amis de mes années d'école qui ont été présents pour me sortir « la tête du guidon » et passer toujours autant de bons moments ensemble. J'exprime également ma profonde reconnaissance aux membres du club de l'US Changé Judo et Jujitsu combat, qui m'ont vu m'entraîner avec eux presque quotidiennement dès mon installation dans cette nouvelle ville. Ils m'ont permis de m'améliorer tant sur le plan sportif qu'humain en apprenant beaucoup de ces disciplines. La très bonne ambiance qui règne dans ce club, l'intensité des entraînements et les valeurs véhiculées ont été autant de piliers qui ont contribué de manière non négligeable au bon déroulement de la thèse. Enfin, je ne peux manquer de citer ma famille qui m'a soutenu tout au long de ma thèse : je pense en particulier à mes parents, mon frère et ma belle-soeur.

Je tiens pour terminer à m'excuser sincèrement auprès des personnes que j'aurais involontairement oublié de remercier et qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de ma thèse.

Enfin et pour faire le lien avec les premières lignes de ce manuscrit, la page de remerciements est peut être la seule où l'on peut s'autoriser à sortir du cadre. Alors permettez-moi de rendre hommage à cette belle compétition qu'est la coupe du monde de football, capable autant de fédérer que de faire perdre du temps dans l'une des périodes les plus difficiles d'une thèse, mais pour finalement nous apporter cette si belle seconde étoile !!



Table des matières

Remerciements	5
Table des matières	9
Liste des figures	17
Liste des tableaux	20
Nomenclature	21
Introduction	27
I Etat de l'art	31
1 Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)	33
1.1 De la pollution globale aux PUF	33
1.1.1 Pollution mondiale et réglementation	33
1.1.2 Risques sanitaires liés aux principaux polluants	36
1.1.3 Sources d'émission des PUF et niveaux d'exposition	40
1.2 Description des PUF issues des gaz d'échappement	44
1.2.1 Distribution en nombre des tailles des PUF	44
1.2.2 Modes et mécanismes de formation associés	47
1.2.3 Composition des produits d'échappement	48
1.2.4 Les différentes notions de diamètre des particules	51
1.2.5 Dynamique des particules	53
1.3 Études existantes sur la dispersion de polluants en automobile	56
1.4 Conclusion du chapitre et objectif	57
2 Écoulements de sillage en automobile	59
2.1 Design automobile et recherche d'une géométrie simplifiée	59
2.2 Régimes d'écoulement de sillage du corps d'Ahmed	64
2.2.1 $0^\circ < \varphi < \sim 10^\circ$: sillage de type monocorps	66
2.2.2 $\sim 10^\circ < \varphi < \sim 30^\circ$: sillage de type bicorps	71
2.2.3 $\varphi > \sim 30^\circ$: sillage de type monocorps	76
2.3 Discussions concernant la sensibilité des études	78
2.4 Conclusion du chapitre et objectifs	81
II Dispositifs expérimentaux, méthodologie et études préliminaires	85
3 Moyens expérimentaux	87
3.1 Soufflerie	87

Table des matières

3.2	Maquettes	89
3.2.1	Géométrie	89
3.2.2	Choix de la vitesse d'étude U_∞	90
3.2.3	Placement des maquettes au sein de la veine d'essais	92
3.3	Systèmes utilisés pour la caractérisation des écoulements de sillage	92
3.3.1	Vélocimètre LASER à effet Doppler (LDV)	93
3.3.2	Système d'ensemencement	94
3.3.3	Dispositif expérimental	95
3.4	Systèmes utilisés pour la caractérisation des champs de concentration des PUF	97
3.4.1	Système PALAS ^{MD} DNP 2000 de génération de PUF	97
3.4.2	Impacteur Electrique à Basse Pression (ELPI ^{MD})	98
3.4.3	Dispositif expérimental	102
3.5	Conclusion du chapitre	104
4	Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures	105
4.1	Campagne de mesure des champs des vitesses dans le sillage des maquettes	105
4.1.1	Traitement des données LDV	106
4.1.2	Détermination des paramètres d'acquisition	107
4.1.3	Maillage spatial	110
4.2	Campagne de mesure des champs de concentration des PUF dans le sillage des maquettes	114
4.2.1	Traitement des données de concentration	114
4.2.2	Détermination du temps d'acquisition	118
4.2.3	Sensibilité des résultats à la longueur du coude des sondes d'aspiration	120
4.2.4	Maillage spatial	123
4.3	Conclusions du chapitre	124
III	Résultats	127
5	Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed	129
5.1	Écoulements de sillage en l'absence du système d'échappement	129
5.1.1	Champs des grandeurs moyennes	130
5.1.2	Champs des grandeurs turbulentes	138
5.2	Mesures PIV complémentaires réalisées au CORIA	143
5.2.1	Mesures réalisées au CORIA	143
5.2.2	Comparaison des mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA)	147
5.2.3	Informations complémentaires données par la PIV	151
5.3	Influence du système d'échappement sur les écoulements de sillage mesurés	156
5.4	Conclusion du chapitre	161
6	Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed	163
6.1	Champs de concentration totale moyenne dans le sillage des maquettes	163
6.1.1	Maquette $\varphi = 0^\circ$	164
6.1.2	Maquette $\varphi = 25^\circ$	170
6.1.3	Maquette $\varphi = 35^\circ$	175
6.2	Quantification de la dispersion des PUF dans le sillage	180
6.2.1	Discussion sur le modèle de dispersion retenu	180
6.2.2	Diffusion verticale D_y	181
6.2.3	Diffusion transversale D_z	187
6.3	Conclusion du chapitre	192

Conclusion générale et perspectives	195
Bibliographie	215
Annexes	217
A Étude de l'écoulement à vide de la veine d'essais	219
A.1 Étude de la couche limite se développant sur le plancher	219
A.1.1 Quelques éléments de la théorie de la couche limite	219
A.1.2 Résultats des mesures de couche limite	221
A.2 Mesures dans le volume de la veine d'essais	223
B Nouvelle méthode de traitement des données LDV	227
B.1 Critère de post-validation des données	227
B.2 Nouvelle méthode de calculs des propriétés statistiques issues des mesures LDV	229
B.3 Évaluation de la correction apportée à nos écoulements de sillage	241
C Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillage	251
C.1 Caractérisation des écoulements de sillage : champs 3D	251
C.1.1 Champs des grandeurs moyennes	252
C.1.2 Champs des grandeurs turbulentes	255
C.2 Mesures complémentaires au CORIA	258
C.2.1 Comparaison des mesures LDV (ESTACA) / PIV (CORIA)	258
C.2.2 Informations complémentaires données par la PIV	262
C.3 Influence du système d'échappement sur les écoulements de sillage mesurés	266
C.3.1 Maquette $\varphi = 0^\circ$	267
C.3.2 Maquette $\varphi = 35^\circ$	269

Liste des figures

0	Démarche adoptée et organisation du manuscrit	30
1.1	Coûts à prendre en compte pour évaluer l'impact de la pollution de l'air, selon Roumégas et Saddier (2016)	34
1.2	Chemins généraux pathophysiologiques liant l'exposition aux PM avec la morbidité cardiopulmonaire et la mortalité, repris de Pope et Dockery (2006)	38
1.3	Dépôt des particules inhalées dans les régions nasopharyngienne, trachéobronchique et alvéolaire du système respiratoire humain en fonction de la taille des particules, selon Oberdörster et al. (2005)	39
1.4	Concentration en nombre des PUF en fonction de l'environnement considéré, selon différentes études reprises par Buseck et Adachi (2008)	41
1.5	Exemple d'histogramme représentant la distribution en nombre des tailles de particules. La concentration en nombre totale des particules vaut $C_t = 10^7$: (a) Espace des tailles divisé en 20 classes, (b) Espace des tailles divisé en 10 classes	44
1.6	Histogramme normalisé par la largeur des intervalles $\Delta d_{p,i}$ représentant la distribution en nombre des tailles de particules. La hauteur des barres est comparable suivant la division des tailles adoptée : (a) Espace des tailles divisé en 20 classes, (b) Espace des tailles divisé en 10 classes	45
1.7	Représentation discrète (histogramme normalisé et adimensionné) et continue (fonction densité de probabilité $f_{FDP}(d_p)$, ici de type log-normale) représentant la distribution en nombre des tailles de particules	46
1.8	Représentation semi-logarithmique d'une distribution en nombre des tailles de particules de type log-normale	47
1.9	Agglomérat représentant une particule de suie carbone du mode accumulation, les particules primaires de carbone du mode nucléation étant également identifiables (Steiner et al., 2016)	49
1.10	Composition typique de la phase particulaire des produits de combustion d'un moteur Diesel (EPA, 2002)	49
1.11	Distribution typique en nombre et en masse des tailles des particules émises par un moteur Diesel. Les modes et les définitions considérés selon le diamètre d_p sont rappelés. Graphique repris de Kittelson (1998).	50
1.12	Normes Euro concernant les émissions de polluants des véhicules Diesel	51
1.13	Représentation des différents diamètres d'un agrégat de 2 monomères de diamètre $d_p = 50nm$ chacun et de densité $d = 2,23$ (Guichard, 2013)	53
2.1	Critères agissant en grande partie dans le cahier des charges des études aérodynamiques. Données reprises de Hucho (1998).	60
2.2	Mise en évidence des structures tourbillonnaires longitudinales issues des différentes parties d'une Dacia Logan (visualisation des iso-surfaces de vorticité longitudinale à $200s^{-1}$, Depeyras (2009))	61
2.3	Définition couramment utilisée des 3 classes de géométrie caractéristique de véhicule : (a) Monocorps ou « Squareback », (b) Bicorps ou « Fastback », (c) Tricorps ou « Notchback »	61

2.4	Répartition des 10 voitures les plus vendues selon leur classe aérodynamique : dans le monde (gauche), en Europe (centre) et en France (droite). Les données sont reprises du tableau 2.1.	62
2.5	Écoulement de sillage d'une Citroën C4 sans becquet (à gauche) et avec becquet (à droite) (Grandemange, 2013) : module de la vitesse dans le plan de symétrie. Légende non disponible mais de manière qualitative : en bleu, valeurs faibles et en rouge, valeurs importantes	63
2.6	Géométrie du corps d'Ahmed selon Ahmed et al. (1984) (dimensions données en mm) et paramétrisation de l'angle de la lunette : $0^\circ \leq \varphi < 90^\circ$ (la géométrie à 0° étant équivalente à celle à 90°)	64
2.7	Maquettes de la MIRA Joseph (2012)	64
2.8	Évolution et décomposition (Équation 2.2) du coefficient de traînée C_x en fonction de l'angle de la lunette φ (Ahmed et al., 1984).	66
2.9	Lignes de courant, reprises de King (2010), à l'arrière du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ et notations associées : (a) Plan de symétrie (vue de profil) $z^* = 0$, (b) Plan horizontal (vue de dessus) $y^* = 0,71$	69
2.10	Positionnement dans le plan $z^* = 0$ du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ des différents points A et B, des positions moyennes et de la longueur de recirculation moyenne. Données issues du tableau 2.3.	70
2.11	Schéma des différentes structures tourbillonnaires moyennes sur la lunette et dans le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ (Ahmed et al., 1984) et notations associées	71
2.12	Positionnement dans le plan $z^* = 0$ du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ des différents points A et B, des positions moyennes et de la longueur de recirculation moyenne. Données issues du tableau 2.5.	74
2.13	Position moyenne du centre des tourbillons longitudinaux J dans le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ selon différentes études	75
2.14	Lignes de courant dans le plan de symétrie $z^* = 0$ à l'arrière du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$, reprises de Gilliéron et Kourta (2013), et notations associées	76
2.15	Positionnement dans le plan $z^* = 0$ du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$ des différents points A et B, des positions moyennes et de la longueur de recirculation moyenne. Données issues du tableau 2.7.	78
3.1	Soufflerie DeltaLab EA103 du laboratoire de l'ESTACA : vue de profil	88
3.2	Veine d'essais utilisée et notations associées (dimensions en millimètres)	88
3.3	Maquettes du corps d'Ahmed (Ahmed et al., 1984) utilisées et notations associées (dimensions en millimètres). Les trois angles de lunette $\varphi = 0^\circ, 25^\circ$ et 35° sont utilisés.	90
3.4	Placement des maquettes du corps d'Ahmed au sein de la veine d'essais et position de la mesure de U_∞	92
3.5	Distribution des diamètres des gouttes d'ensemencement générées (SAFEX, 2003)	94
3.6	Dispositif expérimental de mesure mis en place pour les mesures de vitesse	95
3.7	Positionnement de la maquette au sein de la veine d'essais et convergence des faisceaux LASER	96
3.8	Inclinaison de la traverse pour les mesures en proche plancher (mesure 1D de u uniquement) dans la zone $y^* < 0,09$	96
3.9	Schéma descriptif du système PALAS ^{MD} DNP 2000 de génération de PUF (PALAS, 2009)	97
3.10	Schéma de fonctionnement du système ELPI Dekati ^{MD} (schéma repris depuis Dekati (2010))	99
3.11	Schéma de fonctionnement du chargeur à effet corona ① (schéma repris depuis Dekati (2010))	100
3.12	Schéma de fonctionnement d'un étage de l'impacteur ② (schéma repris depuis Dekati (2010))	100
3.13	Nettoyage au propan-2-ol C_3H_8O des plateaux percé et de collection d'un étage de l'impacteur, après une campagne de mesure sur l'une des trois maquettes	101

3.14	Dispositif expérimental de mesure mis en place pour la campagne diphasique	102
3.15	Photographie à l'intérieur de la veine d'essais mettant en évidence la sonde de prélèvement reliée à l'ELPI ^{MD} ainsi que son dispositif de maintien, les bouchons au niveau du plancher, la maquette et son tube d'échappement relié au système PALAS ^{MD}	103
4.1	Position du point (0, 19; 1; 0) du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ pour l'étude de convergence des grandeurs \bar{u} , \bar{v} , u' , v' , et $\overline{u'v'}$	107
4.2	Convergence au point (0, 19; 1; 0) du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ de \bar{u} , \bar{v} , u' , v' , et $\overline{u'v'}$ normalisées par les grandeurs finales respectives de référence (à $t = 300s$) : (a) Convergence en temps, (b) Convergence en nombre de points	108
4.3	Position du point (0, 28; -0, 19; 0) du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ pour l'étude de convergence des grandeurs \bar{u} et u' correspondant aux mesures 1D en proche plancher	109
4.4	Convergence au point (0, 28; -0, 19; 0) du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ de \bar{u} , et u' normalisées par les grandeurs finales respectives de référence (à $t = 10s$) : (a) Convergence en temps, (b) Convergence en nombre de points	109
4.5	Maillage effectué pour la caractérisation des écoulements de sillage (en l'absence du système d'échappement) des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, dans un plan longitudinal $z^* = cte$ (vue de côté)	110
4.6	Maillage effectué pour la caractérisation des écoulements de sillage (en l'absence du système d'échappement) des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, dans un plan transversal $x^* = cte$ (vue de derrière)	111
4.7	Maillage effectué pour la caractérisation des écoulements de sillage (en l'absence du système d'échappement) sur les lunettes des corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, dans les plans longitudinaux $z^* \in [0; -0, 23; -0, 45; -0, 68]$: (a) Configuration $\varphi = 25^\circ$, (b) Configuration $\varphi = 35^\circ$	112
4.8	Maillage effectué pour la caractérisation de l'influence du système d'échappement, dans un plan longitudinal $z = cte$ des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ (vue de profil) . . .	113
4.9	Maillage effectué pour la caractérisation de l'influence du système d'échappement, dans un plan transversal $x^* = cte$ des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ (vue de derrière) . .	114
4.10	Position du point (2, 89; 0, 15; 0, 31) du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ auquel est donné l'exemple des signaux de concentration (Figure 4.11)	116
4.11	Exemple type des données brutes de concentration en nombre $C_i(t)$ lors d'une acquisition au point (2, 89; 0, 15; 0, 31) du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$. Mise en évidence des 3 phases d'enregistrement pour le calcul des niveaux de fond $\bar{C}_{0,i}$ et des niveaux stabilisés $\bar{C}_{s,i}$ et $C'_{s,i}$	116
4.12	Évolution temporelle du total de concentration en nombre $C_t(t)$ au point (2, 89; 0, 15; 0, 31) du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$. Mise en évidence de $\bar{C}_{0,t}$, $\bar{C}_{s,t}$, $C'_{s,t}$ et ξ_t pour le calcul de la concentration moyenne finale totale $\bar{C}_{f,t}$ (Équation 4.13)	118
4.13	Position du point (2, 89; 0, 15; 0, 31) auquel est donné l'exemple des signaux de concentration (Figure 4.11)	118
4.14	Convergence sur chacune des 13 séries au point (1, 04; 0, 70; 0) du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$: (a) $\bar{C}_{s,i}/\bar{C}_{s,i,ref}$, (a) $C'_{s,i}/C'_{s,i,ref}$	119
4.15	Position de la ligne virtuelle $y^* = 0, 15$ dans le plan de symétrie $z^* = 0$ pour la mesure de l'évolution longitudinale de la concentration $\bar{C}_{f,t}$ avec les sondes de longueur 17mm, 25mm, 33mm et 50mm pour les 3 corps d'Ahmed	121
4.16	Évolution longitudinale de la concentration $\bar{C}_{f,t}$ en $y^* = 0, 15$ dans le plan de symétrie $z^* = 0$ mesurée avec les sondes de longueur 17mm, 25mm, 33mm et 50mm. La courbe en rouge passe par les points de mesure réalisés avec les sondes 25mm et 50mm : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	122

4.17	Maillage effectué pour les mesures de concentration dans le sillage des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$: (a) Vue de profil dans le plan de symétrie $z^* = 0$, (b) Vue de dessus des différents plans z^* mesurés	123
5.1	Schéma de positionnement des mesures de couche limite situées en $x^* = -0,80$ et $z^* = 0$ sur le pavillon des 3 maquettes	130
5.2	Propriétés de la couche limite sur le pavillon des 3 maquettes en $x^* = -0,80$ et $z^* = 0$: (a) \bar{u}^* , (b) u'^*	131
5.3	Cartographies du module 2D de la vitesse $\sqrt{\bar{u}^{*2} + \bar{v}^{*2}}$ et vecteurs de la vitesse dans le plan de symétrie $z^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	132
5.4	Cartographies de la vitesse longitudinale \bar{u}^* et lignes de courant dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Positions du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la longueur de recirculation L_R^* (en vert) : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	133
5.5	Cartographies de la vitesse verticale \bar{v}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Mise en évidence du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la frontière de recirculation $\bar{u}^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	135
5.6	Iso-surfaces $\bar{u}^* \in [0; 0,3; 0,5]$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	137
5.7	Cartographies de l'intensité de turbulence horizontale u'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Mise en évidence du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la frontière de recirculation $\bar{u}^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	139
5.8	Cartographies de l'intensité de turbulence verticale v'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Mise en évidence du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la frontière de recirculation $\bar{u}^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	140
5.9	Cartographies de l'énergie cinétique turbulente 2D dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Mise en évidence du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la frontière de recirculation $\bar{u}^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	141
5.10	Cartographies de la contrainte de Reynolds $\overline{u'v'^*}$ dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Mise en évidence du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la frontière de recirculation $\bar{u}^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	142
5.11	Positionnement de la maquette du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ au sein de la veine d'essais lors des mesures PIV au CORIA	144
5.12	Montage expérimental pour les mesures PIV au laboratoire du CORIA	145
5.13	Plans PIV mesurés dans le sillage des corps d'Ahmed au CORIA (les dimensions indiquées sont en millimètres) : (a) Configuration $\varphi = 25^\circ$, (b) Configuration $\varphi = 35^\circ$	146
5.14	Comparaison des résultats de \bar{u}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$, entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA)	147
5.15	Comparaison des cartographies de u'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) LDV (ESTACA), (b) PIV (CORIA)	148
5.16	Comparaison des iso-surfaces \bar{u}^* entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) $\bar{u}^* = 0$, (b) $\bar{u}^* = 0,3$	149
5.17	Comparaison des iso-surfaces \bar{u}^* entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) $\bar{u}^* = 0,5$, (b) $\bar{u}^* = 0,7$	150
5.18	Cartographies de la vitesse transversale \bar{w}^* dans le plan horizontal $y^* = 0,17$, vecteurs vitesses 2D de magnitude $\sqrt{\bar{u}^{*2} + \bar{v}^{*2}}$, limite de recirculation $\bar{u}^* = 0$ et position des centres tourbillonnaires : (a) $\varphi = 25^\circ$, (b) $\varphi = 35^\circ$	151
5.19	Cartographies de l'intensité de turbulence transversale w'^* dans le plan horizontal $y^* = 0,17$, limite de recirculation $\bar{u}^* = 0$ et position des centres tourbillonnaires : (a) $\varphi = 25^\circ$, (b) $\varphi = 35^\circ$	153
5.20	Écart moyen $\Lambda_1(z)$ entre les valeurs mesurées de \bar{u} , u' et w' (Équation 5.1) et \bar{w} (Équation 5.2) de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$: (a) $\varphi = 25^\circ$, (b) $\varphi = 35^\circ$	155

5.21	Écart moyen $\Lambda_{1,PIV}(\varphi)$ (Équation 5.3) entre les valeurs mesurées de \bar{u} , \bar{w} , u' et w' de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$	156
5.22	Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué <i>.ech</i>) du système d'éjection : (a) \bar{u} , (b) \bar{v}	157
5.23	Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué <i>.ech</i>) du système d'éjection : (a) u' , (b) v'	159
5.24	Écart moyen $\Lambda_2(\varphi)$ (Équation 5.4) des valeurs de \bar{u} , \bar{v} , u' et v' entre les mesures avec et sans système d'éjection, couvrant la zone $0,09 < x^* < 1,94$, $0,09 < y^* < 1,30$ et $-0,45 < z^* < 0$	160
5.25	Écart moyen $\Lambda_1(\varphi)$ (Équation 5.2) des valeurs de \bar{u}_{ech}^* , \bar{v}_{ech}^* , u'_{ech} et v'_{ech} entre les mesures avec système d'éjection de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$	161
6.1	Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 0^\circ$ (vues de profil, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $z^* = -0,31$ (plan de l'échappement), (b) $z^* = 0$, (c) $z^* = +0,31$	165
6.2	Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 0^\circ$ (vues de dessus, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $y^* = -0,04$ (plan de l'échappement), (b) $y^* = +0,33$, (c) $y^* = +0,70$	167
6.3	Représentation 3D de l'évolution de la concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 0^\circ$, dans les plans $x^* \in [0,57; 1,04; 1,5; 1,96; 2,43; 3,35; 4,28; 5,20; 7,06]$	169
6.4	Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 25^\circ$ (vues de profil, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $z^* = -0,31$ (plan de l'échappement), (b) $z^* = 0$, (c) $z^* = +0,31$	171
6.5	Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 25^\circ$ (vues de dessus, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $y^* = -0,04$ (plan de l'échappement), (b) $y^* = +0,33$, (c) $y^* = +0,70$	173
6.6	Représentation 3D de l'évolution de la concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 25^\circ$, dans les plans $x^* \in [0,57; 1,04; 1,5; 1,96; 2,43; 3,35; 4,28; 5,20; 7,06]$	174
6.7	Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 35^\circ$ (vues de profil, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $z^* = -0,31$ (plan de l'échappement), (b) $z^* = 0$, (c) $z^* = +0,31$	176
6.8	Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 35^\circ$ (vues de dessus, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $y^* = -0,04$ (plan de l'échappement), (b) $y^* = +0,33$, (c) $y^* = +0,70$	178
6.9	Représentation 3D de l'évolution de la concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 35^\circ$, dans les plans $x^* \in [0,57; 1,04; 1,5; 1,96; 2,43; 3,35; 4,28; 5,20; 7,06]$	179
6.10	Évolution de la position de $y_{max}^*(\bar{C}_{f,t}^*)$ en fonction de x^* pour chaque plan vertical $z^* \in [-0,31; 0; +0,31]$ considéré, selon les trois maquettes : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$. . .	182
6.11	Coefficient de corrélation linéaire $r^2(x^*, z^*)$ des régressions linéaires menant au calcul de $D_y(x^*, z^*)$ (Équation 6.10) : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c), $\varphi = 35^\circ$	183
6.12	Élévation normalisée (selon l'équation 6.8) en fonction des concentration normalisés (toujours selon l'équation 6.8), sous forme d'un nuage de points de l'ensemble des profils mesurés pour les 3 maquettes. La courbe référence du modèle de diffusion-advection $x = e^{-y^2}$ est donnée comme élément de comparaison.	185

Liste des figures

6.13	Évolution du coefficient de diffusion verticale D_y en fonction de x^* pour chaque plan vertical $z^* \in [-0,31;0;+0,31]$ considéré, selon les trois maquettes : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	186
6.14	Évolution de la position de $z^*_{\max(\bar{C}_{f,t})}$ en fonction de x^* pour chaque plan horizontal $y^* \in [-0,04;0,15;0,33;0,52;0,70]$ considéré, selon les trois maquettes : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$	188
6.15	Coefficient de corrélation linéaire $r^2(x^*, y^*)$ des régressions linéaires menant au calcul de $D_z(x^*, y^*)$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c), $\varphi = 35^\circ$	189
6.16	Exemples de profils pour lesquels la régression est respectivement fiable et moins fiable : (a) Profil transversal (2,43;0,52; z^*) du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ ($r^2 = 0,99$), (b) Profil transversal (5,20;0,33; z^*) du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ ($r^2 = 0,84$)	191
6.17	Modèle de diffusion-advection appliqué sur une demi-largeur du profil transversal (5,20;0,33; z^*) du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ ($r^2 = 0,99$). Le résultat est à comparer avec celui de la figure 6.16(b), où le modèle a été appliqué sur la largeur entière.	192
A.1	Comparaison des profils de couche limite laminaire et turbulent	220
A.2	Localisation des mesures de couche limite sur le plancher de la veine d'essais dans le repère ($Oxyz$), faites pour les 3 vitesses $U_\infty \in [7;12;17]m.s^{-1}$. On précise qu'il s'agit de la veine d'essais avant l'ajout des nouveaux perçages (cf. Chapitre 3)	221
A.3	Profils de couche limite au point (3,61 h_c ; y ; 0) à 12 $m.s^{-1}$ sur le plancher de la veine d'essais, avec et sans bouchons	222
A.4	Caractérisation du développement de la couche limite sur le plancher de la soufflerie, pour les 3 vitesses étudiés dans le plan de symétrie $z^* = 0$: (a) Épaisseur de couche limite δ , (b) Facteur de forme $H = \delta_1/\delta_2$	223
A.5	Localisation des mesures dans le volume de la veine d'essais dans le repère ($Oxyz$), faites pour les 3 vitesses $U_\infty \in [7;12;17]m.s^{-1}$. On précise qu'il s'agit de la veine d'essais avant l'ajout des nouveaux perçages (cf. Chapitre 3)	224
A.6	Superposition des résultats des mesures réalisées à vide à différentes hauteurs $y^* \in [0,65; 1,57; 2,5; 3,89]$ selon les 3 vitesses étudiées : (a) Profils de \bar{u}^* le long de la veine d'essais dans le plan de symétrie $z^* = 0$, (b) Valeurs de u'^* le long de la veine d'essais dans les plans $z^* \in [0; -0,93; -1,85]$	225
A.7	Superposition des résultats des mesures réalisées à vide à différentes abscisses $x^* \in [-5,65; -2,87; -0,09; 3,61; 7,31]$ selon les 3 vitesses étudiées : (a) Profils verticaux de \bar{u}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$, (b) Valeurs de u'^* dans les plans $z^* \in [0; -0,93; -1,85]$	226
B.1	Comparaison du module de la vitesse 2D et du pourcentage de données rejetées par le critère de validation mis en place, dans le plan $z^* = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ (les points correspondent aux points de mesures) : (a) Module de la vitesse 2D $\sqrt{\bar{u}^{*2} + \bar{v}^{*2}}$, (b) Pourcentage de données rejetées N_f/N	229
C.1	Représentation 3D de l'évolution des grandeurs moyennes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$: (a) \bar{u}^* , (b) \bar{v}^*	252
C.2	Représentation 3D de l'évolution des grandeurs moyennes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) \bar{u}^* , (b) \bar{v}^*	253
C.3	Représentation 3D de l'évolution des grandeurs moyennes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) \bar{u}^* , (b) \bar{v}^*	254
C.4	Représentation 3D de l'évolution des grandeurs turbulentes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$: (a) u'^* , (b) v'^* , (c) $\overline{u'v'^*}$	255
C.5	Représentation 3D de l'évolution des grandeurs turbulentes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) u'^* , (b) v'^* , (c) $\overline{u'v'^*}$	256

C.6	Représentation 3D de l'évolution des grandeurs turbulentes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) u'^* , (b) v'^* , (c) $\overline{u'v'}$ *	257
C.7	Comparaison des résultats de \overline{u}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$, entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA)	258
C.8	Comparaison des résultats de u'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) LDV (ESTACA), (b) PIV (CORIA)	259
C.9	Comparaison des iso-surfaces \overline{u}^* entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) $\overline{u}^* = 0$, (b) $\overline{u}^* = 0,3$	260
C.10	Comparaison des iso-surfaces \overline{u}^* entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) $\overline{u}^* = 0,5$, (b) $\overline{u}^* = 0,7$	261
C.11	Représentation 3D de l'évolution des grandeurs moyennes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,31]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) \overline{u}^* , (b) \overline{w}^*	262
C.12	Représentation 3D de l'évolution des grandeurs moyennes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,31]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) \overline{u}^* , (b) \overline{w}^*	263
C.13	Représentation 3D de l'évolution des grandeurs turbulentes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,31]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) u'^* , (b) w'^*	264
C.14	Représentation 3D de l'évolution des grandeurs turbulentes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,31]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) u'^* , (b) w'^*	265
C.15	Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué <i>ech</i>) du système d'éjection : (a) \overline{u} , (b) \overline{v}	267
C.16	Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué <i>ech</i>) du système d'éjection : (a) u' , (b) v'	268
C.17	Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué <i>ech</i>) du système d'éjection : (a) \overline{u} , (b) \overline{v}	269
C.18	Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué <i>ech</i>) du système d'éjection : (a) u' , (b) v'	270

Liste des tableaux

1.1	Seuils de concentration recommandés à ne pas dépasser des principaux polluants de l'air qui posent des risques pour la santé : selon l'OMS (OMS, 2018) et les directives européennes (Airparif, 2008)	36
1.2	Vitesse de sédimentation d'une particule sphérique de diamètre d_p , de densité $d = 2, 23$, dans de l'air aux conditions de température $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$	54
1.3	Coefficient de diffusion brownienne D_B et déplacement quadratique moyen d'une particule sphérique de diamètre d_p , de densité $d = 2, 23$, dans de l'air aux conditions de température $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$	55
1.4	Temps de relaxation τ_p d'une particule sphérique de diamètre d_p , de densité $d = 2, 23$, dans de l'air aux conditions de température $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$	55
2.1	Liste des 10 voitures les plus vendues dans le monde (Landré, 2017), en Europe (Nédélec, 2017) et en France (Statista, 2018). Le pourcentage des ventes et la classe aérodynamique y sont précisés.	62
2.2	Liste non exhaustive d'études du corps d'Ahmed pour $0^\circ < \varphi < \sim 10^\circ$ (configuration mono-corps). Détails des conditions expérimentales, de la résolution numérique et de quelques paramètres géométriques et de similitude. Les études sont classées selon leur caractère expérimental et/ou numérique puis par ordre chronologique.	67
2.3	Relevés dans les différentes études du tableau 2.2 des positions des centres tourbillonnaires A $(x_A^*, y_A^*, 0)$ et B $(x_B^*, y_B^*, 0)$ et de la longueur de recirculation L_R^* , dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$	70
2.4	Liste non exhaustive d'études du corps d'Ahmed pour $\sim 10^\circ < \varphi < \sim 30^\circ$ (configuration bi-corps). Détails des conditions expérimentales, de la résolution numérique et de quelques paramètres géométriques et de similitude. Les études sont classées selon leur caractère expérimental et/ou numérique puis par ordre chronologique.	72
2.5	Relevés dans les différentes études du tableau 2.4 des positions des centres tourbillonnaires A $(x_A^*, y_A^*, 0)$ et B $(x_B^*, y_B^*, 0)$ et de la longueur de recirculation L_R^* , dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$	73
2.6	Relevés dans les différentes études du tableau 2.2 de la longueur de rattachement de l'écoulement sur la lunette du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ dans le plan de symétrie $z^* = 0$	75
2.7	Relevés dans les différentes études du tableau 2.8 des positions des centres tourbillonnaires A $(x_A^*, y_A^*, 0)$ et B $(x_B^*, y_B^*, 0)$ et de la longueur de recirculation L_R^* , dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$	76
2.8	Liste non exhaustive d'études du corps d'Ahmed pour $\varphi > \sim 30^\circ$ (configuration mono-corps). Détails des conditions expérimentales, de la résolution numérique et de quelques paramètres géométriques et de similitude. Les études sont classées selon leur caractère expérimental et/ou numérique puis par ordre chronologique.	77
3.1	Valeurs des différentes grandeurs contribuant au calcul (équation 3.3) de la vitesse d'étude en soufflerie U_∞	91
3.2	Caractéristiques des deux paires de faisceaux LASER du système LDV DANTEC ^{MD} Dynamics 2D Flow Explorer (DANTEC Dynamics, 2012b)	93

Liste des tableaux

3.3	Granulométrie effectuée avec le système ELPI ^{MD} de l'aérosol généré par le système PALAS ^{MD} DNP 2000 en sortie d'échappement des maquettes	98
3.4	Diamètres de coupure $d_{a,50\%}$ lié à chaque étage de l'ELPI ^{MD}	101
4.1	Statistiques finales de référence \bar{u} , \bar{v} , u' , v' , et $\overline{u'v'}$ à $t = 300s$ au point $(0, 19; 1; 0)$ du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ ($U_\infty = 14,3m.s^{-1}$)	108
4.2	Maillage vertical effectué pour les mesures de proche plancher (mesure de u uniquement) pendant des temps d'acquisition $T = 10s$	111
4.3	Détails du maillage spatial dans les plans longitudinaux $z^* \in [0; -0,23; -0,45; -0,68]$ effectué sur les lunettes des corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$	112
4.4	Fonction de transfert X associée à chaque étage de l'ELPI ^{MD} et caractéristiques associées	115
4.5	Moyennes de référence calculées sur 80s de $\bar{C}_{s,i,ref}$ et $C'_{s,i,ref}$ sur chacune des 13 séries, au point $(1,04; 0,70; 0)$ du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$	120
5.1	Propriétés de la couche limite sur le pavillon des 3 maquettes en $x^* = -0,80$ et $z^* = 0$: épaisseur δ , épaisseur de déplacement δ_1 , épaisseur de quantité de mouvement δ_2 et facteur de forme H	130
5.2	Comparaison de la longueur de recirculation L_R^* et des coordonnées des centres tourbillonnaires A et B dans le plan de symétrie $z^* = 0$ entre la littérature (cf. Chapitre 2) et nos résultats	134
5.3	Comparaison des longueurs de recirculation L_R^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ des maquettes $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, entre la littérature (cf. Chapitre 2), les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA)	147
6.1	Valeur moyenne, écart-type du coefficient de corrélation r^2 et pourcentage de profils pour lesquels $r^2 > 0,9$, concernant la régression linéaire pour le calcul du coefficient de la diffusion verticale D_y selon les 3 maquettes étudiées	184
6.2	Valeur moyenne et écart-type du coefficient de diffusion verticale D_y calculé selon le modèle de diffusion-advection pour les 3 maquettes étudiées	185
6.3	Valeur moyenne, écart-type du coefficient de corrélation r^2 et pourcentage de profils pour lesquels $r^2 > 0,9$, concernant la régression linéaire pour le calcul du coefficient de la diffusion transversale D_z selon les 3 maquettes étudiées	189
6.4	Valeur moyenne et écart-type du coefficient de diffusion transversale D_z calculé selon le modèle de diffusion-advection pour les 3 maquettes étudiées	190
A.1	Maillage vertical effectué pour les mesures de couche limite en proche plancher	222

Nomenclature

■ Acronymes :

CAPTIHV	Caractérisation et Analyse des Polluants issus du Transport automobile et Infiltrant les Habitacles Véhicules
CORIA	COmplexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie
CP	Controlled Processor
CW	Continuous Wave
DNS	Direct Numerical Simulation
DT	Dead-Time
ELPI^{MD}	Electrical Low-Pressure Impactor
ESTACA	École Supérieure des Techniques Aéronautiques et de Construction Automobile
FDP	Fonction Densité de Probabilité
HEI	Health Effects Institute
HEPA	High Efficiency Particulate Air
IR	Individual Realization
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
LDV	LASER Doppler Velocimetry
LES	Large Eddy Simulation
MIRA	Motor Industry Research Association
OCDE	Organisation de Coopération et de Développement Economiques
OMS	Organisation Mondiale de la Santé
PIB	Produit Intérieur Brut
PIV	Particle Image Velocimetry
PM	Particulate Matter
PUF	Particule Ultra Fine
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

■ Notations grecques :

χ	Facteur de forme dynamique d'une particule	–
Δt	Intervalle de temps entre deux mesures $i - 1$ et i	s
δ	Épaisseur de couche limite	m
δ_1	Épaisseur de déplacement	m

Nomenclature

δ_2	Épaisseur de quantité de mouvement	m
ϵ	Taux de blocage des maquettes dans la veine d'essais	–
γ	Facteur de pondération utilisé pour le traitement LDV	–
λ_0	Libre parcours moyen de référence	m
Λ_1	Estimateur des écarts de mesure de vitesse avec/sans système d'échappement	–
Λ_2	Estimateur des écarts de mesure de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$	–
λ	Libre parcours moyen	m
μ	Viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
Ω_m	Vitesse de rotation du moteur	$rad.s^{-1}$
ϕ_c	Diamètre intérieur du tuyau d'échappement des maquettes	m
ϕ_{sonde}	Diamètre intérieur des sondes de prélèvement	m
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
ρ_p	Masse volumique d'une particule	$kg.m^{-3}$
σ_g	Ecart-type géométrique des diamètres	m
τ	Temps de transit d'une particule dans le volume de mesure	s
τ_p	Temps de relaxation d'une particule	s
θ	Température	K
θ_0	Température de référence	K
φ	Angle de la lunette arrière du corps d'A Ahmed	–
ξ	Booléen utilisé pour le filtrage de données	–

■ Notations latines :

\mathcal{E}_u	Nombre d'Euler	–
\mathcal{F}_r	Nombre de Froude	–
\mathcal{K}_n	Nombre de Knudsen	–
\mathcal{M}_a	Nombre de Mach	–
\mathcal{R}_e	Nombre de Reynolds associé au corps d'A Ahmed	–
\mathcal{S}_k	Nombre de Stokes	–
\mathcal{S}_t	Nombre de Strouhal	–
A	Centre du tourbillon supérieur dans le plan de symétrie $z = 0$	–
a	Vitesse du son	$m.s^{-1}$
B	Centre du tourbillon inférieur dans le plan de symétrie $z = 0$	–
C	Concentration en nombre de particules	m^{-3}
C_0	Concentration en nombre de fond	m^{-3}
C_c	Facteur de correction de Cunningham	–
$C_{e,c}$	Concentration en nombre totale à la sortie de l'échappement	m^{-3}
C_f	Concentration en nombre finale après traitement des données	m^{-3}

C_s	Concentration en nombre stabilisée	m^{-3}
C_t	Concentration en nombre totale des 12 étages de l'ELPI	m^{-3}
$C_{x,f}$	Coefficient de traînée de frottement	–
$C_{x,p0}$	Coefficient de traînée lié à la face avant	–
$C_{x,p1}$	Coefficient de traînée lié à la lunette	–
$C_{x,p2}$	Coefficient de traînée lié au culot	–
$C_{x,p}$	Coefficient de traînée de pression	–
C_x	Coefficient de traînée	–
d	Densité	–
$d_{a,50\%}$	Diamètre de coupure aérodynamique	m
D_B	Coefficient de diffusion brownienne	$m^2.s^{-1}$
d_b	Diamètre d'une buse	m
d_{ech}	Diamètre d'échappement d'un véhicule réel	m
d_g	Moyenne géométrique des diamètres	m
d_m	Diamètre moyen d'une classe de tailles	m
$d_{p,a}$	Diamètre aérodynamique d'une particule	m
$d_{p,s}$	Diamètre de Stokes d'une particule	m
$d_{p,v}$	Diamètre équivalent volume d'une particule	m
d_p	Diamètre d'une particule	m
$d_{s,50\%}$	Diamètre de coupure de Stokes	m
D_y	Coefficient de diffusion verticale	$m^2.s^{-1}$
D_z	Coefficient de diffusion transversale	$m^2.s^{-1}$
e	Efficacité volumétrique du moteur	–
f_a	Fréquence d'acquisition d'une mesure	s^{-1}
$f_{FDP,log}$	Fonction densité de probabilité en échelle logarithmique base 10	–
f_{FDP}	Fonction densité de probabilité	–
f_v	Fréquence de validation d'une mesure LDV	s^{-1}
F_x	Force de traînée	$m.kg.s^{-2}$
F_y	Force de portance	$m.kg.s^{-2}$
g	Accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
H	Facteur de forme de la couche limite	–
h_c	Hauteur du corps d'Ahmed	m
h_g	Garde au sol (hauteur des pieds) associée au corps d'Ahmed	m
h_v	Hauteur de la veine d'essais	m
I	Intensité électrique mesurée	A
J	Centre des tourbillons longitudinaux	–
j_{conv}	Densité de flux de particules associé à la convection	$m^{-2}.s^{-1}$
j_{Fick}	Densité de flux de particules associé à la loi de Fick	$m^{-2}.s^{-1}$

Nomenclature

k	Facteur d'échelle géométrique des maquettes (réf. Ahmed et al. (1984))	–
k_b	Constante de Boltzmann	$m^2.kg.s^{-2}.K^{-1}$
$L_{c,L}$	Longueur de la lunette du corps d'Ahmed	m
L_c	Longueur du corps d'Ahmed	m
l_c	Largeur du corps d'Ahmed	m
$L_{R,L}$	Longueur de rattachement du bulbe sur la lunette du corps d'Ahmed	m
L_R	Longueur de recirculation dans le sillage du corps d'Ahmed	m
L_v	Longueur de la veine d'essais	m
l_v	Largeur de la veine d'essais	m
N	Nombre total de mesures effectuées durant une acquisition	–
n	Nombre de mesures effectuées à l'instant t	–
N_f	Nombre de mesures éliminées par filtrage	–
n_x, n_y, n_z	Nombre de points de mesure dans les directions respectives x , y et z	–
P	Pression	$m^{-1}.kg.s^{-2}$
P_0	Pression de référence	$m^{-1}.kg.s^{-2}$
$Q_{e,c}$	Débit volumique d'échappement des maquettes en laboratoire	$m^3.s^{-1}$
$Q_{e,veh}$	Débit volumique d'échappement d'un véhicule réel	$m^3.s^{-1}$
Q_{ELPI}	Débit volumique d'aspiration du système ELPI ^{MD}	$m^3.s^{-1}$
r	Coefficient de corrélation linéaire	–
S	Surface frontale apparente d'un véhicule	m^2
S_{Suth}	Température de Sutherland	K
T	Durée d'acquisition d'une mesure	s
t	Temps	s
u, v, w	Composante du vecteur vitesse dans le repère ($Oxyz$)	$m.s^{-1}$
U_∞	Vitesse de l'écoulement non perturbé	$m.s^{-1}$
V_b	Vitesse moyenne de l'écoulement en sortie de buse	$m.s^{-1}$
V_{cyl}	Cylindrée du moteur	m^3
$V_{e,c}$	Vitesse d'échappement en laboratoire	$m.s^{-1}$
$V_{e,veh}$	Vitesse d'échappement d'un véhicule réel	$m.s^{-1}$
V_p	Volume d'une particule	m^3
V_s	Vitesse de sédimentation d'une particule	$m.s^{-1}$
V_{veh}	Vitesse de déplacement d'un véhicule réel	$m.s^{-1}$
X	Fonction de transfert utilisée pour le traitement ELPI	$A^{-1}.m^{-3}$
x, y, z	Coordonnées dans le repère lié au corps d'Ahmed	$(m; m; m)$

■ Accentuations et indices :

- .' Partie fluctuante d'une quantité
- .* Grandeur normalisée (par h_c pour les longueurs, par U_∞ pour les vitesses et par $C_{e,c}$ pour les concentrations)

$\bar{\cdot}$	Moyenne temporelle d'une quantité
A	Indice relatif au centre tourbillonnaire A ($x_A^*; y_A^*; 0$)
B	Indice relatif au centre tourbillonnaire B ($x_B^*; y_B^*; 0$)
ech	Indice relatif aux mesures en présence du système d'éjection
PIV	Indice relatif aux mesures PIV réalisées au CORIA

Introduction

SELON UN RÉCENT ARTICLE, 95% de la population mondiale respire un air dangereusement pollué, alors que la pollution de l'air est la cause de près de 7 millions de décès annuels dans le monde (Verge, 2018). Pour les principaux polluants de l'air ayant des impacts néfastes sur la santé, l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS, 2006) recommande des seuils d'exposition qui sont les plus restrictifs pour les polluants particulaires. Parmi les différentes tailles de particules considérées, les Particules Ultrafines (PUF), de diamètre inférieur à 100nm , présentent des risques sanitaires plus importants que les particules plus grosses (Morawska et al., 2004). Elles pénètrent plus profondément au sein du système respiratoire et leur réactivité chimique est accrue du fait de leur plus grande capacité à transporter des éléments chimiques (Oberdörster et al., 2005). Par conséquent, l'exposition aux PUF augmente le risque de contracter des maladies cardiopulmonaires, cardiovasculaires et la mortalité se trouve ainsi augmentée (Morawska, 2010).

Les milieux urbains correspondent aux zones où la concentration en nombre des PUF est la plus élevée du fait de l'activité humaine (Buseck et Adachi, 2008). Certes, du fait de leur petite taille les PUF contribuent peu en masse à la totalité des particules, mais elles représentent toutefois jusqu'à 80% de leur nombre total (Kumar et al., 2016). Étant donné qu'elles sont plus nombreuses, cela augmente donc encore leur dangerosité par rapport aux plus grosses particules du fait, comme nous l'avons évoqué, de leur grande capacité de pénétration au sein de l'organisme. Parmi les principales sources d'émission des particules en milieu urbain, le transport routier contribue jusqu'à environ 90% du nombre total de PUF (Mejia et al., 2007). Par conséquent, l'exposition à ces particules durant les temps de déplacement, suivant le mode choisi, peut être supérieure à toute autre activité de la journée (Int Panis et al. (2010), Knibbs et al. (2011), Grana et al. (2017)). Les piétons, cyclistes ou encore les motocyclistes sont particulièrement exposés, mais les passagers des voitures sont également concernés. En effet, les filtres à habitacle ne permettent pas de retirer l'intégralité des particules (Lee et al., 2015b), ce qui fait que l'exposition aux PUF durant un trajet en voiture peut contribuer jusqu'à 50% d'une exposition totale journalière (Zhu et al., 2007).

Objectif de la thèse

Dans cette thèse, l'objectif est de caractériser la dispersion des PUF émises depuis l'échappement d'un véhicule. L'étude est expérimentale et il s'agira de déterminer les liens entre les champs de concentration en nombre des PUF dans le sillage de maquettes simplifiées d'automobiles et les propriétés de ces écoulements de sillage.

Intérêts des travaux

Ces travaux permettront de compléter les connaissances sur les réels niveaux d'exposition aux particules auxquels sont soumis tous les usagers de la route (piétons, cyclistes, véhicules suiveurs, etc.) à l'échelle du sillage d'un véhicule. Ils peuvent aider à mettre en place des solutions pour diminuer l'exposition de ces usagers au nombre de particules.

Ces données manquent pour le développement des modèles numériques prédictifs des niveaux d'exposition (Kumar et al., 2011), mais également pour les études épidémiologiques traitant de la dangerosité des PUF (Morawska, 2010). En effet, la mesure des niveaux d'exposition est généralement

réalisée dans des stations fixes aux abords des routes (Carpentieri et Kumar, 2011) ou bien lors de campagnes de mesures embarquées (Airparif (2009), Mehel et al. (2017)). Néanmoins, cela ne permet pas de comprendre la dynamique des PUF à l'échelle du sillage d'un véhicule. A termes, des niveaux de recommandations, donnés par des organismes comme l'OMS, sur l'exposition aux concentrations en nombre des particules pourraient ainsi être mis en place (OMS, 2018).

Actuellement, il existe seulement quelques études expérimentales traitant de la dispersion d'un gaz traceur dans le sillage de véhicules (Richards (2002), Gosse (2005), Kanda et al. (2006), Carpentieri et al. (2012)), mais aucune à notre connaissance n'est basée sur des mesures de concentration en nombre de particules solides représentatives de celles émises à l'échappement.

Démarche adoptée

La figure 0 schématise la démarche adoptée ainsi que l'organisation du manuscrit, écrit en 3 parties.

La partie I, composée de deux chapitres, est réservée à l'état de l'art.

Dans le chapitre 1, nous replaçons la problématique dans son contexte général de qualité de l'air et donnons des éléments caractéristiques des PUF. Plus précisément, nous analysons dans un premier temps les effets de la pollution de l'air en termes de coûts et d'impacts sanitaires (Section 1.1). Nous identifions ensuite les principaux polluants gazeux et particulaires. Après avoir rappelé que les particules les plus petites sont celles qui ont les effets les plus néfastes sur la santé, nous relevons les niveaux d'exposition en fonction de la zone géographique et de l'activité humaine. Cela nous permettra par la suite d'identifier les sources principales d'émissions. Dans un deuxième temps, nous nous concentrons sur les particules émises par le transport routier et donnons quelques-unes de leurs propriétés physiques et chimiques (Section 1.2). Nous insistons ensuite sur les mécanismes agissant sur leur dynamique, qui ne sont pas identiques à ceux agissant sur un gaz traceur. Dans un dernier temps, nous synthétisons les résultats des études portant sur la dispersion de polluants dans le sillage d'automobiles et identifions leurs manques (Section 2.3).

Ce premier chapitre permet d'introduire le chapitre 2. Les propriétés des écoulements de sillage automobile étant de première importance pour comprendre la dispersion des PUF, nous identifions d'abord un modèle générique d'automobile simplifiée (Section 2.1). Il doit être capable de générer des écoulements de sillage représentatifs de la majeure partie des véhicules du parc automobile. Dans un deuxième temps, nous analysons les différents régimes d'écoulement produits par le modèle simplifié (Section 2.2). Pour chacun de ces régimes, nous comparons plusieurs études afin de déterminer les principales caractéristiques des structures tourbillonnaires moyennes dans le sillage. Par ailleurs, la comparaison de trois grandeurs préalablement choisies nous permettra dans un troisième temps d'étudier la sensibilité des études à différents paramètres expérimentaux et numériques, malgré la simplicité géométrique du modèle étudié (Section 2.3).

Les deux chapitres qui composent cette première partie sont de première importance pour comprendre l'intérêt et l'utilité de ces travaux de thèse, mais également pour la mise en place des méthodes expérimentales qui est l'objet de la deuxième partie (Figure 0).

La partie II est réservée aux dispositifs expérimentaux, à la méthodologie et aux études préliminaires de cette thèse. Elle est également composée de deux chapitres.

Dans le chapitre 3, nous détaillons les moyens expérimentaux utilisés. Dans un premier temps, nous décrivons la soufflerie et la veine d'essais spécialement conçue pour ces travaux (Section 3.1). Dans un deuxième temps, les maquettes retenues au chapitre 2 et construites sont présentées en même temps que les critères de similitude sont discutés (Section 3.2). Dans un troisième temps, les systèmes de mesure pour la caractérisation des écoulements de sillage sont exposés (Section 3.3). Dans un quatrième et dernier temps, les systèmes de génération de PUF et de mesure de concentration pour caractériser la phase dispersée dans le sillage des maquettes sont détaillés (Section 3.4). On

notera que lors de cette thèse, une campagne de mesures a été consacrée à l'étude de l'écoulement à vide de la veine d'essais. Cette étape est cruciale non seulement pour s'assurer qu'aucune perturbation non identifiée n'est présente, mais aussi pour connaître certains paramètres déterminants pour notre dispositif expérimental. Par soucis de concision et de clarté, cette étude est placée en annexe A (Figure 0).

Dans le chapitre 4, nous nous focalisons sur les méthodes de traitement des données brutes des systèmes de mesures précédemment décrits. Nous donnons les résultats de plusieurs études de sensibilité ainsi que la méthodologie de mesures employées. Nous commençons d'abord par la campagne de mesures concernant la caractérisation des écoulements de sillage (Section 4.1). Dans un second temps, la campagne de mesures permettant la caractérisation de la phase dispersée est présentée (Section 4.2). On précisera qu'une problématique du traitement de données des mesures de vitesse a été soulevée lors de ces travaux. Cette problématique a été traitée et a abouti à un article publié dans une revue internationale (Rodriguez et al., 2018b). Une nouvelle fois, par soucis de concision mais également de clarté, le sujet sera abordé dans le corps du manuscrit mais le lecteur en trouvera les détails dans l'annexe B (Figure 0).

La partie III est réservée aux résultats obtenus. Elle est, comme les autres, composée de deux chapitres.

Dans le chapitre 5, nous développons les résultats concernant la caractérisation des écoulements de sillage à l'arrière des maquettes. L'objectif est de décrire les propriétés des écoulements de sillage et des structures tourbillonnaires, que nous mettons en relation ensuite avec les données trouvées dans la littérature et recensées dans le chapitre 2. Dans un premier temps, nous analysons les résultats de la campagne de mesures faite en début de projet, c'est à dire en l'absence du système d'échappement (Section 5.1). Ensuite, des mesures complémentaires réalisées au CORIA (Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie) à Rouen, dans des conditions expérimentales similaires, permettent de compléter les résultats (Section 5.2). Dans un troisième temps, nous étudions l'influence du système d'échappement sur les résultats identifiés dans le premier temps (Section 5.3). Dans l'annexe C sont placés des résultats complémentaires associés à chacun de ces points.

Dans le chapitre 6, nous nous focalisons sur la caractérisation de la phase dispersée des PUF dans le sillage des maquettes. Dans un premier temps, nous analysons les champs de concentration en nombre, totale et moyenne, des PUF à l'arrière de chacune des maquettes (Section 6.1). Afin que l'analyse soit la plus claire possible, nous développons chacune des configurations séparément afin d'examiner les champs dans différents plans verticaux, horizontaux et transversaux. Dans un deuxième temps, nous nous proposerons de quantifier la dispersion à l'aide de coefficients de diffusion verticale et transversale, construits sur la base d'un modèle discuté (Section 6.2).

Enfin le corps principal du manuscrit se terminera par une conclusion générale de ces travaux de thèse et l'identification de perspectives pour de futurs travaux.

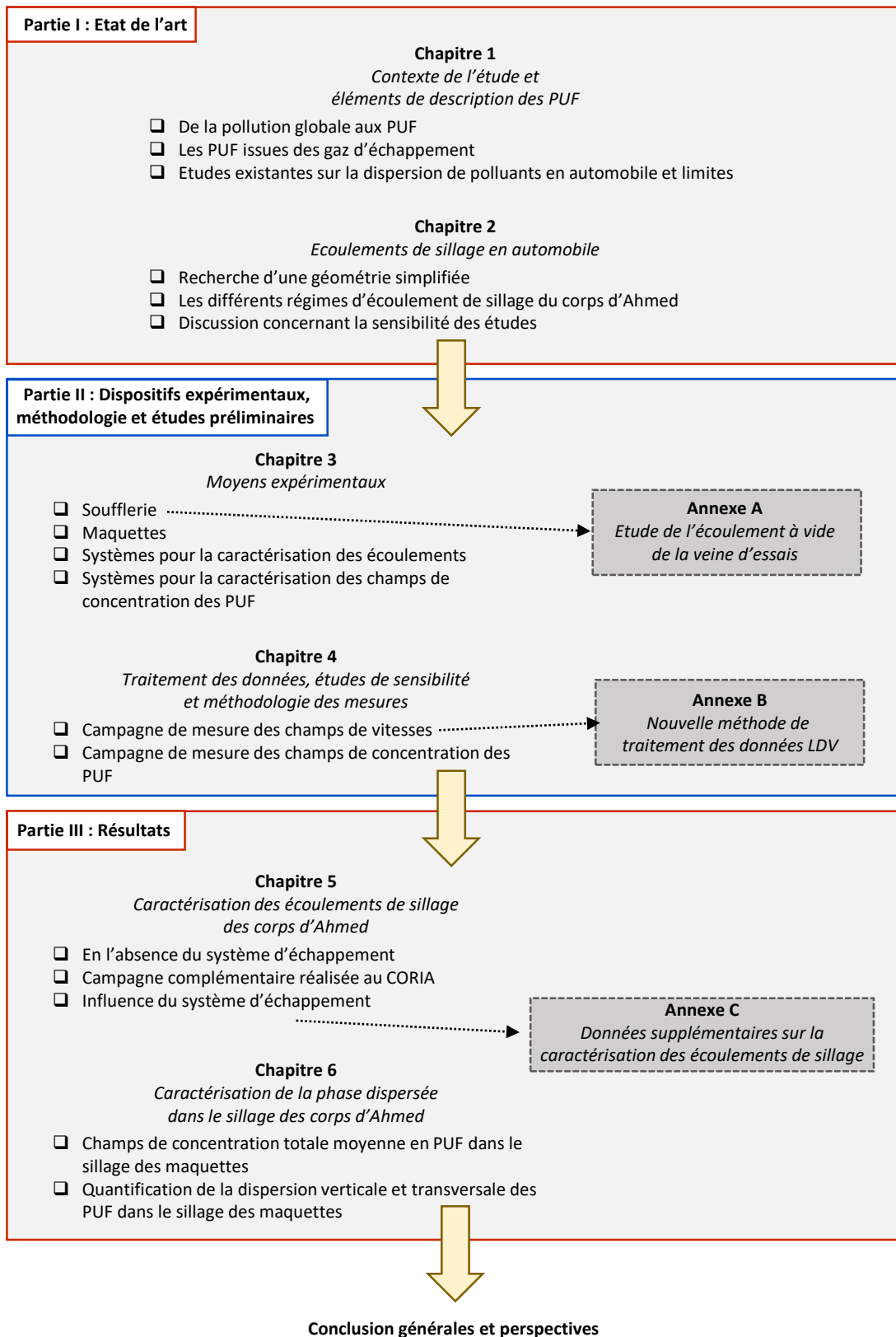


FIGURE 0: Démarche adoptée et organisation du manuscrit

Première partie

Etat de l'art

Chapitre 1

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

CETTE PREMIÈRE PARTIE, composée de deux chapitres, est consacrée aux résultats de l'étude bibliographique. Dans ce chapitre 1, nous décrivons le contexte général de la problématique autour de la qualité de l'air. Plus précisément, nous analysons dans un premier temps les effets de la pollution de l'air en termes de coûts et d'impacts sanitaires. Nous identifions les principaux polluants (gazeux et particulaires) et posons les premières définitions associées. Les particules les plus petites ayant les effets les plus néfastes sur la santé, nous relevons les niveaux d'exposition à ces dernières selon les différents milieux géographiques ce qui nous permet d'identifier les sources principales d'émissions. Dans un deuxième temps, nous nous concentrons sur les particules émises par le transport routier et donnons quelques-unes de leurs propriétés physiques et chimiques. Nous insistons ensuite sur les mécanismes agissant sur leur dynamique, ces derniers n'étant pas identiques à ceux agissant sur un gaz traceur. Dans un dernier temps, nous synthétisons les résultats des études portant sur la dispersion de polluants dans le sillage d'automobiles et identifions leurs manques.

Sommaire

1.1	De la pollution globale aux PUF	33
1.1.1	Pollution mondiale et réglementation	33
1.1.2	Risques sanitaires liés aux principaux polluants	36
1.1.2.1	Effets des polluants gazeux	36
1.1.2.2	Effets des polluants particulaires	37
1.1.3	Sources d'émission des PUF et niveaux d'exposition	40
1.2	Description des PUF issues des gaz d'échappement	44
1.2.1	Distribution en nombre des tailles des PUF	44
1.2.2	Modes et mécanismes de formation associés	47
1.2.3	Composition des produits d'échappement	48
1.2.4	Les différentes notions de diamètre des particules	51
1.2.5	Dynamique des particules	53
1.3	Études existantes sur la dispersion de polluants en automobile	56
1.4	Conclusion du chapitre et objectif	57

1.1 De la pollution globale aux PUF

1.1.1 Pollution mondiale et réglementation

Roumégas et Saddier (2016) expliquent dans leur rapport que le coût de la pollution de l'air a fait l'objet de nombreuses évaluations tant au niveau national qu'international. Ils insistent également

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

sur le fait que les hypothèses encadrant les calculs sont nombreuses. C'est la raison pour laquelle il n'en existe que des estimations. Néanmoins, la pollution de l'air a d'une manière générale un impact sur (Roumégas et Saddier, 2016) :

- La santé (morbidité et mortalité) ;
- L'activité productive et la richesse nationale, mesurées par le PIB (Produit Intérieur Brut). En cause : les décès prématurés, les maladies et l'absentéisme engendrés par une mauvaise qualité de l'air, mais également par l'investissement des acteurs économiques pour réduire leurs activités polluantes ;
- La qualité de vie en raison des effets de cette pollution sur la souffrance associée à la mortalité ou à la morbidité, l'anxiété vis-à-vis de l'avenir, le temps passé auprès d'un malade, etc. ;
- Les finances publiques au travers des dépenses de santé (soins de ville, hospitalisations) et des dépenses de prévention, de surveillance et de recherche visant à lutter contre la pollution de l'air ;
- Le patrimoine bâti, la pollution de l'air extérieur étant responsable de la détérioration des façades des bâtiments.

La figure 1.1 présente les effets directs et indirects associés à la pollution de l'air sur l'homme. Toute chiffrage est donc rendu extrêmement difficile du fait du grand nombre d'éléments impondérables.

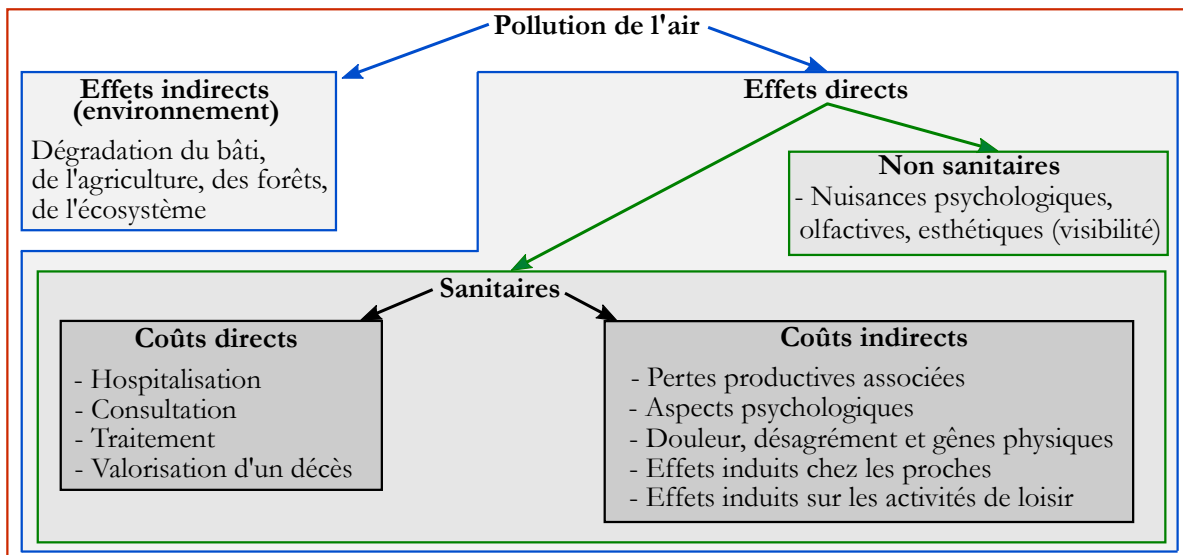


FIGURE 1.1: Coûts à prendre en compte pour évaluer l'impact de la pollution de l'air, selon Roumégas et Saddier (2016)

Les conséquences de la pollution de l'air vont donc bien au-delà du seul impact sur la santé. Pour être concret, la pollution de l'air est à l'origine par exemple d'agressions sur les bâtiments. Cela comprend les salissures en favorisant le développement d'algues et de lichens ou bien par des dépôts de poussières, mais également les détériorations par des attaques acides (Erba et al., 2015). La pollution de l'air joue également sur la visibilité dans les villes (Kumar et al., 2010b).

Malgré la difficulté à effectuer un chiffrage, les sommes avancées ne sont pas négligeables. En effet, l'Organisation de Coopération et de Développement Économiques (OCDE) a évalué en 2015 le coût économique de la pollution de l'air extérieur en Europe à 10% du PIB (Pécresse, 2016).

Si l'on se focalise sur les coûts sanitaires, ils sont estimés selon l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS) en 2015 à environ 2,3% du PIB en France (Erba et al., 2015). Concernant les seules pathologies respiratoires et hospitalisations cardio-vasculaires, les coûts associés à la pollution de l'air sont esti-

més entre 886 millions et 1,81 milliards d'euros par an, soit entre 15 et 30% du déficit de l'assurance maladie (Erba et al., 2015). Toujours selon l'OMS en 2015, la pollution de l'air est la cause de 482 000 décès prématurés en Europe (Erba et al., 2015). Dans le monde, selon un rapport du Health Effects Institute (HEI) américain, elle est la cause de près de 7 millions de décès annuels et pas moins de 95% de la population mondiale respire un air dangereusement pollué (Verge, 2018).

On précisera également que la pollution de l'air n'est pas seulement extérieure puisque selon Verge (2018), sur ces 7 millions de décès annuels :

- ⊙ 38% sont dus à la pollution intérieure. En cause, l'utilisation de combustibles solides pour cuisiner ou se chauffer (fuel, bois ou biomasse). Toutefois, on observe une chute de 33% du nombre de foyers utilisant ce type de combustibles depuis 1990 ;
- ⊙ 62% sont dus à la pollution extérieure.

D'une manière générale, les polluants sont de type particulaire (solide ou liquide) ou gazeux. Parmi les polluants particulaires, on distingue les classes de taille suivantes (Pope et Dockery (2006), Xia et al. (2016)) :

- ⊙ Les particules « grossières » de taille comprise entre $2,5\mu m$ et $10\mu m$,
- ⊙ Les particules « fines » de taille comprise entre $0,1\mu m$ et $2,5\mu m$,
- ⊙ Les Particules « Ultrafines » (PUF) de taille inférieure à $0,1\mu m$.

Dans le vocabulaire toxicologique, on distingue généralement une PUF d'une nanoparticule bien qu'elles soient toutes deux de taille nanométrique : contrairement aux PUF, on considère qu'une « nanoparticule » est créée intentionnellement par l'ingénierie avec une forme, taille et fonctionnalité qui dépendent de leur application (Xia et al. (2016), (Oberdörster et al., 2005)).

On distingue ensuite généralement deux classes de polluants (Valentino, 2016) :

- ⊙ Les polluants « primaires » : de sources anthropiques (usines, gaz d'échappement, cheminées, agriculture, etc.). On trouve principalement le dioxyde de soufre SO_2 , les oxydes d'azote NO_x , le monoxyde de carbone CO , les composés volatiles organiques et les particules solides.
- ⊙ Les polluants « secondaires » : formés dans l'atmosphère par réaction chimique. On trouve principalement l'ozone O_3 , les oxydes d'azote NO_x ainsi que des particules solides.

Concernant les polluants non solides, ceux principalement néfastes pour la santé sont donc l'ozone O_3 , les oxydes d'azote NO_x , le dioxyde de soufre SO_2 et le monoxyde de carbone CO (Xia et al., 2016).

Les seuils de concentration de ces principaux polluants qu'il est recommandé de pas dépasser selon l'OMS (2006) et les directives européennes (Airparif, 2008) sont présentés dans le tableau 1.1. On précise par ailleurs que les seuils de concentration recommandés en France sont les mêmes que les seuils européens (Airparif, 2010). Dans le tableau 1.1 et pour la suite, on désigne par Particulate Matter (PM) la concentration en masse des particules. Ainsi, PM10 correspond à la concentration en masse des particules de taille inférieure à $10\mu m$ et PM2.5 celle des particules de taille inférieure à $2,5\mu m$ (Morawska, 2010). Le tableau met en évidence des différences entre les valeurs guides de l'OMS et les directives européennes qui sont plus conciliantes. Par exemple, le seuil recommandé par l'OMS concernant le dioxyde de soufre SO_2 est 6 fois plus faibles qu'en Europe. Par ailleurs, on remarque que les seuils recommandés les plus faibles sont associés aux polluants particulaires qui sont les plus néfastes pour la santé, comme nous allons le voir dans la section suivante.

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

	OMS ¹ (OMS, 2006)		Directives européennes ² (Airparif, 2008)	
PM2.5	10 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne annuelle	25 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne journalière Max 3j/an	25 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne annuelle	- -
PM10	20 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne annuelle	50 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne journalière Max 3j/an	40 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne annuelle	50 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne journalière Max 35j/an
O ₃	100 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne sur 8h	- -	180 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne horaire	- -
NO ₂	40 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne annuelle	200 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne horaire	40 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne annuelle	200 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne horaire Max 18h/an
SO ₂	20 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne journalière	500 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne sur 10min	125 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne journalière Max 3j/an	350 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne horaire Max 24h/an
CO	10000 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne sur 8h	- -	10000 $\mu\text{g.m}^{-3}$ Moyenne sur 8h	- -

- Manque de données

¹ Les valeurs datent de 2005 et sont en cours de révision, la nouvelle version devrait être publiée en 2020 (OMS, 2018)

² La stratégie communautaire de surveillance de la qualité de l'air se base sur la directive européenne (2008/50/CE) du 21 mai 2008 et sur la directive n°2004/107/CE du 15 décembre 2004. Le décret n°2010-1250 du 21 octobre 2010 transpose la directive 2008/50/CE du Parlement européen et du Conseil du 21 mai 2008 : les seuils de concentration en France sont les mêmes que les seuils européens (Airparif, 2010).

TABLEAU 1.1: *Seuils de concentration recommandés à ne pas dépasser des principaux polluants de l'air qui posent des risques pour la santé : selon l'OMS (OMS, 2018) et les directives européennes (Airparif, 2008)*

1.1.2 Risques sanitaires liés aux principaux polluants

Dans cette section, nous nous concentrons d'abord sur l'effet des polluants gazeux. Nous portons ensuite une attention plus prononcée sur l'effet des polluants particulaires solides, qui sont les plus néfastes pour la santé et qui constituent le cœur de cette thèse.

1.1.2.1 Effets des polluants gazeux

Nous regardons ici les polluants non particulaires principaux ayant un impact sur la santé, à savoir l'ozone O₃, le dioxyde d'azote NO₂, le dioxyde de soufre SO₂ et le monoxyde de carbone CO.

Ozone O₃

Selon l'OMS (2006), une exposition à l'ozone O₃ de plus de 180 $\mu\text{g.m}^{-3}$ provoque une diminution des fonctions respiratoires par l'inflammation des voies respiratoires. Elle augmente par conséquent la morbidité respiratoire chez les enfants. Ce gaz est également responsable de maladies cardiovasculaires (Héroux et al., 2015). Actuellement, on peut être témoins des mesures prises concernant les restrictions de circulation dans les métropoles lorsqu'il existe un risque accru d'exposition à l'ozone (Le Monde, 2018).

En dehors des risques sanitaires, l'ozone est un oxydant puissant qui agit sur la photosynthèse, provoquant des pertes de rendements agricoles de 3 à 20% selon les cultures (Erba et al., 2015).

Dioxyde d'azote NO_2

Il reste difficile d'isoler précisément les effets liés à une forte exposition au NO_2 . Toutefois, il est montré que le dioxyde d'azote associé à d'autres polluants augmente sensiblement la toxicité du mélange. C'est ce qui est appelé effet « cocktail » (OMS, 2006). On observe un affaiblissement global des fonctions respiratoires chez les enfants ainsi qu'une augmentation des symptômes de bronchite chez les enfants asthmatiques (OMS (2006), Héroux et al. (2015)). Des effets néfastes chez les personnes asthmatiques exposées à des niveaux supérieurs à $200\mu g.m^{-3}$ sont repérés dès une heure d'exposition (OMS, 2006).

En dehors des risques sanitaires, les NO_x favorisent un enrichissement en nitrates des eaux de pluie qui provoquent des effets nuisibles sur la fertilisation en zone d'élevage intensif (Erba et al., 2015). Le NO_x désigne un gaz hautement réactif contenant de l'azote et de l'oxygène dans des quantités possiblement différentes (NO , NO_2 , N_2O_3 , etc.).

Dioxyde de soufre SO_2

Des symptômes au niveau du système respiratoire et des poumons sont repérés dès 10 minutes d'exposition à des niveaux supérieurs à $500\mu g.m^{-3}$ (OMS, 2006).

En dehors des risques sanitaires, on notera que le dioxyde d'azote NO_2 et le dioxyde de soufre SO_2 sont à l'origine de pluies acides, qui ont un impact marqué sur les sols pauvres (Erba et al., 2015).

Monoxyde de carbone CO

Il provoque l'intoxication par inhalation, en se fixant sur les globules rouges via les poumons et en empêchant ces globules de véhiculer correctement l'oxygène dans l'organisme. Pour des forts taux d'exposition, des maux de têtes, des nausées ou encore des vomissements peuvent survenir (OMS, 2006).

1.1.2.2 Effets des polluants particulaires

La dangerosité des particules solides et leur impact sur la santé sont étudiés depuis environ deux décennies (Dockery et al. (1993), Morawska (2010)). Leur dangerosité est difficile à estimer car d'une manière générale, la mesure des particules est plus difficile que celle des gaz. Alors que la seule concentration suffit comme indicateur pour les gaz, les particules ont beaucoup de propriétés (géométrique, physique, chimique, concentration et distribution en nombre et masse) susceptibles de varier (Morawska, 2010). Généralement, c'est la concentration en masse (PM) qui est mesurée et conservée comme indicateur d'exposition (OMS, 2006).

La problématique principale des particules est que les effets sur la santé augmentent avec les niveaux d'exposition sans que ne soit observé de seuil de déclenchement, contrairement aux polluants gazeux. Par ailleurs, malgré les potentielles différences dans la composition des particules selon le lieu géographique où l'on se trouve, les effets relevés sur la santé sont similaires ((Pope et Dockery, 2006), (Morawska, 2010)).

Les trois principales voies d'exposition aux particules sont l'inhalation, l'ingestion et le contact cutané (Guichard (2013), Al-Dabbous (2016)). L'inhalation constitue la voie la plus problématique puisque les particules ont selon leur diamètre une capacité de se déposer plus ou moins profondément dans l'organisme. Ensuite, les particules se déposent sur les tissus, dans les cellules avant d'être éjectées par l'urine et les selles (Al-Dabbous, 2016).

D'une manière générale, les PM provoquent une augmentation des maladies cardiopulmonaires, cardiovasculaires et la mortalité se trouve augmentée (Morawska, 2010). La figure 1.2 établit un bilan sur les chemins généraux physiopathologiques liant l'exposition aux PM avec la morbidité cardiopulmonaire et la mortalité.

Nous allons voir par la suite que la dangerosité des particules solides augmente avec la diminution de leur taille.

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

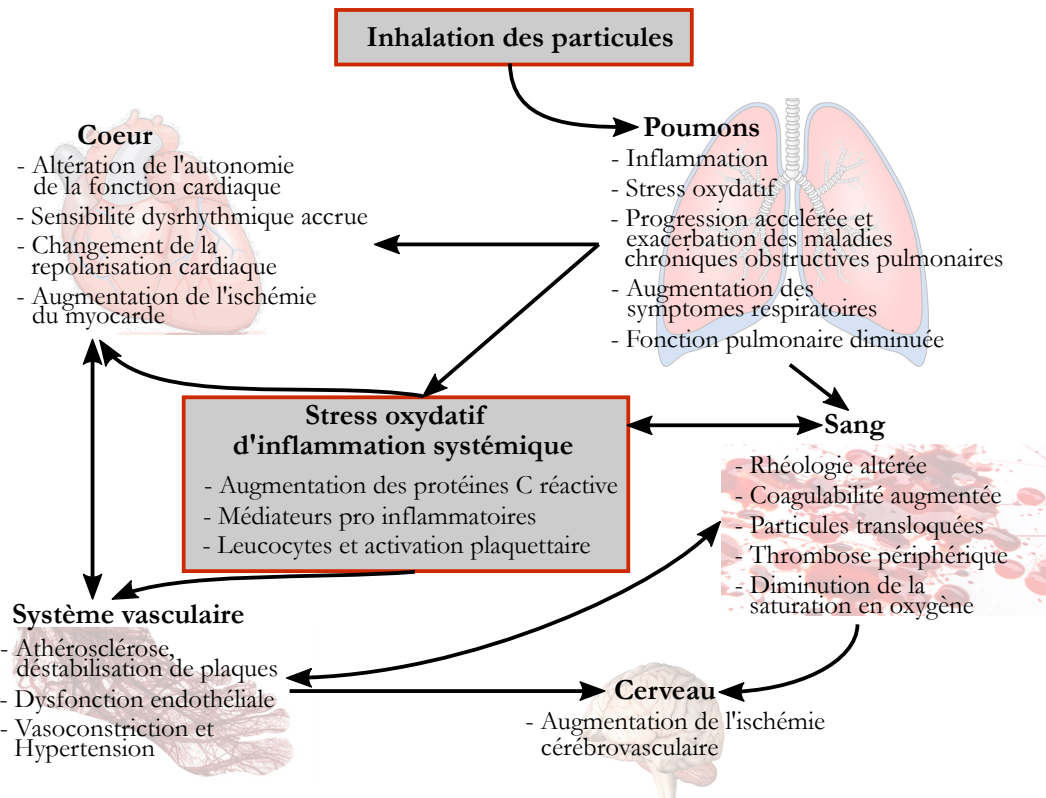


FIGURE 1.2: Chemins généraux pathophysiologiques liant l'exposition aux PM avec la morbidité cardiopulmonaire et la mortalité, repris de *Pope et Dockery (2006)*

Particules grossières PM10

Concernant les PM10, *Héroux et al. (2015)* précisent qu'elles ont une influence négative sur les problèmes asthmatiques, qu'elles augmentent les risques de bronchites et la mortalité post-néonatale (enfant entre 1 et 12 mois). A noter que la mesure des PM10 inclut l'effet des particules grossières ($< 10\mu m$) et fines (PM2.5, $< 2,5\mu m$).

Particules fines PM2.5

Les effets sur la santé des PM2.5 sont plus néfastes que ceux des PM10 (*Dockery et al., 1993*). Les risques sont multiples mais principalement concentrés sur les systèmes respiratoire et cardiovasculaire (*OMS, 2006*). Les études épidémiologiques mettent en avant une augmentation des maladies cérébrovasculaires, pulmonaires, de la cardiopathie ischémique, du cancer des bronches et de la trachée (*Héroux et al. (2015), Xia et al. (2016)*).

A titre d'exemple, des chercheurs de l'Institut de Santé Global de Barcelone ont également établi un lien entre une exposition aux particules fines en période de grossesse (lors de la période fœtale) et les altérations cérébrales chez les jeunes enfants (*Mandard, 2018*). Ces travaux, basés sur l'étude de 783 enfants nés aux Pays-Bas entre 2002 et 2006, ont montré l'augmentation des troubles du contrôle inhibiteur qui est associé à la capacité du contrôle de soi, aux comportements addictifs, au déficit de l'attention ou encore à l'hyperactivité. Pourtant, 99,5% des femmes suivies durant leur grossesse étaient exposées à une moyenne de $20,2\mu g.m^{-3}$ de PM2.5, concentration inférieure au seuil fixé par l'Union Européenne en moyenne annuelle mais supérieure à celui fixé par l'OMS (Tableau 1.1).

Ainsi, on a un exemple précis qui illustre que les effets à long terme des PM sur la mortalité doivent être pris en compte à toute concentration d'exposition. En effet, des effets indésirables sont déjà observés pour des niveaux de fond de $3-5\mu g.m^{-3}$ pour les PM2.5 aux Etats-Unis et en Europe de l'Ouest

(OMS, 2018). Ceci n'est pas le cas des études portant sur le dioxyde d'azote NO_2 qui mettent en évidence un seuil à ne pas franchir (Héroux et al., 2015). Par ailleurs, respecter les valeurs guides de l'OMS en France pour les particules $PM_{2.5}$ réduirait de 53 milliards d'euros le coût sociétal de la pollution et les décès de 17 712 personnes (Collet, 2017).

Particules Ultrafines (PUF)

Les PUF ne contribuant que très peu en masse dans la mesure des PM, il est usuel de parler de concentration en nombre des PUF pour évaluer les risques sanitaires associés (Xia et al., 2016). Par ailleurs, l'exposition au nombre de PUF est d'une manière générale plus néfaste pour la santé que l'exposition à la masse des particules plus grosses (PM) (Morawska et al., 2004).

La première explication repose sur le rapport de la surface des particules sur le nombre d'atomes ou molécules qui les composent. Ce rapport augmente exponentiellement avec la diminution de la taille des particules pour des tailles inférieures à $100nm$ (Oberdörster et al., 2005). Les PUF transportent alors plus d'éléments chimiques et ont une réactivité chimique accrue par rapport aux particules plus grosses. Par conséquent, elles sont plus toxiques pour la santé (Oberdörster et al. (2005), Morawska (2010), Xia et al. (2016)).

Une deuxième explication est que les PUF sont inhalées dans des régions plus profondes du système respiratoire du fait de leur plus petite taille, augmentant encore les risques sanitaires (Morawska, 2010). Pour illustrer le propos, la figure 1.3 montre l'efficacité de dépôt des particules inhalées dans les régions nasopharyngienne, trachéobronchique et alvéolaire du système respiratoire humain en fonction de la taille des particules (Oberdörster et al., 2005).

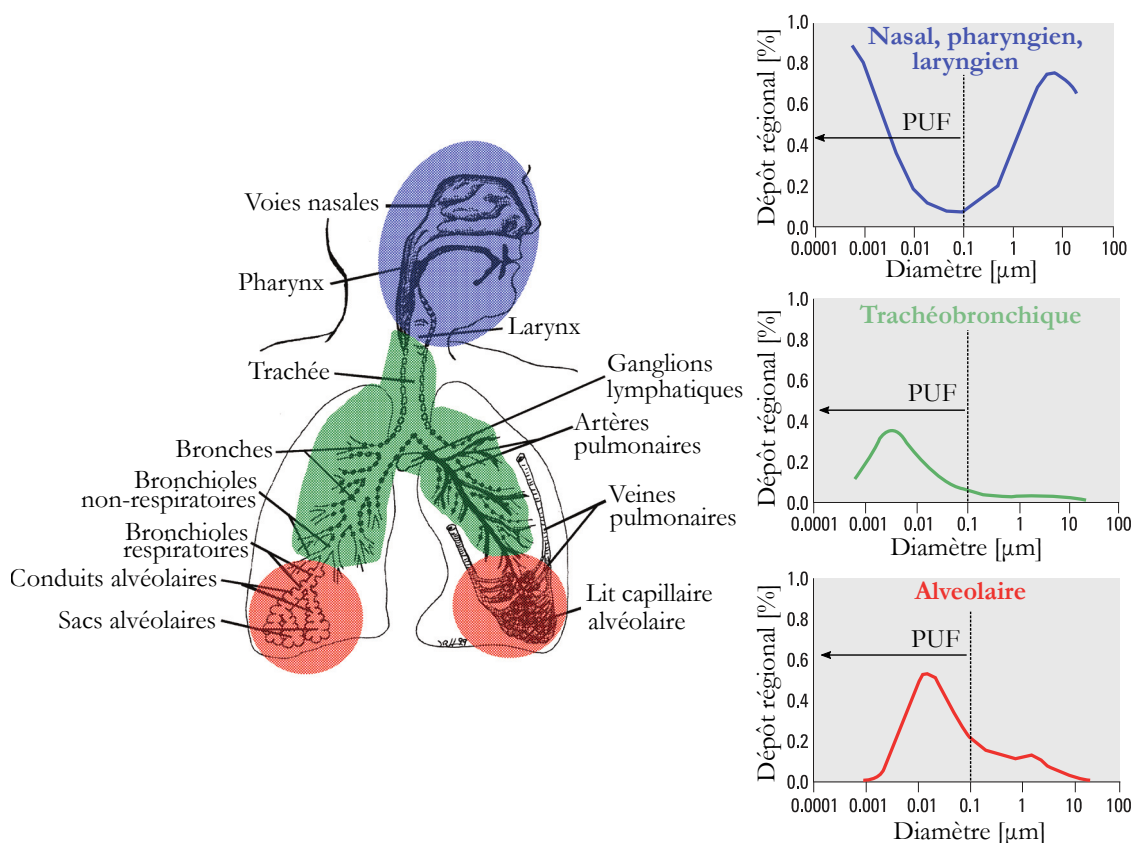


FIGURE 1.3: Dépôt des particules inhalées dans les régions nasopharyngienne, trachéobronchique et alvéolaire du système respiratoire humain en fonction de la taille des particules, selon Oberdörster et al. (2005)

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

Le mécanisme de déposition des PM inhalées inclut principalement l'impaction, la sédimentation et la diffusion (Oberdörster et al. (2005), Al-Dabbous (2016)). Ces auteurs remarquent que les PUF pénètrent dans des zones beaucoup plus profondes du système respiratoire que les particules micrométriques, qui s'arrêtent principalement dans la région nasopharyngienne ou laryngienne. En effet, le dépôt de particules dans les alvéoles est de 50% pour les particules de taille $0,02\mu m$ contre 10% pour celles de taille $0,7\mu m$.

Une troisième raison concerne le retrait des particules. La majorité des particules micrométriques déposées dans les voies aériennes supérieures peuvent être retirées grâce au mucus¹. Toutefois, une petite fraction des particules micrométriques peut passer des voies aériennes supérieures à la région alvéolaire. Cette petite fraction peut cependant être facilement endocytosée² et retirée par les macrophages³ alvéolaires.

En revanche, les PUF atteignent majoritairement la région alvéolaire et le transfert des particules vers le sang est un processus plus rapide et efficace pour les PUF (Morawska, 2010). Ces particules sont si petites et nombreuses que les macrophages ne peuvent pas les retirer efficacement. Par conséquent, les interactions entre les PUF et les macrophages des cellules épithéliales⁴ produisent un stress oxydatif⁵ ainsi que des effets inflammatoires dans les poumons, augmentant encore leur toxicité (Xia et al., 2016). De plus, la rétention plus longue des PUF peut engendrer des transcytoses⁶ qui mènent à une deuxième déposition de ces PUF dans d'autres tissus et organes, conduisant à de nouveaux effets indésirables sur la santé.

Enfin, par un mécanisme de déposition sur la muqueuse olfactive puis par une translocation via le nerf olfactif, les PUF peuvent impacter le système nerveux (Oberdörster et al., 2004).

Pour conclure, la petite taille des PUF comparée aux particules plus grosses leur permet de transporter un plus grand nombre de composés chimiques organiques, de pénétrer plus profondément au sein de l'organisme et d'être retenues plus longtemps. Toutefois, on remarque dans le tableau 1.1 qu'aucune valeur guide n'est donnée pour les seuils de concentration en nombre des PUF, que ce soit par l'OMS ou les directives européennes. Lorsque le rapport de l'OMS (2006) a été diffusé, la plupart des études épidémiologiques portait sur les PM10 ou PM2.5. Le manque d'études épidémiologiques ne permettait donc pas d'établir un niveau seuil de concentration en nombre, bien qu'il y ait déjà à ce moment-là des preuves de leur impact néfaste sur la santé (OMS, 2006). Selon Morawska (2010), les manques pour les études épidémiologiques concernent le nombre de sujets et les zones d'exposition géographiques, trop restreints, qui ont été analysés. En particulier, la problématique principale réside dans le fait que les niveaux d'exposition de PUF, enregistrés dans des stations fixes, ne sont pas relevés à des positions représentatives de là où nous sommes réellement exposés. A titre d'exemple, l'exposition au nombre de PUF varie de manière très importante que l'on soit à proximité d'une route ou à l'écart (Morawska, 2010). C'est ce que nous allons voir dans la section suivante. On précisera toutefois que l'OMS a prévu de publier une nouvelle version de ses recommandations en 2020 (OMS, 2018).

1.1.3 Sources d'émission des PUF et niveaux d'exposition

D'une manière générale, les PUF sont d'origine :

- Naturelle (Oberdörster et al. (2005), Buseck et Adachi (2008), Kumar et al. (2016)) : feux de forêt, éruptions volcaniques, végétation, embruns marins, conversions gaz-particule ;

1. Mucus : substance visqueuse servant d'enduit protecteur à la surface des muqueuses.
2. Endocytose : mécanisme de transport de particule vers l'intérieur de la cellule.
3. Macrophage : cellule appartenant aux globules blancs qui infiltre les tissus.
4. Cellule épithéliale : tissu organique recouvrant la surface externe ou interne de divers organes.
5. Stress oxydatif : Mécanisme d'agression des constituants d'une cellule.
6. Transcytose : mécanisme correspondant à un passage (entrée et sortie) à travers une cellule.

- Anthropique (Kleeman et al. (1999), Wan et al. (2011), Kumar et al. (2013), Xia et al. (2016)) :
 - Formées de manière non-intentionnelle : trafic routier, naval et aérien, moteur de machine, incinérations, centrales électriques, fumée de cigarette, construction et démolition;
 - Formées de manière intentionnelle : nanoparticules issues de l'ingénierie pour une fonction précise, dont la taille et la forme sont contrôlées.

Les particules primaires sont introduites dans l'air directement à partir d'une source sous forme solide, les particules secondaires étant formées dans l'air. La formation des particules nanométriques se fait généralement par combustion, conversion gaz-particule, nucléation ou processus photochimique (Morawska, 2010).

Les concentrations spatiale et temporelle du nombre des PUF sont très variables suivant les zones géographiques. En effet, les niveaux de concentration sont très affectés par l'intensité des émissions, la proximité et le type de la source ainsi que les conditions météorologiques. La figure 1.4 donne la concentration moyenne en nombre des PUF en fonction de l'environnement considéré, selon différentes études reprises par Buseck et Adachi (2008).

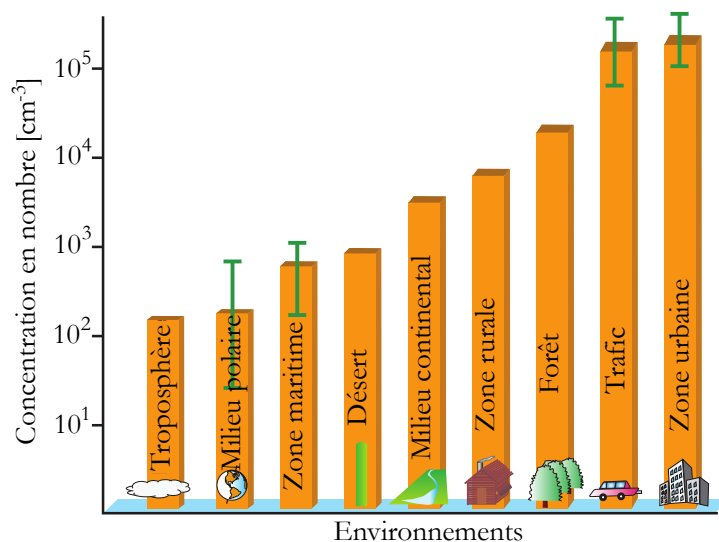


FIGURE 1.4: Concentration en nombre des PUF en fonction de l'environnement considéré, selon différentes études reprises par Buseck et Adachi (2008)

Concernant les niveaux moyens :

- Les zones hors influence de l'activité humaine montrent des niveaux de l'ordre de 10^2 cm^{-3} , résultat également donné par Morawska (2010);
- Dans les zones rurales, les concentrations en nombre sont de l'ordre de 10^3 cm^{-3} , résultat également donné par Kumar et al. (2016) et Held et al. (2008);
- Dans les zones urbaines, Buseck et Adachi (2008) donnent des niveaux moyens de l'ordre de 10^5 cm^{-3} . Toutefois, on distinguera
 - Les niveaux de fond (i.e. dans des stations d'enregistrement hors influence des sources d'émission) qui sont de l'ordre de 10^3 à 10^4 cm^{-3} (Gouriou et al. (2004), Morawska (2010), Goel et Kumar (2014), Kumar et al. (2014), Mehel et al. (2017))
 - Les niveaux en des lieux proches des routes et des tunnels qui peuvent atteindre 10^5 à 10^6 cm^{-3} (Zhu et al. (2002), Mejia et al. (2007), Gouriou et al. (2004), Knibbs et al. (2009), Kumar et al. (2016), Mehel et al. (2017)).

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

Ainsi, les niveaux les plus élevés sont localisés dans les zones urbaines où la composition des PUF est également la plus toxique. C'est également dans ces zones que l'activité humaine est la plus importante, montrant ainsi que la majorité des PUF dans l'atmosphère est d'origine anthropique. En revanche, dans les zones sauvages, les sources naturelles dominent.

Focalisons-nous dans les zones urbaines où la quantité de PUF est la plus importante. Il est établi qu'environ 90% des PUF en milieu urbain proviennent du transport routier (Mejia et al. (2007), Kumar et al. (2010b), Klejnowski et al. (2013)). Le trafic routier constitue donc la plus grande source d'émission de PUF. Les émissions des véhicules dépendent de nombreux facteurs, tels que la catégorie de véhicule, le type de carburant, les conditions de combustion, la technologie du moteur et les systèmes de traitement à l'échappement (Beddows et Harrison (2008), Kumar et al. (2010a), Kwak et al. (2014), Kumar et al. (2013)).

En zone urbaine, nous avons vu que les concentrations en nombre des PUF peuvent être multipliées par un facteur 10^1 à 10^3 (Gouriou et al. (2004), Pirjola et al. (2006)), contrairement aux variations en masse des PM₁₀ et PM_{2.5} qui ne dépassent pas 20-30% des niveaux de fond (Morawska, 2010). La raison principale est que les particules de taille supérieures à 300nm ne contribuent qu'à moins de 1% de la concentration en nombre des particules, alors que les particules de taille inférieures à 100nm représentent plus de 80% du nombre total de particules (Gouriou et al. (2004), Virtanen et al. (2006), Lingard et al. (2006), Pirjola et al. (2006), Kumar et al. (2016)). Ainsi, lors de la mesure des niveaux des PUF, la position de la source par rapport au lieu de mesure des niveaux d'exposition est un élément d'une grande importance (Zhu et al. (2002), Goel et Kumar (2014), Kumar et al. (2016)). Par exemple, les concentrations en nombre sont 30 fois plus élevées au niveau des feux de signalisation que dans les rues en circulation ininterrompue (Goel et Kumar, 2014). En revanche, elle diminue de manière exponentielle avec la distance à la route dans la direction du vent (Zhu et al., 2002). Le comportement des conducteurs, la géométrie des intersections, la direction et l'intensité du vent, la saison, l'heure de la journée ou encore l'abondance du trafic sont autant d'autres paramètres influant sur les résultats (Zhu et al. (2002), Lingard et al. (2006), Pirjola et al. (2006), Klejnowski et al. (2013), Goel et Kumar (2014)). A titre d'exemple, les concentrations en particules ultrafines ont été trouvées à plusieurs reprises environ 2 à 3 fois plus élevées en hiver qu'en été (Pirjola et al. (2006), Virtanen et al. (2006), Klejnowski et al. (2013)).

Cette grande disparité du nombre de PUF constitue donc un enjeu important sur l'évaluation de l'exposition des humains dans les études épidémiologiques. En effet, selon Morawska (2010) ces variations impliquent que les réelles expositions aux particules ultrafines doivent être connues pour que les études épidémiologiques apportent des réponses précises et représentatives quant à leurs effets sur la santé. En particulier, la dynamique de dispersion des PUF à l'échelle du sillage d'un véhicule, dès leur émission dans l'atmosphère à la sortie des tuyaux d'échappements, doit être connue pour connaître l'exposition réelle allant des usagers de la route (piétons, cyclistes, automobiles, etc.) jusqu'aux riverains. Toutefois, l'exposition est généralement évaluée dans des stations fixes aux abords des routes (Carpentieri et Kumar, 2011) ou bien lors de campagnes de mesures embarquées ((Airparif, 2009), Mehel et al. (2017)).

Ces fortes concentrations en nombre des PUF en milieu urbain sont une problématique car leur taille nanométrique leur donne une plus grande capacité de pénétration que les particules plus grosses. Cela concerne non seulement la pénétration au sein de l'organisme comme nous l'avons vu, mais également à l'intérieur des bâtiments, à travers différentes fissures ou au moyen de la ventilation (Zhu et al. (2005), Yang (2017)). Toutefois, ce sont les déplacements en transport qui sont les plus problématiques, puisque suivant le mode de déplacement l'exposition aux PUF peut être supérieure à toute autre activité de la journée. Parmi les différents moyens possibles, on peut résumer les résultats comme suit (Int Panis et al. (2010), Knibbs et al. (2011), Grana et al. (2017)) :

- En train : les concentrations en nombre des PUF sont les plus basses parmi les différents modes

de transport possibles. Une raison donnée à cela est l'éloignement aux routes et donc au trafic routier, qui constitue la source majoritaire de PUF en milieu urbain ;

- ⊙ En métro : les niveaux sont en ordre de grandeur similaires aux niveaux de fond de la zone urbaine. Le transport en métro contribue à une exposition en nombre aux PUF de 9% d'une exposition totale journalière ;
- ⊙ En motocycle ou en bicyclette : les concentrations en nombre des PUF sont les plus hautes parmi les différents modes de transport possibles. La raison donnée est l'exposition à des pics de concentration à la fois très importants et très rapides, mais qui contribuent au final à une moyenne élevée. Le transport en motocycle contribue à une exposition en nombre aux PUF de 29% d'une exposition totale journalière. Concernant les déplacements en bicyclette, la problématique principale est que l'exposition et donc l'inhalation des particules est d'autant plus grande que la fréquence de respiration augmente avec l'effort ;
- ⊙ En voiture ou en bus : les niveaux sont également élevés mais les pics de concentration sont atténués par les systèmes de filtration. Le transport en voiture contribue à une exposition en nombre aux PUF de 16-21% d'une exposition totale journalière.

Alors que les résultats concernant les déplacements à motocycle ou vélo sont attendus, ils peuvent être plus surprenants concernant les déplacements en voiture. Plus précisément, il est montré que 2% du temps d'une journée passé à attendre à une intersection en ville en voiture contribue à 25% de l'exposition journalière aux PUF. D'une manière générale, une heure passée dans un habitacle de voiture correspond à une exposition aux particules ultrafines issues du trafic d'environ 10 à 50% de l'exposition journalière (Zhu et al., 2007).

Une raison à ce constat concerne les filtres à air, pour l'habitacle, qui ne permettent donc pas de retirer l'ensemble des PUF (Zhu et al. (2007), Lee et al. (2015a), Lee et al. (2015b), Goel et Kumar (2015)). Ainsi, il existe un fort lien entre le mode de ventilation de l'habitacle d'un véhicule et le rapport de concentration en nombre des PUF à l'intérieur et à l'extérieur du même véhicule, noté I/O (Hudda et al. (2012), Goel et Kumar (2015)). Ce rapport, fenêtres fermées, peut valoir jusqu'à 0,68 lorsque la ventilation est en mode recirculation. Il peut atteindre 1,04, synonyme d'un niveau de PUF plus important à l'intérieur qu'à l'extérieur, avec une ventilation moyenne sans le mode recirculation (Goel et Kumar, 2015). On notera également que des mesures réalisées in-situ dans le cadre du projet CAPTIHV (Caractérisation et Analyse des Polluants issus du Transport automobile et Infiltrant les Habitacles Véhicules) ont montré des niveaux du rapport I/O pouvant atteindre des valeurs instantanées proches de 10 (Mehel et al., 2017).

Toutefois, le mécanisme d'infiltration des PUF à l'intérieur de l'habitacle n'est pas seulement fonction du mode de ventilation, mais également des pertes d'étanchéité du véhicule. Suivant la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur des véhicules, qui dépend entre autre de la forme des véhicules, ces fuites peuvent entraîner des PUF de l'extérieur vers l'intérieur des habitacles (Lee et al., 2015b), avec également la possibilité qu'un véhicule se pollue lui-même (Lee et al. (2015a), Harik et al. (2017)).

Nous pouvons retenir de cette section que les milieux urbains présentent les plus forts niveaux de concentration en nombre de PUF, majoritairement dus au transport routier. L'exposition aux PUF varie par ailleurs de manière très forte en fonction de nombreux paramètres relevés dans les différentes études citées. La proximité à la source d'émission (tuyau d'échappement) d'un véhicule routier est l'un des paramètres principaux qui ressort de ces études. La dispersion des PUF dans le sillage de véhicules dès leur émission est donc de première importance pour améliorer la connaissance sur les réels niveaux d'exposition auxquels sont soumis les piétons, cyclistes ou véhicules suivants. Ces connaissances sont nécessaires non seulement pour les études épidémiologiques sur la dangerosité des PUF dont on a parlé en première partie, mais aussi pour les modèles numériques prédictifs d'exposition (Kumar et al., 2011). Dans la section suivante, nous portons donc notre attention sur les PUF issues des gaz d'échappement des véhicules.

1.2 Description des PUF issues des gaz d'échappement

Dans cette section, nous nous intéressons aux PUF issues de la combustion des moteurs des véhicules. Nous posons d'abord les bases descriptives concernant la distribution en nombre des tailles des PUF, qui permettent de mettre en évidence différents modes associés à des mécanismes de formation précis des particules. Nous nous focalisons ensuite sur les produits d'échappement des véhicules et à leurs modes associés. La géométrie non parfaitement sphérique des PUF va nous amener à définir différentes notions de diamètre des particules nécessaires pour la suite. Enfin, les différents mécanismes agissant sur leur dynamique sont présentés.

1.2.1 Distribution en nombre des tailles des PUF

Les aérosols (ensemble de particules en suspension dans un milieu gazeux) sont définis par leurs propriétés physiques, chimiques et biologiques (Al-Dabbous, 2016). Dans cette thèse, nous nous intéressons seulement à la caractérisation physique des PUF ainsi qu'à leur dispersion dans l'air. Dans un premier temps, nous donnons les caractéristiques des distributions des tailles d'un aérosol. Ensuite, nous mettons en évidence les mécanismes de formation associés aux différents modes d'une distribution.

La première étape pour caractériser la distribution des tailles d'un aérosol est la construction d'un histogramme, pour lequel la hauteur de chaque barre représente la concentration en nombre de particules contenues dans la gamme de taille représentée par la largeur de la barre. En notant C_i la concentration en nombre de particules dont le diamètre d_p est compris dans l'intervalle i et C_t la concentration en nombre totale, on a :

$$C_t = \sum_i C_i \quad (1.1)$$

Un exemple de distribution en nombre des tailles de particules est donné sous forme d'histogramme dans la figure 1.5. La concentration en nombre totale des particules vaut $C_t = 10^7$ et deux divisions d'espace des tailles sont données : 20 classes (Figure 1.5(a)) et 10 classes (Figure 1.5(b)). La problématique de ce genre de représentation est que la hauteur des barres dépend de la largeur de ces dernières. Suivant l'échantillon considéré, des distorsions dans les résultats peuvent apparaître suivant la division adoptée (Hinds, 1999).

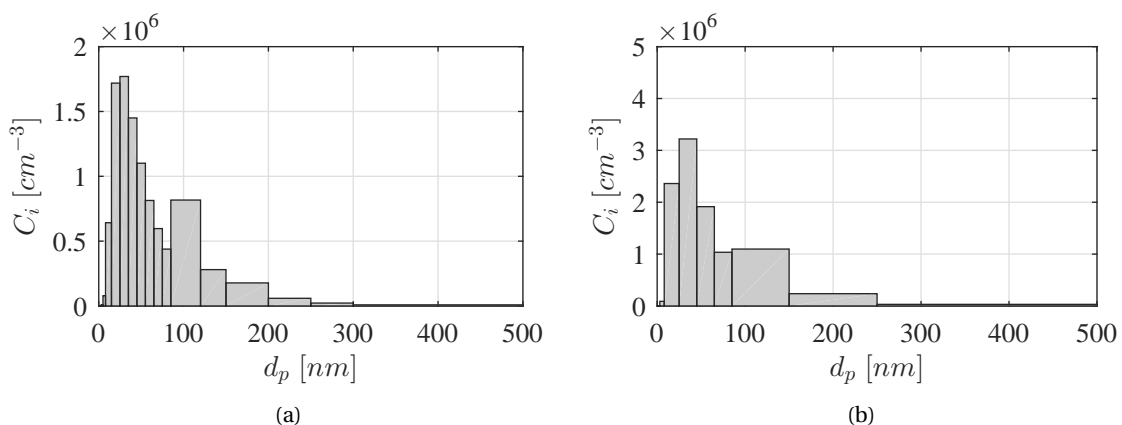


FIGURE 1.5: Exemple d'histogramme représentant la distribution en nombre des tailles de particules. La concentration en nombre totale des particules vaut $C_t = 10^7$: (a) Espace des tailles divisé en 20 classes, (b) Espace des tailles divisé en 10 classes

Afin d'éviter toute distorsion, chaque barre est normalisée par sa largeur, en divisant la concentration de particules dans chaque intervalle C_i par la largeur de l'intervalle considéré $\Delta d_{p,i}$ (Hinds, 1999). Dans la figure 1.6, on remarque que les hauteurs des barres pour des divisions des tailles différentes sont maintenant comparables. Par ailleurs, l'aire de chaque rectangle représente la concentration en nombre de particules C_i dont le diamètre d_p est compris dans l'intervalle i (Figure 1.6(a)).

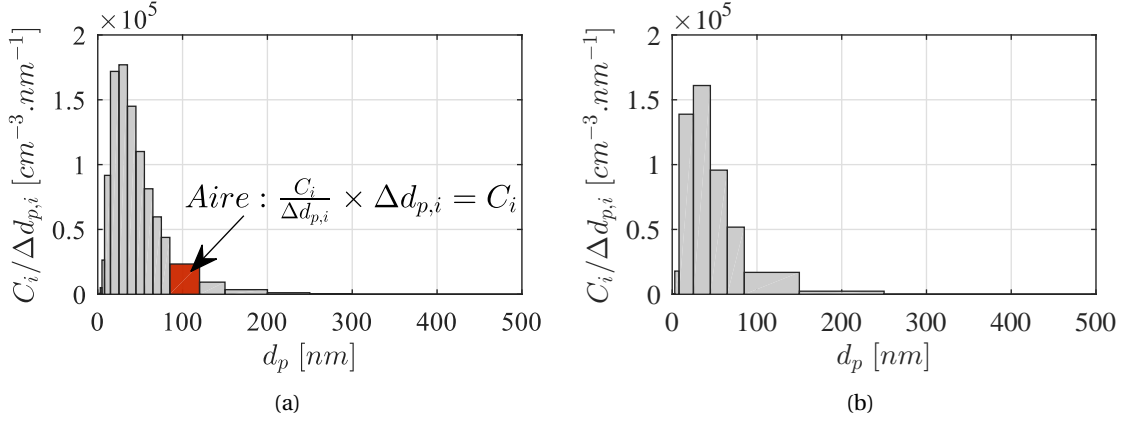


FIGURE 1.6: Histogramme normalisé par la largeur des intervalles $\Delta d_{p,i}$ représentant la distribution en nombre des tailles de particules. La hauteur des barres est comparable suivant la division des tailles adoptée : (a) Espace des tailles divisé en 20 classes, (b) Espace des tailles divisé en 10 classes

Les histogrammes sont ensuite généralement adimensionnés par la concentration totale de particules C_t (Figure 1.7). L'aire de chaque barre représente dorénavant la fraction de concentration C_i/C_t dont le diamètre d_p est compris dans l'intervalle i . La somme des aires de chaque barre ne vaut donc plus C_t mais 1. On peut ensuite passer d'une représentation discrète à une représentation continue en utilisant une division des tailles qui tend vers l'infini. On obtient alors la représentation graphique (Figure 1.7) de la Fonction Densité de Probabilité (FDP) $f_{FDP}(d_p)$ des diamètres d_p (Kostic, 2003) :

$$f_{FDP}(d_p) = \frac{1}{C_t} \times \lim_{\Delta d_p \rightarrow 0} \frac{C(\Delta d_p)}{\Delta d_p} \quad (1.2)$$

Il s'agit d'une fonction continue qui permet une interprétation mathématique d'une distribution en nombre des tailles. La proportion de concentration df de la concentration totale de particules C_t ayant un diamètre compris entre d_p et $d_p + dd_p$ vaut :

$$df = f_{FDP}(d_p) \cdot dd_p \quad (1.3)$$

Par ailleurs, l'aire totale sous la courbe $f_{FDP}(d_p)$ vaut 1 :

$$\int_0^{\infty} f_{FDP}(d_p) \cdot dd_p = 1 \quad (1.4)$$

L'aire sous la courbe entre $d_p = a$ et $d_p = b$ représente la concentration de particules dont le diamètre est compris dans cet intervalle, à savoir $d_p \in [a, b[$ (figure 1.7) :

$$\int_a^b f_{FDP}(d_p) \cdot dd_p = \frac{1}{C_t} C_{a \leq d_p < b} \quad (1.5)$$

D'une manière générale, lors des mesures expérimentales, seule une représentation discrète est possible. La représentation continue nécessite des hypothèses sur le modèle de distribution. Les paramètres qui permettent ensuite de construire la représentation continue à partir du modèle choisi

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

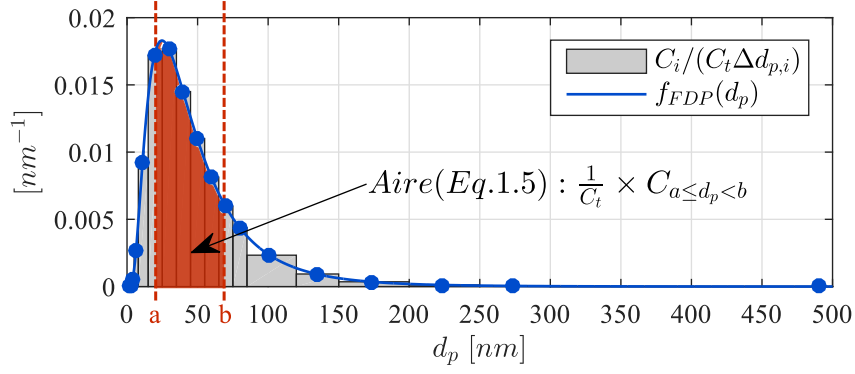


FIGURE 1.7: Représentation discrète (histogramme normalisé et adimensionné) et continue (fonction densité de probabilité $f_{FDP}(d_p)$, ici de type log-normale) représentant la distribution en nombre des tailles de particules

peuvent être calculés à partir des données expérimentales discrètes. Il est très fréquent d'associer une distribution en nombre des tailles d'un aérosol à l'aide d'une FDP de type log-normale. Alors que la loi normale est fréquemment utilisée pour d'autres domaines de statistiques, la déformation souvent observée de la FDP vers les grandes valeurs de diamètre d_p justifie que l'on utilise fréquemment cette loi log normale comme modèle de distribution (Hinds, 1999). La FDP associée à une distribution log-normale est définie par :

$$df = \frac{1}{d_p \ln(\sigma_g) \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(d_p) - \ln(d_g)}{\ln(\sigma_g)}\right)^2\right) \cdot dd_p \quad (1.6)$$

Cette loi utilise deux paramètres d_g (moyenne géométrique) et σ_g (écart-type géométrique) à déterminer en fonction des valeurs discrètes :

$$\ln(d_g) = \frac{\sum_i C_i \ln(d_{m,i})}{C_t} \quad (1.7)$$

Où $d_{m,i}$ représente le diamètre moyen de chaque intervalle de tailles i , pris comme la moyenne géométrique des limites inférieure et supérieure :

$$d_{m,i} = \sqrt{d_{p,i} \times d_{p,i+1}} \quad (1.8)$$

Et

$$\ln(\sigma_g) = \sqrt{\frac{\sum_i C_i (\ln(d_{m,i}) - \ln(d_g))^2}{C_t - 1}} \quad (1.9)$$

La représentation de cette fonction appliquée à notre exemple est visible sur la figure 1.7.

Étant donné que les particules présentent dans un aérosol couvrent généralement plusieurs ordres de grandeur de diamètre d_p , il est de coutume de représenter l'axe des abscisses correspondant aux diamètres avec une échelle logarithmique \log_{10} (Al-Dabbous, 2016). Dans ce cas, la normalisation des barres de l'histogramme se fait par $\Delta \log_{10}(d_p)$ et la FDP en échelle logarithmique base 10 $f_{FDP,log}$ est définie par :

$$f_{FDP,log}(d_p) = \frac{1}{C_t} \times \lim_{\Delta \log_{10}(d_p) \rightarrow 0} \frac{C(\Delta d_p)}{\Delta \log_{10}(d_p)} \quad (1.10)$$

En remarquant dans l'équation 1.6 que $dd_p/d_p = d(\ln d_p) = \ln(10) \cdot d(\log_{10} d_p)$, la FDP log-normale en échelle logarithmique $f_{FDP,log}$ peut être obtenue simplement par (Kostic, 2003) :

$$f_{FDP,log} = \ln(10) \cdot d_p \cdot f_{FDP} \quad (1.11)$$

En particulier, on remarque :

$$\int_{\log_{10}(a)}^{\log_{10}(b)} f_{FDP,log}(d_p) \cdot d(\log_{10} d_p) = \frac{1}{C_t} C_{a \leq d_p < b} \quad (1.12)$$

En représentation semi-logarithmique, la fonction log-normale offre une apparence symétrique (Figure 1.8). On précisera que si la distribution en nombre de la taille des particules est de type log-normale, les distributions en masse, surface ou en volume le sont également (Hinds, 1999).

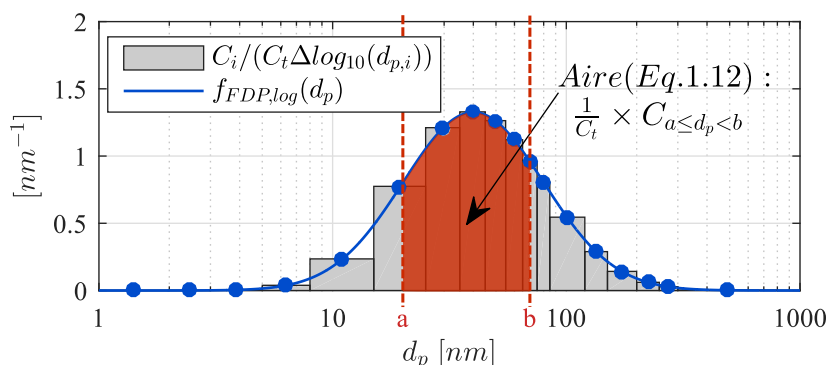


FIGURE 1.8: Représentation semi-logarithmique d'une distribution en nombre des tailles de particules de type log-normale

Les particules générées par la plupart des sources ont une distribution en taille de type log-normale (Morawska et al., 2004), dont le mode correspond à la taille de particule la plus fréquente, c'est à dire associée au maximum de la FDP. Lorsque l'aérosol montre plusieurs pics de fréquence, la distribution des tailles est alors modélisée par la somme de fonctions log-normales, chacune étant associée à un mode spécifique (Al-Dabbous, 2016). En général, la distribution en taille d'un échantillon aérosol urbain fait ressortir 3 modes, chacun correspondant à des mécanismes de formation, des propriétés physico-chimiques et des sources différents. C'est l'objet de la prochaine section.

1.2.2 Modes et mécanismes de formation associés

Comme nous venons de le voir, la distribution en taille des aérosols peut généralement être approchée par la somme de lois log-normales, chacune étant associée à un mode. Trois modes sont fréquemment décrits dans la littérature (Al-Dabbous, 2016) :

- ⊙ Mode « nucléation » ($d_p < 30nm$) : ces particules sont créées, comme le nom l'indique, par nucléation dont le mécanisme sera décrit plus tard ;
- ⊙ Mode « Aitken » ($30nm < d_p < 100nm$), du nom de la première personne à avoir reconnu leur importance (Buseck et Adachi, 2008) : elles sont composées d'un noyau de carbone et une couche extérieure absorbant aisément de la matière volatile. Le transport routier constitue la source majoritaire des particules du mode Aitken. Toutefois, le mode Aitken n'est pas toujours clairement visible dans les distributions des tailles par rapport aux modes nucléation et accumulation ;
- ⊙ Mode « accumulation » ($100nm < d_p < 300nm$ ou $100nm < d_p < 1000nm$) : elles sont formées soit par coagulation ou agglomération des particules du mode nucléation, soit directement à

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

partir du processus de combustion des moteurs. Ainsi, les particules du mode accumulation peuvent être primaires ou secondaires (Al-Dabbous, 2016).

On notera qu'il n'y a pas de consensus de la communauté scientifique concernant le nombre de mode des aérosols urbains ainsi que la gamme de tailles qu'ils recouvrent (Morawska et al. (2004), Al-Dabbous (2016)). Par exemple, Lingard et al. (2006) ont reporté dans leur étude la présence de 4 modes dont 2 correspondent au mode nucléation. Toutefois, chaque mode décrit ci-dessus résulte de mécanismes de production spécifiques.

Il existe différents mécanismes de formation (processus sources) ou de disparition/transformation (processus puits) des PUF. L'importance relative de ces processus varie suivant la source, les conditions météorologiques et l'environnement considéré (Kumar et al., 2011). Les mécanismes principaux sont résumés ci-dessous :

- La nucléation (processus source) : elle consiste en une conversion gaz-particules grâce au refroidissement rapide des émissions d'échappement. Les particules de diamètre inférieur à $10nm$ sont majoritairement liquides. Les grandes concentrations en nombre des PUF en mode nucléation sont trouvées proches des sources. Toutefois, leur durée de vie est généralement courte à cause de leur grande capacité de coagulation.
- La coagulation (processus puit) : résulte de la collision des particules. La coagulation diminue le nombre de particules et elle est particulièrement efficace pour les particules issues de la nucléation. Par ailleurs, c'est un processus performant pour des particules de taille différente, de par la grande mobilité des petites particules et de la grande surface des plus grandes. Lorsqu'on considère des particules solides, on appelle parfois ce processus « agglomération ».
- La condensation : on la distingue de la nucléation en ce sens où elle agit dans le grossissement de particules pré-existantes, mais n'augmente pas leur nombre. Ce mécanisme est donc en compétition avec celui de nucléation, similaire.
- L'évaporation (processus puit) : elle s'oppose à la condensation en diminuant ou en faisant disparaître les particules. A noter que l'évaporation partielle améliore l'effet de coagulation en augmentant le coefficient de diffusion (mouvement Brownien) des particules.
- La déposition sèche (processus puit) : elle fait suite au mouvement Brownien et à l'impaction inertielle. Avec l'évaporation et la coagulation, c'est un mécanisme dominant parmi les termes puits pour les particules en mode nucléation. Pour $d_p < 100nm$ environ, le mouvement Brownien est le mécanisme prépondérant dans la déposition sèche, mais l'impaction inertielle devient plus efficace pour $d_p > 100nm$.
- La déposition humide (processus puit) : elle se fait par piégeage (dissolution des particules dans un nuage de gouttes) ou par lavage (retrait de particules par des gouttes). Toutefois, ce processus concerne majoritairement les particules en mode accumulation.

Dans la section suivante, nous nous focalisons sur la composition des produits d'échappement afin d'en identifier la distribution en nombre des tailles de particules et les différents modes associés.

1.2.3 Composition des produits d'échappement

Les produits issus de la combustion interne des moteurs de véhicules routiers sont complexes et dépendent fortement du type de moteurs, du carburant, des huiles de lubrification et des additifs (Morawska et al., 2004). Entre les moteurs essence et Diesel, les moteurs Diesel sont ceux qui émettent le plus grand nombre de PUF (Morawska et al. (2008), Kumar et al. (2010b)). Concernant les particules émises par des moteurs bio-carburants, les émissions sont moins importantes en masse que les moteurs Diesel ou essence, mais il semble qu'elles soient en revanche plus nombreuses (Kwak et al. (2014), Wang et al. (2014a)). Une raison donnée à cela est qu'il y aurait un décalage de la distribution des tailles vers les diamètres plus petits pour les bio-carburants (Kumar et al. (2010b), Kwak et al. (2014)). Toutefois, Kumar et al. (2010b) font remarquer un manque d'études confirmant ce résultat.

Dans la suite, nous nous focalisons sur les produits de combustion des moteurs Diesel, dont les émissions de PUF sont parmi les plus importantes. Parallèlement, ces véhicules représentent 49,5% des ventes en Europe en 2016 (Comité des Constructeurs Français d'Automobiles, 2017).

D'après Steiner et al. (2016), la phase gazeuse est composée à 99% de gaz inorganiques non toxiques (azote, eau principalement). Le reste correspond à des gaz toxiques (tels que le dioxyde de carbone CO_2 , monoxyde de carbone CO , oxydes d'azote NO_x), des hydrocarbures et des composés à base de soufre. La proportion des phases gazeuse et liquide varie par suite des processus de condensation et d'évaporation qui dépendent de la température et de la concentration des produits.

Selon l'EPA (2002), la phase PM_{2.5} est composée à 75% de particules primaires solides de type carbone suie (particule solide ayant un noyau de carbone). Ces particules, causées majoritairement par les imbrûlés de la combustion Morawska et al. (2004), sont formées par nucléation et grandissent ensuite par agglomération. Ces particules peuvent ensuite absorber par condensation des produits organiques. Elles forment alors des particules secondaires (carbone organique), dont la toxicité se trouve augmentée (Steiner et al., 2016). Ces particules de carbone, dont un exemple est donné sur la figure 1.9, sont responsables de la fumée noire des gaz d'échappement.

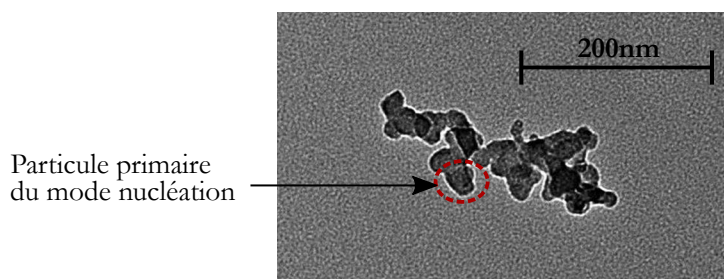


FIGURE 1.9: Agglomérat représentant une particule de suie carbone du mode accumulation, les particules primaires de carbone du mode nucléation étant également identifiables (Steiner et al., 2016)

Parmi les autres produits de la phase solide, on trouve également des cendres métalliques provenant des additifs des huiles de lubrification, du carburant et de l'usure du moteur (Morawska et al., 2004). Ces cendres peuvent également s'agglomérer pour former des particules du mode accumulation. La figure 1.10 résume les proportions typiques de la phase particulaire des produits de combustion d'un moteur Diesel.

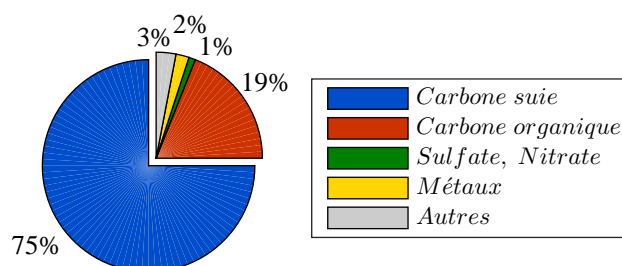


FIGURE 1.10: Composition typique de la phase particulaire des produits de combustion d'un moteur Diesel (EPA, 2002)

Si l'on se concentre sur la distribution des tailles des particules, de nombreuses études montrent qu'elle varie suivant le type de carburant, le système d'injection, la température, la vitesse du véhicule et la distance à la source (Kumar et al. (2010b), Wang et al. (2014a), Zhu et al. (2016), Banerjee et

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

Christian (2017), Chen et al. (2017)). Toutefois, concernant les moteurs Diesel, de nombreuses études sont en accord quant à la distribution en nombre des tailles de type log-normale bimodale (Morawska et al. (2004), Kittelson (1998), Liati et Eggenchwiler (2010), Kwak et al. (2014), Wang et al. (2014a), Steiner et al. (2016)) :

- Particules comprises entre 3nm et 30nm : la majorité correspond au carbone suie primaire et aux cendres métalliques du mode nucléation. Ces particules correspondent à environ 90 à 99,9% du nombre total de particules, mais seulement 0,1 à 10% en masse.
- Agglomérats compris entre 60nm et 500nm : l'agglomération des particules de carbone primaire et métaux, avec absorption de gaz et/ou condensation de vapeur, forme les particules du mode Aitken-accumulation. Le mode principal des agglomérats est compris entre 100nm et 200nm .

La figure 1.11 illustre une distribution typique en nombre et en masse des tailles des particules émises par un moteur Diesel. En résumé, la majorité des particules émises est dans le mode nucléation alors que la majorité de la masse est comprise dans le mode accumulation. On notera également que les particules du mode grossier ($d_p > 1000\text{nm}$) représentent tout de même 5 – 20% de la masse totale, mais n'ont quasiment aucune contribution sur le nombre.

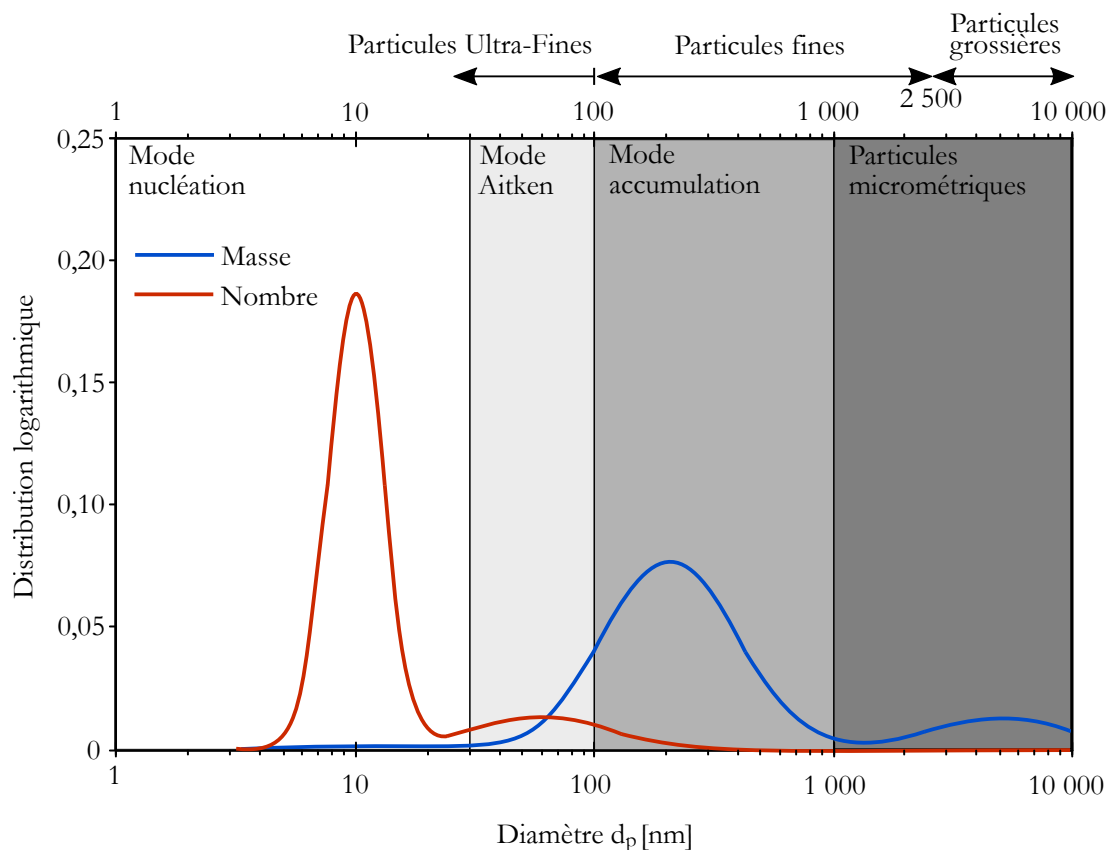


FIGURE 1.11: Distribution typique en nombre et en masse des tailles des particules émises par un moteur Diesel. Les modes et les définitions considérés selon le diamètre d_p sont rappelés. Graphique repris de Kittelson (1998).

Valentino (2016) a mis en évidence un risque particulier lié aux PUF émises par les moteurs Diesel : l'exposition gestationnelle chronique à ces gaz d'échappement induit des perturbations foeto-placentaires sur plusieurs générations. Les émissions de particules sont limitées depuis 1993 en Europe (norme Euro 1, Figure 1.12). Toutefois, ce n'est qu'à partir de 2011 qu'elles ont été limitées en

nombre ($6.10^{11} km^{-1}$) avec la norme Euro 5. La limitation en masse des émissions des particules est la plus restrictive en comparaison des autres polluants (Figure 1.12).

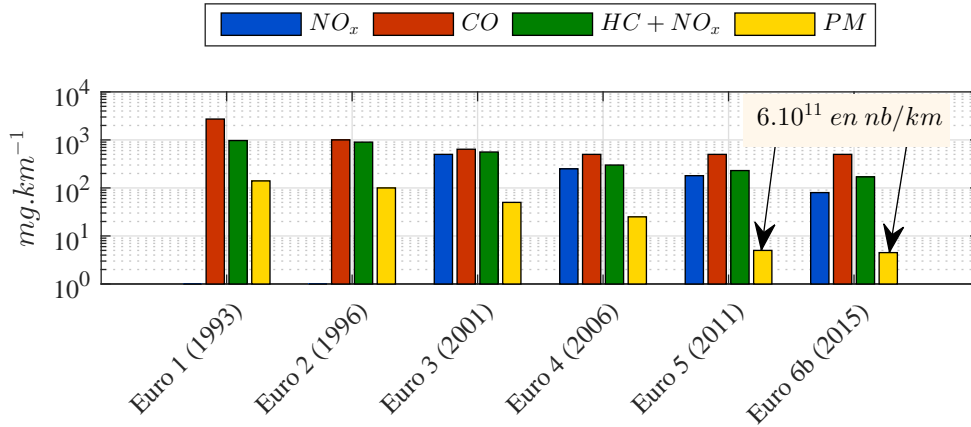


FIGURE 1.12: Normes Euro concernant les émissions de polluants des véhicules Diesel

1.2.4 Les différentes notions de diamètre des particules

Comme nous l'avons remarqué sur la photo de la figure 1.9, les PUF émises par la combustion des moteurs Diesel sont majoritairement solides et non sphériques, d'autant plus s'il s'agit d'agglomérats du mode accumulation. Dans cette section, nous nous intéressons aux différentes notions de diamètres équivalents qui vont nous servir pour la suite du manuscrit.

Afin de caractériser la continuité du milieu dans lequel évoluent les particules, on définit le nombre de Knudsen \mathcal{K}_n par :

$$\mathcal{K}_n = \frac{2\lambda}{d_p} \quad (1.13)$$

Avec λ qui désigne le libre parcours moyen des molécules du fluide environnant. Il vaut $\lambda_0 = 67,3nm$ dans les conditions de température $\theta_0 = 296K$ et de pression $P_0 = 1,013.10^5 Pa$ (Allen et Raabe, 1982). Pour des conditions différentes, λ s'obtient par la formule suivante :

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right) \left(\frac{P_0}{P} \right) \left(\frac{1 + S_{Suth}/\theta_0}{1 + S_{Suth}/\theta} \right) \quad (1.14)$$

Où S_{Suth} désigne la constante de Sutherland valant 110,4K, P et θ les pression et température considérées (Willeke, 1976).

Selon la valeur du nombre de Knudsen \mathcal{K}_n , on distingue 2 cas (Guichard, 2013) :

- $\mathcal{K}_n \ll 1$: le milieu est considéré comme « continu ». Dans ce cas, la distance moyenne parcourue par une molécule de fluide porteur entre deux collisions est très inférieure à la taille de la particule ;
- $\mathcal{K}_n \gg 1$: le milieu est considéré comme « moléculaire ». Dans ce cas, les particules sont sensibles aux collisions avec les molécules de fluide porteur, et se déplacent de manière aléatoire suite à ces chocs ;

Dans notre cas où les diamètres sont majoritairement compris dans l'intervalle $10^0 nm < d_p < 10^3 nm$ et pour des valeurs de pression $P = P_0$ et $\theta = \theta_0$, le nombre de Knudsen est compris dans l'intervalle $\sim 0,1 < \mathcal{K}_n < \sim 135$. Pour de telles valeurs, on se trouve dans un domaine majoritairement intermédiaire. Afin de pouvoir extrapoler les lois issues du régime continu, on a recours au facteur

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

de correction de Cunningham C_c (Hinds, 1999). Ce facteur permet d'adapter la loi de Stokes (qui va nous servir par la suite) menant au calcul de la force de traînée s'appliquant sur une particule, lorsque sa taille est de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen d'une molécule d'air (régime « intermédiaire »). En effet, la loi de Stokes surestime la force de traînée pour des particules nanométriques, du fait que l'hypothèse de non-glissement à la surface de ces particules n'est plus valable pour ces gammes de taille. Le facteur de correction de Cunningham est défini par la relation suivante (Davies, 1945) :

$$C_c(d_p) = 1 + \left(\frac{2\lambda}{d_p} \right) \left(1,257 + 0,400e^{-1,100 \frac{d_p}{2\lambda}} \right) \quad (1.15)$$

Diamètre équivalent en volume $d_{p,v}$

Parmi le nombre de diamètres équivalents que l'on peut construire (Guichard, 2013), on définit dans un premier temps le diamètre équivalent en volume noté $d_{p,v}$. Il représente le diamètre de la sphère ayant le même volume V_p que la particule :

$$d_{p,v} = \left(\frac{6}{\pi} V_p \right)^{1/3} \quad (1.16)$$

Diamètre aérodynamique $d_{p,a}$

Une autre notion de diamètre équivalent qui nous intéressera est le diamètre aérodynamique $d_{p,a}$. Il correspond au diamètre de la sphère de densité d unitaire qui a la même vitesse de sédimentation V_s que la particule en question. La vitesse de sédimentation correspond à la vitesse terminale d'une particule plongée dans un écoulement au repos (ou uniforme) sous les seuls effets de la pesanteur et de la traînée. Pour une particule de taille nanométrique non sphérique, Hinds (1999) démontre la relation suivante :

$$V_s(d_{p,v}) = \frac{\rho_p d_{p,v}^2 g}{18\mu} \times \frac{C_c(d_{p,v})}{\chi} \quad (1.17)$$

Où ρ_p correspond à la masse volumique de la particule, g désigne l'accélération de la pesanteur et μ la viscosité dynamique du fluide. Le facteur de correction de Cunningham C_c , précédemment défini, entre en jeu ici pour compenser la sous-estimation de la vitesse de sédimentation d'une particule nanométrique par la loi de Stokes. Cette sous-estimation étant due à une surestimation de la force de traînée s'appliquant à une particule nanométrique.

Par ailleurs, dans l'équation 1.17 le facteur de forme dynamique χ est utilisé pour des particules non sphériques (agglomérats par exemple). Il représente le rapport entre la force de traînée exercée sur la particule en question et la force de traînée exercée sur la sphère de volume équivalent (Hinds, 1999). Ce facteur vaut donc 1 dans le cas d'une particule sphérique tandis que les valeurs associées à certaines formes standards sont tabulées par Hinds (1999).

Concernant la vitesse de sédimentation en fonction de $d_{p,a}$, elle peut être réécrite en utilisant l'équation 1.17 pour une sphère de densité unitaire ($\rho_0 = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\chi = 1$) conformément à la définition du diamètre aérodynamique :

$$V_s(d_{p,a}) = \frac{\rho_0 d_{p,a}^2 g}{18\mu} \times C_c(d_{p,a}) \quad (1.18)$$

En considérant les équations 1.17 et 1.18, on trouve finalement :

$$d_{p,a} = d_{p,v} \times \left(\frac{C_c(d_{p,v})}{C_c(d_{p,a})\chi} \cdot d \right)^{1/2} \quad (1.19)$$

Diamètre de Stokes $d_{p,s}$

De la même manière, on définit le diamètre de Stokes $d_{p,s}$ qui correspond au diamètre de la sphère ayant les même vitesse de sédimentation et densité que la particule.

La vitesse de sédimentation en fonction du diamètre de Stokes s'écrit :

$$V_s(d_{p,s}) = \frac{\rho_p d_{p,s}^2 g}{18\mu} \times C_c(d_{p,s}) \quad (1.20)$$

Puisque $\chi = 1$ (sphère de même densité). On déduit par égalité des équations 1.17 et 1.20 :

$$d_{p,s} = d_{p,v} \times \left(\frac{C_c(d_{p,v})}{C_c(d_{p,s})\chi} \right)^{1/2} \quad (1.21)$$

De même, le diamètre de Stokes $d_{p,s}$ peut s'écrire en fonction du diamètre aérodynamique $d_{p,a}$ par la relation suivante :

$$d_{p,s} = d_{p,a} \cdot \left(d \cdot \frac{C_c(d_{p,a})}{C_c(d_{p,s})} \right)^{1/2} \quad (1.22)$$

La figure 1.13 illustre les différents diamètres définis dans cette section caractérisant le même agglomérat constitués de 2 monomères ($\chi = 1, 12$) de diamètre $d_p = 50nm$ chacun et de densité $d = 2,23$ (carbone graphite). Les calculs ont été fait avec de l'air en fluide porteur aux température $\theta = \theta_0$ et pression $P = P_0$.

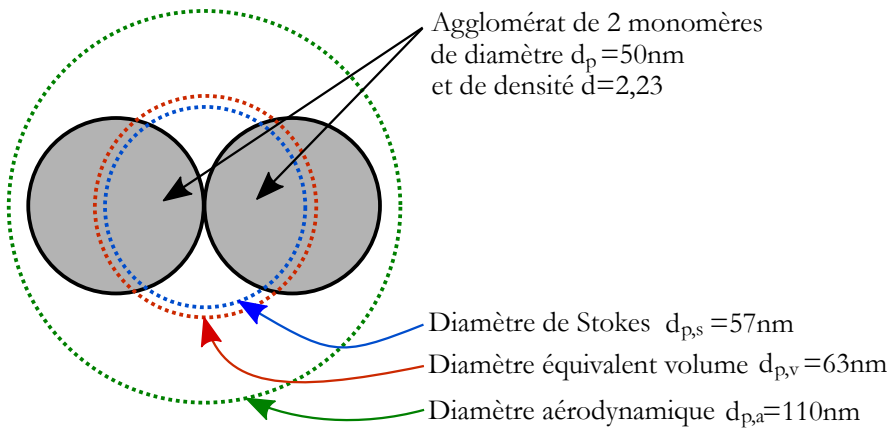


FIGURE 1.13: Représentation des différents diamètres d'un agrégat de 2 monomères de diamètre $d_p = 50nm$ chacun et de densité $d = 2,23$ (Guichard, 2013)

Suivant les systèmes de mesures utilisés, les processus physiques menant à la mesure d'une distribution en nombre des tailles de particules dépendent d'une notion de diamètre précise qui peut différer. Toutefois, la notion de diamètre utilisée dans la définition des PM évoquées jusqu'à présent est celle de diamètre aérodynamique $d_{p,a}$ (Kittelson (1998), Morawska et al. (2004)).

1.2.5 Dynamique des particules

Le mouvement des particules est potentiellement dû aux mécanismes principaux suivants : sédimentation (action de la gravitation), diffusion moléculaire (mouvement Brownien), transport par advection et dispersion par la turbulence, action d'un champ de température (thermophorèse), action d'un champ électrique (électrophorèse).

La concentration des particules qui sera générée en laboratoire est suffisamment faible pour que l'aérosol soit considéré comme étant dilué. En effet, la concentration maximale étant de l'ordre de

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

$C \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ et en prenant le cas extrême d'une particule de taille $d_p = 1 \mu\text{m} = 10^{-4} \text{ cm}$, la fraction volumique des particules vaut $C \times \frac{4}{3}\pi(d_p/2)^3 = 5,2 \cdot 10^{-6}$. On peut alors raisonnablement considérer que le mouvement des particules n'a pas d'influence sur l'écoulement d'air (Guichard, 2013). Par ailleurs, la poussée d'Archimède est également négligeable devant son poids puisque les PUF générées sont du carbone graphite de densité $d = 2,23$, c'est à dire $\rho/\rho_p \ll 1$.

Sédimentation

Comme nous l'avons vu précédemment, il s'agit de l'action de la pesanteur sur la particule soumise à la seule force de traînée. D'après l'équation 1.17, les valeurs de vitesse de sédimentation en fonction du diamètre des particules sont données dans le tableau 1.2. Les calculs sont réalisés pour des particules sphériques de densité $d = 2,23$, dans de l'air aux conditions de température $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$.

d_p [nm]	5	10	50	100	500	1000
V_s [$m \cdot s^{-1}$]	$7,6 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$8,6 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$7,9 \cdot 10^{-5}$

TABEAU 1.2: Vitesse de sédimentation d'une particule sphérique de diamètre d_p , de densité $d = 2,23$, dans de l'air aux conditions de température $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$

Nous remarquons que la valeur de la vitesse de sédimentation augmente avec la taille de la particule. Toutefois, même pour les particules de taille $1 \mu\text{m}$, les valeurs de vitesses sont très faibles comparées aux vitesses du vent ambiant qui sont généralement de l'ordre de $\sim 10^0 - 10^1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Thermophorèse et électrophorèse

La thermophorèse ou thermodiffusion est associée au mouvement des particules dû à un gradient de température (Mehel et al., 2012). En présence d'un gradient de température, les particules se déplacent des zones les plus chaudes vers les zones les plus froides. Par ailleurs, un mouvement de convection naturelle du fluide intervient sous l'action d'un gradient de température. Les émissions des produits de combustion étant chaudes en sortie d'échappement, nous ne serons pas en mesure de reproduire en laboratoire un aérosol chauffé. Nous travaillerons donc sous l'hypothèse de condition isotherme, pour laquelle la thermophorèse sera un mécanisme négligeable.

L'électrophorèse est relative au mouvement des particules sous l'action d'un champ électrique (Mehel, 2013). Toutefois, Guichard (2013) montre que pour un champ électrique correspondant aux conditions atmosphériques normales, les ordres de grandeur de vitesse de dérive pour des particules de taille $5 \text{ nm} < d_p < 1000 \text{ nm}$ sont négligeables. Le minimum étant atteint pour 5 nm avec une vitesse de dérive de l'ordre de $\sim 10^{-4} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Diffusion brownienne, advection et dispersion par la turbulence

Le mouvement Brownien décrit le mouvement aléatoire d'une particule soumise à aucune autre interaction que des chocs avec les molécules du fluide porteur. Il en résulte alors un mouvement aléatoire de la particule qui est la succession de trajectoire rectiligne. Une conséquence de ce mouvement Brownien est le phénomène de diffusion, qui est un processus de transport des particules des zones les plus concentrées vers les zones les moins concentrées. L'équation de diffusion, issue de la loi Fick, est la suivante (Hinds, 1999) :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_B \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) \quad (1.23)$$

Avec C la concentration des particules et D_B le coefficient de diffusion qui se calcule de la manière suivante :

$$D_B = \frac{k_b \theta C_c(d_p)}{3\pi\mu d_p} \quad (1.24)$$

Où $k_b = 1,38.10^{-23} m^2.kg.s^{-2}.K^{-1}$ désigne la constante de Boltzmann. Le mouvement d'une particule après une durée t est alors caractérisé par son déplacement quadratique moyen $\sqrt{2 \times 3 \times D_B.t}$ (Hinds, 1999). A partir de l'équation 1.24, les valeurs du coefficient de diffusion brownienne et du déplacement quadratique moyen d'une particule sphérique de diamètre d_p sont données dans le tableau 1.3. Les calculs sont toujours réalisés pour des particules sphériques de densité $d = 2,23$, dans de l'air aux conditions de température $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$.

d_p [nm]	5	10	50	100	500	1000
D_B [$m^2.s^{-1}$]	$2,2.10^{-7}$	$5,5.10^{-8}$	$2,5.10^{-9}$	$7,1.10^{-10}$	$6,5.10^{-11}$	$2,8.10^{-11}$
Déplacement quadratique moyen [m]	$1,1.10^{-3}$	$5,7.10^{-4}$	$1,2.10^{-4}$	$6,5.10^{-5}$	$2,0.10^{-5}$	$1,3.10^{-5}$

TABEAU 1.3: Coefficient de diffusion brownienne D_B et déplacement quadratique moyen d'une particule sphérique de diamètre d_p , de densité $d = 2,23$, dans de l'air aux conditions de température $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$

On remarque cette fois-ci que le déplacement sur une seconde est d'autant plus important que la particule est petite.

Par ailleurs, les particules sont entraînées par le fluide porteur en mouvement, au moyen du transport par advection (associée au mouvement moyen) et de la dispersion par la turbulence (associée aux fluctuations de l'écoulement). On caractérise la capacité d'une particule à suivre le mouvement du fluide porteur par son temps de relaxation, qui désigne le temps au bout duquel la particule atteint la vitesse du fluide porteur. Il est défini par (Hinds, 1999) :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2 C_c(d_p)}{18\mu} \quad (1.25)$$

A partir de l'équation 1.25, les valeurs du temps de relaxation τ_p d'une particule sphérique de diamètre d_p sont données dans le tableau 1.4. Les calculs sont réalisés pour des particules sphériques de densité $d = 2,23$, dans de l'air aux conditions de température $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$.

d_p [nm]	5	10	50	100	500	1000
τ_p [s]	$7,8.10^{-9}$	$1,6.10^{-8}$	$8,8.10^{-8}$	$2,0.10^{-7}$	$2,3.10^{-6}$	$8,0.10^{-6}$

TABEAU 1.4: Temps de relaxation τ_p d'une particule sphérique de diamètre d_p , de densité $d = 2,23$, dans de l'air aux conditions de température $\theta = \theta_0$ et $P = P_0$

Même s'il augmente avec la taille de la particule, on remarque que les temps de relaxation τ_p sont extrêmement faibles. Ainsi, parmi les différents mécanismes agissant potentiellement sur le mouvement des PUF et en dehors de la présence de champs externe (thermique ou électrique), ce sont la diffusion brownienne, le transport par advection et la dispersion par la turbulence qui seront les mécanismes prépondérant de la dynamique des PUF en laboratoire.

Il est par ailleurs important de préciser que le mécanisme d'agglomération joue également un rôle dans la dynamique des PUF, contrairement aux gaz (traceurs) qui ne sont affectés que par la dilution (Mehel et Murzyn, 2015). Bien que l'agglomération ne soit pas systématique à chaque collision (Guichard, 2013), le regroupement de particules entraîne non seulement une diminution de leur concentration en nombre, mais également une augmentation du diamètre moyen ainsi qu'une modification de leur géométrie (Kumar et al., 2011). L'inertie, les forces de traînée et de portance agissant sur la particule s'en trouvent alors modifiées. Par conséquent, cela affecte le mouvement Brownien

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

et la dispersion par la turbulence pour les particules de taille variant entre 10nm et $5\mu\text{m}$ (Mehel et Murzyn, 2015). Cela permet donc d'identifier des différences dans la dynamique des PUF par rapport à celle de gaz (traceurs), qui ont en partie été mises en évidence par l'étude de (Mathai et al., 2016).

1.3 Études existantes sur la dispersion de polluants en automobile

Nous pouvons remarquer le peu de connaissances qui existent sur la dispersion de polluants à l'échelle du sillage de véhicules automobiles. Nous faisons référence ici à des études qui permettraient de comprendre les liens entre les champs de concentrations et les écoulements de sillage de véhicules automobiles, par des simulations numériques ou expérimentalement dans un environnement contrôlé (soufflerie, canal d'eau).

Parmi les études relevées, Richards (2002) étudie expérimentalement et numériquement la dispersion d'un gaz traceur dans le sillage d'une maquette simplifiée de véhicule. Bien que les mesures expérimentales soient limitées au proche sillage, les résultats montrent que les champs de concentration sont liés à la structure de l'écoulement. En particulier, une quantité de gaz est piégée à l'intérieur de la zone de recirculation proche du culot du véhicule, permettant sa dispersion sur une partie de sa hauteur. Néanmoins, la résolution numérique montre des limites dans son étude puisque des écarts importants sont observés sur la prédiction des écoulements de sillage et sur les champs de concentration. Par ailleurs, les gaz traceurs ne permettent pas d'avoir accès à la grandeur qui nous intéresse, à savoir la concentration en nombre de particules. Nous rappelons que lorsqu'il s'agit de PUF, la concentration en nombre est d'une plus grande importance (en termes de risques sanitaires) que la concentration en masse.

Nous pouvons également citer les travaux de Kanda et al. (2006) et Carpentieri et al. (2012), toujours sur la dispersion toujours. Suivant une méthodologie similaire à (Richards, 2002), ces deux études ont effectué des mesures de vitesse dans le sillage de maquettes de véhicules avant d'être par la suite comparées aux mesures de concentration. Carpentieri et al. (2012) soulignent le fait qu'à l'échelle du sillage des modèles, d'importants gradients de vitesse et de concentration existent et doivent être pris en compte pour avoir des estimations fiables sur les niveaux d'exposition des usagers de la route.

Gosse (2005) a étudié expérimentalement la dispersion d'un traceur chauffé dans le sillage de 3 maquettes simplifiées. Il s'agit donc d'une étude complémentaire mais qui ne permet pas de répondre à notre problématique. En étudiant séparément les propriétés des écoulements de sillage et les champs de température, il montre cependant le lien existant entre les deux. En particulier, les tourbillons longitudinaux présents pour un véhicule doté d'une lunette arrière inclinée (25°) piègent le scalaire en le dispersant vers l'extérieur de l'automobile.

Huang et Chan (2012) a également utilisé un traceur chauffé pour étudier l'effet d'une file de véhicules sur la dispersion du gaz à l'arrière du dernier véhicule.

Concernant la dispersion de particules solides, Carpentieri et Kumar (2011) ont réalisé des mesures de concentration en nombre dans le proche sillage d'un véhicule réel, au moyen de mesures embarquées. Toutefois, le nombre de points de mesures est limité à 9 dans le sillage et les propriétés de ces écoulements ne sont pas connues.

On note également plus récemment l'étude expérimentale et numérique de Gérardin et al. (2014). Toutefois, les travaux portent sur la remise en suspension de poussières par l'entraînement d'une roue de voiture isolée.

1.4 Conclusion du chapitre et objectif

Dans ce chapitre, nous avons souligné le fait que la pollution de l'air a un impact important sur la société en termes de coûts et risques sanitaires. Parmi les polluants principaux, les particules ultrafines montrent une dangerosité accrue. Le transport routier étant la source principale des PUF, ce sont les zones urbaines qui présentent les plus grandes concentrations et les plus forts niveaux d'exposition. Toutefois, nous avons remarqué que de nombreux paramètres entrent en jeu pour évaluer l'exposition des piétons, cyclistes ou autres véhicules aux PUF émises par le transport routier. En particulier, leur dynamique de déplacement dès leur émission dans l'atmosphère est mal connue, bien que la distance à la source d'émission soit l'un des paramètres principaux agissant sur les niveaux d'exposition.

Dans un deuxième temps, nous avons listé quelques propriétés physiques et chimiques des PUF émises par la combustion des moteurs du transport routier. Cela nous a permis de mettre en évidence que les particules émises ont majoritairement un diamètre aérodynamique inférieur à 100nm . Par ailleurs, l'analyse de leur géométrie et des différents mécanismes agissant sur leur dynamique de déplacement montrent qu'il existe des différences dans le mouvement des PUF par rapport à celui d'un gaz traceur. Toutefois, une dernière section nous a fait remarquer que la plupart des études portant sur la dispersion de polluants dans le sillage de véhicules utilisent des gaz traceurs. Ces derniers ne permettent pas d'avoir accès à la grandeur qui nous intéresse, à savoir la concentration en nombre de particules.

Dans le chapitre suivant, nous nous intéressons aux écoulements de sillage des véhicules automobiles, qui ont un impact majeur sur le transport et la dispersion des particules. L'objectif est d'identifier un modèle générique d'automobile simplifiée capable de générer des écoulements de sillage représentatifs de la majeure partie des véhicules. L'analyse des études existantes nous aidera à définir notre protocole expérimental qui sera par ailleurs exposé dans la partie II.

Chapitre 1.

Contexte de l'étude et éléments de description des Particules Ultrafines (PUF)

Chapitre 2

Écoulements de sillage en automobile

Nous venons de voir dans le chapitre 1 que les propriétés des écoulements de sillage automobile sont de première importance pour comprendre la dispersion des PUF. Ils font l'objet de ce chapitre, composé de 4 sections. Dans un premier temps, l'objectif est d'identifier un modèle générique d'automobile simplifié capable de reproduire des écoulements de sillage représentatifs de la majeure partie des véhicules du parc automobile. Dans un deuxième temps, nous identifions les différents régimes d'écoulement reproductibles par le modèle simplifié. Pour chacun de ces régimes, nous comparons plusieurs études afin de déterminer les principales caractéristiques des structures tourbillonnaires moyennes dans le sillage. Par ailleurs, la comparaison de trois grandeurs préalablement choisies nous permettra dans un troisième temps d'étudier la sensibilité des études à différents paramètres expérimentaux et numériques, malgré la simplicité géométrique du modèle étudié. Enfin, nous terminons par une synthèse de ce chapitre, d'une importance particulière pour établir notre dispositif expérimental présenté dans le chapitre 3.

Sommaire

2.1	Design automobile et recherche d'une géométrie simplifiée	59
2.2	Régimes d'écoulement de sillage du corps d'Ahmed	64
2.2.1	$0^\circ < \varphi < \sim 10^\circ$: sillage de type monocorps	66
2.2.2	$\sim 10^\circ < \varphi < \sim 30^\circ$: sillage de type bicorps	71
2.2.3	$\varphi > \sim 30^\circ$: sillage de type monocorps	76
2.3	Discussions concernant la sensibilité des études	78
2.4	Conclusion du chapitre et objectifs	81

2.1 Design automobile et recherche d'une géométrie simplifiée

Dans cette section, l'objectif est la recherche d'une géométrie simplifiée d'automobiles permettant de reproduire les structures principales d'écoulement de sillage que l'on peut retrouver dans le cas réel. Pour cela, nous analysons la géométrie des voitures représentant la majorité du parc automobile et identifions les paramètres les plus influents sur les structures tourbillonnaires de sillage.

Les études aérodynamiques en automobile sont définies par un large cahier des charges rendant l'écoulement autour d'une voiture très complexe. La figure 2.1, reprise de (Hucho, 1998), en donne la majeure partie des critères.

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile



FIGURE 2.1: Critères agissant en grande partie dans le cahier des charges des études aérodynamiques. Données reprises de *Hucho (1998)*.

Certains de ces critères obligent à faire des compromis : à titre d'exemple, le refroidissement du compartiment du moteur demande à ce qu'un certain débit d'air s'engouffre à travers la face avant du véhicule. Cependant, celui-ci est responsable d'une augmentation de la consommation du véhicule (*Hucho, 1998*) que l'on cherche à éviter. Toutefois, comme l'explique *Rossitto (2016)* dans ses travaux en collaboration avec PSA Peugeot-Citroën, ce sont les départements de style (en charge du design) qui imposent la forme du véhicule, pour des raisons commerciales. En effet, la forme du véhicule ainsi que ses détails stylistiques doivent « refléter la marque et les valeurs du produit » (*Rossitto, 2016*), afin de satisfaire un grand nombre de clients aux besoins différents. Ce n'est qu'ensuite que le département aérodynamique entre en jeu avec « une marge de manœuvre relativement petite » (*Rossitto, 2016*). Ainsi le design des véhicules, qui se doit d'être attractif, est souvent en désaccord avec l'optimisation de sa forme en vue de réduire la consommation, par exemple.

Une des conséquences de ce mode de fonctionnement est qu'il n'existe pas de géométrie unique d'automobiles sur laquelle s'appuyer pour notre projet. D'une manière générale, on constate qu'il existe sur le marché une large gamme de voitures disponibles dont la tendance est encore de s'accroître. Selon le *Comité des Constructeurs Français d'Automobiles (2017)*, les constructeurs automobiles français ont enrichi leurs gammes de véhicules en l'augmentant de 27 en 2000 à 49 en 2016, avec pas moins de 75 variantes de carrosseries proposées.

Intéressons-nous alors aux différents éléments pouvant influencer le sillage des automobiles. Contrairement aux corps de fort allongement qui sont profilés en aéronautique, les automobiles sont des corps non profilés qui présentent par conséquent de nombreux décollements de l'écoulement en proche paroi. Par ailleurs, les structures tourbillonnaires qui en découlent peuvent potentiellement interagir entre elles, rendant les écoulements encore plus complexes. La figure 2.2 met en évidence les structures tourbillonnaires principales générées par les différentes parties d'une Dacia Logan. Nous remarquons que les calandre, pare-brise, passages de roue, soubassement et parois latérales sont sources de génération de perturbations propagées en aval. Toutefois, les structures tourbillonnaires principales du sillage proviennent majoritairement de la lunette arrière ainsi que du culot du véhicule, dont les géométries varient, de plus, selon la classe (berline, coupé, utilitaire, etc.) du véhicule considéré.

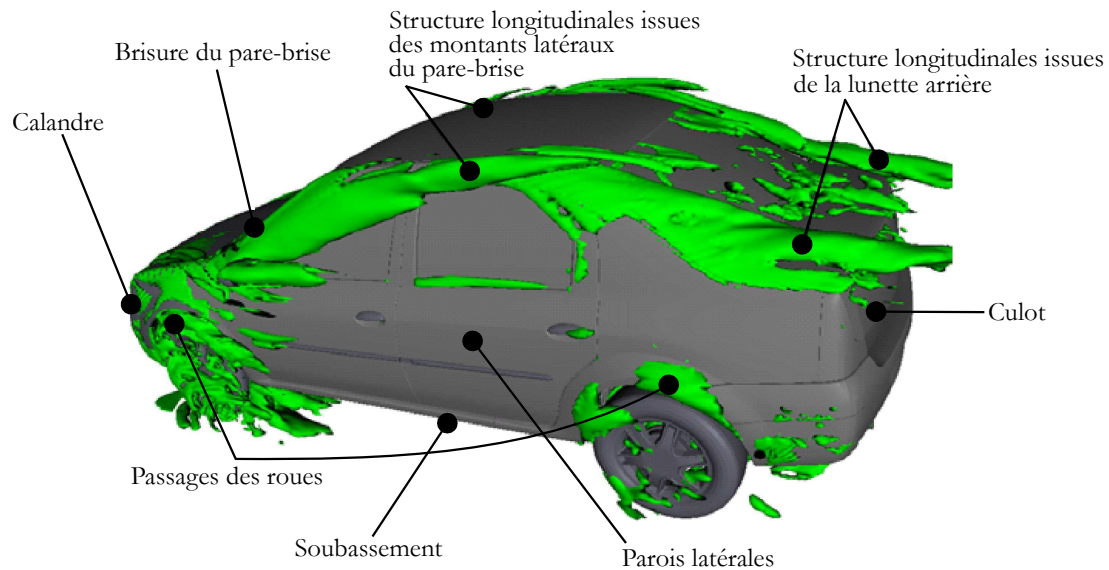


FIGURE 2.2: Mise en évidence des structures tourbillonnaires longitudinales issues des différentes parties d'une Dacia Logan (visualisation des iso-surfaces de vorticité longitudinale à $200s^{-1}$, [Depeyras \(2009\)](#))

D'une manière générale dans les études aérodynamiques en automobile ([Hucho, 1998](#)), on considère 3 classes de géométrie caractéristique de véhicule (Figure 2.3) :

- ⊙ La classe « Squareback » : véhicules de type monocorps, à culot droit,
- ⊙ La classe « Fastback » : véhicules de type bicorps qui comporte une ligne de toit qui descend jusqu'au culot de la voiture,
- ⊙ La classe « Notchback » : véhicules de type tricorps

Ce classement est adopté depuis plusieurs décennies ([Hucho, 1998](#)) et l'est encore aujourd'hui ([Wang et al., 2014b](#)).

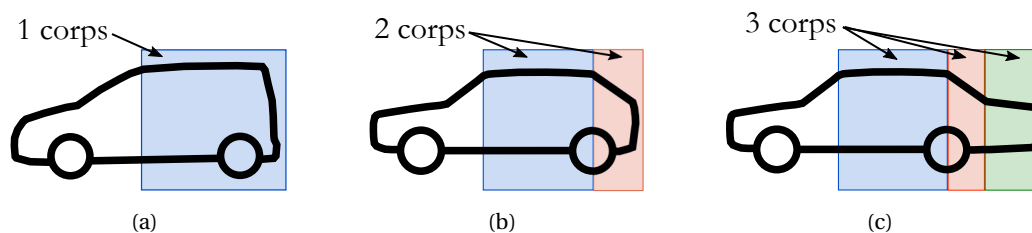


FIGURE 2.3: Définition couramment utilisée des 3 classes de géométrie caractéristique de véhicule : (a) Monocorps ou « Squareback », (b) Bicorps ou « Fastback », (c) Tricorps ou « Notchback »

Concentrons-nous maintenant sur les 10 voitures les plus vendues en 2016 dans le monde, en Europe et en France (Tableau 2.1). On précise que les 10 voitures les plus vendues dans le monde représentent 9,6% du total des ventes. En Europe, les 10 voitures les plus vendues représentent 19,6% des ventes puis 37,2% des ventes en France. La répartition des modèles selon les 3 classes géométriques précédemment définies nous donne (Tableau 2.1 et Figure 2.4) :

- ⊙ Dans le monde ([Landré, 2017](#)) : d'après notre répartition effectuée, plus de la moitié des véhicules sont de configuration squareback. Par ailleurs, 8 voitures sur les 10 sont de configuration monocorps ou bicorps, et représentent 76% des ventes de ce Top 10. On notera qu'une seule

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

voiture est de type tricorps. Un pick-up, principalement vendu sur le marché américain, est également présent dans le classement.

- En Europe (Nédélec, 2017) : 88% des ventes du Top 10 sont de type monocorps ou bicorps, 8% (correspondant à une seule voiture) sont de type tricorps.
- En France (Statista, 2018) : aucune des 10 voitures les plus vendues n'est de type tricorps.

Monde			Europe			France		
Modèle	% ¹	Classe ²	Modèle	% ¹	Classe ²	Modèle	% ¹	Classe ²
Ford F-series	12,3	A	VW Golf	17,2	M	Renault Clio	14,5	M
Toyota Corolla	11,8	T	Renault Clio	11,0	M	Peugeot 208	13,2	B
VW Golf	10,7	M	VW Polo	10,8	M	Renault Mégane	12,1	B
Wuling Hong Guang	10,5	M	Ford Fiesta	10,5	M	Citroën C3	9,9	B
Nissan X-Trail	9,5	M	Opel Corsa	9,2	B	Peugeot 308	9,9	B
Hyundai i35	9,5	B	Opel Astra	8,8	B	Renault Captur	9,4	M
Ford Focus	9,1	B	Peugeot 208	8,7	B	Peugeot 2008	8,9	M
Honda HR-V	9,0	M	Nissan Qashqai	8,2	B	Citroën C4	8,6	B
Honda CR-V	8,8	M	Skoda Octavia	8,0	T	Dacia Sandero	7,5	B
Toyota RAV4	8,7	M	Renault Captur	7,6	M	Fiat 500	5,9	B

¹ Proportion des ventes par rapport au Top 10 associé

² M : monocorps, B : bicorps, T : tricorps, A : Autres (pick-up)

TABLEAU 2.1: Liste des 10 voitures les plus vendues dans le monde (Landré, 2017), en Europe (Nédélec, 2017) et en France (Statista, 2018). Le pourcentage des ventes et la classe aérodynamique y sont précisés.

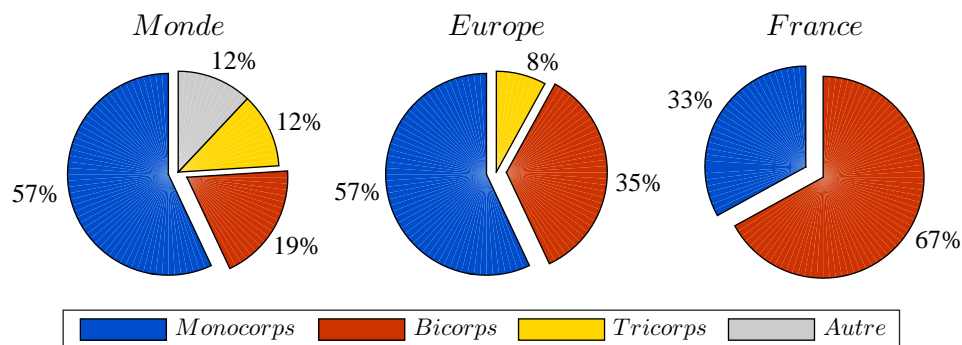


FIGURE 2.4: Répartition des 10 voitures les plus vendues selon leur classe aérodynamique : dans le monde (gauche), en Europe (centre) et en France (droite). Les données sont reprises du tableau 2.1.

On précise toutefois que la répartition effectuée entre les classes monocorps et bicorps est subjective, c'est pourquoi le lecteur pourra en trouver les détails dans le tableau 2.1. En effet, la distinction basée sur une seule observation géométrique est difficilement applicable pour les formes automobiles actuelles. L'éventuel positionnement de becquets sur les géométries bicorps, qui servent à réduire la consommation des véhicules et/ou d'augmenter l'adhérence au sol, peut induire des modifications sur les écoulements de sillage les rendant alors plus proches de ceux de la classe monocorps (Beaudoin et Aider (2008), Fourrié et Keirsbulck (2009), Cheng et Mansor (2016)). Un exemple est visible sur la figure 2.5, où l'absence de becquet à l'arrière d'une Citroën C4 induit une forte déviation de l'écoulement vers le bas. L'écoulement de sillage se trouve fortement dévié par l'ajout d'un becquet, alors plus proche d'un écoulement de type monocorps. Les stratégies de contrôle des écoulements étant hors du cadre du projet, nous retiendrons seulement que les automobiles sont majoritairement de type monocorps ou bicorps. La distinction usuellement faite entre les deux classes monocorps et

bicorps fera l'objet de la section suivante.

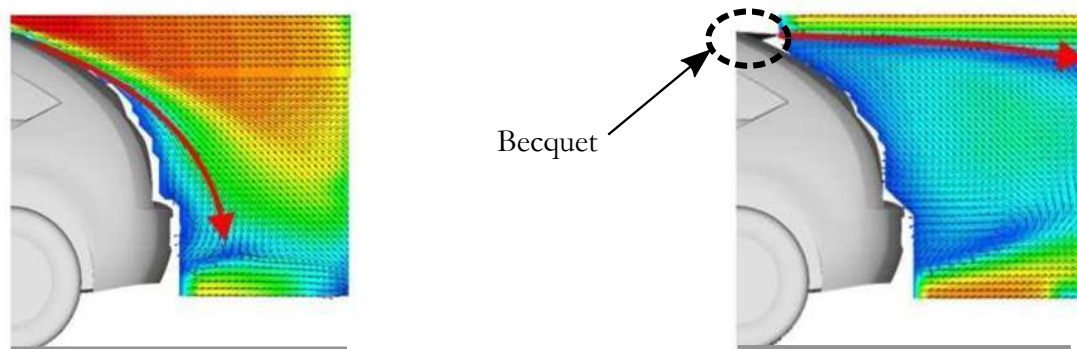


FIGURE 2.5: Écoulement de sillage d'une Citroën C4 sans becquet (à gauche) et avec becquet (à droite) (Grandemange, 2013) : module de la vitesse dans le plan de symétrie. Légende non disponible mais de manière qualitative : en bleu, valeurs faibles et en rouge, valeurs importantes

Parmi la multitude de géométries simplifiées utilisées pour les études aérodynamiques (Le Good et Garry, 2004), les géométries du corps d'Ahmed (Ahmed et al., 1984) ont été choisies dans ce projet (Figure 2.6).

La caractéristique principale de ces géométries est de pouvoir faire varier l'angle de la lunette arrière φ tout en gardant sa longueur, ainsi que la longueur totale L_c . Le corps d'Ahmed permet alors de retrouver les structures principales d'écoulement de sillage à l'arrière d'une voiture de type bicorps ou monocorps, majoritaires dans le parc automobile. On note $(x; y; z)$ le système de coordonnées associé aux maquettes et h_c leur hauteur (Figure 2.6). On désigne par $(u; v; w)$ les composantes instantanées du vecteur vitesse dans les directions $(x; y; z)$, $(\bar{u}; \bar{v}; \bar{w})$ les moyennes temporelles des composantes et $(u'; v'; w')$ les composantes fluctuantes. Dans la suite des travaux, on désignera les grandeurs normalisées avec l'exposant *. Pour les grandeurs homogènes à des longueurs, la hauteur h_c sera utilisée pour construire les grandeurs normalisées. Concernant les grandeurs homogènes à des vitesses, la normalisation se fera avec U_∞ qui désigne la vitesse d'étude à l'infini amont. On note $k = L_c/1,044$ le facteur d'échelle géométrique, avec L_c la longueur exprimée en mètre et $1,044m$ celle utilisée dans l'étude originelle d'Ahmed et al. (1984). Ainsi, les dimensions du corps d'Ahmed à échelle 1 ($k = 1$) correspondent à environ 1/4 des dimensions d'un véhicule réel. La hauteur des pieds cylindriques, définissant la garde au sol, est notée h_g .

On précise que les maquettes de la MIRA (Motor Industry Research Association), également couramment utilisées (Richards, 2002), constituent une autre possibilité permettant d'étudier les 3 configurations monocorps, bicorps et tricorps (Figure 2.7). Toutefois, les études sur ces géométries sont moins nombreuses (Le Good et Garry, 2004) bien que les géométries à l'avant soient plus représentatives d'une automobile réelle. Une des raisons essentielles est le fait que la simplification de la géométrie avant des corps d'Ahmed rend la comparaison des résultats entre les études plus aisées en isolant la seule influence de la lunette arrière, paramètre majeur des écoulements de sillage. Cette géométrie s'affranchit ainsi des nombreux décollements provenant de la face avant d'une automobile, de la complexité du soubassement et de la rotation des roues (Figure 2.2). Malgré la géométrie en apparence simple du corps d'Ahmed, de nombreux paramètres expérimentaux peuvent influencer les résultats et font l'objet d'une discussion dans la section 2.3.

Dans la section suivante, nous nous intéressons aux différents régimes d'écoulement de sillage du corps d'Ahmed, en fonction de l'angle de lunette φ .

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

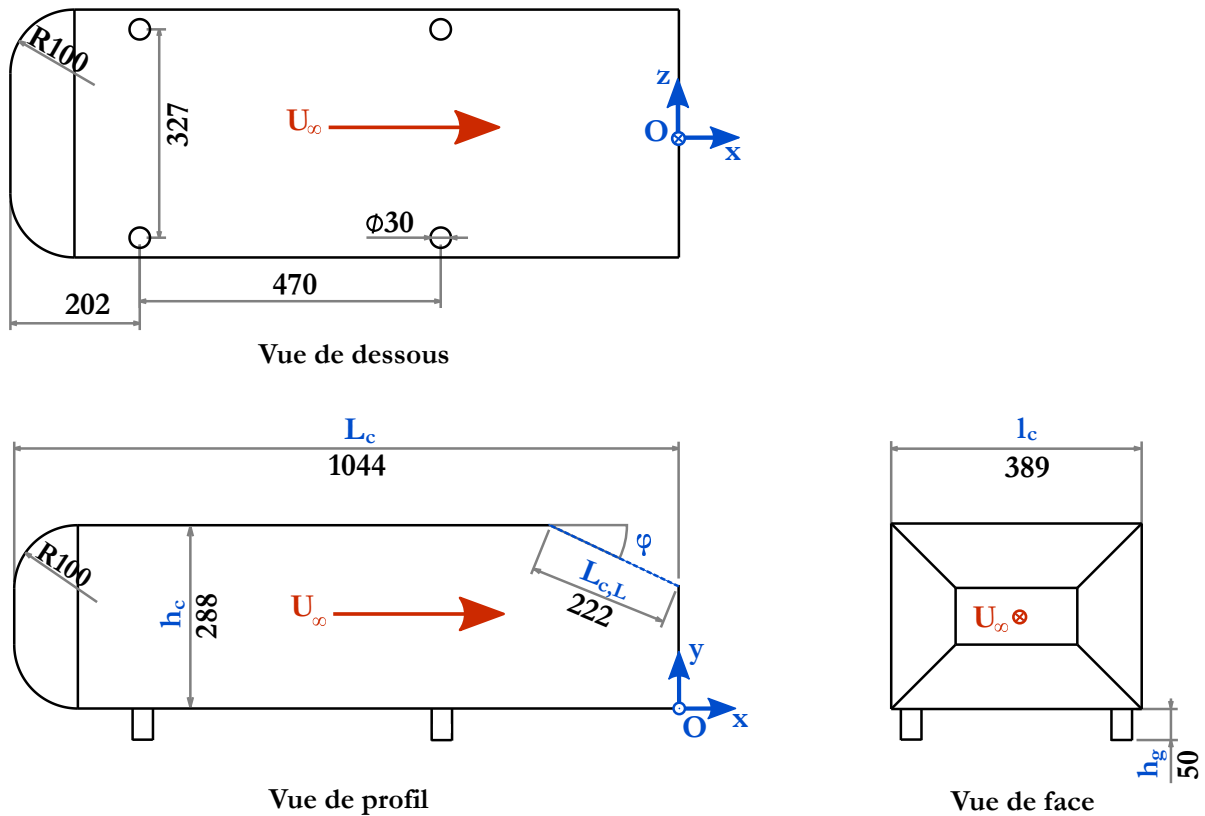


FIGURE 2.6: Géométrie du corps d'Ahmed selon *Ahmed et al. (1984)* (dimensions données en mm) et paramétrisation de l'angle de la lunette : $0^\circ \leq \varphi < 90^\circ$ (la géométrie à 0° étant équivalente à celle à 90°)

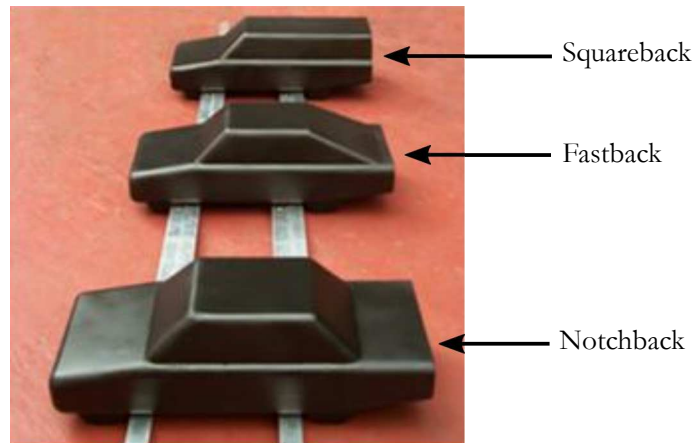


FIGURE 2.7: Maquettes de la MIRA *Joseph (2012)*

2.2 Régimes d'écoulement de sillage du corps d'Ahmed

La force de traînée s'opposant au mouvement d'un véhicule, qui n'est pas de premier intérêt dans notre projet, se doit cependant d'être introduite ici puisqu'elle est un bon indicateur des différents régimes d'écoulement de sillage à l'arrière du corps d'Ahmed (*Ahmed et al., 1984*).

Le force de traînée est très souvent au centre de l'attention des études aérodynamiques du fait de la forte volonté des constructeurs de réduire la consommation des véhicules. En effet, selon *Hucho*

(1998) la résistance à l'avancement est principalement due à la traînée aérodynamique : à partir de 50 km.h^{-1} , 50% de la résistance totale correspond à la traînée aérodynamique et sa contribution ne fait qu'augmenter avec la vitesse. Ainsi, on constate qu'un grand nombre d'études aérodynamiques mettent en relation la géométrie arrière des véhicules avec la part de traînée qui s'y applique, ainsi que les structures d'écoulement de sillage. Sur les 10 dernières années, on peut citer entre autres les travaux de thèse suivants : [Leclerc \(2008\)](#), [Depeyras \(2009\)](#), [Thacker \(2010\)](#), [Joseph \(2012\)](#), [Grande-mange \(2013\)](#), [Chaligné \(2013\)](#), [Lahaye \(2014\)](#), [Eulalie \(2014\)](#), [Barros \(2015\)](#), [Jermann \(2015\)](#), [Rossitto \(2016\)](#). Par ailleurs, on précise que la traînée qui résulte de la partie arrière des véhicules contribue à hauteur d'environ 30% de la traînée totale ([Leclerc, 2008](#)). Ce constat, mis en parallèle avec les raisons évoquées section 2.1, explique l'intérêt particulier porté par les études citées ci-dessus sur les géométries du corps d'Ahmed. Hormis [Chaligné \(2013\)](#) et [Barros \(2015\)](#) qui en ont modifié les dimensions sans en changer fondamentalement la forme, tous les travaux cités se basent sur la géométrie du corps d'Ahmed.

Dans la suite de l'étude, on note F_x la force de traînée qui s'applique sur le corps d'Ahmed dans la direction (Ox). Le coefficient de traînée C_x associé est défini par l'équation suivante :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho S U_\infty^2} \quad (2.1)$$

Avec ρ la masse volumique de l'air, S la surface apparente du corps d'Ahmed.

La figure 2.8 montre l'évolution du coefficient de traînée en fonction de l'angle de lunette arrière $C_x(\varphi)$ par [Ahmed et al. \(1984\)](#). La traînée totale C_x est décomposée en traînée de frottement $C_{x,f}$ et de pression $C_{x,p}$ selon l'équation 2.2. La traînée de pression $C_{x,p}$ est ensuite elle-même décomposée selon la contribution de la face avant $C_{x,p0}$, de la lunette $C_{x,p1}$ et de la face arrière (culot) $C_{x,p2}$ (Équation 2.2).

$$C_x = C_{x,f} + C_{x,p} = C_{x,f} + \overbrace{C_{x,p0} + C_{x,p1} + C_{x,p2}}^{C_{x,p}} \quad (2.2)$$

Dans leur étude, [Ahmed et al. \(1984\)](#) ont réalisé les mesures de C_x en soufflerie par le biais d'une balance aérodynamique pour $0^\circ \leq \varphi \leq 40^\circ$ par pas de 5° plus une configuration à $12,5^\circ$. Les valeurs des différentes composantes $C_{x,pi}$ sont obtenues à partir de mesures de pression sur les différentes faces pour les configurations à 5° , $12,5^\circ$ et 30° .

Contrairement aux corps profilés utilisés en aéronautique pour lesquels la traînée de frottement domine la traînée de pression, [Ahmed et al. \(1984\)](#) montrent que la traînée de frottement ($C_{x,f}$) contribue au maximum à hauteur de $0,24C_x$ pour la configuration $\varphi = 12,5^\circ$. Concernant la traînée de pression $C_{x,p}$, la face avant ($C_{x,p0}$) ne représente que $0,07C_x$ au maximum. La majeure partie de la traînée provient donc de la lunette et du culot de la maquette ($0,69C_x$ au minimum à $12,5^\circ$), et est largement dépendante de l'angle φ de la lunette. D'après la figure 2.8 ([Ahmed et al., 1984](#)), on peut ainsi distinguer 3 comportements de la courbe $C_x(\varphi)$:

- ① $\varphi < \sim 10^\circ$ (section 2.2.1) : l'écoulement de sillage est de type monocorps. Il est considéré comme bi-dimensionnel loin des parois.
- ② $\sim 10^\circ < \varphi < \sim 30^\circ$ (section 2.2.2) : l'écoulement de sillage est de type bicorps. L'interaction entre les différentes structures tourbillonnaires rend l'écoulement fortement tri-dimensionnel.
- ③ $\varphi > \sim 30^\circ$ (section 2.2.3) : la structure du sillage étant proche de celle que l'on observe pour $\varphi < \sim 10^\circ$, l'écoulement est par conséquent considéré de type monocorps.

Dans la suite, nous rassemblons plusieurs études correspondant aux différents régimes d'écoulement. Pour chacune des études (expérimentales et/ou numériques), nous précisons un certain nombre de paramètres dont l'importance sera discutée section 2.3.

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

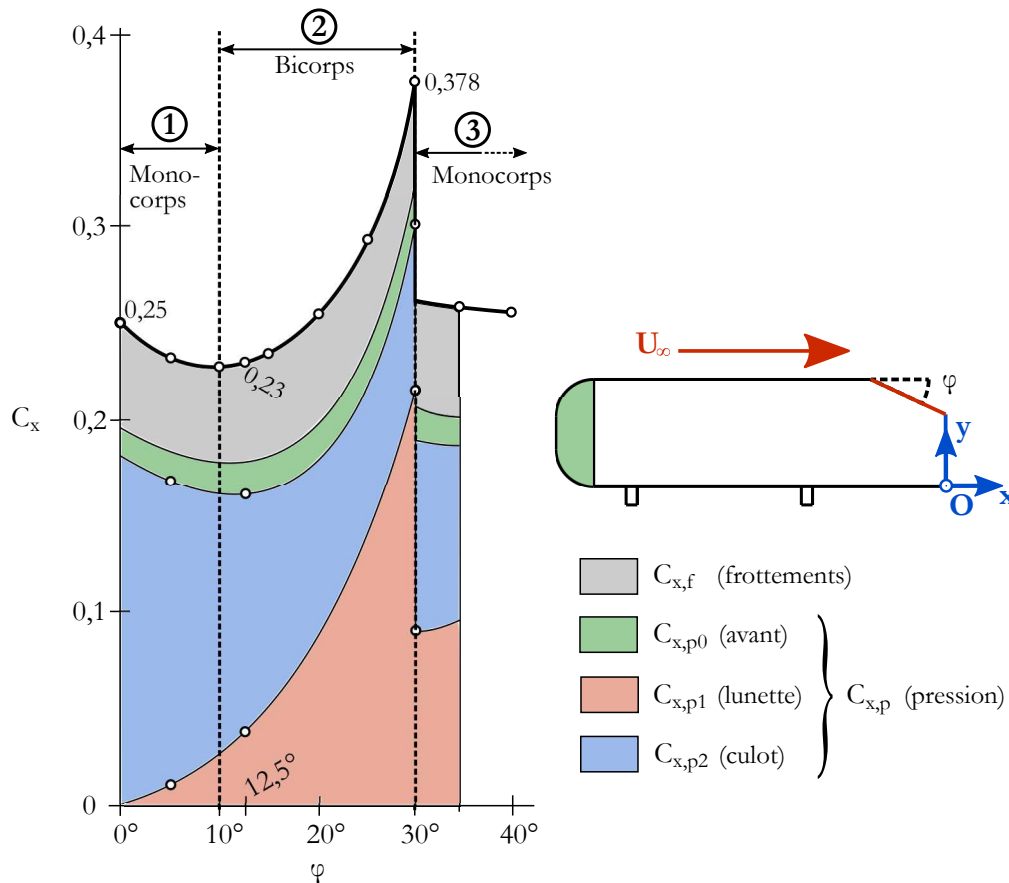


FIGURE 2.8: Évolution et décomposition (Équation 2.2) du coefficient de traînée C_x en fonction de l'angle de la lunette φ (Ahmed et al., 1984).

2.2.1 $0^\circ < \varphi < \sim 10^\circ$: sillage de type monocorps

D'après la figure 2.8, la configuration $\varphi = 0^\circ$ donne $C_x = 0,250$. Au fur et à mesure que φ augmente et jusqu'à la valeur d'environ 10° , l'écoulement reste attaché sur la lunette tandis que le C_x diminue. On doit cette diminution au rétrécissement de la surface du culot - maximale pour ces valeurs de φ et associé à $C_{x,p2}$ - dépressionnaire et contribuant majoritairement au C_x (Figure 2.8).

Le tableau 2.2 donne une liste non exhaustive d'études du corps d'Ahmed pour des angles φ variant entre 0° et 10° . Un certain nombre de paramètres sont exposés. Nous nous contentons de les préciser seulement dans un premier temps alors que nous donnerons leur sens et leur impact dans la section 2.3.

Parmi les paramètres explicités, les angles de lunette φ , le facteur d'échelle géométrique k ainsi que la garde au sol adimensionnée h_g^* sont précisés. En notant ν la viscosité cinématique du fluide environnant, on définit également $\mathcal{R}e_c$ le nombre de Reynolds basé sur la hauteur du corps d'Ahmed (Équation 2.3).

$$\mathcal{R}e_c = \frac{U_\infty h_c}{\nu} \quad (2.3)$$

Auteur(s)	Expérimental	Condition	ϵ	Numérique	Résolution	φ	k	h_g^*	Re
Ahmed et al. (1984)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	1,2%	<input type="checkbox"/>		$0^\circ, 5^\circ, 10^\circ$	1	0,17	$1,2 \cdot 10^6$
Gosse (2005)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	0,1-4,1%	<input type="checkbox"/>		5°	0,08	0,18	$0,6 - 1,8 \cdot 10^4$
Conan et al. (2011)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	1,6-1,9%	<input type="checkbox"/>		10°	1	0,17	$2,5 \cdot 10^5$ à $1,2 \cdot 10^6$
Grandemange et al. (2013)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	< 5%	<input type="checkbox"/>		0°	0,25	0,17	$9,2 \cdot 10^4$
Barros (2015)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	2,2%	<input type="checkbox"/>		0°	~ 1	0,17	$2 - 7 \cdot 10^5$
Lahaye (2014)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	2,8%	<input checked="" type="checkbox"/>	URANS-LES	0°	0,7	0,25	$1,3 - 6,7 \cdot 10^5$
Eulalie (2014)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	1,4%	<input checked="" type="checkbox"/>	URANS-LES	0°	0,70	0,17-0,35	$4 \cdot 10^5$
Rouméas et al. (2009)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	Lattice Boltzmann	0°	1	0,17	$7,7 \cdot 10^5$
Depeyras (2009)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	DNS	0°	1	0,6	$8,3 \cdot 10^3$
King (2010)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	LES	0°	1	0,17	$1,4 \cdot 10^5$

TABLEAU 2.2: Liste non exhaustive d'études du corps d'Ahmed pour $0^\circ < \varphi < \sim 10^\circ$ (configuration monocorps). Détails des conditions expérimentales, de la résolution numérique et de quelques paramètres géométriques et de similitude. Les études sont classées selon leur caractère expérimental et/ou numérique puis par ordre chronologique.

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

S'il s'agit d'une étude expérimentale, nous précisons si elle a été réalisée en soufflerie (Air) ou en canal hydraulique (Eau), qui sont deux moyens possibles couramment utilisés pour l'étude des écoulements. On définit également le coefficient dit de blocage ϵ (Équation 2.4) - défini par le rapport entre la surface frontale apparente S du corps d'Ahmed et la section de passage de la veine d'essais $h_v \times l_v$ (hauteur \times largeur).

$$\epsilon = \frac{S}{h_v \times l_v} \quad (2.4)$$

Lorsqu'il s'agit d'études numériques, nous indiquons le modèle de résolution de la turbulence adopté. En restant très général, on différencie (Manceau, 2018) :

- Modélisation DNS (Direct Numerical Simulation) : Résolution numérique directe des équations de Navier-Stokes, régissant la dynamique d'un fluide. Les coûts en temps de calculs sont très élevés, c'est pourquoi la DNS est limitée à des applications de recherche à des nombres de Reynolds limités;
- Modélisation LES (Large Eddy Simulation) : Seules les plus grandes échelles, énergétiques, sont résolues. Les échelles les plus petites, dissipatives, sont modélisées. La LES est encore peu utilisée à des fins industrielles;
- Modélisation URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes) : Toutes les échelles sont modélisées et cette méthode constitue le standard pour les projets en industrie;
- Modélisation hybride URANS-LES : il s'agit d'un intermédiaire entre la méthode LES et URANS. On utilise une résolution de type URANS en proche paroi et de type LES dans les autres régions;
- Méthode Lattice Boltzmann : elle se différencie des 4 méthodes précédentes en ce sens qu'elle est fondée sur la résolution de l'équation de Boltzmann (théorie cinétique des gaz). En d'autres termes, à l'échelle microscopique le fluide s'apparente à un nuage de particules dont le mouvement est décrit statistiquement par l'équation de Boltzmann. Les champs macroscopiques de vitesse, de pression et de température sont ensuite obtenus à partir de moyennes statistiques (Leclerc, 2008).

Parmi les études trouvées (Tableau 2.2), la majeure partie concerne le corps d'Ahmed à culot droit ($\varphi = 0^\circ$). Le facteur d'échelle géométrique k est généralement de 1 pour les études numériques, mais peut être beaucoup plus faible pour les études expérimentales de manière à garder un coefficient de blocage ϵ le plus faible possible (discuté section 2.3). La garde au sol h_g^* est dans la majeure partie des cas similaire à l'étude d'Ahmed et al. (1984), mais on notera que Depeyras (2009), Lahaye (2014) et Eulalie (2014) ont étudié des gardes au sol bien plus importantes. Le paramètre relevé qui varie le plus dans le tableau 2.2 est le nombre de Reynolds \mathcal{R}_e qui varie entre $6 \cdot 10^3$ et $1,2 \cdot 10^6$. Cette variation est due non seulement à la multitude d'échelles k utilisées, mais aussi à la vitesse U_∞ ainsi qu'au fluide utilisé (air ou eau).

Si l'on se concentre sur la géométrie majoritairement étudiée $\varphi = 0^\circ$, il ressort des différentes études que les lignes de courant moyennes de l'écoulement (figure 2.9(a) dans un plan vertical, figure 2.9(b) dans un plan horizontal) mettent en évidence une zone de recirculation de forme torique dans le sillage du modèle. Cette recirculation est due à l'enroulement de l'écoulement depuis les parois de la maquette vers l'intérieur de la zone dépressionnaire accolée au culot.

Dans le plan de symétrie $z^* = 0$ (Figure 2.9(a)), on remarque deux tourbillons contra-rotatifs. A cause de la présence du plancher, l'écoulement provenant du soubassement joue un rôle dans l'équilibrage du sillage ce qui explique son asymétrie. L'importance de la garde au sol sera discutée section 2.3. En revanche, dans le plan horizontal $y^* = 0,71$ (Figure 2.9(b)) les deux zones de recirculation moyennes contrarotatives montrent plus logiquement une symétrie puisque la géométrie l'est. On notera que dans l'intervalle $0^\circ < \varphi < \sim 10^\circ$, l'écoulement reste attaché à la lunette et les structures principales du sillage restent les mêmes (Gosse, 2005). Par ailleurs, l'écoulement est considéré bidimensionnel puisque les structures tourbillonnaires décrites précédemment sont similaires dans les

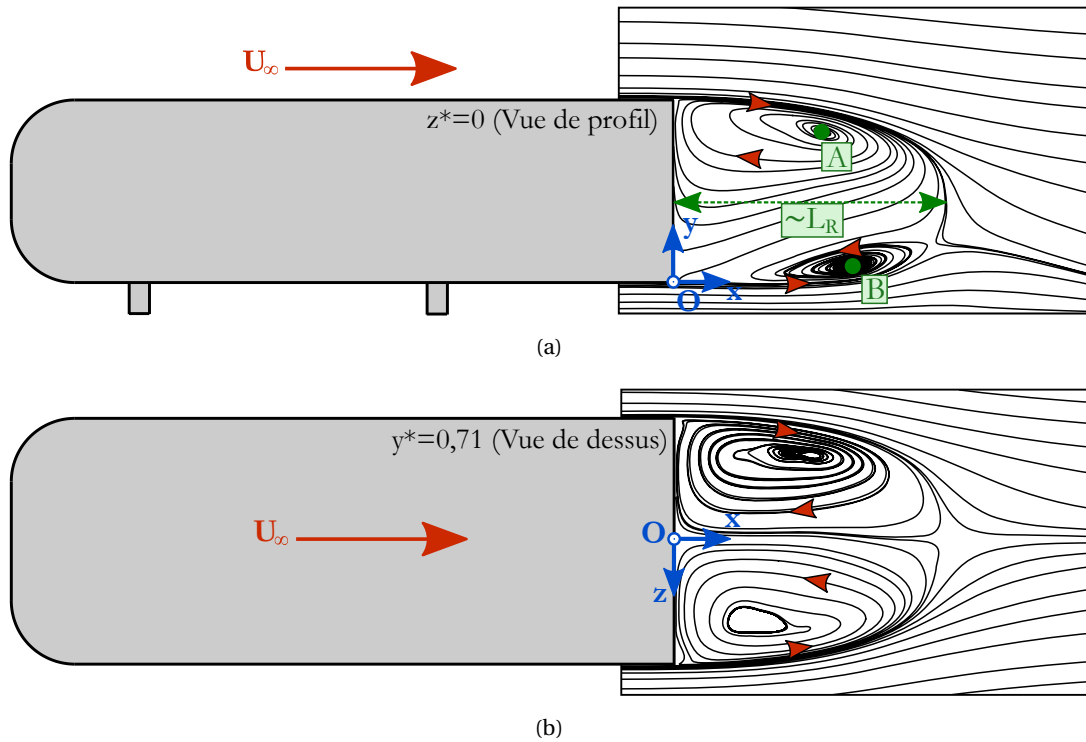


FIGURE 2.9: Lignes de courant, reprises de [King \(2010\)](#), à l'arrière du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ et notations associées : (a) Plan de symétrie (vue de profil) $z^* = 0$, (b) Plan horizontal (vue de dessus) $y^* = 0,71$

différents plans verticaux $z = cte$ ([Depeyras, 2009](#)). [Lahaye \(2014\)](#) précise, par observation du développement de la couche cisailée supérieure, que l'écoulement peut être considéré comme 2D dans la zone $|z^*| \leq 0,54$, c'est à dire loin des bords situés à $z^* = \pm 0,69$.

Dans la suite de l'étude, nous nous concentrerons sur ces structures tourbillonnaires moyennes qui joueront un rôle dans le transport des PUF. Afin de les caractériser, nous définissons trois paramètres qui font partie des plus accessibles dans les études relevées (Tableau 2.2). Ainsi, on nommera A $(x_A; y_A; 0)$ et B $(x_B; y_B; 0)$ les positions respectives des centres des tourbillons supérieur et inférieur dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Nous verrons que la position de ces points est susceptible d'évoluer suivant les études. On définit également la longueur de recirculation du sillage L_R dans le plan de symétrie par :

$$L_R = \max_{\bar{u}(x;y;0) < 0} (x) \quad (2.5)$$

Par la suite, on utilisera la longueur de recirculation adimensionnée $L_R^* = L_R / h_c$.

Le tableau 2.3 donne les valeurs trouvées de ces 3 paramètres dans les différentes études. Parmi la multitude des études et de la diversité des paramètres exposés dans le tableau 2.2, la zone de recirculation globale du sillage s'étend sur des valeurs proches de $L_R^* = 1,5$. Seul [Eulalie \(2014\)](#) écrit qu'il trouve $L_R^* = 2,2$ expérimentalement. On calcule d'ailleurs une moyenne pour L_R^* de 1,55 avec un écart-type de 0,18. L'ensemble des résultats issus du tableau 2.3 est tracé dans la figure 2.10. La valeur moyenne et l'écart type de L_R^* , les positions moyennes et écarts moyens des points A et B sont également précisés. On trouve une position moyenne de $(0,81; 0,82; 0)$ pour A et $(0,74; 0,13; 0)$ pour B, qui montre plus de dispersion des résultats.

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

Auteur(s)	Expérimental					Numérique				
	L_R^*	x_A^*	y_A^*	x_B^*	y_B^*	L_R^*	x_A^*	y_A^*	x_B^*	y_B^*
Grandemange et al. (2013)	~ 1,5	-	-	-	-					
Barros (2015)	1,45 à 1,52	-	-	-	-					
Lahaye (2014) ¹	1,50	0,93	0,84	0,68	0,20	-	0,91	0,84	0,94	0,11
Eulalie (2014)	2,2	0,74	0,84	0,62	0,10	-	0,78 ²	0,80 ²	0,62 ²	0,2 ²
Rouméas et al. (2009)						1,50	0,84	0,80	0,79	0,12
Depeyras (2009)						1,37	0,65	0,80	0,58	0,09
King (2010)						1,52	0,80	0,85	0,98	0,08
Moyenne	$L_R^* = 1,55$	$x_A^* = 0,81$	$y_A^* = 0,82$	$x_B^* = 0,74$	$y_B^* = 0,13$					
± écart-type	±0,18	±0,09	±0,02	±0,15	±0,05					

- Manque de données

¹ Données pour $\mathcal{R}_e = 5,4.10^5$

² Relevés numériques basés sur la position des minima dépressionnaires

TABEAU 2.3: Relevés dans les différentes études du tableau 2.2 des positions des centres tourbillonnaires A ($x_A^*; y_A^*; 0$) et B ($x_B^*; y_B^*; 0$) et de la longueur de recirculation L_R^* , dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$

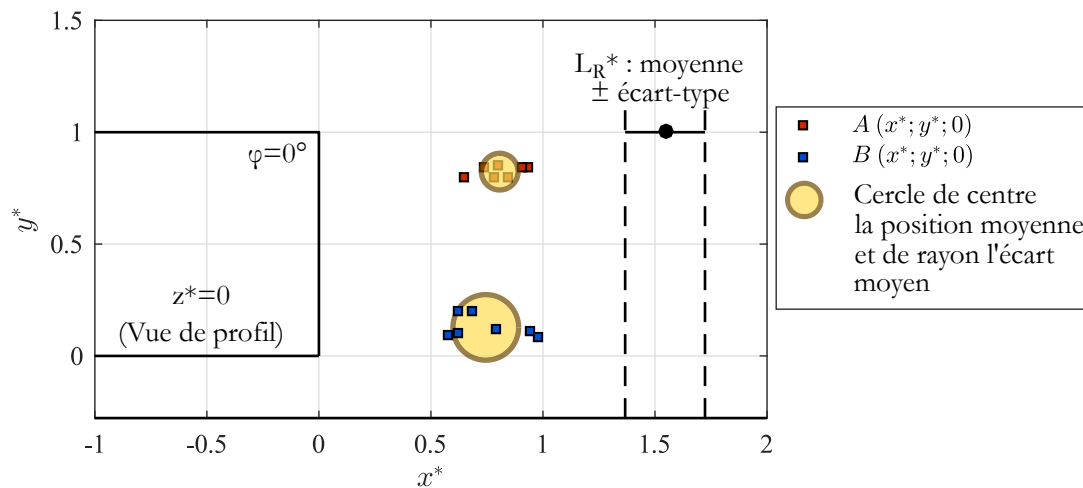


FIGURE 2.10: Positionnement dans le plan $z^* = 0$ du sillage du corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$ des différents points A et B, des positions moyennes et de la longueur de recirculation moyenne. Données issues du tableau 2.3.

2.2.2 $\sim 10^\circ < \varphi < \sim 30^\circ$: sillage de type bicorps

Après que le C_x a atteint sa valeur minimale pour $\varphi \sim 10^\circ$, la traînée augmente jusqu'à l'angle critique $\varphi \sim 30^\circ$ (Figure 2.8). Afin de comprendre les mécanismes expliquant cette inversion de tendance du C_x , nous avons recensé dans le tableau 2.4 une liste d'études du sillage du corps d'Ahmed pour $\sim 10^\circ < \varphi < \sim 30^\circ$, selon le même modèle que dans la section précédente. De ces études, nous remarquons que l'angle $\varphi = 25^\circ$ est majoritairement étudié. La garde au sol de l'étude d'origine d'Ahmed *et al.* (1984) est globalement conservée dans les études. En revanche, on remarque toujours une multiplicité de facteur d'échelle k et de nombre de Reynolds \mathcal{R}_e étudiés.

En se focalisant sur cet angle de lunette, nous illustrons figure 2.11 les structures tourbillonnaires moyennes à l'arrière de la géométrie qui ressortent de ces études.

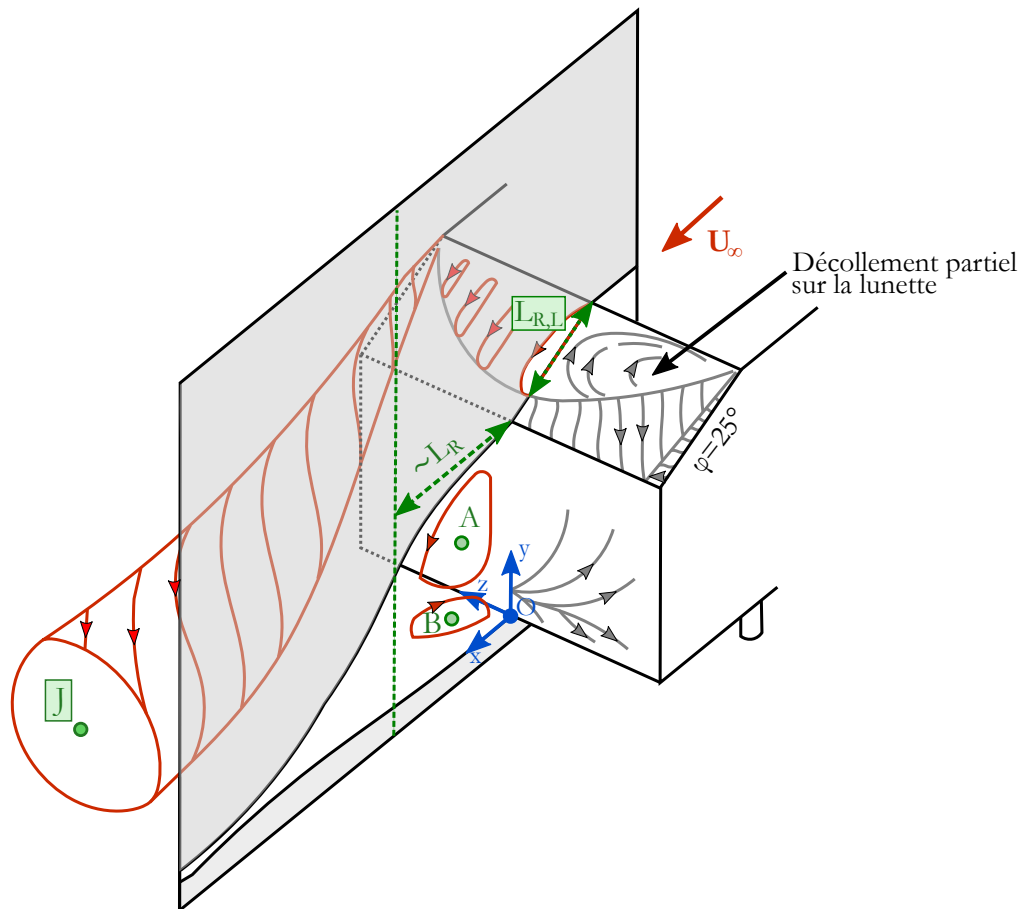


FIGURE 2.11: Schéma des différentes structures tourbillonnaires moyennes sur la lunette et dans le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ (Ahmed *et al.*, 1984) et notations associées

Dans cet intervalle d'angle φ , on observe un décollement partiel de l'écoulement sur la lunette. Il y a formation d'un bulbe de recirculation dont la ligne de rattachement est parabolique sur la lunette et de longueur, dans le plan de symétrie $z^* = 0$, notée $L_{R,L}$. Par ailleurs, l'enroulement de la couche limite des parois latérales vers la lunette donnent naissance à des tourbillons longitudinaux, de centre noté J, se développant au niveau des arêtes latérales supérieures de la maquette. Ces tourbillons, d'autant plus énergétiques que φ augmente, sont responsables de l'augmentation de la traînée totale observée par le biais d'une forte augmentation de $C_{x,p1}$ (Figure 2.8). Pour $\varphi \sim 30^\circ$, on observe le maximum de traînée $C_x = 0,378$. Concernant le proche sillage, il présente toujours la recirculation de forme torique présentée dans la section précédente.

Auteur(s)	Expérimental	Condition	ϵ	Numérique	Résolution	φ	k	h_g^*	\mathcal{R}_e
Ahmed et al. (1984)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	1,2%	<input type="checkbox"/>		15°, 20°, 25°	1	0,17	1,2.10 ⁶
Spohn et Gilliéron (2002)	<input checked="" type="checkbox"/>	Eau	7,1%	<input type="checkbox"/>		25°	0,28	0,16	8,3.10 ³
Lienhart et Becker (2003)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	4,0%	<input type="checkbox"/>		25°	1	0,17	7,7.10 ⁵
Gosse (2005)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air-Eau	0,1-7,8%	<input type="checkbox"/>		25°	0,08-0,43	0,18	0,004 - 7,4.10 ⁵
Beaudoin et al. (2004)	<input checked="" type="checkbox"/>	Eau	7,8%	<input type="checkbox"/>		25°	0,42	0,18	3,7 - 7,4.10 ⁵
Conan et al. (2011)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	1,6-1,9%	<input type="checkbox"/>		20°, 25°	1	0,17	2,5.10 ⁵ à 1,2.10 ⁶
Joseph (2012)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	0,7%	<input type="checkbox"/>		25°	1	0,17	3,8 - 7,7.10 ⁵
Thacker et al. (2013)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	2,8%	<input type="checkbox"/>		25°	1	0,17	6,1.10 ⁵
Wang et al. (2013)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	4,1%	<input type="checkbox"/>		25°	0,33	0-0,17	5,3.10 ⁴
Tunay et al. (2014)	<input checked="" type="checkbox"/>	Eau	2,3%	<input type="checkbox"/>		25°	0,25	0,17	1,5.10 ⁴
Venning et al. (2015)	<input checked="" type="checkbox"/>	Eau	< 2%	<input type="checkbox"/>		25°	0,25	0,17	2,6.10 ⁴
Zhang et al. (2015)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	4,1%	<input type="checkbox"/>		25°	0,33	0,17	0,5 - 2,1.10 ⁵
Jermann (2015)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	1,0%	<input type="checkbox"/>		25°	1	0,17	7,7.10 ⁵
Venning et al. (2017)	<input checked="" type="checkbox"/>	Eau	< 2%	<input type="checkbox"/>		25°	0,25	0,17	2,6.10 ⁴
Sellappan et al. (2018)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	3,6%	<input type="checkbox"/>		25°	0,4	0,23	3,1.10 ⁵
Leclerc (2008)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	1,4%	<input checked="" type="checkbox"/>	Lattice Boltzmann	25°	0,7-1	0,26	0,7 - 7,7.10 ⁵
Tunay et al. (2016)	<input checked="" type="checkbox"/>	Eau	2,3%	<input checked="" type="checkbox"/>	LES	25°	0,25	0,17	1,5.10 ⁴
Rositto (2016)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	1,4%	<input checked="" type="checkbox"/>		25°	1	0,17	7,7.10 ⁵
Krajnović et Davidson (2005a)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	LES	25°	1	0,17	2.10 ⁵
Rouméas et al. (2008)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	Lattice Boltzmann	25°	1	0,17	7,7.10 ⁵
Depeyras (2009)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	DNS	25°	1	0,6	8,3.10 ³
Serre et al. (2013)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	LES, URANS-LES	25°	1	0,17	7,7.10 ⁵
Aljure et al. (2014)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	LES	25°	1	0,17	7,7.10 ⁵
Rao et al. (2018)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	URANS-LES	25°	1	0,17	5,7 - 7,7.10 ⁵
Guilmineau et al. (2018)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	URANS, URANS-LES	25°	1	0,17	7,7.10 ⁵

TABLEAU 2.4: Liste non exhaustive d'études du corps d'Ahmed pour $\sim 10^\circ < \varphi < \sim 30^\circ$ (configuration bicorps). Détails des conditions expérimentales, de la résolution numérique et de quelques paramètres géométriques et de similitude. Les études sont classées selon leur caractère expérimental et/ou numérique puis par ordre chronologique.

Ainsi, l'interaction des tourbillons longitudinaux se développant dans la direction x , avec dans un premier temps le bulbe décollé sur la lunette d'axe z , puis avec la structure torique de directions y et z dans le proche sillage, fait que cet écoulement est fortement tridimensionnel se différenciant ainsi du cas précédent. Par conséquent, la complexité de l'écoulement généré combinée avec la simplicité de la géométrie font de ce système une référence pour le développement des modèles numériques (Tableau 2.4), qui peuvent se baser sur la multitude de données expérimentales disponibles.

Par ailleurs, l'écoulement de sillage est d'autant plus complexe qu'il est fortement sensible à différents paramètres qui seront discutés section 2.3. Par conséquent, on trouve un certain nombre de différences dans le positionnement des points A, B et J tout comme la longueur de rattachement du bulbe de recirculation sur la lunette $L_{R,L}/L_{c,L}$, exprimée en pourcentage de la longueur de la lunette.

Le tableau 2.5 recense dans un premier temps la position des points A et B ainsi que la longueur de recirculation totale en proche sillage L_R^* .

Auteur(s)	Expérimental					Numérique				
	L_R^*	x_A^*	y_A^*	x_B^*	y_B^*	L_R^*	x_A^*	y_A^*	x_B^*	y_B^*
Lienhart et Becker (2003)	0,65	0,18	0,29	0,34	0,05					
Gosse (2005)	1,13 ¹	0,57	0,61	0,61	0,08					
	0,66 ²	0,28	0,39	0,29	0,06					
Thacker et al. (2012)	0,87	0,23	0,29	0,46	0,06					
Wang et al. (2013)	0,67-0,86	-	-	-	-					
Tunay et al. (2014)	0,57	0,17	0,30	0,35	0,05					
Venning et al. (2015)	0,54	0,19	0,54	0,13	0,17					
Zhang et al. (2015) ³	0,64	0,23	0,35	0,29	0,04					
Jermann (2015)	0,70	0,19	0,33	-	-					
Rossitto (2016)	0,64	0,14	0,25	0,32	0,04	-	-	-	-	-
Sellappan et al. (2018)	0,65	0,13	0,37	0,22	0,04					
Leclerc (2008) ⁴	0,65	0,18	0,36	0,28	0,06	0,54	0,08	0,37	0,24	0,07
Krajnović et Davidson (2005a)						0,65	0,17	0,31	0,34	0,06
Depeyras (2009)						0,57	0,21	0,34	0,20	0,06
Serre et al. (2013)			RANS-LES (DES-SST)			0,50	0,11	0,24	0,26	0,05
			LES (NWR)			0,58	0,17	0,46	0,26	0,11
			LES (SVV)			0,50	0,16	0,39	0,24	0,05
			LES (NWM)			0,79	0,37	0,39	0,42	0,03
Aljure et al. (2014)						0,67	0,25	0,39	0,31	0,06
Rao et al. (2018)						0,57-1,39	-	-	-	-
Guilmineau et al. (2018)			RANS ($k - \omega$ SST)			1,06	0,44	0,59	0,47	0,06
			RANS (EARSM)			1,79	0,88	0,71	1,00	0,06
			RANS (DES)			0,47	0,10	0,26	0,56	0,08
			RANS (IDDES)			0,53	0,14	0,29	0,29	0,08
Moyenne	$L_R^* = 0,74$	$x_A^* = 0,24$	$y_A^* = 0,38$	$x_B^* = 0,36$	$y_B^* = 0,06$					
± écart-type	±0,30	±0,18	±0,12	±0,18	±0,03					

- Manque de données

¹ Air, $\epsilon = 0,1$, $k = 0,08$ et $\mathcal{R}_e = 0,6.10^4$

² Air, $\epsilon = 4,1$, $k = 0,08$ et $\mathcal{R}_e = 1,8.10^4$

³ $\mathcal{R}_e = 1,6.10^5$

⁴ $\mathcal{R}_e = 3,3.10^5$ et $k = 1$ (numérique), $k = 0,7$ (expérimental)

TABLEAU 2.5: Relevés dans les différentes études du tableau 2.4 des positions des centres tourbillonnaires A (x_A^* ; y_A^* ; 0) et B (x_B^* ; y_B^* ; 0) et de la longueur de recirculation L_R^* , dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

Concernant la longueur de recirculation L_R^* , on trouve en moyenne une valeur de 0,74 avec un écart-type de 0,30. Concernant la position des points A et B, on calcule les moyennes de (0,24;0,38;0) et (0,36;0,06;0) respectivement. L'ensemble des positions relevées du tableau 2.5 ainsi que les positions moyennes de A, B et L_R^* sont tracés dans la figure 2.12. On remarque une dispersion importante des positions de A à la fois verticalement et horizontalement. Concernant le point B la dispersion semble seulement horizontale. Ces écarts s'expliquent notamment par le fait que la structure de recirculation torique du proche sillage est fortement dépendante de l'écoulement provenant de la lunette du corps d'Ahmed. Ainsi, si l'écoulement est totalement décollé la zone de recirculation du proche sillage s'étendra sur une longueur x^* plus importante que s'il est attaché. Par ailleurs, lorsque l'écoulement est attaché, la déviation de l'écoulement vers le bas est plus importante, ce qui influe sur la position verticale des points A et B.

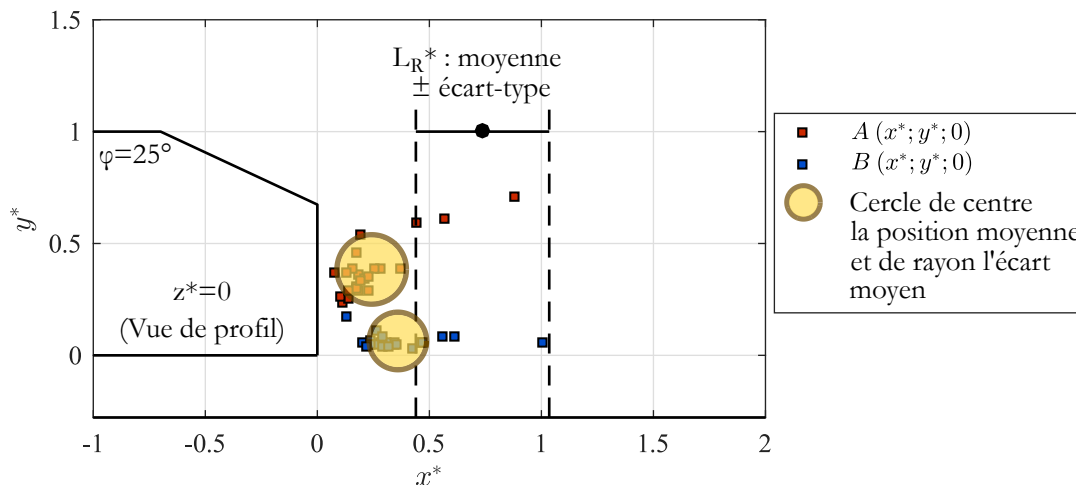


FIGURE 2.12: Positionnement dans le plan $z^* = 0$ du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ des différents points A et B, des positions moyennes et de la longueur de recirculation moyenne. Données issues du tableau 2.5.

Le tableau 2.6 synthétise la longueur de rattachement du bulbe de recirculation sur la lunette en pourcentage de la longueur de la lunette $L_{R,L}/L_{c,L}$ (Figure 2.11), selon l'étude considérée. On remarque ainsi une grande diversité des résultats expliquant le constat précédent sur la position des points A et B, les écarts valant autant en numérique qu'en expérimental. Lorsqu'un rattachement est observé, on calcule une moyenne pour $L_{R,L}/L_{h,L}$ de 65% et un écart-type de 18%.

Concernant le développement des structures longitudinales de centre J dans le sillage des maquettes, la figure 2.13 synthétise les résultats des différentes études expérimentales et numériques répertoriées dans le tableau 2.4. On remarque d'une manière générale :

- ⊙ Les études sont comparables entre elles au niveau de la lunette ($x^* < 0$) : les axes tourbillonnaires sont inclinés d'environ $17 - 19^\circ$ vers le bas par rapport à l'horizontale, et de $5 - 7^\circ$ vers l'intérieur de la lunette. On notera par ailleurs que l'absence de décollement n'influe pas sur la position de ces structures sur la lunette, mais abaisse seulement leur niveau de vorticité (Thacker, 2010).
- ⊙ Dans la zone de recirculation ($0 < x^* < \sim 1$) : nous avons relevé seulement 3 études qui précisent la position des tourbillons longitudinaux. Selon Thacker (2010) et Gosse (2005), les axes tourbillonnaires plongent plus vers le bas que dans l'étude de Jermann (2015), mais sont toujours orientés vers l'intérieur.
- ⊙ Hors de la zone de recirculation du proche sillage ($x^* > \sim 1$), seul Gosse (2005) propose des résultats en quelques points qui ont tendance à montrer une stabilisation de la hauteur des

axes tourbillonnaires combinée à une augmentation de l'entraxe (direction z).

Par ailleurs, Venning et al. (2015) montrent que la circulation au sein des tourbillons longitudinaux augmente depuis le début de la lunette jusque dans le sillage. Ils l'expliquent par l'enroulement progressif de la couche limite issue des parois latérales autour de l'arête. Ils remarquent ensuite une nouvelle augmentation soudaine de circulation aux abords de $x = L_R$ et montrent que ces tourbillons longitudinaux sont alimentés par la recirculation supérieure du sillage. Les différentes structures tourbillonnaires ne sont donc pas bornées, ce qui explique la complexité du sillage fortement tridimensionnel.

Auteur(s)	$L_{R,L}/L_{c,L}$	
	Expérimental	Numérique
Lienhart et Becker (2003)	49%	
Gosse (2005)	Séparation totale ¹ 50% ²	
Joseph (2012)	55-70%	
Thacker et al. (2013)	73%	
Wang et al. (2013)	Aucun décollement	
Tunay et al. (2014)	Aucun décollement	
Venning et al. (2015)	75%	
Jermann (2015)	21%	
Leclerc (2008) ³	86%	86%
Rossitto (2016)	86%	67%
Krajnović et Davidson (2005a)		50%
Serre et al. (2013)		Séparation totale (DES-SST) Aucun décollement (LES-NWR) 62% (LES-SVV) Séparation totale (LES-NWM)

¹ Air, $\epsilon = 0,1\%$, $k = 0,08$ et $\mathcal{R}_e = 0,6.10^4$

² Air, $\epsilon = 4,1\%$, $k = 0,08$ et $\mathcal{R}_e = 1,8.10^4$

³ $\mathcal{R}_e = 3,3.10^5$ et $k = 1$ (numérique), $k = 0,7$ (expérimental)

TABLEAU 2.6: Relevés dans les différentes études du tableau 2.2 de la longueur de rattachement de l'écoulement sur la lunette du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ dans le plan de symétrie $z^* = 0$

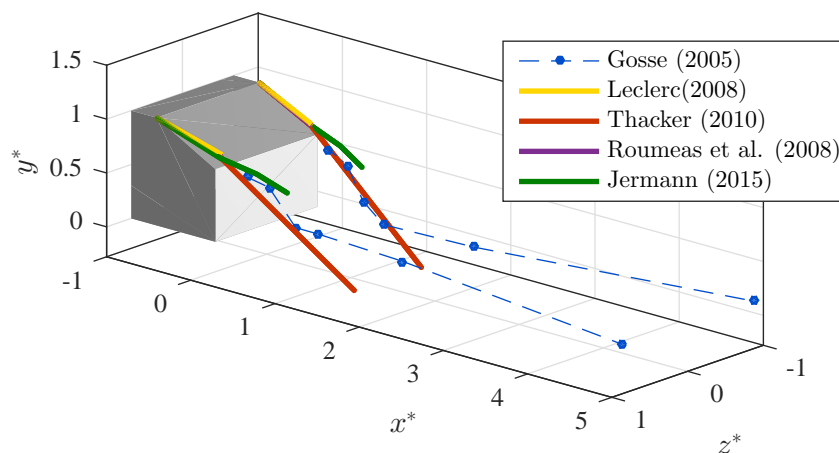


FIGURE 2.13: Position moyenne du centre des tourbillons longitudinaux J dans le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ selon différentes études

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

2.2.3 $\varphi > \sim 30^\circ$: sillage de type monocorps

Après que le C_x a atteint sa valeur minimale pour $\varphi \sim 30^\circ$, on observe un phénomène dit de « crise de traînée » (Figure 2.8) : le C_x chute brutalement pour conserver ensuite une valeur stable proche de la configuration à 0° . En recensant différentes études pour cette gamme d'angles de lunette (Tableau 2.8), on se rend compte que la configuration à $\varphi = 35^\circ$ est étudiée majoritairement, la géométrie à $\varphi = 30^\circ$ étant trop instable (Ahmed et al. (1984), Vino et al. (2005), Conan et al. (2011)).

La figure 2.14 permet d'identifier les structures tourbillonnaires principales moyennes dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$.

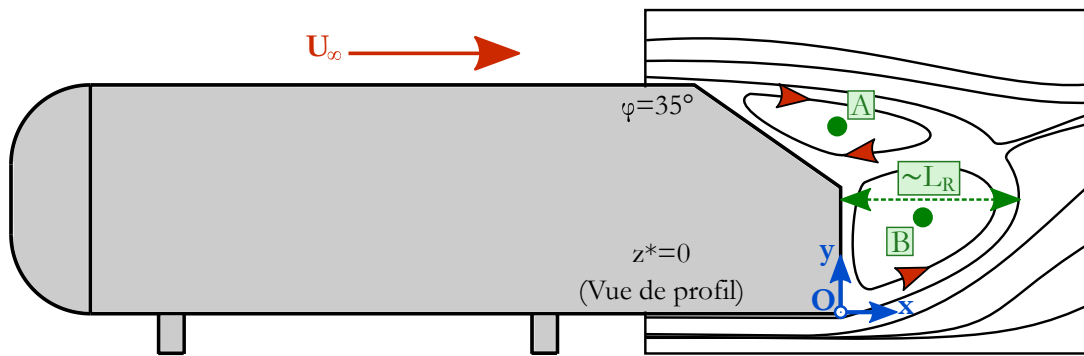


FIGURE 2.14: Lignes de courant dans le plan de symétrie $z^* = 0$ à l'arrière du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$, reprises de Gilliéron et Kourta (2013), et notations associées

On remarque que le décollement sur la lunette devient total. Par conséquent, on n'observe plus d'enroulement de la couche limite le long des arêtes supérieures et les tourbillons longitudinaux disparaissent. Cette disparition entraîne une chute de $C_{x,p1}$ associé à la lunette, expliquant la diminution brutale du C_x . Les structures du sillage sont donc similaires à celles définies section 2.2.1 pour $0^\circ < \varphi < \sim 10^\circ$. On identifie toujours une structure de forme torique pour laquelle le tourbillon supérieur de centre A a fusionné avec le décollement (total) de la lunette. L'écoulement peut également être considéré comme bidimensionnel loin des parois. C'est la raison pour laquelle on qualifie de monocorps les corps d'Ahmed pour lesquels $\varphi > \sim 30^\circ$.

Le tableau 2.7 recense la position des points A et B ainsi que la longueur de recirculation totale en proche sillage L_R^* .

Auteur(s)	Expérimental					Numérique				
	L_R^*	x_A^*	y_A^*	x_B^*	y_B^*	L_R^*	x_A^*	y_A^*	x_B^*	y_B^*
Lienhart et Becker (2003)	1,11	0,29	0,64	0,57	0,06					
Tunay et al. (2014)	1,03	0,28	0,69	0,44	0,11					
Wang et al. (2013)	1,07	-	-	-	-					
Guilmineau et al. (2018)				$(k - \omega$ SST)		1,4	0,46	0,66	-	-
				(EARSM)		1,91	0,80	0,70	-	-
				(DES)		1,23	0,54	0,69	0,69	0,09
				(IDDES)		0,91	0,20	0,66	0,54	0,09
Moyenne	$L_R^* = 1,24$	$x_A^* = 0,43$	$y_A^* = 0,67$	$x_B^* = 0,56$	$y_B^* = 0,09$					
\pm écart-type	$\pm 0,31$	$\pm 0,20$	$\pm 0,02$	$\pm 0,09$	$\pm 0,02$					

- Manque de données

TABLEAU 2.7: Relevés dans les différentes études du tableau 2.8 des positions des centres tourbillonnaires A ($x_A^*; y_A^*; 0$) et B ($x_B^*; y_B^*; 0$) et de la longueur de recirculation L_R^* , dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$

Auteur(s)	Expérimental	Condition	ϵ	Numérique	Résolution	φ	k	h_g^*	\mathcal{R}_e
Ahmed et al. (1984)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	1,2%	<input type="checkbox"/>		35°, 40°	1	0,17	1,2.10 ⁶
Lienhart et Becker (2003)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	4,0%	<input type="checkbox"/>		35°	1	0,17	7,7.10 ⁵
Gosse (2005)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	0,1-4,1%	<input type="checkbox"/>		40°	0,08	0,18	0,6-1,8.10 ⁴
Conan et al. (2011)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	1,6-1,9%	<input type="checkbox"/>		40°	1	0,17	2,5.10 ⁵ à 1,2.10 ⁶
Tunay et al. (2014)	<input checked="" type="checkbox"/>	Eau	2,3%	<input type="checkbox"/>		35°	0,25	0,17	2,6.10 ⁴
Wang et al. (2013)	<input checked="" type="checkbox"/>	Air	4,1%	<input type="checkbox"/>		35°	0,33	0,17	5,3.10 ⁴
Rao et al. (2018)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	URANS-LES	35°	1	0,17	5,7-7,7.10 ⁵
Guilmineau et al. (2018)	<input type="checkbox"/>			<input checked="" type="checkbox"/>	URANS, URANS-LES	35°	1	0,17	7,7.10 ⁵

TABLEAU 2.8: Liste non exhaustive d'études du corps d'Ahmed pour $\varphi > \sim 30^\circ$ (configuration monocorps). Détails des conditions expérimentales, de la résolution numérique et de quelques paramètres géométriques et de similitude. Les études sont classées selon leur caractère expérimental et/ou numérique puis par ordre chronologique.

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

Concernant la longueur de recirculation L_R^* , on calcule une moyenne de 1,24 avec un écart-type de 0,31. La longueur de recirculation est donc inférieure à celle trouvée pour $\varphi = 0^\circ$ puisque la position du point de décollement est plus en amont dans ce cas : $x^* = -0,63$ pour $\varphi = 35^\circ$ contre $x = 0$ pour $\varphi = 0^\circ$. En revanche, elle est plus grande que pour la configuration à $\varphi = 25^\circ$ qui montrait une plus faible recirculation due à une forte déviation de l'écoulement vers le bas.

L'ensemble des positions A et B relevées dans le tableau 2.7 ainsi que les positions moyennes de A, B et L_R^* sont tracés dans la figure 2.12. On remarque une dispersion importante des positions de A horizontalement. Concernant les positions moyennes, on calcule (0,43;0,67;0) pour A et (0,56;0,09;0) B.

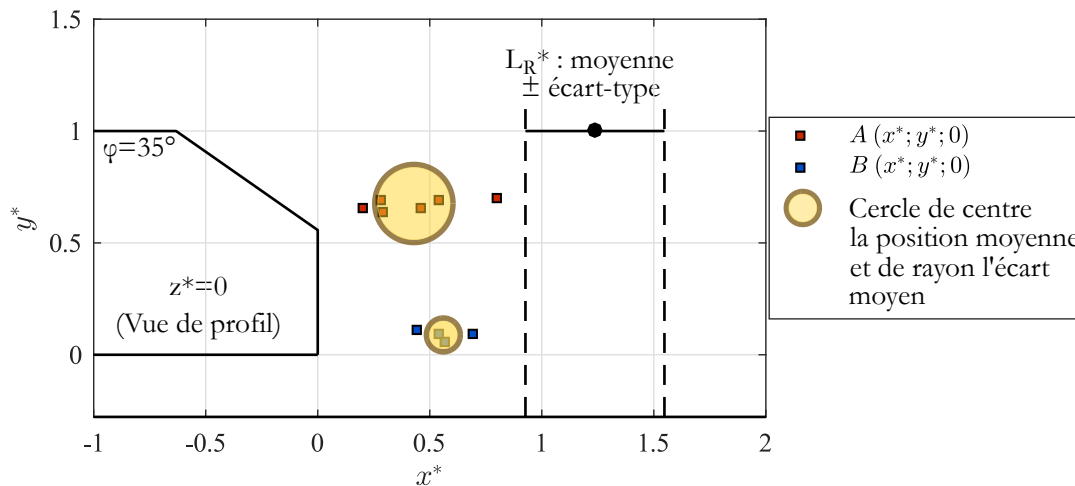


FIGURE 2.15: Positionnement dans le plan $z^* = 0$ du sillage du corps d'A Ahmed $\varphi = 35^\circ$ des différents points A et B, des positions moyennes et de la longueur de recirculation moyenne. Données issues du tableau 2.7.

2.3 Discussions concernant la sensibilité des études

Dans la section précédente, nous avons vu qu'il est difficile de comparer les études même deux à deux tant le nombre de paramètres susceptibles de varier est important. Nous nous sommes seulement contenté d'avoir un aperçu des résultats globaux obtenus dans la littérature. Dans ce paragraphe, nous discutons différents points pouvant expliquer la dispersion des résultats observée dans les parties précédentes.

Influence du nombre de Reynolds \mathcal{R}_e

En considérant les équations de la dynamique des fluides, où la masse volumique ρ et la viscosité dynamique μ sont constantes, deux écoulements (réel et reproduit en laboratoire) à géométrie équivalente sont dits similaires si les nombres adimensionnels suivants, caractéristiques des deux écoulements, sont égaux (Katz (2010), Munson et al. (2010)) :

- Le nombre de Strouhal $\mathcal{S}_t = fh_c/U_\infty$: rapport entre le temps d'advection h_c/U_∞ et le temps caractéristique de l'instantanéité $1/f$,
- Le nombre de Froude $\mathcal{F}_r = U_\infty/\sqrt{gh_c}$: rapport entre les forces d'inertie et la force gravitationnelle,
- Le nombre d'Euler $\mathcal{E}_u = \Delta P/\rho U_\infty^2$: rapport entre les forces de pression et les forces d'inertie,

- ⊙ Le nombre de Reynolds $\mathcal{R}_e = U_\infty h_c / \nu$: rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité.

Dans les études en aérodynamique automobile, on considère que la correspondance des nombres de Reynolds (Équation 2.3) domine (Hucho, 1998). Toutefois, cette similitude est difficile à respecter en laboratoire. Le corps d'Ahmed aux dimensions d'origine ne représentant qu'environ 1/4 des dimensions d'un véhicule réel, la correspondance de Reynolds oblige une vitesse d'étude en laboratoire 4 fois plus élevée. Ainsi des grandes vitesses U_∞ sont susceptibles de devoir être reproduites en laboratoire pour lesquelles les phénomènes de compressibilité ne sont plus négligeables. En notant a la vitesse du son dans l'air, les phénomènes de compressibilité ne sont plus négligeables pour des valeurs du nombre de Mach $\mathcal{M}_a = U_\infty / a$ proche de 0,3 correspondant à $U_\infty \approx 100 \text{ m/s}$ dans l'air. Une alternative possible consiste à étudier les maquettes dans un canal hydraulique (Tableaux 2.4 et 2.8). Dans ce cas, la masse volumique plus importante de l'eau permet d'atteindre des nombres de Reynolds plus élevés que dans de l'air. Cependant, des vitesses d'études élevées sont plus difficiles à atteindre.

Toutefois, les études explorant les effets de la similitude de Reynolds (issues des tableaux 2.3, 2.5 ou 2.7) montrent que les structures d'écoulements sont inchangées dans les gammes de \mathcal{R}_e étudiées. A titre d'exemple, peu de différences sont à noter sur la traînée et la portance pour $\mathcal{R}_e > 5,2 \cdot 10^5$ pour la géométrie à $\varphi = 0^\circ$ (Lahaye, 2014) et pour $\mathcal{R}_e > 7,4 \cdot 10^5$ pour la géométrie $\varphi = 25^\circ$ Rossitto (2016). Par ailleurs concernant la géométrie à $\varphi = 0^\circ$, Barros (2015) montre que les profils de vitesse des écoulements de sillage gardent les mêmes tendances pour $2 \cdot 10^5 \leq \mathcal{R}_e \leq 7 \cdot 10^5$. En outre, il remarque une faible variation de la longueur de recirculation ($1,45 < L_R^* < 1,52$), laquelle n'est pas corrélée avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Pour la géométrie à $\varphi = 25^\circ$, Leclerc (2008) montre également des tendances identiques des distributions de pression sur la lunette pour $6,7 \cdot 10^4 \leq \mathcal{R}_e \leq 6,7 \cdot 10^5$.

Effets du coefficient de blocage ϵ

Dans la majeure partie des études expérimentales, les maquettes sont placées dans un environnement clos et constituent donc un obstacle pour l'écoulement circulant au sein de la veine d'essais. L'accélération de l'écoulement aux abords de la maquette, due à la diminution de la section de passage, provoque des effets dits de blocage qui peuvent impacter les écoulements de sillage par le biais d'une modification des champs de pression. Toutefois, pour un coefficient de blocage ϵ (Équation 2.4) inférieur à 6%, l'effet des parois sur l'écoulement sont négligeables (West et Apelt, 1982). Dans la majeure partie des études, cette condition est respectée mais nous notons 3 études (Spohn et Gilliéron (2002), Gosse (2005) et Beaudoin et al. (2004)) pour lesquelles ce critère est légèrement dépassé.

Pour les résolutions numériques, bien que certaines études cherchent à reproduire numériquement des conditions expérimentales, nous ne précisons pas le coefficient ϵ car les effets de blocage sont couramment évités en définissant de manière adéquate les conditions aux limites du domaine d'étude.

Impact de l'instrumentation

La plupart des études expérimentales utilise des supports de maquette sous la paroi inférieure, obstruant en partie l'écoulement au niveau du soubassement. Dans leur étude, Strachan et al. (2007) ont utilisé un support profilé maintenant la maquette par le pavillon. Le déficit de vitesse dans le sillage du support provoque une baisse énergétique des tourbillons longitudinaux, dont la tendance est d'aider au rattachement du bulbe de recirculation sur la lunette. Cette tendance étant amoindrie, le phénomène de crise de traînée apparaissant pour $\varphi \sim 30^\circ$ survient vers $\varphi = 25^\circ$ dans cette étude.

Les études de Venning et al. (2015) et Krajnović et Davidson (2004) sont également dépourvues des pieds au niveau du soubassement. Les premiers utilisent deux profils centrés sous la maquette comme support, les seconds (étude numérique) reproduisent un soubassement sans obstacle. Ces deux études mettent en évidence deux tourbillons longitudinaux se développant le long des arêtes inférieures (gauche et droite) de la maquette, par enroulement de la couche limite du soubassement

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

vers les parois latérales. Bien qu'ils soient moins énergétiques que les tourbillons supérieurs de la géométrie $\varphi = 25^\circ$ puisqu'on ne voit plus leurs traces en $x = 0,35h_c$ (Krajnović et Davidson, 2004), ces tourbillons inférieurs sont absents dans l'étude de Lienhart et Becker (2003) qui utilisent les pieds classiques d'Ahmed et al. (1984). Lahaye (2014) explique l'absence des tourbillons longitudinaux inférieurs par leur dissipation dans le sillage des pieds de la maquettes.

Conditions aux limites

Dans les études de laboratoire, la troisième loi de Newton (principe d'action-réaction) permet d'étudier les écoulements de sillage automobile en fixant les maquettes et en mettant le fluide environnant en mouvement. Toutefois, pour être fidèle à la réalité en termes de conditions aux limites, le plancher de la veine d'essais faisant office de sol se doit d'être en mouvement.

On note plusieurs études montrant l'influence d'un sol défilant : Krajnović et Davidson (2005c), Strachan et al. (2007), Rossitto (2016)). On remarque des différences mineures sur la traînée C_x et plus importantes sur la portance C_y . Par ailleurs, des modifications sont observées de manière logique sur l'écoulement très proche du plancher et sur une hauteur inférieure à la garde au sol (Krajnović et Davidson, 2005c). Toutefois, l'organisation du sillage reste la même (Krajnović et Davidson, 2005c) : les structures tourbillonnaires sont inchangées et les différences quant à leur propriétés négligeables. En particulier, le développement des structures longitudinales pour le cas $\varphi = 25^\circ$ ne se trouve pas affecté (Strachan et al., 2007).

Effets de la garde au sol h_g^*

Grandemange (2013), dans son étude du sillage de la géométrie $\varphi = 0^\circ$ à $\mathcal{R}_e = 3,3.10^4$, a étudié l'influence de la garde au sol sur l'écoulement de sillage. Dans ses travaux, il fait varier $0 \leq h_g^* \leq 0,16$ et montre que :

- Pour $h_g^* < 0,05$, les effets visqueux dominant sous la géométrie et limitent l'écoulement sous le corps. Par conséquent, la géométrie est similaire à celle d'une marche descendante au regard de l'écoulement. Dans de telles conditions, seul le tourbillon supérieur de centre A identifié précédemment existe (Figure 2.9(a)).
- Pour $0,05 \leq h_g^* \leq 0,12$ la quantité de mouvement de l'écoulement sous le corps augmente progressivement. Un deuxième tourbillon apparaît, celui inférieur de centre B identifié précédemment. Lorsque $0,08 \leq h_g^* \leq 0,12$, on observe un système de trois tourbillons dont un résulte du décollement de la couche limite sur le sol.
- Pour $h_g^* > 0,12$, il y a suffisamment de quantité de mouvement sous le corps pour empêcher le décollement de la couche limite sur le sol et on retrouve les 2 tourbillons identifiés figure 2.9(a).

Enfin, Lahaye (2014) précise que pour les gardes au sol importantes (correspondant au troisième point), l'écoulement provenant du soubassement a son importance dans la symétrie du sillage. Pour $h_g^* = 0,17$, il obtient un sillage symétrique entre les tourbillons supérieur et inférieur. En revanche, pour $h_g^* = 0,25$ puis $h_g^* = 0,35$, le tourbillon inférieur de centre B devient plus volumineux et cause une dissymétrie du sillage.

Ainsi, la garde au sol h_g^* qui a été relevée dans les différents tableaux 2.3, 2.5 ou 2.7 a son importance sur la position des points A, B et la valeur de L_R . Enfin, on notera que même si la garde au sol correspond souvent à celle de l'étude originale d'Ahmed et al. (1984) ($h_g^* = 0,17$), le développement de la couche limite sur le plancher et notamment son épaisseur peut différer entre les études.

Effet de la rugosité des maquettes

Spohn et Gilliéron (2002) ont été les premiers à mettre en évidence la présence d'un décollement au contournement de la face avant du corps d'Ahmed. Ce dernier est décrit plus amplement dans l'étude de Krajnović et Davidson (2005b). Ce décollement, qui dépend du nombre de Reynolds et du rayon de courbure de la face avant (Spohn et Gilliéron (2002), Barros (2015)), impacte le développement de la couche limite sur le pavillon. Or, Mariotti et Buresti (2013) montrent dans leur étude que le

développement de la couche limite le long des parois d'un corps non profilé a un impact sur l'écoulement de sillage et notamment la longueur de recirculation. Ainsi, au regard des différentes valeurs d'échelle k et de vitesse d'étude U_∞ relevées dans les différentes études, il est vraisemblable que les topologies d'écoulement au contournement de la face avant du corps d'Ahmed diffèrent. Cela peut aussi être une explication à la dispersion des résultats observés sur L_R ainsi que les positions A et B.

Lahaye (2014) a montré qu'il est possible de placer des générateurs de turbulence en amont de la ligne de séparation, de manière à forcer la transition vers un état turbulent de la couche limite et par conséquent supprimer ce bulbe de décollement. En revanche, l'épaisseur de couche limite sur le pavillon ne se trouve quasiment pas impactée tout comme sa nature déjà turbulente, laissant penser qu'il n'y aurait pas de modifications de l'écoulement de sillage. Dans ses travaux, Barros (2015) précise le lien entre ce décollement à l'avant et l'écoulement de sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$: lorsqu'il y a un décollement, les fluctuations de vitesse dans le sillage sont plus importantes et les couches de cisaillement sont impactées, mais la structure globale du sillage reste inchangée.

Netteté des arêtes

Nous avons vu sur la géométrie à $\varphi = 25^\circ$ de grandes différences concernant le décollement sur la lunette - absent, total ou partiel - observé expérimentalement. Ce décollement, comme nous l'avons vu, a ensuite une influence sur la position des centres tourbillonnaires A et B dans le proche sillage. Une explication à cela peut se trouver dans la netteté des arêtes (vives ou arrondies), plus particulièrement celle formée par la fin du pavillon et le début de la lunette. Thacker et al. (2012) a montré qu'un rayon de courbure de 80mm sur une maquette à échelle $k = 0,7$ permet de supprimer le bulbe décollé par accélération et déviation de l'écoulement au contournement de l'arête. Toutefois, il précise que la position des structures longitudinales reste inchangée bien que moins énergétiques et plus stables. Rossitto et al. (2016), qui a testé différents arrondis, précise ce constat en montrant qu'à partir de 20mm de rayon de courbure sur une maquette d'échelle $k = 1$, le décollement sur la lunette était supprimé.

Ainsi, la qualité de l'usinage des maquettes a son importance dans les résultats qui sont très sensibles au rayon de courbure des arêtes. Par ailleurs, on notera que cette problématique n'existe pas pour les études numériques.

Résolution de la turbulence (études numériques)

De nombreux points peuvent affecter les études numériques, tels que le maillage ou les schémas de discrétisation spatio-temporels qui sont susceptibles de différer entre les auteurs. Concernant les nombreux modèles de turbulence utilisés par les auteurs, peu sont capables de reproduire correctement le décollement et le rattachement de l'écoulement sur la lunette à $\varphi = 25^\circ$ (Krajnović et Davidson, 2004). C'est une des raisons principales expliquant l'intérêt que les études portent sur cette géométrie, dont les données de Lienhart et Becker (2003) servent de base pour le développement des méthodes numériques.

Comme le résumant Krajnović et Davidson (2004), les modélisations RANS ne permettent pas de capter le décollement partiel sur la lunette à $\varphi = 25^\circ$. A l'inverse, elles prédisent une séparation nulle ou totale sur la lunette. Toutefois, y compris pour les modélisations plus évoluées et plus coûteuses (LES, RANS-LES), d'importantes différences dans les prédictions sont notées et peu captent un décollement partiel (cf. résultats de Serre et al. (2013) et Guilmineau et al. (2018), tableau 2.6).

2.4 Conclusion du chapitre et objectifs

Dans ce chapitre, nous avons vu dans un premier temps que malgré la quantité de véhicules au design différent qui existe sur le marché, la géométrie arrière est principalement responsable des structures tourbillonnaires présentes dans le sillage (Section 2.1). En considérant les trois classes de véhicules usuelles (monocorps, bicorps et tricorps), le modèle simplifié du corps d'Ahmed sera utilisé

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

dans cette étude pour reproduire les écoulements de type monocorps et tricorps, géométries majoritairement représentées parmi les véhicules les plus vendus.

Le corps d'Ahmed est un modèle facilement usinable capable de reproduire trois régimes d'écoulement (Section 2.2). Deux correspondent au type monocorps ($0^\circ < \varphi < \sim 10^\circ$ et $\varphi > \sim 30^\circ$) et un au type bicorps ($\sim 10^\circ < \varphi < \sim 30^\circ$). Ainsi, nous étudierons la dispersion des PUF dans le sillage de 3 maquettes du corps d'Ahmed, les angles de lunettes correspondant à chacun des 3 régimes identifiés. On précisera que l'étude de Richards (2002) sur la dispersion d'un gaz traceur n'a été réalisée qu'à l'arrière d'une seule maquette de type bicorps, Carpentieri et al. (2012) à l'arrière d'une maquette également, de type culot droit.

Dans chacun des cas, on identifie dans le proche sillage une structure de recirculation de forme torique, résultant de l'enroulement de l'écoulement provenant des parois vers l'intérieur du culot, dépressionnaire. Pour le cas monocorps, l'écoulement de sillage est considéré bidimensionnel. Pour la géométrie bicorps, on observe un décollement partiel de l'écoulement sur la lunette ainsi que la présence de tourbillons longitudinaux se développant le long des arêtes supérieures de la lunette. Les interactions entre les différentes structures tourbillonnaires rendent l'écoulement de sillage fortement tridimensionnel. Nous avons comparé la position des centres de tourbillons (dans le plan de symétrie $z^* = 0$) supérieur, noté A et inférieur, noté B, ainsi que la longueur de recirculation L_R^* entre les différentes études. Il en résulte des tendances moyennes pour lesquelles une dispersion des résultats est observée.

Toutes ces remarques vont nous servir pour cette thèse car nous savons que les propriétés des écoulements de sillage sont de première importance dans la dispersion des PUF (Chapitre 1).

Toutefois, malgré la simplicité de la géométrie du corps d'Ahmed, on a remarqué que les résultats sont sensibles à un certain nombre de paramètres. Le grand nombre d'études sur ces différentes géométries est donc une force. Dans la section 2.3, nous retenons que :

- ⊙ Le nombre de Reynolds \mathcal{R}_e dans la gamme des études relevées n'a pas d'influence sur les structures principales des écoulements de sillage même si leurs propriétés varient ;
- ⊙ Le coefficient de blocage ϵ doit rester inférieur à 6% pour que les effets de blocage soient négligeables ;
- ⊙ L'instrumentation sous la maquette est préférable, en particulier pour la configuration $\varphi = 25^\circ$, de manière à ne pas perturber le développement des tourbillons longitudinaux supérieurs. En revanche, l'instrumentation sous la maquette peut avoir un impact sur le développement de tourbillons longitudinaux inférieurs ;
- ⊙ La présence d'un plancher défilant n'est pas fondamentale pour reproduire les structures de sillage principales ;
- ⊙ La garde au sol h_g^* doit être supérieure à 0,12. Le débit d'air sous les corps a ensuite une influence sur la symétrie du sillage dans les plans verticaux ;
- ⊙ La rugosité des maquettes, le facteur d'échelle k et le nombre de Reynolds \mathcal{R}_e peuvent jouer sur la présence d'un décollement au contournement de la face avant. Toutefois, un potentiel décollement ne modifie pas la structure globale du sillage ;
- ⊙ La netteté de l'arête formée par la fin du pavillon et le début de la lunette a un impact non négligeable sur la topologie de l'écoulement sur la lunette (décollement ou non). Toutefois, la présence ou l'absence d'un décollement modifie seulement l'intensité des tourbillons longitudinaux et non leur présence.

Les résultats des études numériques sont largement dépendants de la méthode de résolution de la turbulence choisie. Ainsi, une même situation simulée renvoie à des prédictions sur A, B et L_R potentiellement très différentes. Ainsi, la comparaison des études numériques avec des résultats expérimentaux doit être faite avec précaution, en particulier pour la configuration $\varphi = 25^\circ$, au regard de la sensibilité des études à la liste (non exhaustive) des points discutés. Ce constat est important car

cette thèse est expérimentale. Elle pourra servir de validation pour des études numériques simulant la dispersion des PUF et qui s'appuieront par conséquent sur l'analyse des propriétés des écoulements de sillage. Par ailleurs, contrairement à [Carpentieri et al. \(2012\)](#) qui utilisent un même modèle mais à 3 échelles différentes dans la même soufflerie pour réaliser l'ensemble de leur étude (champs des vitesses et champs de concentration du traceur), nous avons dans notre cas une seule maquette par modèle. Ils sont tous définis à la même échelle et seront testés dans des conditions expérimentales identiques.

Pour conclure, ce chapitre est primordial. Il nous a permis de démontrer qu'avant d'effectuer les mesures de concentrations des PUF dans le sillage des 3 maquettes usinées, il est important de caractériser les écoulements de sillage - dont va dépendre la dispersion des PUF - correspondant à notre propre situation expérimentale. La liste des points énumérés va nous permettre de définir l'échelle géométrique de nos maquettes, la vitesse d'étude, le mode de fixation ou encore la garde au sol. Par ailleurs, l'écoulement incident généré par la soufflerie devra être caractérisé, en termes d'intensité de turbulence moyenne, de gradient de vitesse ou encore d'épaisseur de couche limite. L'ensemble du protocole expérimental ainsi que les études préliminaires de sensibilité sont maintenant présentés dans la [Partie II](#).

Chapitre 2.

Écoulements de sillage en automobile

Deuxième partie

Dispositifs expérimentaux, méthodologie et études préliminaires

Chapitre 3

Moyens expérimentaux

DANS CE CHAPITRE, nous présentons l'ensemble des moyens expérimentaux utilisés pour mener à bien cette thèse. Dans un premier temps, nous décrivons la soufflerie et la veine d'essais spécialement conçue. L'étude de l'écoulement à vide de la veine d'essais, cruciale pour établir notre dispositif expérimental, est placée en annexe A par soucis de clarté et de concision. Dans un deuxième temps, les maquettes du corps d'Ahmed construites sont montrées en même temps que les critères de similitude sont discutés. Dans un troisième temps, les systèmes pour la campagne de mesures des champs de vitesse sont exposés : le système LDV (Laser Doppler Velocimetry), le système de génération d'ensemencement ainsi que la disposition expérimentale adoptée. Dans un quatrième et dernier temps, les systèmes pour la campagne de mesures des champs de concentration des PUF sont montrés : le système de génération de PUF, le granulomètre pour les mesures de concentrations et le dispositif expérimental mis en place. Précisons cependant que les techniques de traitement de données associées à chacune des campagnes sont explicitées chapitre 4, de même que les études préliminaires de sensibilité et la méthodologie des mesures.

Sommaire

3.1	Soufflerie	87
3.2	Maquettes	89
3.2.1	Géométrie	89
3.2.2	Choix de la vitesse d'étude U_∞	90
3.2.3	Placement des maquettes au sein de la veine d'essais	92
3.3	Systèmes utilisés pour la caractérisation des écoulements de sillage	92
3.3.1	Vélocimètre LASER à effet Doppler (LDV)	93
3.3.2	Système d'ensemencement	94
3.3.3	Dispositif expérimental	95
3.4	Systèmes utilisés pour la caractérisation des champs de concentration des PUF . . .	97
3.4.1	Système PALAS ^{MD} DNP 2000 de génération de PUF	97
3.4.2	Impacteur Electrique à Basse Pression (ELPI ^{MD})	98
3.4.3	Dispositif expérimental	102
3.5	Conclusion du chapitre	104

3.1 Soufflerie

La soufflerie (Figure 3.1) utilisée au sein de l'ESTACA Campus Ouest pour mener ce projet est le modèle EA103 de DeltaLab (DeltaLab, 2006). Il s'agit d'une soufflerie de dimensions $4,7m \times 1m \times 1,7m$ à circuit ouvert, subsonique et à aspiration. Avant d'entrer dans la veine d'essais, l'écoulement d'air passe à travers un filtre puis un convergent dont le rapport de contraction est 1 : 16. Le ventilateur

Chapitre 3.

Moyens expérimentaux

centrifuge est entraîné directement par un moteur de 3kW piloté par un variateur de fréquence, permettant d'atteindre des vitesses allant jusqu'à $40\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans la veine d'essais.

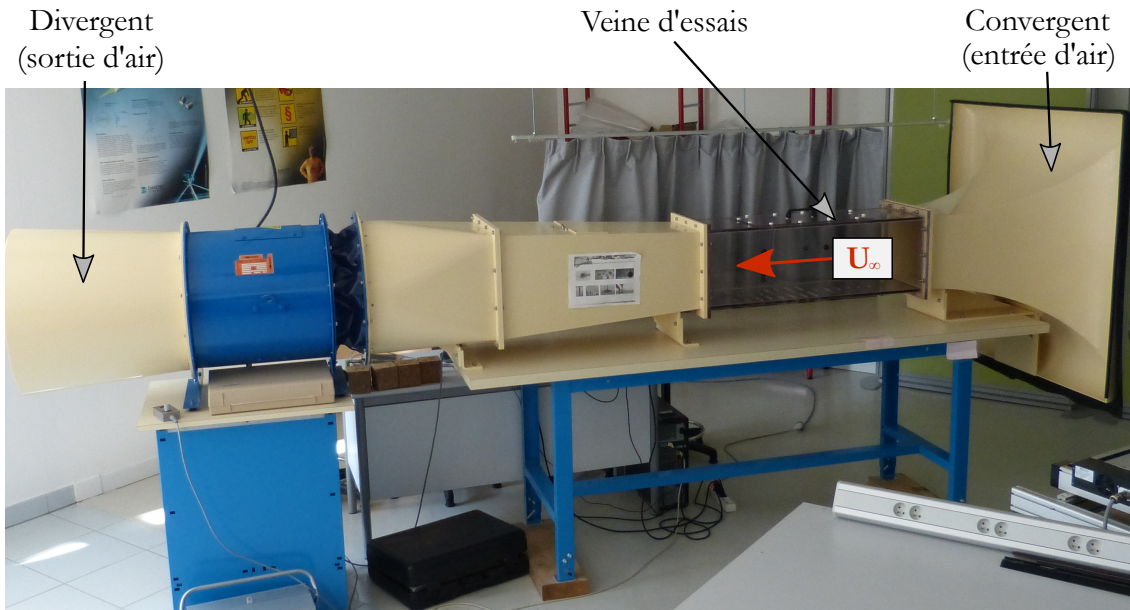
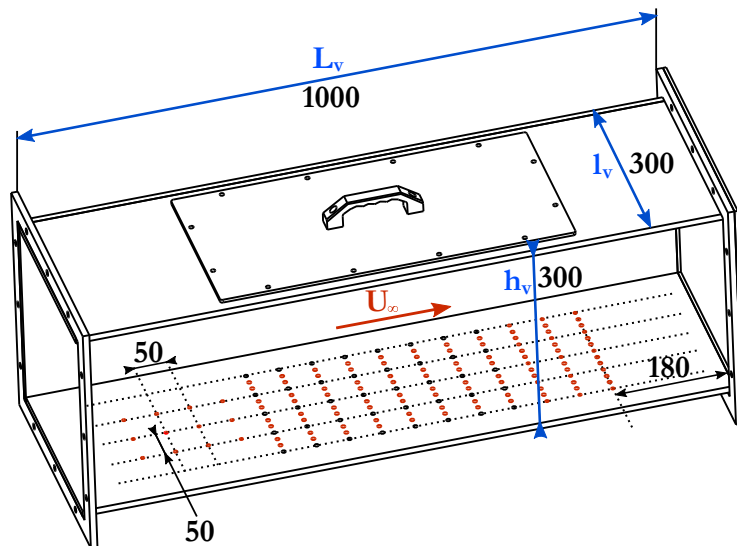


FIGURE 3.1: Soufflerie DeltaLab EA103 du laboratoire de l'ESTACA : vue de profil

Nous avons fait concevoir une veine d'essais de section carrée $l_v \times h_v = 0,3\text{m} \times 0,3\text{m}$ et de longueur $L_v = 1\text{m}$ (Figure 3.2), de manière à l'adapter spécialement à nos manipulations. Le cahier des charges donné à l'entreprise a été défini par rapport au positionnement des maquettes, la faisabilité des mesures optiques de vitesse et l'accessibilité des mesures intrusives de concentration.



- Perçages de diamètre 6mm présents en début de projet
- Perçages ajoutés pour la campagne de mesure de concentration (intrusives)

FIGURE 3.2: Veine d'essais utilisée et notations associées (dimensions en millimètres)

Concernant la possibilité de réaliser des mesures optiques, la veine d'essais est équipée de parois latérales transparentes en altuglass (épaisseur 1 cm) nécessaires à l'utilisation du système de mesure LDV présenté ultérieurement.

Des perçages sur le plancher de la veine d'essais ont été réalisés pour le positionnement des maquettes. Des trous ont également été ajoutés au cours du projet pour augmenter le nombre de mesures de concentration, qui nécessitent d'introduire des sondes d'aspiration dans la veine. Les détails du système de mesure, des sondes et du maillage des mesures de concentration sont décrits au chapitre 4. Les perçages sont au nombre de 155 et de diamètre 6 mm . Les trous sont espacés de 50 mm dans la direction transversales proche de l'entrée de veine d'essais (Figure 3.2). Plus en aval, le maillage est resserré car il correspond à la zone de mesure du sillage des maquettes. Les perçages sont espacés de 16 mm dans la direction transversale tandis que l'espacement longitudinal est toujours de 50 mm . L'ouverture et l'accès à l'intérieur de la veine se font par sa partie supérieure.

Un important travail de qualification de l'écoulement à vide de la veine d'essais a été réalisé en début de projet, avant l'ajout des nouveaux perçages (cercles rouges figure 3.2). Le lecteur pourra se référer à l'annexe A pour en voir les détails. Ce travail a notamment permis de mettre en évidence une perturbation de la couche limite se développant sur la paroi inférieure de la veine d'essais à cause des perçages. La mise en place de bouchons plastiques usinés par impression 3D a permis de corriger ce problème. En utilisant des bouchons similaires pour les perçages ajoutés, on pourra raisonnablement penser que l'écoulement à vide au sein de la veine modifiée sera inchangé. Par ailleurs, les résultats en annexe A donne une intensité de turbulence moyenne au sein de la veine d'essais u'^* de 1,2% et un gradient de vitesse $\partial\bar{u}/\partial x$ moyen le long de la veine d'essais de 3,4% de U_∞ .

3.2 Maquettes

3.2.1 Géométrie

Les modèles simplifiés de véhicules utilisés lors de ce projet sont trois maquettes de type corps d'Ahmed (Ahmed et al., 1984). Conformément à ce qui a été vu au chapitre 2, les angles de lunette φ les plus étudiés des trois régimes identifiés sont repris, à savoir : 0° , 25° et 35° (Figure 3.3).

Le facteur d'échelle géométrique k par rapport aux dimensions utilisées par Ahmed et al. (1984) vaut $k = L_c/1044 = 0,19$. Ce dernier a été défini de manière à obtenir un taux de blocage ϵ inférieur à 6% (cf. Chapitre 2). Dans notre cas, $\epsilon = 4,8\%$, ce qui nous permet de nous affranchir des corrections liées à d'éventuels effets de blocage. On rappelle que les longueur de référence h_c et vitesse d'étude U_∞ sont utilisées respectivement pour la normalisation des grandeurs homogènes à une longueur et à une vitesse.

La présence d'un perçage taraudé au centre du soubassement permet la fixation des maquettes à travers les perçages du plancher de la veine d'essais, par le biais d'une tige filetée de diamètre 5 mm (Figure 3.3). La hauteur des pieds cylindriques est de 15 mm , définissant la garde au sol réduite $h_g^* = 0,28$. D'après ce qui a été vu au chapitre 2 et puisque $h_g^* > 0,12$, l'écoulement sous le corps sera a priori doté d'une quantité de mouvement suffisante pour retrouver les structures tourbillonnaires identifiées dans le sillage des maquettes. Néanmoins, notre garde au sol est plus importante que la valeur de 0,17 correspondant à l'étude originale d'Ahmed et al. (1984) et conservée majoritairement dans les études. Ce choix découle du placement sous la maquette du tuyau d'échappement (de diamètre extérieur 6 mm) hors de la couche limite se développant sur le plancher (cf. Annexe A) : ce critère est nécessaire pour que les PUF éjectées soient transportées dans l'écoulement de sillage et ainsi être fidèle à la réalité.

Par suite, les dimensions du tuyau ont été choisies de manière à limiter au maximum son intrusivité sous la maquette. Il est positionné transversalement en $z^* = -0,31$, soit à une distance du centre $z/(l_c/2) = -0,47$, correspondant approximativement au quart de la largeur. Le décentrement

Chapitre 3.

Moyens expérimentaux

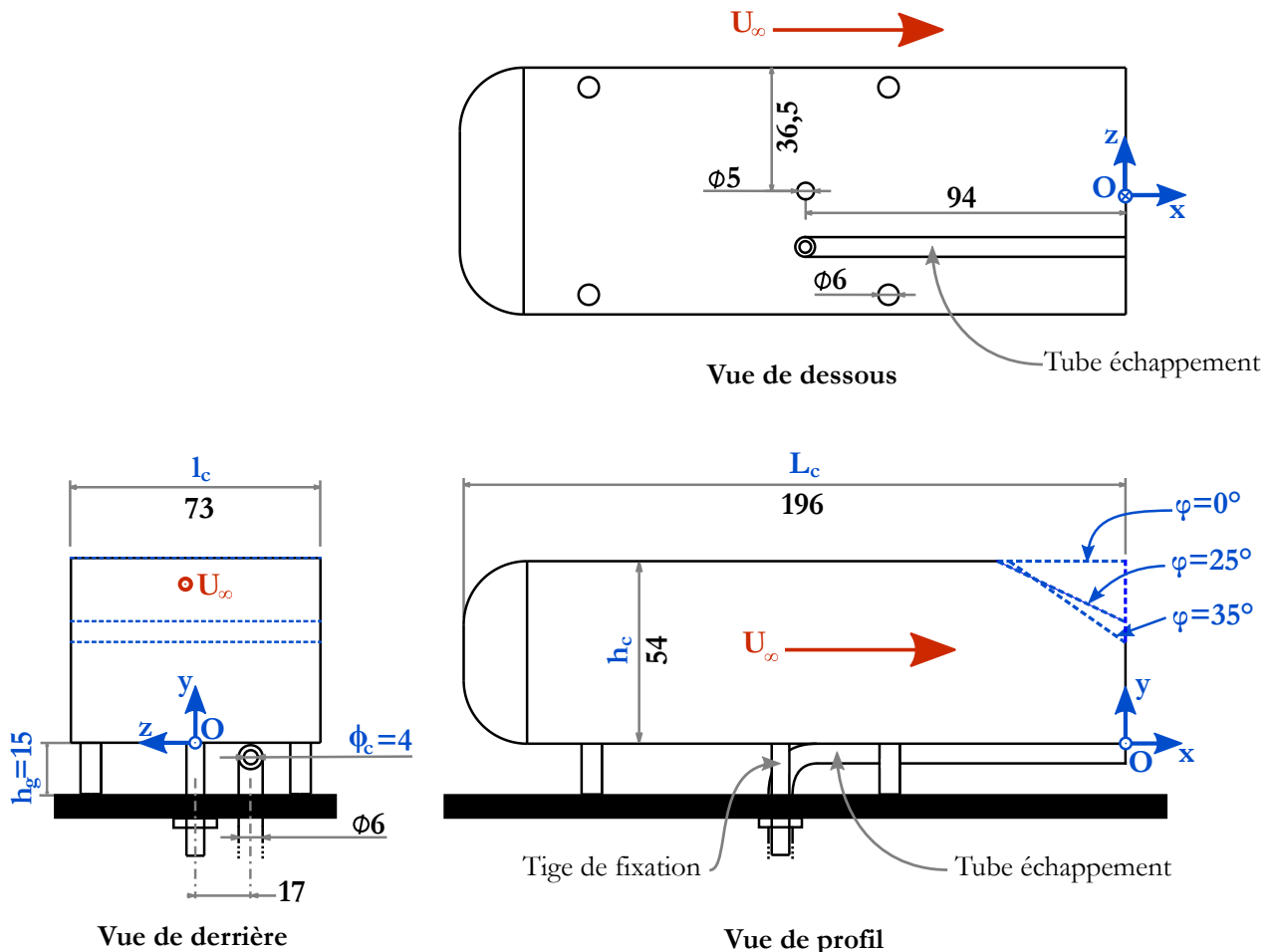


FIGURE 3.3: Maquettes du corps d'Ahmed (Ahmed et al., 1984) utilisées et notations associées (dimensions en millimètres). Les trois angles de lunette $\varphi = 0^\circ$, 25° et 35° sont utilisés.

est conforme à ce qui se fait majoritairement chez les constructeurs automobiles, sans pour autant qu'il existe de critère commun sur le positionnement. Ainsi, notre choix de positionnement s'est basé sur la possibilité de faire sortir le tuyau d'échappement (par un perçage du plancher de la veine d'essais) selon un alignement parallèle à l'écoulement incident.

3.2.2 Choix de la vitesse d'étude U_∞

Concernant la détermination de la vitesse d'étude U_∞ , nous avons vu au chapitre 2 que la similitude de Reynolds se doit d'être respectée afin que les écoulements réels et en soufflerie soient similaires. En considérant un véhicule se déplaçant à $13,9 \text{ m.s}^{-1}$ (50 km.h^{-1} , milieu urbain) dont les dimensions représentent approximativement 20 fois celles de nos maquettes, la similitude de Reynolds impose que la vitesse en soufflerie soit de $20 \times 13,9 = 278 \text{ m.s}^{-1}$. Toutefois, à cette vitesse les phénomènes de compressibilité de l'air ne sont plus négligeables.

Dans notre étude, la vitesse en soufflerie U_∞ est calculée de manière à respecter les rapports (réel et en soufflerie) de la vitesse du véhicule par celle d'échappement (Mehel et Murzyn, 2015) :

$$\frac{\overbrace{U_\infty}^{\text{En soufflerie}}}{V_{e,c}} = \frac{\overbrace{V_{veh}}^{\text{Cas réel}}}{V_{e,veh}} \quad (3.1)$$

En effet, il est primordial que la dynamique d'éjection des PUF dans un écoulement donné soit similaire à l'échelle de la maquette comme à celle réelle. On précisera par exemple que les études de Richards (2002), Gosse (2005), Kanda et al. (2006) ou encore Carpentieri et al. (2012) n'ont pas tenu compte de cette similitude. En intégrant les débits et diamètres d'échappement, l'équation à résoudre est donc la suivante :

$$U_{\infty} \times \frac{1}{\frac{Q_{e,c}}{\pi\phi_c^2/4}} = V_{veh} \times \frac{1}{\frac{Q_{e,veh}}{\pi d_{ech}^2/4}} \quad (3.2)$$

Soit

$$U_{\infty} = \frac{d_{ech}^2 Q_{e,c} V_{veh}}{\phi_c^2 Q_{e,veh}} \quad (3.3)$$

Le tableau 3.1 indiquent la signification et la valeur de chacune des grandeurs présentes dans l'équation 3.3.

	En soufflerie		Cas réel	
	Notation	Valeur	Notation	Valeur
Vitesse véhicule	U_{∞}	A déterminer	V_{veh}	$13,9m.s^{-1}$ ($50km/h^{-1}$)
Débit échappement	$Q_{e,c}^1$	$1,33.10^{-4}m^3.s^{-1}$ ($8L.min^{-1}$)	$Q_{e,veh}^2$	$2,45.10^{-2}m^3.s^{-1}$
Diamètre échappement	ϕ_c	$4.10^{-3}m$	d_{ech}	$5,5.10^{-2}m$

¹ Associé au débit du système PALAS DNP 2000^{MD} de génération de PUF utilisé dans cette étude et présenté section 3.4

² Calculé à partir de l'équation 3.4 explicitée dans ce même paragraphe

TABLEAU 3.1: Valeurs des différentes grandeurs contribuant au calcul (équation 3.3) de la vitesse d'étude en soufflerie U_{∞}

Nous précisons par ailleurs que le débit d'échappement réel $Q_{e,veh}$ est calculé à partir de la formule suivante (Roberge et al., 2006) :

$$Q_{e,veh} = \frac{1}{2} e V_{cyl} \Omega_m \quad (3.4)$$

Avec :

- ⊙ Le facteur 0,5 traduit le cycle 4 temps du moteur;
- ⊙ L'efficacité volumétrique du moteur $e = 0,9$ (Heywood (1988), Hancke (2009));
- ⊙ La cylindrée du moteur : V_{cyl} . On prend $V_{cyl} = 1,486L$ correspondant à la cylindrée moyenne des voitures neuves en France en 2016 (Comité des Constructeurs Français d'Automobiles, 2017);
- ⊙ La vitesse de rotation du moteur Ω_m . En rapport de boîte de vitesse de troisième, on considère $\Omega_m = 2200tr.min^{-1}$ pour un véhicule se déplaçant en zone urbaine à $50km.h^{-1}$.

En utilisant les valeurs du tableau 3.1 dans l'équation 3.3, obtient ainsi la valeur U_{∞} suivante :

$$U_{\infty} = \frac{(5,5.10^{-2})^2 \times 1,33.10^{-4} \times 13,9}{(4.10^{-3})^2 \times 2,45.10^{-2}} \approx 14,3m.s^{-1} \quad (3.5)$$

Le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de nos maquettes et associé à cette étude est donc $\mathcal{R}_e = 4,95.10^4$. Dans le chapitre 2, les études trouvées ayant étudié l'influence du nombre de Reynolds sur l'écoulement l'ont fait pour des nombres de Reynolds plus importants que le nôtre. Toutefois, certaines études relevées (Tableaux 2.2, 2.4 et 2.8) ont travaillé à des nombres de Reynolds comparable au nôtre, et les structures des écoulements de sillage étaient tout de même retrouvées. L'analyse de nos mesures des champs de vitesse nous permettra de confirmer cela.

3.2.3 Placement des maquettes au sein de la veine d'essais

La figure 3.4 montre le placement de la maquette qui a été adopté durant les essais. La face avant de la maquette, centrée transversalement, est placée à $3,9h_c$ de l'entrée de la veine d'essais. Au niveau de la face avant de la maquette, la couche limite est développée (cf. Annexe A). En aval de la maquette, l'espace est de $10,5h_c$. C'est suffisant pour nous permettre d'effectuer les mesures en proche sillage dont la longueur de recirculation est au maximum de $\sim 1,5h_c$ pour la configuration $\varphi = 0^\circ$, mais également en dehors de la zone de recirculation. On précise aussi que la mesure de $U_\infty = 14,3m.s^{-1}$ est effectuée au centre de la veine d'essais au point $(-5,6; 2,5; 0)$.

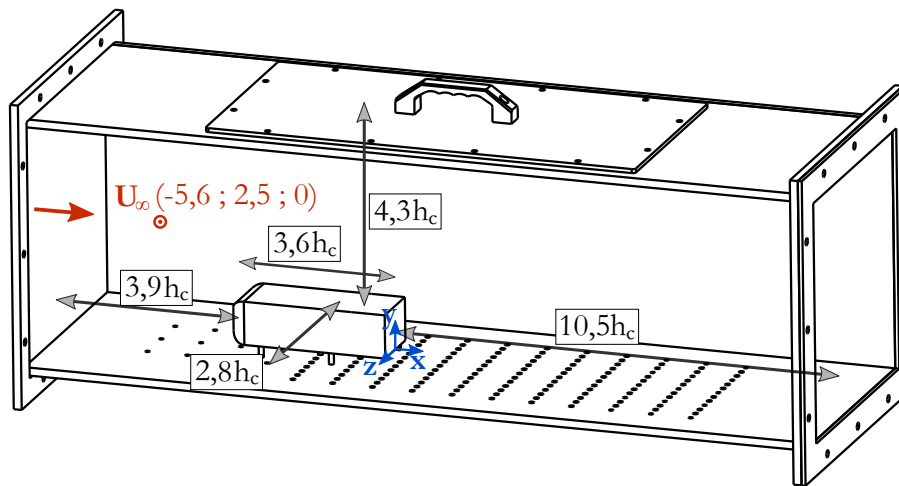


FIGURE 3.4: Placement des maquettes du corps d'Ahmed au sein de la veine d'essais et position de la mesure de U_∞

3.3 Systèmes utilisés pour la caractérisation des écoulements de sillage

La première partie du projet consiste à caractériser les écoulements de sillage des 3 maquettes présentées, au moyen des mesures de vitesse. Toutefois, la mesure fiable des vitesses constitue une des problématiques principales en mécanique des fluides expérimentale. Divers moyens couramment utilisés existent. Ils peuvent être classés en deux catégories :

- ⊙ Les systèmes dits intrusifs, qui sont physiquement introduits dans l'écoulement. On peut citer le tube de Pitot ou encore l'anémométrie à fil chaud. Cette dernière technique possède les avantages de pouvoir mesurer plusieurs composantes du vecteur vitesse et d'avoir un temps de réponse très court permettant de caractériser les fluctuations de l'écoulement. Toutefois, du fait de l'intrusion de ces systèmes dans les écoulements et des perturbations engendrées, ces systèmes rendent les mesures potentiellement non représentatives des écoulements, en particulier pour ceux présentant des zones de recirculation (Tropea et al., 2007) ;
- ⊙ Les systèmes dits non-intrusifs, tels que les méthodes optiques. La PIV (Particle Image Velocimetry) et la LDV sont les deux techniques les plus couramment utilisées. L'avantage principal de ces technologies réside dans le fait qu'aucune perturbation n'est introduite dans l'écoulement puisque les dispositifs sont situés en dehors de la veine d'essais.

Le principe de ces méthodes optiques est basé sur la présence de particules d'ensemencement dans l'écoulement à mesurer. Ces particules sont supposées suivre fidèlement l'écoulement et réfléchir en quantité suffisante une lumière incidente émise par un LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Dans le cas de la PIV, une nappe LASER plane vient éclairer ces particules

et des caméras placées face à cette nappe enregistrent à intervalle régulier des couples d'images recensant la position des particules. L'analyse statistique du couple d'images prises quasiment instantanément donne alors accès aux champs de vitesse. Concernant les mesures LDV, elles sont dites ponctuelles. Un volume de mesure formé par l'intersection de deux faisceaux LASER incidents crée un système d'interfranges. Lors du passage d'une particule d'ensemencement dans ce dernier, le décalage en fréquence entre la lumière incidente et réfléchi qui se crée est proportionnel à la vitesse de la particule (effet Doppler), alors calculable. On peut citer deux avantages de la LDV par rapport à la PIV :

- ⊙ La lumière réfléchi étant principalement concentrée au sein du volume de mesure, la LDV permet de limiter le bruit lié aux réflexions en proche paroi ;
- ⊙ Les fréquences d'acquisition des signaux LDV dépendent des particules passant dans le volume de mesure, ce qui permet d'atteindre généralement des fréquences bien plus élevées qu'en PIV, qui dépend de la technologie des caméras très onéreuses.

Dans ce projet, nous utiliserons un système LDV DANTEC^{MD} Dynamics 2D Flow Explorer que nous allons maintenant décrire.

3.3.1 Vélocimètre LASER à effet Doppler (LDV)

Les systèmes LDV sont couramment utilisés pour les études aérodynamiques en soufflerie (Tachie 2000, Lienhart et Becker 2003, Strachan et al. 2007). Dans ce projet, nous utilisons le modèle DANTEC^{MD} Dynamics 2D Flow Explorer permettant de mesurer de deux composantes u et v du vecteur vitesse respectivement dans les directions longitudinales (Ox) et verticales (Oy).

Le système LDV émet une paire de faisceaux pour chaque composante, dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau 3.2. La longueur de la focale utilisée est de 500mm et le décalage en fréquence des faisceaux, qui sert à déterminer le sens de déplacement des particules d'ensemencement mesurées (Russo, 2011), est de 80MHz. DANTEC Dynamics (2012b) assure une grande précision de mesure du système dont l'incertitude sur chaque composante est de 0,07%.

	Longueur d'onde [nm]	Volume de mesure [mm ³]	Nombre de franges [-]	Interfrange [μm]
Composante u	660	$0,1684 \times 0,1681 \times 2,806$	30	5,448
Composante v	785	$0,2003 \times 0,1999 \times 3,338$	30	6,396

TABLEAU 3.2: Caractéristiques des deux paires de faisceaux LASER du système LDV DANTEC^{MD} Dynamics 2D Flow Explorer (DANTEC Dynamics, 2012b)

Le déplacement du système optique est assuré par un système de traverse 3D, sur la plage de déplacement $410mm \times 410mm \times 410mm$ avec une précision de $\pm 0,01mm$. Les systèmes de traverse et d'acquisition ainsi que la gestion des paramètres du LASER se font par ordinateur grâce au logiciel BSA Flow Software 5.03.00. On notera que la 3^{ième} composante de déplacement dans la direction z n'a été acquise qu'en cours de ce projet (Juin 2017). Avant cet achat, les temps de manipulation étaient plus importants et donc le nombre de points de mesure plus limité (cf. Chapitre 4).

Trois modes d'acquisition sont possibles pour un système LDV (DANTEC Dynamics, 2012a) :

- ⊙ mode CP (Controlled Processor) : la fenêtre temporelle d'acquisition est découpée en fenêtres élémentaires. Dans chacune d'entre elles, seules les informations de vitesse de la première particule mesurée sont enregistrées (si la qualité du signal permet une validation par le processeur). Une variante disponible dans notre cas est le mode DT (Dead-Time) : le processeur est désactivé pendant un « temps mort » préalablement défini après chaque mesure de particule, limitant ainsi le taux d'acquisition f_a ;

Chapitre 3.

Moyens expérimentaux

- ⊙ mode IR (Individual Realization, également parfois appelé Burst mode) : chaque fois qu'une particule passe dans le volume de mesure et qu'elle est validée par le processeur (qualité de signal suffisante), les informations sur sa vitesse sont enregistrées. Avec ce mode, le taux de validation des données f_v est égal au taux d'acquisition (ou d'enregistrement) f_a des données;
- ⊙ mode CW (Continuous Wave) : ce mode (indisponible avec notre système) nécessite la présence simultanée de plusieurs particules dans le volume de mesure (Johnson et al., 1984), ce qui ne peut être assuré dans notre cas.

Du fait de la difficulté d'ensemencer certaines zones à mesurer, le mode IR sera utilisé afin de pouvoir profiter du maximum d'informations en chaque point d'acquisition. Toutefois, ce mode d'acquisition peut introduire des erreurs statistiques si un traitement adéquat n'est pas appliqué. Ce point essentiel sera discuté plus en détails section 4.1. Enfin, les mesures de u et v correspondant à une particule se font simultanément (condition de coïncidence), ce qui permet l'estimation fiable des contraintes de Reynolds $\overline{u'v'}$ (Tropea et al., 2007).

3.3.2 Système d'ensemencement

Réussir à ensemercer de manière optimale l'écoulement est généralement connu pour être la partie la plus difficile pour les techniques optiques. Le choix des particules qui permettent de réfléchir le signal lumineux incident ainsi que leur mode de génération dans l'écoulement doivent satisfaire les conditions suivantes :

- ① Être suffisamment petites et légères pour suivre le mieux possible l'écoulement;
- ② Être suffisamment grosses pour réfléchir de manière optimale la lumière incidente;
- ③ Ne pas être toxiques;
- ④ Être générées en quantité de manière à avoir un taux d'acquisition des mesures f_a suffisamment grand, tout en minimisant la probabilité d'avoir plusieurs particules dans le volume de mesure (en mode IR).

A propos du critère mécanique ① et considérant la densité environnante de l'air, le diamètre des particules d'ensemencement doit être compris entre $0,5\mu m$ et $5\mu m$ (Tropea et al., 2007). Dans notre cas le liquide fourni par DANTEC^{MD} est le SAFEX^{MD} Inside Nebelfluid Extra Clean (SAFEX, 2003). Il s'agit d'un mélange de diéthylène glycol $C_4H_{10}O_3$ et d'eau, également utilisé dans d'autres expérimentations LDV (Algieri et al. (2005), Chareyron (2009)). Le système de génération de particules que nous utiliserons est le générateur de fumée SAFEX^{MD} S 195 G avec réglage de débit (SAFEX). La distribution des diamètres des gouttes générées donne un diamètre moyen de $1,068\mu m$ (Figure 3.5, SAFEX (2003)), qui est bien compris entre $0,5\mu m$ et $5\mu m$. Dans leur comparaison expérimentale et numérique de différentes particules d'ensemencement, Algieri et al. (2005) recommandent l'utilisation de ce système pour des mesures LDV dans des écoulements d'air.

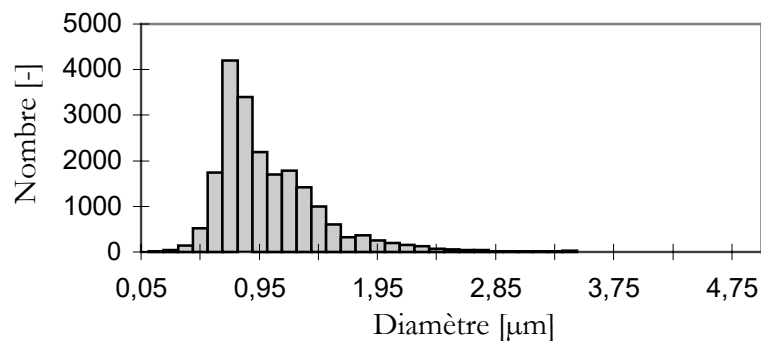


FIGURE 3.5: Distribution des diamètres des gouttes d'ensemencement générées (SAFEX, 2003)

Concernant le critère optique ②, on notera que ce type de liquide est également utilisé pour des mesures PIV (Ragni et al., 2011) qui sont bien plus contraignantes. En effet, en PIV les particules doivent avoir un grand pouvoir de réflexion puisque la lumière incidente est une nappe LASER diffusée (Melling, 1997), tandis qu'en LDV le faisceau LASER reste concentré sur un petit volume dans lequel l'intensité lumineuse est plus importante.

Le point ③ impose quant à lui de prendre d'importantes précautions du fait de l'éventuelle toxicité des particules auxquelles l'expérimentateur est exposé. Le certificat de SAFEX (2005) assure que ce problème est écarté dans notre cas. Par ailleurs, les gouttelettes ne sont pas corrosives ni abrasives, et salissent très peu les surfaces optiques transparentes.

A propos du dernier point ④, le taux d'acquisition f_a doit être important pour assurer une convergence des statistiques pour des temps d'acquisition raisonnables. Néanmoins, une injection continue et trop dense de particules peut perturber l'écoulement, mais aussi le rendre opaque. Ainsi, les taux de validation f_v peuvent chuter et par suite celui d'acquisition f_a également. L'estimation du signal ne sera par ailleurs pas fiable si l'on a plusieurs particules dans le volume de mesure (Nobach, 1999). En outre, des injections ponctuelles dans le temps (bouffées) de particules peuvent provoquer des erreurs dans les résultats si un traitement adéquat n'est pas appliqué (Rodriguez et al., 2018b). La problématique du temps et de la fréquence minima d'acquisition à assurer pour avoir une convergence des statistiques ainsi que le traitement des données LDV effectués seront discutés dans le chapitre 4.

3.3.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental mis en place pour la campagne de mesure des vitesses est visible figure 3.6.

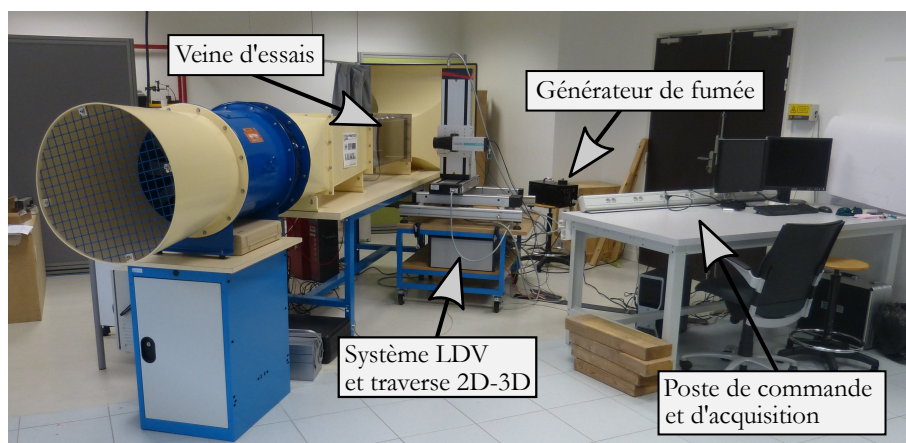


FIGURE 3.6: Dispositif expérimental de mesure mis en place pour les mesures de vitesse

Afin de minimiser tout problème concernant d'éventuelles perturbations de l'écoulement par le système d'ensemencement, le générateur de fumée a été placé à côté de l'entrée de la soufflerie. Les particules sont ensuite diffusées dans la direction inverse de l'écoulement, afin qu'elles se dispersent au maximum avant d'entrée dans la veine d'essais et que la vitesse d'éjection n'influence pas la vitesse de l'écoulement. La figure 3.7 se focalise sur le positionnement de la maquette au sein de la veine d'essais. La convergence des faisceaux LASER en un volume de mesure, assimilé au point de mesure, est également observable.

Pour la réalisation des mesures en proche plancher ($y < 5mm$), des cales sont placées sous le système de traverse. Elles sont nécessaires pour approcher au mieux les faisceaux LASER du plancher sans les interrompre. Dans cette zone, seule la composante longitudinale u pourra être mesurée, les faisceaux correspondant à la composante v étant coupés par le plancher. Le système des cales permet

Chapitre 3.

Moyens expérimentaux

une inclinaison de direction x de $4,1^\circ$ (Figure 3.6). Aucune correction n'est appliquée à la mesure de u , puisque la limite de $4,8^\circ$ après laquelle les valeurs de \bar{u} et u' sont modifiés n'est pas dépassée (Tachie, 2000).

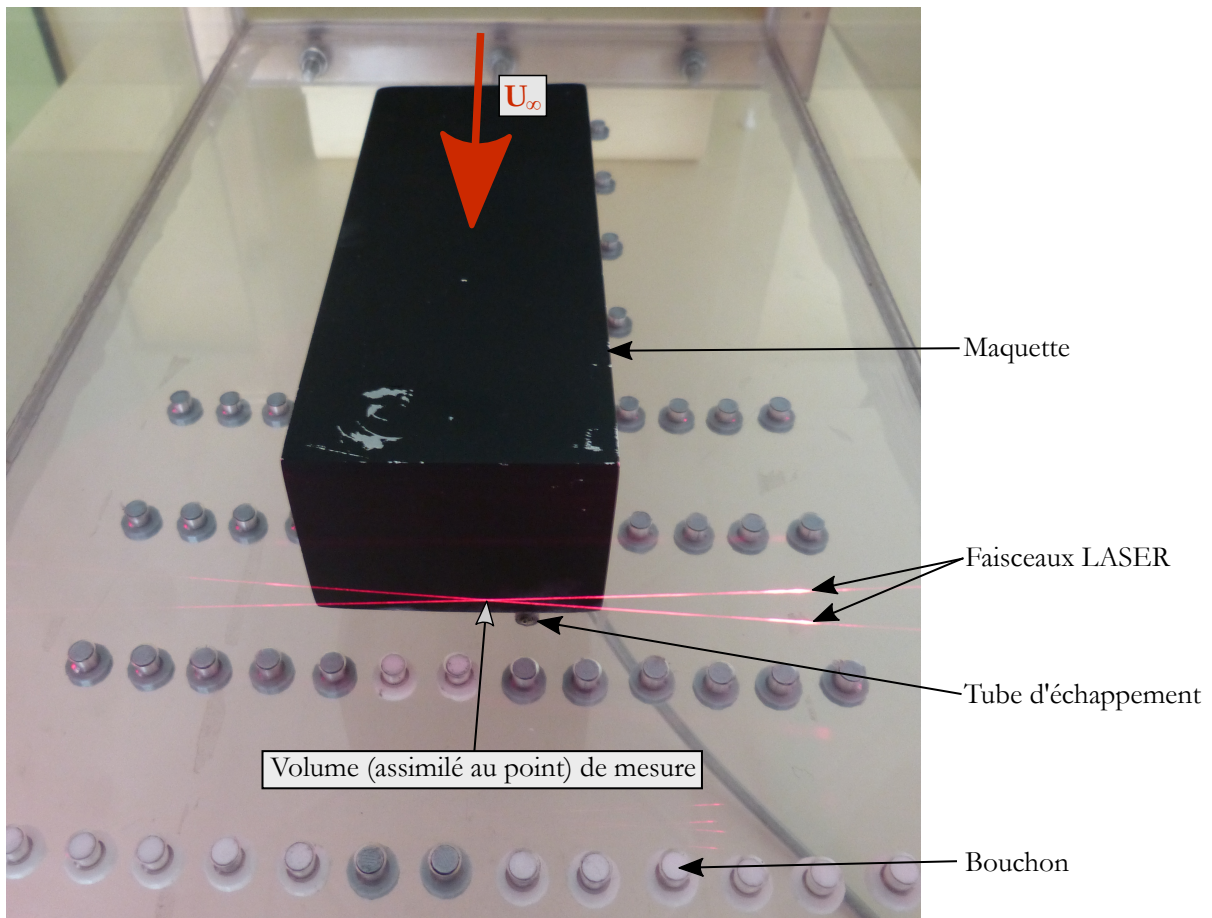


FIGURE 3.7: Positionnement de la maquette au sein de la veine d'essais et convergence des faisceaux LASER

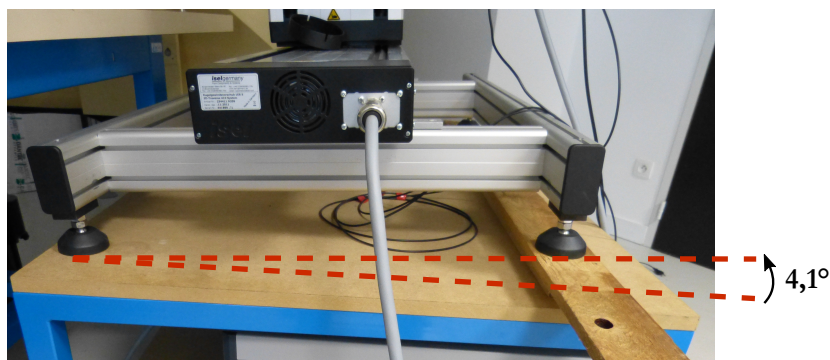


FIGURE 3.8: Inclinaison de la traverse pour les mesures en proche plancher (mesure 1D de u uniquement) dans la zone $y^* < 0,09$

3.4 Systèmes utilisés pour la caractérisation des champs de concentration des PUF

3.4.1 Système PALAS^{MD} DNP 2000 de génération de PUF

Selon le constructeur (PALAS, 2009), le système PALAS^{MD} DNP 2000 génère des particules de carbone dans l'intervalle $\approx 20\text{nm} - 100\text{nm}$, à partir d'étincelles produites entre deux électrodes de graphite. Un schéma descriptif du système est visible figure 3.9.

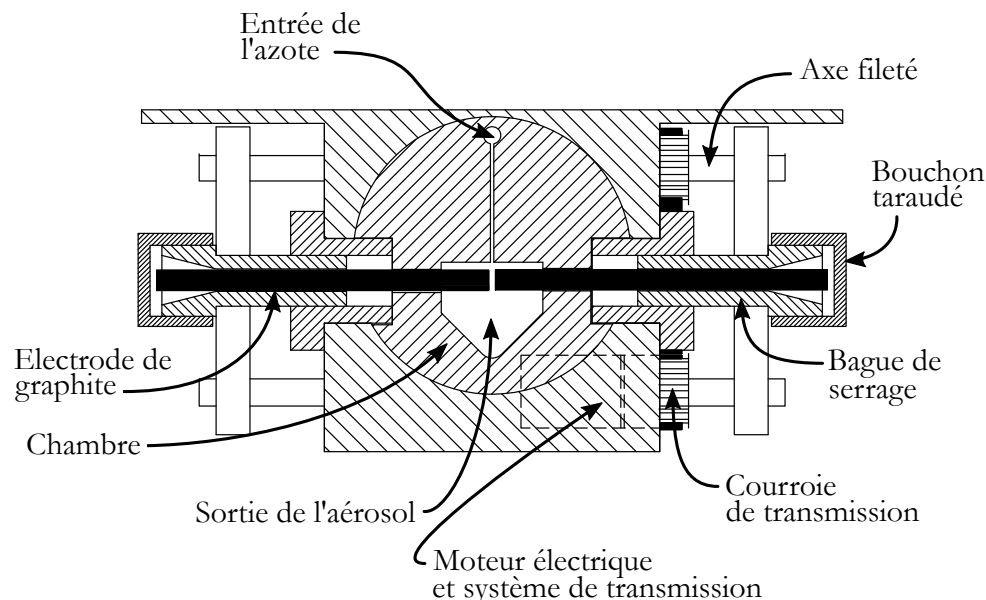


FIGURE 3.9: Schéma descriptif du système PALAS^{MD} DNP 2000 de génération de PUF (PALAS, 2009)

Les électrodes de graphite sont cylindriques de diamètre 6mm (Figure 3.9). La distance les séparant, siège des étincelles, est de 1.8mm . L'écart entre les électrodes varie suite à la consommation des électrodes, mais ce décalage est compensé par un ajustement automatique motorisé. Un indicateur lumineux permet de savoir lorsque les électrodes sont à renouveler. Le système PALAS^{MD}, en particulier la chambre où se produisent les étincelles, est nettoyé après chaque campagne de mesure relative à une maquette, comme préconisé par le constructeur (PALAS, 2009).

Dans le but d'éviter l'oxydation du carbone, les PUF évaporées par les étincelles sont transportées par un écoulement d'azote (Evans et al., 2003). Elles se condensent ensuite en de très fines particules qui grossissent ensuite par agglomération. La formation des agglomérats, qui dépend de la concentration en PUF (elle-même proportionnelle à la fréquence de décharge des étincelles), peut être réduite par la dilution de l'aérosol avec de l'air propre pressurisé (Evans et al., 2003). Une remarque importante concerne la fiabilité de ce système fréquemment utilisé (Oberdörster et al. (2004), Price et al. (2014)) : Evans et al. (2003) ont montré une très grande capacité de répétabilité en termes de distribution en nombre des tailles et de concentration massique générées sur de longues périodes d'utilisation, le tout ayant été vérifié à l'aide de plusieurs systèmes de mesure. Par ailleurs, les particules générées ont des propriétés géométriques comparables aux PUF issues de la combustion des moteurs diesel (Evans et al., 2003).

La fréquence de décharges d'étincelles est réglée à son maximum (200Hz) de manière à générer la plus grande concentration de PUF possible et augmenter ainsi le rapport signal sur bruit lors des mesures de concentration (Gérardin et al., 2014). A cette fréquence, le débit massique d'émission en PUF est de $6,5\text{mg}\cdot\text{h}^{-1}$ (PALAS, 2009). Afin d'assurer une génération constante et reproductible des

Chapitre 3.

Moyens expérimentaux

PUF, il est important que l'écoulement d'azote emporte l'ensemble des ions créés dans l'espace entre les deux électrodes (siège de leur création) entre deux décharges successives. Par conséquent, le débit d'azote - noté $Q_{e,c}$ car associé au débit d'échappement des maquettes - dépend de la fréquence des décharges : pour 200Hz , il doit être au minimum de $6,5\text{l.min}^{-1}$ (PALAS, 2009). Afin de pouvoir respecter le critère de similitude fixé dans cette étude (section 3.2.2), le débit d'azote est fixé à son maximum $8\text{l.min}^{-1} > 6,5\text{l.min}^{-1}$, correspondant à une pression d'injection de l'azote en amont fixée à $2,3 \cdot 10^5\text{Pa}$ par le détendeur. On notera que le débit de 8l.min^{-1} sortant à travers le tube d'échappement de diamètre $\Phi_c = 4\text{mm}$ donne la vitesse d'échappement $V_{e,c}$ suivante :

$$V_{e,c} = \frac{4Q_{e,c}}{\pi\Phi_c^2} = 10,6\text{m.s}^{-1} \quad (3.6)$$

Une analyse granulométrique de l'aérosol mesuré directement en sortie d'échappement des maquettes a été réalisée avec le système ELPI^{MD}. Les résultats (Tableau 3.3) montrent que plus de 93% des particules mesurées par l'ELPI^{MD} ont un diamètre aérodynamique $d_{p,a}$ compris entre 30nm et 109nm , correspondant bien à la gamme spécifiée par le constructeur. La concentration en nombre totale moyenne mesurée au niveau de l'échappement, notée $\bar{C}_{e,c}$ et utilisée pour normaliser les concentrations par la suite, vaut $(6,96 \pm 0,02) \cdot 10^7\text{cm}^{-3}$. On note par ailleurs que la taille des PUF générées par le système PALAS^{MD} DNP 2000 correspond à la gamme de taille des particules émises par un moteur diesel (cf. Figure 1.11, Chapitre 1).

$d_{p,a}$ [nm]	30 – 63	63 – 109	109 – 173	173 – 267	267 – 9990	Total
\bar{C} [cm^{-3}]	$5,26 \cdot 10^7$	$1,22 \cdot 10^7$	$2,88 \cdot 10^6$	$8,43 \cdot 10^5$	$4,56 \cdot 10^5$	$6,96 \cdot 10^7$
Proportion	75,6%	17,6%	4,1%	1,2%	0,78%	100%

TABLEAU 3.3: Granulométrie effectuée avec le système ELPI^{MD} de l'aérosol généré par le système PALAS^{MD} DNP 2000 en sortie d'échappement des maquettes

3.4.2 Impacteur Electrique à Basse Pression (ELPI^{MD})

L'ELPI^{MD} est un granulomètre de particules qui a été mis au point à l'université de Tampere (Finlande). Il permet la mesure en temps réel de la distribution en taille de particules comprises entre 30nm et 10000nm sur 12 canaux (Dekati, 2010). A noter qu'un filtre supplémentaire permet de descendre en taille jusqu'à 7nm . Ce filtre n'est pas utilisé dans notre cas étant donné que le système PALAS^{MD} ne génère pas de PUF dans cette gamme de taille. Le schéma de fonctionnement général de l'ELPI^{MD} est visible figure 3.10. On y distingue les éléments constitutifs suivants :

- ① Chargeur à effet corona;
- ② Impacteur à étages en cascade;
- ③ Électromètres.

Avant de détailler chaque élément, nous décrivons d'une manière générale le principe de mesure. Les particules à mesurer sont d'abord aspirées via une sonde par une pompe au débit Q_{ELPI} de 10l.min^{-1} , pour passer ensuite à travers un chargeur à effet corona qui les charge électriquement (Figure 3.10). Ces particules sont dans un second temps classées selon leur diamètre aérodynamique $d_{p,a}$. Cette classification inertielle se fait par le biais d'un impacteur à plusieurs étages en cascade à basse pression, dans lequel les particules impactent les plateaux en fonction de leur taille. Chaque plateau est isolé électriquement et est connecté à un électromètre multi-chaînes amplificateur de courant. La mesure du courant étant proportionnelle au nombre de charges et donc au nombre de particules collectées. La distribution en taille des concentrations en particules peut ainsi être calculée.

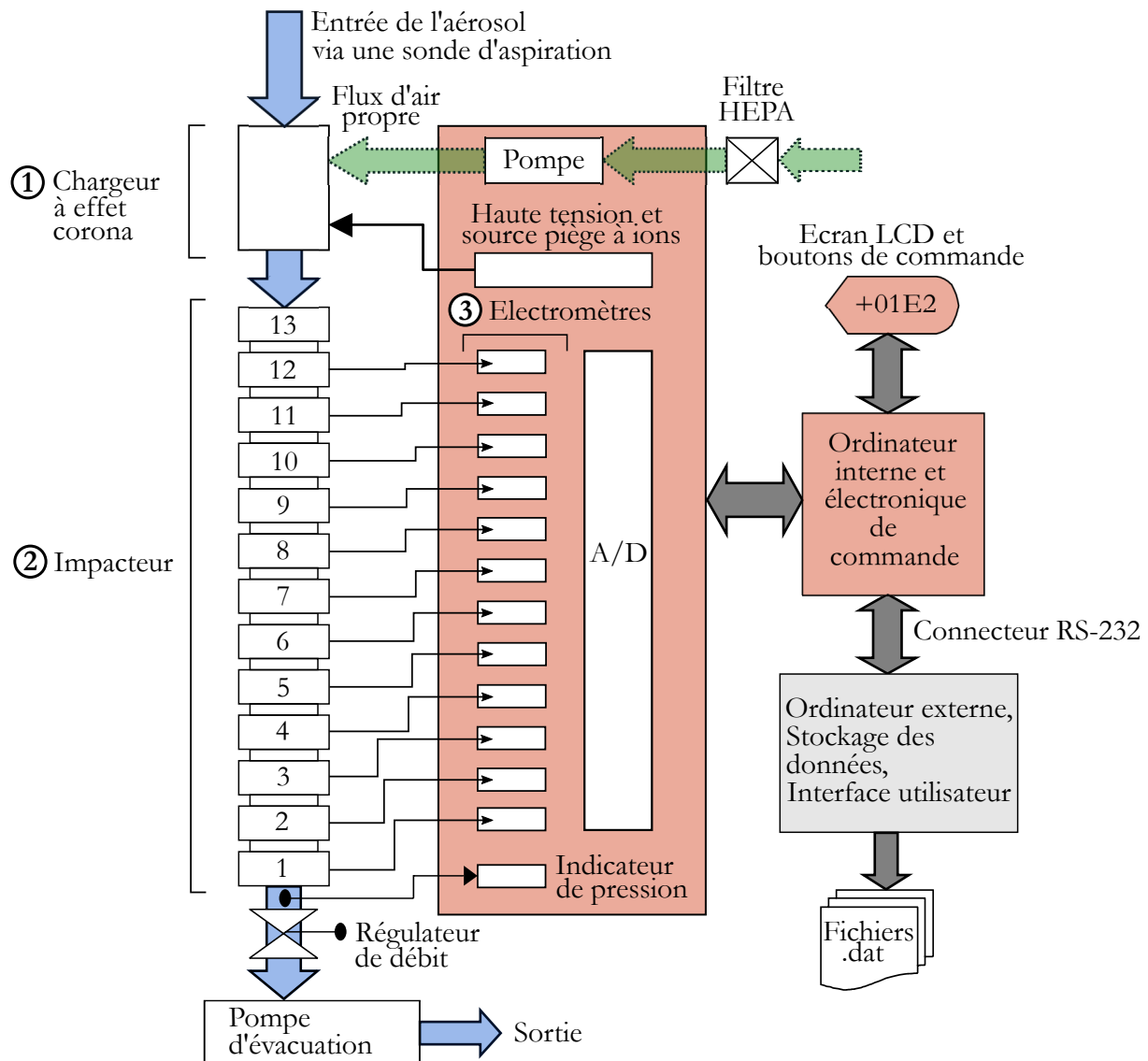


FIGURE 3.10: Schéma de fonctionnement du système ELPI Dekati^{MD} (schéma repris depuis Dekati (2010))

① Chargeur à effet corona

Avant d'entrer dans l'impacteur, les particules doivent être chargées électriquement pour pouvoir être mesurées ensuite par les électromètres. Le chargeur à effet corona (Figure 3.11) est utilisé pour produire un gaz de cations transmettant ses charges aux particules. La charge alors positive des particules est à la fois stable et suffisamment importante pour assurer ensuite une bonne limite de détection. Après la zone de décharge, un champ électrique dit « de piégeage », agissant comme un précipitateur électrostatique (Figure 3.11), est généré pour retirer les particules plus petites que le seuil de détection (coupure à 20nm , Marjamäki et al. (2000)). Par ailleurs, certains aérosols étant chargés par nature, un haut niveau de charges non recommandé au sein de l'ELPI^{MD} peut donc être atteint par les particules. Ce champ de piégeage permet également de les neutraliser avant d'entrée dans l'impacteur (Dekati, 2010).

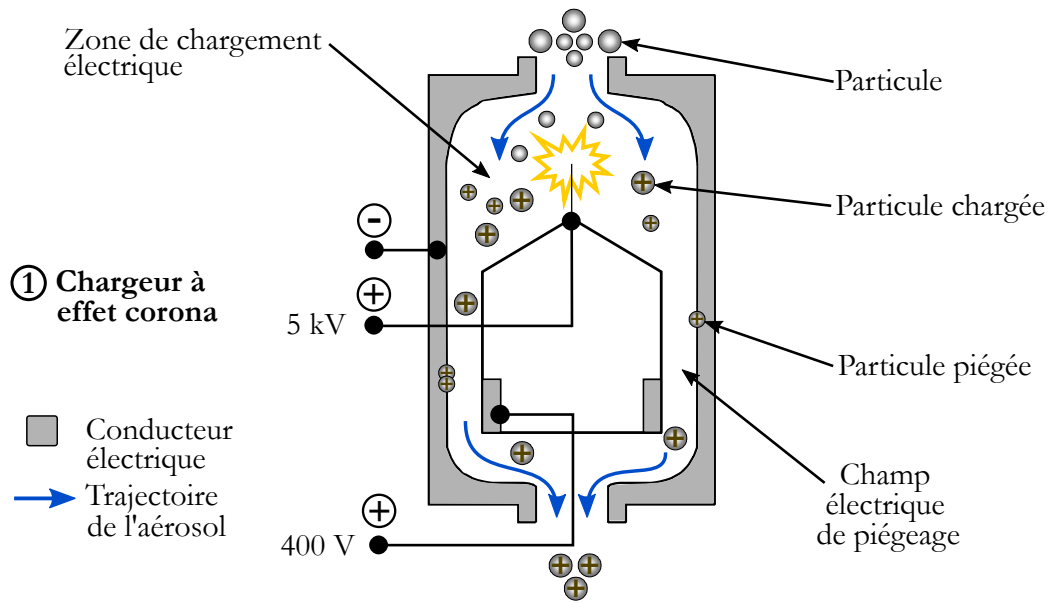


FIGURE 3.11: Schéma de fonctionnement du chargeur à effet corona ① (schéma repris depuis Dekati (2010))

② Impacteur à étages en cascade

L'impacteur en cascade (Figure 3.12) est composé de 13 étages qui permettent le tri des particules selon leur taille. Parmi ces 13 étages isolés électriquement par du téflon, 12 sont reliés à des électromètres tandis que le 13^{ième} sert de pré-sélecteur (Dekati, 2010). Chaque étage est composé d'un plateau percé de plusieurs buses ainsi que d'un plateau de collection (Figure 3.12). Afin de collecter les plus petites particules, la pression au premier étage est abaissée à $10^4 Pa$ pour accélérer l'écoulement (Dekati, 2010).

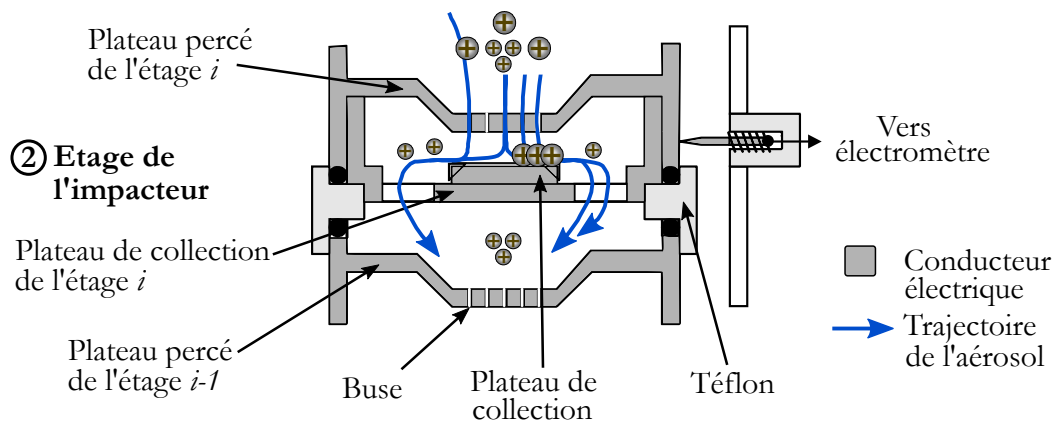


FIGURE 3.12: Schéma de fonctionnement d'un étage de l'impacteur ② (schéma repris depuis Dekati (2010))

Dans l'impacteur, le flux de particules préalablement chargées passe à travers les buses du premier plateau percé. Le rapport entre les forces inertielles agissant sur la particule et les forces de frottement entre la particule et le fluide porteur joue ensuite un rôle essentiel :

- Si les forces de frottement sont prépondérantes, alors la particule suit l'écoulement jusqu'à

l'étage suivant,

- Si les forces inertielles sont plus importantes, la particule est alors déviée de l'écoulement de gaz et par suite impacte le plateau de collection.

Ce rapport de forces s'exprime par le nombre de Stokes \mathcal{S}_k , défini ici par :

$$\mathcal{S}_k = \frac{\rho_p C_c V_b d_p^2}{9\mu d_b} \quad (3.7)$$

Avec ρ_p la masse volumique de la particule, V_b la vitesse moyenne de l'air en sortie de buse, d_p le diamètre de la particule, μ la viscosité dynamique de l'air et d_b le diamètre de la buse (Marjamäki et al., 2000). Le terme C_c correspond au facteur de Cunningham (cf. Chapitre 1). Pour un étage de l'impacteur donné, le nombre de Stokes dépend donc seulement des propriétés de la particule. Si $\mathcal{S}_k \ll 1$, alors la particule suit l'écoulement et n'impacte pas le plateau de collection. Si $\mathcal{S}_k \gg 1$, elle dévie de l'écoulement jusqu'à impacter le plateau de collection. Par suite, le nombre de buses ainsi que leur dimension varient suivant les étages afin de pouvoir réaliser le classement inertiel désiré.

Chaque étage de l'impacteur est caractérisé par son diamètre de coupure. La classification étant inertielle, le diamètre de coupure $d_{a,50\%}$ est défini comme étant le diamètre aérodynamique $d_{p,a}$ des particules collectées avec 50% d'efficacité. Les détails sur les méthodes de détermination de ces diamètres de coupure, présentés dans le tableau 3.4, sont explicités par Hillamo et Kauppinen (1991), Keskinen et al. (1992), Marjamäki et al. (2000). Le nombre de Stokes associé à ces diamètres de coupure $d_{a,50\%}$ vaut aux alentours de 0,46 et est constant à chaque étage (écart-type inférieur à 0,02, Hillamo et Kauppinen (1991), Marjamäki et al. (2000)).

Étage ¹	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1
$d_{a,50\%}$ [nm]	9990	6560	4085	2520	1655	1021	655	407	267	173	109	63	30

¹ Etage de pré-sélection qui n'est pas relié aux électromètres.

TABLEAU 3.4: Diamètres de coupure $d_{a,50\%}$ lié à chaque étage de l'ELPI^{MD}

Comme conseillé par Dekati (2010), les étages de l'impacteur ainsi que le chargeur ont été nettoyés après que chaque campagne correspondant à une maquette a été réalisée. Le propan-2-ol (ou isopropanol) de formule C_3H_8O est utilisé pour faciliter le nettoyage et la dissolution des particules collectées (Dekati, 2010). Un exemple de nettoyage d'un des étages de l'impacteur est donné figure 3.13 : on y remarque l'empreinte des buses par l'impact des particules sur le plateau de collection. Les tests d'étanchéité sont également fait après chaque opération de maintenance.

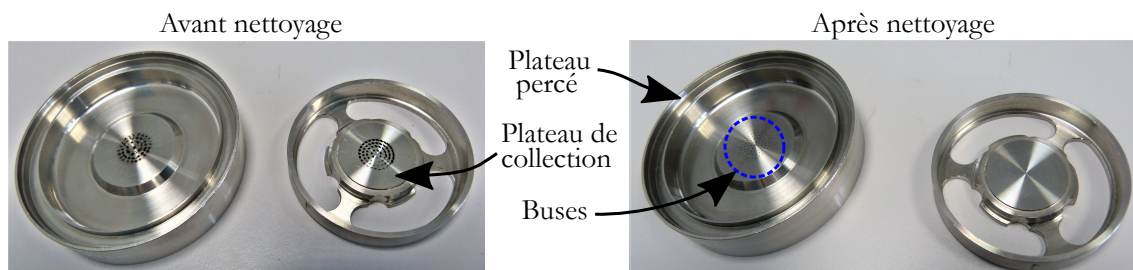


FIGURE 3.13: Nettoyage au propan-2-ol C_3H_8O des plateaux percé et de collection d'un étage de l'impacteur, après une campagne de mesure sur l'une des trois maquettes

Chapitre 3.

Moyens expérimentaux

③ Électromètres

Les électromètres mesurent les signaux de courant des 12 étages de l'impacteur dans l'intervalle $0 \text{ fA} - 4 \cdot 10^5 \text{ fA}$. Avant chaque campagne de mesure, il est nécessaire de faire le zéro afin d'ajuster les niveaux d'offset des électromètres. Pour cela, un circuit permet de fournir de l'air propre au chargeur à l'aide d'un filtre à HEPA (High Efficiency Particulate Air) situé en amont (Figure 3.10).

3.4.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, avec le système PALAS^{MD} DNP 2000 de génération de PUF d'un côté, et le granulomètre ELPI^{MD} de l'autre, est présenté figure 3.14.

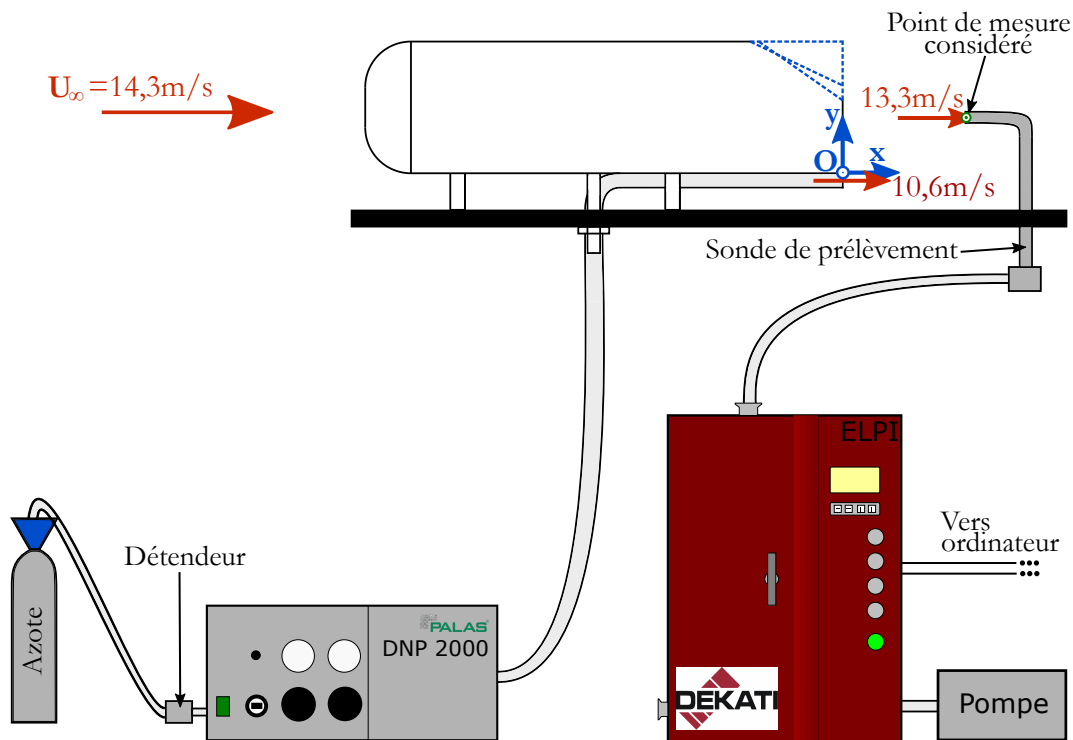


FIGURE 3.14: Dispositif expérimental de mesure mis en place pour la campagne diphasique

La position de la sonde de prélèvement coudée, qui est introduite dans l'écoulement pour réaliser les mesures de concentration par le biais de l'ELPI^{MD}, est donnée à titre indicatif. La description des mesures effectuées, dont le point considéré associé est situé à l'extrémité de la sonde d'aspiration, fera l'objet du prochain chapitre.

Par ailleurs, on précise que les sondes d'aspiration sont de même diamètre ϕ_{sonde} , déterminé pour satisfaire au mieux la condition d'isocinéticité (Équation 3.8) : l'aspiration de l'aérosol doit se faire à la vitesse de l'écoulement au point considéré pour éviter une déviation des lignes de courant (Tropea et al., 2007).

$$U_{\infty} = \frac{4Q_{ELPI}}{\pi\phi_{sonde}^2} \quad (3.8)$$

Toutefois, tout comme dans l'étude de Gérardin et al. (2014) le débit d'aspiration Q_{ELPI} est fixé, ce qui ne permet pas d'adapter la vitesse d'aspiration en chaque point. Ainsi, le diamètre ϕ_{sonde} a été choisi de manière à avoir une vitesse d'aspiration proche de U_{∞} . L'inversion de l'équation précédente nous donne ainsi :

$$\phi_{sonde} = \sqrt{\frac{4Q_{ELPI}}{\pi U_{\infty}}} = \sqrt{\frac{4 \times 1,67 \cdot 10^{-4}}{\pi \times 14,3}} \approx 3,86 \text{ mm} \quad (3.9)$$

Par conséquent, les sondes de prélèvement utilisées auront un diamètre ϕ_{sonde} de 4 mm de manière à se rapprocher au plus de la valeur de $3,86 \text{ mm}$. La vitesse d'aspiration est donc de $13,3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, correspondant à un écart de -7% par rapport à U_{∞} .

La photographie de la figure 3.15 prise à l'intérieur de la veine d'essais, met en évidence la sonde de prélèvement reliée à l'ELPI^{MD} ainsi que son dispositif de maintien, les bouchons au niveau du plancher, la maquette et son tube d'échappement relié au système PALAS^{MD}.

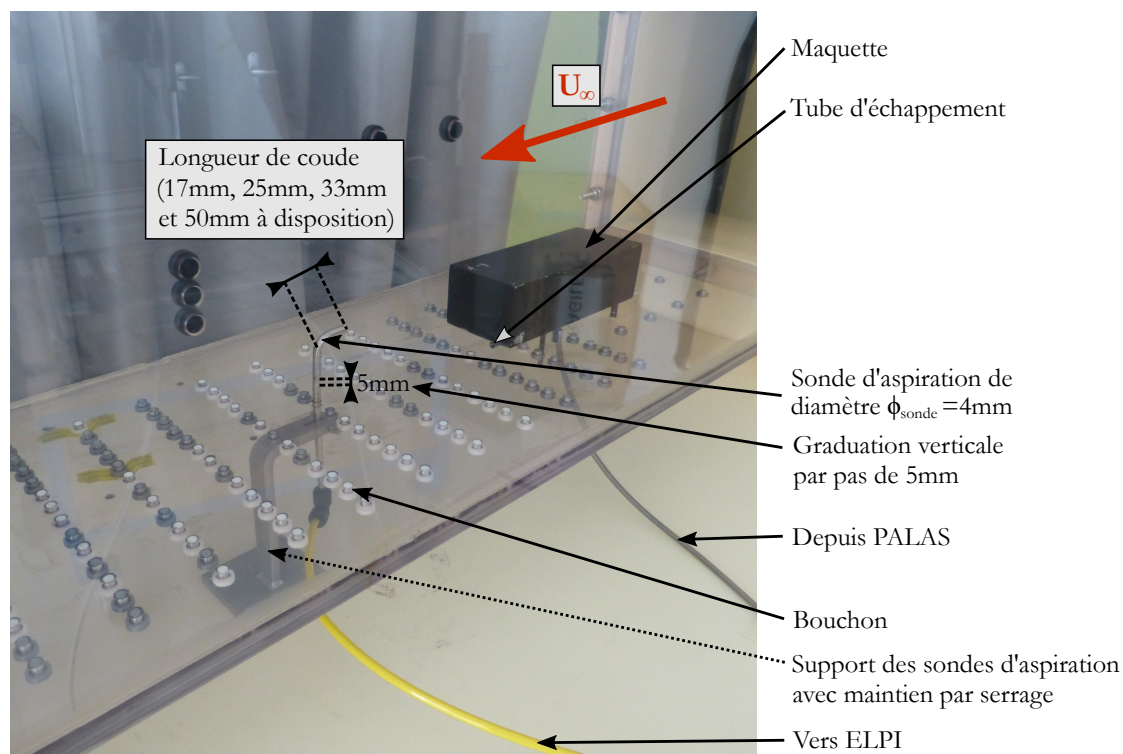


FIGURE 3.15: Photographie à l'intérieur de la veine d'essais mettant en évidence la sonde de prélèvement reliée à l'ELPI^{MD} ainsi que son dispositif de maintien, les bouchons au niveau du plancher, la maquette et son tube d'échappement relié au système PALAS^{MD}

On remarquera que l'emplacement des perçages du plancher de la veine d'essais conditionne le maillage transversal (Oz) des mesures. Concernant le maillage vertical (Oy), chaque sonde est graduée verticalement par pas de 5 mm . On notera que le rayon de courbure des sondes ne permet pas de faire des mesures proche plancher dans la zone $y < -2 \text{ mm}$. Quant au maillage longitudinal (Ox), il est lui aussi conditionné par les perçages du plancher. Il pourra cependant être affiné par l'utilisation de longueurs de coude différentes. Ainsi, 4 sondes de longueur 17 mm , 25 mm , 33 mm et 50 mm ont été construites. En plus des détails sur le maillage effectué, on trouvera donc dans le chapitre 4 les informations concernant le temps d'acquisition des mesures, la détermination du choix des longueurs de sondes utilisées ainsi que le temps des manipulations, non robotisées cette fois-ci.

3.5 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté en premier lieu la soufflerie utilisée pour nos essais. La veine spécialement conçue puis modifiée pour nos essais a été détaillée. L'annexe A rassemble les résultats de l'étude de l'écoulement à vide qui a été menée en début de projet et constitue les premiers résultats de cette thèse. A titre d'exemple, une source de perturbation de l'écoulement liée à la présence des perçages a été identifiée et corrigée par l'utilisation de bouchons. L'étude en annexe A a également permis de déterminer la faible intensité de turbulence régnant au sein de la veine et l'épaisseur de couche limite se développant sur le plancher, déterminante pour la géométrie des supports de nos maquettes.

Dans un second temps, les maquettes ont été présentées en même temps que les choix de différents paramètres ont été justifiés : échelle $k = 0,19$, garde au sol normalisée $h_g^* = 0,28$, position du tube d'échappement de diamètre intérieur $\phi_c = 4\text{ mm}$ décentrée, vitesse d'étude $U_\infty = 14,3\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. On rappelle que cette dernière est choisie de manière à respecter les rapports (réel et en soufflerie) de la vitesse du véhicule par celle d'échappement.

Dans un troisième temps, les systèmes utilisés pour la caractérisation des écoulements de sillage ont été présentés ainsi que leurs conditions d'utilisation : le système de mesure des vitesses LDV, le système d'ensemencement ainsi que le dispositif expérimental. On précise que la traverse du système LDV était 2D durant la première campagne de mesure des vitesses, le 3^{ème} axe de déplacement n'ayant été acquis qu'en Juin 2017, c'est à dire peu de temps avant le début de la deuxième campagne consacrée à l'étude de l'influence du système d'échappement sur les résultats de la première campagne. Par ailleurs, dans la zone de proche plancher $y < 5\text{ mm}$ seule la composante u a pu être mesurée.

Dans une quatrième et dernière partie, les systèmes utilisés pour la mesure des champs de concentration des PUF ont été présentés ainsi que leurs conditions d'utilisation : le générateur de PUF (PALAS^{MD} DNP 2000) et le granulomètre (ELPI^{MD}). Le dispositif expérimental qui utilise des sondes d'aspiration intrusives a été montré, empêchant les mesures dans la zone $y < -2\text{ mm}$. Le diamètre des sondes est fixé par le critère d'isocineticité, la longueur du coude des sondes faisant l'objet d'une étude dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

DANS CE CHAPITRE, nous exposons dans un premier temps les détails concernant la campagne de mesure des vitesses : méthode de traitement des données, détermination des paramètres d'acquisition et maillage spatial des mesures de sillage. La deuxième section sera dédiée à la campagne de mesure des champs de concentration des PUF. Les mêmes points que ceux concernant la première campagne sont abordés. Une étude de sensibilité sur la longueur des sondes complète également cette partie.

Nous précisons que l'ensemble des calculs et graphiques présentés a été réalisé avec le logiciel MATLAB^{MD}.

Sommaire

4.1	Campagne de mesure des champs des vitesses dans le sillage des maquettes	105
4.1.1	Traitement des données LDV	106
4.1.2	Détermination des paramètres d'acquisition	107
4.1.2.1	Mesures 2D	107
4.1.2.2	Mesures 1D (proche plancher uniquement)	109
4.1.3	Maillage spatial	110
4.1.3.1	Maillage pour la caractérisation des écoulements de sillage (en l'absence du système d'échappement)	110
4.1.3.2	Maillage pour la caractérisation de l'influence du système d'échappement	113
4.2	Campagne de mesure des champs de concentration des PUF dans le sillage des maquettes	114
4.2.1	Traitement des données de concentration	114
4.2.1.1	Conversion des données de courant en concentration	114
4.2.1.2	Traitement des données de concentration	115
4.2.2	Détermination du temps d'acquisition	118
4.2.3	Sensibilité des résultats à la longueur du coude des sondes d'aspiration	120
4.2.4	Maillage spatial	123
4.3	Conclusions du chapitre	124

4.1 Campagne de mesure des champs des vitesses dans le sillage des maquettes

Nous nous intéressons dans cette section exclusivement à la campagne de mesure des champs de vitesse dans le sillage des maquettes. Dans un premier temps, nous présentons la nouvelle tech-

Chapitre 4.

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

nique de traitement des données utilisées dans ce projet. Pour des raisons de concision et de clarté, le lecteur trouvera dans l'annexe B les détails concernant les motivations et la démonstration de cette méthode. Cette partie constitue ainsi un premier résultat en soi puisqu'elle a fait l'objet d'une publication dans une revue internationale (Rodriguez et al., 2018b) et d'une présentation en conférence nationale (Rodriguez et al., 2018a). Dans un second temps, nous discutons du choix des paramètres d'acquisition (temps et nombre de points) et nous terminons par le maillage spatial réalisé pour les mesures.

4.1.1 Traitement des données LDV

Considérant une mesure LDV en un point pour lequel N données de particules d'ensemencement ont été collectées en un temps d'acquisition $T = \sum_i t_i$, les moments d'ordre 1 et 2 des composantes de la vitesse ainsi que les contraintes de Reynolds sont calculés par (Rodriguez et al., 2018b) :

$$\bar{u} = \frac{\sum_{i=1}^N u_i \xi_i \gamma_i}{\sum_{i=1}^N \xi_i \gamma_i} \quad (4.1)$$

$$u' = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \xi_i \gamma_i (u_i - \bar{u})^2}{\sum_{i=1}^N \xi_i \gamma_i}} \quad (4.2)$$

$$\overline{u'v'} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \xi_i \gamma_i (u_i - \bar{u})(v_i - \bar{v})}{\sum_{i=1}^N \xi_i \gamma_i}} \quad (4.3)$$

Dans les équations 4.1 à 4.3 précédentes, ξ_i est défini par

$$\xi_i = \begin{cases} 0 & \text{si } \tau_i > \Delta t_{i+1} \\ 1 & \text{si } \tau_i < \Delta t_{i+1} \end{cases} \quad (4.4)$$

Et γ_i par :

$$\gamma_i = \Delta t_i \tau_i \quad (4.5)$$

Où $\Delta t_i = t_i - t_{i-1}$ correspond à l'intervalle de temps entre deux mesures, et τ_i le temps de transit d'une particule dans le volume de mesure.

Le booléen ξ est un critère de post-validation des données. Il permet de supprimer d'une part les cas où plusieurs particules sont présentes dans le volume de mesure et d'autre part d'éviter que plusieurs couples de données d'une seule et même particule soient délivrés. Ces cas sont non souhaitables puisque le mode d'acquisition IR repose sur l'hypothèse de « réalisation unique » (Tropea et al., 2007). D'une manière générale, la quantité de particules rejetées suite au filtrage est inférieure à 1% du nombre total. Le lecteur trouvera plus de détails sur le critère de post-validation ainsi que le taux de données rejetées dans l'annexe B.1.

Le facteur γ pondère les échantillons pour limiter les erreurs statistiques liées aux conditions d'ensemencement pour le calcul des propriétés des écoulements. Ce facteur de pondération tient compte des avantages et inconvénients des méthodes existantes dans la littérature. Le lecteur trouvera les détails des erreurs statistiques liées aux conditions d'ensemencement, les manques identifiés dans la littérature, la démonstration de la solution adoptée ici dans l'article rédigé et paru (Rodriguez et al., 2018b) et inséré en annexe B.2. Dans l'annexe B.3, l'article présenté en conférence (Rodriguez et al., 2018a) est également inséré. Les corrections apportées par la nouvelle méthode de traitement y sont notamment évaluées au regard des écoulements de sillage du corps d'Ahmed.

4.1.2 Détermination des paramètres d'acquisition

D'un côté, les mesures LDV doivent se faire sur un temps T suffisamment long pour assurer la convergence des grandeurs moyennes et fluctuantes. De l'autre, ce temps doit être court de manière à ce que les mesures soient les moins chronophages. Dans la littérature, les valeurs de T relevées varient selon les auteurs. Pour un facteur d'échelle $k = 1$, nous relevons par exemple un temps d'acquisition $T = 300s$ pour Lienhart et al. (2002) contre $T = 20s$ pour Strachan et al. (2007).

Afin d'optimiser la gestion des temps d'acquisition, nous séparerons l'étude en 2 zones distinctes :

- ① Les mesures 2D (u et v) qui seront faites dans tout le volume pour lequel $y > 5mm$
- ② Les mesures 1D (u uniquement) en proche plancher, pour lesquelles $y < 5mm$

4.1.2.1 Mesures 2D

Nous menons notre étude de convergence des grandeurs \bar{u} , \bar{v} , u' , v' , et $\overline{u'v'}$ au point de coordonnées normalisées $(0, 19; 1; 0)$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$ (Figure 4.1). Ce point est situé en face de l'arête supérieure dans une zone de cisaillement où l'activité turbulente est importante, constituant donc un point stratégique pour notre étude de convergence (Jaunet, 2010).

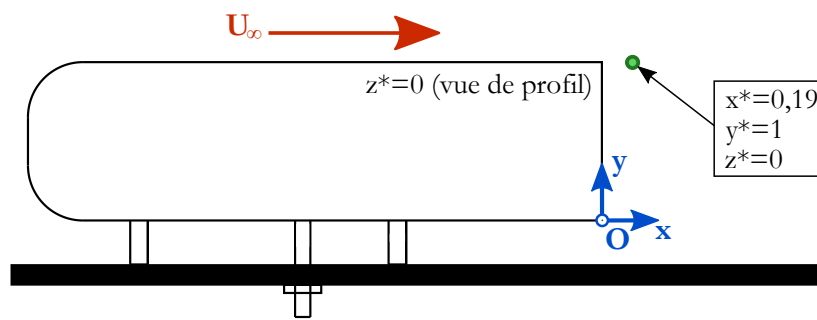


FIGURE 4.1: Position du point $(0, 19; 1; 0)$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$ pour l'étude de convergence des grandeurs \bar{u} , \bar{v} , u' , v' , et $\overline{u'v'}$

La figure 4.2 montre les évolutions en fonction du temps t (Figure 4.2(a)) et du nombre de points n (Figure 4.2(b)) de chacune des grandeurs normalisées par les valeurs finales (à $t = 300s$) respectives indicées \cdot_{ref} .

La figure 4.2(a) montre une convergence temporelle de \bar{u} , u' , v' et $\overline{u'v'}$ avec un écart de moins de 5% de la valeur finale à partir de $t \approx 80s$. L'écart devient inférieur à 3,5% à partir de $t = 90s$. Toutefois, \bar{v} ne converge à moins de 5% de la valeur finale qu'à partir de $t = 166s$. Les écarts relatifs importants sur \bar{v} s'expliquent par la faible valeur de \bar{v} en ce point (Tableau 4.1). Ce constat est couramment observé dans la littérature (Jaunet, 2010). Toutefois, on retiendra qu'à $t = 90s$ un écart sur \bar{v} de 20% de la valeur finale correspond à un écart absolu inférieur à $0,1 m \cdot s^{-1}$.

En plus de la durée d'acquisition qui doit être suffisante pour capter le plus grand nombre de fois les mouvements périodiques les plus lents, le nombre de points et par suite la fréquence d'acquisition doit être suffisamment élevée pour capter les mouvements périodiques les plus rapides. Ainsi, les courbes de convergence en fonction du nombre de mesures n sont données dans la Figure 4.2(b). Les allures sont similaires à celles de convergence temporelle, mais nous retiendrons que le nombre de points mesurés à $t = 90s$ est de $3495 \approx 3500$. Cela nous assure une convergence sur les statistiques avec un écart inférieur à 3,5% de la valeur finale pour \bar{u} , u' , v' et $\overline{u'v'}$, et 20% pour \bar{v} dont la valeur absolue est proche de 0.

Chapitre 4.

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

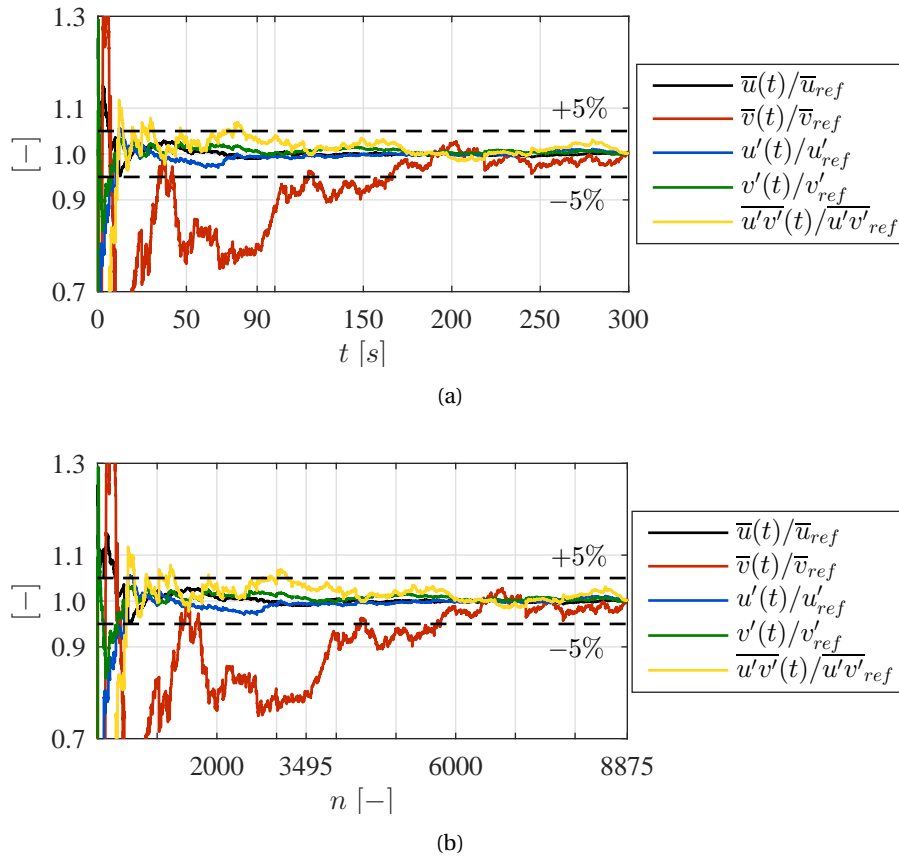


FIGURE 4.2: Convergence au point (0, 19; 1; 0) du sillage du corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$ de \bar{u} , \bar{v} , u' , v' , et $\overline{u'v'}$ normalisées par les grandeurs finales respectives de référence (à $t = 300s$) : (a) Convergence en temps, (b) Convergence en nombre de points

\bar{u}_{ref} [$m.s^{-1}$]	\bar{v}_{ref} [$m.s^{-1}$]	u'_{ref} [$m.s^{-1}$]	v'_{ref} [$m.s^{-1}$]	$\overline{u'v'}_{ref}$ [$m^2.s^{-2}$]
7,00	-0,49	2,89	2,02	-3,27

TABEAU 4.1: Statistiques finales de référence \bar{u} , \bar{v} , u' , v' , et $\overline{u'v'}$ à $t = 300s$ au point (0, 19; 1; 0) du corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$ ($U_\infty = 14,3m.s^{-1}$)

Ainsi, pour assurer une convergence des grandeurs statistiques calculées (hors de celles ayant des valeurs proches de 0) avec un écart inférieur à 3,5% des valeurs de référence, un minimum de $n = 3500$ points devront être mesurés pendant un temps $T = 90s$, correspond à un taux de validation (ou d'enregistrement) minimal à respecter de $39s^{-1}$.

Ainsi, dans la suite du projet le temps d'acquisition de $T = 90s$ sera notre paramètre de contrôle, en assurant au mieux le taux d'acquisition $f_a > 39Hz$. Le nombre total de mesures N n'est quant à lui pas fixé. En effet, lors des mesures effectuées dans la soufflerie en circuit ouvert, il est difficile d'assurer des taux d'acquisition f_a grands et constants dans toutes les zones d'écoulement à mesurer. C'est notamment le cas dans des zones proches des points de stagnation, des parois, des centres tourbillonnaires. Par conséquent, le nombre de particules mesurées N est difficile à contrôler et donc difficile à fixer comme paramètre de contrôle. Pour minimiser d'éventuelles anomalies de convergence, le maillage spatial a été affiné dans la zone de recirculation du sillage de manière à palier tout problème d'interprétation physique des résultats.

4.1.2.2 Mesures 1D (proche plancher uniquement)

Nous menons notre étude de convergence des grandeurs \bar{u} et u' au point $(0, 28; -0, 19; 0)$ du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ (Figure 4.3). Ce point est situé à 5mm du plancher proche de l'arrière de la maquette.

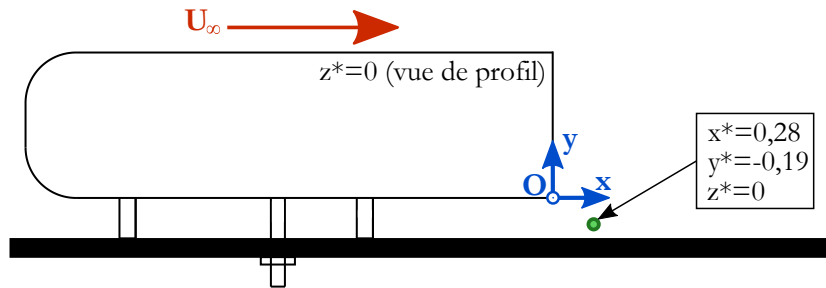


FIGURE 4.3: Position du point $(0, 28; -0, 19; 0)$ du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ pour l'étude de convergence des grandeurs \bar{u} et u' correspondant aux mesures 1D en proche plancher

La figure 4.4 montre les évolutions en fonction du temps t (Figure 4.4(a)) et du nombre de points n (Figure 4.4(b)) de chacune des grandeurs normalisées par les valeurs finales (à $t = 10\text{s}$) respectives indicées $_{ref}$.

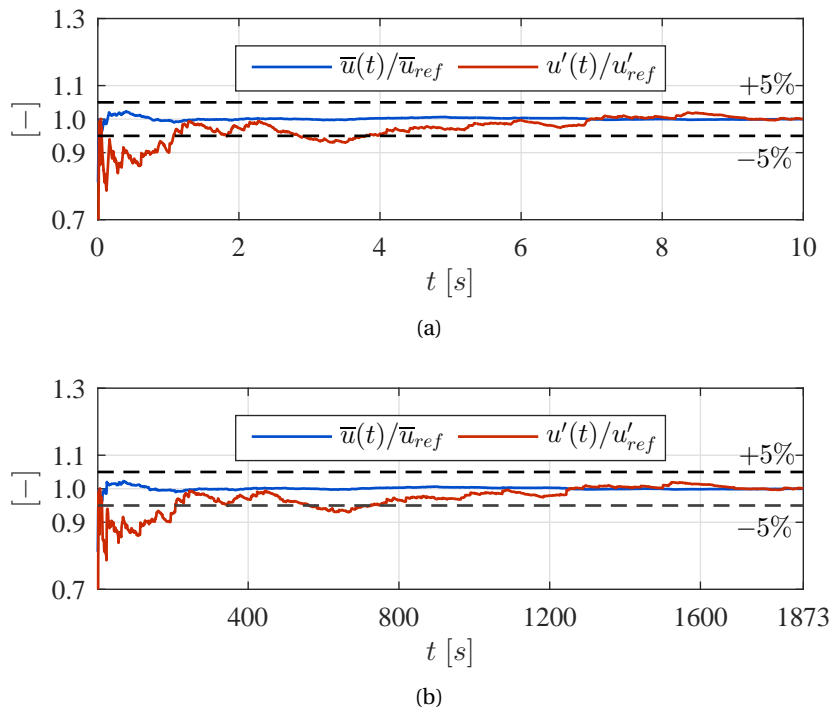


FIGURE 4.4: Convergence au point $(0, 28; -0, 19; 0)$ du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ de \bar{u} , et u' normalisées par les grandeurs finales respectives de référence (à $t = 10\text{s}$) : (a) Convergence en temps, (b) Convergence en nombre de points

A partir de $t = 3,8\text{s}$ et $n = 730$, nous remarquons une convergence avec des écarts de moins de 5% de la valeur finale. Ainsi, un temps d'acquisition $T = 10\text{s}$ sera suffisant pour les mesures 1D en proche plancher. Les temps d'acquisition peuvent être nettement abaissés par rapport aux mesures de sillage 2D puisqu'en proche plancher, l'écoulement provient essentiellement du soubassement et est unidirectionnel. Pour ces mesures dans la zone de couche limite où seulement u peut être

Chapitre 4.

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

mesurée, nous verrons dans la section suivante que le maillage spatial sera particulièrement resserré de manière à bien pouvoir capter les gradients importants de vitesse.

4.1.3 Maillage spatial

La technique LDV étant assimilée à des mesures ponctuelles, un maillage spatial du sillage des maquettes a dû être réalisé afin de pouvoir reconstruire ultérieurement les profils et champs de vitesse. Deux campagnes de mesures ont été réalisées, associées à deux maillages différents :

- ① Caractérisation des écoulements de sillage : elle a été réalisée en début de projet, en l'absence du système d'échappement. Elle correspond au plus grand nombre de mesures réalisées ;
- ② Caractérisation de l'influence du système d'éjection sur les résultats de la première campagne de mesures : certains points de mesures ont été repris en présence du tube d'échappement et de l'écoulement d'éjection dans le sillage des maquettes.

4.1.3.1 Maillage pour la caractérisation des écoulements de sillage (en l'absence du système d'échappement)

La discrétisation des mesures de l'écoulement de sillage des trois maquettes $\varphi = 0^\circ, 25^\circ$ et 35° dans un plan longitudinal $z^* = cte$ est visible aux points d'intersection du quadrillage (Figure 4.5).

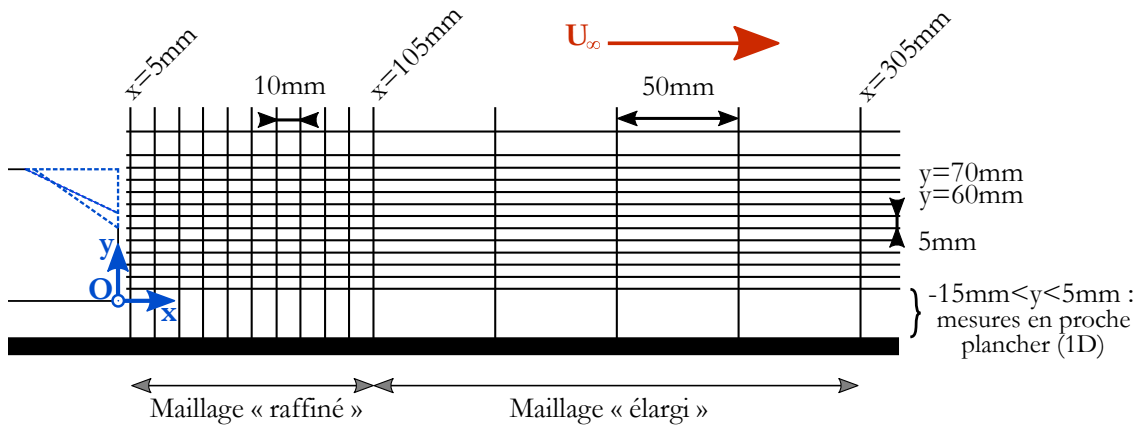


FIGURE 4.5: Maillage effectué pour la caractérisation des écoulements de sillage (en l'absence du système d'échappement) des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ, \varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, dans un plan longitudinal $z^* = cte$ (vue de côté)

On distingue deux zones dans le maillage réalisé :

- ⊙ Maillage dit « raffiné » englobant la zone de recirculation : il couvre l'intervalle $0,09 \leq x^* \leq 1,94$, sachant que la longueur de recirculation maximale relevée dans la littérature correspond à $L_R^* \approx 1,5$ pour la configuration à $\varphi = 0^\circ$. Dans cette zone, le pas de mesure horizontal est de $10mm$ tandis qu'il est de $5mm$ verticalement. Le maillage est volontairement raffiné car les recirculations sont le siège des structures tourbillonnaires principales. La limite inférieure $x^* = 0,09$ ne peut pas être réduite sous peine d'interruption des faisceaux LASER incidents par l'arrière des maquettes.
- ⊙ Maillage dit « élargi » pour le sillage hors zone de recirculation : il couvre la zone $1,94 \leq x^* \leq 5,65$. Dans cette zone, le pas de mesure horizontal est de $50mm$ tandis qu'il reste de $5mm$ verticalement. En dehors des zones de recirculation nous nous autorisons à élargir le maillage de manière à pouvoir mesurer un volume d'écoulement plus grand pour un temps donné.

On notera également la zone $y < 5mm$ correspondant aux mesures en proche plancher où seule la composante u a pu être mesurée (cf. Chapitre 3). Dans cette zone, la discrétisation spatiale réalisée

est décrite dans le tableau 4.2. On rappelle que dans cette zone où le maillage est très resserré, les temps d'acquisition associés sont de 10s.

Distance du plancher [mm]	Espacement vertical [mm]	Nombre de points
$-15 \leq y \leq -13$	0,25	9
$-12,5 \leq y \leq -9$	0,5	8
$-8 \leq y \leq -5$	1	4
$-3 \leq y \leq 5$	2	5

TABLEAU 4.2: Maillage vertical effectué pour les mesures de proche plancher (mesure de u uniquement) pendant des temps d'acquisition $T = 10s$

La figure 4.6 établit quant à elle une vue transversale $x^* = cte$ du maillage effectué, mettant ainsi en évidence les 4 plans de mesures $z^* \in [0; -0,23; -0,45; -0,68]$ effectués.

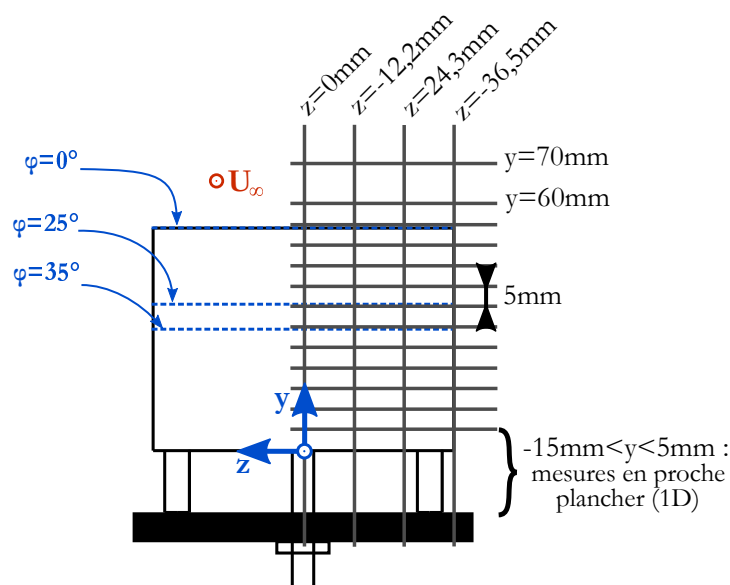


FIGURE 4.6: Maillage effectué pour la caractérisation des écoulements de sillage (en l'absence du système d'échappement) des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, dans un plan transversal $x^* = cte$ (vue de derrière)

Par ailleurs, nous avons vu au chapitre 2 que l'écoulement sur les lunettes des maquettes $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ est déterminant puisqu'il conditionne les propriétés de l'écoulement de sillage qui s'ensuit. Le maillage réalisé sur la lunette de chacune des configurations est visible figure 4.7. On précise que les 4 plans longitudinaux $z^* \in [0; -0,23; -0,45; -0,68]$ ont été mesurés. Plus de détails sur les coordonnées des points de mesure sont donnés dans le tableau 4.3.

Chapitre 4.

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

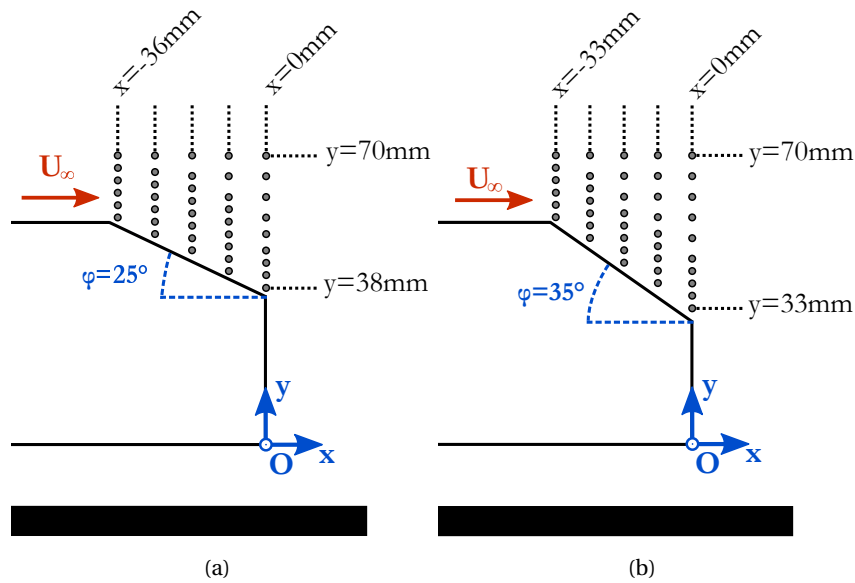


FIGURE 4.7: Maillage effectué pour la caractérisation des écoulements de sillage (en l'absence du système d'échappement) sur les lunettes des corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, dans les plans longitudinaux $z^* \in [0; -0,23; -0,45; -0,68]$: (a) Configuration $\varphi = 25^\circ$, (b) Configuration $\varphi = 35^\circ$

		x [mm]									
		$\varphi = 25^\circ$					$\varphi = 35^\circ$				
		-36	-27	-18	-9	0	-33	-25	-17	-8	=0
y [mm]	55	55	51	47	42	38	55	50	44	39	33
	58	58	54	50	45	41	58	53	47	42	36
	61	61	57	53	48	44	61	56	50	45	39
	64	64	60	56	51	47	64	59	53	48	42
	67	67	63	59	54	51	67	62	56	51	45
	70	70	66	62	57	55	70	65	60	55	50
	-	-	70	65	60	60	-	70	65	60	55
	-	-	-	70	65	65	-	-	70	65	60
	-	-	-	-	70	70	-	-	-	70	65
	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	70

TABLEAU 4.3: Détails du maillage spatial dans les plans longitudinaux $z^* \in [0; -0,23; -0,45; -0,68]$ effectué sur les lunettes des corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$

On précise que la réalisation de ces 5779 points de mesure a nécessité 66,4 heures de temps d'acquisition (hors manipulation et réglages). Le système de traverse n'étant que 2D au moment de cette étude, les réglages du système de traverse pour la mesure de chaque nouveau plan z (parallélisme, origine, inclinaison ou non de la traverse) représentaient un temps non négligeable. Ainsi, le nombre de plans en z a été volontairement limité afin de les concentrer sur une demi-largeur et limiter ainsi les temps de mesures. Les résultats concernant l'autre demi-largeur des maquettes pourront potentiellement être obtenus par symétrie, hypothèse qui est discutée dans le chapitre 5.

4.1.3.2 Maillage pour la caractérisation de l'influence du système d'échappement

On rappelle que cette seconde campagne de mesures a pour but de caractériser l'influence de la présence du tuyau d'échappement et du débit éjecté sur les résultats de la première campagne. Pour cette seconde campagne, il a été choisi de réduire dans un premier temps le nombre de points de mesures. Au regard de l'impact mesuré du système d'échappement à la fois sur l'écoulement caractérisé en son absence et sur la symétrie de l'écoulement, ce choix se sera avéré pertinent (cf. Chapitre 5). Par ailleurs, la lunette étant hors influence du système d'échappement, les mesures sur ces dernières n'ont pas été reprises.

Les points de mesures repris dans un plan longitudinal $z = cte$ sont mis en surbrillance en jaune sur la figure 4.8. Étant donné que la longueur de recirculation relevée pour la maquette $\varphi = 25^\circ$ est courte, de 0,74 en moyenne (cf. Chapitre 2), les points en vert ont également été mesurés mais pour cette configuration exclusivement.

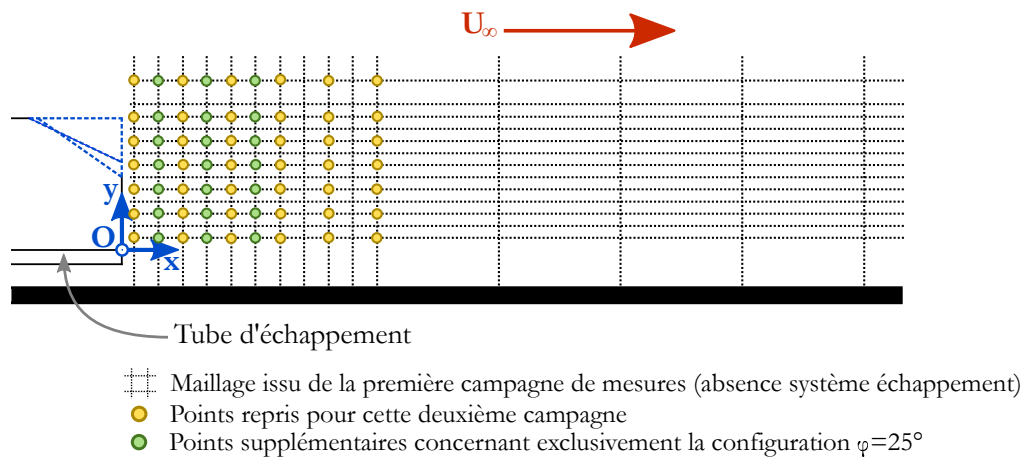


FIGURE 4.8: Maillage effectué pour la caractérisation de l'influence du système d'échappement, dans un plan longitudinal $z = cte$ des corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ (vue de profil)

Les points de mesure repris dans un plan transversal $x^* = cte$ sont mis en surbrillance en jaune sur la figure 4.9.

A ce moment du projet, la traverse du système LDV était équipée de son 3^{ème} axe. Ainsi en plus des plans initiaux $z^* \in [0; -0,23; -0,45; -0,68]$, les deux plans opposés $z^* = +0,23$ et $z^* = +0,45$ ont également été mesurés afin d'avoir des informations et ainsi étudier l'hypothèse de la symétrie de l'écoulement. On notera que les mesures proches plancher n'ont pas été refaites pour cette seconde campagne, puisque cette zone n'a également pas pu être mesurée pour la campagne de mesure des champs de concentration (cf. Chapitre 3). On précise que 18,4 heures de temps d'acquisition (hors manipulation et réglages) ont été nécessaires à la réalisation de ces 735 mesures.

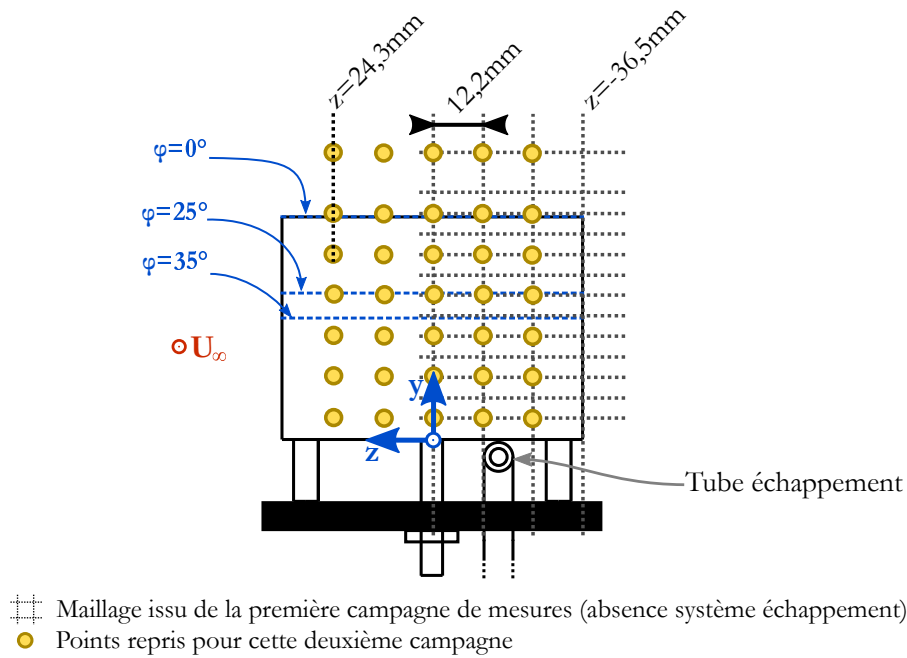


FIGURE 4.9: Maillage effectué pour la caractérisation de l'influence du système d'échappement, dans un plan transversal $x^* = cte$ des corps d'Ahed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ (vue de derrière)

4.2 Campagne de mesure des champs de concentration des PUF dans le sillage des maquettes

Nous nous intéressons dans cette section exclusivement à la campagne de mesure des champs de concentration des PUF dans le sillage des maquettes. Dans un premier temps, nous développons les méthodes de calcul des concentrations finales à partir des courants bruts mesurés par le système ELPI^{MD}. Nous expliquons ensuite le choix du temps d'acquisition pour nos mesures et détaillons l'étude de sensibilité des résultats sur la longueur des sondes intrusives. Enfin, nous terminons par décrire le maillage spatial réalisé.

4.2.1 Traitement des données de concentration

Nous divisons cette partie en deux points. D'abord la conversion des données de courant en données de concentration est présentée. Ensuite la méthodologie d'acquisition et de traitement pour calculer les concentrations moyennes finales en retranchant notamment les niveaux de fond est développée.

4.2.1.1 Conversion des données de courant en concentration

Le système ELPI^{MD}, comme nous l'avons vu (section 3.4.2), délivre les courants mesurés par les électromètres à chaque étage de l'impacteur. Ces courants sont proportionnels aux nombres de particules ayant impacté les différents plateaux de collection. En notant X la fonction de transfert reliant le courant mesuré I à la concentration en nombre des particules $C(t)$, on obtient pour un étage i la relation suivante :

$$C_i(t) = I_i(t)X_i \quad (4.6)$$

La valeur de la fonction de transfert X_i à chaque étage i est l'inverse de l'efficacité du chargeur, en $fA^{-1}.cm^{-3}$, prise au diamètre moyen $d_{m,i}$ associé à cet étage (Dekati (2010)) :

$$X_i(d_{m,i}) = \begin{cases} 1/(4,4800.(d_{m,i})^{1,9087}) & \text{si } d_{m,i} < 0,095\mu m \\ 1/(1,2930.(d_{m,i})^{1,3810}) & \text{si } 0,095\mu m < d_{m,i} < 1,196\mu m \\ 1/(1,3529.(d_{m,i})^{1,1308}) & \text{si } d_{m,i} > 1,196\mu m \end{cases} \quad (4.7)$$

On notera que l'efficacité du chargeur inclut les facteurs décrivant la charge moyenne par particule, la fraction de particules chargées, la probabilité de pénétration des particules à travers le chargeur ainsi que le débit (Keskinen et al. (1992), Marjamäki et al. (2000)). Dans l'équation 4.7, le diamètre moyen d_m est défini par sur la base des diamètres de Stokes de coupure, $d_{s,50\%}$ (Équation 4.8) car le processus de chargement des particules dépend de ce dernier (Dekati, 2010).

$$d_{m,i} = \sqrt{d_{s,50\%,i} \times d_{s,50\%,i+1}} \quad (4.8)$$

Où l'indice i fait référence au numéro de l'étage associé.

Pour calculer les diamètres de coupure de Stokes $d_{s,50\%}$ à partir de ceux aérodynamiques $d_{a,50\%}$, l'utilisateur a recours à l'équation 1.22 définie au Chapitre 1. La densité $d = 2,23$ des particules en graphite mesurées est un paramètre important à prendre en compte dans le traitement des données (Coudray et al., 2008).

Le tableau 4.4 recense finalement les valeurs de $d_{a,50\%}$, $d_{s,50\%}$, d_m ainsi que celles de la fonction de transfert X selon l'étage de l'impacteur.

Étage	$d_{a,50\%} [\mu m]^1$	$d_{s,50\%} [\mu m]$	$d_m [\mu m]$	$X [fA^{-1}.cm^{-3}]$
1	0,030	0,014	0,021	88,675
2	0,063	0,031	0,042	25,893
3	0,109	0,057	0,074	12,000
4	0,173	0,096	0,122	6,464
5	0,267	0,156	0,197	3,581
6	0,407	0,249	0,321	1,927
7	0,655	0,414	0,522	1,021
8	1,021	0,659	0,844	0,549
9	1,655	1,082	1,341	0,330
10	2,520	1,661	2,121	0,198
11	4,085	2,709	3,439	0,115
12	6,560	4,366	5,393	0,069
13	9,990	6,663	-	-

¹ Données du constructeur (Dekati, 2010)

TABLEAU 4.4: Fonction de transfert X associée à chaque étage de l'ELPI^{MD} et caractéristiques associées

4.2.1.2 Traitement des données de concentration

Nous développons ici le traitement des données de concentration en nombre qui est effectué. Chaque acquisition donne accès à 12 séries i correspondant aux valeurs des concentrations en nombre $C_i(t)$ associées à chaque étages i . Rappelons que les acquisitions se font à la fréquence $f_a = 1Hz$. Commençons par définir une 13^{ième} série de données $C_t(t)$, correspondant à la somme des concentrations en nombre des 12 étages mesurés :

$$C_t(t) = \sum_{i=1}^{12} C_i(t) \quad (4.9)$$

Chapitre 4.

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

Prenons l'exemple d'une mesure réalisée au point $(2,89;0,15;0,31)$ dans le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ (Figure 4.10). L'évolution des données brutes de cette acquisition des concentrations en nombre $C_i(t)$, correspondant aux 12 étages ainsi qu'au total, est représentée sur la figure 4.11. On remarque que ce sont les premiers étages qui contribuent majoritairement à la concentration totale, étant donné qu'ils correspondent à la gamme de taille des PUF principalement générées par le système PALAS^{MD} (cf. Chapitre 3).

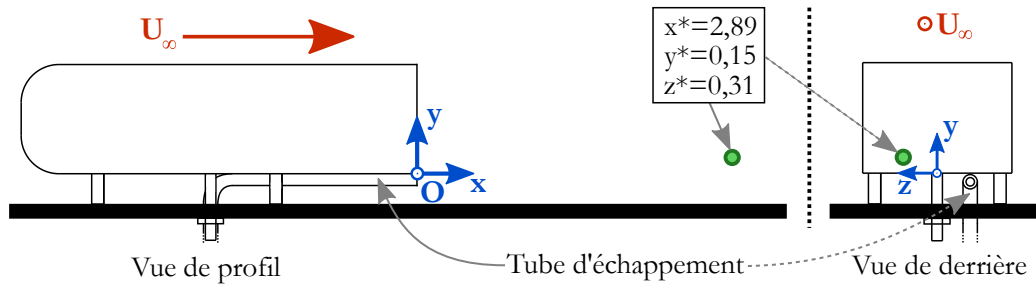


FIGURE 4.10: Position du point $(2,89;0,15;0,31)$ du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ auquel est donné l'exemple des signaux de concentration (Figure 4.11)

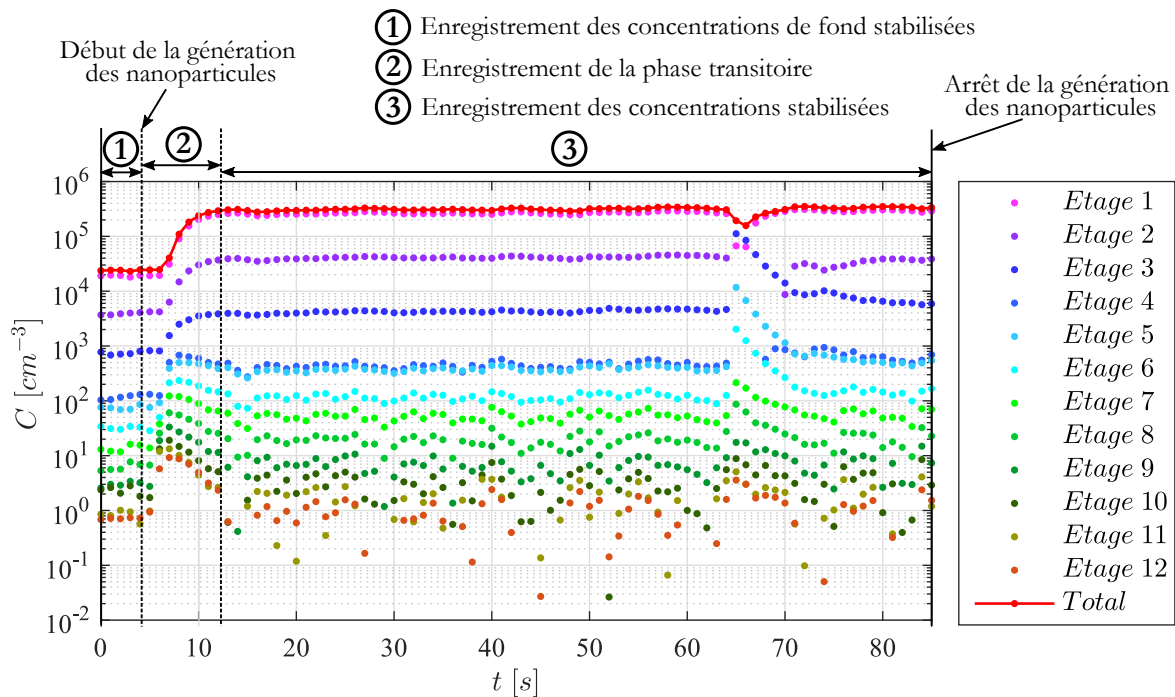


FIGURE 4.11: Exemple type des données brutes de concentration en nombre $C_i(t)$ lors d'une acquisition au point $(2,89;0,15;0,31)$ du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$. Mise en évidence des 3 phases d'enregistrement pour le calcul des niveaux de fond $\bar{C}_{0,i}$ et des niveaux stabilisés $\bar{C}_{s,i}$ et $C'_{s,i}$.

Pour chaque acquisition, on procède en 3 phases qui sont mises en évidence sur la figure 4.11 :

- ① Phase d'enregistrement des niveaux de fond stabilisées sur une durée minimale de 3 secondes ($0 \leq t \leq 6s$ dans cet exemple). Cela nous permet de définir la concentration en nombre moyenne

de fond associée à chaque série i pour $0 \leq t \leq 3$ s par :

$$\bar{C}_{0,i} = \frac{1}{4} \sum_{j=1}^4 C_i(j) \quad (4.10)$$

Avec $j = 1$ qui correspond à la première mesure à $t = 0$. La question de la durée d'acquisition des niveaux de fond, en comparaison de celle de la phase ③, est évoquée à la fin de ce paragraphe.

- ② Phase transitoire ($6 \leq t \leq 12$ s dans cet exemple) qui commence au début de la génération des PUF,
- ③ Phase d'enregistrement des niveaux stabilisés, pendant une période minimale de 50 secondes après que la stabilisation est observée. La justification des 50 secondes sera explicitée dans la section suivante. En notant toujours N le nombre total de mesures effectuées, on définit alors les concentrations en nombre stabilisées, moyenne et fluctuante, associées à la série i :

$$\bar{C}_{s,i} = \frac{1}{50} \sum_{j=N-49}^N C_i(j) \quad (4.11)$$

$$C'_{s,i} = \sqrt{\frac{1}{50} \sum_{j=N-49}^N (C_i(j) - \bar{C}_{s,i})^2} \quad (4.12)$$

Ces 3 phases évoquées sont nécessaires au calcul des concentrations moyennes finales $\bar{C}_{f,i}$ que nous discuterons dans les résultats (cf. Chapitre 6). Pour ce faire, nous retranchons les concentrations de fond aux concentrations stabilisées pour lesquelles on a retiré les valeurs ayant un écart de plus ou moins 3 écarts-types à la moyenne. Ainsi,

$$\bar{C}_{f,i} = \underbrace{\frac{1}{\sum_{j=N-49}^N \xi_i(j)} \times \sum_{j=N-49}^N C_i(j) \xi_i(j)}_{\text{Concentration stabilisée sur les 50 dernières secondes et filtrée}} - \underbrace{\bar{C}_{0,i}}_{\text{Concentration de fond}} \quad (4.13)$$

Avec ξ_i défini pour chaque série i défini par :

$$\xi_i(j) = \begin{cases} 0 & \text{si } |C_i(j) - \bar{C}_{s,i}| > 3 \times C'_{s,i} \\ 1 & \text{si } |C_i(j) - \bar{C}_{s,i}| < 3 \times C'_{s,i} \end{cases} \quad (4.14)$$

La figure 4.12 reprend l'exemple de l'acquisition précédente et montre les définitions de $\bar{C}_{0,t}$, $\bar{C}_{s,t}$, $C'_{s,t}$ et ξ_t appliquées à la courbe de concentration totale $C_t(t)$.

Les niveaux de fond moyens varient de manière générale entre $\sim 10^1 \text{ cm}^{-3}$ (début d'une session de mesure) et $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (régime établi), et sont majoritairement de plusieurs ordres de grandeur inférieurs aux niveaux stabilisés qui sont mesurés. Ainsi, le retrait des niveaux de fond aux niveaux stabilisés (équation 4.13) contribuent relativement peu sur les niveaux finaux. C'est pourquoi leur acquisition est écourtée dans le temps, afin d'en avoir une estimation tout en optimisant les temps de mesures. En effet, nous verrons dans le chapitre 6 que leur estimation est d'une grande importance pour la question de la représentation des résultats.

Chapitre 4.

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

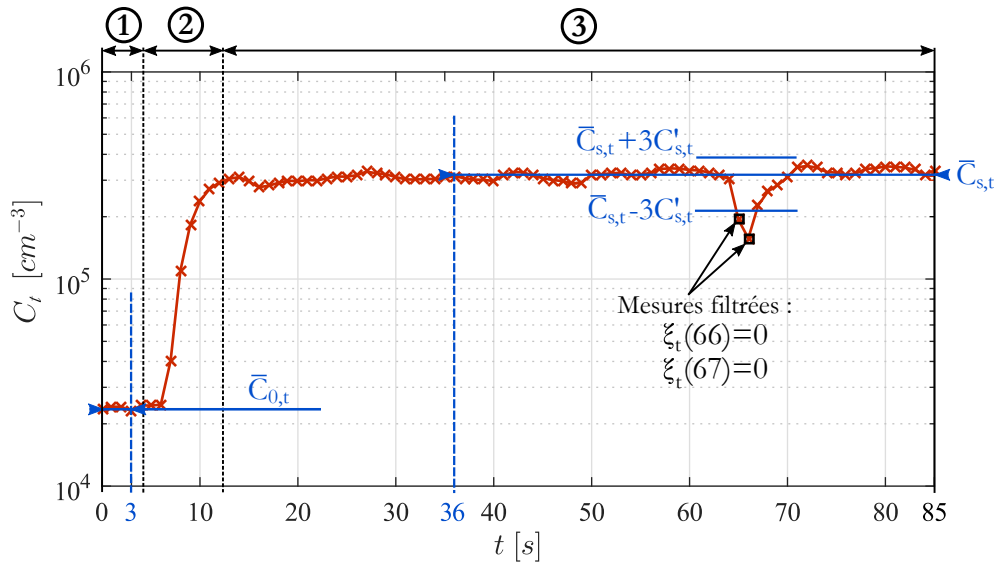


FIGURE 4.12: Évolution temporelle du total de concentration en nombre $C_t(t)$ au point $(2,89;0,15;0,31)$ du corps d'Ahedmed $\varphi = 0^\circ$. Mise en évidence de $\bar{C}_{0,t}$, $\bar{C}_{s,t}$, $C'_{s,t}$ et ξ_t pour le calcul de la concentration moyenne finale totale $\bar{C}_{f,t}$ (Équation 4.13)

4.2.2 Détermination du temps d'acquisition

Nous avons vu dans la section précédente que le calcul des concentrations en nombre finales $\bar{C}_{f,i}$ nécessite les statistiques des niveaux stabilisés $\bar{C}_{s,i}$ et $C'_{s,i}$ et du niveau de fond $\bar{C}_{0,i}$. Ainsi, pour que les valeurs de $\bar{C}_{f,i}$ soient précises, il est nécessaire que la durée de la phase de stabilisation soit suffisante pour que $\bar{C}_{s,i}$ et $C'_{s,i}$ aient convergé.

Dans cette section, nous étudions la convergence de $\bar{C}_{s,i}$ et $C'_{s,i}$ sur chacune des séries (12 étages et total) au point $(1,04;0,70;0)$ du sillage du corps d'Ahedmed $\varphi = 0^\circ$ (Figure 4.13). Ce point est en plein cœur des recirculations du proche sillage où les niveaux de concentration sont susceptibles de varier de manière plus importante qu'en sillage lointain.

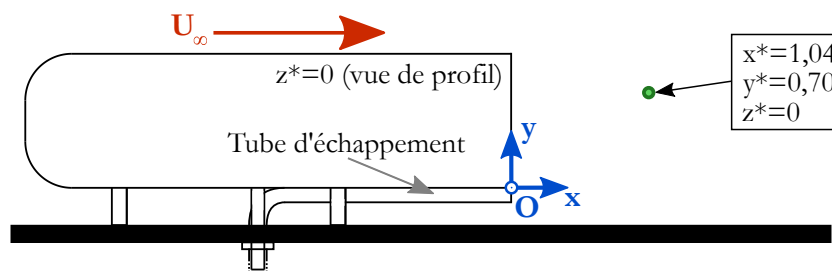


FIGURE 4.13: Position du point $(2,89;0,15;0,31)$ auquel est donné l'exemple des signaux de concentration (Figure 4.11)

De manière à automatiser le traitement des données, le calcul des statistiques se fait rétroactivement. Au lieu de détecter algorithmiquement le temps pour lequel les niveaux sont stabilisés et commencer le calcul des statistiques $\bar{C}_{s,i}$ et $C'_{s,i}$ sur un temps déterminé (que nous cherchons à définir), nous commençons leur calcul en commençant par la dernière valeur mesurée en remontant dans le temps. Ainsi, pour la recherche du temps nécessaire pour la convergence de $\bar{C}_{s,i}$ et $C'_{s,i}$, l'échelle

temporelle dans les figures 4.14 est inversée. A $t = T$ (fin de l'acquisition), les statistiques sont calculées seulement sur la dernière valeur mesurée. A $t = T - 9$, les statistiques sont calculées sur les 10 dernières valeurs mesurées et ainsi de suite. Les valeurs de référence $\bar{C}_{s,i,ref}$ et $C'_{s,i,ref}$ sont les valeurs des statistiques mesurées sur les 80 dernières valeurs (Tableau 4.5), durée de la phase de stabilisation pour cet essai.

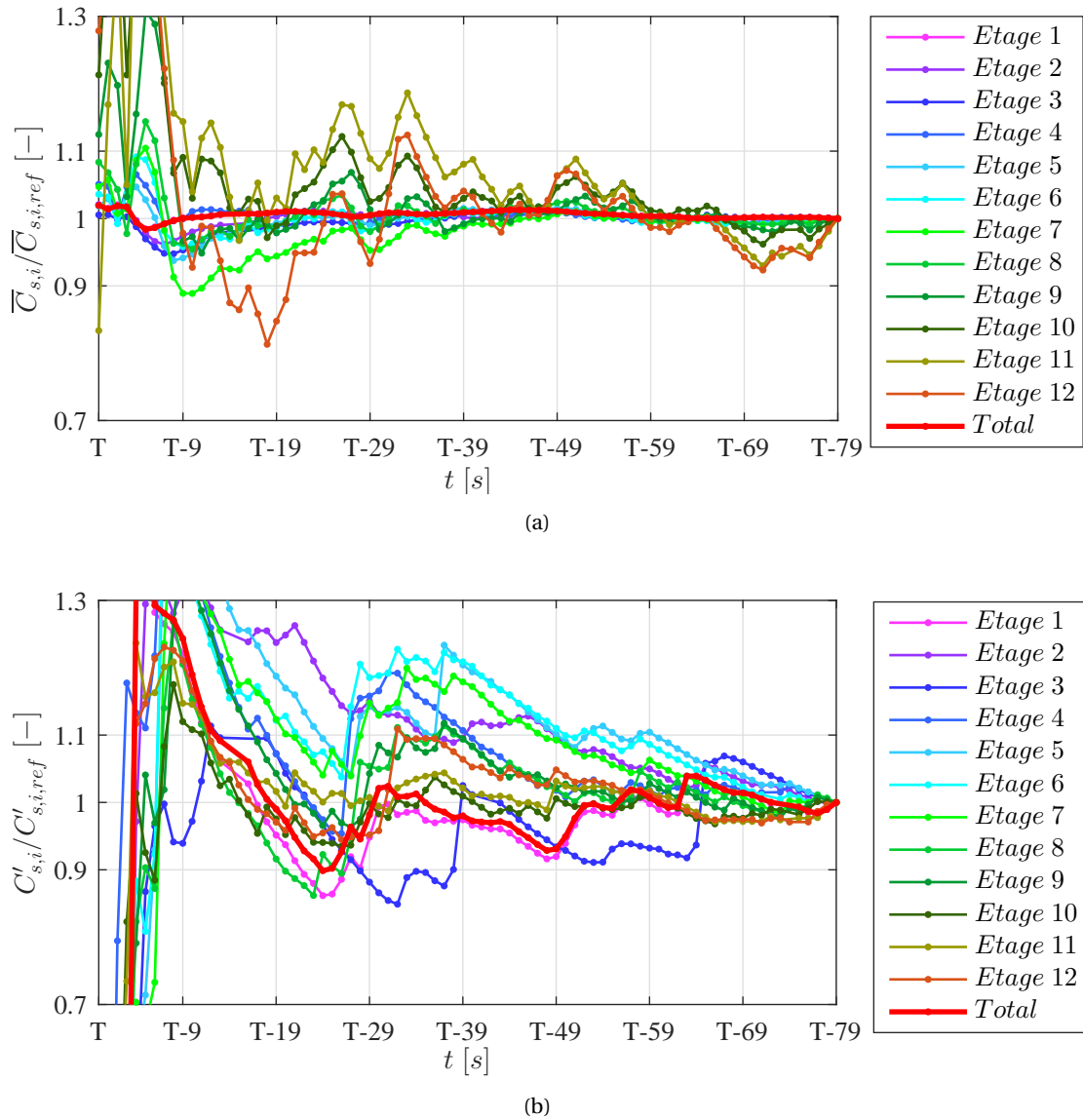


FIGURE 4.14: Convergence sur chacune des 13 séries au point (1,04;0,70;0) du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$:
 (a) $\bar{C}_{s,i}/\bar{C}_{s,i,ref}$ (a) $C'_{s,i}/C'_{s,i,ref}$

La figure 4.14(a) montre une convergence temporelle nette et rapide de $\bar{C}_{s,t}$, avec écart de 1,1% de la valeur de la référence pour un calcul sur les 50 dernières secondes. On notera que les étages 1 à 3 contribuent à 99,6% de la concentration totale mesurée (Tableau 4.5), et suivent la même tendance que la courbe totale. La convergence est également nette pour les autres étages à partir de $T - 49$, avec cependant des écarts aux valeurs finales plus élevés mais inférieurs à 8,8%. La figure 4.14(b) montre également une convergence des fluctuations $C'_{s,t}$ à partir de $T - 39$, avec des écarts aux valeurs finales

Chapitre 4.

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

inférieurs à 11,3% à partir de $T - 49$. Concernant la courbe totale, l'écart à la référence est alors de 9,3%.

Pour la suite des travaux, les statistiques $\bar{C}_{s,i}$ et $C'_{s,i}$ seront donc calculées sur les 50 dernières secondes de chaque acquisition et serviront à calculer $\bar{C}_{f,i}$ et $C'_{f,i}$ après filtrage et soustraction des niveaux de fond (section 4.2.1).

Étage	$\bar{C}_{s,i,ref} [cm^{-3}]$	$C'_{s,i,ref} [cm^{-3}]$
1	$7,76.10^5$	$2,75.10^4$
2	$1,45.10^5$	$6,47.10^3$
3	$1,73.10^4$	$9,78.10^2$
4	$1,54.10^3$	$1,35.10^2$
5	$1,14.10^3$	$1,13.10^2$
6	$3,07.10^2$	$4,76.10^1$
7	$1,24.10^2$	$2,75.10^1$
8	$4,66.10^1$	$1,31.10^1$
9	$1,51.10^1$	$6,91.10^0$
10	$5,04.10^0$	$3,27.10^0$
11	$1,99.10^0$	$1,92.10^0$
12	$1,18.10^0$	$1,15.10^0$
Total	$9,42.10^5$	$3,27.10^4$

TABLEAU 4.5: Moyennes de référence calculées sur 80s de $\bar{C}_{s,i,ref}$ et $C'_{s,i,ref}$ sur chacune des 13 séries, au point (1,04;0,70;0) du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$

4.2.3 Sensibilité des résultats à la longueur du coude des sondes d'aspiration

Nous avons vu au chapitre 3 que le plancher de la soufflerie a été retravaillé durant la thèse de manière à ajouter des percages dans les directions transversales. Le maillage dans la direction transversale z dépend donc de la position de ces trous. Concernant le maillage dans la direction verticale y , ce dernier dépend de la position verticale de la sonde, obtenue de manière aisée grâce au support de sonde. En revanche, afin de diminuer le pas de mesure dans la direction longitudinale x^* , des sondes de longueur de coude différente peuvent être utilisées.

Quatre longueurs de sonde ont été construites : 17mm, 25mm, 33mm et 50mm. L'objectif est de déterminer le nombre de sondes et leur longueur respective qui permettront d'avoir des résultats fiables (c'est à dire suffisamment de points de mesure) pour avoir une description fine des champs de concentration. Par ailleurs, les sondes étant intrusives et ajoutant des perturbations dans l'écoulement, les résultats ne doivent pas dépendre de la longueur des sondes utilisées.

La figure 4.16 montre l'évolution longitudinale de la concentration $\bar{C}_{f,t}$ en $y^* = 0,15$ dans le plan de symétrie $z^* = 0$ (Figure 4.15) mesurée avec les sondes de longueur 17mm, 25mm, 33mm et 50mm pour les 3 corps d'Ahmed. Ces mesures traversent la zone de recirculation en proche sillage, ce qui permet notamment d'observer des inversions de gradient de concentration que l'on doit s'assurer de bien pouvoir mesurer. La courbe en rouge passe par les points de mesure réalisés avec les sondes 25mm et 50mm.

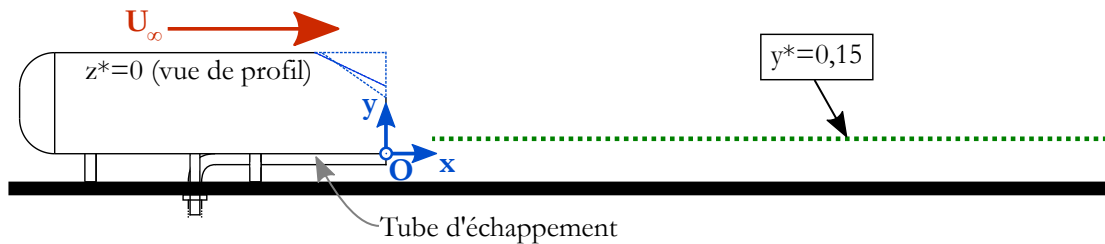


FIGURE 4.15: Position de la ligne virtuelle $y^* = 0,15$ dans le plan de symétrie $z^* = 0$ pour la mesure de l'évolution longitudinale de la concentration $\bar{C}_{f,t}$ avec les sondes de longueur 17 mm, 25 mm, 33 mm et 50 mm pour les 3 corps d'Achmed

Concernant le corps d'Achmed $\varphi = 0^\circ$ (Figure 4.16(a)), il est important de noter que les résultats des mesures faites avec chacune des sondes ne dépendent pas de la longueur des sondes utilisées, et ce malgré la perturbation engendrée dans l'écoulement. En effet, nous n'observons pas de différences majeures dans les profils de concentration en fonction des sondes utilisées, notamment au niveau de l'inversion du gradient observée en $x^* = 1,35$ puis en $x^* = 2,43$. Toutefois, une seule sonde ne suffit pas pour avoir une précision suffisante sur la tendance générale des profils. Par exemple, on remarque que seulement 3 sondes (17 mm, 25 mm et 33 mm) permettent de mesurer le minimum en $x^* = 1,35$ correspondant à $\bar{C}_{f,t} \approx 3,9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$. D'un autre côté, la sonde 50 mm permet de retrouver plus tôt le re-saut de concentration qui suit le minimum, en $x^* = 1,96$. Ainsi, en considérant l'utilisation des sondes 25 – 50 mm (courbe en rouge), l'espacement régulier et plus resserré du pas de mesure permet de retrouver la tendance générale avec en particulier un encadrement correct du minimum.

A propos du corps d'Achmed $\varphi = 25^\circ$ (Figure 4.16(b)), l'allure du profil de concentration est similaire à celle précédente mais accentuée, avec un minimum en $x^* = 1,5$ puis un second maximum décalé en $x^* = 3,35$. Les tendances se confondent suivant les longueurs de sonde, mais encore une fois une seule sonde ne suffit pas à reproduire précisément l'allure du profil. La sonde 50 mm ne permet pas de mesurer le minimum en $x^* = 1,5$ mais est la seule à capter le maximum en proche culot. Néanmoins, l'utilisation du couple de sondes 25 – 50 mm semble encore une fois permettre de reproduire fidèlement la tendance générale du profil de concentration.

Enfin, le corps d'Achmed $\varphi = 35^\circ$ (Figure 4.16(c)) montre une allure du profil de concentration différente, avec une augmentation de la concentration pour $x^* < 0,72$ puis une diminution. L'utilisation du couple de sonde 25 – 50 mm confirme encore une fois la bonne représentativité de l'allure générale.

Pour conclure cette étude, les mesures de concentration ne semblent pas sensibles à la longueur des 4 sondes à disposition, malgré le caractère intrusif des mesures engendrant des perturbations dans l'écoulement. Par ailleurs, on remarque que l'utilisation de deux longueurs de sonde 25 – 50 mm suffit à décrire les profils de concentration fidèlement. Dans la suite de l'étude, le couple de sonde 25 – 50 mm sera utilisé pour mener à bien la campagne de mesure des concentrations.

Chapitre 4.

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

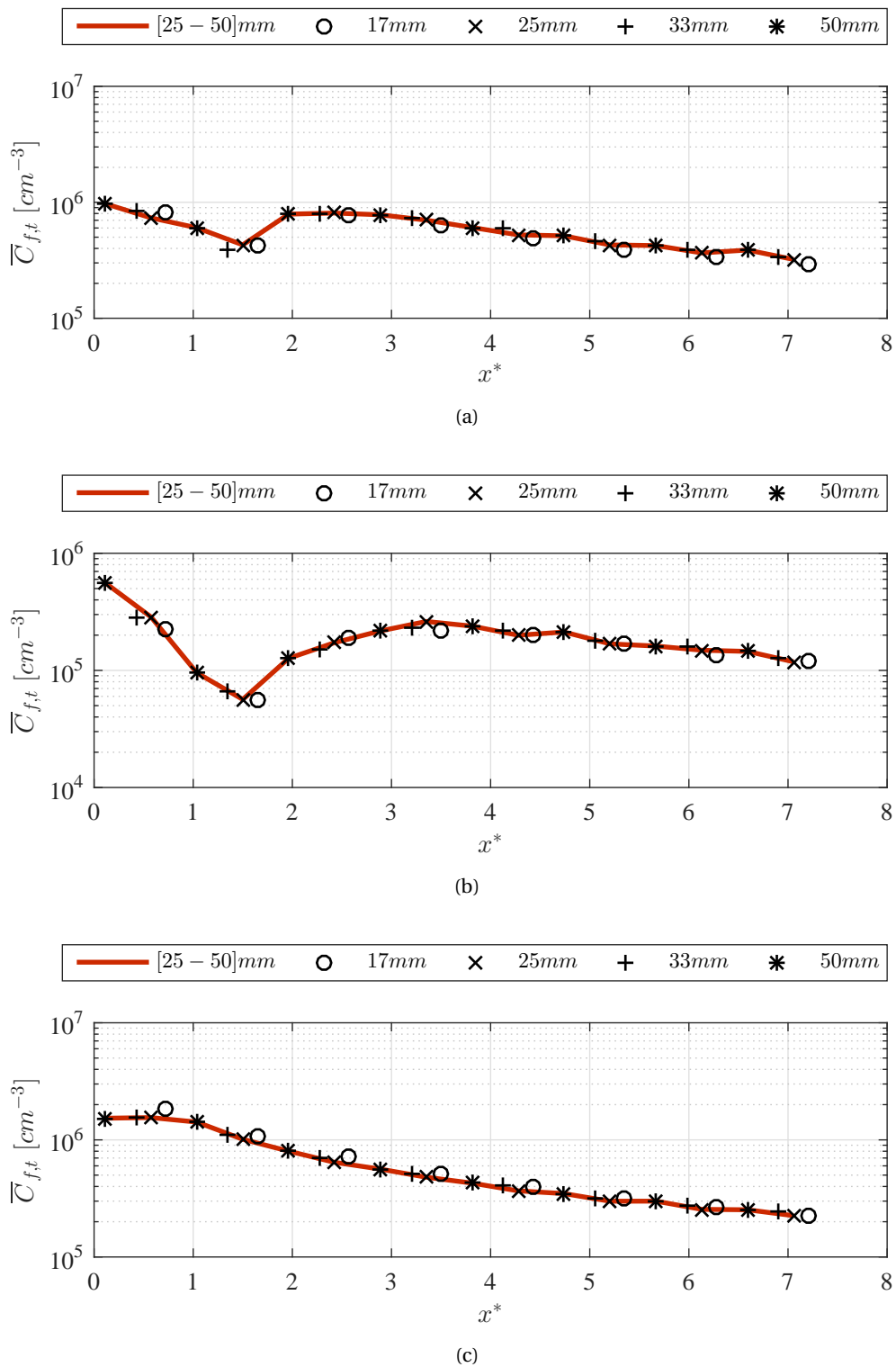


FIGURE 4.16: Évolution longitudinale de la concentration $\bar{C}_{f,t}$ en $y^* = 0,15$ dans le plan de symétrie $z^* = 0$ mesurée avec les sondes de longueur 17mm, 25mm, 33mm et 50mm. La courbe en rouge passe par les points de mesure réalisés avec les sondes 25mm et 50mm : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

4.2.4 Maillage spatial

La technique ELPI^{MD} étant aussi assimilée à des mesures ponctuelles, un maillage spatial du sillage des maquettes a dû être réalisé afin de pouvoir reconstruire ultérieurement les profils et champs de concentration.

La discrétisation du sillage des trois maquettes $\varphi = 0^\circ$, 25° et 35° est visible aux points d'intersection du quadrillage noir, figure 4.17.

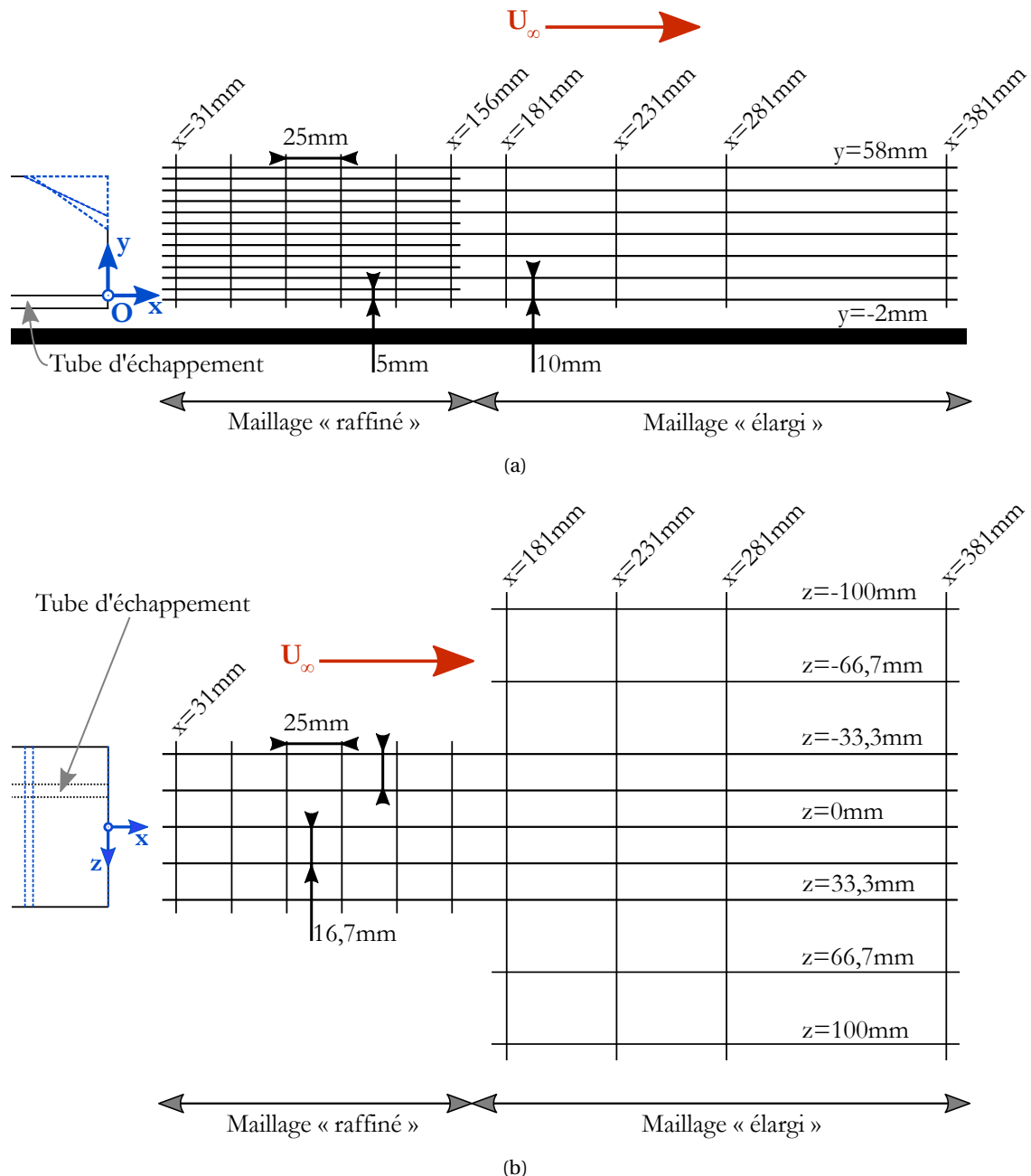


FIGURE 4.17: Maillage effectué pour les mesures de concentration dans le sillage des corps d'Ahed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$: (a) Vue de profil dans le plan de symétrie $z^* = 0$, (b) Vue de dessus des différents plans z^* mesurés

La figure 4.17(a) montre le maillage effectué dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Une fois de plus, il a été choisi de séparer le maillage en 2 parties :

Chapitre 4.

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

- ⊙ Maillage dit « raffiné » en zone proche de la recirculation : il couvre la zone $0,57 \leq x^* \leq 2,89$. Dans cette zone, le pas de mesure vertical est de 5mm tandis qu'il est de 25mm horizontalement. Ce pas horizontal de 25mm est obtenu par l'utilisation des sondes de longueur 25mm et 50mm . On notera que la limite inférieure verticale $y^* = -2\text{mm}$ est le minimum possible compte tenu du rayon de courbure des coudes des sondes (cf. Chapitre 3). Concernant le maillage transversal (Figure 4.17(b)), 5 plans z^* sont réalisés : $0, \pm 0,31$ et $\pm 0,62$. Conformément à ce qui a été mis en évidence au chapitre 2, cette zone couvre entièrement et plus largement les recirculations de l'écoulement de sillage, siège des structures turbulentes principales;
- ⊙ Maillage dit « élargi » pour le sillage plus lointain : il couvre la zone $2,89 \leq x^* \leq 7,06$. Dans cette zone, le pas de mesure vertical est élargi à 10mm verticalement. Concernant le maillage transversal (Figure 4.17(b)), le développement des structures tourbillonnaires longitudinales présentes pour certaines géométries nous a amené à augmenter le nombre de plans z^* à 7 : $0, \pm 0,62, \pm 1,24$ et $\pm 1,85$. Par ailleurs, nous avons élargi l'espacement horizontal à 50mm puis 100mm .

On précise par ailleurs que le temps d'acquisition total (hors temps de manipulation et réglages) de cette campagne de mesure des concentrations pour l'ensemble des 1926 points de mesures est de 43h environ. Rappelons qu'il ne reflète pas le temps réel de manipulation, puisque chaque changement de point de mesure nécessite l'intervention de l'utilisateur pour repositionner la sonde.

4.3 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous nous sommes d'abord concentrés sur la campagne de mesure des champs de vitesses.

Dans un premier temps, nous avons évoqué le traitement des données LDV pour le calcul des propriétés des écoulements de sillage. La nouvelle technique de traitement développée lors de cette thèse constitue un résultat important de ces travaux. Elle est détaillée dans l'annexe B par soucis de clarté et de concision. Cette méthode a pour but de limiter les erreurs statistiques liées aux conditions d'ensemencement dans le calcul des propriétés d'un écoulement.

Dans un second temps, nous avons déterminé les temps d'acquisition pour les mesures LDV : 10 secondes pour les mesures de u en proche plancher, 90 secondes pour les mesures 2D (u et v) dans la zone $y > 5\text{mm}$.

Le maillage spatial a été évoqué dans un troisième temps, séparant une zone raffinée proche du culot permettant de capter précisément la zone de recirculation du proche sillage et une zone élargie en sillage lointain. Par ailleurs, la campagne de mesure des vitesses est scindée en 2 parties : la première a été réalisée en début de thèse (absence du système d'échappement) et a pour but de caractériser les écoulements de sillage, la deuxième devant reprendre certains points pour étudier l'influence du système d'échappement sur les résultats trouvés dans la première campagne.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes concentrés sur la campagne de mesure des concentrations.

Nous avons vu le traitement des données depuis la conversion des courants en données de concentration, jusqu'à la stratégie de calculs des concentrations finales après retranchement des niveaux de fond.

La détermination des temps d'acquisition a été effectuée, la phase de stabilisation des niveaux de concentration devant durer au minimum 50 secondes.

L'étude de la sensibilité des résultats à la longueur du coude des sondes d'aspiration a montré que l'utilisation des sondes de 25mm et 50mm permettait de décrire fidèlement l'allure des profils de concentration dans le sillage des maquettes.

Enfin, le maillage spatial a été évoqué, avec une première zone raffinée proche du culot des maquettes et une deuxième zone élargie en sillage lointain.

Au final, nous avons porté une attention particulière aux méthodes expérimentales employées. Bien que les résultats en dépendent fortement, il est parfois difficile d'en trouver les détails dans les études publiées. En plus de la définition des méthodes de traitement, des paramètres d'acquisition ou encore du maillage effectué, un important travail - déjà évoqué - d'étude de l'écoulement à vide de la veine d'essais a été réalisé (cf. Annexe A). Les conditions expérimentales étant maintenant bien définies, nous discutons dans la partie III les résultats concernant la caractérisation des écoulements de sillage ainsi que de la phase dispersée dans le sillage des trois corps d'Ahmed.

Chapitre 4.

Traitement des données, études de sensibilité et méthodologie des mesures

Troisième partie

Résultats

Chapitre 5

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d’Ahmed

CETTE PARTIE III est consacrée aux résultats répondant à la problématique principale de cette thèse. C’est la raison pour laquelle, par soucis de clarté, les résultats de l’étude de la caractérisation de l’écoulement à vide de la veine d’essais sont placés en annexe A, tout comme ceux répondant à la problématique du traitement des données LDV, placés en annexe B. Dans ce chapitre, nous développons les résultats associés à la campagne de mesures des champs de vitesses dans le sillage des corps d’Ahmed. L’objectif est de décrire les propriétés des écoulements de sillage et des structures tourbillonnaires, que nous mettons en relation ensuite avec les données trouvées dans la littérature et recensées dans le chapitre 2. Dans un premier temps, nous analysons les résultats de la campagne de mesure faite en début de projet, en l’absence du système d’échappement. Ensuite, des mesures complémentaires PIV dans des plans différents, réalisées au CORIA (Rouen), dans des conditions expérimentales similaires, permettent de compléter les résultats. Dans un troisième temps, nous étudions l’influence du système d’échappement sur les résultats identifiés dans le premier temps.

Sommaire

5.1	Écoulements de sillage en l’absence du système d’échappement	129
5.1.1	Champs des grandeurs moyennes	130
5.1.2	Champs des grandeurs turbulentes	138
5.2	Mesures PIV complémentaires réalisées au CORIA	143
5.2.1	Mesures réalisées au CORIA	143
5.2.2	Comparaison des mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA)	147
5.2.3	Informations complémentaires données par la PIV	151
5.3	Influence du système d’échappement sur les écoulements de sillage mesurés	156
5.4	Conclusion du chapitre	161

5.1 Écoulements de sillage en l’absence du système d’échappement

Cette section fait référence à la première campagne de mesure des vitesses, réalisées en début de thèse et donc en l’absence du système d’échappement. Nous analysons dans un premier temps les grandeurs moyennes de l’écoulement, puis dans un second temps les grandeurs turbulentes. Compte tenu du nombre de maquettes, de plans et de grandeurs étudiés, on s’intéressera principalement au plan de symétrie $z^* = 0$. Des visualisations 3D supplémentaires sont disponibles pour le lecteur dans l’annexe C.1.

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

5.1.1 Champs des grandeurs moyennes

Dans un premier temps, nous analysons la couche limite en fin de pavillon au point $x^* = -0,80$ et dans le plan de symétrie $z^* = 0$ (Figure 5.1). Le point $x^* = -0,80$ se trouve proche des arêtes pavillon/lunette de la configuration à $\varphi = 25^\circ$ qui se trouve en $x^* = -0,70$ et en $x^* = -0,63$ pour la configuration $\varphi = 35^\circ$.

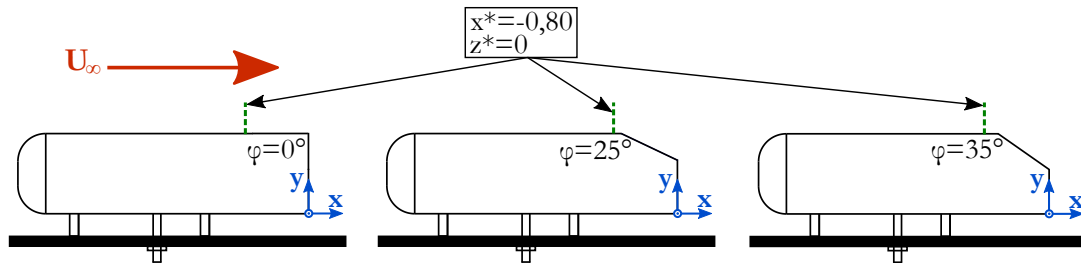


FIGURE 5.1: Schéma de positionnement des mesures de couche limite situées en $x^* = -0,80$ et $z^* = 0$ sur le pavillon des 3 maquettes

Concernant les profils de vitesse \bar{u}^* (Figure 5.2(a)), ils sont similaires pour les configurations $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$. On peut expliquer cela par le fait que la géométrie de l'avant et du pavillon de ces deux maquettes sont identiques. Par ailleurs, la fin du pavillon constitue autant pour le cas $\varphi = 0^\circ$ que $\varphi = 35^\circ$ le point de décollement de l'écoulement. En effet, nous verrons juste après que l'écoulement se sépare de la lunette au niveau de la fin du pavillon de la géométrie à $\varphi = 35^\circ$. En revanche, cela ne semble pas être le cas pour la géométrie à $\varphi = 25^\circ$ qui montre un comportement différent de la couche limite en fin de pavillon. On remarque une vitesse plus importante au sein de la couche limite, pouvant atteindre des écarts de $0,2U_\infty$ par rapport aux autres configurations. Par ailleurs, on observe un pic de vitesse de $1,15U_\infty$ en $y^* = 1,30$ alors que la vitesse asymptotique de $1,1U_\infty$ n'est jamais dépassée pour les autres configurations. On notera que ce pic de vitesse a également été observée par Thacker (2010) dans son étude expérimentale de la géométrie $\varphi = 25^\circ$. Il associe ce pic de vitesse à l'attachement de l'écoulement sur la lunette, provoquant son accélération au contournement de l'arête pavillon/lunette. Cet attachement de l'écoulement sur la lunette à $\varphi = 25^\circ$ sera confirmé plus en aval.

Le tableau 5.1 rassemble l'épaisseur δ , l'épaisseur de déplacement δ_1 et l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 de la couche limite au même point $x^* = -0,80$ selon les 3 configurations testées. La définition de chacune de ces grandeurs et du facteur de forme H est rappelée dans l'annexe A.1.1.

φ	δ [mm]	δ_1 [mm]	δ_2 [mm]	H [-]
0°	13,0	2,38	1,55	1,53
25°	13,5	1,09	0,65	1,68
35°	13,5	2,29	1,54	1,49

TABLEAU 5.1: Propriétés de la couche limite sur le pavillon des 3 maquettes en $x^* = -0,80$ et $z^* = 0$: épaisseur δ , épaisseur de déplacement δ_1 , épaisseur de quantité de mouvement δ_2 et facteur de forme H

Les épaisseurs de couche limite sont similaires pour chacune des 3 maquettes et valent aux alentours de 13mm, correspondant à une épaisseur normalisée $\delta^* = 0,24$. Les facteurs de forme H sont compris entre 1,49 et 1,68 qui constituent des valeurs plus proches d'une couche limite turbulente ($H \approx 1,29$, cf. Annexe A.1.1) que laminaire ($H \approx 2,60$, cf. Annexe A.1.1). Dans la littérature, les facteurs de forme ont été trouvés plus proches de 1,2 – 1,4 (Thacker (2010), Lahaye (2014), Barros (2015)).

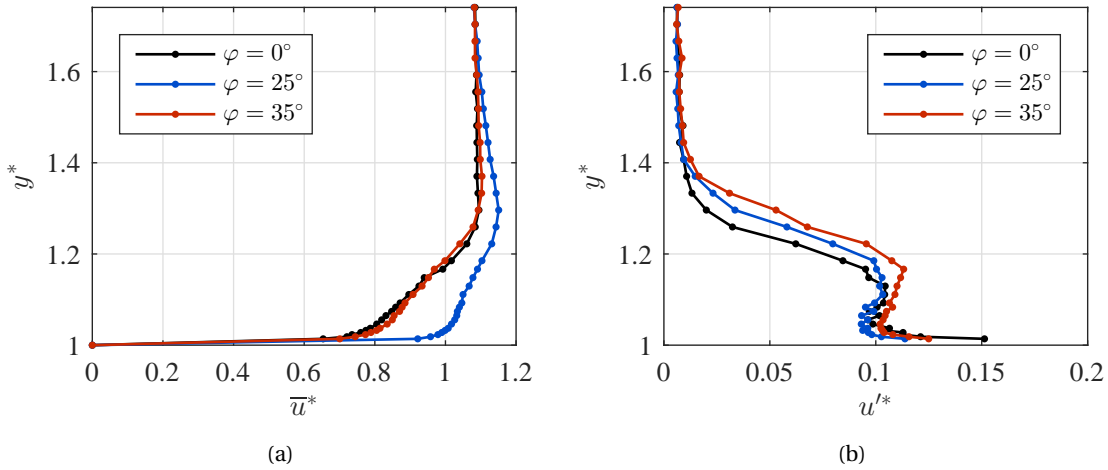


FIGURE 5.2: Propriétés de la couche limite sur le pavillon des 3 maquettes en $x^* = -0,80$ et $z^* = 0$: (a) \bar{u}^* , (b) u'^*

Concernant l'intensité de turbulence u'^* au sein de la couche limite (Figure 5.2(b)), les profils sont une nouvelle fois similaires entre les différentes maquettes. Les maxima de $0,10U_\infty$ à $0,11U_\infty$ suivant les maquettes sont comprises au sein de la couche limite ($y^* < \delta^*$). Ces fluctuations pourraient être associées à d'éventuelles perturbations liées au décollement de la couche limite au contournement de la face avant des maquettes, convectées ensuite vers l'aval (Barros, 2015). Loin de la paroi, on observe des taux de fluctuations $u'^* = 0,006$ qui correspondent aux niveaux de turbulence à vide de la veine d'essais (cf. annexe A).

A propos des mesures de vitesse dans le sillage des 3 maquettes, la figure 5.3 montre le module normalisé de la vitesse 2D, $\sqrt{\bar{u}^{*2} + \bar{v}^{*2}}$, ainsi que les vecteurs de la vitesse dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Nous rappelons que la mesure de v n'a pas pu être effectuée dans la zone proche plancher $y^* < 0,09$.

Concernant la maquette $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.3(a)), on remarque deux structures contrarotatives dans le proche sillage : celle supérieure dans le sens horaire, celle inférieure dans le sens anti-horaire. Ces deux structures identifiées au chapitre 2 seront analysées plus précisément juste après. Par ailleurs, on remarque que le sillage montre une certaine symétrie d'axe $y^* = 0,5$. Un important déficit de vitesse est à noter, associé aux structures tourbillonnaires, avec des modules inférieurs à $0,5U_\infty$ jusqu'à une distance $x^* = 2,45$. On trouve encore des vitesses inférieures à $0,77U_\infty$ en bordure du maillage pour $x^* = 5,65$.

Concernant la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.3(b)), on perd totalement la symétrie d'axe $y^* = 0,5$. On observe une forte déviation de l'écoulement vers le bas, laissant penser que l'écoulement sur la lunette reste attaché. On retrouve également les deux structures contrarotatives du proche sillage identifiées au chapitre 2 et déjà présentes pour la maquette $\varphi = 0^\circ$. La zone à faible module de vitesse est largement inférieure à celle précédente puisque pour $x^* > 1,61$, le module de la vitesse est partout supérieur à $0,77U_\infty$.

A propos de la maquette $\varphi = 35^\circ$ (Figure 5.3(c)), on observe un détachement de l'écoulement sur la lunette arrière, provoquant ainsi un agrandissement de la surface déficitaire de vitesse par rapport à la configuration $\varphi = 25^\circ$: le module de la vitesse n'est supérieur à $0,77U_\infty$ qu'à partir de $x^* > 3,97$. Cela reste toutefois moindre que pour la configuration $\varphi = 0^\circ$. On retrouve également les deux structures tourbillonnaires contrarotatives et proches du culot déjà décrites précédemment pour les deux autres géométries.

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahedmed

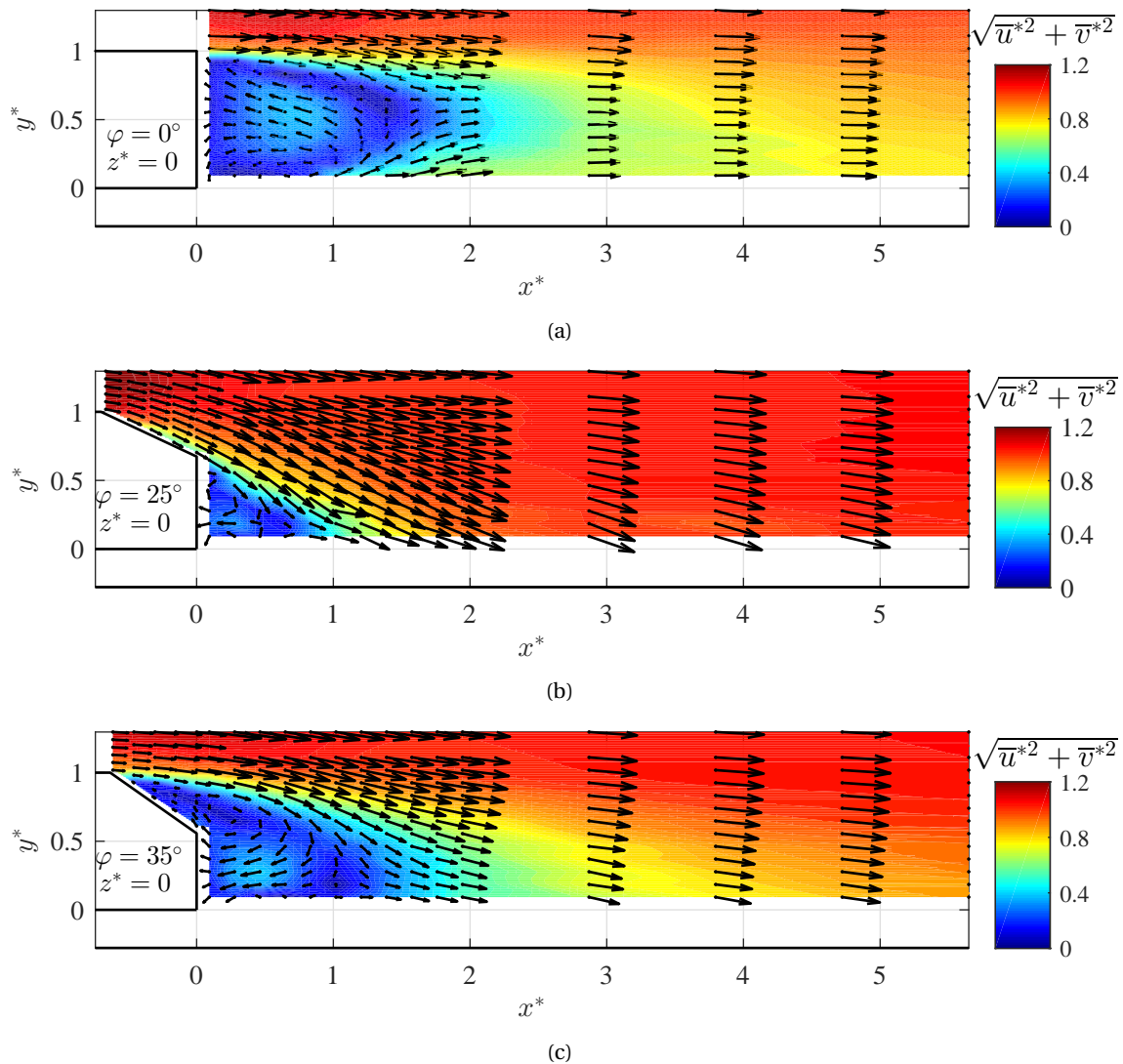


FIGURE 5.3: Cartographies du module 2D de la vitesse $\sqrt{\bar{u}^{*2} + \bar{v}^{*2}}$ et vecteurs de la vitesse dans le plan de symétrie $z^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

Attachons nous maintenant à caractériser plus précisément les structures tourbillonnaires dans le proche sillage des 3 maquettes. De nombreux éléments concernant la longueur de recirculation L_R et les centres tourbillonnaires A et B ont été identifiés dans l'étude bibliographique du chapitre 2. La figure 5.4 montre les champs de vitesse longitudinale \bar{u}^* et des lignes de courant dans le plan de symétrie $z^* = 0$ des 3 maquettes. Les positions des centres A et B (lorsque disponible) ainsi que la longueur de recirculation L_R^* sont précisées pour chacune des configurations.

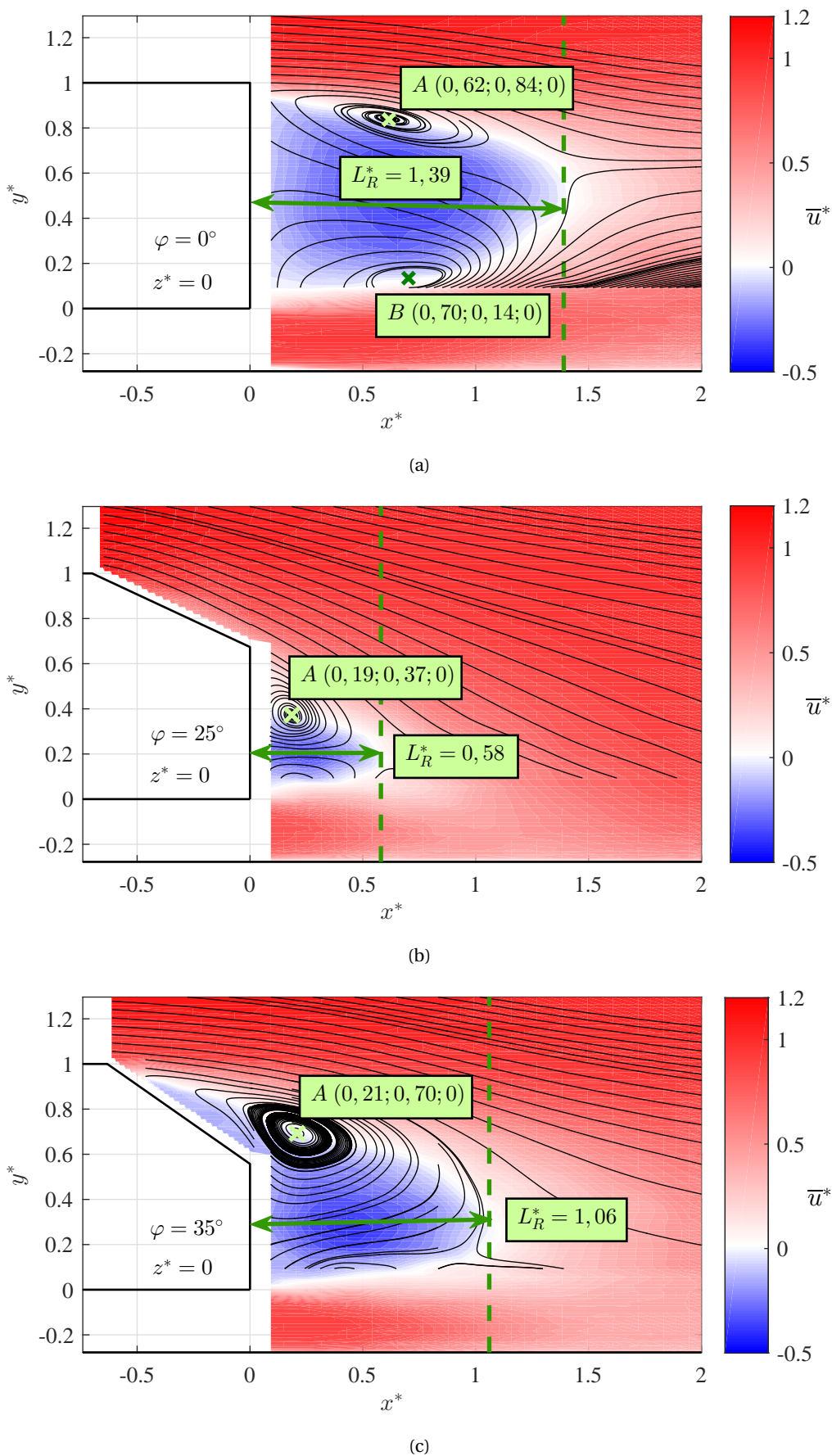


FIGURE 5.4: Cartographies de la vitesse longitudinale \bar{u}^* et lignes de courant dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Positions du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la longueur de recirculation L_R^* (en vert) : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

Concernant la maquette $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.4(a)), la longueur de recirculation délimitant les structures contrarotatives du proche sillage vaut $L_R^* = 1,39$. Cette longueur se trouve dans l'intervalle de valeurs relevé dans la littérature (Tableau 5.2). On observe, comme remarqué auparavant, une symétrie du champs de \bar{u} d'axe $y^* = 0,5$. Concernant les centres tourbillonnaires A et B identifiés dans la littérature au chapitre 2, on relève A de coordonnées (0,62;0,84;0) et B (0,70;0,14;0) qui se situent proche des valeurs moyennes relevées dans la littérature (Tableau 5.2).

A propos de la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.4(b)), on ne peut voir de valeur négative de \bar{u} sur la lunette, certainement synonyme d'un écoulement attaché sur cette dernière. Toutefois, les mesures les plus proches de la paroi ne sont pas au contact de la lunette, c'est pourquoi nous ne pouvons pas affirmer de manière certaine qu'il n'y a pas de décollement. La longueur de recirculation relevée vaut dans cette configuration $L_R^* = 0,58$ et se trouve dans l'intervalle de valeurs relevé dans la littérature (Tableau 5.2). Cette longueur plus courte est principalement due à une forte déviation de l'écoulement vers le bas qui rapproche les structures contrarotatives du culot. Concernant les centres tourbillonnaires A et B identifiés dans la littérature au chapitre 2, dans notre cas seul le tourbillon supérieur et son centre A pourra être relevé. En effet, le manque d'information sur la deuxième composante v dans la zone de proche plancher $y^* < 0,09$, à cause de l'interruption des faisceaux LASER (cf. Chapitre 3), ne nous permet pas d'avoir des lignes de courant complètes. La position du point A relevée est (0,19;0,37;0) et se trouve très proche des positions relevées dans la littérature (Tableau 5.2).

Enfin, la maquette à $\varphi = 35^\circ$ (Figure 5.4(c)) montre un décollement total de l'écoulement sur la lunette arrière. La zone de recirculation est donc plus volumineuse et de longueur $L_R^* = 1,06$, comprise dans l'intervalle de valeurs relevées dans au chapitre 2 (Tableau 5.2). Le tourbillon supérieur se trouve unifié avec le décollement issu de la lunette, donnant pour position au point A les coordonnées (0,21;0,70;0), qui sont proches des données relevées dans la littérature (Tableau 5.2). Une nouvelle fois, la position du point B ne peut pas être relevée par manque d'information sur v en proche plancher.

φ		0°	25°	35°
L_R^*	Littérature ¹	$1,55 \pm 0,18$	$0,74 \pm 0,30$	$1,24 \pm 0,31$
	Présente étude	1,39	0,58	1,06
x_A^*	Littérature ¹	$0,81 \pm 0,09$	$0,24 \pm 0,18$	$0,43 \pm 0,20$
	Présente étude	0,62	0,19	0,21
y_A^*	Littérature ¹	$0,82 \pm 0,02$	$0,38 \pm 0,12$	$0,67 \pm 0,02$
	Présente étude	0,84	0,37	0,70
x_B^*	Littérature ¹	$0,74 \pm 0,15$	$0,36 \pm 0,18$	$0,56 \pm 0,09$
	Présente étude	0,70	-	-
y_B^*	Littérature ¹	$0,13 \pm 0,05$	$0,06 \pm 0,03$	$0,09 \pm 0,02$
	Présente étude	0,14	-	-

- Manque de données

¹ Moyenne \pm écart-type (cf. Chapitre 2, tableaux 2.3, 2.5 et 2.7)

TABLEAU 5.2: Comparaison de la longueur de recirculation L_R^* et des coordonnées des centres tourbillonnaires A et B dans le plan de symétrie $z^* = 0$ entre la littérature (cf. Chapitre 2) et nos résultats

La figure 5.5 montre les champs de vitesse verticale \bar{v}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ des 3 maquettes. La frontière de la zone de recirculation $\bar{u}^* = 0$ ainsi que la position du centre tourbillonnaire supérieur A (et B lorsque disponible) y sont également représentées.

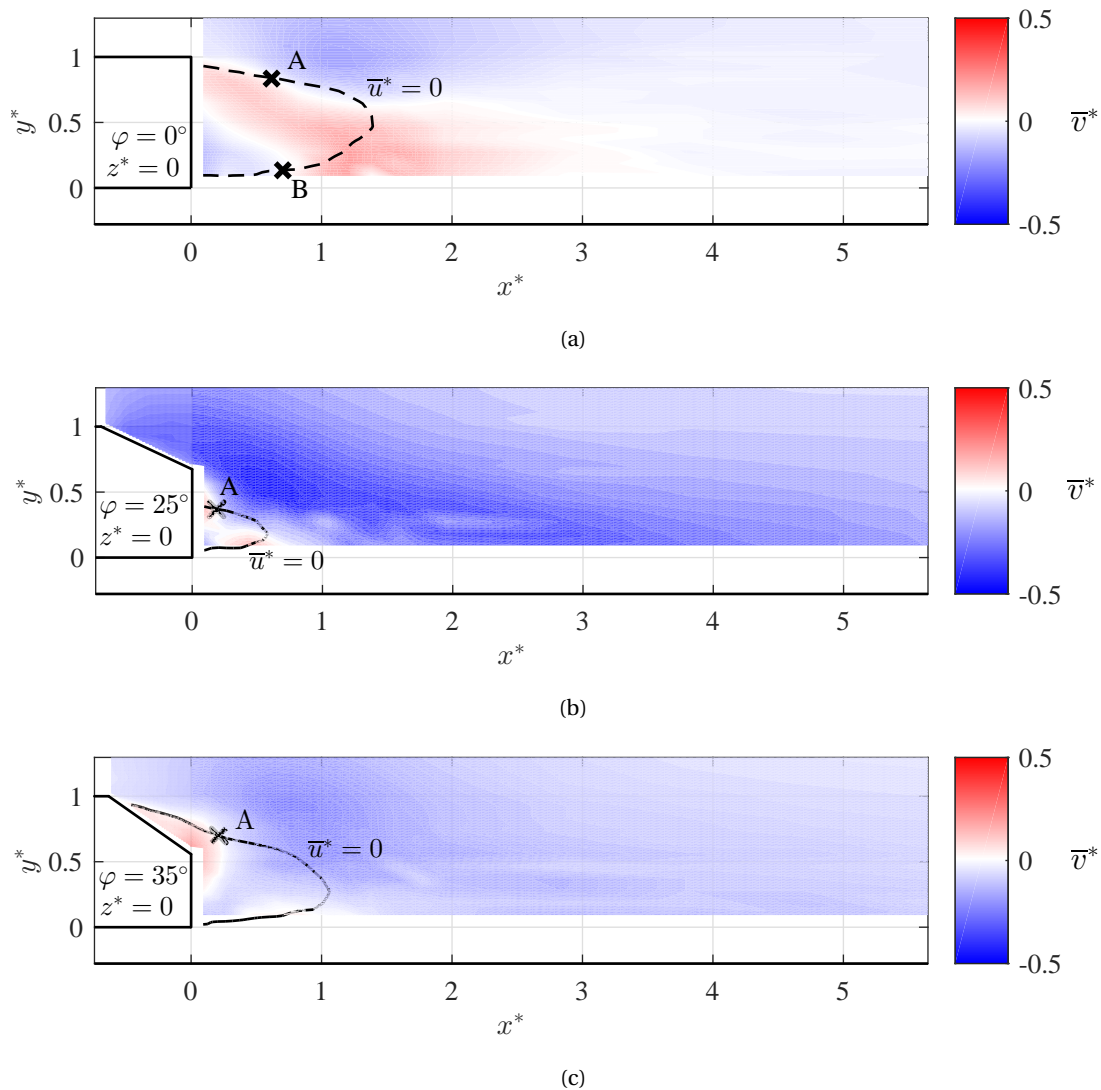


FIGURE 5.5: Cartographies de la vitesse verticale \bar{v}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Mise en évidence du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la frontière de recirculation $\bar{u}^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

Concernant la maquette $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.5(a)), on remarque une anti-symétrie du champs de \bar{v} selon l'axe $y^* = 0,5$. Cette anti-symétrie est due à un « effet miroir » entre les deux tourbillons de la zone de recirculation qui sont contra-rotatifs :

- ⊙ Dans la zone $y^* > 0,5$ le tourbillon supérieur tourne dans le sens horaire, c'est pourquoi on observe en proche culot des courants ascendants alors qu'ils sont descendants plus loin dans le sillage;
- ⊙ Dans la zone $y^* < 0,5$ le tourbillon inférieur tourne dans le sens anti-horaire, c'est pourquoi on observe en proche culot des courants descendants alors qu'ils sont ascendants plus loin dans le sillage.

Le maximum de vitesse ascendante est relevée au point $(1,21; 0,19; 0)$ et vaut $\bar{v}^* = 0,20$. Le maximum de vitesse descendante est lue au point $(1,16; 0,94; 0)$ et vaut $\bar{v}^* = -0,18$. A partir de $x^* > 3,24$, on retrouve un écoulement quasi 1D avec des valeurs $|\bar{v}^*| < 0,05$.

Concernant la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.5(b)), on perd l'anti-symétrie remarquée pour la configuration précédente. On observe toutefois toujours la cohabitation des courants ascendant et des-

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

pendant dans le proche sillage où se trouvent les tourbillons contra-rotatifs inférieur et supérieur. Toutefois, pour cette configuration on constate une forte déviation de l'écoulement vers le bas au niveau de la lunette, qui conditionne les forts niveaux négatifs de \bar{v} dans le reste du sillage. On observe ainsi un minimum de $\bar{v}^* = -0,46$ au point $(0,49;0,55;0)$ et un maximum de $\bar{v}^* = 0,18$ au point $(0,09;0,37;0)$. On notera également que même à la frontière $x^* = 5,65$ on trouve des valeurs $\bar{v}^* = -0,19$, synonyme d'un fort impact de l'écoulement provenant de la lunette sur la déviation de l'écoulement vers le bas dans le sillage lointain.

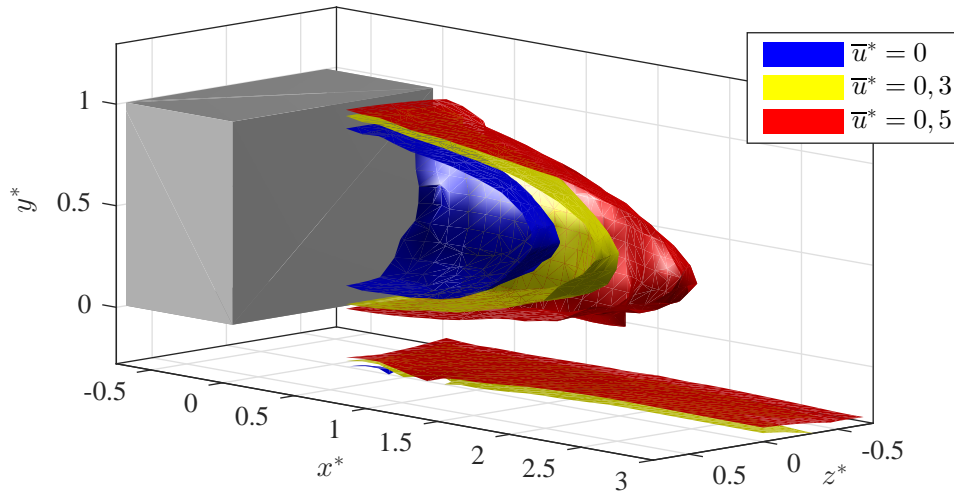
A propos de la maquette $\varphi = 35^\circ$ (Figure 5.5(b)), la déviation de l'écoulement vers le bas est moins forte que pour la configuration précédente. On explique cela à cause du décollement sur la lunette, qui provoque des courants ascendants pouvant atteindre $\bar{v}^* = 0,25$ au point $(0;0,62;0)$. Une deuxième zone de courant ascendant relative au tourbillon inférieur se trouve également dans l'intervalle $x^* \in [0,43;1,05]$ et $y^* \in [0,09;0,15]$. Le minimum de vitesse $\bar{v}^* = -0,24$ est atteint au point $(0,82;0,93;0)$. Dans le sillage lointain proche de la frontière $x^* = 5,65$, on trouve des valeurs $\bar{v}^* = -0,10$. Cette déviation vers le bas est moins importante que pour la configuration $\varphi = 25^\circ$, mais l'est tout de même plus que la configuration $\varphi = 0^\circ$ où $|\bar{v}^*| < 0,03$ à cet abscisse.

Nous nous sommes pour le moment uniquement concentrés sur le plan de symétrie $z^* = 0$. Les mesures ayant été faites dans les 4 plans $z^* \in [0; -0,23; -0,45; -0,68]$, la figure 5.6 permet d'avoir un visuel 3D des iso-surfaces $\bar{u}^* \in [0;0,3;0,5]$ dans le sillage des 3 maquettes.

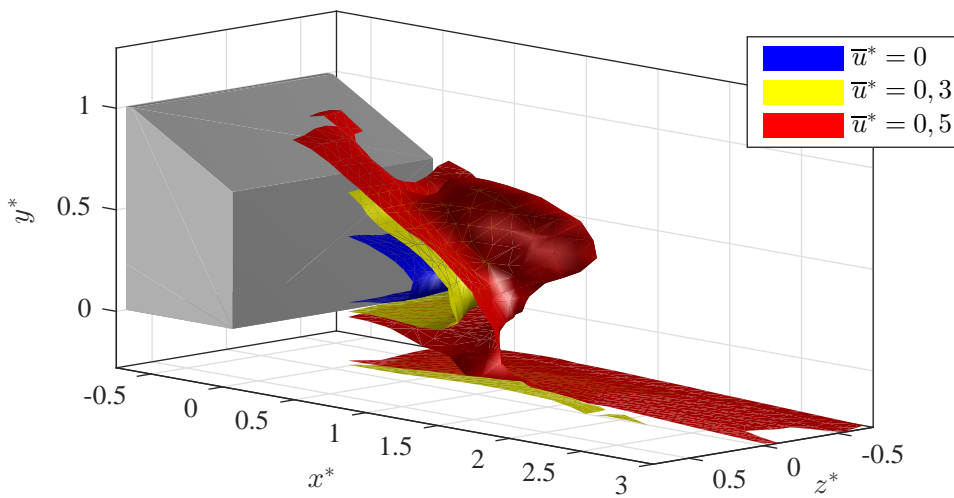
Les iso-surfaces du sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ permettent d'étendre la symétrie de \bar{u} observée dans le plan de symétrie dans tout le domaine de mesure. Par ailleurs, le maximum de L_R est atteint dans le plan de symétrie. Les 3 iso-surfaces sont similaires, l'iso-surface $\bar{u}^* = 0$ s'étendant jusqu'à $x^* = 1,39$ puis 1,83 pour $\bar{u}^* = 0,3$ et enfin 2,43 pour $\bar{u}^* = 0,5$.

Pour le cas $\varphi = 25^\circ$, on observe que les iso-surfaces ont tendance à être inclinées vers le bas du domaine, certainement en conséquence de la forte déviation de l'écoulement vers le bas dans cette configuration. L'iso-surface $\bar{u}^* = 0$ s'étend jusqu'à $x^* = 0,58$ puis 0,87 pour $\bar{u}^* = 0,3$ et enfin 1,38 pour $\bar{u}^* = 0,5$. Il semble également que l'on puisse confirmer l'absence de décollement sur la lunette arrière, bien que les mesures en très proche paroi de la lunette n'aient pu être réalisées à cause de l'interruption des faisceaux LASER. En revanche, contrairement à la géométrie précédente les iso-surfaces ne sont pas similaires entre elles. En effet, l'iso-surface $\bar{u}^* = 0,3$ puis $\bar{u}^* = 0,5$ montrent une sorte de poche prenant naissance dans le prolongement des arêtes latérales de la lunette. Le déficit de vitesse longitudinale \bar{u} à l'intérieur de ces poches est certainement dû aux structures longitudinales de centre J identifiées au chapitre 2. Ces tourbillons longitudinaux prennent naissance par enroulement de la couche limite provenant des parois latérales vers l'intérieur de la lunette, dépressionnaire. Toutefois, il est difficile pour nous de les caractériser plus précisément avec les données mesurées disponibles.

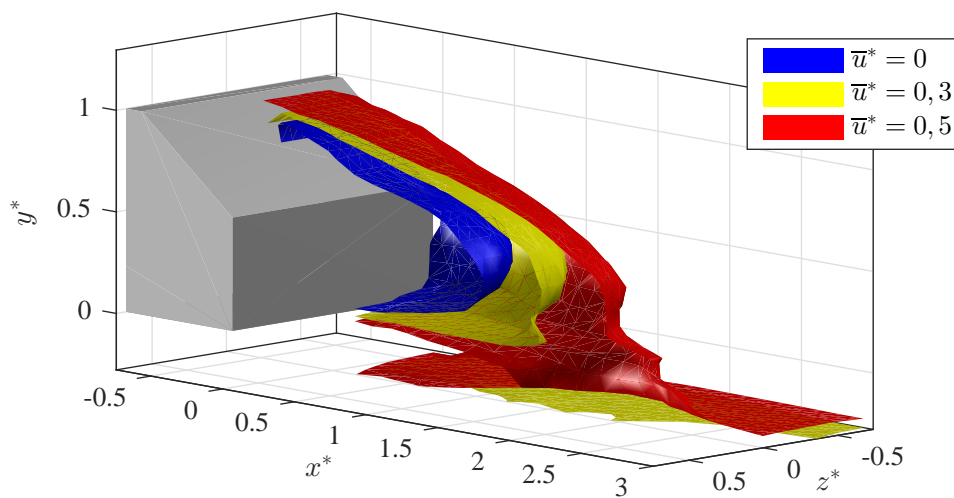
Concernant la maquette $\varphi = 35^\circ$, on observe toujours cette tendance pour les iso-surfaces à s'incliner vers le plancher. On peut l'expliquer par des niveaux négatifs de \bar{v}^* plus importants pour cette maquette que pour la maquette $\varphi = 0^\circ$. Dans cette configuration, l'iso-surface $\bar{u}^* = 0$ s'étend jusqu'à $x^* = 1,06$ puis 1,50 pour $\bar{u}^* = 0,3$ et enfin 1,91 pour $\bar{u}^* = 0,5$. Les différentes iso-surfaces ont également des formes similaires, celle correspondant à $\bar{u}^* = 0,5$ englobant également l'écoulement provenant du soubassement.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 5.6: Iso-surfaces $\bar{u}^* \in [0; 0,3; 0,5]$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

Dans l'annexe C.1.1, le lecteur pourra trouver des représentations 3D supplémentaires quant à l'évolution des grandeurs moyennes dans le sillage des 3 maquettes. Les valeurs de \bar{u}^* et \bar{v}^* dans les plans transversaux $x^* \in [0, 46; 0, 83; 1, 20; 1, 57; 1, 94; 2, 87; 3, 80; 4, 72; 5, 65]$ sont visibles.

Pour les maquettes $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, on retrouve que le déficit de vitesse \bar{u}^* dans le proche sillage s'étend dans un volume plus important que pour la configuration à $\varphi = 25^\circ$. Le déficit de vitesse semble également centré sur la face arrière pour $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ alors qu'il est plus concentré sur le bas pour la configuration $\varphi = 25^\circ$.

Concernant les champs de \bar{v}^* , on retrouve également que les courants descendants sont plus importants pour la maquette $\varphi = 25^\circ$, que pour $\varphi = 35^\circ$ puis $\varphi = 0^\circ$. Ceci étant dû à la forte déviation de l'écoulement vers le bas engendrée par l'attachement de l'écoulement sur la lunette de la configuration $\varphi = 25^\circ$. D'autre part, on remarquera les niveaux positifs de \bar{v}^* dans les coins inférieurs extérieurs des plans du proche sillage pour $\varphi = 25^\circ$. Ces courants ascendants sont la conséquence des tourbillons longitudinaux qui se développent le long des arêtes de la lunette arrière et qui se prolongent dans le sillage.

5.1.2 Champs des grandeurs turbulentes

La figure 5.7 montre l'intensité de turbulence u'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ à l'arrière des 3 corps d'Ahmed. La zone de recirculation délimitée par $\bar{u}^* = 0$ ainsi que la position du centre tourbillonnaire A (et B lorsque disponible) sont mises en évidence.

A propos du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.7(a)), on remarque des niveaux d'intensité de turbulence élevés dans tout le plan de symétrie $z^* = 0$. Dans le proche sillage, les niveaux de fluctuations élevés sont concentrés aux frontières de la zone de recirculation où le cisaillement est le plus important. Toutefois, nous n'observons pas de symétrie d'axe $y^* = 0,5$ comme pour les grandeurs moyennes décrites précédemment. Ainsi, contrairement à l'étude de Barros (2015) les intensités dans notre cas sont plus élevées dans la couche cisailée supérieure (maximum de 29%) que dans celle inférieure (maximum de 26%). La garde au sol plus élevée dans notre étude $h_g^* = 0,28$ contre 0,17 dans la sienne peut être une explication à cette tendance. Toutefois, les niveaux de turbulence maxima de l'ordre de 30% sont similaires. Par ailleurs, on observe que les fluctuations $u'^* > 0,20$ se propage jusqu'en $x^* = 2,90$, soit bien au-delà de la frontière de la recirculation du proche sillage. A la frontière du domaine d'étude $x^* = 5,65$, on observe encore des fluctuations u'^* de l'ordre de 13%.

Contrairement au cas $\varphi = 0^\circ$, la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.7(b)) concentre les forts niveaux de fluctuation de u dans une zone très proche de la recirculation. En effet, à partir de $x^* = 1,72$, les intensités de turbulence u'^* sont déjà inférieures à 13% partout (hors couche limite). En revanche, la couche cisailée inférieure montre cette fois-ci les intensités les plus fortes qui atteignent la valeur $u'^* = 0,29$ au point $(0,43; -0,01; 0)$. Dans la couche cisailée supérieure, on atteint au maximum $u'^* = 0,18$ au point $(0,65; 0,28; 0)$. On observe également des fluctuations importantes au niveau de l'écoulement attaché sur la lunette (maximum de 18%), dont la couche cisailée supérieure du proche sillage en est la continuité.

Concernant la maquette $\varphi = 35^\circ$ (Figure 5.7(c)), la zone de recirculation s'étend plus loin dans le sillage que pour le cas $\varphi = 25^\circ$, il est donc logique d'y retrouver des niveaux de fluctuations importants dans un plus grand domaine. Le maximum trouvé se trouve une nouvelle fois dans la couche cisailée inférieure, avec une valeur de 31% atteint au point $(0,65; -0,06; 0)$. La couche cisailée supérieure prend naissance au point de décollement au début de la lunette arrière, mais montre des fluctuations moindres avec un maximum de 20% au point $(-0,04; 0,93; 0)$. Les niveaux importants de fluctuations contournent ensuite assez fidèlement la frontière de la zone de recirculation. Enfin, il faut aller vers les positions $x^* > 3,01$ dans le sillage pour retrouver des fluctuations $u'^* < 0,13$.

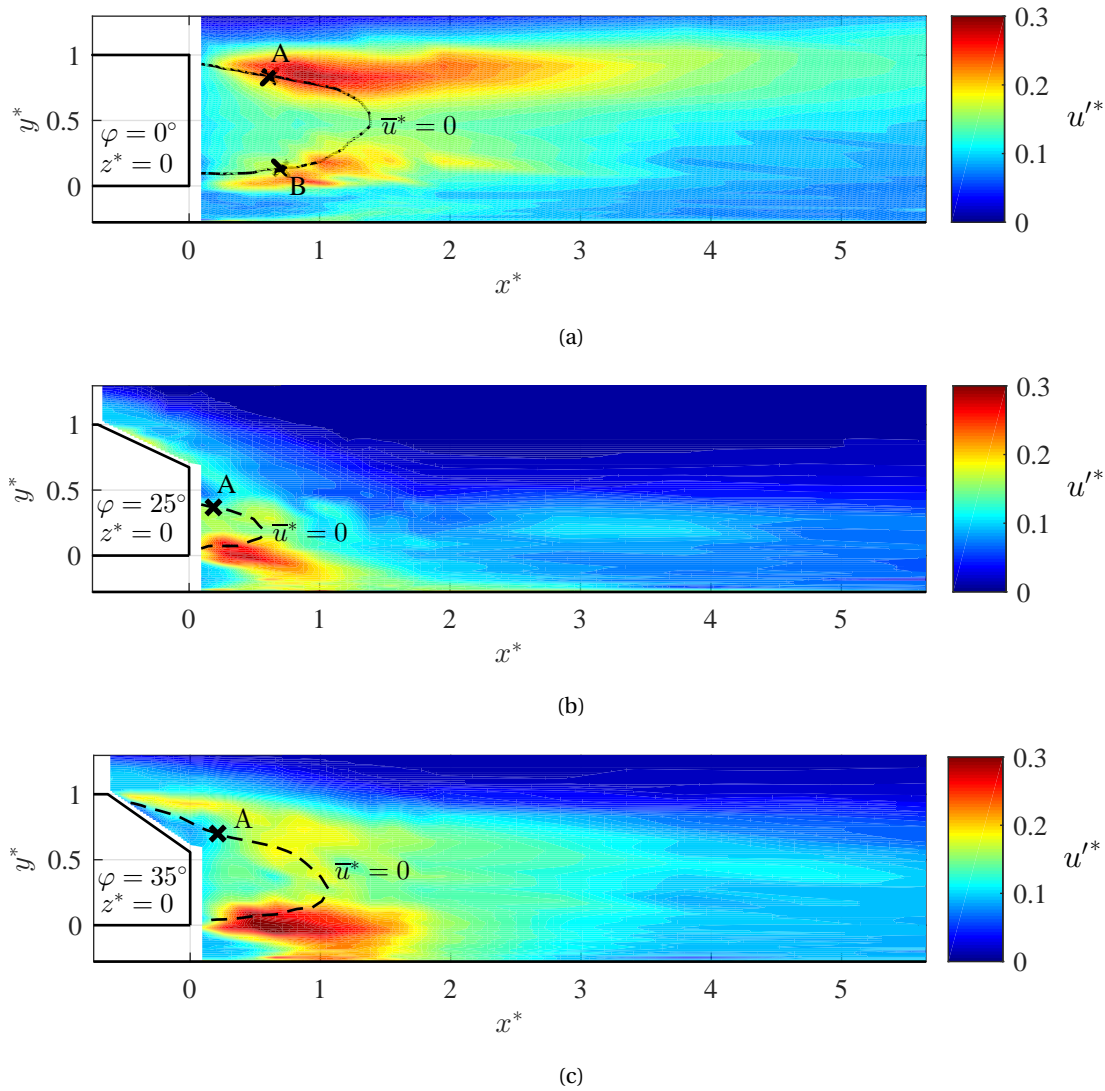


FIGURE 5.7: Cartographies de l'intensité de turbulence horizontale u'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Mise en évidence du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la frontière de recirculation $\bar{u}^* = 0$: (a) $\phi = 0^\circ$, (b) $\phi = 25^\circ$, (c) $\phi = 35^\circ$

La figure 5.8 montre l'intensité de turbulence verticale v'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ à l'arrière des 3 corps d'Ahed. La zone de recirculation délimitée par $\bar{u}^* = 0$ ainsi que la position du centre tourbillonnaire A (et B lorsque disponible) sont mises en évidence.

A propos du corps d'Ahed $\phi = 0^\circ$ (Figure 5.8(a)), on remarque à nouveau des niveaux d'intensité de turbulence élevés dans la majorité du plan de symétrie $z^* = 0$. On observe que les fluctuations $v'^* > 0,20$ se propage jusqu'en $x^* = 2,51$, soit bien au-delà de la frontière de la recirculation du proche sillage. A la frontière du domaine d'étude $x^* = 5,65$, on visualise encore des fluctuations u'^* de l'ordre de 12%. Dans le proche sillage où les niveaux de fluctuations sont les plus élevés, nous n'observons toujours pas de symétrie d'axe $y^* = 0,5$ comme pour les grandeurs moyennes décrites précédemment. Le maximum de v'^* relevé se situe au point (1,38;0,70;0) et vaut 25%. Dans l'étude de Barros (2015), la forte activité turbulente se trouve de nouveau plutôt dans la partie basse du sillage où le maximum relevé est de 23%. Par ailleurs, il note que la valeur du maximum varie peu ($\pm 2\%$) par variation du nombre de Reynolds.

Concernant la maquette $\phi = 25^\circ$ (Figure 5.8(b)), les niveaux de fluctuations de v sont une nouvelle fois plus importants au niveau du tourbillon inférieur du proche sillage. Le maximum relevé est de

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahed

26% au point $(0,65;0,19;0)$. Les niveaux chutent ensuite rapidement puisqu'à partir de $x^* = 1,16$ on remarque que $v'^* < 0,20$. Par ailleurs on notera des fluctuations non négligeables de l'écoulement attaché sur la lunette, atteignant des valeurs proches de 20%.

La maquette $\varphi = 35^\circ$ (Figure 5.8(c)) montre aussi des fluctuations de v plus importantes au niveau de la couche cisailée inférieure, avec un maximum $v'^* = 0,28$ relevée au point $(0,49;0,09;0)$. A partir de $x^* = 2,34$, les niveaux chutent en dessous des 20%. Les fluctuations sont également non négligeables au niveau de la couche cisailée supérieure qui prend naissance au point de décollement en fin de lunette, avec des valeurs cependant inférieures à celles relevées précédemment pour les fluctuations de u (17% contre 20% respectivement).

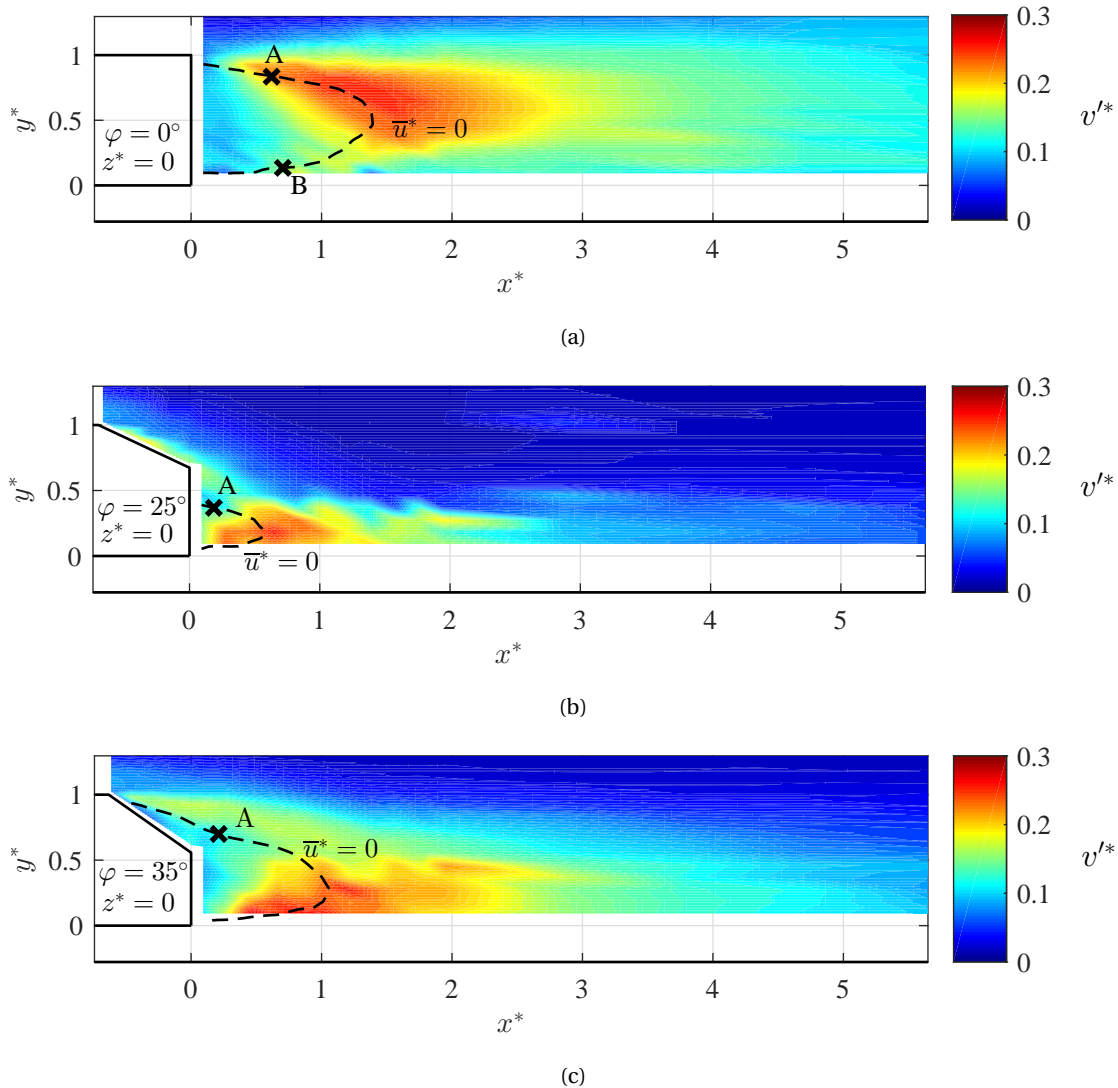


FIGURE 5.8: Cartographies de l'intensité de turbulence verticale v'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Mise en évidence du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la frontière de recirculation $\bar{u}^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

La figure 5.9 montre l'énergie cinétique turbulente 2D, calculée par $\frac{1}{2}(u'^*2 + v'^*2)$, dans le plan de symétrie $z^* = 0$ à l'arrière des 3 corps d'Ahed. La zone de recirculation délimitée par $\bar{u}^* = 0$ ainsi que la position du centre tourbillonnaire A (et B lorsque disponible) sont mises en évidence.

A propos du corps d'Ahed $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.9(a)), l'énergie cinétique turbulente 2D montre à nou-

veau des pics élevés dans une grande partie du plan de symétrie $z^* = 0$. On observe que les niveaux supérieurs à 0,03 se propage jusqu'en $x^* = 3,18$, soit bien au-delà de la frontière de la recirculation du proche sillage. Dans le proche sillage où les niveaux de fluctuations sont les plus élevés, le maximum relevé se situe au point $(0,99; 0,83; 0)$ et vaut 0,07. Concernant la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.9(b)), l'énergie cinétique turbulente 2D est une nouvelle fois plus importante au niveau du tourbillon inférieur du proche sillage. Le maximum relevé est de 0,07 au point $(0,26; 0,09; 0)$. Les niveaux chutent ensuite rapidement puisqu'à partir de $x^* = 1,05$ on remarque que l'énergie cinétique turbulente est inférieure à 0,03. La maquette $\varphi = 35^\circ$ (Figure 5.9(c)) montre également des niveaux d'énergie plus importants au niveau de la couche cisailée inférieure, avec un maximum de 0,08 relevée au point $(0,49; 0,09; 0)$. A partir de $x^* = 2,11$, les niveaux chutent en dessous de 0,03. La couche cisailée supérieure qui prend naissance au point de décollement en début de lunette montre également des niveaux d'énergie non négligeables, supérieurs à 0,03.

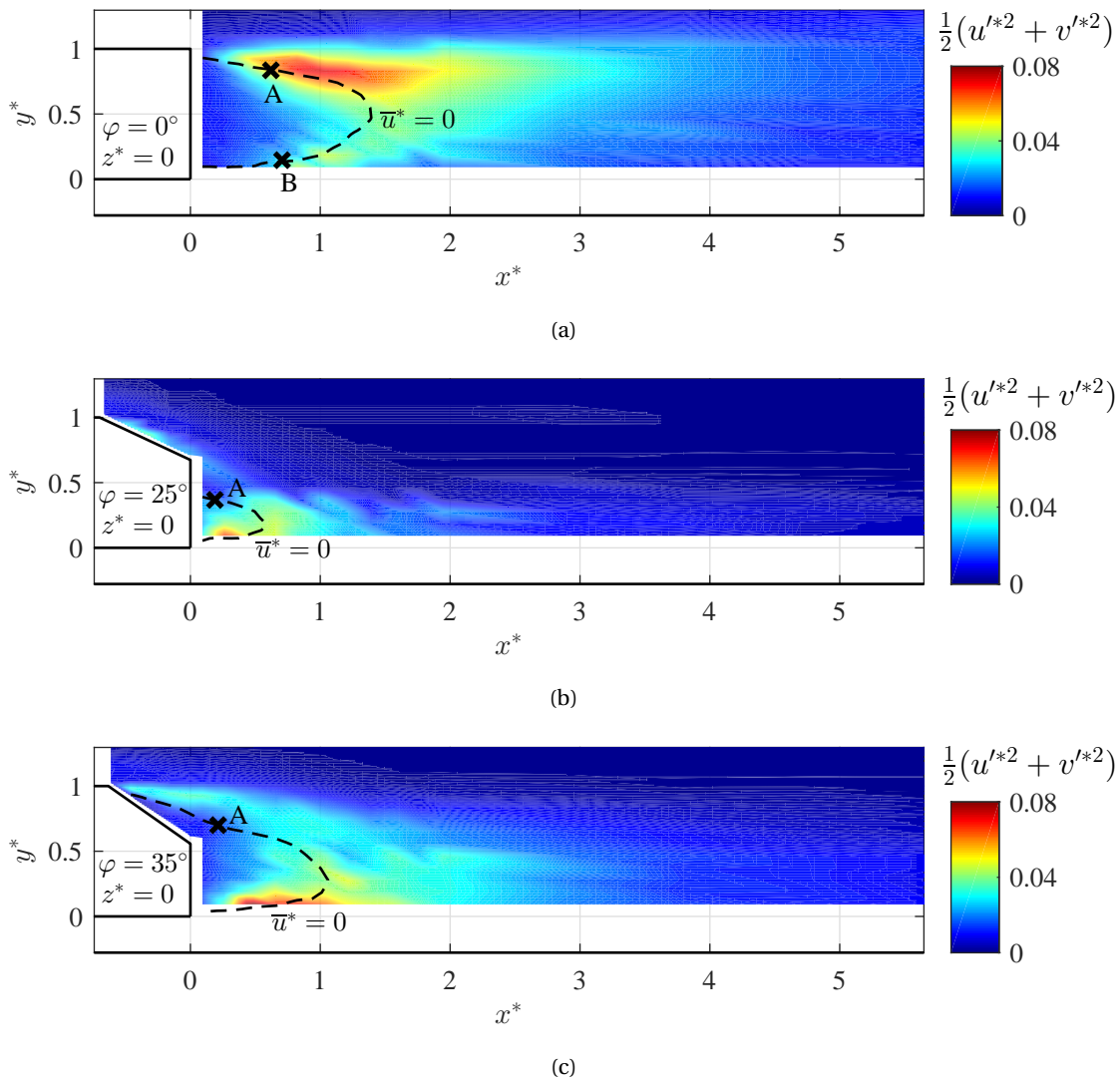


FIGURE 5.9: Cartographies de l'énergie cinétique turbulente 2D dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Mise en évidence du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la frontière de recirculation $\bar{u}^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahed

La figure 5.10 montre les contraintes croisées de Reynolds $\overline{u'v'}^*$ (c'est à dire normalisées par U_∞^2) dans le plan de symétrie $z^* = 0$ à l'arrière des 3 corps d'Ahed. La zone de recirculation délimitée par $\overline{u}^* = 0$ ainsi que la position du centre tourbillonnaire A (et B lorsque disponible) sont mises en évidence. Le terme $\overline{u'v'}^*$ représente la corrélation entre les fluctuations des composantes u et v de la vitesse et traduisent l'influence des fluctuations sur l'écoulement moyen. D'une manière générale :

- On retrouve des valeurs négatives de $\overline{u'v'}^*$ pour la partie haute des sillages où l'on a observé précédemment des valeurs négatives de v (déviation de l'écoulement vers le bas) associées à des valeurs positives de u ;
- On retrouve des valeurs positives de $\overline{u'v'}^*$ dans la partie basse des sillages où coexistent des valeurs positives de u et v .

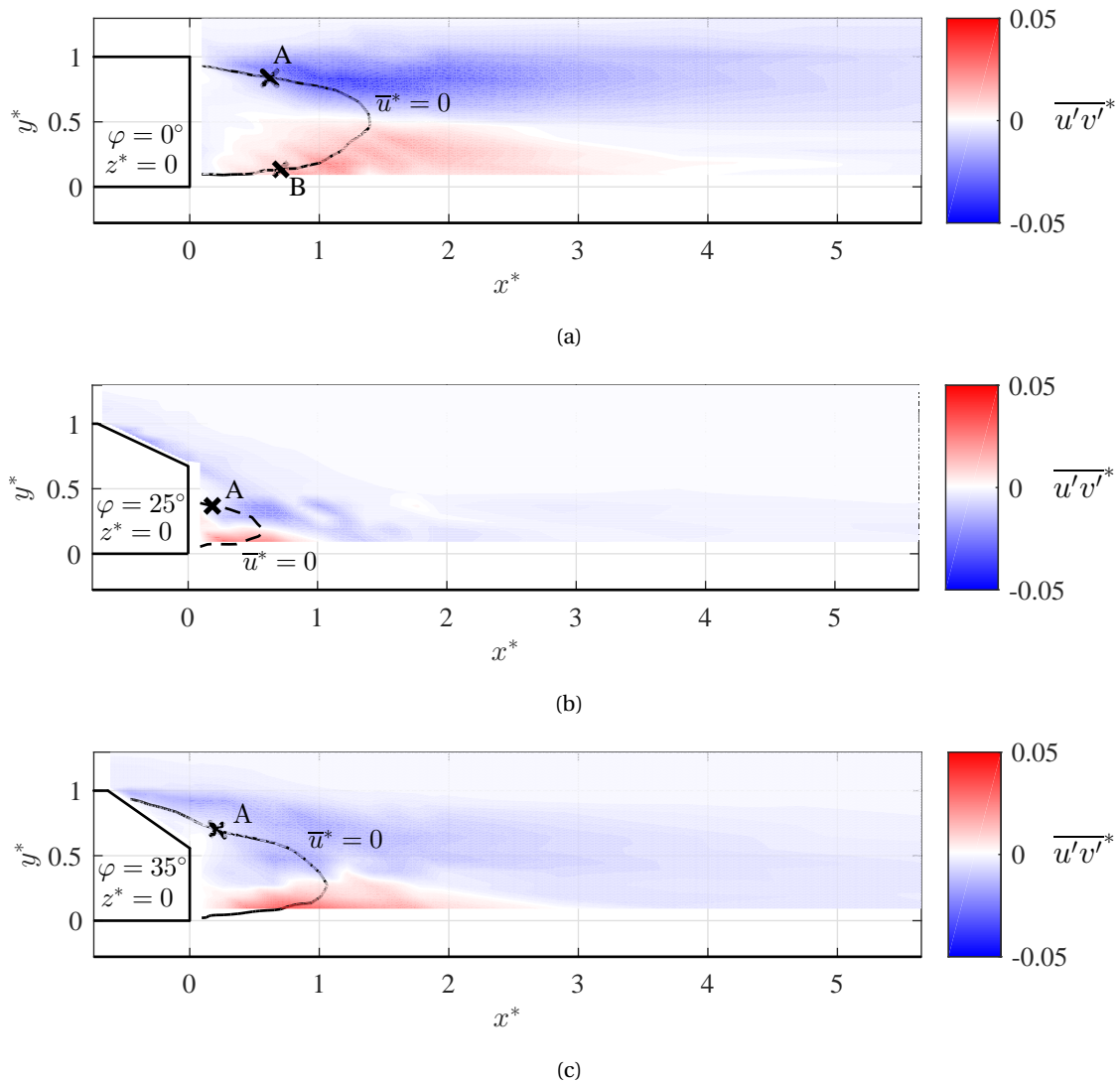


FIGURE 5.10: Cartographies de la contrainte de Reynolds $\overline{u'v'}^*$ dans le plan de symétrie $z^* = 0$. Mise en évidence du centre du tourbillon supérieur A (et B lorsque disponible) et de la frontière de recirculation $\overline{u}^* = 0$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

A propos du corps d'Ahed $\varphi = 0^\circ$ (Figure 5.10(a)), on remarque une bonne symétrie d'axe $y^* = 0,5$ jusqu'en $x^* \sim 3$. On note une légère domination de la couche cisailée supérieure (maximum $|\overline{u'v'}^*| = 0,043$ au point (1,22;0,83;0)) sur celle inférieure (maximum $|\overline{u'v'}^*| = 0,026$ au point (1,05;0,18;0)).

Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles trouvées par Barros (2015).

Concernant la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.10(b)), la cartographie incomplète en proche plancher nous empêche de conclure quant à une éventuelle instationnarité plus forte d'une couche cisailée par rapport à l'autre. Toutefois, on relève un maximum de $|\overline{u'v'^*}| = 0,035$ au point (0,32;0,09;0) pour la couche cisailée inférieure, et un maximum de $|\overline{u'v'^*}| = 0,021$ au point (0,65;0,36;0) pour celle supérieure. Dans l'étude de Wang et al. (2013), le maximum absolu relevé pour la couche inférieure est 0,030 au point (1,50;-0,07;0) et est de 0,012 au point (1,15;0,28;0) pour la couche supérieure.

La maquette $\varphi = 35^\circ$ (Figure 5.10(c)) montre une zone négative de plus grande ampleur que celle positive. En revanche, les valeurs extrêmes sont issues de la couche cisailée inférieure avec un maximum de $|\overline{u'v'^*}| = 0,044$ au point (0,82;0,09;0) contre $|\overline{u'v'^*}| = 0,020$ au point (-0,05;0,93;0) pour la couche cisailée supérieure. Dans l'étude de Wang et al. (2013), le maximum absolu relevé pour la couche inférieure est 0,036 au point (0,85;0;0) et est de 0,014 au point (0,30;0,88;0) pour la couche supérieure.

Dans l'annexe C.1.2, le lecteur pourra trouver des représentations 3D supplémentaires quant à l'évolution des grandeurs turbulentes dans le sillage des 3 maquettes. Les valeurs de u'^* , v'^* et $\overline{u'v'^*}$ dans les plans transversaux $x^* \in [0,46;0,83;1,20;1,57;1,94;2,87;3,80;4,72;5,65]$ sont visibles.

Pour le cas $\varphi = 0^\circ$, on remarque la domination des fluctuations issues de la couche de cisaillement supérieure tout le long du sillage. Les valeurs les plus importantes sont pour chacune des grandeurs situées dans le plan de symétrie où les gradients de vitesse sont également les plus importants. Concernant la maquette $\varphi = 25^\circ$, la déviation de l'écoulement vers le bas confirme l'atténuation rapide des fluctuations dans tout le volume mesuré du sillage. Par ailleurs, on confirme la domination de la couche cisailée provenant du soubassement. Contrairement aux deux autres configurations, on note des valeurs importantes de fluctuations au niveau des coins inférieurs dues à la présence des tourbillons longitudinaux. Enfin, la maquette à $\varphi = 35^\circ$ montre non seulement les valeurs de fluctuations les plus importantes dans la couche cisailée inférieure, mais aussi des valeurs élevées qui sont issues de la couche cisailée supérieure dues au décollement de l'écoulement sur la lunette.

Dans la suite du document, nous présentons une campagne de mesure PIV qui a été réalisée au CORIA à Rouen et qui permettent de compléter ces résultats.

5.2 Mesures PIV complémentaires réalisées au CORIA

Une série de mesures PIV a pu être réalisée au laboratoire du CORIA à Rouen avec nos trois maquettes dans le but de valider nos résultats, d'avoir des données sur la 3^{ème} composante w ainsi que sur la symétrie de l'écoulement. Dans un premier temps, nous présentons les conditions expérimentales similaires à celles de l'ESTACA. Ensuite, nous comparons les résultats LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) par le biais de deux grandeurs \bar{u} et u' mesurées dans les deux campagnes. Enfin, nous donnons les informations sur w et la symétrie de l'écoulement.

5.2.1 Mesures réalisées au CORIA

Les mesures ont été réalisées au CORIA à Rouen. La soufflerie utilisée est subsonique, à circuit fermé et la veine d'essais est de section carrée $0,4m \times 0,4m$ et de longueur $2,5m$. Les maquettes sont celles utilisées jusqu'à présent, les 3 configurations $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ ont pu être étudiées. Toutefois, un problème d'ordre matériel survenu après les mesures nous prive de l'exploitation des résultats de la maquette $\varphi = 0^\circ$. Ainsi, nous ne parlerons dans cette section ainsi que dans l'annexe C.2 uniquement que des configurations $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$.

Le taux de blocage au sein de la veine d'essais vaut donc $\epsilon = 2,7\%$ contre $4,8\%$ à l'ESTACA. On notera que les géométries étant identiques, nous nous affranchissons des différences liées à l'usage

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

des maquettes qui peuvent avoir une influence sur les écoulements de sillage (cf. Chapitre 2). L'intensité de turbulence au sein de la veine d'essais à vide est inférieure à 1% (Balou, 2017). La vitesse d'étude ($U_\infty = 14,3 m.s^{-1}$), la garde au sol ($h_g^* = 0,28$), ainsi que le moyen de fixation des maquettes sur les parois de la veine sont également inchangés. Le positionnement du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ au sein de la veine d'essais est visible figure 5.11. La maquette est fixée à l'envers sur le toit de la veine d'essais afin de faciliter les mesures PIV. Toutefois, on peut raisonnablement considérer que la trajectoire des particules d'ensemencement liquides micrométriques, de densité inférieure aux particules solides, n'est pas ou peu influencée sous l'effet de la gravité (cf. 1.2.5, Chapitre 1).

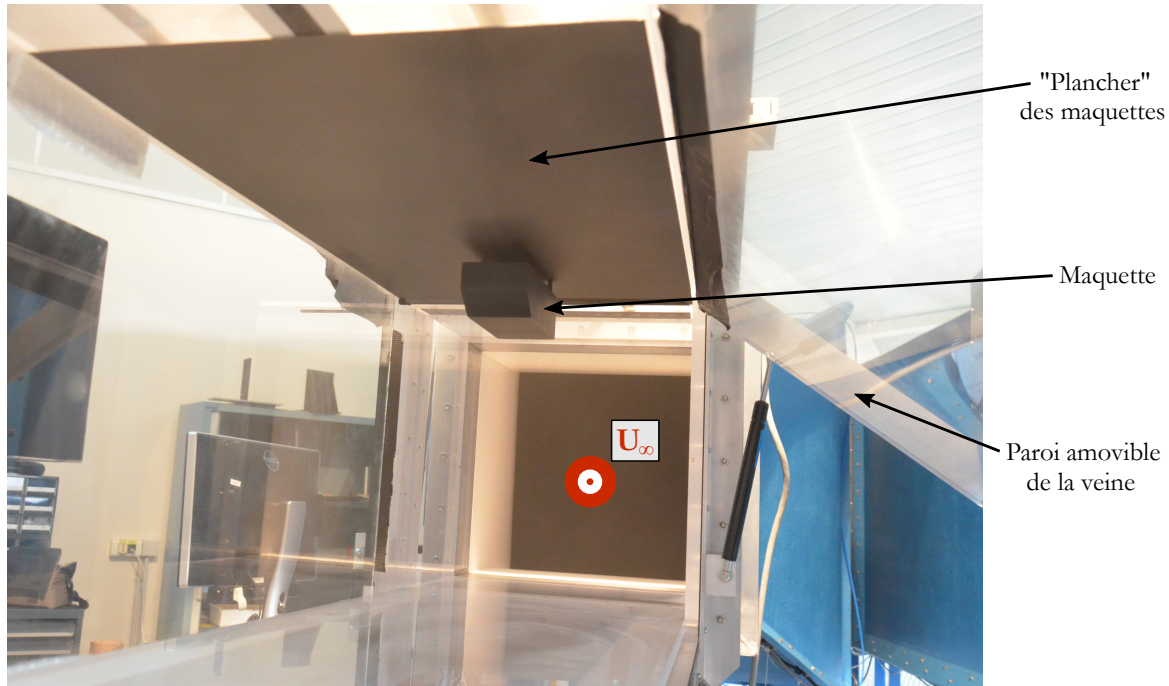


FIGURE 5.11: Positionnement de la maquette du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ au sein de la veine d'essais lors des mesures PIV au CORIA

La technique de mesure utilisée au CORIA est la PIV. Concernant l'ensemencement, il est généré à partir de glycérol $C_3H_8O_3$ et du générateur de fumée Fogburst 1500. Le LASER utilisé est de type $Nd : YAG$ double cavité et émet des faisceaux de longueur d'onde $532nm$ et d'énergie de $121mJ$. L'épaisseur de la nappe horizontale obtenue est d'environ $1mm$. Les prises de vue de l'écoulement se font à l'aide d'une caméra HiSense Neo de DANTEC Dynamics^{MD} de résolution $2560px \times 2160px$, permettant la capture de nappes d'écoulement de dimensions $80mm \times 67,5mm$. L'acquisition des données se fait par ordinateur via le logiciel Dynamic Studio de DANTEC Dynamics^{MD} ainsi que le traitement par la méthode Adaptive PIV. Le dispositif permet ainsi d'avoir accès aux composantes de la vitesse u (commune aux mesures LDV réalisées à l'ESTACA) et w (à laquelle nous n'avons pas accès). On précisera que les statistiques sont calculées sur 600 couples d'images acquis à une fréquence de 10Hz. L'intervalle de temps entre les prises de deux images successives est de $2\mu s$. Le système de traverse comprenant tout le montage optique d'émission LASER et de prise de vue est tridimensionnel. Une photographie du dispositif expérimental complet est visible figure 5.12, plus de détails sur le matériel ou le traitement des données pourra être trouvé dans le rapport de stage de Balou (2017).

La technique PIV a permis de mesurer les composantes u et w dans différents plans $y = cte$. Les plans mesurés dans le sillage des maquettes à $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ sont visibles dans la figure 5.13.

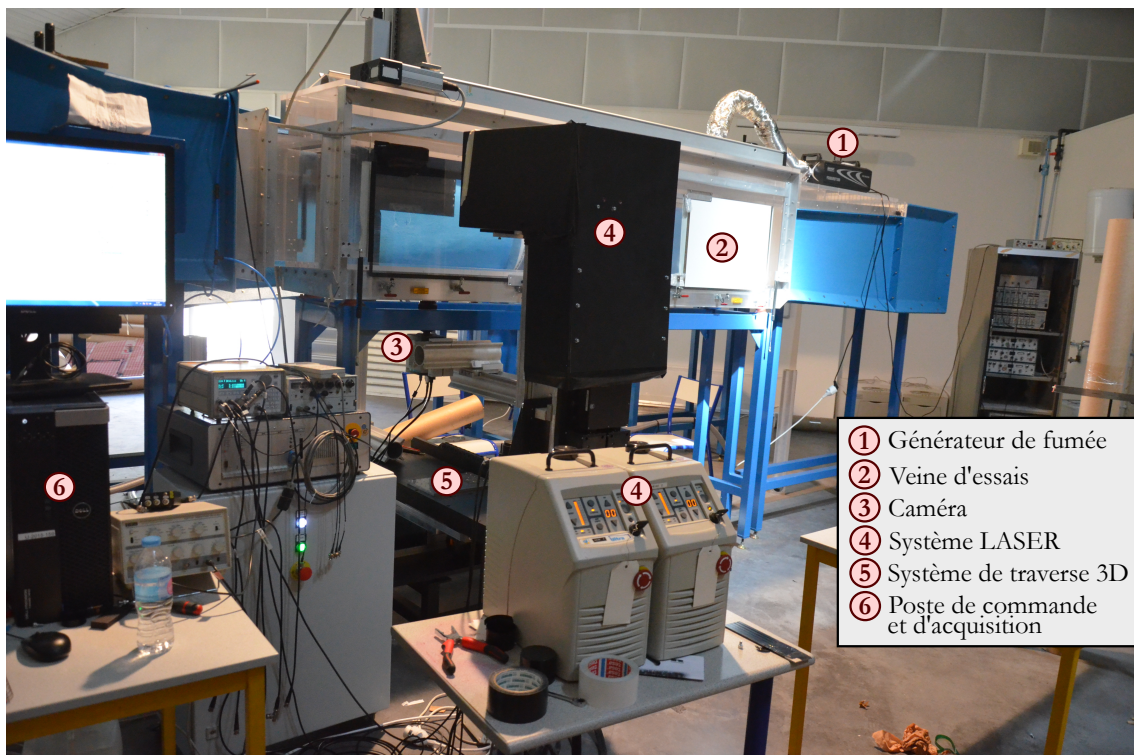


FIGURE 5.12: Montage expérimental pour les mesures PIV au laboratoire du CORIA

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

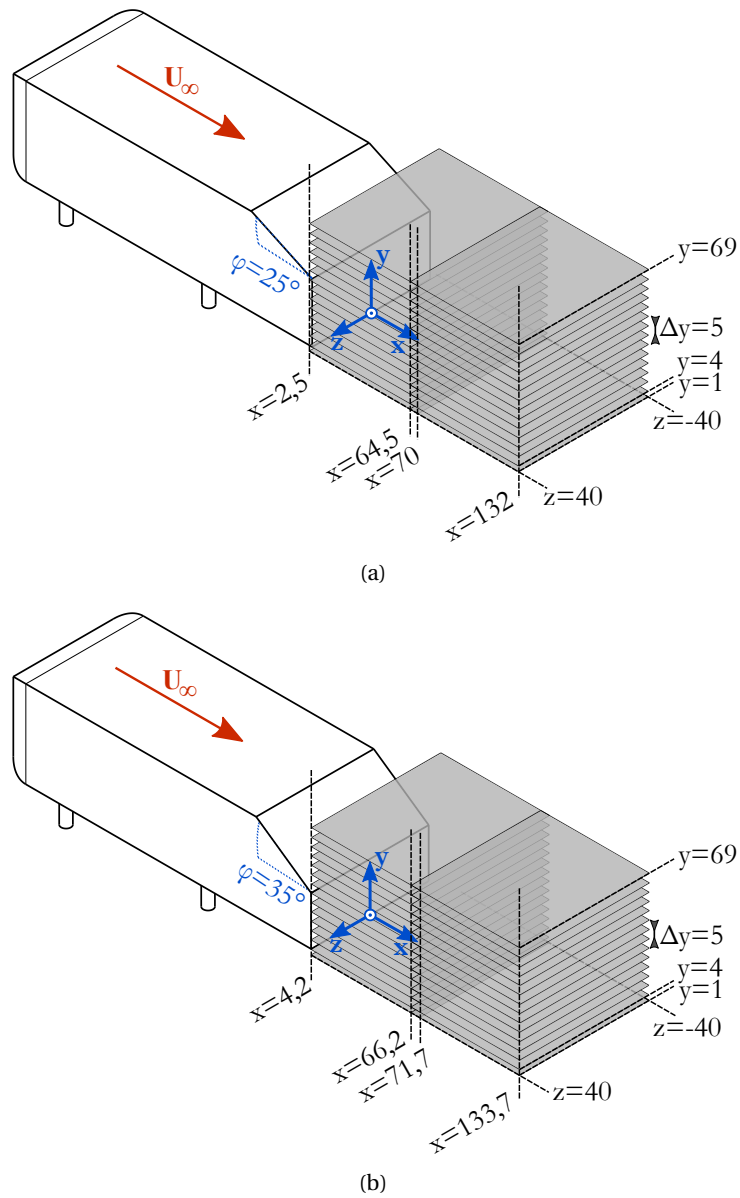


FIGURE 5.13: Plans PIV mesurés dans le sillage des corps d'Ahmed au CORIA (les dimensions indiquées sont en millimètres) : (a) Configuration $\varphi = 25^\circ$, (b) Configuration $\varphi = 35^\circ$

5.2.2 Comparaison des mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA)

Dans un premier temps, nous comparons les résultats sur les mesures communes de u faites en LDV (ESTACA) et PIV (CORIA). Pour être synthétique, nous nous concentrons uniquement sur la configuration $\varphi = 25^\circ$ qui est considérée comme la plus critique de par la complexité de l'écoulement engendré (cf. Chapitre 2). Les informations sur les résultats qui concernent la géométrie $\varphi = 35^\circ$ pourront être trouvées dans l'annexe C.2.1. L'objectif de cette partie est d'estimer le degré de similitude des résultats LDV et PIV, de manière à pouvoir par la suite analyser des informations non obtenues en LDV à l'ESTACA grâce aux mesures PIV. Si la proximité des résultats est nette, on peut raisonnablement penser que les conclusions tirées au CORIA seront également valables dans la soufflerie de l'ESTACA.

La figure 5.14 trace les profils LDV et PIV de \bar{u}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$. Les profils de vitesse présentent les mêmes allures et variations en PIV et LDV. Par ailleurs, on remarque que les valeurs prises sont également très proches, avec toutefois un écart maximum de $\sim +0,13U_\infty$ en PIV par rapport aux résultats LDV mesurés en $x^* = 0,65$ et pour $y^* = 0,26$. Ce constat peut expliquer la longueur de recirculation L_R^* qui est plus faible en PIV : avec une valeur de 0,53 en PIV contre 0,58 trouvée en LDV (Tableau 5.3), l'écart relatif est de $-8,6\%$. Concernant la maquette $\varphi = 35^\circ$, le constat sur les profils de vitesse est le même (cf. Annexe C.2.1) et la variation sur L_R^* est également faible (Tableau 5.3).

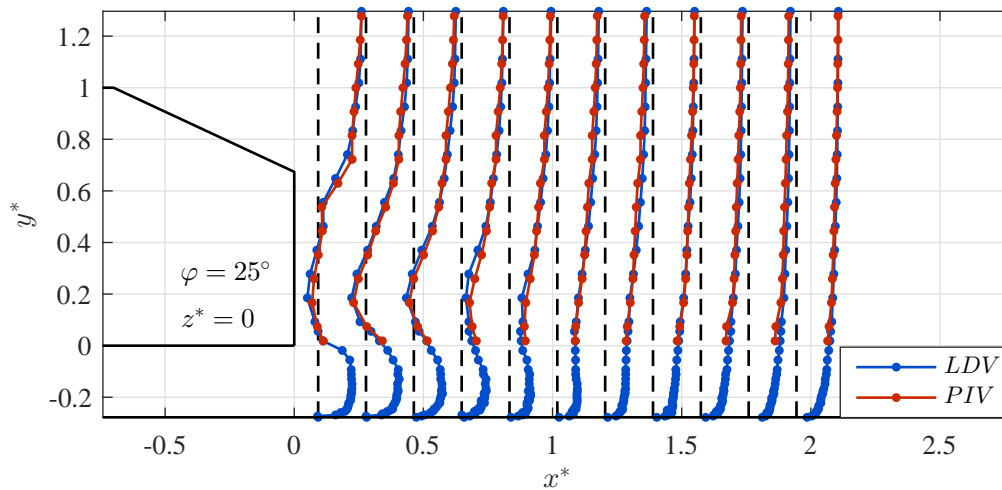


FIGURE 5.14: Comparaison des résultats de \bar{u}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$, entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA)

φ	Littérature ¹	LDV (ESTACA)	PIV (CORIA)
25°	$0,74 \pm 0,30$	0,58	0,53
35°	$1,24 \pm 0,31$	1,06	1,01

¹ Moyenne \pm écart-type (cf. Chapitre 2, tableaux 2.3, 2.5 et 2.7)

TABLEAU 5.3: Comparaison des longueurs de recirculation L_R^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ des maquettes $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, entre la littérature (cf. Chapitre 2), les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA)

La figure 5.15 montrent les champs de u'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$ mesurés en LDV et PIV. Bien que la campagne PIV ne nous ait pas permis d'obtenir des infor-

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'A Ahmed

mations dans la zone $y^* < 0,02$, on remarque que la zone de forte intensité de turbulence mesurée en LDV se retrouve dans le champ PIV avec des valeurs similaires. Toutefois, des différences sont à noter au niveau de la couche cisailée supérieure. En effet, la zone $0,3 < x^* < 0,8$ et $0,15 < y^* < 0,45$ mesurée en LDV, où $0,15 < u'^* < 0,20$, apparaît dans le champ PIV avec des niveaux plus faibles compris entre 10% et 15%.

Ce constat peut également être étendu pour la maquette $\varphi = 35^\circ$ (cf. Annexe C.2.1). On remarque que la couche cisailée inférieure est décrite de manière très proche en LDV et PIV, mais dont l'étendue dans la direction longitudinale est légèrement moindre en PIV (différence de l'ordre de $0,2h_c$). Concernant la couche cisailée supérieure, dont la position est décrite de manière très proche en LDV et PIV, elle montre des niveaux de fluctuations de l'ordre de 3% à 4% inférieurs en PIV qu'en LDV.

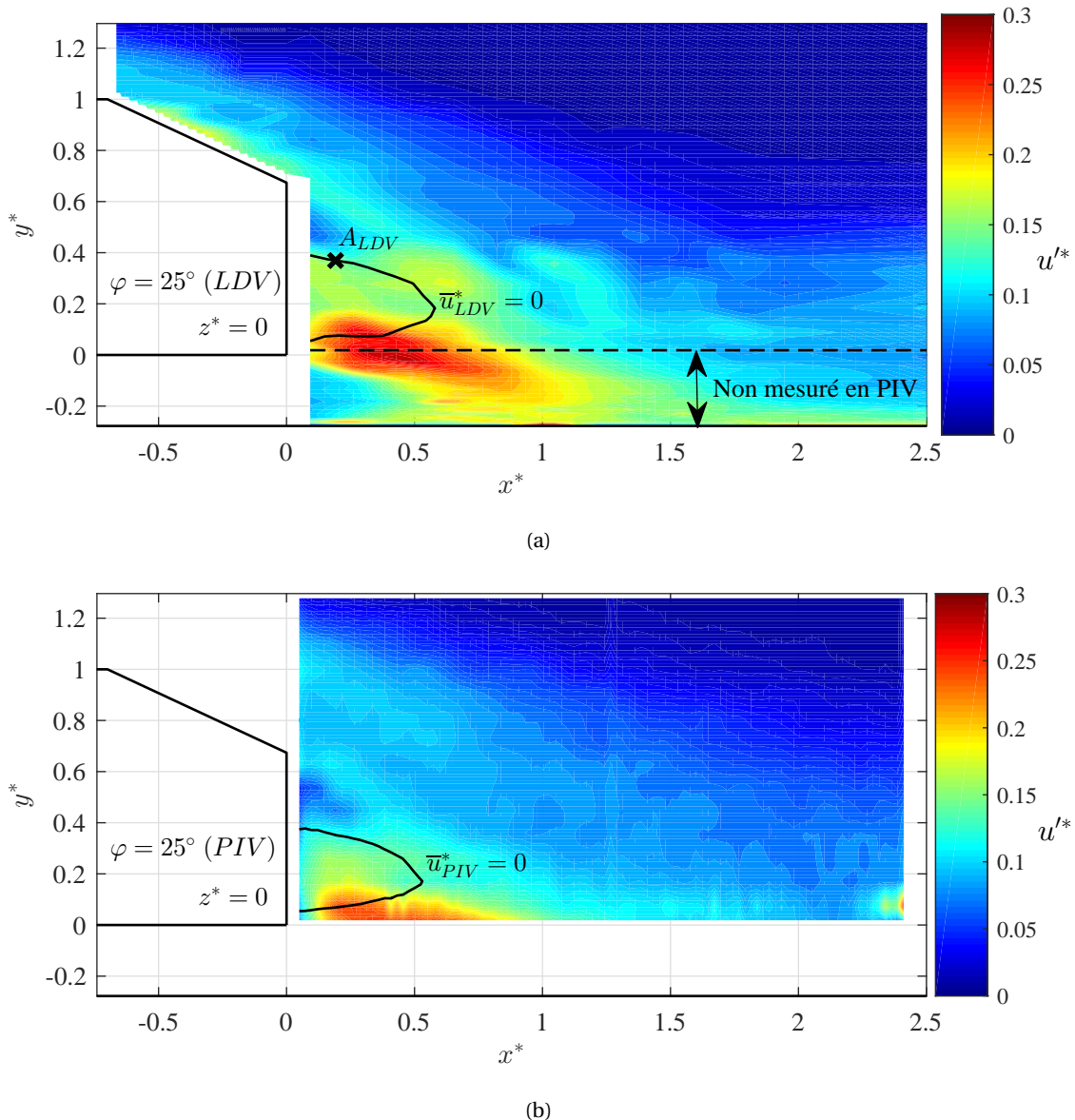
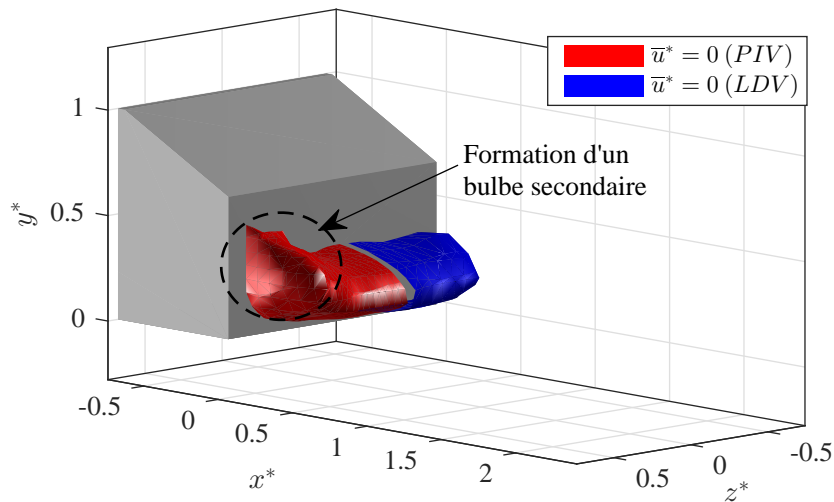


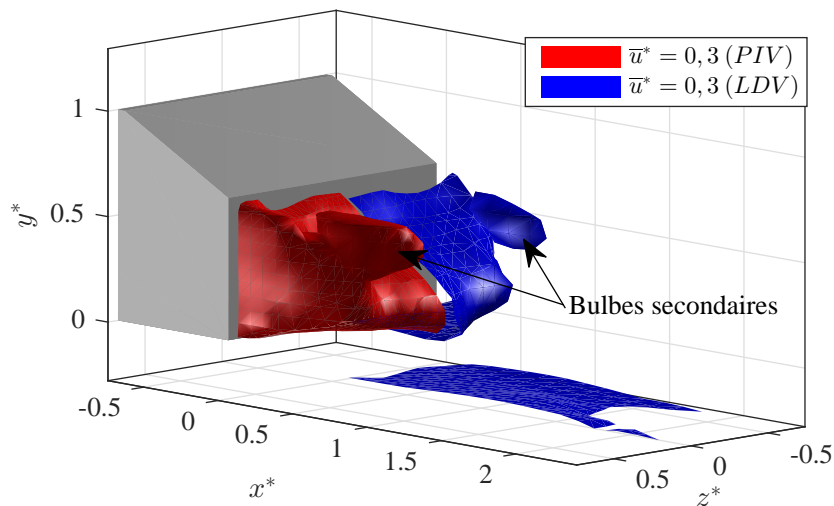
FIGURE 5.15: Comparaison des cartographies de u'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) LDV (ESTACA), (b) PIV (CORIA)

Les figures 5.16 et 5.17 comparent les iso-surfaces $\bar{u}^* \in [0; 0,3; 0,5; 0,7]$ entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$.

Si l'on regarde les iso-surfaces $\bar{u}^* = 0$ (Figure 5.16(a)) on s'aperçoit que le bulbe de recirculation est décrit de manière très proche en LDV et PIV. Toutefois, on observe en PIV la formation d'un petit appendice (« bulbe secondaire » sur la figure) non loin de la paroi latérale et non visible en LDV. Cette différence est certainement due au manque de discrétisation dans la direction z en LDV, limitée à 4 plans dans la demi-largeur. Ce petit appendice de déficit de vitesse u est la trace des tourbillons longitudinaux et devient plus visible dans la figure 5.16(b) définissant les iso-surfaces $\bar{u}^* = 0,3$. Hormis la faible différence d'étendue de ces surfaces, qui est la conséquence d'une longueur de recirculation plus faible en PIV qu'en LDV, on remarque une forte proximité des résultats LDV/PIV. Le maillage transversal effectué en LDV semble cette fois-ci suffisant pour capter le déficit de vitesse présent dans les tourbillons longitudinaux.



(a)



(b)

FIGURE 5.16: Comparaison des iso-surfaces \bar{u}^* entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d'Ahed $\varphi = 25^\circ$: (a) $\bar{u}^* = 0$, (b) $\bar{u}^* = 0,3$

Concernant les iso-surfaces $\bar{u}^* = 0,5$ (Figure 5.17(a)) et $\bar{u}^* = 0,7$ (Figure 5.17(b)), on observe une nouvelle fois des résultats très similaires, à la différence des écoulements provenant de la lunette et du soubassement mais qui pour rappel n'ont pas été mesurés en PIV.

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

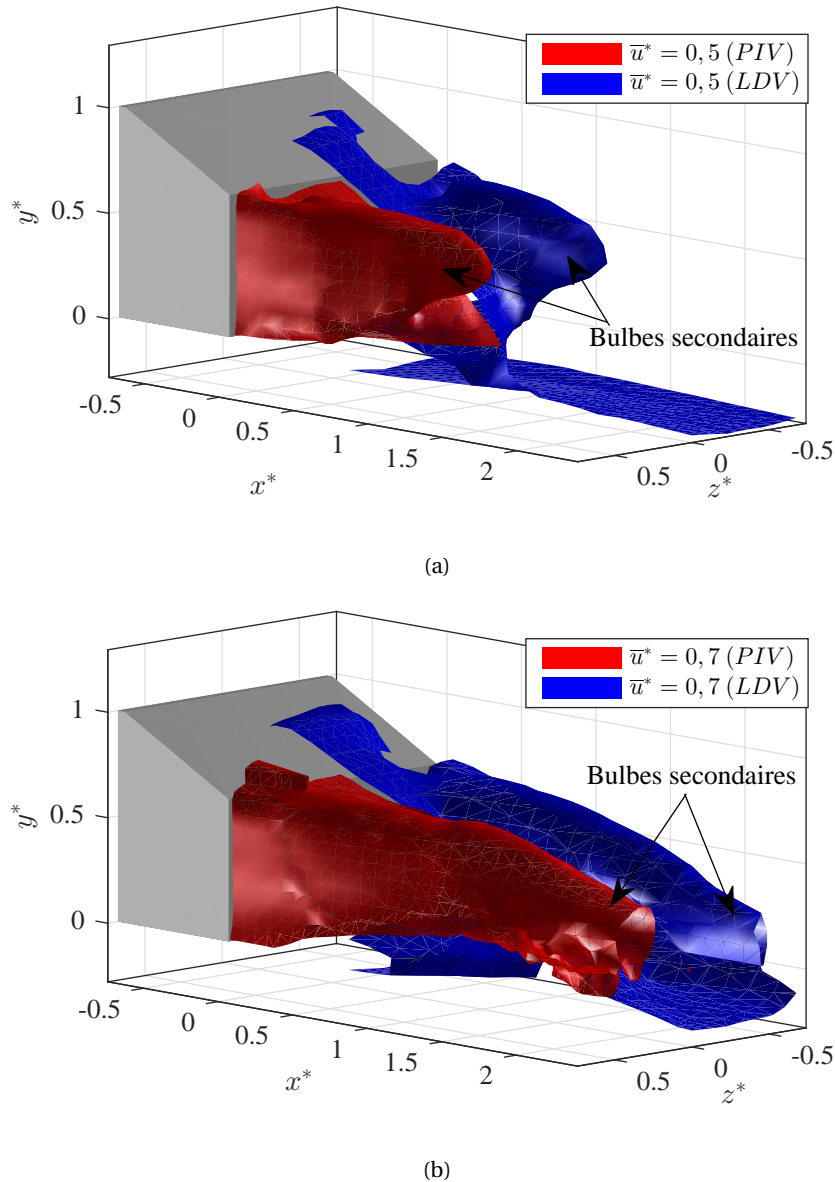


FIGURE 5.17: Comparaison des iso-surfaces \bar{u}^* entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) $\bar{u}^* = 0,5$, (b) $\bar{u}^* = 0,7$

A propos de la maquette $\varphi = 35^\circ$ (cf. Annexe C.2.1), la proximité des résultats est encore plus flagrante. En effet, pour cette configuration où il n'y a plus de tourbillons longitudinaux, on n'observe plus de bulbe secondaire décrivant le déficit de vitesse u au sein des tourbillons. Les iso-surfaces montrent donc des formes plus régulières et sont aussi bien décrites en LDV qu'en PIV.

Pour conclure, on peut donc dire que les résultats LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) sont suffisamment proches pour affirmer que le nombre de 4 plans de mesures en LDV dans la demi-largeur des maquettes permet d'avoir une description de l'écoulement précise. Par ailleurs, la proximité des résultats avec les deux techniques de mesures différentes nous permet d'étendre l'analyse sur des données non obtenues en LDV, en pensant raisonnablement que les conclusions qui en seront tirées seront également applicables pour les mesures dans la soufflerie à l'ESTACA.

5.2.3 Informations complémentaires données par la PIV

En plus de la validation de nos mesures LDV, la campagne de mesures PIV au CORIA apporte des informations complémentaires par rapport à la symétrie des écoulements de sillage et à la troisième composante w .

La figure 5.18 montre l'évolution de la vitesse transversale \overline{w}^* dans le plan horizontal $y^* = 0,17$ pour les deux configurations $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$. Les vecteurs vitesses 2D de module normalisé $\sqrt{\overline{u}^{*2} + \overline{w}^{*2}}$ ainsi que la limite de recirculation $\overline{u}^* = 0$ sont également présentés.

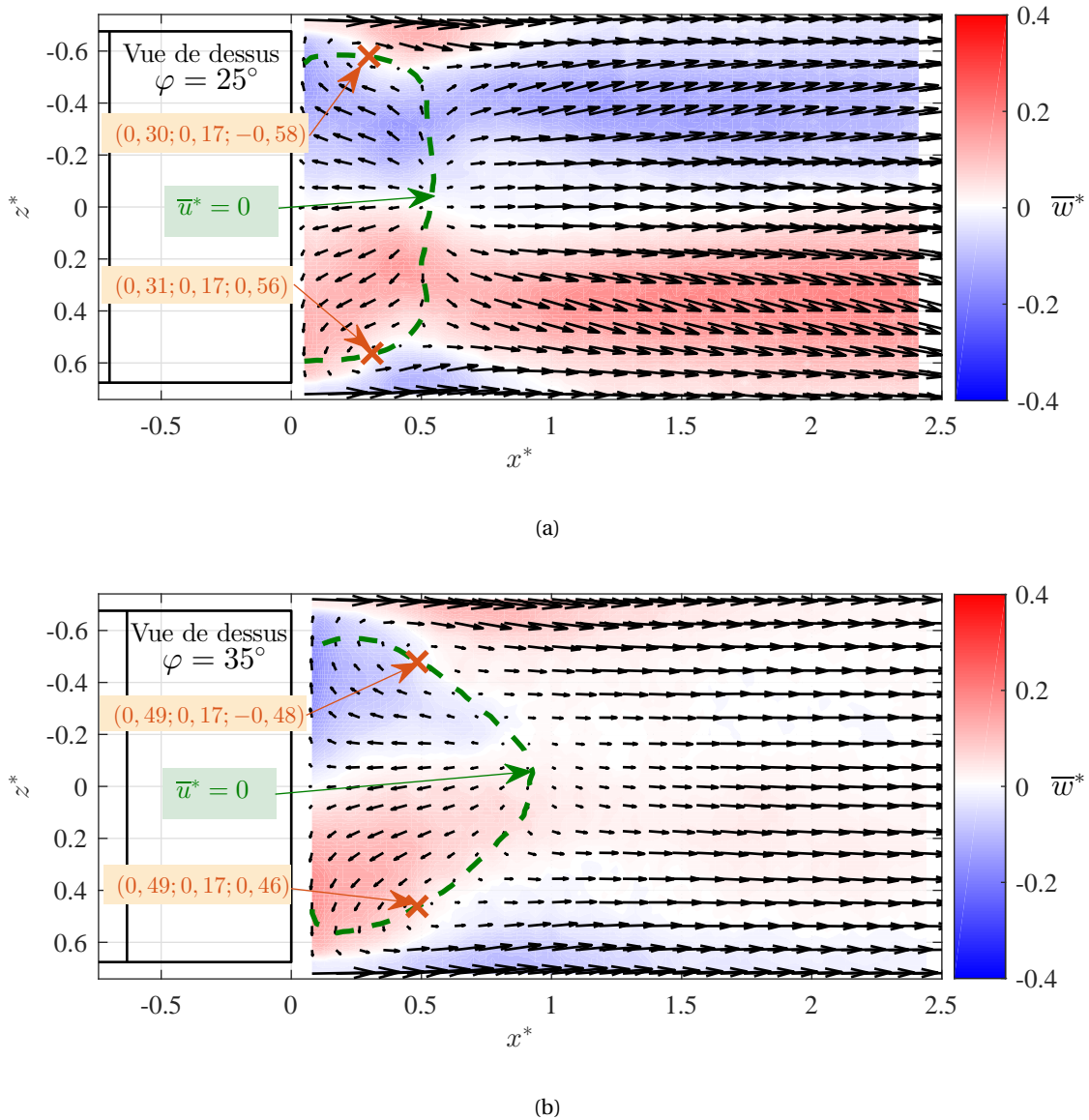


FIGURE 5.18: Cartographies de la vitesse transversale \overline{w}^* dans le plan horizontal $y^* = 0,17$, vecteurs vitesses 2D de magnitude $\sqrt{\overline{u}^{*2} + \overline{w}^{*2}}$, limite de recirculation $\overline{u}^* = 0$ et position des centres tourbillonnaires : (a) $\varphi = 25^\circ$, (b) $\varphi = 35^\circ$

Concernant la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.18(a)), nous remarquons une nouvelle fois une limite de recirculation plus courte que pour les autres géométries. En effet, elle est de longueur maximale $0,55h_c$ dans le plan $y^* = 0,17$ et montre par ailleurs une bonne symétrie d'axe $z^* = 0$. Le champ de \overline{w}^*

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

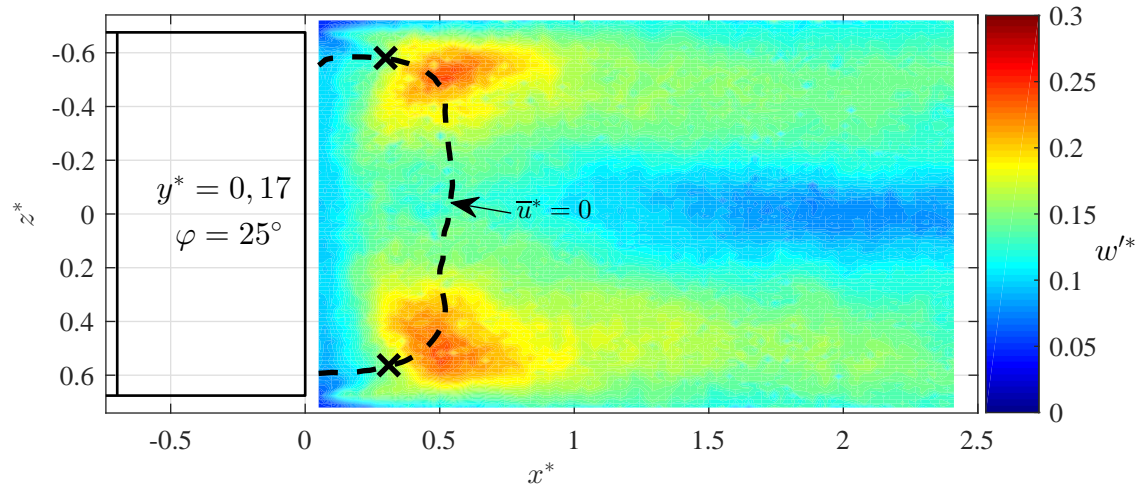
est en revanche anti-symétrique, avec une tendance à l'évasement de l'écoulement en dehors de la zone de recirculation où $\bar{u}^* > 0$. Cet évasement est certainement dû aux tourbillons longitudinaux qui entraînent le fluide vers l'extérieur de la maquette. Toutefois, on remarque que l'écoulement n'est pas dévié ($\bar{w}^* = 0$) dans la ligne de symétrie $z^* = 0$. Dans le proche sillage où $\bar{u}^* \approx 0$, on observe vers les bords des maquettes deux tourbillons contra-rotatifs d'axe y qui n'avaient pas été observés jusqu'à présent. La combinaison de ces structures avec celles d'axe z observées dans le plan de symétrie $z^* = 0$ forment ensemble la structure torique du proche sillage. Le tourbillon tournant dans le sens horaire a pour centre $(0, 30; 0, 17; -0, 58)$ tandis que celui de sens anti-horaire a pour centre $(0, 31; 0, 17; 0, 56)$, correspondant ainsi à des positions quasiment symétriques.

A propos de la maquette $\varphi = 35^\circ$ (Figure 5.18(b)), la limite de recirculation dans le plan $y^* = 0, 17$ est plus importante avec une longueur maximale de $0, 93h_c$ contre $0, 55h_c$ pour la configuration précédente. Du fait de l'absence des tourbillons longitudinaux dans cette configuration, on n'observe plus la tendance à l'évasement de l'écoulement dans le sillage lointain. En effet, dans la zone où $\bar{u}^* > 0$, la vitesse transversale $\bar{w}^* = 0$ est proche de 0. Dans le proche sillage où $\bar{u}^* \approx 0$, on observe également les tourbillons contrarotatifs d'axe y qui complètent la recirculation torique. Le tourbillon tournant dans le sens horaire a pour centre $(0, 49; 0, 17; -0, 48)$ tandis que celui de sens anti-horaire a pour centre $(0, 49; 0, 17; 0, 46)$. Leurs positions sont quasiment symétriques, mais ils sont situés plus vers l'intérieur de la maquette que pour la configuration $\varphi = 25^\circ$.

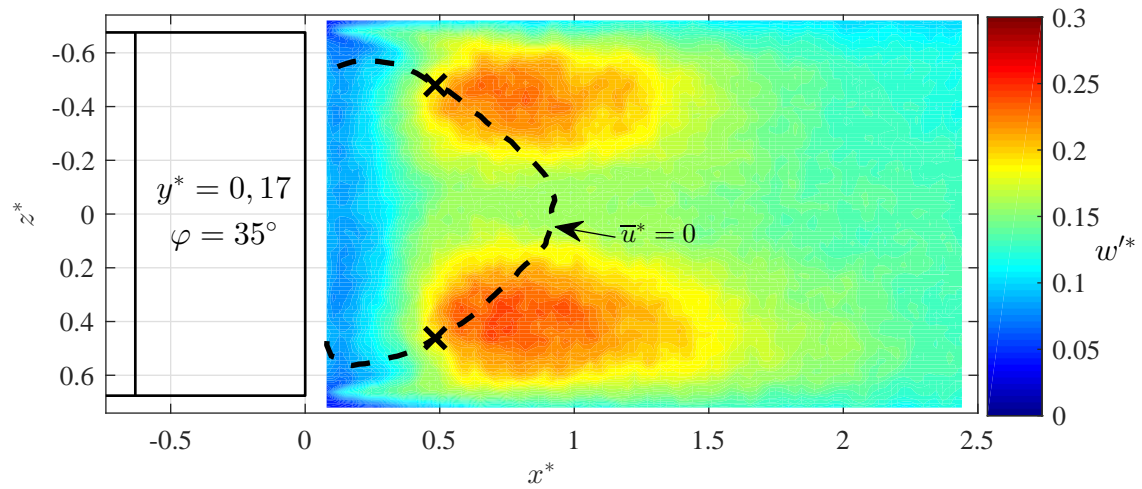
La figure 5.19 montre l'évolution de l'intensité de turbulence transversale w'^* dans le même plan horizontal $y^* = 0, 17$ pour les deux configurations $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$. La limite de recirculation $\bar{u}^* = 0$ ainsi que la position des centres tourbillonnaires sont également présentés.

Concernant la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.19(a)), on remarque une activité turbulente à l'arrière des centres tourbillonnaires, dont l'intensité maximale est de 24%. Les fluctuations sont aux alentours de 15% sur les côtés de la maquette dans le sillage lointain tandis qu'elles sont inférieures à 10% au centre, où la vitesse transversale est nulle. Une très légère dissymétrie d'axe $z^* = 0$ est également visible.

A propos de la maquette $\varphi = 35^\circ$ (Figure 5.19(b)), l'activité turbulente à l'arrière des centres tourbillonnaires est de même intensité (maximum de 25%) mais est plus volumineuse que dans le cas précédent. Par ailleurs, les fluctuations restent supérieures à 10% sur toute la surface mesurée. Enfin, une légère dissymétrie d'axe $z^* = 0$ est également visible.



(a)



(b)

FIGURE 5.19: Cartographies de l'intensité de turbulence transversale w'^* dans le plan horizontal $y^* = 0,17$, limite de recirculation $\bar{u}^* = 0$ et position des centres tourbillonnaires : (a) $\varphi = 25^\circ$, (b) $\varphi = 35^\circ$

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

Dans l'annexe C.2.2, le lecteur pourra trouver une visualisation 3D des grandeurs \bar{u}^* , \bar{w}^* , u'^* et w'^* dans les différents plans $x^* \in [0, 46; 0, 83; 1, 20; 1, 57; 1, 94; 2, 31]$ du sillage des maquettes $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$.

Concernant les grandeurs moyennes \bar{u} et \bar{w} (Figures C.11 et C.12), on observe respectivement une assez bonne symétrie et une antisymétrie des résultats autour du plan $z^* = 0$. Le déficit de vitesse longitudinale \bar{u}^* s'estompe plus rapidement pour la configuration à $\varphi = 25^\circ$ qu'à $\varphi = 35^\circ$. Concernant les représentations de \bar{w}^* , on distingue deux zones :

- La zone $y^* \sim 0, 2 - 0, 4$: à hauteur de la zone de recirculation et dans chacune des configurations, on observe une tendance à l'évasement de l'écoulement en dehors de la zone de recirculation, dirigé vers l'extérieur des maquettes. Cet évasement est plus important pour la configuration à $\varphi = 25^\circ$ qu'à $\varphi = 35^\circ$. Proche de l'arrière des maquettes et des bords, on remarque une dualité de vitesses positives et négatives à cause de la présence des tourbillons d'axe y de la structure torique dont nous avons parlé précédemment.
- La zone $y^* \sim 0, 2 - 0, 4$: au dessus de la recirculation et dans les deux configurations $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, l'écoulement se dirige vers l'intérieur des maquettes.

Concernant les fluctuations u'^* et w'^* (Figures C.13 et C.14), on observe pour certains plans une légère dissymétrie de part et d'autre de $z^* = 0$. Le bulbe de recirculation étant plus volumineux pour la configuration $\varphi = 35^\circ$ que pour $\varphi = 25^\circ$, les hauts niveaux de fluctuation sont visibles plus loin dans le sillage que pour la configuration $\varphi = 25^\circ$. Par ailleurs, l'écoulement provenant du soubassement est responsable de la majeure partie de l'activité turbulente de u en proche sillage puis se dissipe vers l'extérieur des maquettes. Pour la composante w , l'activité turbulente est majoritaire située aux extrémités des maquettes.

Afin de pouvoir quantifier le degré de symétrie des propriétés par rapport au plan $z^* = 0$, nous définissons l'estimateur $\Lambda_1(\varphi, z)$ qui permet de quantifier les écarts de \bar{u}^* , \bar{w}^* , u'^* et w'^* de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$. Ainsi,

$$\forall z^*, 0 < z^* \leq 0, 72,$$

$$\Lambda_{1, \bar{u}^*_{PIV}}(\varphi, z^*) = \frac{1}{n_{x,PIV} n_{y,PIV}} \times \sum_{i=1}^{n_{x,PIV}} \sum_{j=1}^{n_{y,PIV}} \left| \bar{u}^*_{PIV}(\varphi, x_i^*, y_j^*, z^*) - \bar{u}^*_{PIV}(\varphi, x_i^*, y_j^*, -z^*) \right| \quad (5.1)$$

Avec $n_{x,PIV}$, $n_{y,PIV}$ le nombre de points dans les directions respectives x et y . La définition est analogue pour $\Lambda_{1, u'^*_{PIV}}$ et $\Lambda_{1, w'^*_{PIV}}$. En revanche, \bar{w}^*_{PIV} étant antisymétrique, on a :

$$\forall z, 0 < z^* \leq 0, 72,$$

$$\Lambda_{1, \bar{w}^*_{PIV}}(\varphi, z^*) = \frac{1}{n_{x,PIV} n_{y,PIV}} \times \sum_{i=1}^{n_{x,PIV}} \sum_{j=1}^{n_{y,PIV}} \left| \bar{w}^*_{PIV}(\varphi, x_i^*, y_j^*, z^*) + \bar{w}^*_{PIV}(\varphi, x_i^*, y_j^*, -z^*) \right| \quad (5.2)$$

La figure 5.20 donne l'évolution des écarts de chacune des grandeurs en fonction de la position transversale z^* pour les deux configurations $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$.

Pour la configuration $\varphi = 25^\circ$ (Figure 5.20(a)), le maximum des écarts ne dépasse pas 4,5% de U_∞ pour \bar{u} , 3,2% pour \bar{w} , 1,4% pour u' et 1,7% pour w' . Pour la géométrie à $\varphi = 35^\circ$ (Figure 5.20(b)), le maximum des écarts ne dépasse pas 5,1% de U_∞ pour \bar{u} , 3,2% pour \bar{w} , 2,3% pour u' et 1,6% pour w' . On remarque, en tendance, que les écarts augmentent en s'éloignant du plan de symétrie, atteignent des maxima locaux puis diminuent pour atteindre des minima locaux ou globaux à l'extérieur des maquettes. Cette tendance s'explique par le fait que la zone $0, 2 < z^* < 0, 6$ où les écarts atteignent leurs maxima correspond aux zones de l'écoulement les plus fluctuantes, avec en particulier les tourbillons d'axe y formant la structure de recirculation torique du proche sillage. Un petit défaut d'alignement des maquettes ou d'usinage, ou bien encore une dissymétrie de l'écoulement incident pourraient expliquer ces écarts qui restent néanmoins faibles. En effet, nous avons vu que les

lignes de recirculation $\bar{u}^* = 0$ tout comme la position des centres tourbillonnaires d'axe y montrent une très bonne symétrie.

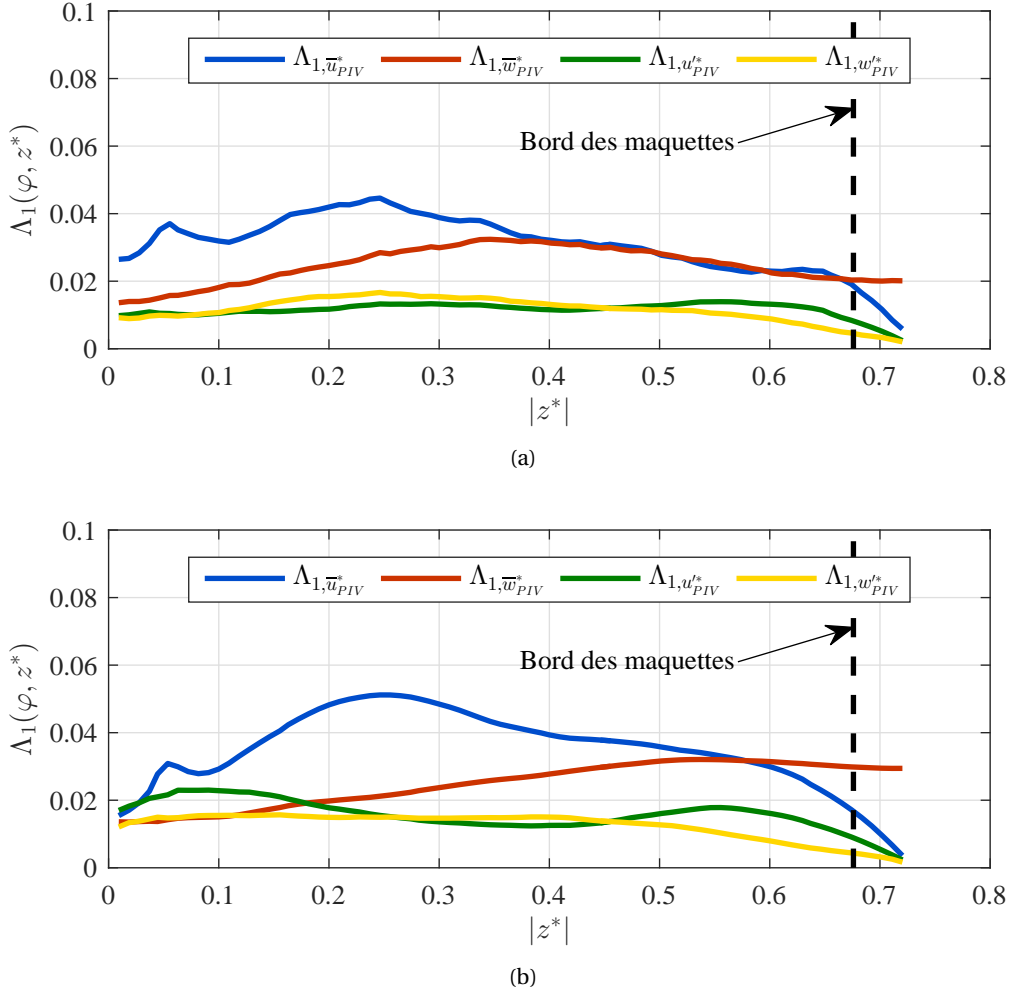


FIGURE 5.20: Écart moyen $\Lambda_1(z)$ entre les valeurs mesurées de \bar{u} , u' et w' (Équation 5.1) et \bar{w} (Équation 5.2) de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$: (a) $\varphi = 25^\circ$, (b) $\varphi = 35^\circ$

En faisant la moyenne des écarts de tous les plans z^* , on obtient l'écart moyen $\Lambda_1(\varphi)$ par :

$$\Lambda_{1, \bar{u}_{PIV}^*}(\varphi) = \frac{1}{n_{z, PIV}/2} \times \sum_{k=1}^{n_{z, PIV}/2} \Lambda_{1, \bar{u}_{PIV}^*}(\varphi, z_k^*) \quad (5.3)$$

Avec $n_{z, PIV}$ le nombre de points dans la direction transversale z . La définition est analogue pour $\Lambda_{1, \bar{w}_{PIV}^*}$, Λ_{1, u'_{PIV}^*} et Λ_{1, w'_{PIV}^*} .

La figure 5.21 donne les résultats des écarts moyens des valeurs mesurées de \bar{u}^* , \bar{w}^* , u'^* et w'^* de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$ pour les deux configurations $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$. Les écarts moyens ne dépassent pas 3,5% de U_∞ . Bien que la géométrie $\varphi = 25^\circ$ soit jugée la plus critique quant à la complexité de l'écoulement engendrée, les écarts observés dans notre cas sont légèrement plus importants pour la configuration $\varphi = 35^\circ$.

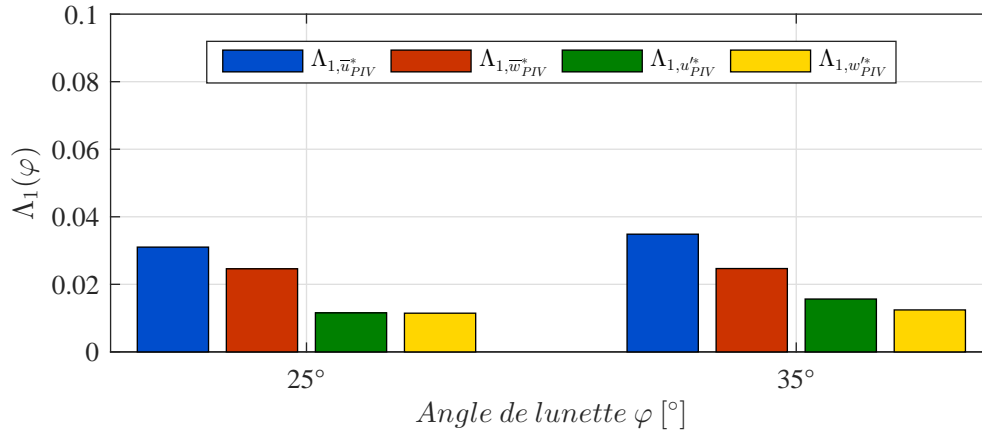


FIGURE 5.21: Écarts moyens $\Lambda_{1,PIV}(\varphi)$ (Équation 5.3) entre les valeurs mesurées de \bar{u} , \bar{w} , u' et w' de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$

Pour conclure, après avoir vérifié la proximité des résultats LDV et PIV sur la composante u , nous avons analysé la composante w , non accessible en LDV, dans des plans horizontaux. Cela nous a permis d'avoir des informations sur les structures tourbillonnaires d'axe vertical complétant la structure de recirculation torique. Par ailleurs, les mesures LDV n'ayant été réalisées que sur une demi-largeur des maquettes lors de la première campagne de mesure (en l'absence de l'échappement), les mesures PIV sur la totalité de la largeur nous ont permis de remarquer des écarts globaux entre les deux demi-largeurs inférieurs à 3,5%.

Nous rappelons que jusqu'à présent, la caractérisation des écoulements de sillage s'est faite en l'absence du système d'éjection, c'est à dire en l'absence du tube d'échappement ainsi que de l'écoulement d'éjection. Dans la suite du manuscrit, nous étudions l'influence du positionnement du tube d'échappement ainsi que du débit d'éjection sur les propriétés des écoulements de sillage à l'arrière des 3 maquettes. Ces mesures ont été réalisées à l'ESTACA et les résultats sont détaillés dans la section suivante.

5.3 Influence du système d'échappement sur les écoulements de sillage mesurés

Dans cette section, nous nous proposons d'étudier l'influence de la présence du tube d'échappement ainsi que de l'écoulement d'éjection sur les propriétés des écoulements de sillage à l'arrière des 3 maquettes. On indicera par $_{ech}$ les différentes grandeurs associées. Il s'agit d'une vérification de premier intérêt puisque les mesures de concentration qui seront présentées dans le chapitre 6 ont été réalisées en présence du système d'échappement. Ainsi, les écoulements de sillage transportant les PUF générées sont susceptibles d'avoir été modifiés. Afin de rester concis, nous restons concentrés sur la maquette $\varphi = 25^\circ$, configuration dont l'écoulement de sillage est le plus complexe. Les résultats concernant les autres configurations sont disponibles dans l'annexe C.3.

Pour mesurer l'influence du système d'éjection, un certain nombre de points du maillage de la première campagne de mesures ont été repris (cf. Chapitre 4). Nous nous concentrons dans un premier temps sur les 2 plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant le pot d'échappement se situant à la position transversale $z^* = -0,31$. On rappelle que pour cette campagne, les mesures 1D (de u) en proche plancher $y^* < 0,09$ n'ont pas été reprises. L'idée était de vérifier les propriétés dans le volume de proche sillage où se développent les structures tourbillonnaires contrarotatives associées à des gradients de \bar{u} et \bar{v} les plus importants. Par ailleurs, les mesures de concentration n'ont pas pu être réalisées dans la zone de proche plancher $y^* < -0,04$. Enfin, l'écoulement sur la lunette étant hors influence du

système d'éjection, les mesures n'y ont pas été reprises.

La figure 5.22 compare les résultats des moyennes \bar{u} et \bar{v} à l'arrière du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$, en l'absence et en présence du système d'éjection. Les profils mesurés en l'absence du système d'éjection sont les courbes continues bleu ($z^* = -0,23$) et rouge ($z^* = -0,45$) qui sont issues de la première campagne de mesure. Les mesures ponctuelles reprises en présence du système d'échappement donnent les résultats indiqués par les points bleu ($z^* = -0,23$) et rouge ($z^* = -0,45$).

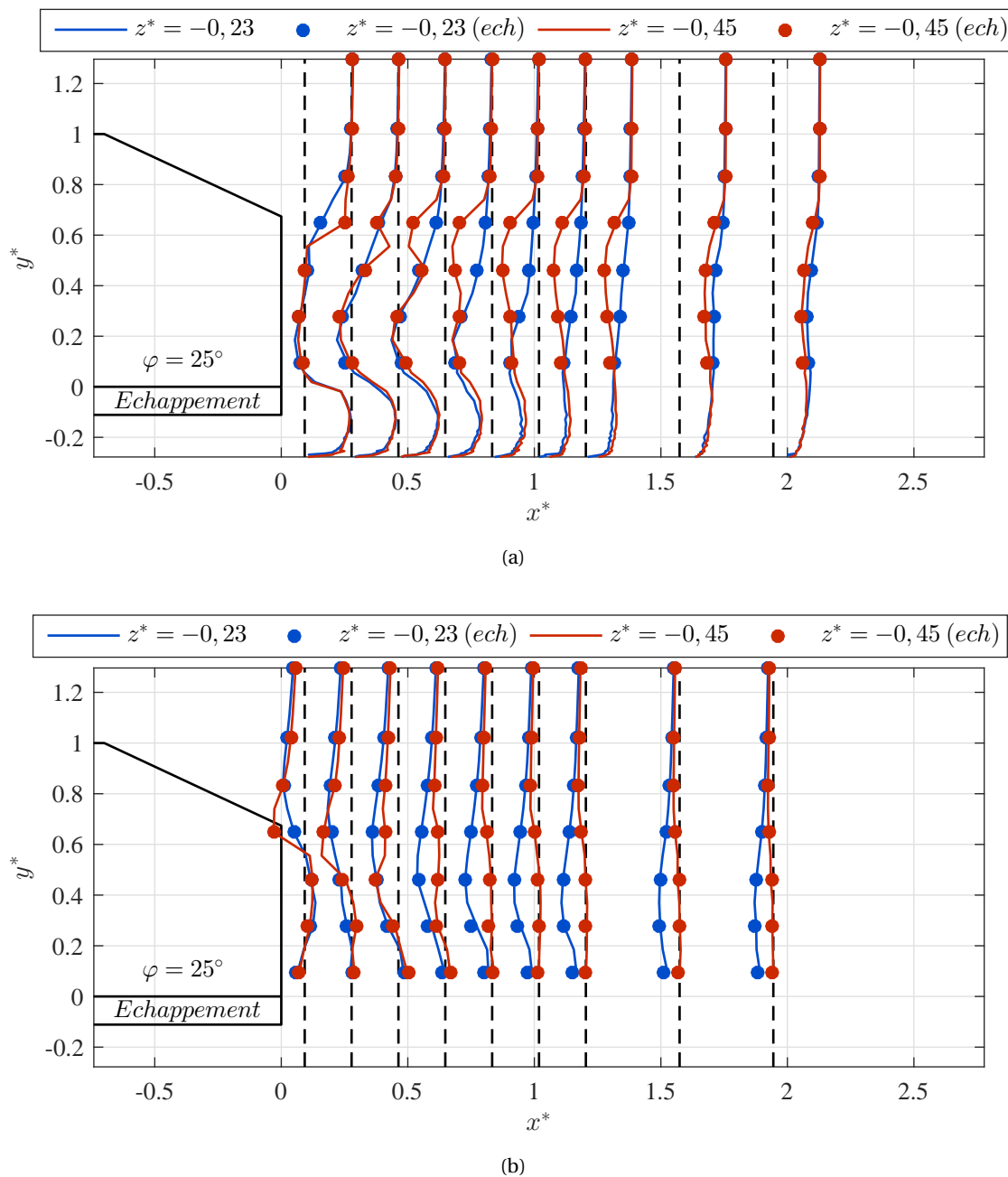


FIGURE 5.22: Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué .ech) du système d'éjection : (a) \bar{u} , (b) \bar{v}

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

On remarque que les résultats de \bar{u}^* (Figure 5.22(a)) et de \bar{v}^* (Figure 5.22(b)) issus des mesures reprises dans les deux plans encadrant le pot d'échappement se placent de manière précise sur les courbes issues de la première campagne de mesure en l'absence du système d'éjection. Le débit d'éjection étant de $8l.min^{-1}$ à travers un tuyau d'échappement de diamètre $\Phi_c = 4mm$, la vitesse d'éjection estimée est donc de $10,6m.s^{-1}$. Compte tenu de la faible différence avec la vitesse d'étude $U_\infty = 14,3m.s^{-1}$, on peut raisonnablement penser que le déficit de vitesse en sortie d'échappement est rapidement compensé par l'apport de quantité de mouvement par l'écoulement environnant. C'est bien ce que semble montrer la figure 5.22 qui indique que même au point le plus proche du tube d'échappement (0,09;0,09) dans les deux plans, on ne distingue pas d'écart notable entre les résultats des deux campagnes de mesure.

La figure 5.23 compare les résultats des moyennes u'^* et v'^* à l'arrière du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$, en l'absence et en présence du système d'éjection. La légende est la même que celle utilisée précédemment. Hormis au point (1,57;0,09;-0,45) du profil de v'^* (Figure 5.23(b)), on remarque encore une fois des résultats très ressemblant entre les deux campagnes de mesure.

Afin de quantifier plus précisément les différences entre les deux campagnes de mesures (avec et sans système d'éjection), nous définissons les écarts moyens $\Lambda_2(\varphi)$ sur chacune des grandeurs \bar{u}^* , \bar{v}^* , u'^* et v'^* aux points communs mesurés lors des deux campagnes. Ces points couvrent la zone $0,09 < x^* < 1,94$, $0,09 < y^* < 1,30$ et $-0,45 < z^* < 0$ (cf. Chapitre 4). Ainsi, pour un angle φ , on a comme définition pour $\Lambda_{2,\bar{u}^*}(\varphi)$:

$$\Lambda_{2,\bar{u}^*}(\varphi) = \frac{1}{n_{x,ech}n_{y,ech}n_{z,ech}} \times \sum_{i=1}^{n_{x,ech}} \sum_{j=1}^{n_{y,ech}} \sum_{k=1}^{n_{z,ech}} \left| \bar{u}^*(\varphi, x_i^*, y_j^*, z_k^*) - \bar{u}_{ech}^*(\varphi, x_i^*, y_j^*, z_k^*) \right| \quad (5.4)$$

Avec $n_{x,ech}$, $n_{y,ech}$ et $n_{z,ech}$ le nombre de mesures dans les directions respectives x , y et z de la campagne de mesure en présence du système d'échappement (aussi mesurées en son absence). Les définitions sont analogues pour $\Lambda_{2,\bar{v}^*}(\varphi)$, $\Lambda_{2,u'^*}(\varphi)$ et $\Lambda_{2,v'^*}(\varphi)$.

La figure 5.24 montre les écarts moyens $\Lambda_2(\varphi)$ (Équation 5.4) entre les valeurs mesurées de \bar{u}^* , \bar{v}^* , u'^* et v'^* avec et sans le système d'éjection. Les différences sont inférieures à $0,04U_\infty$ pour les valeurs moyennes et inférieures à $0,02U_\infty$ pour les fluctuations et ce pour les 3 angles φ . Dans l'annexe C.3, le détails des profils qui concernent les maquettes $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ sont disponibles pour le lecteur. Néanmoins, on peut raisonnablement conclure que le système d'échappement n'a pas ou peu d'influence sur les propriétés des écoulements de sillage mesurés en son absence.

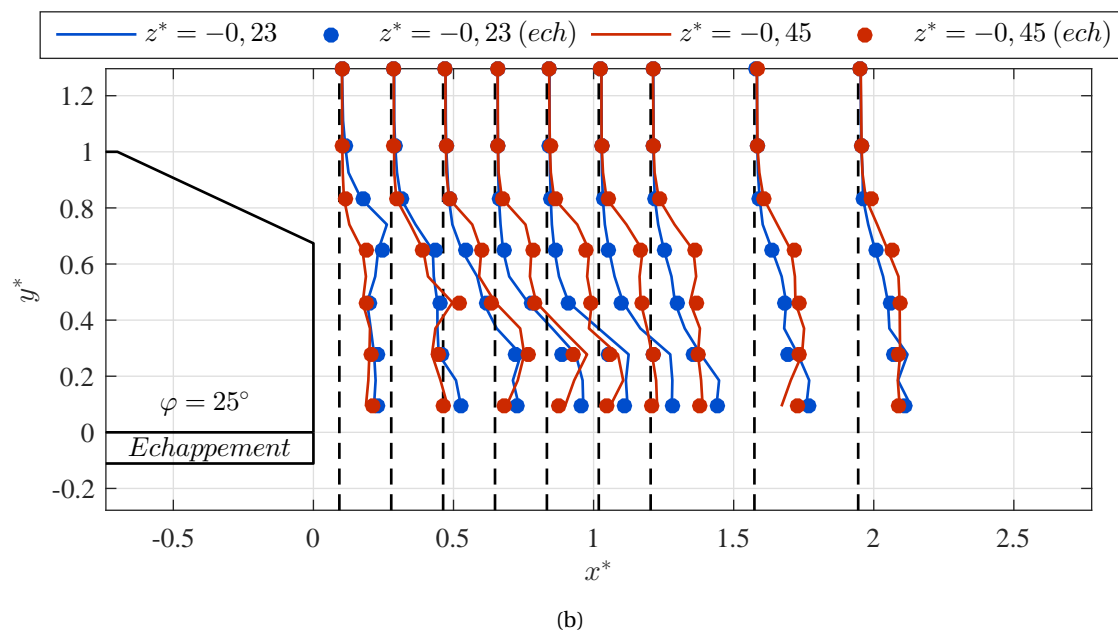
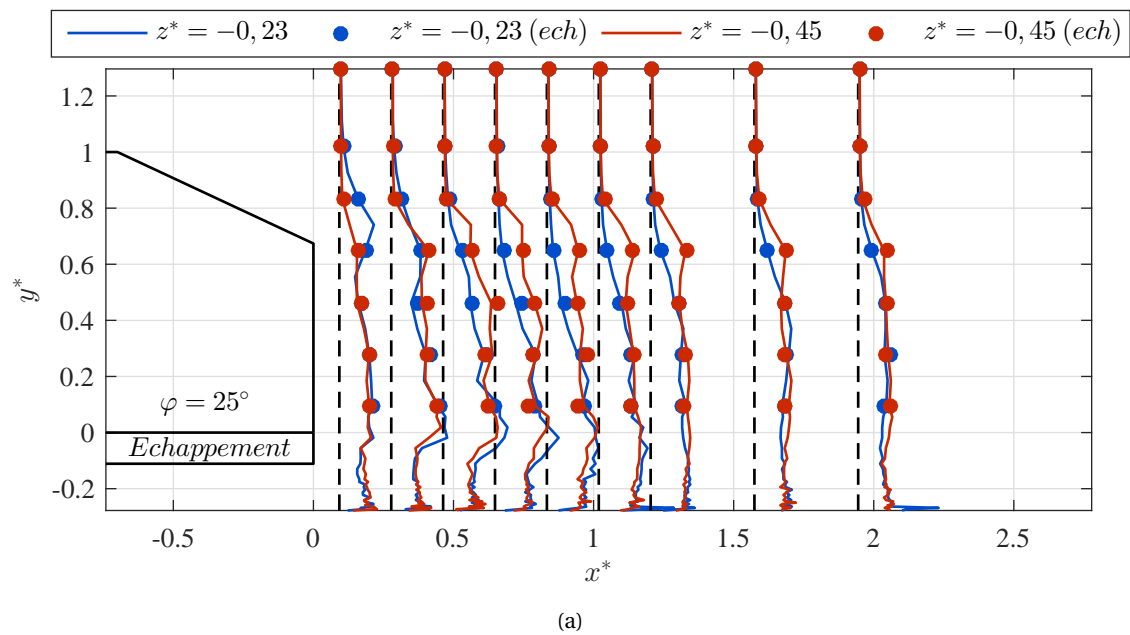


FIGURE 5.23: Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahed $\varphi = 25^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué *.ech*) du système d'éjection : (a) u' , (b) v'

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

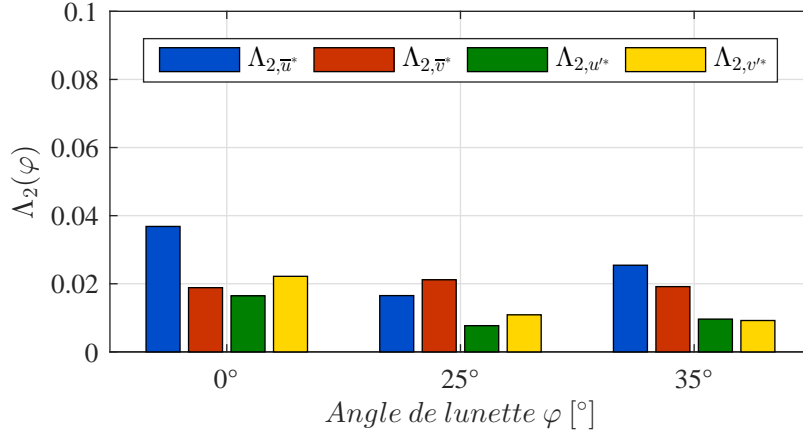


FIGURE 5.24: Écart moyen $\Lambda_2(\varphi)$ (Équation 5.4) des valeurs de \bar{u} , \bar{v} , u' et v' entre les mesures avec et sans système d'éjection, couvrant la zone $0,09 < x^* < 1,94$, $0,09 < y^* < 1,30$ et $-0,45 < z^* < 0$

Lors de la campagne de mesures en présence du système d'éjection, la 3^{ème} composante de la traverse LDV était disponible. Ainsi les mesures ont pu être réalisées dans les plans $z^* \in [0; \pm 0,23; \pm 0,45]$ (cf. Chapitre 4), couvrant notamment l'autre demi-largeur des maquettes et permettant d'estimer la symétrie des écoulements de sillage. Pour cela, on redéfinit l'estimateur de la symétrie $\Lambda_1(\varphi)$ avec les mesures en présence du système d'éjection. On a alors

$$\Lambda_{1,\bar{u}_{ech}^*}(\varphi) = \frac{1}{n_{z,ech}/2} \times \sum_{k=1}^{n_{z,ech}/2} \Lambda_{1,\bar{u}_{ech}^*}(\varphi, z_k^*) \quad (5.5)$$

Avec $\forall z^*, z^* \in [0,23; 0,45]$,

$$\Lambda_{1,\bar{u}_{ech}^*}(\varphi, z^*) = \frac{1}{n_{x,ech} n_{y,ech}} \times \sum_{i=1}^{n_{x,ech}} \sum_{j=1}^{n_{y,ech}} \left| \bar{u}_{ech}^*(\varphi, x_i^*, y_j^*, z^*) - \bar{u}_{ech}^*(\varphi, x_i^*, y_j^*, -z^*) \right| \quad (5.6)$$

Les autres grandeurs $\Lambda_{1,\bar{v}_{ech}^*}(\varphi)$, $\Lambda_{1,u'_{ech}^*}(\varphi)$ et $\Lambda_{1,v'_{ech}^*}(\varphi)$ sont définies de manière analogue. La figure 5.25 trace les écarts $\Lambda_1(\varphi)$ de chacune des grandeurs \bar{u}_{ech}^* , \bar{v}_{ech}^* , u'_{ech}^* et v'_{ech}^* mesurées de part et d'autre du plan de symétrie en présence du système d'échappement. Les écarts ne dépassent pas 1,8% de U_∞ pour $\varphi = 35^\circ$, 3,2% de U_∞ pour $\varphi = 25^\circ$ et 4,2% de U_∞ pour $\varphi = 25^\circ$. Même si le nombre de points dans la direction transversale z est inférieur à celui des mesures PIV au CORIA, on remarque que les écarts sur la symétrie de l'écoulement pour les composantes communes \bar{u}^* et u'^* sont du même ordre de grandeur. Par conséquent, le système d'éjection ne semble pas avoir d'influence sur les propriétés des écoulements mesurées en son absence.

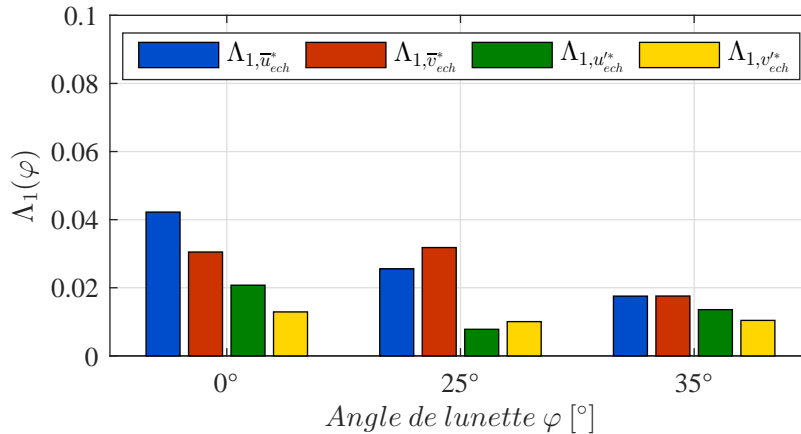


FIGURE 5.25: Écart moyen $\Lambda_1(\varphi)$ (Équation 5.2) des valeurs de \bar{u}_{ech}^* , \bar{v}_{ech}^* , u'_{ech} et v'_{ech} entre les mesures avec système d'éjection de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$

5.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à caractériser les écoulements de sillage à l'arrière du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ par le biais des mesures de vitesse. Ces informations sont d'un premier intérêt dans ce projet puisque les structures tourbillonnaires du sillage et la turbulence associée sont responsables du transport des PUE, dont les champs de concentration sont présentés dans le prochain chapitre.

Dans un premier temps, nous avons analysé les données LDV issues de la première campagne de mesure de vitesse. Pour celle-ci réalisée en début de projet, on précise l'absence du système d'éjection. Nous avons comparé les profils de couche limite en fin de pavillon qui dépendent de l'attachement ou du décollement de l'écoulement sur la lunette située juste en aval. Ensuite, nous avons comparé dans les plans de symétrie $z^* = 0$ les propriétés de $\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$, \bar{u} , \bar{v} , u' et v' . Les longueurs de recirculation L_R^* ont été identifiées proches des valeurs de la littérature, tout comme la position des centres tourbillonnaires A (et B, lorsque disponible), par comparaison aux données rassemblées dans le chapitre 2.

Nous avons remarqué que le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ présente une symétrie d'axe $y^* = 0,5$. Cette géométrie est associée à la plus grande longueur de recirculation tandis que les fluctuations turbulentes de l'écoulement sont plus importantes au niveau de la couche cisailée supérieure.

Concernant la géométrie à $\varphi = 25^\circ$, l'écoulement semble attaché sur la lunette ce qui provoque une forte déviation de l'écoulement vers le bas. Par conséquent, la longueur de recirculation relevée est la plus faible parmi les trois configurations testées. On note également la présence des tourbillons longitudinaux qui génèrent un déficit de vitesse sur les côtés du sillage.

Enfin, la géométrie $\varphi = 35^\circ$ présente un décollement total de l'écoulement sur la lunette, augmentant ainsi la longueur de recirculation du sillage par rapport à la configuration $\varphi = 25^\circ$. En revanche, tout comme la géométrie $\varphi = 25^\circ$, les fluctuations turbulentes de l'écoulement sont plus importantes au niveau de la couche cisailée inférieure. On note tout de même des niveaux élevés dans la couche cisailée supérieure.

Dans un second temps, nous avons présenté les mesures PIV réalisées au CORIA, à l'arrière des géométries $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, dans des conditions expérimentales similaires. Après avoir remarqué la forte proximité des résultats entre les mesures LDV et PIV sur les grandeurs communes \bar{u} et u'

Chapitre 5.

Caractérisation des écoulements de sillage des corps d'Ahmed

mesurées, nous avons analysé la symétrie de l'écoulement ainsi que la dernière composante de la vitesse w mesurée et non accessible jusqu'alors.

Les informations sur \bar{w} indiquent une tendance à l'évasement de l'écoulement dans la partie basse des sillages, ainsi qu'une tendance inverse dans la partie haute des sillages. La position des centres tourbillonnaires des structures verticales d'axe y , complétant la structure torique de recirculation dans les proches sillage, ont été identifiées comme étant quasiment symétriques par rapport au plan de symétrie $z^* = 0$. Les fluctuations de w présentent des niveaux similaires aux niveaux de u' et v' analysés précédemment, mais sont concentrées proches des structures tourbillonnaires verticales composant la structure de recirculation torique des proches sillages.

La symétrie de l'écoulement a été analysée. On a montré des écarts moyens sur \bar{u} , \bar{w} , u' et w' inférieurs à 3,5% de U_∞ pour les 2 configurations. Les maxima sont atteints à proximité des structures tourbillonnaires verticales du proche sillage.

Enfin, dans un dernier temps nous nous sommes intéressés à l'impact du système d'éjection sur la caractérisation des écoulements de proche sillage. Certains points de mesure, décrits au chapitre 4, de la première campagne de mesure LDV ont été repris à l'arrière des 3 maquettes $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$.

Nous avons remarqué dans un premier temps que les écarts sur \bar{u} , \bar{v} , u' et v' entre les mesures réalisées avec et sans système d'injection sont inférieurs à 4% de U_∞ .

Par ailleurs, la symétrie de l'écoulement a de nouveau été analysée grâce à la robotisation de la 3^{ème} du système de traverse. Les écarts sur les résultats de \bar{u} , \bar{v} , u' et v' de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$ sont inférieurs à 4,2%. Ces écarts sont du même ordre de grandeur que ceux observés grâce aux mesures PIV, indiquant donc que le système d'éjection n'a pas ou peu d'influence sur la caractérisation des propriétés des écoulements de sillage en son absence. Le coude que forme le tuyau d'échappement dans la zone de soubassement est donc suffisamment loin du culot pour qu'il ait une réelle influence sur les propriétés du sillage. Par ailleurs, cela signifie que le déficit de vitesse $V_{e,c} = 10,6 m.s^{-1}$ à l'échappement par rapport à celle d'étude $U_\infty = 14,3 m.s^{-1}$ est rapidement compensé par la récupération de quantité de mouvement issue de l'écoulement environnant.

Chapitre 6

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d’Ahmed

APRÈS AVOIR ANALYSÉ les écoulements de sillage à l’arrière des 3 maquettes dans le chapitre 5, nous nous focalisons ici sur la caractérisation de la phase dispersée des PUF dans ces mêmes sillages. Dans un premier temps, nous analysons les champs de concentration totale et moyenne des PUF à l’arrière de chacune des maquettes. Afin que l’analyse soit la plus claire possible, nous développons chaque configuration $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ séparément afin d’examiner les champs dans différents plans verticaux, horizontaux et transversaux. Dans un deuxième temps, nous nous proposons de quantifier la dispersion à l’aide de coefficients de diffusion vertical et transversal, construits sur la base d’un modèle discuté.

Sommaire

6.1	Champs de concentration totale moyenne dans le sillage des maquettes	163
6.1.1	Maquette $\varphi = 0^\circ$	164
6.1.2	Maquette $\varphi = 25^\circ$	170
6.1.3	Maquette $\varphi = 35^\circ$	175
6.2	Quantification de la dispersion des PUF dans le sillage	180
6.2.1	Discussion sur le modèle de dispersion retenu	180
6.2.2	Diffusion verticale D_y	181
6.2.3	Diffusion transversale D_z	187
6.3	Conclusion du chapitre	192

6.1 Champs de concentration totale moyenne dans le sillage des maquettes

Dans un premier temps, nous décrivons les champs de concentration en nombre, totale et moyenne $\bar{C}_{f,t}$.

Avant de présenter les résultats, il est important de choisir une grandeur de normalisation adaptée pour la présentation des résultats.

Comme le suggère [Chang et al. \(2009\)](#) dans leur étude, il existe plusieurs possibilités qui rendent chacune compte de l’influence de divers paramètres. Ils précisent qu’il est important de normaliser par l’ensemble des paramètres susceptibles de varier lors d’une étude expérimentale, en proposant d’adimensionner par $\bar{C}_{e,c} \cdot Q_{e,c} / h_c l_c U_\infty$. Dans la normalisation précédente, on rappelle que $\bar{C}_{e,c}$ désigne la concentration en nombre moyenne des PUF émises à l’échappement, $Q_{e,c}$ le débit volumique d’éjection, h_c et l_c respectivement les hauteur et largeur des maquettes et U_∞ la vitesse de l’écoulement.

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

Toutefois, dans notre cas chacune des maquettes a des dimensions similaires ($h_c = \text{cte}$, $l_c = \text{cte}$) mais est aussi testée dans des conditions identiques ($U_\infty = \text{cte}$, $\bar{C}_{e,c} = \text{cte}$ et $Q_{e,c} = \text{cte}$). Ainsi, afin de rendre compte de l'effet de dilution de la concentration issue de la source (échappement) dans le sillage des maquette, nous choisirons de normaliser les concentrations par la concentration totale moyenne mesurée à l'échappement $\bar{C}_{e,c}$ (Chang et al., 2009). Ainsi, on aura :

$$\bar{C}_{f,t}^* = \frac{\bar{C}_{f,t}}{\bar{C}_{e,c}} \quad (6.1)$$

Avec $\bar{C}_{e,c} = 6,96 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ (cf. Chapitre 3).

Par ailleurs, des précautions sont à prendre concernant l'échelle des cartographies de $\bar{C}_{f,t}^*$.

La première précaution concerne sa représentation. Du fait des grandes variations que nous allons discuter, l'échelle logarithmique est la mieux adaptée.

La deuxième précaution concerne la limite inférieure de l'échelle, celle supérieure étant logiquement de 1 ou 10^0 . La raison pour cela est que les valeurs moyennes de concentration de fond totale $\bar{C}_{0,t}$ varient en ordre de grandeur, suivant si l'acquisition est réalisée en début de session de mesures ou une fois qu'un régime établi est atteint. Ce régime établi, obtenu après 5-10 mesures environ, correspond à un équilibre de concentration de fond résultant des salves de génération des PUF et des pertes via les fuites d'étanchéité de la salle de mesures. Ainsi, les niveaux de fond moyens varient d'une manière générale entre $\sim 10^1$ à 10^2 cm^{-3} (début de la session) et $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (régime établi). Toutefois, des différences de niveaux de fond moyens de l'ordre de $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ sont observées pour des mesures successives lorsque le régime de fond n'est pas établi. Ainsi, nous ne représenterons pas les valeurs de $\bar{C}_{f,t}^*$ inférieures aux variations des niveaux moyens de fond. La limite inférieure de notre échelle normalisée sera donc de $10^3/10^7 = 10^{-4}$.

6.1.1 Maquette $\varphi = 0^\circ$

La figure 6.1 montre les champs de concentration totale en nombre $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 0^\circ$. Les différents plans verticaux $z^* = -0,31$ (correspondant à celui de l'échappement), $z^* = 0$ et $z^* = +0,31$ sont représentés. Les points noirs correspondent aux points de mesure. Par ailleurs, nous avons ajouté à ces graphes les contours correspondant à $\bar{u}^* = 0$, issus des mesures LDV, délimitant la zone de recirculation en proche culot. On rappelle que la campagne de mesure LDV pour la caractérisation des écoulements de sillage n'a été réalisée que dans les plans $z^* \leq 0$, c'est pourquoi les contours $\bar{u}^* = 0$ dans les plans $z^* > 0$ ont été obtenu par symétrie, conformément à l'hypothèse discutée et validée dans le chapitre 5 (Section 5.3).

C'est logiquement dans le plan de l'échappement $z^* = -0,31$ (Figure 6.1(a)) que nous retrouvons les concentrations les plus fortes, dont le maximum $\bar{C}_{f,t}^* = 0,33$ a été mesuré au point (0,57;-0,04;-0,31). Ainsi, à une distance longitudinale de $0,57h_c$ de la source d'émission, les niveaux de concentration sont divisés par 3. On observe ensuite des niveaux élevés $\bar{C}_{f,t}^* > 10^{-1}$ jusqu'en $x^* = 1,27$ et $\bar{C}_{f,t}^* > 10^{-2}$ jusqu'en $x^* = 3,46$. Cette dernière zone s'étend en hauteur jusqu'à $y^* = 0,90$ en très proche culot, ce qui correspond quasiment à la totalité de la hauteur du véhicule. Ensuite, on remarque une légère tendance à la déviation vers le bas des hautes valeurs de concentration en s'éloignant dans le sillage. Ce transport de particules du système d'éjection vers le haut de la maquette est certainement dû au mélange créé par les structures contrarotatives du proche sillage. Bien que l'éjection se fasse en dessous de la frontière $\bar{u}^* = 0$, une partie des particules générées se trouve piégée et transportée au sein de la zone de recirculation qui s'étale sur toute la hauteur de la maquette. Enfin, on remarque d'une manière générale des concentrations élevées dans tout le plan $z^* = -0,31$, où des niveaux $\bar{C}_{f,t}^* > 10^{-3}$ sont encore trouvés à la limite du domaine de mesure, en $x^* = 7$.

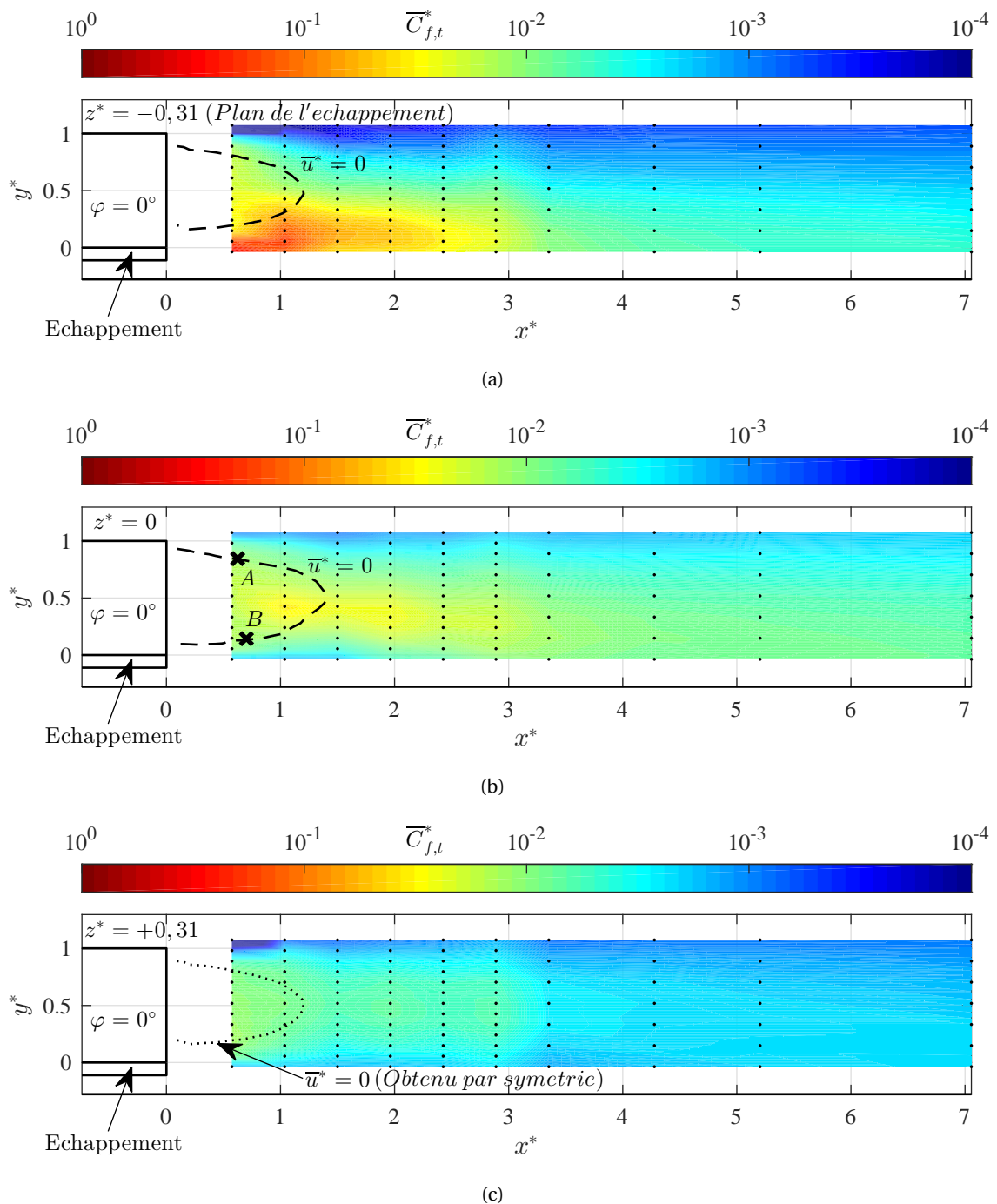


FIGURE 6.1: Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 0^\circ$ (vues de profil, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $z^* = -0,31$ (plan de l'échappement), (b) $z^* = 0$, (c) $z^* = +0,31$

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

Dans le plan de symétrie $z^* = 0$ (Figure 6.1(b)), les concentrations sont cette fois-ci partout inférieures à au moins 10 fois la valeur maximale relevée : $\overline{C}_{f,t}^* < 10^{-1}$. Toutefois, ces niveaux restent très élevés dans tout le plan, avec une homogénéisation des concentrations sur toute la hauteur de la maquette et jusqu'en bout de domaine. La zone centrale en proche culot présente des valeurs atteignant au maximum $\overline{C}_{f,t}^* = 0,03$, et des niveaux compris entre 10^{-1} et 10^{-2} jusqu'en $x^* = 3,95$. En outre, l'homogénéisation des concentrations peut paraître de premier abord surprenante du fait que l'éjection des particules se fait par le bas et sur un côté de la maquette. Néanmoins, la structure tourbillonnaire de forme torique identifiée dans le chapitre 5 permet de créer ce mélange en permettant à une partie des particules éjectées d'être transportées au sein de la zone de recirculation :

- D'une part, une portion de particules peut être transportée verticalement par le tourbillon inférieur de centre B. Puis à nouveau, une nouvelle portion peut être transportée via le tourbillon supérieur de centre A avant d'atteindre le haut de la maquette.
- D'autre part, les structures tourbillonnaires horizontales permettent par le même mécanisme de transporter des particules de part et d'autre du plan de symétrie z^* , comme nous le verrons par la suite.

Ensuite, l'écoulement d'advection transporte en aval ces particules dans le sillage. On notera que la tendance à la symétrisation horizontale des champs de concentration, particulièrement visible pour $x^* < 3$, n'est pas surprenante compte tenu du fait que les propriétés de l'écoulement de sillage à l'arrière de la maquette $\varphi = 0^\circ$ montraient également une bonne symétrie dans ce plan $z^* = 0$.

Dans le plan $z^* = +0,31$ (Figure 6.1(c)), les niveaux sont globalement moins élevés que dans les autres plans évoqués, avec notamment $\overline{C}_{f,t}^* < 10^{-2}$ dès $x^* > 0,80$. Cependant, la recirculation du proche sillage étant comme nous l'avons vu de forme torique, elle permet également un mélange horizontal avec un transport des particules de la zone d'échappement vers la zone symétriquement opposée. Cela explique donc que l'on retrouve des niveaux tout de même non négligeables, où $\overline{C}_{f,t}^* > 10^{-3}$ dans toute la surface. Par ailleurs, le mélange dans la direction verticale précédemment évoqué donne toujours cette apparence de symétrie horizontale.

Afin de mieux observer le mélange qui se fait dans la direction horizontale, la figure 6.2 montre les valeurs de $\overline{C}_{f,t}^*$ dans les différents plans horizontaux $y^* = -0,04$, $y^* = +0,33$ et $y^* = +0,70$ (vue de dessus).

Dans le plan de l'échappement $y^* = -0,04$ (Figure 6.2(a)), nous retrouvons logiquement les niveaux élevés en face de l'échappement, correspondant au plan $z^* = -0,31$ précédemment décrit. Jusqu'en $x^* \sim 1,6$, les concentrations $\overline{C}_{f,t}^* > 10^{-2}$ sont cloisonnées dans la demi-largeur de la maquette contenant l'échappement. Ensuite, les concentrations diminuent et sont comprises entre 10^{-2} et 10^{-3} , puis s'évasent légèrement jusqu'à couvrir en bout de domaine l'intervalle $-1,07 < z^* < 0,8$.

Le plan $y^* = +0,33$ (Figure 6.2(b)) traverse la zone de recirculation. Contrairement au plan précédent qui se trouvait en dessous, le mélange dans un plan horizontal peut ici s'effectuer. Par conséquent, on observe une symétrie verticale des champs de concentration. Plus précisément, on remarque que les niveaux importants sont encore du côté de l'échappement dans la zone $x^* < 2$ alors qu'ils ont tendance à se recentrer vers $z^* = 0$ dans le sillage plus lointain jusqu'en fond de domaine. C'est donc bien le mélange en proche culot par la recirculation de forme torique qui permet de transporter les PUF de part et d'autre du plan de symétrie de la maquette et d'homogénéiser ainsi les champs de concentration sur un plan horizontal. Ensuite, les PUF sont transportées en aval par advection.

Un constat similaire peut être fait dans le plan $y^* = +0,70$ (Figure 6.2(c)). La recirculation du proche sillage permet de transporter les PUF vers le haut de la maquette et sur toute sa largeur, de part et d'autre du plan de symétrie. Par conséquent on observe des niveaux élevés $\overline{C}_{f,t}^* > 10^{-2}$ jusqu'en $x^* = 1,35$. Ensuite, les fortes concentrations se recentrent vers $z^* = 0$ jusqu'en fin de domaine.

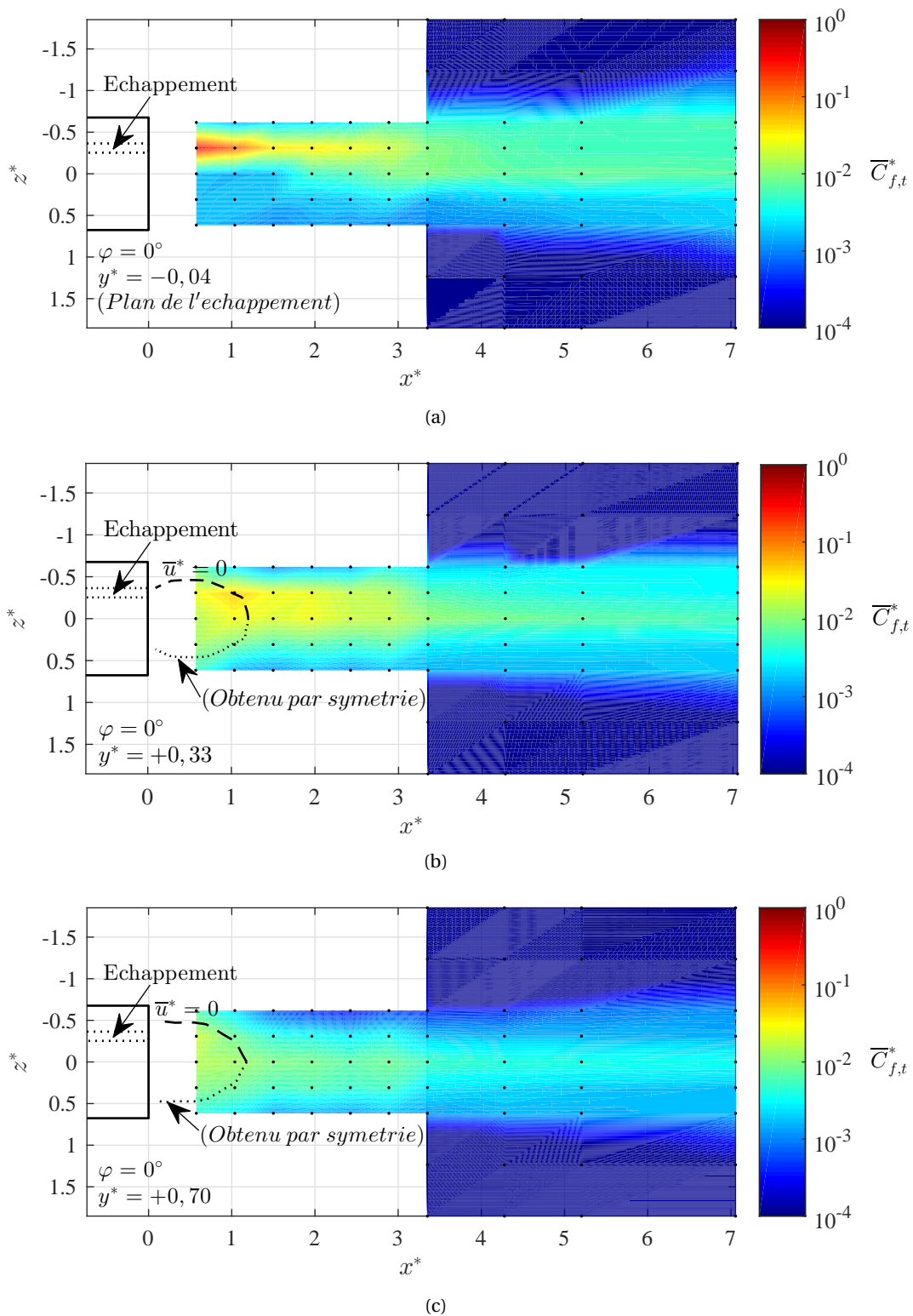


FIGURE 6.2: Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\overline{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 0^\circ$ (vues de dessus, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $y^* = -0,04$ (plan de l'échappement), (b) $y^* = +0,33$, (c) $y^* = +0,70$

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

La figure 6.3 représente en 3D l'évolution de $\overline{C}_{f,t}^*$ dans les plans transversaux $x^* \in [0,57; 1,04; 1,5; 1,96; 2,43; 3,35; 4,28; 5,20; 7,06]$. Cette visualisation permet de synthétiser les résultats précédents. On observe les niveaux les plus élevés $\overline{C}_{f,t}^* > 10^{-1}$ dans le prolongement de la zone d'éjection qui se trouve sous la frontière $\overline{u}^* = 0$. Toutefois, dans la zone de recirculation du proche sillage où $x^* < L_R^* = 1,39$, la recirculation torique permet de transporter une partie des particules éjectées de la zone d'échappement vers le haut de la maquette et de part et d'autre du plan de symétrie. Le mélange est rendu possible verticalement par un transport des particules via les tourbillons A et B identifiés, et horizontalement par les mêmes structures contrarotatives horizontales. Hors de la zone de recirculation, on observe une tendance à la symétrisation des champs de concentration avec des niveaux élevés qui se centrent vers $z^* = 0$ au fur et à mesure que l'on s'éloigne dans le sillage. Ceci n'est pas surprenant du fait des propriétés de l'écoulement de sillage qui montrent aussi des symétries. Toutefois, on observe toujours le pic élevé dans le prolongement de l'échappement, correspondant aux particules non entraînées par les structures tourbillonnaires du proche sillage.

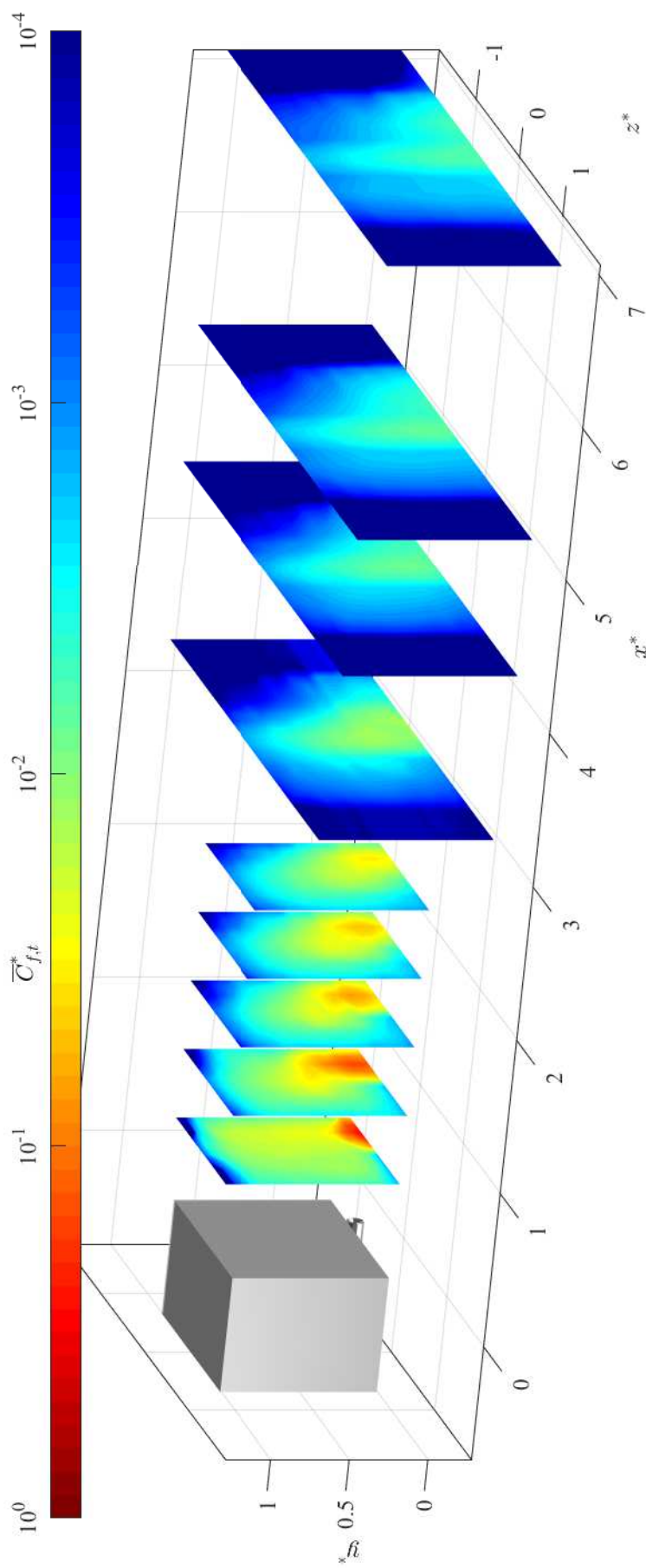


FIGURE 6.3: Représentation 3D de l'évolution de la concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$, dans le sillage de la maquette $\varphi = 0^\circ$, dans les plans $x^* \in [0,57; 1,04; 1,5; 1,96; 2,43; 3,35; 4,28; 5,20; 5,20; 7,06]$

6.1.2 Maquette $\varphi = 25^\circ$

La figure 6.4 montre les champs de concentration totale en nombre $\overline{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 25^\circ$. Les mêmes plans verticaux $z^* = -0,31$ (correspondant à celui de l'échappement), $z^* = 0$ et $z^* = +0,31$ sont représentés que précédemment, tout comme les points de mesures ou encore les frontières $\overline{u}^* = 0$.

Une nouvelle fois, c'est logiquement dans le plan de l'échappement $z^* = -0,31$ (Figure 6.4(a)) que nous retrouvons les concentrations les plus fortes, avec un maximum $\overline{C}_{f,t}^* = 0,14$ mesuré au point (0,57;0,06;-0,31). Les niveaux élevés $\overline{C}_{f,t}^* > 10^{-2}$ sont dans la zone proche de l'éjection et s'étalent jusqu'en $x^* = 3,20$, c'est à dire moins loin que pour la configuration précédente. Cette zone s'étend également moins en hauteur. Plus précisément, on remarque que la zone où $10^{-3} < \overline{C}_{f,t}^* < 10^{-2}$ est très mince en hauteur proche du culot où elle s'étale jusqu'à $y^* = 0,34$. La recirculation torique n'étant pas étendue sur toute la hauteur du culot, contrairement à la configuration $\varphi = 0^\circ$, l'homogénéisation des concentrations sur la totalité de la hauteur de la maquette ne peut se faire. Ensuite, la zone où $10^{-3} < \overline{C}_{f,t}^* < 10^{-2}$ s'agrandit jusqu'en $x^* \sim 2,5$ puis rétrécit à nouveau jusqu'à la fin du domaine d'étude. Une explication à cela pourrait être que le fort courant descendant observé pour cette configuration, dû à l'attachement de l'écoulement sur la lunette, soit responsable en très proche culot ($x^* < 1$) de la faible étendue verticale des fortes concentrations. Par ailleurs, l'élargissement vertical qui s'ensuit peut être expliqué (et sera confirmée par la suite) par la présence des tourbillons longitudinaux présents pour cette configuration $\varphi = 25^\circ$. En dehors de la recirculation du proche sillage, ils deviennent prépondérants dans le transport des particules. Le tourbillon présent dans la demi-largeur du véhicule contenant l'échappement permet ainsi de transporter une portion de particules sur le côté et en aval de la maquette. A noter que ceci concerne exclusivement la configuration $\varphi = 25^\circ$, puisque pour la configuration $\varphi = 0^\circ$ les lignes de courant convergent vers le plan de symétrie $z^* = 0$. Toutefois, ce constat reste encore à confirmer avec les autres plans.

Dans le plan de symétrie $z^* = 0$ (Figure 6.4(b)), les concentrations sont nettement moins élevées que pour la configuration $\varphi = 0^\circ$, puisque les niveaux sont partout inférieurs à $< 10^{-2}$. On confirme que la forte déviation de l'écoulement vers le bas en proche culot est responsable de l'écrasement vertical des concentrations jusqu'en $x^* = 2$. Toutefois, comme dans la situation précédente, la structure de recirculation torique du proche sillage justifie le mélange opéré et donc du transport de particules jusque dans le plan de symétrie. Pour $x^* > 2$, on observe ensuite une augmentation des niveaux puisque $\overline{C}_{f,t}^* > 10^{-2}$ jusqu'à la hauteur maximale d'environ $y^* \sim 0,4$. Possiblement, cela peut être dû à l'élargissement du tourbillon longitudinal transportant les particules du côté de l'échappement, et dont on perçoit la frontière dans ce plan. Ainsi, la topologie du champ de concentration dans ce plan tranche fortement avec la configuration $\varphi = 0^\circ$ où l'on avait observé une homogénéisation des concentrations sur toute la hauteur de la maquette et tout le domaine du sillage étudié.

Dans le plan $z^* = +0,31$ (Figure 6.4(c)), les niveaux sont parmi les plus faibles puisque $\overline{C}_{f,t}^* < 10^{-3}$ y compris dans le proche sillage. Les mesures n'ayant pas pu être réalisées en très proche culot, nous ne pouvons vérifier si un champ de concentration plus élevé est présent dans cette zone, dû à la structure de recirculation torique responsable du transport de particules de part et d'autre du plan de symétrie. Ces résultats tranchent une fois de plus avec la configuration $\varphi = 0^\circ$ où nous avons observé des niveaux $\overline{C}_{f,t}^* > 10^{-3}$ homogènes sur toute la hauteur de la maquette et dans tout le domaine. Il semblerait donc pour la configuration $\varphi = 25^\circ$ que les tourbillons longitudinaux soient les plus efficaces dans le piégeage et le transport de la majorité des particules, ce que nous allons confirmer avec les plans suivants.

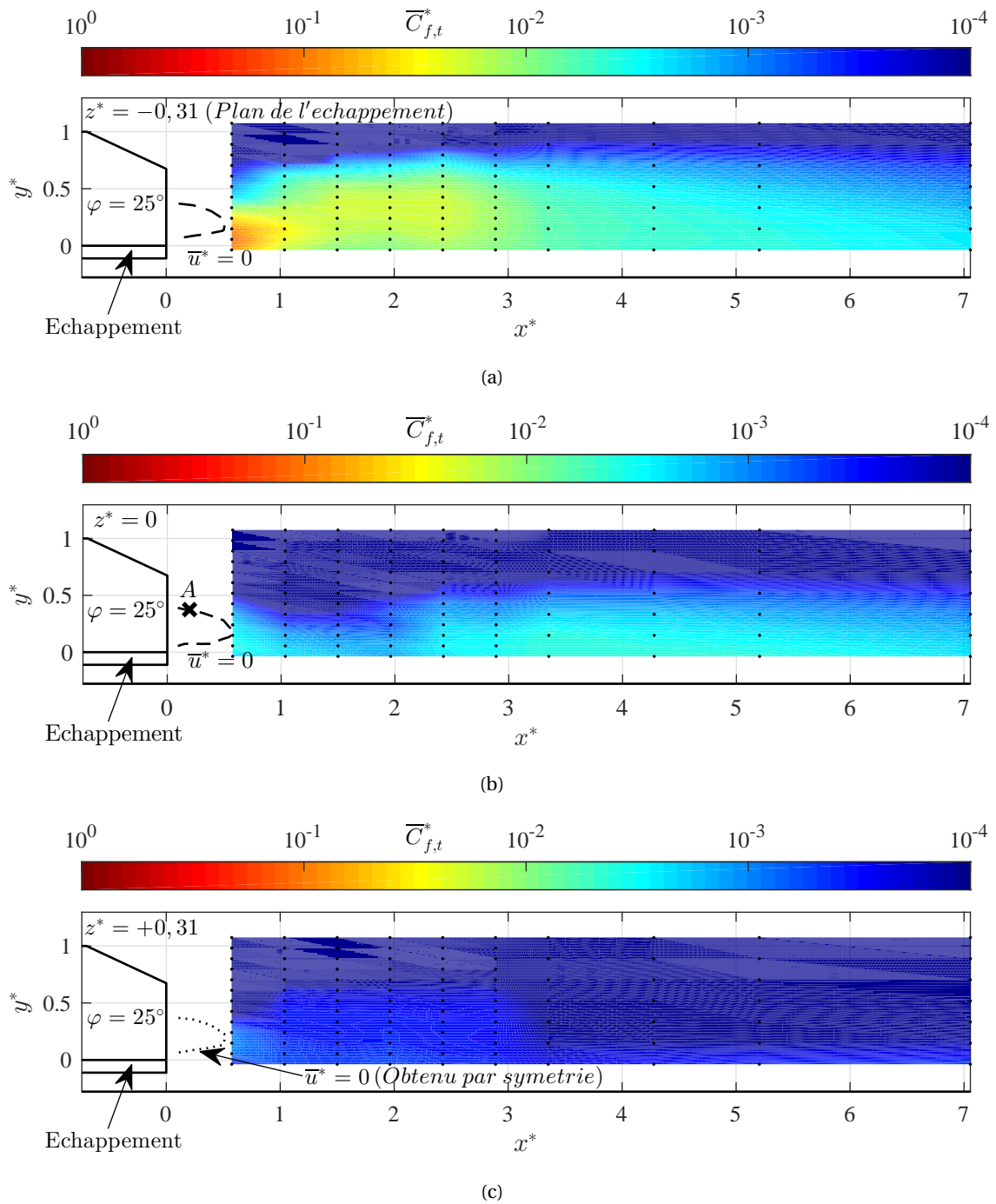


FIGURE 6.4: Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 25^\circ$ (vues de profil, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $z^* = -0,31$ (plan de l'echappement), (b) $z^* = 0$, (c) $z^* = +0,31$

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

La figure 6.5 montre les valeurs de $\overline{C}_{f,t}^*$ dans les mêmes plans horizontaux que dans la section précédente : $y^* = -0,04$ (plan de l'échappement), $y^* = +0,33$ et $y^* = +0,70$. On précise toujours les points de mesures ou encore les frontières $\overline{u}^* = 0$.

Dans le plan de l'échappement $y^* = -0,04$ (Figure 6.5(a)), les résultats concernant l'influence des tourbillons longitudinaux semblent très clairs. Les particules sont piégées dans la demi-largeur de l'échappement, au sein du tourbillon longitudinal qui a tendance à s'évaser pour $x^* > 1$ (cf. Chapitre 2). Cela explique ainsi l'évasement des fortes concentrations vers l'extérieur du domaine d'étude. Par ailleurs, ce plan ne traverse pas la zone de recirculation proche du culot, ce qui ne permet pas un mélange sur toute la largeur de la maquette. Il n'est pas surprenant d'observer des faibles concentrations sur la demi-largeur ne contenant pas l'échappement, comme c'était déjà le cas pour la configuration $\varphi = 0^\circ$.

Dans le plan $y^* = +0,33$ (Figure 6.5(b)), nous n'observons pas de symétrie des champs de concentration comme c'était pourtant le cas pour la configuration $\varphi = 0^\circ$. Plus précisément, on confirme l'influence du tourbillon longitudinal qui piège une partie des particules éjectées depuis l'échappement avant de s'évaser vers l'extérieur du domaine d'étude. Bien que ces tourbillons prennent naissance au niveau de la lunette de la maquette, les axes tourbillonnaires sont descendants et orientés vers l'intérieur pour $x^* < 1$ (cf. Chapitre 2). Cela permet par suite au tourbillon longitudinal du côté de l'échappement d'interagir rapidement avec une portion des particules éjectées depuis le bas de la maquette. Ensuite, l'évasement observé pour $x^* > 1$ opère pour orienter les particules vers l'extérieur de la maquette. En revanche, la recirculation du proche sillage ne semble pas assez volumineuse pour transporter suffisamment de particules de l'autre côté du plan de symétrie de la maquette. En effet, à cette hauteur, nous traversons la zone de recirculation du proche culot. Bien que l'on ne puisse pas vérifier si le mélange s'effectue bien en son sein, les mesures n'ayant pas pu être faites dans cette zone, nous observons toutefois des niveaux très faibles sur toute la demi-largeur ne contenant pas l'échappement. Les niveaux sont inférieurs à 10^{-3} alors qu'ils atteignent des valeurs supérieures à 10^{-1} dans le plan le contenant. Le tourbillon longitudinal dans la zone $z^* > 0$ ne peut donc avoir que peu d'importance dans le transport des particules, quand bien même on remarque des valeurs comprises entre $10^{-3,7}$ et 10^{-4} qui permettent d'en distinguer sa trace. Le plan de symétrie $z^* = 0$ semble ainsi opérer comme une frontière virtuelle entre les deux structures tourbillonnaires longitudinales.

Concernant le plan $y^* = +0,70$ (Figure 6.5(c)), les forts courants descendants en proche culot font que l'on observe des niveaux de concentrations moins élevés pour cette configuration que pour la configuration $\varphi = 0^\circ$. En revanche, on observe pour $x^* > 1,5$ des niveaux $\overline{C}_{f,t}^* > 10^{-3}$ correspondant certainement à la frontière du tourbillon longitudinal transportant les particules vers l'extérieur du domaine. Dans la demi largeur des $z^* > 0$, ce plan est au dessus de la recirculation du proche culot et donc le mélange ne peut opérer pour transporter les particules depuis l'échappement vers cette zone.

La figure 6.6 représente en 3D l'évolution de $\overline{C}_{f,t}^*$ dans les mêmes plans transversaux $x^* \in [0,57; 1,04; 1,5; 1,96; 2,43; 3,35; 4,28; 5,20; 7,06]$ que ceux de la section précédente. Cette visualisation permet de synthétiser les résultats observés précédemment, en observant notamment aisément l'évasement des champs de concentration vers l'extérieur du domaine, principalement la demi-largeur contenant l'échappement. Malgré la différence de niveaux très faible sur l'autre demi-largeur, on devine également l'influence de la structure longitudinale. Par ailleurs, nous rappelons que le premier plan x^* est situé à la frontière de la zone de recirculation puisque $L_R^* = 0,58$ pour cette configuration. Ainsi, nous ne pouvons observer si une portion de particules éjectées est transportée sur l'autre demi-largeur de la maquette dans la zone $x^* < L_R^*$. Toutefois, si tel est le cas la proportion doit être faible étant donné le faible impact du tourbillon longitudinal sur les niveaux de concentrations observés.

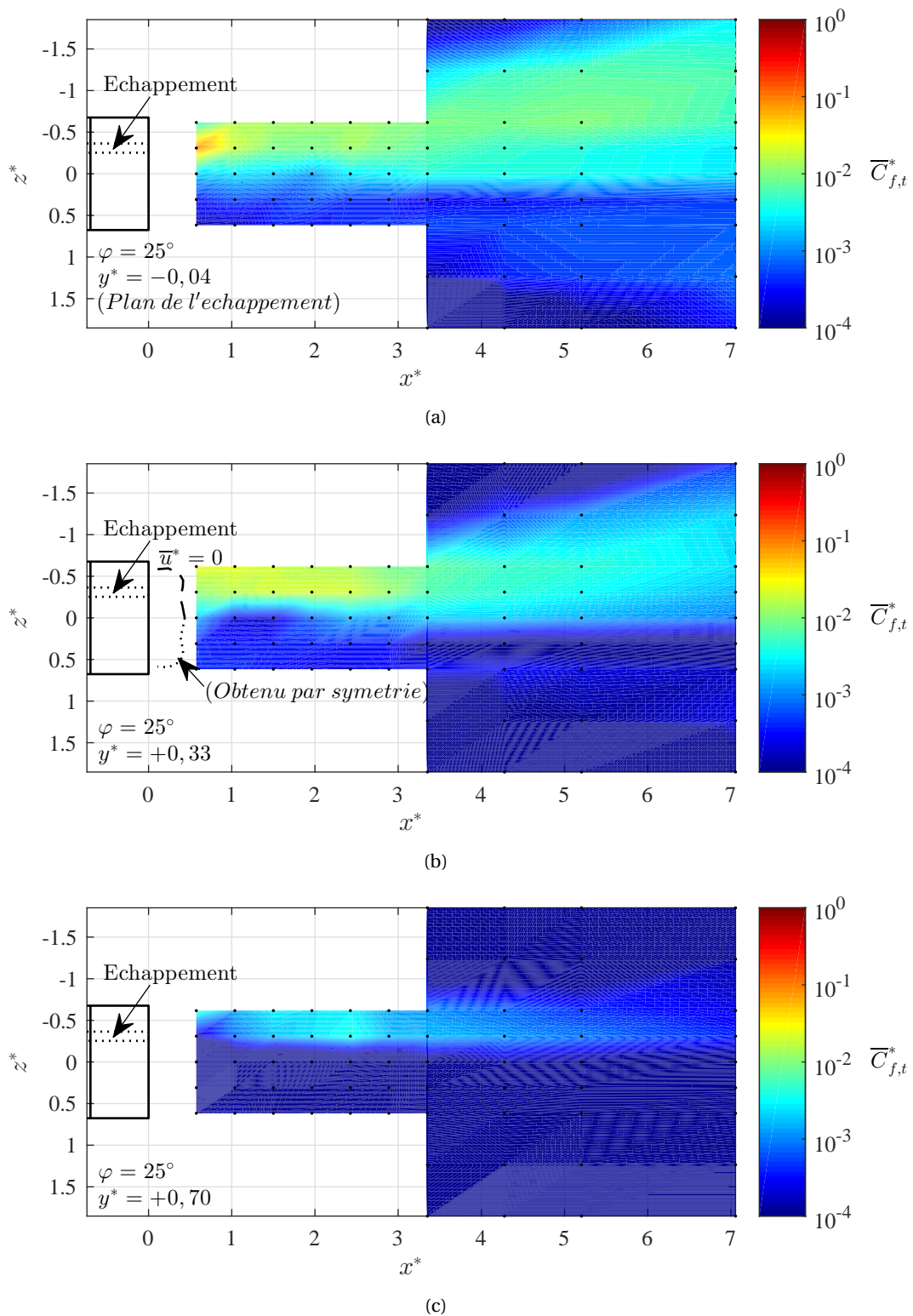


FIGURE 6.5: Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\overline{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 25^\circ$ (vues de dessus, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $y^* = -0,04$ (plan de l'échappement), (b) $y^* = +0,33$, (c) $y^* = +0,70$

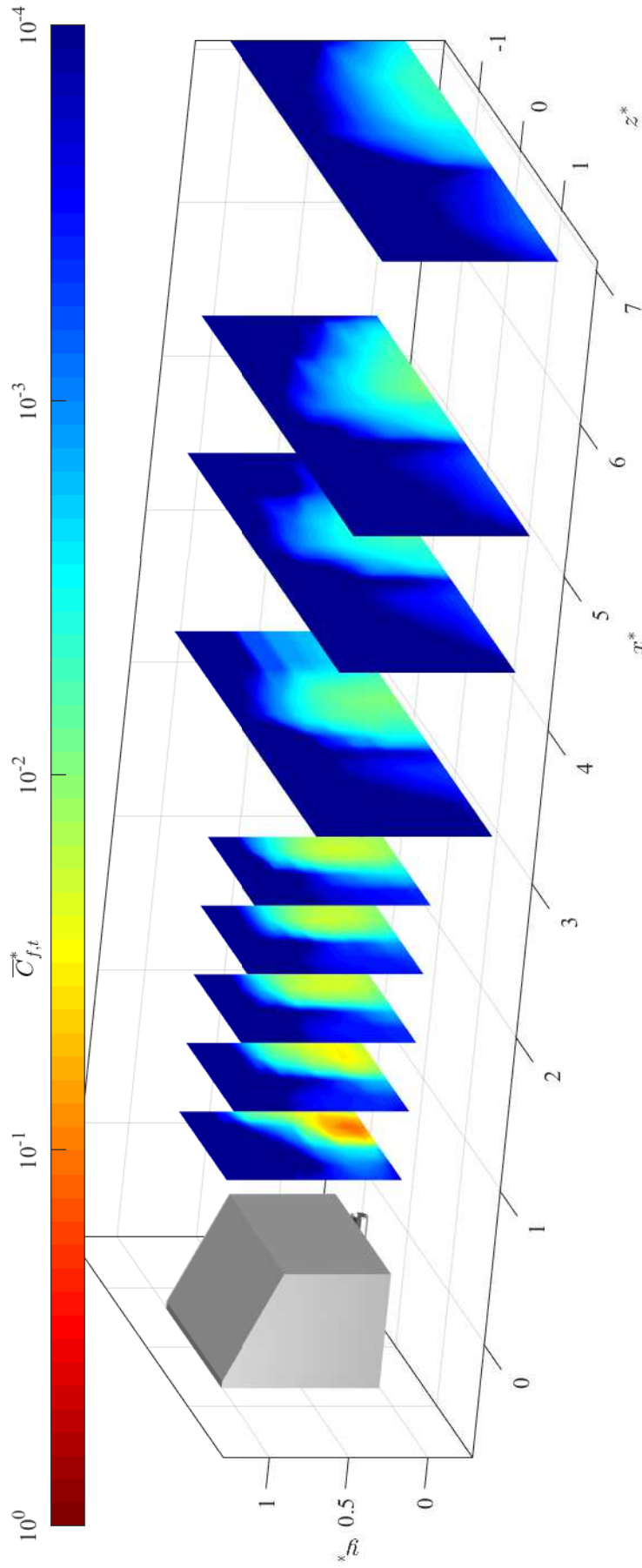


FIGURE 6.6: Représentation 3D de l'évolution de la concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$, dans le sillage de la maquette $\varphi = 25^\circ$, dans les plans $x^* \in [0,57; 1,04; 1,5; 1,96; 2,43; 3,35; 4,28; 5,20; 7,06]$

6.1.3 Maquette $\varphi = 35^\circ$

La figure 6.7 montre les champs de concentration totale en nombre $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 35^\circ$. Les mêmes plans verticaux $z^* = -0,31$ (correspondant à celui de l'échappement), $z^* = 0$ et $z^* = +0,31$ sont représentés que précédemment, tout comme les points de mesures ou encore les frontières $\bar{u}^* = 0$.

Une nouvelle fois, c'est logiquement dans le plan de l'échappement $z^* = -0,31$ (Figure 6.7(a)) que nous retrouvons les concentrations les plus fortes, avec un maximum $\bar{C}_{f,t}^* = 0,20$ mesuré au point $(0,57; -0,04; -0,31)$. D'une manière générale, on observe que ce plan montre de grande similitude avec la maquette $\varphi = 0^\circ$. Les niveaux élevés $\bar{C}_{f,t}^* > 10^{-1}$ s'étalent jusqu'en $x^* = 0,88$ et $\bar{C}_{f,t}^* > 10^{-2}$ jusqu'en $x^* = 3,07$. Cette dernière zone s'étend en hauteur jusqu'à $y^* = 0,66$ en très proche culot, ce qui inférieur au cas à $\varphi = 0^\circ$. Ce constat est certainement dû au fait que cette zone s'étale verticalement proportionnellement à la hauteur de la recirculation du proche sillage, elle-même plus petite dans ce cas à $\varphi = 35^\circ$. Toutefois, on remarque toujours cette tendance de déviation vers le bas des hautes valeurs de concentration en s'éloignant dans le sillage. Enfin, on remarque d'une manière générale que les concentrations sont élevées dans tout le plan comme pour la configuration à $\varphi = 0^\circ$, où des niveaux $\bar{C}_{f,t}^* > 10^{-3}$ sont encore trouvés à la limite du domaine de mesure, en $x^* = 7$.

Dans le plan de symétrie $z^* = 0$ (Figure 6.7(b)), les concentrations normalisées sont inférieures à 10^{-1} . Ces niveaux restent tout de même très élevés, avec une homogénéisation des concentrations sur toute la hauteur de la maquette en proche culot. Une nouvelle fois, la structure torique du proche sillage qui est plus volumineuse que pour le cas $\varphi = 25^\circ$ permet cette homogénéisation sur la hauteur et la largeur de la maquette. A partir de $x^* = 2,23$, les concentrations normalisées sont inférieures à 10^{-2} . En outre, on perd l'homogénéisation dans la verticale observée pour la configuration $\varphi = 0^\circ$ avec cette fois-ci une tendance à la déviation des particules vers le bas. Dans le chapitre 5, nous avons observé une déviation de l'écoulement vers le bas en dehors de la zone de recirculation pour la configuration $\varphi = 35^\circ$, contrairement au cas $\varphi = 0^\circ$ où l'on observait une bonne symétrie de horizontale entre courants ascendant et descendant (Figure 5.5(c)).

Dans le plan $z^* = +0,31$ (Figure 6.7(c)), les niveaux sont globalement moins élevés que dans les autres plans évoqués, avec notamment $\bar{C}_{f,t}^* < 10^{-2}$ dans tout le domaine. Cependant, la recirculation du proche sillage permet ce mélange horizontal avec un transport des particules de part et d'autre du plan de symétrie. On observe toujours cette déviation de l'écoulement vers le bas déjà observée dans les plans précédents.

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

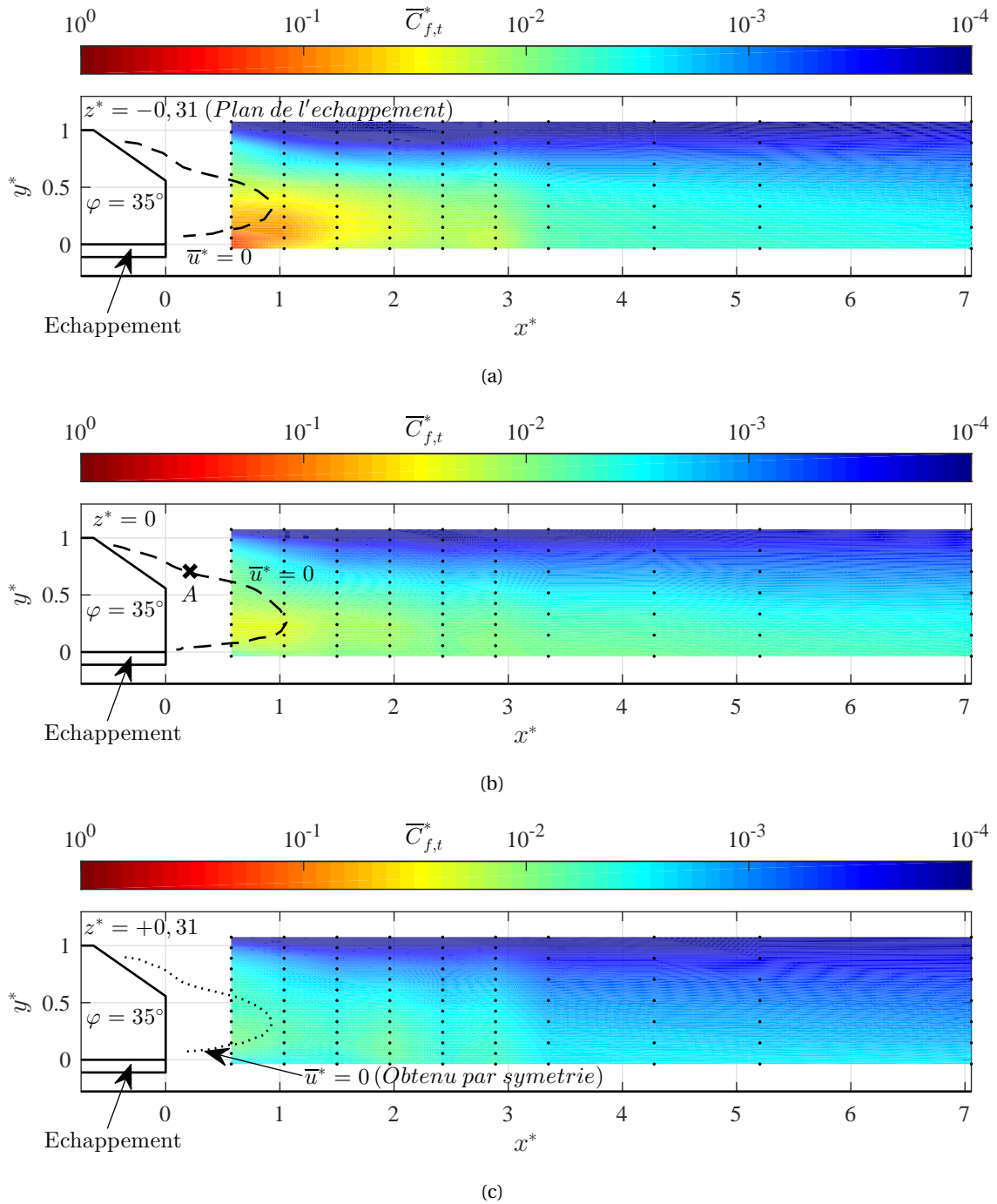


FIGURE 6.7: Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 35^\circ$ (vues de profil, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $z^* = -0,31$ (plan de l'échappement), (b) $z^* = 0$, (c) $z^* = +0,31$

La figure 6.8 montre les valeurs de $\overline{C}_{f,t}^*$ dans les mêmes plans horizontaux que dans la section précédente : $y^* = -0,04$ (plan de l'échappement), $y^* = +0,33$ et $y^* = +0,70$. On précise toujours les points de mesures ou encore les frontières $\overline{u}^* = 0$.

Dans le plan de l'échappement $y^* = -0,04$ (Figure 6.8(a)), les concentrations sont élevées au niveau de l'échappement. Pour $x^* < 2$ on observe des niveaux normalisés proches de 10^{-3} dans la zone des $z^* > 0$ alors qu'ils dépassent 10^{-1} dans les $z^* < 0$. En revanche, on observe des écarts moins élevés à partir de $x^* > 2$ où les niveaux sont de l'ordre de 10^{-2} . Contrairement au cas $\varphi = 0^\circ$ où les concentrations ont tendance à se recentrer dans le plan de symétrie $z^* = 0$, on remarque ici un léger évasement des concentrations mais toutefois bien moins prononcé que pour la géométrie $\varphi = 25^\circ$.

Dans le plan $y^* = +0,33$ (Figure 6.8(b)), le fait de traverser la zone de recirculation en proche sillage remontre le mélange qui opère, avec le transport de particules de part et d'autre du plan de symétrie. Ainsi, les écarts en ordre de grandeur sont bien moindres que ceux relevés précédemment dans le plan $y^* = -0,04$. Une nouvelle fois, contrairement au cas $\varphi = 0^\circ$ où les concentrations se recentrent nettement pour $x^* > 2$, la configuration à $\varphi = 35^\circ$ montre des écarts d'un rapport 3 entre les plans $z^* > 0$ et les $z^* < 0$. La raison à cela est que la convergence des lignes de courant vers le plan médian pour la configuration $\varphi = 35^\circ$ est moins importante que pour la configuration $\varphi = 0^\circ$.

Concernant le plan $y^* = +0,70$ (Figure 6.8(c)), il retransverse une nouvelle fois la recirculation torique du proche sillage. Ainsi, on retrouve des niveaux normalisés élevés atteignant 10^{-2} en proche culot. Par ailleurs, étant donné que la distance à la source est encore plus éloignée que pour le plan $y^* = +0,33$ précédemment décrit, l'homogénéisation des concentrations sur la largeur de la maquette est encore plus nette. A partir de $x^* = 5,56$, $\overline{C}_{f,t}^* < 10^{-3}$.

La figure 6.9 représente en 3D l'évolution de $\overline{C}_{f,t}^*$ dans les mêmes plans transversaux $x^* \in [0,57; 1,04; 1,5; 1,96; 2,43; 3,35; 4,28; 5,20; 7,06]$ que ceux de la section précédente. Nous ne voyons plus l'influence de tourbillons longitudinaux qui n'existent plus dans cette configuration, contrairement au cas $\varphi = 25^\circ$. Les champs de concentration sont similaires à la géométrie $\varphi = 0^\circ$, bien que la dispersion verticale des concentrations se fasse sur une hauteur légèrement moindre et proportionnelle à la hauteur de la recirculation du proche sillage, qui est responsable du mélange. Enfin, nous remarquons toujours le pic élevé dans le prolongement de l'échappement (qui se trouve hors de la frontière de recirculation), correspondant aux particules non entraînées par les structures tourbillonnaires du proche sillage.

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

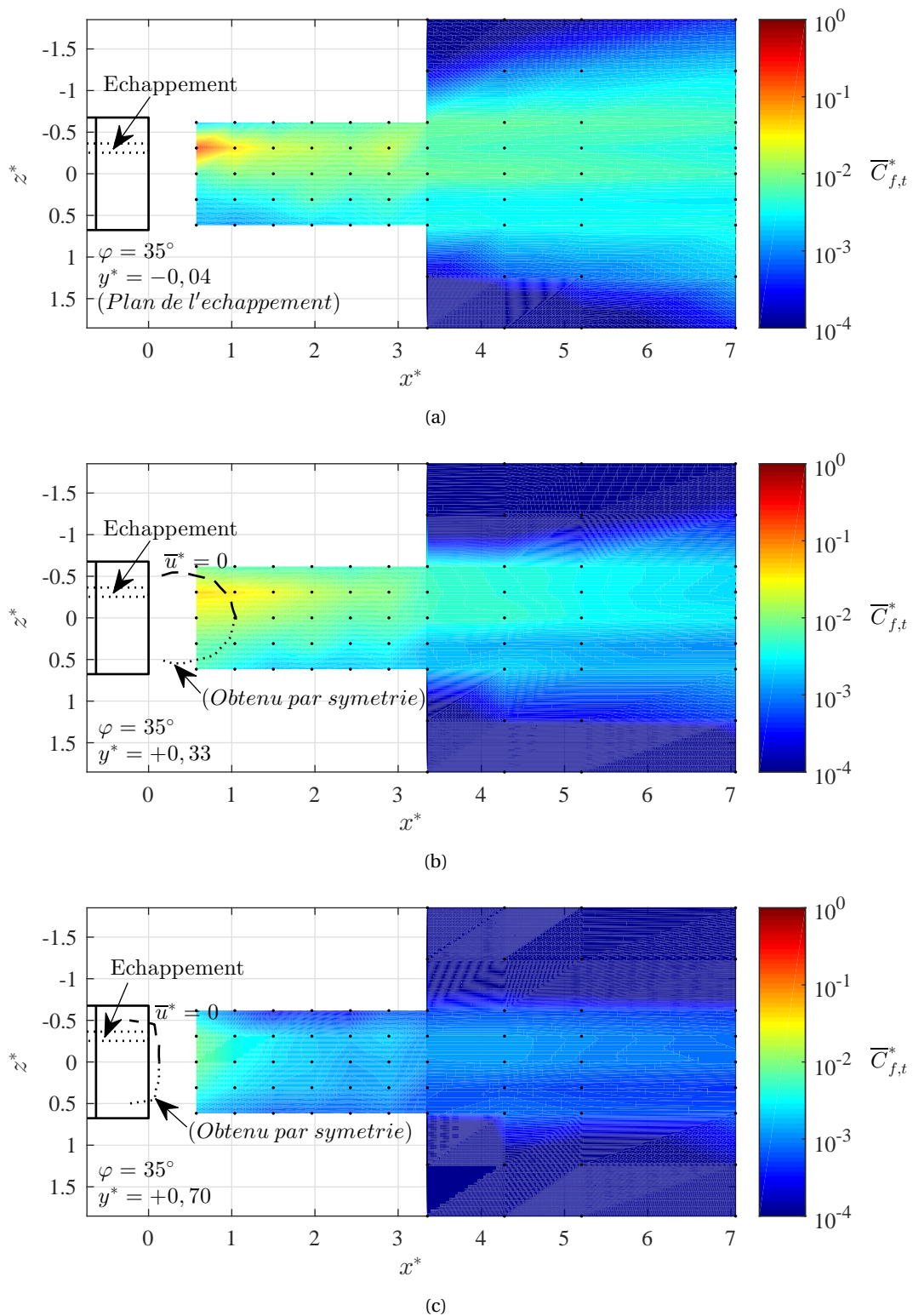


FIGURE 6.8: Cartographies des champs de concentration en nombre totale finale $\overline{C}_{f,t}^*$ dans le sillage de la maquette $\varphi = 35^\circ$ (vues de dessus, les points noirs correspondent aux points de mesure) : (a) $y^* = -0,04$ (plan de l'échappement), (b) $y^* = +0,33$, (c) $y^* = +0,70$

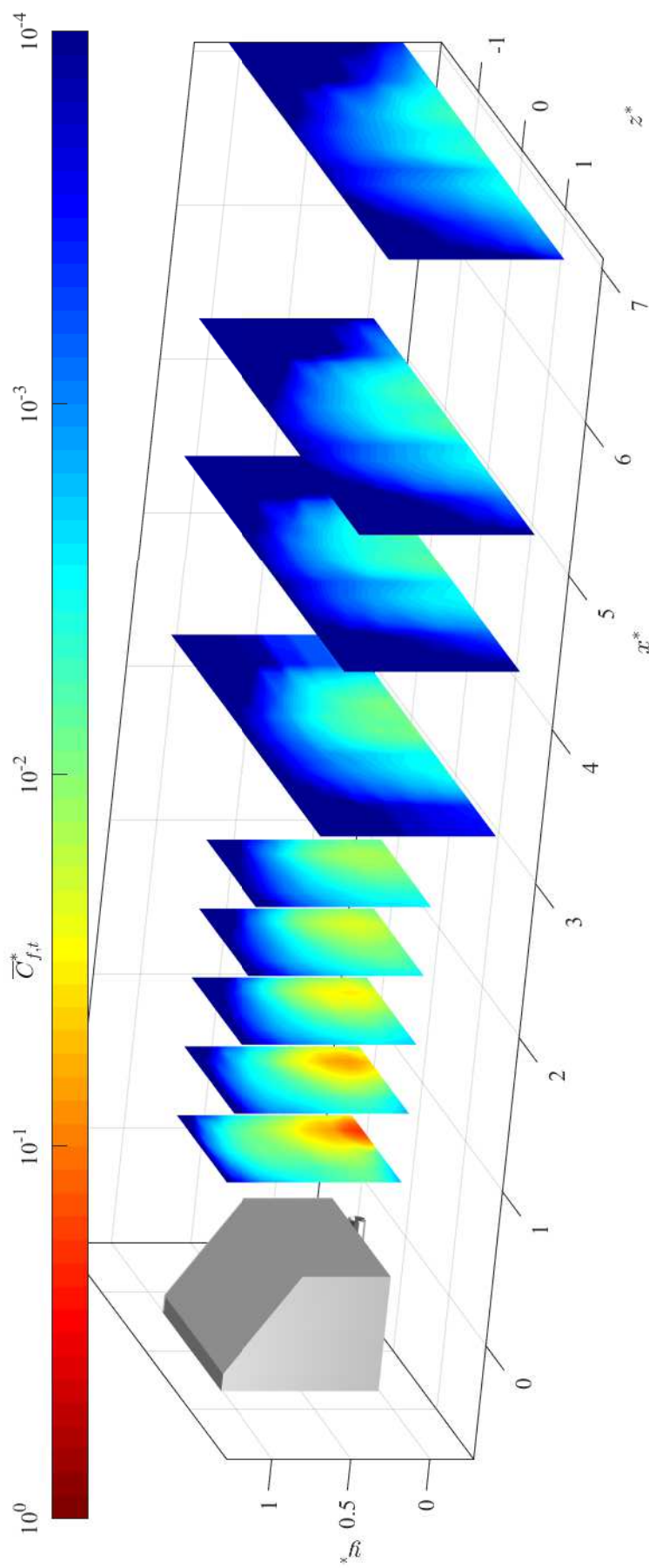


FIGURE 6.9: Représentation 3D de l'évolution de la concentration en nombre totale finale $\bar{C}_{f,t}^*$, dans le sillage de la maquette $\varphi = 35^\circ$, dans les plans $x^* \in [0,57; 1,04; 1,5; 1,96; 2,43; 3,35; 4,28; 5,20; 7,06]$

6.2 Quantification de la dispersion des PUF dans le sillage

Après avoir analysé les différents champs de concentrations de PUF dans le sillage des maquette, nous nous proposons dans cette section de quantifier plus précisément la dispersion des PUF.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, la diffusion est le mécanisme prépondérant dans la dynamique de déplacement des particules considérées ici. La diffusion comprend la diffusion moléculaire brownienne, mais également la diffusion par convection et par la turbulence. Dans chacun des cas, la diffusion est caractérisée par son coefficient de diffusion également appelé diffusivité. Dans la suite, nous discutons du modèle analytique retenu pour calculer ce coefficient de diffusion avant de l'appliquer à nos mesures.

6.2.1 Discussion sur le modèle de dispersion retenu

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, le mouvement brownien décrit le mouvement aléatoire d'une particule soumis aux chocs avec des molécules du fluide porteur. De ce phénomène, non négligeable pour la taille des PUF considérés, résulte la diffusion moléculaire. Il caractérise le transport des zones les plus concentrées vers les zones les moins concentrées, et est caractérisée par la loi de Fick. La densité de flux de particules j_{Fick} , due au mouvement brownien et traversant une surface par unité de temps est alors donnée par :

$$j_{\text{Fick}} = -D_B \nabla C \quad (6.2)$$

Avec C la concentration des particules et D_B le coefficient de diffusion brownienne.

Toutefois, dans notre situation nous avons remarqué que les écoulements de sillage dans lesquels sont plongées nos PUF ont une grande influence sur leur dispersion. Ainsi, la diffusion moléculaire ne représente pas un modèle complet pour caractériser la dispersion des particules. [Oesterlé \(2006\)](#) écrit que l'influence des fluctuations turbulentes du fluide porteur sur le mouvement d'une particule est un paramètre de première importance, étant donné que la turbulence est responsable de la dispersion des particules. Toutefois, les travaux théoriques développés pour le calcul de la diffusivité turbulente sont fondés sur une approche lagrangienne qui ne nous permet pas de la calculer dans notre cas ([Oesterlé, 2006](#)). En effet, nous avons effectué nos mesures selon une approche eulérienne et nous n'avons donc pas accès à la position ou à la vitesse des particules nécessaires au calcul du coefficient de dispersion ([Luo et al. \(2009\)](#), [Huang et al. \(2014\)](#), [Keita et al. \(2018\)](#)).

Une approche intermédiaire qui sera choisie ici consiste à utiliser une solution de l'équation de diffusion-convection ([Huang et al. \(2000\)](#), [Murzyn et al. \(2005\)](#)), dont une solution a une tendance similaire à nos résultats. La densité de flux de particules j_{conv} , due à la convection dans la direction longitudinale x , traversant une surface par unité de temps est alors donnée par :

$$j_{\text{conv}} = C u \quad (6.3)$$

On montre ainsi que l'équation de diffusion-convection régissant l'évolution de la concentration s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \Delta C - \nabla C u \quad (6.4)$$

Sous l'hypothèse d'un régime permanent et pour une vitesse de convection constante $u = U_\infty$ (on parle alors d'advection), l'équation 6.4 devient :

$$D \Delta C = U_\infty \nabla C \quad (6.5)$$

Pour un problème 2D dans un plan vertical (x, y) et sous les hypothèses $\partial C/\partial x \ll \partial C/\partial y$ ainsi que d'un coefficient de diffusion verticale constant D_y , on obtient l'équation suivante (Chanson, 1996) :

$$\frac{\partial^2 C}{\partial y^2} = \frac{U_\infty}{D_y} \frac{\partial C}{\partial x} \quad (6.6)$$

Dont une solution peut s'écrire sous la forme :

$$C(y) = C_{max}(x) \cdot \exp\left(-\frac{1}{4} \frac{U_\infty}{D_y} \frac{(y - y_{C_{max}})^2}{x}\right) \quad (6.7)$$

En utilisant nos notations normalisées, cela revient à :

$$\bar{C}_{f,t}^*(y^*) = \max_{y^*(x^*)}(\bar{C}_{f,t}^*) \cdot \exp\left(-\frac{1}{4} \frac{U_\infty h_c}{D_y} \frac{(y^* - y_{max(\bar{C}_{f,t}^*)}^*)^2}{x^*}\right) \quad (6.8)$$

De la même manière, on peut estimer le coefficient de diffusion transversale D_z dans un plan (x, z) par :

$$\bar{C}_{f,t}^*(z^*) = \max_{z^*(x^*)}(\bar{C}_{f,t}^*) \cdot \exp\left(-\frac{1}{4} \frac{U_\infty h_c}{D_z} \frac{(z^* - z_{max(\bar{C}_{f,t}^*)}^*)^2}{x^*}\right) \quad (6.9)$$

Dans la suite, nous utiliserons les données expérimentales mesurées pour estimer les coefficients de diffusion D_y et D_z . Nous précisons qu'il s'agit d'un modèle choisi pour nous permettre de quantifier la diffusion. Les coefficients de diffusion verticale et transversale (considérées séparément dans le chapitre) ainsi calculés sont alors globaux et tiennent compte de tous les effets, à savoir la diffusion moléculaire, par advection, par convection et par la turbulence (cf. Chapitre 1).

6.2.2 Diffusion verticale D_y

Nous précisons que l'estimation de D_y pour chaque position x^* de chaque maquette a été réalisée dans les plans $z^* \in [-0,31; 0; +0,31]$. Selon ce que nous avons vu dans la section 6.1, il s'agit des plans qui présentent les niveaux de concentrations les plus élevés et qui ont été mesurés sur l'ensemble du domaine $0,57 < x^* < 7,06$.

La figure 6.10 montre la position de $y_{max(\bar{C}_{f,t}^*)}^*$ en fonction de x^* pour chaque plan vertical z^* considéré, selon les trois maquettes $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$.

Nous remarquons pour la configuration $\varphi = 0^\circ$ (Figure 6.10(a)) que le maximum de concentration relevé dans le plan de l'échappement $z^* = -0,31$ se situe quasiment toujours à hauteur de l'éjection. Cela confirme donc bien ce que nous avons remarqué sur la représentation 3D où la trace de ce pic est visible dans chacun des plans transversaux représentés (Figure 6.3). Dans le plan de symétrie $z^* = 0$, le mélange créé par la recirculation torique du proche sillage tend à homogénéiser les concentrations, et également à piéger les particules en son sein. C'est pourquoi le maximum de concentration en proche culot est situé vers la mi-hauteur ($y^* = 0,52$). En revanche, bien que nous ayons relevé précédemment une homogénéisation des concentrations dans tout le plan de symétrie, le maximum tend toutefois à être dévié vers le bas. Enfin, dans le plan symétriquement opposé à l'échappement, $z^* = +0,31$, les maxima se trouvent tous proches de la mi-hauteur. Ceci est dû à la bonne homogénéisation des concentrations, mais également aux propriétés de l'écoulement qui montrent une tendance à être symétrique horizontalement (cf. Chapitre 5).

Concernant la configuration $\varphi = 25^\circ$ (Figure 6.10(b)), on retrouve dans le plan de l'échappement $z^* = -0,31$ un maximum proche culot toujours situé à hauteur de l'échappement. On remarque par

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

ailleurs une élévation de cette hauteur dans la zone $\sim 1 < x^* < 3,35$, déjà remarqué dans les cartographies précédentes et qui a été associée à la présence du tourbillon longitudinal. Dans le plan de symétrie $z^* = 0$, nous avons remarqué que le fort effet de déviation de l'écoulement vers le bas a un impact sur les concentrations dans ce plan, qui montraient des niveaux particulièrement faibles. C'est pourquoi nous relevons donc que la hauteur des maxima ne dépassent pas $y^* = 0,06$. Par ailleurs, le faible volume de la zone de recirculation ne permet pas de créer un mélange efficace des concentrations de part et d'autre du plan de symétrie. Ainsi, le tourbillon longitudinal de la demi-largeur ne contenant pas l'échappement n'a que peu d'influence. Par conséquent, les maxima restent à hauteur de l'échappement dans le plan $z^* = +0,31$.

Enfin, la maquette $\varphi = 35^\circ$ (Figure 6.10(c)) montre des hauteurs de maxima similaires dans chacun des plans $z^* \in [-0,31; 0; +0,31]$. En proche culot, le maximum est toujours à hauteur de l'échappement pour le plan $z^* = -0,31$. En revanche, la recirculation plus volumineuse de cette configuration crée un mélange efficace qui permet, comme dans le cas $\varphi = 0^\circ$, de rehausser la position de ces maxima. Enfin, dans le sillage plus lointain on remarque que les maxima de concentrations sont déviés vers le bas.

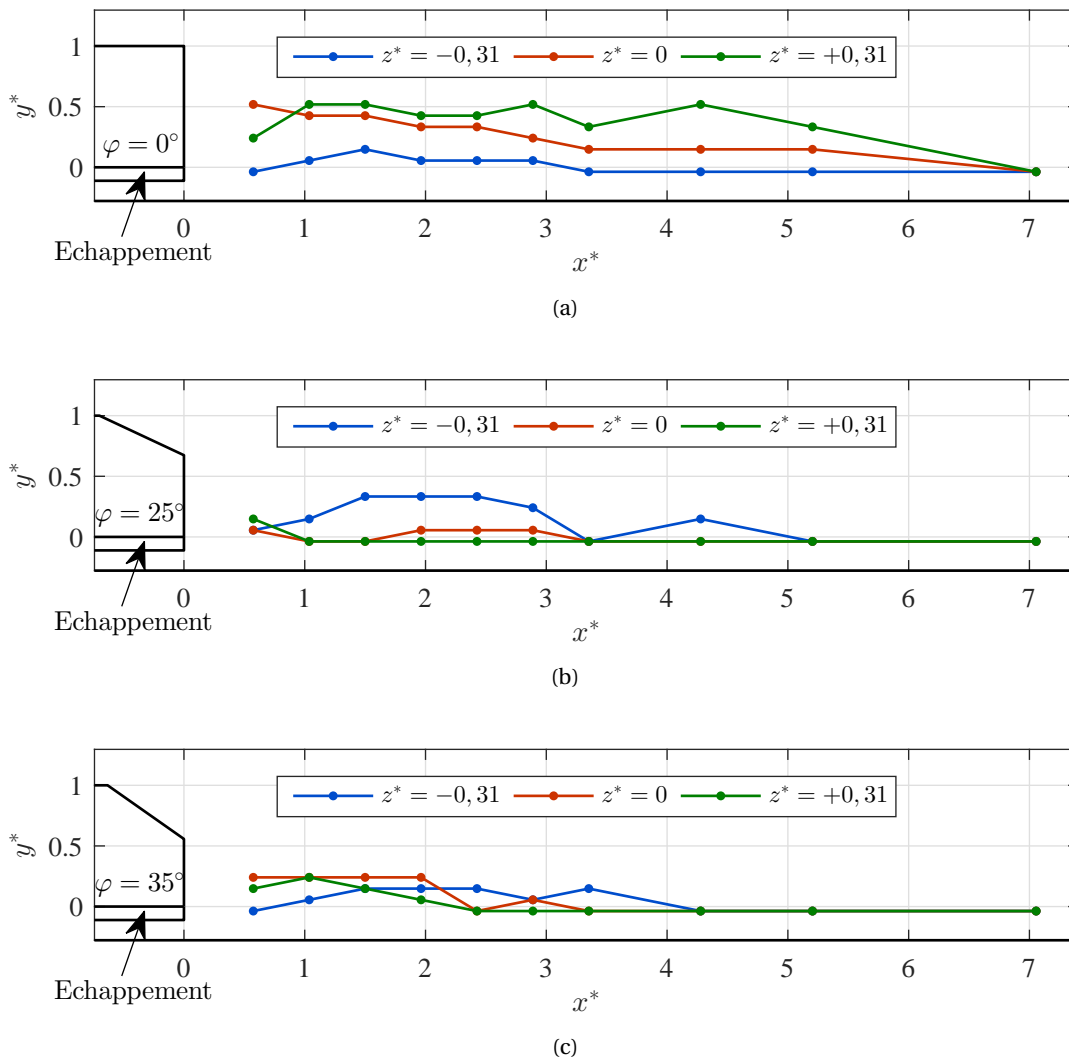


FIGURE 6.10: Évolution de la position de $y^*_{\max(\vec{C}_{f,t}^*)}$ en fonction de x^* pour chaque plan vertical $z^* \in [-0,31; 0; +0,31]$ considéré, selon les trois maquettes : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

La position des $y_{\max(\bar{C}_{f,t}^*)}^*$ et les valeurs de concentration associées sont nécessaires au calcul de D_y . Ainsi, en prenant le logarithme de l'équation 6.8 et en effectuant les changements de variable appropriés, on obtient :

$$D_y \times \frac{4x^*}{U_\infty h_c} \ln \left(\frac{\overbrace{\max_{y^*(x^*)}(\bar{C}_{f,t}^*)}^x}{\bar{C}_{f,t}^*(y^*)} \right) = \overbrace{(y^* - y_{\max(\bar{C}_{f,t}^*)}^*)^2}^y \quad (6.10)$$

Par conséquent, le coefficient de diffusion verticale D_y correspond analytiquement au coefficient directeur de la droite $D_y \cdot X = Y$. Une régression linéaire a été réalisée pour chaque profil vertical mesuré x^* de chaque plan z^* considéré. Ainsi, nous obtenons des valeurs $D_y(x^*, z^*)$ pour chacune des maquettes.

Avant d'interpréter les coefficients de diffusion D_y obtenus, nous analysons la précision des régressions linéaires par une représentation du coefficient de corrélation linéaire r^2 (Figure 6.11). La précision de la régression indique finalement si les profils verticaux peuvent être décrits fidèlement par le modèle analytique retenu ou non.

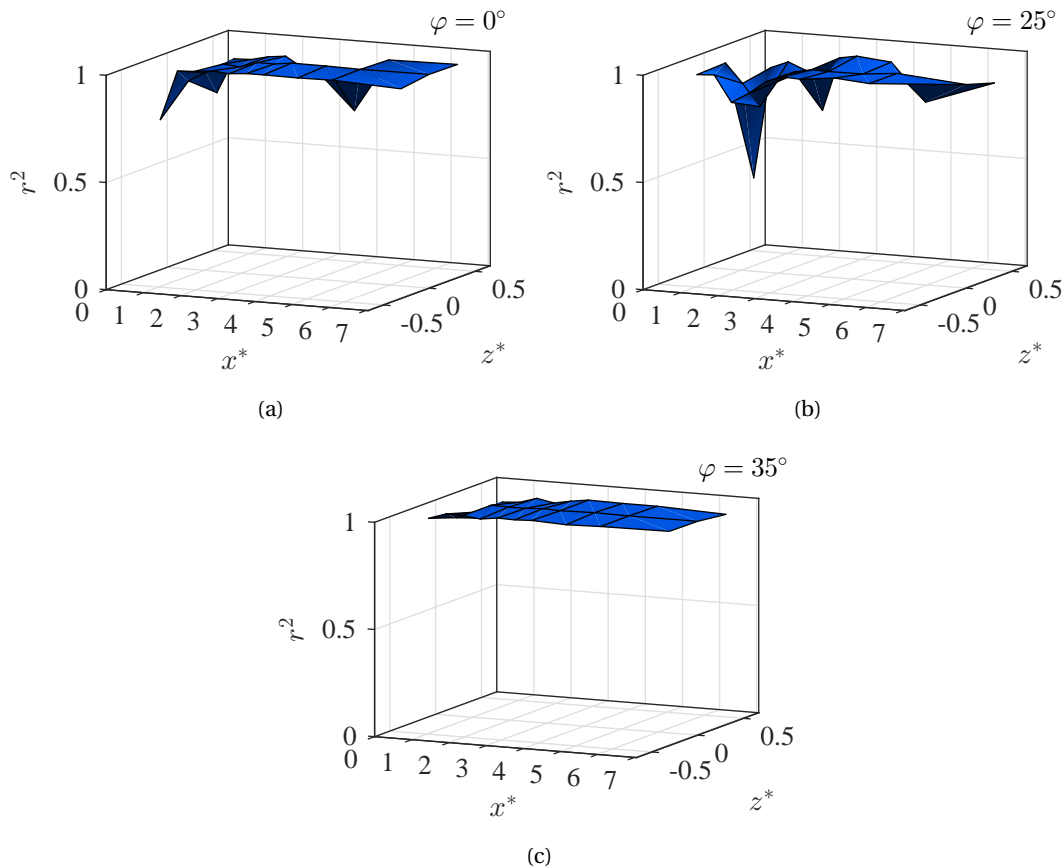


FIGURE 6.11: Coefficient de corrélation linéaire $r^2(x^*, z^*)$ des régressions linéaires menant au calcul de $D_y(x^*, z^*)$ (Équation 6.10) : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c), $\varphi = 35^\circ$

Concernant la maquette $\varphi = 0^\circ$ (Figure 6.11(a)), les valeurs de r^2 sont majoritairement comprises entre 0,92 et 0,99. Toutefois, les profils proches du culot en $x^* = 0,57$ montrent des valeurs plus faibles comprises entre 0,74 et 0,88, synonyme d'une mauvaise description des mesures par le modèle retenu. Nous pouvons expliquer cela par le fait que dans cette zone où $x^* < L_R^*$, nous sommes dans la

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

zone de recirculation torique dans laquelle on trouve des vitesses négatives et des inversions du gradient de vitesse qui guident ces particules. Étant donné que nous ne sommes pas en présence d'un simple courant d'advection, le modèle de diffusion ne semble pas cohérent dans la zone de recirculation. Pour $x^* > 2,5$, on trouve $r^2 > 0,99$ partout sauf au niveau du profil $(4,28; y^*; 0,31)$. La valeur moyenne et l'écart-type de r^2 calculé sur l'ensemble des valeurs correspondant à cette configuration à $\varphi = 0^\circ$ sont donnés dans le tableau 6.1.

Concernant la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 6.11(b)), l'écoulement fortement tridimensionnel et l'importance des structures tourbillonnaires longitudinales ont un impact sur la dispersion des PUF, qui est d'une manière générale moins bien décrite par le modèle que pour les configurations $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$. En effet, on remarque que la valeur moyenne de r^2 pour cette configuration à $\varphi = 25^\circ$ est plus faible pour la configuration à $\varphi = 0^\circ$ (Tableau 6.1). Pour $x^* > 2,5$, les valeurs de r^2 sont toutefois supérieures à 0,9 sauf en $(5,20; y^*; 0,31)$. En revanche, plus proche du culot on trouve des valeurs plus faibles, notamment $r^2 = 0,77$ correspondant au point $(1,50; y^*; 0)$ du plan de symétrie où l'on avait observé une inversion du gradient longitudinal de concentration. La valeur la plus faible ($r^2 = 0,38$) est observée au point $(0,57; y^*; +0,31)$ proche du culot et symétriquement opposé à l'échappement.

Pour la configuration $\varphi = 35^\circ$ (Figure 6.11(c)) montre que le modèle de dispersion retenu est cohérent en ce qui la concerne, puisque $r^2 \sim 0,9$ pour la majorité des profils verticaux. Plus précisément, $r^2 > 0,9$ sauf au point $(0,57; y^*; +0,31)$ où $r^2 = 0,87$. En moyenne, $r^2 = 0,983$ (Tableau 6.1).

Finalement, le modèle de diffusion-advection retenu pour quantifier la dispersion des particules semblent adapté pour les maquettes $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, pour lesquelles r^2 valent en moyenne respectivement 0,95 et 0,98. C'est moins le cas pour la maquette $\varphi = 25^\circ$, mais la valeur moyenne de r^2 est tout de même de 0,91. En revanche, nous pouvons faire une remarque commune à chacune des maquettes : la corrélation la moins bonne correspond toujours à la zone proche culot et opposée à l'échappement.

r^2	$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 25^\circ$	$\varphi = 35^\circ$
Moyenne	0,949	0,906	0,983
Écart-type	0,043	0,100	0,015
$r^2 > 0,9$	83,3%	66,7%	96,7%

TABLEAU 6.1: Valeur moyenne, écart-type du coefficient de corrélation r^2 et pourcentage de profils pour lesquels $r^2 > 0,9$, concernant la régression linéaire pour le calcul du coefficient de la diffusion verticale D_y selon les 3 maquettes étudiées

La figure 6.12 montre l'élévation normalisée (selon l'équation 6.8) en fonction des concentrations normalisées (toujours selon l'équation 6.8), sous forme d'un nuage de points de l'ensemble des profils mesurés pour les 3 maquettes. La courbe référence du modèle de diffusion-advection $x = e^{-y^2}$ est donnée comme élément de comparaison.

Nous remarquons d'une manière générale que les profils mesurés suivent l'allure exponentielle du modèle. Plus précisément, les profils pour lesquels $r^2 > 0,9$ se positionnent fidèlement sur la courbe de référence, ce qui est moins le cas lorsque $r^2 < 0,9$ où les mesures peuvent montrer des écarts importants. Dans la suite, nous analysons les données obtenues pour le coefficient de diffusion verticale uniquement sur les profils pour lesquels $r^2 > 0,9$.

Les valeurs du coefficient de diffusion verticale D_y en fonction de x^* pour chaque plan vertical z^* considéré et selon les trois maquettes $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ sont données figure 6.13. Les profils pour lesquels $r^2 < 0,9$ sont marqués d'une croix noire. La valeur moyenne de D_y et son écart-type, uniquement calculés à partir des profils pour lesquels $r^2 > 0,9$, sont donnés pour chaque maquette dans le tableau 6.2.

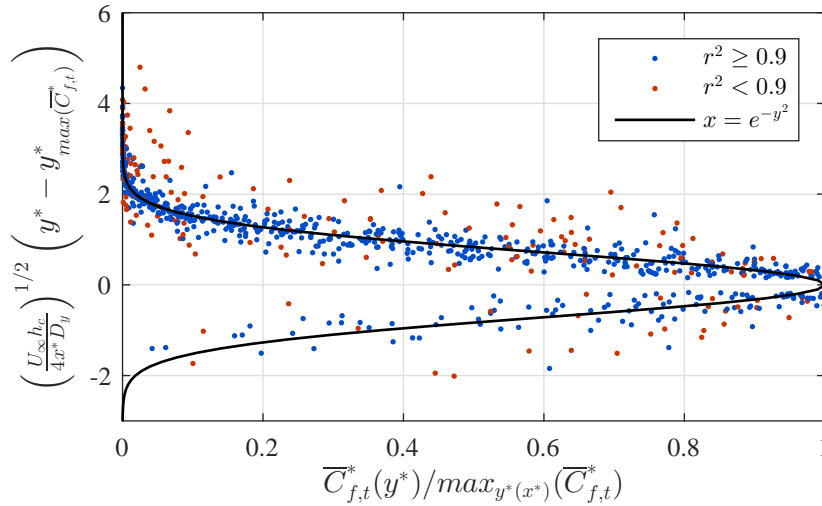


FIGURE 6.12: Élévation normalisée (selon l'équation 6.8) en fonction des concentrations normalisées (toujours selon l'équation 6.8), sous forme d'un nuage de points de l'ensemble des profils mesurés pour les 3 maquettes. La courbe référence du modèle de diffusion-advection $x = e^{-y^2}$ est donnée comme élément de comparaison.

D_y [$m^2 \cdot s^{-1}$]	$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 25^\circ$	$\varphi = 35^\circ$
Moyenne ¹	$2,07 \cdot 10^{-2}$	$1,07 \cdot 10^{-2}$	$1,82 \cdot 10^{-2}$
Écart-type ¹	$0,48 \cdot 10^{-2}$	$0,65 \cdot 10^{-2}$	$1,06 \cdot 10^{-2}$

¹ Les calculs sont effectués uniquement sur la base des profils pour lesquels $r^2 > 0,9$ (cf. Tableau 6.1)

TABLEAU 6.2: Valeur moyenne et écart-type du coefficient de diffusion verticale D_y calculé selon le modèle de diffusion-advection pour les 3 maquettes étudiées

Pour la configuration $\varphi = 0^\circ$ (Figure 6.13(a)), on remarque que les valeurs sont stables à la fois dans la direction longitudinale et transversale. Ainsi, la position de la source n'a semble-t-il pas d'effet sur la diffusion. La valeur moyenne de D_y est de $2,07 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ avec un écart type $0,48 \cdot 10^{-2}$ (Tableau 6.2).

Pour la configuration $\varphi = 25^\circ$ (Figure 6.13(b)), pour laquelle la régression linéaire est moins fiable comme nous venons de le voir, on trouve des valeurs de D_y plus faibles que pour la configuration $\varphi = 0^\circ$. En moyenne, on trouve $1,07 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ (Tableau 6.2) soit une diminution d'un rapport de quasiment 2. Nous ne remarquons pas de franche tendance qui se dégage, si ce n'est une diffusion plus importante dans le plan de symétrie et proche du culot. Cette diffusion verticale moins importante que pour la configuration $\varphi = 0^\circ$ peut être expliquée par le mélange moins important opérée par la recirculation du proche sillage, moins volumineuse pour la configuration $\varphi = 25^\circ$.

Pour la configuration $\varphi = 35^\circ$ (Figure 6.13(c)) pour laquelle les régressions sont les plus fiables, on observe une diffusion nettement plus élevée en proche culot que dans le sillage lointain. Ces valeurs atteignent entre $4,70 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ (en $z^* = 0$) et $6,63 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ (en $z^* = +0,31$) suivant le plan considéré alors que la moyenne n'est que de $1,82 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ (Tableau 6.2). Ces valeurs importantes sont certainement dues à la recirculation torique du proche sillage (à cet endroit $x^* < L_R^*$), volumineuse et étalée sur quasiment toute la hauteur des maquettes, qui permet un mélange particulièrement efficace dans la direction verticale. Ce mélange est beaucoup moins efficace pour la configuration à $\varphi = 25^\circ$, c'est pourquoi nous ne remarquons pas ces valeurs importantes de D_y en proche culot. Il est surprenant en revanche de ne pas voir un comportement similaire en proche culot pour la maquette

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

$\varphi = 0^\circ$ puisque le mélange est également très efficace dans la direction verticale, comme nous avons pu le voir dans les cartographies précédentes. Toutefois, rappelons qu'en proche culot les valeurs de r^2 sont parmi les plus faibles pour la maquette $\varphi = 0^\circ$.

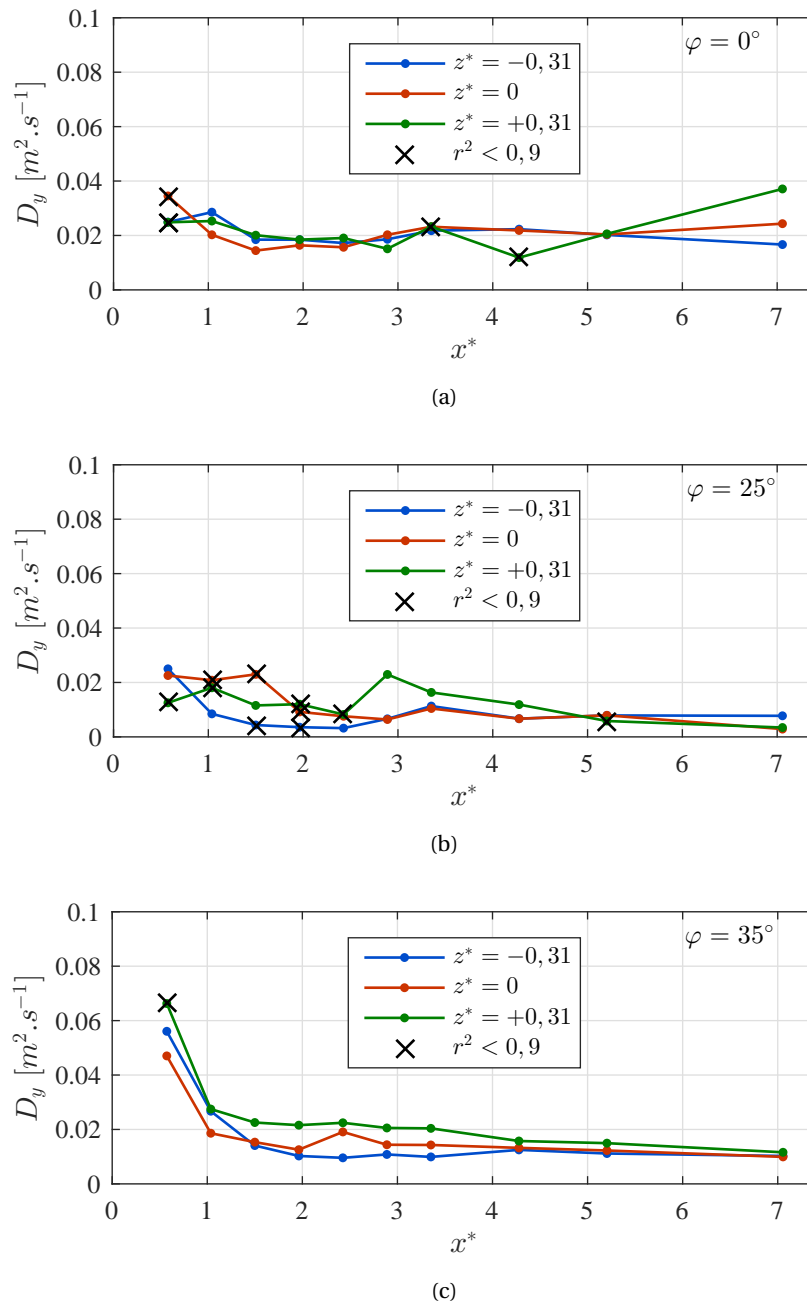


FIGURE 6.13: Évolution du coefficient de diffusion verticale D_y en fonction de x^* pour chaque plan vertical $z^* \in [-0,31; 0; +0,31]$ considéré, selon les trois maquettes : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

Ainsi, nous avons pu remarquer que le modèle de diffusion-advection était bien adapté à la description de la dispersion verticale observée dans divers plans (x^*, y^*) , au moyen de coefficients de corrélation montrant des valeurs élevées. D'une manière générale, nous avons trouvé que $D_y(\varphi = 0^\circ) > D_y(\varphi = 35^\circ) > D_y(\varphi = 25^\circ)$ (Tableau 6.2). Cela semble être en lien avec le volume de la zone de recirculation torique du proche sillage des maquettes, qui favorise le mélange dans la direction verticale et qui est également plus volumineuse pour la géométrie à $\varphi = 0^\circ$ que $\varphi = 35^\circ$ puis $\varphi = 25^\circ$.

Dans la suite, nous exposons de manière analogue les résultats du calcul de coefficient de diffusion transversale D_z , pour lesquels les structures tourbillonnaires ont également certainement un rôle à jouer.

6.2.3 Diffusion transversale D_z

L'estimation de D_z pour chaque position x^* de chaque maquette a été réalisée dans les plans horizontaux où les niveaux de concentration sont les plus significatifs et qui ont été mesurés sur tout le domaine $0,57 < x^* < 7,06$, à savoir $y^* \in [-0,04; 0,15; 0,33; 0,52; 0,70]$.

La figure 6.14 montre la position de $z^*_{\max(\bar{C}_{f,t}^*)}$ en fonction de x^* pour chaque plan horizontal y^* considéré, selon les trois maquettes $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$.

Nous remarquons pour la configuration $\varphi = 0^\circ$ (Figure 6.14(a)), que le plan $y^* = -0,04$ est relativement peu influencé par l'écoulement de sillage de la maquette, puisque les concentrations maximales restent dans le prolongement de la ligne d'échappement. Ce n'est que pour $x^* > 4$ qu'elles sont recentrées vers $z^* = 0$. Au fur et à mesure que y^* augmente, nous traversons la recirculation torique en proche culot qui favorise le mélange des concentrations dans une direction transversale. Par ailleurs, le mélange se fait aussi verticalement et donc plus y^* augmente et mieux le mélange est assuré d'une manière générale. D'un autre côté, les lignes de courant dans chaque plan horizontal convergent vers le centre de la maquette. Ainsi, puisque les concentrations sont d'autant plus homogènes que y^* est élevé, le recentrage des maxima de concentrations peut se faire plus tôt dans le sillage lorsque y^* est grand.

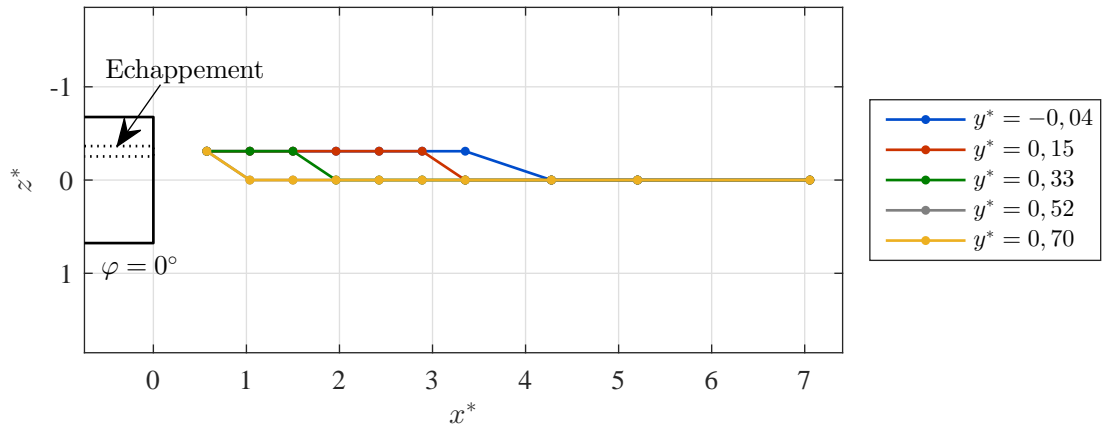
Pour la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 6.14(b)), on observe cette fois-ci l'influence des tourbillons longitudinaux sur les plans inférieurs. En effet, comme nous l'avons vu dans la section précédente, les particules issues des plans $y^* < \sim 0,5$ sont piégées dans le tourbillon longitudinal se développant dans la demi-largeur contenant l'échappement. Par ailleurs, il est intéressant de remarquer que le plan supérieur $y^* = 0,70$ ne subit pas l'impact de cette structure longitudinale, qui se trouvent de-dessous de celui-ci.

Enfin, nous avons vu précédemment que la maquette $\varphi = 35^\circ$ ne présentait pas de structures longitudinales. Les propriétés de l'écoulement de sillage générés étaient alors plus proche de la configuration $\varphi = 0^\circ$ que $\varphi = 25^\circ$. Ainsi, nous ne voyons plus sur la figure 6.14(c) l'impact des tourbillons longitudinaux et les concentrations maximales sont contenues dans la demi-largeur de la maquette, comme nous avons pu le constater sur les cartographies précédentes.

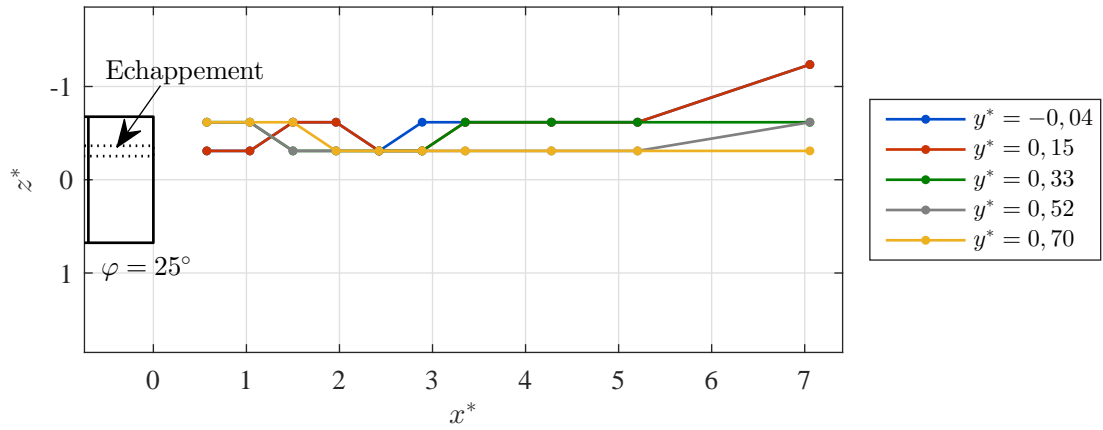
Comme pour la diffusion verticale, ici la position des $z^*_{\max(\bar{C}_{f,t}^*)}$ et les valeurs de concentration associées sont nécessaires au calcul de D_z . En suivant la même méthode que précédemment, en l'occurrence en prenant le logarithme de l'équation 6.9 et en effectuant les changements de variable appropriés, nous obtenons des valeurs $D_z(x^*, y^*)$ pour chacune des maquettes par régression linéaire.

Chapitre 6.

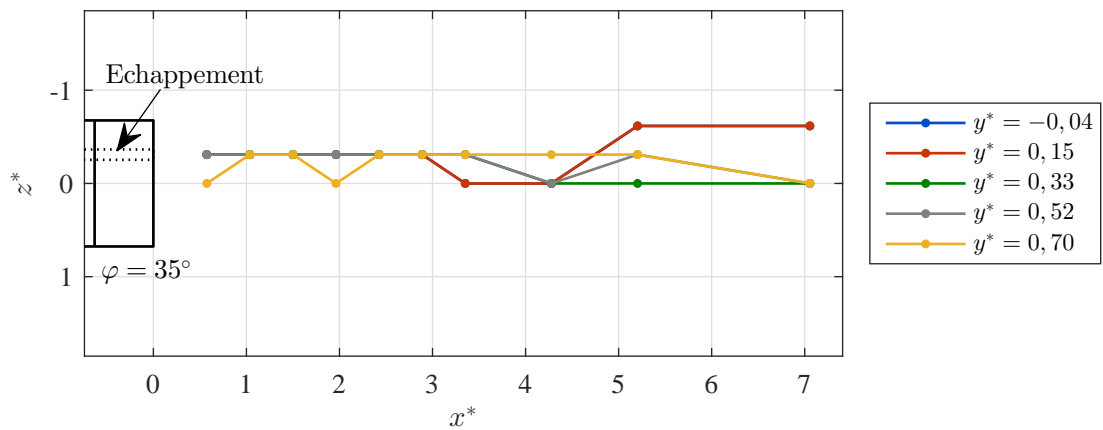
Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed



(a)



(b)



(c)

FIGURE 6.14: Évolution de la position de $z^*_{\max(\overline{C}_{f,t})}$ en fonction de x^* pour chaque plan horizontal $y^* \in [-0,04;0,15;0,33;0,52;0,70]$ considéré, selon les trois maquettes : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c) $\varphi = 35^\circ$

Avant d'interpréter les coefficients de diffusion D_z obtenus, il est important d'analyser la précision des régressions linéaires par une représentation du coefficients de corrélation r^2 (Figure 6.15). Par ailleurs, le tableau 6.3 donne accès aux valeur moyenne et écart-type en fonction de chaque configuration φ .

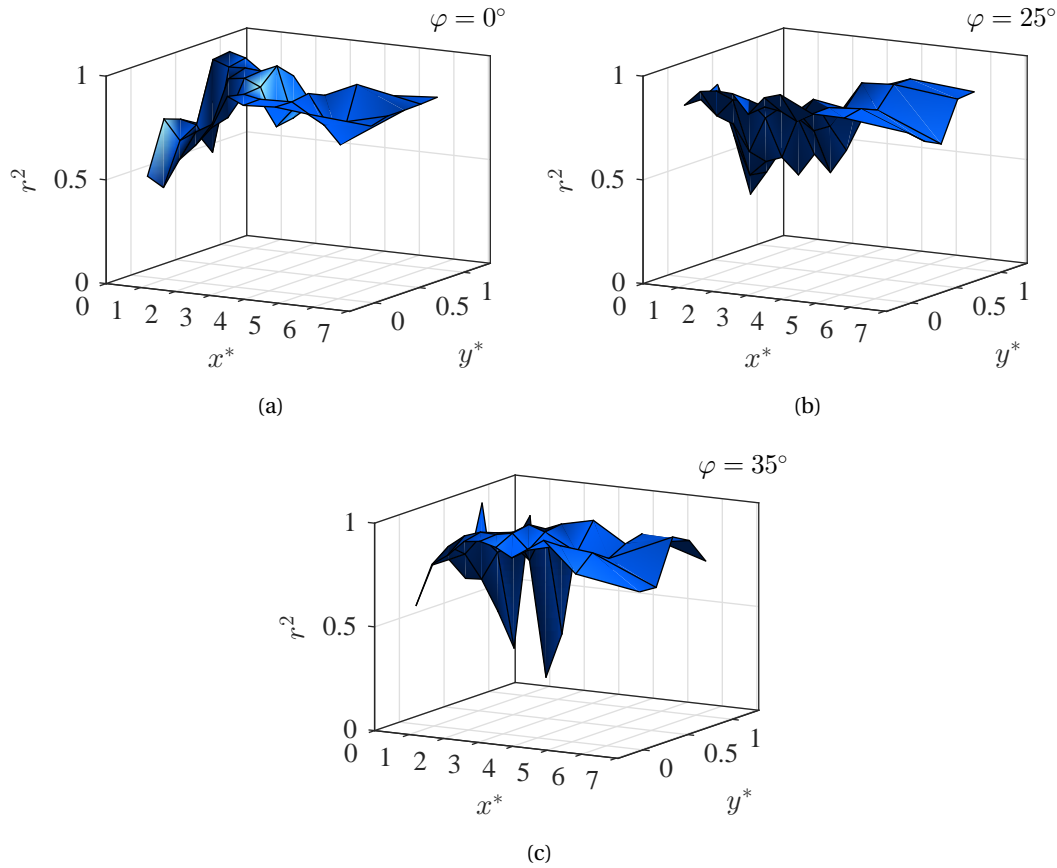


FIGURE 6.15: Coefficient de corrélation linéaire $r^2(x^*, y^*)$ des régressions linéaires menant au calcul de $D_z(x^*, y^*)$: (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 25^\circ$, (c), $\varphi = 35^\circ$

r^2	$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 25^\circ$	$\varphi = 35^\circ$
Moyenne	0,821	0,754	0,811
Écart-type	0,038	0,086	0,094
$r^2 > 0,9$	34%	20%	42%

TABLEAU 6.3: Valeur moyenne, écart-type du coefficient de corrélation r^2 et pourcentage de profils pour lesquels $r^2 > 0,9$, concernant la régression linéaire pour le calcul du coefficient de la diffusion transversale D_z selon les 3 maquettes étudiées

D'une manière générale, on remarque pour chacune des maquettes des résultats sur la valeur moyenne de r^2 nettement moins élevés que pour la diffusion verticale (Tableau 6.3). Pour la maquette $\varphi = 0^\circ$ (Figure 6.15(a)), les minima sont atteints pour les deux profils les plus bas et proches de l'échappement ($r^2 = 0,49$ en $(0,57; -0,04; z^*)$ et $r^2 = 0,45$ en $(1,04; -0,04; z^*)$). En dehors de ces minima, les valeurs de r^2 ne sont pas uniformes sur tout le domaine. Les valeurs du coefficient de corrélation sont encore plus faibles pour la maquette $\varphi = 25^\circ$ (Figure 6.15(b)), avec cette fois ci des minima atteint pour les profils les plus hauts et les plus proches du culot ($r^2 = 0,30$ en $(0,57; 0,70; z^*)$). Ces

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

profils subissent les forts courants descendants et ont montré les niveaux de concentrations parmi les plus faibles (Figure 6.5(c)). Enfin, la maquette $\varphi = 35^\circ$ (Figure 6.15(c)) montre des pics de r^2 extrêmement faibles au niveaux des profils les plus hauts et les plus proches du culot.

Compte tenu du fait que la diffusion transversale ne semble pas être correctement décrite par le modèle de diffusion-advection, nous donnons dans le tableau 6.4 la valeur moyenne de D_z et son écart-type uniquement calculés à partir des profils pour lesquels $r^2 > 0,9$. Ces résultats permettent d'avoir un ordre d'idée de la valeur du coefficient de D_z , mais compte tenu de la proportion élevée de profils pour lesquels $r^2 < 0,9$ (Tableau 6.3) nous ne pouvons pas interpréter les valeurs localisées de $D_z(x^*, y^*)$.

$D_z [m^2 \cdot s^{-1}]$	$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 25^\circ$	$\varphi = 35^\circ$
Moyenne ¹	$1,67 \cdot 10^{-2}$	$2,08 \cdot 10^{-2}$	$3,21 \cdot 10^{-2}$
Écart-type ¹	$0,85 \cdot 10^{-2}$	$1,04 \cdot 10^{-2}$	$1,42 \cdot 10^{-2}$

¹ Les calculs sont effectués uniquement sur la base des profils pour lesquels $r^2 > 0,9$ (cf. Tableau 6.3)

TABLEAU 6.4: Valeur moyenne et écart-type du coefficient de diffusion transversale D_z calculé selon le modèle de diffusion-advection pour les 3 maquettes étudiées

La tendance semble montrer que $D_z(\varphi = 35^\circ) > D_z(\varphi = 25^\circ) > D_z(\varphi = 0^\circ)$. Le fait que les lignes de courant convergent vers le centre de la maquette pour la configuration $\varphi = 0^\circ$ limite la diffusion transversale, ce qui peut être un élément d'explication de sa valeur minorante. Concernant la maquette à $\varphi = 25^\circ$, il semblerait que les tourbillons longitudinaux constituent un mécanisme important dans la dispersion transversale des PUF. Toutefois, ces résultats sont à prendre avec précaution car nous verrons que ce D_z a été surestimé pour cette configuration. Enfin, la maquette $\varphi = 35^\circ$ montre des coefficients deux fois plus élevés que pour la configuration $\varphi = 0^\circ$. Possiblement, le décollement total de l'écoulement sur la lunette a une influence sur le sillage de la maquette en diminuant l'effet de centrage des lignes de courant dans une direction latérale vers l'intérieur de la maquette. Ainsi, les concentrations de PUF qui ont été diffusées en partie par la recirculation torique du proche sillage restent dispersées.

Afin d'avoir des éléments de réponse sur la mauvaise adaptabilité du modèle retenu pour la diffusion transversale, la figure 6.16 montre deux exemples de profils pour lesquels la régression est respectivement fiable et moins fiable.

Sur la figure 6.16(a), nous prenons l'exemple du profil transversal (2,43;0,52; z^*) du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ et pour lequel $r^2 = 0,99$. Dans ce cas, le modèle décrit précisément le profil de concentration mesuré et le coefficient de diffusion transversale D_z peut effectivement être estimé de manière représentative. En revanche, ce n'est pas le cas pour le profil transversal (5,20;0,33; z^*) du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ et pour lequel $r^2 = 0,84$ (Figure 6.16(b)). En effet, le profil de concentration mesuré montre une allure bimodale, du fait de l'influence des deux tourbillons longitudinaux déjà analysés dans les cartographies précédemment présentées. Celui du côté de l'échappement contient les concentrations les plus élevées étant donné qu'il piège une partie des PUF émises à l'échappement. Celui symétriquement opposé, en revanche, ne transporte qu'une petite proportion qui a été elle-même transportée transversalement par la recirculation du proche sillage peu volumineuse. Ainsi, un calcul précis du coefficient de diffusion transversale pour cette configuration nécessiterait d'étudier la diffusion associée à chacun des deux tourbillons longitudinaux pris séparément. Dans notre situation, le coefficient de diffusion $D_z(\varphi = 25^\circ)$ a donc été surestimé.

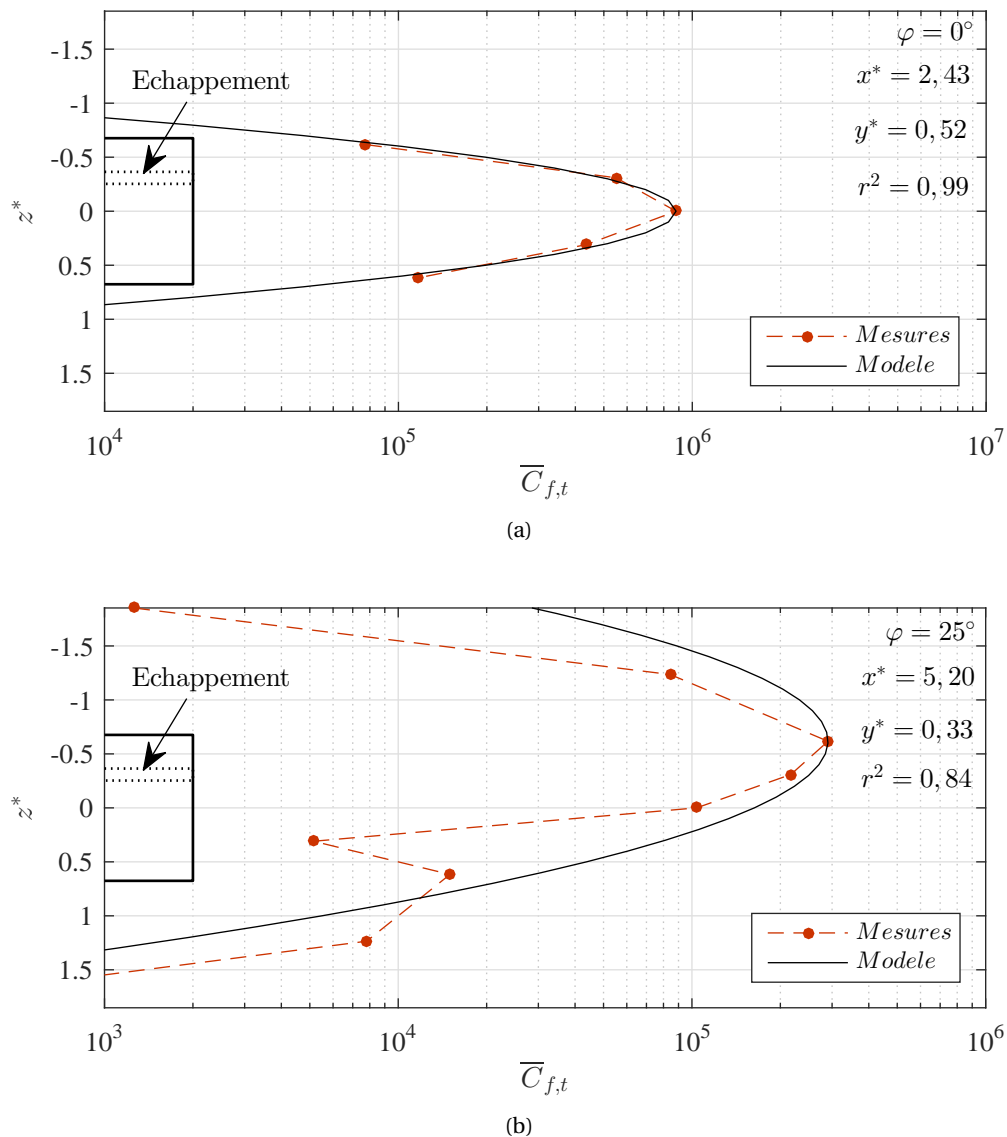


FIGURE 6.16: Exemples de profils pour lesquels la régression est respectivement fiable et moins fiable : (a) Profil transversal $(2,43;0,52;z^*)$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$ ($r^2 = 0,99$), (b) Profil transversal $(5,20;0,33;z^*)$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$ ($r^2 = 0,84$)

Cette dernière suggestion fait l'objet de la figure 6.17. Le modèle de diffusion-advection a été appliqué uniquement sur la demi-largeur contenant l'échappement. La corrélation est par conséquent nettement améliorée ($r^2 = 0,99$ contre $r^2 = 0,84$ sur la figure 6.16(b)). Le coefficient de diffusion transversale D_z qui valait $2,53 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$, lorsque la régression a été faite sur la largeur entière du domaine de mesure, vaut dans ce cas $2,15 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$. La sur-estimation était donc de +18% pour ce profil.

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

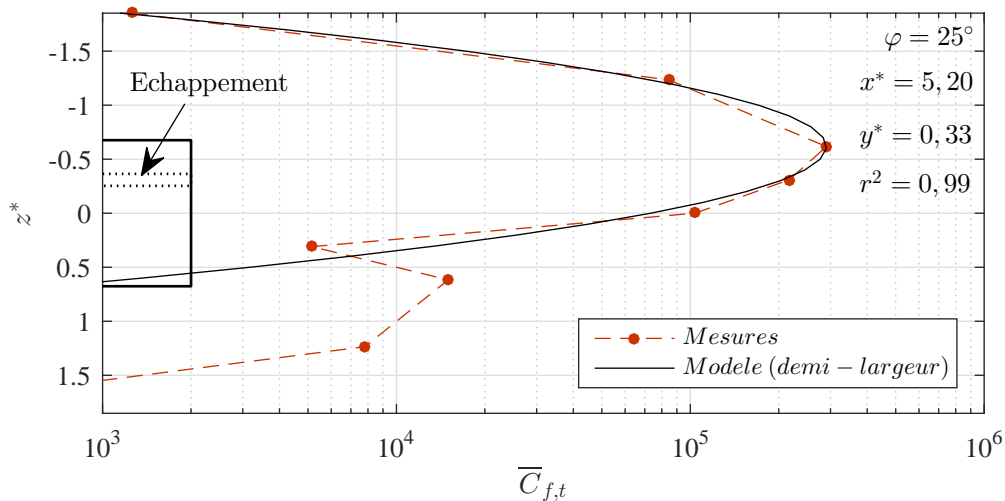


FIGURE 6.17: Modèle de diffusion-advection appliqué sur une demi-largeur du profil transversal $(5,20;0,33;z^*)$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$ ($r^2 = 0,99$). Le résultat est à comparer avec celui de la figure 6.16(b), où le modèle a été appliqué sur la largeur entière.

6.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons analysé les résultats des mesures de concentration totale moyenne en nombre, réalisées dans le sillage des trois maquettes.

Dans un premier temps, nous nous sommes focalisés sur l'interprétation des champs de concentration dans différents plans verticaux z^* , horizontaux y^* et verticaux x^* . Le choix de la normalisation des concentrations a été discutée, pour finalement choisir d'adimensionner par la concentration totale mesurée à l'échappement $\overline{C}_{e,c}$ étant donné que les trois maquettes ont été testées dans des conditions expérimentales similaires. L'intérêt est donc de mettre en évidence la dispersion des PUF émises depuis l'échappement, dans le sillage des maquette. Une discussion sur les variations des niveaux de fond nous a permis de justifier l'échelle de représentation choisie.

D'une manière générale, la concentration en nombre relevée au point de mesure le plus proche de l'échappement (à une distance $0,5h_c$) est entre 3 et 14 fois inférieure à $\overline{C}_{e,c}$. En proche culot, le volume de recirculation est une grandeur déterminante dans le mélange et la dispersion des PUF dans cette zone. Plus précisément, l'émission des PUF se fait dans un plan situé en dessous de la zone de recirculation de chacune des maquettes. Toutefois, le cisaillement qui a été mis en évidence au chapitre 5 dans cette zone permet de transporter une portion des particules au sein de la zone dépressionnaire du tourbillon inférieur B. Par suite, une nouvelle fraction est transportée verticalement par interaction avec le tourbillon supérieur A. Parallèlement, une partie des PUF se trouvant dans la zone de recirculation est transportée horizontalement de part et d'autre du plan de symétrie au moyen du système tourbillonnaire horizontal, analogue à celui vertical. Ainsi, la maquette $\varphi = 0^\circ$ qui présente la recirculation la plus volumineuse montre des niveaux de concentration les plus élevés et homogènes en proche sillage. La symétrie de l'écoulement permet de conserver des niveaux homogènes dans tout le domaine mesuré.

Pour la maquette $\varphi = 25^\circ$, la forte tendance de déviation de l'écoulement vers le bas combinée à un volume de recirculation très faible concentré sur le bas de la maquette empêche un mélange homogène sur toute la hauteur de la maquette, avec des concentrations comprises entre $10^{-1}\overline{C}_{e,c}$ et $10^{-2}\overline{C}_{e,c}$ jusqu'en $x^* = 3,46$. En proche culot, les niveaux de concentration élevés ne dépassent pas

$y^* = 0,34$. En revanche, nous avons vu dans le chapitre 5 la présence de tourbillons longitudinaux dans cette configuration. Le tourbillon contenu dans la demi-largeur de l'échappement piège ainsi une quantité de particules qu'il transporte en s'évasant dans le sillage. Celui symétriquement opposé, du fait du faible mélange qui se produit dans la direction transversale, n'en transporte qu'une petite quantité dont les concentrations sont comprises entre $10^{-3}\overline{C}_{e,c}$ et $10^{-4}\overline{C}_{e,c}$, alors qu'ils sont de l'ordre de $10^{-2}\overline{C}_{e,c}$ dans celui du côté de l'échappement.

La maquette à $\varphi = 35^\circ$ montre des résultats similaires à ceux de la configuration $\varphi = 0^\circ$, en ce sens où le décollement total sur la lunette arrière provoque une recirculation volumineuse et donc un mélange efficace sur toute la hauteur de la maquette. Les niveaux compris entre $10^{-1}\overline{C}_{e,c}$ et $10^{-2}\overline{C}_{e,c}$ sont ainsi observés jusqu'en $x^* = 3,07$.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes proposés de quantifier cette dispersion au moyen d'un coefficient de diffusion. Le modèle de diffusion moléculaire n'étant pas suffisant pour cette étude et nos mesures ne nous permettant pas de quantifier la diffusion turbulente, nous avons opté pour un modèle intermédiaire de diffusion-advection dont une solution prend une forme en e^{-x^2} , proche de nos résultats. Nous précisons qu'il s'agit d'un modèle choisi pour nous permettre de quantifier la diffusion. Les coefficients de diffusion verticale et transversale (considérées séparément dans le chapitre) ainsi calculés sont alors globaux et tiennent compte de tous les effets, à savoir la diffusion moléculaire, par advection, par convection et par la turbulence (cf. Chapitre 1).

Nous avons dans un premier temps montré que la dispersion verticale était décrite de manière précise par le modèle retenu, les coefficients de corrélation r^2 moyennés sur l'ensemble des profils considérés sont supérieurs à 0,9 pour les 3 maquettes. Le coefficient de diffusion verticale D_y ainsi calculé est plus grand pour la maquette $\varphi = 0^\circ$ ($2,07 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ en moyenne), que pour la maquette $\varphi = 35^\circ$ ($1,82 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$) et que celui de la configuration $\varphi = 25^\circ$ ($1,07 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$). Nous avons mis en parallèle cette tendance avec la volume de la recirculation torique du proche sillage, déterminant dans la diffusion verticale avant que les concentrations ne soient advectées en aval, qui est plus important pour la configuration $\varphi = 0^\circ$ que $\varphi = 25^\circ$ puis $\varphi = 35^\circ$. Le coefficient D_y mesuré est stable sur l'ensemble des profils mesurés, hormis en proche culot où ses valeurs peuvent être multipliées par un facteur 2,58 – 3,64 pour la maquette à $\varphi = 35^\circ$.

Concernant la dispersion transversale, le modèle retenu ne semble pas correspondre aux tendances mesurées. En effet, entre 58% (maquette $\varphi = 35^\circ$) et 80% (maquette $\varphi = 25^\circ$) des profils montrent un coefficient de corrélation inférieur $r^2 < 0,9$. Une explication a été donnée à cela pour la configuration à $\varphi = 25^\circ$: le caractère bimodal des profils de concentration transversaux oblige à considérer séparément chaque demi-largeur de la maquette. A cause de la présence des deux tourbillons longitudinaux, nous observons deux pics (maxima locaux) de concentration en sillage lointain qui ne peuvent pas être représentés par le modèle retenu. Toutefois, en considérant les valeurs moyennes uniquement sur les profils décrits précisément par le modèle ($r^2 > 0,9$), nous pouvons donner une estimation du coefficient de diffusion transversale D_z . Cette fois-ci, il est plus grand pour la configuration $\varphi = 35^\circ$ ($3,21 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ en moyenne) que pour $\varphi = 25^\circ$ ($2,08 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ en moyenne) et que pour $\varphi = 0^\circ$ ($1,67 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ en moyenne). Malgré le volume de la recirculation de proche sillage qui est plus important pour la configuration $\varphi = 0^\circ$, la présence des tourbillons longitudinaux pour la configuration $\varphi = 25^\circ$ et le décollement total sur la lunette à $\varphi = 35^\circ$ ont une influence non négligeable sur la dispersion transversale des PUF dans le sillage des maquettes.

Nous avons également analysé la position des maxima de concentration pour chacune des configurations, dans des plans verticaux et horizontaux. Pour la configuration à $\varphi = 0^\circ$, ces maxima sont plutôt situés dans le plan de symétrie de la maquette et à mi-hauteur. Si l'on considère un véhicule utilitaire (monocorps, cf. Chapitre 2) cela correspondrait à la hauteur des entrées d'air d'un véhicule suiveur, qui se situent sur le bas du pare-brise. Par ailleurs, un cycliste ou un motocycliste a tout intérêt à se décaler du plan de symétrie d'un utilitaire ou d'un camion qui le précède.

Chapitre 6.

Caractérisation de la phase dispersée dans le sillage des corps d'Ahmed

Pour la configuration à $\varphi = 25^\circ$, les maxima sont plutôt déviés vers le bas du fait de la forte déviation de l'écoulement dans ce sens. En revanche, les tourbillons longitudinaux diffusent ces particules vers l'extérieur de la maquette, en particulier du côté de la demi-largeur contenant l'échappement. Ainsi, alors qu'un véhicule bicorps (cf. Chapitre 2) ne constitue pas le cas le plus critique pour un véhicule ou un cycliste suiveur, les piétons se situant sur un trottoir peuvent quant à eux être impactés par les particules émises par ce véhicule.

Enfin, pour la configuration $\varphi = 35^\circ$ (type bicorps mais dont les propriétés sont plus proches de celles d'un monocorps), les maxima sont concentrés dans la demi-largeur contenant l'échappement. On n'observe pas d'évasement vers l'extérieur contrairement à la configuration $\varphi = 25^\circ$, tandis que l'élévation en hauteur ne dépassent pas la demi-hauteur des maquettes.

Conclusions générales et perspectives

L'OBJECTIF DE LA THÈSE était de caractériser expérimentalement la dispersion des PUF émises depuis l'échappement d'un véhicule. Il s'agissait de déterminer les liens entre les champs de concentration en nombre des PUF dans le sillage de maquettes simplifiées d'automobiles et les propriétés de ces écoulements de sillage.

Ces travaux permettent de compléter les connaissances sur les réels niveaux d'exposition aux particules auxquels sont soumis tous les usagers de la route (piétons, cyclistes, véhicules suiveurs, etc.) à l'échelle du sillage d'un véhicule. Ils peuvent aider à mettre en place des solutions pour diminuer l'exposition de ces usagers au nombre de particules.

Ces données manquent pour le développement des modèles numériques prédictifs des niveaux d'exposition (Kumar et al., 2011), mais également pour les études épidémiologiques traitant de la dangerosité des PUF (Morawska, 2010). En effet, la mesure des niveaux d'exposition est généralement réalisée dans des stations fixes aux abords des routes (Carpentieri et Kumar, 2011) ou bien lors de campagnes de mesures embarquées (Airparif (2009), Mehel et al. (2017)). Néanmoins, cela ne permet pas de comprendre la dynamique des PUF à l'échelle du sillage d'un véhicule. A termes, des niveaux de recommandations, donnés par des organismes comme l'OMS, sur l'exposition aux concentrations en nombre des particules pourraient ainsi être mis en place (OMS, 2018).

Jusqu'à maintenant, il existait seulement quelques études expérimentales traitant de la dispersion d'un gaz traceur dans le sillage de véhicules (Richards (2002), Gosse (2005), Kanda et al. (2006), Carpentieri et al. (2012)), mais aucune à notre connaissance n'était basée sur des mesures de concentration en nombre de particules solides représentatives de celles émises à l'échappement.

Rappels sur la démarche adoptée

Dans le chapitre 1, nous avons replacé la problématique dans son contexte général de qualité de l'air en donnant les éléments caractéristiques des PUF. Plus précisément, nous avons analysé dans un premier temps les effets de la pollution de l'air en termes de coûts et d'impacts sanitaires. Nous avons ensuite identifié les principaux polluants gazeux et particulaires. Après avoir montré que les particules les plus petites sont celles qui ont les effets les plus néfastes sur la santé, nous avons relevé les niveaux d'exposition en fonction de la zone géographique et de l'activité humaine. Cela nous a par la suite permis d'identifier les sources principales d'émissions. Dans un deuxième temps, nous nous sommes concentrés sur les particules émises par le transport routier en donnant quelques-unes de leurs propriétés physiques et chimiques. Nous avons ensuite insisté sur les mécanismes agissant sur leur dynamique, qui ne sont pas identiques à ceux agissant sur un gaz traceur. Dans un dernier temps, nous avons synthétisé les résultats des études portant sur la dispersion de polluants dans le sillage d'automobiles en identifiant leurs manques.

Le chapitre 2 avait pour objet l'étude bibliographique des écoulements de sillage en automobile. Nous avons vu dans un premier temps que malgré la quantité de véhicules au design différent qui existent sur le marché, la géométrie arrière est principalement responsable des structures tourbillonnaires présentes dans le sillage. En considérant les trois classes de véhicules usuelles (monocorps, bicorps et tricorps), le modèle simplifié du corps d'Ahmed permet de reproduire les écoulements de

type monocorps et tricorps, géométries majoritairement représentées parmi les véhicules les plus vendus. Trois régimes d'écoulement capables d'être reproduits sont étudiés, deux correspondent au type monocorps ($0^\circ < \varphi < \sim 10^\circ$ et $\varphi > \sim 30^\circ$) et un au type bicorps ($\sim 10^\circ < \varphi < \sim 30^\circ$). Dans chacun des cas, les structures tourbillonnaires moyennes ont été identifiées et leurs propriétés comparées : une structure torique du proche sillage commune aux 3 configurations, et des structures tourbillonnaires longitudinales pour le cas bicorps, rendant l'écoulement fortement 3D. Toutefois, malgré la simplicité de la géométrie du corps d'Ahmed, on a remarqué que les résultats sont sensibles à un certain nombre de paramètres qui ont été listés (nombre de Reynolds, blocage, instrumentation, conditions aux limites, garde au sol, rugosité, netteté des arêtes, résolution de la turbulence pour les études numériques). Ce chapitre a été primordial pour établir notre méthodologie expérimentale.

Le chapitre 3 avait pour objet la description des moyens expérimentaux. Nous avons présenté en premier lieu la soufflerie utilisée pour nos essais. La veine spécialement conçue puis modifiée pour nos essais a été décrite. Les maquettes du corps d'Ahmed ont été présentées en même temps que les choix de différents paramètres ont été justifiés : échelle $k = 0,19$, garde au sol normalisée $h_g^* = 0,28$, position du tube d'échappement de diamètre intérieur $\phi_c = 4\text{ mm}$ décentrée, vitesse d'étude $U_\infty = 14,3\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. On rappelle que cette dernière est choisie de manière à respecter les rapports (réel et en soufflerie) de la vitesse du véhicule par celle d'échappement. Dans un troisième temps, les systèmes utilisés pour la caractérisation des écoulements de sillage ont été présentés ainsi que leurs conditions d'utilisation : le système de mesure des vitesses LDV, le système d'ensemencement ainsi que le dispositif expérimental. Dans une quatrième et dernière partie, les systèmes utilisés pour la mesure des champs de concentration des PUF ont été présentés ainsi que leurs conditions d'utilisation : le générateur de PUF (PALAS^{MD} DNP 2000) et le granulomètre (ELPI^{MD}) ainsi que le dispositif expérimental. Le diamètre des sondes d'aspiration de 4 mm pour les mesures ELPI^{MD} est fixé par le critère d'isocinéticité.

Rappels des résultats principaux

Nous résumons ici les principaux résultats retenus dans les chapitres 4, 5 et 6 du manuscrit.

Le chapitre 4 se situe à l'intermédiaire entre l'exposition de la méthodologie qui régit la démarche adoptée et les premiers résultats. D'une manière générale, nous nous sommes focalisés sur les méthodes de traitement de données brutes des systèmes de mesures précédemment décrits, sur les résultats de plusieurs études de sensibilité ainsi que sur la méthodologie des mesures employées.

Nous nous sommes d'abord concentrés sur la campagne de mesure des champs de vitesses. Dans un premier temps, nous avons succinctement évoqué le traitement des données LDV pour le calcul des propriétés des écoulements de sillage. La nouvelle technique de traitement développée lors de ce projet, qui constitue un résultat de ces travaux de thèse (Rodriguez et al. (2018a), Rodriguez et al. (2018b)), a été détaillée dans l'annexe B par soucis de clarté et de concision. Cette méthode a pour but de limiter les erreurs statistiques liées aux conditions d'ensemencement dans le calcul des propriétés d'un écoulement. Dans un second temps, nous avons déterminé les temps d'acquisition pour les mesures LDV : 10 secondes pour les mesures de u en proche plancher, 90 secondes pour les mesures 2D (u et v) dans la zone $y > 5\text{ mm}$. Le maillage spatial a été évoqué dans un troisième temps, séparant une zone raffinée proche du culot permettant de capter précisément la zone de recirculation du proche sillage, et une zone élargie en sillage lointain. Par ailleurs, la campagne de mesure des vitesses a été scindée en 2 parties : la première a été réalisée en début de thèse (absence du système d'échappement) et a pour but de caractériser les écoulements de sillage, la deuxième devant reprendre certains points pour étudier l'influence du système d'échappement sur les résultats trouvés dans la première campagne.

Ensuite, nous nous sommes concentrés sur la campagne de mesure des concentrations. Nous

avons vu le traitement des données depuis la conversion des courants en données de concentration, jusqu'à la stratégie de calculs des concentrations finales après retranchement des niveaux de fond. La détermination des temps d'acquisition a été effectuée, la phase de stabilisation des niveaux de concentration devant durer au minimum 50 secondes. L'étude de la sensibilité des résultats à la longueur du coude des sondes d'aspiration a permis de montrer que l'utilisation des sondes de 25mm et 50mm permet de mesurer fidèlement l'allure des profils de concentration dans le sillage des maquettes. Enfin, le maillage spatial a été évoqué, avec une première zone raffinée proche du culot de maquettes et une deuxième zone élargie en sillage lointain.

Avant d'aborder les résultats concernant les mesures de vitesse et de concentration en nombre dans le sillage des maquettes, rappelons que l'annexe A rassemble les résultats de l'étude de l'écoulement à vide dans la veine d'essais. Cette étude a permis d'identifier une source de perturbation de l'écoulement liée à la présence des perçages et de la corriger par l'utilisation de bouchons. Par ailleurs, une faible intensité de turbulence règne au sein de la veine et la couche limite se développant sur le plancher en amont des maquettes est de nature turbulente, d'épaisseur inférieure à 7mm.

Ainsi, une particulière attention a été apporté à la méthodologie des mesures ainsi qu'à la détermination et la qualité de l'écoulement généré.

Dans le chapitre 5, nous nous sommes attachés à caractériser les écoulements de sillage à l'arrière du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ par le biais des mesures de vitesse. Ces informations sont d'un premier intérêt dans ce projet puisque les structures tourbillonnaires du sillage et la turbulence associée sont responsables du transport des PUF.

Dans un premier temps, nous avons analysé les données LDV issues de la première campagne de mesure de vitesse (en l'absence du système d'éjection). Nous avons comparé les profils de couche limite en fin de pavillon qui dépendent de l'attachement ou du décollement de l'écoulement sur la lunette située juste en aval. Ensuite, nous avons comparé dans les plans de symétrie $z^* = 0$ les propriétés de $\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$, \bar{u} , \bar{v} , u' et v' . Les longueurs de recirculation L_R^* ont été identifiées et s'avèrent proches de la littérature, tout comme la position des centres tourbillonnaires A (et B, lorsque disponible), par comparaison aux données rassemblées dans le chapitre 2. Nous avons remarqué que le sillage du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$ présente une symétrie d'axe $y^* = 0,5$. Cette géométrie est associée à la plus grande longueur de recirculation tandis que les fluctuations turbulentes de l'écoulement sont plus importantes au niveau de la couche cisailée supérieure. Concernant la géométrie à $\varphi = 25^\circ$, l'écoulement semble attaché sur la lunette ce qui provoque une forte déviation de l'écoulement vers le bas. Par conséquent, la longueur de recirculation relevée est la plus faible parmi les 3 configurations testées. On note également la présence des tourbillons longitudinaux qui génèrent un déficit de vitesse sur les côtés du sillage. Enfin, la géométrie $\varphi = 35^\circ$ présente un décollement total de l'écoulement sur la lunette, augmentant ainsi la longueur de recirculation du sillage par rapport à la configuration $\varphi = 25^\circ$. En revanche, tout comme la géométrie $\varphi = 25^\circ$, les fluctuations turbulentes de l'écoulement sont plus importantes au niveau de la couche cisailée inférieure. On note tout de même des niveaux élevés au niveau de la couche cisailée supérieure.

Dans un second temps, nous avons présenté les mesures PIV réalisées au CORIA, à l'arrière des géométries $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, dans des conditions expérimentales similaires. Après avoir remarqué la forte proximité des résultats entre les mesures LDV et PIV sur les grandeurs communes \bar{u} et u' mesurées, nous avons analysé la symétrie de l'écoulement ainsi que la dernière composante de la vitesse w mesurée et non accessible jusqu'alors. Les informations sur \bar{w} indiquent une tendance à l'évasement de l'écoulement dans la partie basse des sillages, ainsi qu'une tendance inverse dans la partie haute des sillages. La position des centres tourbillonnaires des structures verticales d'axe y , complétant la structure torique de recirculation dans les proches sillages, a été identifié quasiment symétriques par rapport au plan de symétrie $z^* = 0$. Les fluctuations de w présentent des niveaux similaires aux niveaux de u' et v' analysés précédemment, mais sont concentrées proches des structures tourbillon-

naires verticales composant la structure de recirculation torique des proches sillages. La symétrie de l'écoulement a été analysée. On a montré des écarts moyens sur \bar{u} , \bar{w} , u' et w' inférieurs à 3,5% de U_∞ pour les 2 configurations. Les maxima étant atteints à proximité des structures tourbillonnaires verticales du proche sillage.

Enfin, dans un dernier temps nous nous sommes intéressés à l'impact du système d'éjection sur la caractérisation des écoulements de proche sillage. Certains points de mesure, décrits au chapitre 4, de la première campagne de mesure LDV ont été repris à l'arrière des 3 maquettes $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$. Nous avons remarqué dans un premier temps que les écarts sur \bar{u} , \bar{v} , u' et v' entre les mesures réalisées avec et sans système d'injection sont inférieurs à 4% de U_∞ . Par ailleurs, la symétrie de l'écoulement a de nouveau été analysée grâce à la robotisation de la 3^{ième} du système de traverse. Les écarts sur les résultats de \bar{u} , \bar{v} , u' et v' de part et d'autre du plan de symétrie $z^* = 0$ sont inférieurs à 4,2%. Ces écarts sont du même ordre de grandeur que ceux observés grâce aux mesures PIV, indiquant donc que le système d'éjection n'a pas ou peu d'influence sur la caractérisation des propriétés des écoulements de sillage.

Dans le chapitre 6,

Dans ce chapitre, nous avons analysé les résultats des mesures de concentration en nombre, totale et moyenne, réalisées dans le sillage des trois maquettes.

Dans un premier temps, nous nous sommes focalisés sur l'interprétation des champs de concentration dans différents plans verticaux z^* , horizontaux y^* et verticaux x^* . D'une manière générale, la concentration en nombre relevée au point de mesure le plus proche de l'échappement (à une distance $0,5h_c$) est entre 3 et 14 fois inférieure à $\bar{C}_{e,c}$. En proche culot, le volume de recirculation en proche sillage est une grandeur déterminante dans le mélange et la dispersion des PUF dans cette zone. Plus précisément, l'émission des PUF se fait dans un plan situé en dessous la zone de recirculation de chacune des maquettes. Toutefois, le cisaillement qui a été mis en évidence au chapitre 5 dans cette zone permet de transporter une partie des particules au sein de la zone dépressionnaire du tourbillon inférieur B. Par suite, une nouvelle proportion est transportée verticalement par interaction avec le tourbillon supérieur A. Parallèlement, une partie des PUF se trouvant dans la zone de recirculation est transportée horizontalement de part et d'autre du plan de symétrie au moyen du même système tourbillonnaire horizontal. Ainsi, la maquette $\varphi = 0^\circ$ qui présente la recirculation la plus volumineuse montre des niveaux de concentration les plus élevés et homogènes en proche sillage. La symétrie de l'écoulement permet de conserver des niveaux homogènes dans tout le domaine mesuré. Pour la maquette $\varphi = 25^\circ$, la forte tendance de déviation de l'écoulement vers le bas combinée à un volume de recirculation très faible concentré sur le bas de la maquette empêche un mélange homogène sur toute la hauteur de la maquette, avec des concentrations comprises entre $10^{-1}\bar{C}_{e,c}$ et $10^{-2}\bar{C}_{e,c}$ jusqu'en $x^* = 3,46$. En proche culot, les niveaux de concentration élevés ($> 10^{-2}\bar{C}_{e,c}$) ne dépassent pas $y^* = 0,34$. En revanche, nous avons vu dans le chapitre 5 la présence de tourbillons longitudinaux dans cette configuration. Le tourbillon contenu dans la demi-largeur de l'échappement piège ainsi une quantité de particules qu'il transporte en s'évasant dans le sillage. Celui symétriquement opposé, du fait du faible mélange qui se produit dans la direction transversale, n'en transporte qu'une petite quantité dont les concentrations sont compris entre $10^{-3}\bar{C}_{e,c}$ et $10^{-4}\bar{C}_{e,c}$, alors qu'ils sont de l'ordre de $10^{-2}\bar{C}_{e,c}$ dans celui du côté de l'échappement. La maquette à $\varphi = 35^\circ$ montre des résultats similaires à ceux de la configuration $\varphi = 0^\circ$, en ce sens où le décollement total sur la lunette arrière provoque une recirculation volumineuse et donc un mélange efficace sur toute la hauteur de la maquette. Les niveaux compris entre $10^{-1}\bar{C}_{e,c}$ et $10^{-2}\bar{C}_{e,c}$ sont ainsi observés jusqu'en $x^* = 3,07$.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes proposés de quantifier cette dispersion au moyen d'un coefficient de diffusion par un modèle de diffusion-advection. Le modèle de diffusion moléculaire n'étant pas suffisant pour cette étude et nos mesures ne nous permettant pas de quantifier la diffusion turbulente, nous avons opté pour ce modèle intermédiaire de diffusion-advection dont une solution prend une forme en e^{-x^2} , proche de nos résultats. Nous précisons qu'il s'agit d'un mo-

dèle choisi pour nous permettre de quantifier la diffusion. Les coefficients de diffusion verticale et transversale (considérées séparément dans le chapitre) ainsi calculés sont alors globaux et tiennent compte de tous les effets, à savoir la diffusion moléculaire, par advection, par convection et par la turbulence (cf. Chapitre 1).

Nous avons dans un premier montré que la dispersion verticale était décrite de manière précise par le modèle retenu, les coefficients de corrélation r^2 moyennés sur l'ensemble des profils considérés sont supérieurs à 0,9 pour les 3 maquettes. Le coefficient de diffusion verticale D_y ainsi calculé est plus grand pour la maquette $\varphi = 0^\circ$ ($2,07 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ en moyenne), que pour la maquette $\varphi = 35^\circ$ ($1,82 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$) et que celui de la configuration $\varphi = 25^\circ$ ($1,07 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$). Nous avons mis en parallèle cette tendance avec la volume de la recirculation torique du proche sillage, déterminant dans la diffusion verticale avant que les concentrations ne soient advectées en aval, qui est plus important pour la configuration $\varphi = 0^\circ$ que $\varphi = 25^\circ$ puis $\varphi = 35^\circ$. Le coefficient D_y mesuré est stable sur l'ensemble des profils mesurés, hormis en proche culot où ses valeurs peuvent être multiplié par un facteur 2,58 – 3,64 pour la maquette à $\varphi = 35^\circ$.

Concernant la dispersion transversale, le modèle retenu ne semble pas correspondre aux tendances mesurées. En effet, entre 58% (maquette $\varphi = 35^\circ$) et 80% (maquette $\varphi = 25^\circ$) des profils montrent un coefficient de corrélation inférieur $r^2 < 0,9$. Une explication a été donnée à cela pour la configuration à $\varphi = 25^\circ$: le caractère bimodal des profils de concentration transversaux oblige à considérer séparément chaque demi-largeur de la maquette. Toutefois, en considérant les valeurs moyennes uniquement sur les profils décrits précisément par le modèle ($r^2 > 0,9$), nous pouvons donner une estimation du coefficient de diffusion transversale D_z . Il est supérieur cette fois-ci pour la configuration $\varphi = 35^\circ$ ($3,21 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ en moyenne) que pour $\varphi = 25^\circ$ ($2,08 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ en moyenne) que pour $\varphi = 0^\circ$ ($1,67 \cdot 10^{-2} m^2 \cdot s^{-1}$ en moyenne). Malgré le volume de la recirculation de proche sillage qui est plus important pour la configuration $\varphi = 0^\circ$, la présence des tourbillons longitudinaux pour la configuration $\varphi = 25^\circ$ et le décollement total sur la lunette à $\varphi = 35^\circ$ ont une influence non négligeable sur la dispersion transversale des PUF dans le sillage des maquettes.

Nous avons également analysé la position des maxima de concentration pour chacune des configurations, dans des plans verticaux et horizontaux. Pour la configuration à $\varphi = 0^\circ$, ces maxima sont plutôt situés dans le plan de symétrie de la maquette et à mi-hauteur. Si l'on considère un véhicule utilitaire (monocorps, cf. Chapitre 2) cela correspondrait à la hauteur des entrées d'air d'un véhicule suiveur, qui se situent sur le bas du pare-brise. Par ailleurs, un cycliste ou un motocycliste a tout intérêt à se décaler du plan de symétrie d'un utilitaire ou d'un camion qui le précède. Pour la configuration à $\varphi = 25^\circ$, les maxima sont plutôt déviés vers le bas du fait de la forte déviation de l'écoulement dans ce sens. En revanche, les tourbillons longitudinaux diffusent ces particules vers l'extérieur de la maquette, en particulier du côté de la demi-largeur contenant l'échappement. Ainsi, alors qu'un véhicule bicorps (cf. Chapitre 2) ne constitue pas le cas le plus critique pour un véhicule ou un cycliste suiveur, les piétons se situant sur un trottoir peuvent quant à eux être impactés par les particules émises par ce véhicule. Enfin, pour la configuration $\varphi = 35^\circ$ (type bicorps mais dont les propriétés sont plus proches de celles d'un monocorps), les maxima sont concentrés dans la demi-largeur contenant l'échappement. On n'observe pas d'évasement vers l'extérieur contrairement à la configuration $\varphi = 25^\circ$, tandis que l'élévation en hauteur ne dépassent pas la demi-hauteur des maquettes.

Perspectives pour de futurs travaux

Ce travail mène à de nombreuses perspectives.

Une réflexion sur les techniques de mesure peut être menée.

En effet, concernant la caractérisation des écoulements qui est déterminante dans le transport des PUF, des visualisations du frottement pariétal permettraient de mieux identifier les décollements qui se produisent sur une géométrie et qui impactent considérablement le sillage. Ces décollements

sont difficilement identifiables par des mesures LDV ou PIV. Par ailleurs, la PIV offre un raffinement importante du maillage spatial qui peut donner des informations complémentaires très intéressantes, notamment sur la détection et la caractérisation des structures tourbillonnaires. Il existe de nombreux critères de détection (Q_2 , Γ_1 , Γ_2 , etc.) mais le plus simple se basant sur la vorticité nécessite déjà le calcul de gradients dont la précision dépend du raffinement du maillage. En outre, des mesures de couche limite par fil chaud sont également intéressantes tant la précision est avérée. Enfin, le questionnement du montage expérimental est encore à améliorer, avec en particulier la mesure de la composante verticale de la vitesse en proche plancher. Ces informations sont de premier intérêt pour avoir une cartographie des lignes de courant complète (avec possibilité d'avoir accès au centre tourbillonnaire inférieur B pour toutes les maquettes), d'autant plus que la zone d'éjection se situe dans cette zone hors d'atteinte pour le moment. Par ailleurs, sans changer la technique de mesure, il serait bon de pouvoir modifier le montage aisément afin de mesurer la troisième composante du vecteur vitesse, w .

Concernant la mesure des champs de concentration, une réflexion est à mener concernant l'intrusivité des mesures. Dans un premier temps, il serait bien de parvenir à effectuer des prélèvements en proche paroi (par un accès supérieur?). D'une manière générale, il serait bon d'essayer une nouvelle technique de mesure, non intrusive, augmentant la résolution spatiale et permettant de valider les mesures ELPI^{MD}. En particulier, une nouvelle technique qui peut être robotisée afin de réduire les temps de mesures particulièrement chronophages dans ces travaux. En outre, si nous voulons améliorer la connaissance des interactions PUF/structures tourbillonnaires en augmentant le raffinement du maillage des mesures de vitesse, cela passe également obligatoirement par une augmentation de la résolution spatiale des mesures de concentration. Enfin, nous avons mis en évidence que les PUF sont transportées au sein des structures de recirculation. Il serait donc intéressant d'effectuer des mesures sur la lunette arrière des géométries (en particulier celle à $\varphi = 35^\circ$) de manière à observer s'il ne peut exister un phénomène « d'auto-pollution ».

Une réflexion sur des conditions aux limites plus représentatives peut également être menées, concernant notamment la présence d'un tapis défilant. En effet, même si nous avons vu dans le chapitre 1 que cette condition avait peu d'influence sur la structure des écoulements de sillage, le plancher se trouve à proximité de l'échappement. Cette zone pourrait être potentiellement impactée par la condition de glissement.

Concernant les études à approfondir, la connaissance des écoulements par la détection et la caractérisation des structures tourbillonnaires est un point à améliorer. Nous avons vu qu'elles sont de premier intérêt dans la dispersion des PUF, en particulier à l'arrière de la configuration $\varphi = 25^\circ$. Par ailleurs, la caractérisation des phénomènes instationnaires approfondirait considérablement les connaissances en identifiant notamment les phénomènes périodiques. Si la résolution temporelle des mesures de concentration pouvait être augmentée, l'étude de la corrélation entre les vitesses et les concentrations semble intéressante.

Par ailleurs, des études complémentaires pourraient être menées pour voir l'étendue de la validité des résultats de cette thèse. Dans ces travaux, la géométrie de la lunette arrière constituait le paramètre variable. Des études faisant varier le rapport de similitude $U_\infty/V_{e,c}$ (qui correspondent à d'autres conditions de circulation), la position de l'échappement et son orientation, ou encore de la garde au sol h_g seraient complémentaires. Il serait également intéressant d'analyser et comprendre l'effet ajouter de la thermophorèse en chauffant l'aérosol g en er e. L'étude de l'angle de lacet ou encore l'interaction entre deux véhicules qui se suivent sont autant de points potentiellement intéressants.

D'un point de vue analytique, il serait intéressant d'approfondir les modèles permettant la caractérisation de la diffusion. En effet, le modèle de diffusion-advection ne constituait qu'une première approche pour quantifier la diffusion, et nous avons vu qu'il montre notamment des difficultés à décrire la diffusion transversale. Enfin des études numériques peuvent être d'une aide considérable dans toutes ces tâches évoquées. Par le biais d'une validation expérimentale de certains cas de figures

bien définis, les simulations numériques peuvent apporter des résultats complémentaires quant à une éventuelle composante, zone de mesure ou encore grandeur non accessible. Les simulations numériques permettent également de multiplier le nombre de cas de figure étudiés plus aisément.

A termes, une réflexion doit être portée sur l'exposition des usagers au nombre de PUF, quand bien même il n'existe pour le moment aucun seuil de recommandation. Toutefois, un résultat évident peut déjà être pris en compte. Alors qu'il n'existe pas de position unique de l'échappement, ce dernier ne devrait pas être positionné du côté des trottoirs. En effet, nous avons vu que pour une configuration bicorps, les PUF sont piégées dans le tourbillon longitudinal du côté de l'échappement et qui a tendance à évaser les concentrations vers l'extérieur.

Bibliographie

- Adams, E. W. et J. K. Eaton. 1988, «An LDA Study of the Backward-Facing Step Flow, Including the Effects of Velocity Bias», *Journal of Fluids Engineering*, vol. 110, p. 275–282.
- Ahmed, S., G. Ramm et G. Faltin. 1984, «Some Salient Features Of The Time-Averaged Ground Vehicle Wake», *SAE Technical Paper Series*, doi :10.4271/840300, p. 1–30.
- Airparif. 2008, «Les directives européennes», URL <https://www.airparif.asso.fr/reglementation/normes-europeennes>.
- Airparif. 2009, «Synthèse des résultats : Quelle qualité de l'air en voiture pendant les trajets quotidiens domicile-travail?», Rapport, Airparif, 7 p..
- Airparif. 2010, «Les critères nationaux de qualité de l'air», URL <https://www.airparif.asso.fr/reglementation/normes-francaises>.
- Al-Dabbous. 2016, *Characteristics of airborne nanoparticles during summertime in Kuwait*, Thèse de doctorat, University of Surrey (UK), 263 p..
- Algieri, A., S. Bova et C. De Bartolo. 2005, «Experimental and Numerical Investigation on the Effects of the Seeding Properties on LDA Measurements», *Journal of Fluids Engineering*, vol. 127, n° 3, doi :10.1115/1.1899167, p. 514–522.
- Aljure, D. E., O. Lehmkuhl, I. Rodríguez et A. Oliva. 2014, «Flow and turbulent structures around simplified car models», *Computers and Fluids*, vol. 96, doi :10.1016/j.compfluid.2014.03.013, p. 122–135.
- Allen, M. D. et O. G. Raabe. 1982, «Re-evaluation of millikan's oil drop data for the motion of small particles in air», *Journal of Aerosol Science*, vol. 13, n° 6, doi :10.1016/0021-8502(82)90019-2, p. 537–547.
- Balou, D. 2017, «Etude expérimentale par diagnostic laser de la dispersion de polluants dans le sillage d'un véhicule automobile», Rapport, Université de Rouen, 42 p..
- Banerjee, T. et R. A. Christian. 2017, «On-field and laboratory measurement of nanoparticle emission in the wake of gasoline vehicle», *Atmospheric Pollution Research*, vol. 8, n° 6, doi :10.1016/j.apr.2017.05.007, p. 1179–1192.
- Barros, D. 2015, *Wake and drag manipulation of a bluff body using fluidic forcing*, Thèse de doctorat, ISAE-ENSMA, 97 p..
- Beaudoin, J. F. et J. L. Aider. 2008, «Drag and lift reduction of a 3D bluff body using flaps», *Experiments in Fluids*, vol. 44, n° 4, doi :10.1007/s00348-007-0392-1, p. 491–501.
- Beaudoin, J. F., O. Cadot, J. L. Aider, K. Gosse, P. Paranthoën, B. Hamelin, M. Tissier, D. Allano, I. Mutabazi, M. Gonzales et J. E. Wesfreid. 2004, «Cavitation as a complementary tool for automotive aerodynamics», *Experiments in Fluids*, vol. 37, n° 5, doi :10.1007/s00348-004-0879-y, p. 763–768.

Bibliographie

- Beddows, D. C. et R. M. Harrison. 2008, «Comparison of average particle number emission factors for heavy and light duty vehicles derived from rolling chassis dynamometer and field studies», *Atmospheric Environment*, vol. 42, n° 34, doi :10.1016/j.atmosenv.2008.06.021, p. 7954–7966.
- Bendat, J. S. et A. G. Piersol. 2010, *Random data analysis and measurement procedures*, 4^e éd., WILEY, ISBN 978-81-265-4604-6, 640 p..
- Buchhave, P., W. K. George et J. L. Lumley. 1979, «The Measurement of Turbulence with the Laser-Doppler Anemometer», *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 11, doi :10.1146/annurev.fl.11.010179.002303, p. 443–503.
- Buseck, P. R. et K. Adachi. 2008, «Nanoparticles in the Atmosphere», *Elements*, vol. 4, doi :10.2113/gselements.4.6.389, p. 389–394.
- Carpentieri, M. et P. Kumar. 2011, «Ground-fixed and on-board measurements of nanoparticles in the wake of a moving vehicle», *Atmospheric Environment*, vol. 45, n° 32, doi :10.1016/j.atmosenv.2011.06.079, p. 5837–5852.
- Carpentieri, M., P. Kumar et A. G. Robins. 2012, «Wind tunnel measurements for dispersion modelling of vehicle wakes», *Atmospheric Environment*, vol. 62, doi :10.1016/j.atmosenv.2012.08.019, p. 9–25.
- Chaligné, S. 2013, *Contrôle du sillage d'un corps non profilé : application expérimentale à une maquette simplifiée de véhicule industriel*, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 251 p..
- Chang, V. W. C., L. M. Hildemann et C. H. Chang. 2009, «Dilution rates for tailpipe emissions : Effects of vehicle shape, tailpipe position, and exhaust velocity», *Journal of the Air and Waste Management Association*, vol. 59, n° 6, doi :10.3155/1047-3289.59.6.715, p. 715–724.
- Chanson, H. 1996, «Air Bubble Entrainment in Free-Surface Turbulent Shear Flows», Rapport, 372 p., doi :10.1016/B978-012168110-4/50018-7.
- Chareyron, D. 2009, *Développement de méthodes instrumentales en vue de l'étude lagrangienne de l'évaporation dans une turbulence homogène isotrope*, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 207 p..
- Chen, L., Z. Liang, X. Zhang et S. Shuai. 2017, «Characterizing particulate matter emissions from GDI and PFI vehicles under transient and cold start conditions», *Fuel*, vol. 189, doi :10.1016/j.fuel.2016.10.055, p. 131–140.
- Cheng, S.-Y. et S. Mansor. 2016, «Influence of rear-roof spoiler on the aerodynamic performance of hatchback vehicle», dans *Automotive Innovation Green Energy Vehicle AiGEV*, p. 1–9, doi :10.1051/mateconf/20179001027.
- Collet, P. 2017, «Respecter les valeur guides de l'OMS réduirait de 53 milliards euros le coût sociétal de la pollution aux particules», URL <https://www.actu-environnement.com/ae/news/pollution-particules-cout-mortalite-valeur-guides-oms-30234.php4>.
- Comité des Constructeurs Français d'Automobiles. 2017, *L'Industrie Automobile Française : Analyse et Statistiques 2017*, 98 p..
- Comolet, R. 1994, *Mécanique expérimentale des fluides - Tome II - Dynamique des fluides réels, turbo-machines*, masson éd., ISBN 2-225-84535-2, 473 p..
- Conan, B., J. Anthoine et P. Planquart. 2011, «Experimental aerodynamic study of a car-type bluff body», *Experiments in Fluids*, vol. 50, n° 5, doi :10.1007/s00348-010-0992-z, p. 1273–1284.

- Coudray, N., A. Dieterlen, L. Vidal, E. Roth, G. Trouvé et S. Bistac. 2008, «Image processing nanoparticle size measurement for determination of density values to correct the ELPI measures», *Precision Engineering*, vol. 32, n° 2, doi :10.1016/j.precisioneng.2007.04.009, p. 88–99.
- DANTEC Dynamics. 2012a, «BSA Flow Software v5.03 - Users Guide», Rapport, 412 p..
- DANTEC Dynamics. 2012b, «LDA calibration certificate n°156», Rapport.
- Davies, C. N. 1945, «Definitive equations for the fluid resistance of spheres», *Proceedings of the Physical Society*, vol. 57, n° 4, doi :10.1088/0959-5309/57/4/301, p. 259–270.
- DeGraaff, D. B. et J. K. Eaton. 2001, «A high-resolution laser Doppler anemometer : design, qualification, and uncertainty», *Experiments in Fluids*, vol. 30, n° 5, doi :10.1007/s003480000231, p. 522–530.
- Dekati. 2010, «ELPI User manual v4.11», Rapport, 148 p..
- DeltaLab. 2006, «Bulletin technique EA103 - Soufflerie subsonique à aspiration et accessoires», Rapport, DELTALAB, 49 p..
- Depeyras, D. 2009, *Contrôles actifs et passifs appliqués à l'aérodynamique automobile*, Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, 222 p..
- Dockery, D. W., A. C. Pope, X. Xu, J. D. Spengler, J. H. Ware, M. E. Fay, B. G. Ferris et F. E. Speizer. 1993, «An association between air pollution and mortality in six US cities», *The New England Journal of Medicine*, vol. 329, n° 24, p. 1753–1759.
- Edwards, R. V. 1981, «A new look at particle statistics in laser-anemometer measurements», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 105, p. 317–325.
- Edwards, R. V. 1987, «Report of the Special Panel on Statistical Particle Bias Problems in Laser Anemometry», *ASME Transactions Journal of Fluids Engineering*, vol. 109, n° June, p. 89–93.
- EPA. 2002, «Health Assessment Document for Diesel Engine Exhaust», Rapport, United States Environmental Protection Agency, 669 p..
- Erba, S., S. Escande-Vilbois, F. Fellingner, N. Forray, H. Legrand et M. Pinet. 2015, «La gestion des pics de pollution de l'air», Rapport, Ministère de l'écologie, du développement durable et de l'énergie, Ministère des affaires sociales, de la santé et des droits des femmes, Ministère de l'intérieur, 134 p..
- Eulalie, Y. 2014, *Etude aérodynamique et contrôle de la traînée sur un cône de Ahmed culot droit*, Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, 198 p..
- Evans, D. E., R. M. Harrison et J. G. Ayres. 2003, «The generation and characterisation of elemental carbon aerosols for human challenge studies», *Journal of Aerosol Science*, vol. 34, n° 8, doi :10.1016/S0021-8502(03)00069-7, p. 1023–1041.
- Fourrié, G. et L. Keirsbulck. 2009, «Contrôle de l'écoulement autour d'une géométrie simplifiée de véhicule par déflecteur», dans *Congrès Français de Mécanique*, Marseille, p. 1–6.
- Fuchs, W., H. Nobach et C. Tropea. 1994, «Laser Doppler anemometry data simulation - Application to investigate the accuracy of statistical estimators», *AIAA Journal*, vol. 32, n° 9, doi :10.2514/3.12187, p. 1883–1889.
- Gérardin, F., C. Gentic et N. Midoux. 2014, «Particle dispersion in the near-wake of an isolated rotating wheel : Experimental and CFD study», *Journal of Aerosol Science*, vol. 76, doi :10.1016/j.jaerosci.2014.05.008, p. 56–71.

- Gilliéron, P. et A. Kourta. 2013, *Aérodynamique automobile pour l'environnement, le design et la sécurité*, 2^e éd., Cépaduès, ISBN 9782364930919, 340 p..
- Goel, A. et P. Kumar. 2014, «A review of fundamental drivers governing the emissions, dispersion and exposure to vehicle-emitted nanoparticles at signalised traffic intersections», *Atmospheric Environment*, vol. 97, doi :10.1016/j.atmosenv.2014.08.037, p. 316–331.
- Goel, A. et P. Kumar. 2015, «Characterisation of nanoparticle emissions and exposure at traffic intersections through fast-response mobile and sequential measurements», *Atmospheric Environment*, vol. 107, doi :10.1016/j.atmosenv.2015.02.002, p. 374–390.
- Gosse, K. 2005, *Etude expérimentale de la dispersion d'un scalaire passif dans le proche sillage d'un corps d'Ahmed*, Thèse de doctorat, Université de Rouen, 178 p..
- Gould, R. D., W. H. Stevenson et H. D. Thompson. 1988, «Parametric Study of Statistical Bias in Laser Doppler Velocimetry», *AIAA Journal*, vol. 27, n° 8, doi :10.2514/3.10237, p. 1988–1990.
- Gouriou, E., J. P. Morin et M. E. Weill. 2004, «On-road measurements of particle number concentrations and size distributions in urban and tunnel environments», *Atmospheric Environment*, vol. 38, n° 18, doi :10.1016/j.atmosenv.2004.02.039, p. 2831–2840.
- Grana, M., N. Toschi, L. Vicentini, A. Pietroiusti et A. Magrini. 2017, «Exposure to ultrafine particles in different transport modes in the city of Rome», *Environmental Pollution*, vol. 228, doi :10.1016/j.envpol.2017.05.032, p. 201–210.
- Grandemange, M. 2013, *Analysis and control of three-dimensional turbulent wakes : from axisymmetric bodies to road vehicles*, Thèse de doctorat, ENSTA ParisTech, 238 p..
- Grandemange, M., M. Gohlke et O. Cadot. 2013, «Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 1. Global modes and bi-stability», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 722, doi :10.1017/jfm.2013.83, p. 51–84.
- Guichard, R. 2013, *Dynamique d'un aérosol de nanoparticules, modélisation de la coagulation et du transport d'agregats*, Thèse de doctorat, Université de Lorraine, 262 p..
- Guilmineau, E., G. B. Deng, A. Leroyer, P. Queutey, M. Visonneau, J. Wackers, G. B. Deng, A. Leroyer, P. Queutey, M. Visonneau et J. Wackers. 2018, «Assessment of hybrid RANS-LES formulations for flow simulation around the Ahmed body», *Computers and Fluids*, doi :10.1016/j.compfluid.2017.01.005, p. 1–18.
- Han, Y., S.-q. Yang, N. Dharmasiri et M. Sivakumar. 2014, «Effects of sample size and concentration of seeding in LDA measurements on the velocity bias in open channel flow», *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 38, doi :10.1016/j.flowmeasinst.2014.05.008, p. 92–97.
- Hancke, C. 2009, «Le système de production PSA et l'expertise des métiers au service des objectifs du groupe : voies d'amélioration des performances moteurs essence et diesel», dans *Société des Ingénieurs de l'Automobile*.
- Harik, G., M. El-Fadel, A. Shihadeh, I. Alameddine et M. Hatzopoulou. 2017, «Is in-cabin exposure to carbon monoxide and fine particulate matter amplified by the vehicle's self-pollution potential? Quantifying the rate of exhaust intrusion», *Transportation Research Part D : Transport and Environment*, vol. 54, doi :10.1016/j.trd.2017.05.009, p. 225–238.
- Held, A., A. Zerrath, U. McKeon, T. Fehrenbach, R. Niessner, C. Plass-Dülmer, U. Kaminski, H. Berresheim et U. Pöschl. 2008, «Aerosol size distributions measured in urban, rural and high-alpine air with an electrical low pressure impactor (ELPI)», *Atmospheric Environment*, vol. 42, n° 36, doi : 10.1016/j.atmosenv.2008.06.015, p. 8502–8512.

- Héroux, M. E., H. R. Anderson, R. Atkinson, B. Brunekreef, A. Cohen, F. Forastiere, F. Hurley, K. Katsouyanni, D. Krewski, M. Krzyzanowski, N. Künzli, I. Mills, X. Querol, B. Ostro et H. Walton. 2015, «Quantifying the health impacts of ambient air pollutants : recommendations of a WHO/Europe project», *International Journal of Public Health*, vol. 60, n° 5, doi :10.1007/s00038-015-0690-y, p. 619–627.
- Herrin, J. L. et J. C. Dutton. 1993, «An investigation of LDV velocity bias correction techniques for high-speed separated flows», *Experiments in Fluids*, vol. 15, n° 4-5, doi :10.1007/BF00223413, p. 354–363.
- Heywood, J. B. 1988, *Internal Combustion Engine Fundamentals*, McGrawHill series, 930 p., doi : 10987654.
- Hillamo, R. E. et E. I. Kauppinen. 1991, «On the performance of the berner low pressure impactor», *Aerosol Science and Technology*, vol. 14, n° 1, doi :10.1080/02786829108959469, p. 33–47.
- Hinds, W. C. 1999, *Aerosol technology : properties, behavior, and measurement of airborne particles*, 2^e éd., ISBN 0471194107, 9780471194101, 504 p..
- Hoesel, W. et W. Rodi. 1977, «New biasing elimination method for laser-Doppler velocimeter counter processing», *Review of Scientific Instruments*, vol. 48, n° 7, doi :10.1063/1.1135131, p. 910–919.
- Huang, H., Y. Akutsu, M. Arai et M. Tamura. 2000, «A two-dimensional air quality model in an urban street canyon : Evaluation and sensitivity analysis», *Atmospheric Environment*, vol. 34, n° 5, doi : 10.1016/S1352-2310(99)00333-7, p. 689–698.
- Huang, J. F. et T. L. Chan. 2012, «Vehicle queue effect on the characteristics of air flow, and exhaust scalar dispersion and distribution fields in the vehicle wake», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 55, n° 25-26, doi :10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.08.031, p. 7981–7990.
- Huang, Y. D., W. R. He, W. Q. Wu et C. N. Kim. 2014, «A numerical study on dispersion of particles from the surface of a circular cylinder placed in a gas flow using discrete vortex method», *Journal of Hydrodynamics*, vol. 26, n° 3, doi :10.1016/S1001-6058(14)60043-3, p. 384–393.
- Hucho, W.-H. 1998, *Aerodynamics of road vehicles*, SAE, ISBN 0-7680-0029-7, 956 p..
- Hudda, N., S. P. Eckel, L. D. Knibbs, C. Sioutas, R. J. Del et S. A. Fruin. 2012, «Linking in-vehicle ultrafine particle exposures to on-road concentrations», *Atmospheric Environment*, vol. 59, doi :10.1016/j.atmosenv.2012.05.021, p. 578–586.
- Int Panis, L., B. D. Geus, G. Vandenbulcke, H. Willems, B. Degraeuwe, N. Bleux, V. Mishra, I. Thomas et R. Meeusen. 2010, «Exposure to particulate matter in traffic : A comparison of cyclists and car passengers», *Atmospheric Environment*, vol. 44, doi :10.1016/j.atmosenv.2010.04.028, p. 2263–2270.
- Jaunet, V. 2010, *Etude d'un jet rectangulaire supersonique à nombre de Mach 1.45 vectorisé par actionneur fluide*, Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 217 p..
- Jermann, C. 2015, *Eclatement tourbillonnaire dans le sillage turbulent d'un véhicule générique*, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Marseille, 190 p..
- Johnson, D., D. Modarress et F. K. Owen. 1984, «An Experimental Verification of Laser-Velocimeter Sampling Bias and Its Correction», *Journal of Fluids Engineering*, vol. 106, n° 5, p. 5–12.
- Joint Committee for Guides in Metrology. 2008, *Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement*, vol. 2008, ISBN 62-67-20188-3, 105 p..

Bibliographie

- Joseph, P. 2012, *Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé*, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 215 p..
- Kanda, I., K. Uehara, Y. Yamao, Y. Yoshikawa et T. Morikawa. 2006, «A wind-tunnel study on exhaust-gas dispersion from road vehicles-Part II : Effect of vehicle queues», *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 94, n° 9, doi :10.1016/j.jweia.2006.06.002, p. 659–673.
- Katz, J. 2010, *Introductory Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, 456 p., doi :10.1017/CBO9780511761348.
- Keita, N., A. Mehel, F. Murzyn, A. Taniere, B. Arcen et B. Diourte. 2018, «Numerical study of ultrafine particles dispersion in the wake of a cylinder», *Atmospheric Pollution Research*, doi :10.1016/j.apr.2018.08.006.
- Keskinen, J., K. Pietarinen et M. Lehtimäki. 1992, «Electrical low pressure impactor», *Journal of Aerosol Science*, vol. 23, n° 4, p. 353–360.
- King, R. 2010, *Active Flow Control II*, Springer Berlin Heidelberg, 417 p., doi :10.1007/978-3-642-11735-0.
- Kittelson, D. B. 1998, «Engines and nanoparticles : A review», *Journal of Aerosol Science*, vol. 29, n° 5-6, doi :10.1016/S0021-8502(97)10037-4, p. 575–588.
- Kleeman, M. J., J. J. Schauer et G. R. Cass. 1999, «Size and composition distribution of fine particulate matter emitted from wood burning, meat charbroiling, and cigarettes», *Environmental Science and Technology*, vol. 33, n° 20, doi :10.1021/es981277q, p. 3516–3523.
- Klejnowski, K., A. Krasa, W. Rogula-Kozłowska et B. Błaszczak. 2013, «Number size distribution of ambient particles in a typical urban site : The first polish assessment based on long-term (9 months) measurements», *The Scientific World Journal*, vol. 2013, doi :10.1155/2013/539568, p. 1–13.
- Knibbs, L. D., T. Cole-Hunter et L. Morawska. 2011, «A review of commuter exposure to ultrafine particles and its health effects», *Atmospheric Environment*, vol. 45, n° 16, doi :10.1016/j.atmosenv.2011.02.065, p. 2611–2622.
- Knibbs, L. D., R. J. de Dear, L. Morawska et K. L. Mengersen. 2009, «On-road ultrafine particle concentration in the M5 East road tunnel, Sydney, Australia», *Atmospheric Environment*, vol. 43, n° 22-23, doi :10.1016/j.atmosenv.2009.04.029, p. 3510–3519.
- Kostic, M. 2003, «Particle-Size Distribution Data Presentation : why not to use log-density distribution», Rapport, NASA Faculty Fellow, Northern Illinois University, Glenn Research Center, Cleveland, 11 p..
- Krajnović, S. et L. Davidson. 2004, «Large-Eddy Simulation of the Flow around Simplified Car Model», *SAE Technical Paper Series*, vol. 7, doi :10.4271/2004-01-0227, p. 1–10.
- Krajnović, S. et L. Davidson. 2005a, «Flow Around a Simplified Car, Part 1 : Large Eddy Simulation», *Journal of Fluids Engineering*, vol. 127, n° 5, doi :10.1115/1.1989371, p. 907–918.
- Krajnović, S. et L. Davidson. 2005b, «Flow Around a Simplified Car, Part 2 : Understanding the Flow», *Journal of Fluids Engineering*, vol. 127, n° 5, doi :10.1115/1.1989372, p. 919–928.
- Krajnović, S. et L. Davidson. 2005c, «Influence of floor motions in wind tunnels on the aerodynamics of road vehicles», *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 93, n° 9, doi : 10.1016/j.jweia.2005.05.002, p. 677–696.

- Kumar, P., M. Ketzel, S. Vardoulakis, L. Pirjola et R. Britter. 2011, «Dynamics and dispersion modelling of nanoparticles from road traffic in the urban atmospheric environment-A review», *Journal of Aerosol Science*, vol. 42, n° 9, doi :10.1016/j.jaerosci.2011.06.001, p. 580–603.
- Kumar, P., L. Morawska, W. Birmili, P. Paasonen, M. Hu, M. Kulmala, R. M. Harrison, L. Norford et R. Britter. 2014, «Ultrafine particles in cities», *Environment International*, vol. 66, doi :10.1016/j.envint.2014.01.013, p. 1–10.
- Kumar, P., L. Pirjola, M. Ketzel et R. M. Harrison. 2013, «Nanoparticle emissions from 11 non-vehicle exhaust sources - A review», *Atmospheric Environment*, vol. 67, doi :10.1016/j.atmosenv.2012.11.011, p. 252–277.
- Kumar, P., A. Robins et H. Apsimon. 2010a, «Nanoparticle emissions from biofuelled vehicles-their characteristics and impact on the number-based regulation of atmospheric particles», *Atmospheric Science Letters*, vol. 11, n° 4, doi :10.1002/asl.307, p. 327–331.
- Kumar, P., A. Robins, S. Vardoulakis et R. Britter. 2010b, «A review of the characteristics of nanoparticles in the urban atmosphere and the prospects for developing regulatory controls», *Atmospheric Environment*, vol. 44, n° 39, doi :10.1016/j.atmosenv.2010.08.016, p. 5035–5052.
- Kumar, P., A. Wiedensohler, W. Birmili, P. Quincey et M. Hallquist. 2016, «Ultrafine Particles Pollution and Measurements», *Comprehensive Analytical Chemistry*, vol. 73, doi :10.1016/bs.coac.2016.04.004, p. 369–390.
- Kwak, J. H., H. S. Kim, J. H. Lee et S. H. Lee. 2014, «On-road chasing measurement of exhaust particle emissions from diesel, CNG, LPG, and DME-fueled vehicles using a mobile emission laboratory», *International Journal of Automotive Technology*, vol. 15, n° 4, doi :10.1007/s12239-014-0057-z, p. 543–551.
- Lahaye, A. 2014, *Caractérisation de l'écoulement autour d'un corps de Ahmed à culot droit*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 159 p..
- Landré, B. 2017, «Les 50 voitures les plus vendues dans le monde en 2016», URL <http://pro.largus.fr/actualites/les-50-voitures-les-plus-vendues-dans-le-monde-en-2016-8392385.html>.
- Le Good, G. M. et K. P. Garry. 2004, «On the Use of Reference Models in Automotive Aerodynamics», *SAE Technical paper series*, , n° 724, doi :10.4271/2004-01-1308, p. 1–28.
- Le Monde. 2018, «Pic d'ozone : les véhicules polluants interdits lundi à Paris, Lyon, Strasbourg et dans l'Isère», URL https://www.lemonde.fr/pollution/article/2018/08/05/pollution-a-l-ozone-l-alerte-s-etend-a-plusieurs-regions-circulation-differentiee-lundi-a-paris_5339613_1652666.html.
- Leclerc, C. 2008, *Réduction de la traînée d'un véhicule automobile simplifié à l'aide du contrôle actif par jet synthétique*, Thèse de doctorat, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, 330 p..
- Lee, E. S., C. C. D. Fung et Y. Zhu. 2015a, «Evaluation of a high efficiency cabin air (HECA) filtration system for reducing particulate pollutants inside school buses», *Environmental Science and Technology*, vol. 49, n° 6, doi :10.1021/es505419m, p. 3358–3365.
- Lee, E. S., M. K. Stenstrom et Y. Zhu. 2015b, «Ultrafine particle infiltration into passenger vehicles. Part I : Experimental evidence», *Transportation Research Part D : Transport and Environment*, vol. 38, doi :10.1016/j.trd.2015.04.025, p. 156–165.

- Liati, A. et P. D. Eggenschwiler. 2010, «Characterization of particulate matter deposited in diesel particulate filters : Visual and analytical approach in macro-, micro- and nano-scales», *Combustion and Flame*, vol. 157, n° 9, doi :10.1016/j.combustflame.2010.02.015, p. 1658–1670.
- Lienhart, H. et S. Becker. 2003, «Flow and Turbulence Structure in the Wake of a Simplified Car Model», *SAE Technical Paper Series*, doi :10.4271/2003-01-0656.
- Lienhart, H., C. Stoots et S. Becker. 2002, «Flow and Turbulence Structures in the Wake of a Simplified Car Model (Ahmed Modell)», dans *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics III*, Berlin, Heidelberg, p. 323–330, doi :10.1007/978-3-540-45466-3_39.
- Lingard, J. J., E. L. Agus, D. T. Young, G. E. Andrews et A. S. Tomlin. 2006, «Observations of urban airborne particle number concentrations during rush-hour conditions : Analysis of the number based size distributions and modal parameters», *Journal of Environmental Monitoring*, vol. 8, n° 12, doi : 10.1039/b611479b, p. 1203–1218.
- Luo, K., J. Fan, W. Li et K. Cen. 2009, «Transient, three-dimensional simulation of particle dispersion in flows around a circular cylinder $Re = 140-260$ », *Fuel*, vol. 88, n° 7, doi :10.1016/j.fuel.2008.12.026, p. 1294–1301.
- Manceau, R. 2018, *Codes de calcul industriels pour la simulation des écoulements turbulents - Master international Turbulence & Cours électif ENSMA A3*, 276 p..
- Mandard, S. 2018, «La pollution de l'air aurait aussi des effets sur le développement du cerveau des enfants», URL https://www.lemonde.fr/pollution/article/2018/04/05/la-pollution-de-l-air-auroit-aussi-des-effets-sur-le-developpement-du-cerveau-des-enfants_5281222_1652666.html.
- Mariotti, A. et G. Buresti. 2013, «Experimental investigation on the influence of boundary layer thickness on the base pressure and near-wake flow features of an axisymmetric blunt-based body», *Experiments in Fluids*, vol. 54, n° 11, doi :10.1007/s00348-013-1612-5, p. 1–16.
- Marjamäki, M., J. Keskinen, D.-R. Chen et D. Y. H. Pui. 2000, «Performance evaluation of the electrical low-pressure impactor», *Journal of Aerosol Science*, vol. 31, n° 2, p. 249–261.
- Mathai, V., E. Calzavarini, J. Brons, C. Sun et D. Lohse. 2016, «Microbubbles and Microparticles are Not Faithful Tracers of Turbulent Acceleration», *Physical Review Letters*, vol. 117, n° 2, doi :10.1103/PhysRevLett.117.024501, p. 1–6.
- McLaughlin, D. K. et W. G. Tiederman. 1973, «Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows», *Physics of Fluids*, vol. 16, doi :10.1063/1.1694269, p. 2082–2088.
- Mehel, A. 2013, «Comparison of nanoparticles deposition in turbulent flows using electrophoresis and two different charging mechanisms», *AIP Conference Proceedings*, vol. 1558, doi :10.1063/1.4825696, p. 1091–1094.
- Mehel, A. et F. Murzyn. 2015, «Effect of air velocity on nanoparticles dispersion in the wake of a vehicle model : Wind tunnel experiments», *Atmospheric Pollution Research*, vol. 6, n° 4, doi :10.5094/APR.2015.069, p. 612–617.
- Mehel, A., F. Murzyn, P. Cuvelier, F. Joly, L. Deville-Cavellin, A. Baudic, B. Bruge, D. Balou, E. Varea, B. Partte-Rouland et C. Sioutas. 2017, «Projet CAPTIHV - Rapport d'avancement n°2», Rapport, ES-TACA, Airparif, CORIA, Université de Californie Sud, 79 p..

- Mehel, A., B. Sagot, A. Tanière et B. Oesterlé. 2012, «On the mutual effect of the turbulent dispersion model and thermophoresis on nanoparticle deposition», *International Journal of Nonlinear Sciences and Numerical Simulation*, vol. 13, n° 6, doi :10.1515/ijnsns-2012-0001, p. 417–425.
- Mejia, J., L. Morawska et K. Mengersen. 2007, «Spatial variation in particle number size distributions in a large metropolitan area», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 8, n° 5, doi :10.5194/acp-8-1127-2008, p. 1127–1138.
- Melling, A. 1997, «Tracer particles and seeding for particle image velocimetry», *Meas. Sci. Technol.*, p. 1406–1416.
- Morawska, L. 2010, «Airborne particles and health», *Air Quality and Climate Change*, vol. 44, p. 1–8.
- Morawska, L., M. R. Moore et Z. D. Ristovski. 2004, «Health Impacts of Ultrafine Particles, Desktop literature review and analysis», Rapport, Australian government - Department of the environment and heritage, 310 p., doi :10.2495/RAV060601.
- Morawska, L., Z. D. Ristovski, E. R. Jayaratne, D. U. Keogh et X. Ling. 2008, «Ambient nano and ultrafine particles from motor vehicle emissions : Characteristics, ambient processing and implications on human exposure», *Atmospheric Environment*, vol. 42, n° 35, doi :10.1016/j.atmosenv.2008.07.050, p. 8113–8138.
- Munson, B. R., D. F. Young, T. H. Okishi et W. W. Huebsch. 2010, *Fundamentals of fluid mechanics*, WILEY, ISBN 978-0-470-39881-4, 792 p..
- Murzyn, F., D. Mouaze et J. R. Chaplin. 2005, «Optical fibre probe measurements of bubbly flow in hydraulic jumps», *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 31, n° 1, doi :10.1016/j.ijmultiphaseflow.2004.09.004, p. 141–154.
- Nakao, S.-i., Y. Terao et K.-i. Hirata. 1987, «New method for eliminating the statistical bias in highly turbulent flow measurements», *AIAA Journal*, vol. 25, n° 3, doi :10.2514/3.9643, p. 443–447.
- Nédélec, G. 2017, «Découvrez le Top 10 des voitures les plus vendues en Europe en 2016», URL <https://fr.motor1.com/news/134235/top-10-voitures-ventes-europe/>.
- Nobach, H. 1999, «Processing of stochastic sampled data in laser Doppler anemometry», dans *Proc. 3rd Int. Workshop on Sampling Theory and Applications*, p. 149–154.
- Oberdörster, G., E. Oberdörster et J. Oberdörster. 2005, «Nanotoxicology : An emerging discipline evolving from studies of ultrafine particles», *Environmental Health Perspectives*, vol. 113, n° 7, doi : 10.1289/ehp.7339, p. 823–839.
- Oberdörster, G., Z. Sharp, V. Atudorei, A. Elder, R. Gelein, W. Kreyling et C. Cox. 2004, «Translocation of inhaled ultrafine particles to the brain», *Inhalation Toxicology*, vol. 16, n° 6-7, doi : 10.1080/08958370490439597, p. 437–445.
- Oesterlé, B. 2006, *Écoulements multiphasiques : des fondements aux méthodes d'ingénierie*, Lavoisier, ISBN 2-7462-1469-5, 319 p..
- OMS. 2006, «Air quality guidelines for particulate matter, ozone, nitrogen dioxide and sulfur dioxide», Rapport, Organisation Mondiale de la Santé, 22 p., doi :10.1016/0004-6981(88)90109-6.
- OMS. 2018, «Qualité de l'air ambiant et santé», URL [http://www.who.int/fr/news-room/factsheets/detail/ambient-\(outdoor\)-air-quality-and-health](http://www.who.int/fr/news-room/factsheets/detail/ambient-(outdoor)-air-quality-and-health).
- PALAS. 2009, «DNP digital 2000 - Operating manual», Rapport, 20 p..

Bibliographie

- Pécresse, V. 2016, «Changeons d'air en Ile de France : plan régional pour la qualité de l'air 2016-2021», Rapport, Conseil Régional, Ile de France, 67 p..
- Petrie, H. L., M. Samimy et A. L. Addy. 1988, «Laser Doppler velocity bias in separated turbulent flows», *Experiments in Fluids*, vol. 6, n° 2, doi :10.1007/BF00196457, p. 80–88.
- Pirjola, L., P. Paasonen, D. Pfeiffer, T. Hussein, K. Hämeri, T. Koskentalo, A. Virtanen, T. Rönkkö, J. Keskinen, T. A. Pakkanen et R. E. Hillamo. 2006, «Dispersion of particles and trace gases nearby a city highway : Mobile laboratory measurements in Finland», *Atmospheric Environment*, vol. 40, n° 5, doi :10.1016/j.atmosenv.2005.10.018, p. 867–879.
- Pope, A. C. et D. W. Dockery. 2006, «2006 Critical Review : Health Effects of Fine Particulate Air Pollution : Lines That Connect», *Journal of the Air and Waste Management Association*, vol. 56, n° 6, doi :10.1080/10473289.2006.10464485, p. 709–742.
- Price, H. D., B. Stahlmecke, R. Arthur, H. Kaminski, J. Lindermann, E. Däuber, C. Asbach, T. A. Kuhlbusch, K. A. Bérubé et T. P. Jones. 2014, «Comparison of instruments for particle number size distribution measurements in air quality monitoring», *Journal of Aerosol Science*, vol. 76, doi : 10.1016/j.jaerosci.2014.05.001, p. 48–55.
- Ragni, D., B. W. van Oudheusden et F. Scarano. 2011, «Non-intrusive aerodynamic loads analysis of an aircraft propeller blade», *Experiments in Fluids*, doi :10.1007/s00348-011-1057-7, p. 361–371.
- Rao, A., G. Minelli, B. Basara et S. Krajnović. 2018, «On the two flow states in the wake of a hatchback Ahmed body», *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 173, n° October 2017, doi :10.1016/j.jweia.2017.10.021, p. 262–278.
- Ratte, D. 2012, *Toxic Planet, L'intégrale*, 1^{re} éd., ISBN 978-2-88890-514-1, 144 p..
- Richards, K. 2002, *Computational modelling of pollution dispersion in the near wake of a vehicle*, Thèse de doctorat, University of Nottingham, 243 p..
- Roberge, B., L. Ménard, A. Turcotte, Y. Beaudet et L. Lazure. 2006, «Évaluation d'un système d'évacuation des gaz d'échappement lors de l'entretien des chariots élévateurs au propane», Rapport, Institut de Recherche Robert-Sauvé en santé et en sécurité du travail, 45 p..
- Rodriguez, R., D. Balou, E. Varea, F. Murzyn, A. Mehel, B. Patte-Rouland et F. Larrarte. 2018a, «Correction des erreurs statistiques aléatoires et systématiques par une nouvelle méthode de traitement LDV. Application aux écoulements de sillage du corps d'Ahmed», dans *Congrès Francophone de Techniques Laser*, Dourdan, p. 1–8.
- Rodriguez, R., F. Murzyn, A. Mehel et F. Larrarte. 2018b, «An innovative LDV data processing method for statistical error corrections. Application to homogeneous and non-homogeneous seeding», *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 60, n° 2018, doi :10.1016/j.flowmeasinst.2018.02.011, p. 67–77.
- Rossitto, G. 2016, *Influence of afterbody rounding on the aerodynamics of a fastback vehicle*, Thèse de doctorat, ISAE-ENSMA, 126 p..
- Rossitto, G., C. Sicot, V. Ferrand, J. Borée et F. Harambat. 2016, «Influence of afterbody rounding on the pressure distribution over a fastback vehicle», *Experiments in Fluids*, vol. 57, n° 3, doi :10.1007/s00348-016-2120-1, p. 1–12.
- Rouméas, M., P. Gilliéron et A. Kourta. 2008, «Separated Flows Around the Rear Window of a Simplified Car Geometry», *Journal of Fluids Engineering*, vol. 130, n° 2, doi :10.1115/1.2829566, p. 021 101.

- Rouméas, M., P. Gilliéron et A. Kourta. 2009, «Analysis and control of the near-wake flow over a square-back geometry», *Computers and Fluids*, vol. 38, n° 1, doi :10.1016/j.compfluid.2008.01.009, p. 60–70.
- Roumégas, J.-L. et M. Saddier. 2016, «Rapport d'information, par le comité d'évaluation et de contrôle des politiques publiques, sur l'évaluation des politiques publiques de lutte contre la pollution de l'air», Rapport, Assemblée Nationale, 507 p..
- Russo, G. P. 2011, *Aerodynamics measurements : from physical principles to turnkey instrumentation*, Woodhead Publishing, ISBN 9781845699925, 257 p..
- SAFEX. «SAFEX S 195 G - Instruction manual», Rapport, 35 p..
- SAFEX. 2003, «SAFEX Fog Generator User's guide», Rapport, 28 p..
- SAFEX. 2005, «SAFEX Inside Fog Fluids - Binding manufacturer's declaration», Rapport, 2 p..
- Sellappan, P., J. McNally et F. Alvi. 2018, «Flow topology of a ground vehicle wake and its response to flow control», *AIAA Aerospace Sciences Meeting, 2018*, doi :10.2514/6.2018-0557, p. 1–12.
- Serre, E., M. Minguez, R. Pasquetti, E. Guilmineau, G. B. Deng, M. Kornhaas, M. Schäfer, J. Fröhlich, C. Hinterberger et W. Rodi. 2013, «On simulating the turbulent flow around the Ahmed body : A French-German collaborative evaluation of LES and DES», *Computers and Fluids*, vol. 78, doi :10.1016/j.compfluid.2011.05.017, p. 10–23.
- Spohn, A. et P. Gilliéron. 2002, «Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle», dans *IUTAM Symposium : unsteady separated flows*, p. 1–6.
- Statista. 2018, «Parts de marché des dix modèles de voitures les plus vendus en France en 2016», URL <https://fr.statista.com/statistiques/547594/voitures-particuliere-plus-vendues-parts-de-marche-france/>.
- Steiner, S., C. Bisig, A. Petri-Fink et B. Rothen-Rutishauser. 2016, «Diesel exhaust : current knowledge of adverse effects and underlying cellular mechanisms», *Archives of Toxicology*, vol. 90, n° 7, doi : 10.1007/s00204-016-1736-5, p. 1541–1553.
- Stevenson, W. H., H. D. Thompson et T. C. Roesler. 1982, «Direct measurement of laser velocimeter bias errors in a turbulent flow», *AIAA Journal*, vol. 20, n° 12, doi :10.2514/3.8010, p. 1720–1723.
- Strachan, R. K., K. Knowles et N. J. Lawson. 2007, «The vortex structure behind an Ahmed reference model in the presence of a moving ground plane», *Experiments in Fluids*, vol. 42, n° 5, doi :10.1007/s00348-007-0270-x, p. 659–669.
- Tachie, M. F. 2000, *Open channel turbulent boundary layers and wall jets on rough surfaces*, Thèse de doctorat, University of Saskatchewan, 259 p..
- Taylor, J. 1997, *An introduction to error analysis : the study of uncertainties in physical measurements*, 2^e éd., University Science Books, ISBN 978-0-935702-75-0, 327 p..
- Thacker, A. 2010, *Contribution expérimentale à l'analyse stationnaire et instationnaire de l'écoulement à l'arrière d'un corps de faible allongement*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 212 p..
- Thacker, A., S. Aubrun, A. Leroy et P. Devinant. 2012, «Effects of suppressing the 3D separation on the rear slant on the flow structures around an Ahmed body», *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 107-108, doi :10.1016/j.jweia.2012.04.022, p. 237–243.

- Thacker, A., S. Aubrun, A. Leroy et P. Devinant. 2013, «Experimental characterization of flow unsteadiness in the centerline plane of an Ahmed body rear slant», *Experiments in Fluids*, vol. 54, n° 3, doi :10.1007/s00348-013-1479-5, p. 1–16.
- Tropea, C., A. L. Yarin et J. F. Foss. 2007, *Springer handbook of experimental fluid mechanics*, vol. 53, 1557 p., doi :10.1007/978-3-540-30299-5.
- Tunay, T., B. Sahin et V. Ozbolat. 2014, «Effects of rear slant angles on the flow characteristics of Ahmed body», *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 57, doi :10.1016/j.expthermflusci.2014.04.016, p. 165–176.
- Tunay, T., B. Yaniktepe et B. Sahin. 2016, «Computational and experimental investigations of the vortical flow structures in the near wake region downstream of the Ahmed vehicle model», *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 159, n° August, doi :10.1016/j.jweia.2016.10.006, p. 48–64.
- Valentino, S. 2016, *Effets multigénérationnels d'une exposition maternelle aux gaz d'échappement de moteur diesel pendant la gestation sur le développement foeto-placentaire dans un modèle lapin*, Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 505 p..
- Venning, J., D. Lo Jacono, D. Burton, M. Thompson et J. Sheridan. 2015, «The effect of aspect ratio on the wake of the Ahmed body», *Experiments in Fluids*, vol. 56, n° 6, doi :10.1007/s00348-015-1996-5, p. 1–11.
- Venning, J., D. Lo Jacono, D. Burton, M. C. Thompson et J. Sheridan. 2017, «The nature of the vortical structures in the near wake of the Ahmed body», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, vol. 231, n° 9, doi :10.1177/0954407017690683, p. 1239–1244.
- Verge, P. 2018, «La pollution de l'air cause près de sept millions de décès dans le monde», URL <http://www.lefigaro.fr/sciences/2018/04/18/01008-20180418ARTFIG00177-la-pollution-de-l-air-cause-pres-de-sept-millions-de-deces-par-an-dans-le-monde.php>.
- Vino, G., S. Watkins, P. Mousley, J. Watmuff et S. Prasad. 2004, «The unsteady near-wake of a simplified passenger car», dans *15th Australasian Fluid Mech Conf.*, Sydney, Australia, p. 1–4.
- Vino, G., S. Watkins, P. Mousley, J. Watmuff et S. Prasad. 2005, «Flow structures in the near-wake of the Ahmed model», *Journal of Fluids and Structures*, vol. 20, n° 5, doi :10.1016/j.jfluidstructs.2005.03.006, p. 673–695.
- Virtanen, A., T. Rönkkö, J. Kannosto, J. Ristimäki, J. M. Mäkelä, J. Keskinen, T. Pakkanen, R. Hillamo, L. Pirjola et K. Hämeri. 2006, «Winter and summer time size distributions and densities of traffic-related aerosol particles at a busy highway in Helsinki», *Atmospheric Chemistry and Physics*, vol. 6, n° 9, doi :10.5194/acp-6-2411-2006, p. 2411–2421.
- Wan, M. P., C. L. Wu, G. N. Sze To, T. C. Chan et C. Y. H. Chao. 2011, «Ultrafine particles, and PM_{2.5} generated from cooking in homes», *Atmospheric Environment*, vol. 45, n° 34, doi :10.1016/j.atmosenv.2011.08.036, p. 6141–6148.
- Wang, C., H. Xu, J. M. Herreros, J. Wang et R. Cracknell. 2014a, «Impact of fuel and injection system on particle emissions from a GDI engine», *Applied Energy*, vol. 132, doi :10.1016/j.apenergy.2014.06.012, p. 178–191.
- Wang, X. W., Y. Zhou, Y. F. Pin et T. L. Chan. 2013, «Turbulent near wake of an Ahmed vehicle model», *Experiments in Fluids*, vol. 54, n° 4, doi :10.1007/s00348-013-1490-x, p. 1–19.

- Wang, Y., Y. Xin, Z. Gu, S. Wang, Y. Deng et X. Yang. 2014b, «Numerical and experimental investigations on the aerodynamic characteristic of three typical passenger vehicles», *Journal of Applied Fluid Mechanics*, vol. 7, n° 4, p. 659–671.
- West, G. S. et C. J. Apelt. 1982, «The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds numbers between 10 000 and 100 000», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 114, doi :10.1017/S0022112082000202, p. 361–377.
- Willeke, K. 1976, «Temperature dependence of particle slip in a gaseous medium», *Journal of Aerosol Science*, vol. 7, n° 5, doi :10.1016/0021-8502(76)90024-0, p. 381–387.
- Winter, A. R., L. J. W. Graham et K. Bremhorst. 1991, «Effects of time scales on velocity bias in LDA measurements using sample and hold processing», *Experiments in Fluids*, vol. 11, n° 2-3, doi :10.1007/BF00190292, p. 147–152.
- Xia, T., Y. Zhu, L. Mu, Z.-f. Zhang et S. Liu. 2016, «Particulate matter induced pulmonary diseases in 21 st century – attention to ambient ultrafine and engineered nanoparticles», *National Science Review*, vol. 3, n° 4, doi :10.1093/nsr/nww064, p. 416–429.
- Yang, Y. 2017, «A numerical study of the particle penetration coefficient of multibended building crack», *Aerosol and Air Quality Research*, vol. 17, n° 1, doi :10.4209/aaqr.2016.02.0058, p. 290–301.
- Zhang, B. F., Y. Zhou et S. To. 2015, «Unsteady flow structures around a high-drag Ahmed body», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 777, doi :10.1017/jfm.2015.332, p. 291–326.
- Zhang, Z. 2002, «Velocity bias in LDA measurements and its dependence on the flow turbulence», *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 13, n° 3, doi :10.1016/S0955-5986(02)00029-8, p. 63–68.
- Zhao, B., Z. Zhang, X. Li et D. Huang. 2004, «Comparison of diffusion characteristics of aerosol particles in different ventilated rooms by numerical method», *ASHRAE Transactions*, vol. 110 PART 1, doi :10.1016/j.buildenv.2003.08.002, p. 88–95.
- Zhu, R., J. Hu, X. Bao, L. He, Y. Lai, L. Zu, Y. Li et S. Su. 2016, «Tailpipe emissions from gasoline direct injection (GDI) and port fuel injection (PFI) vehicles at both low and high ambient temperatures», *Environmental Pollution*, vol. 216, doi :10.1016/j.envpol.2016.05.066, p. 223–234.
- Zhu, Y., A. Eiguren-Fernandez, W. C. Hinds et A. H. Miguel. 2007, «In-cabin commuter exposure to ultrafine particles on Los Angeles freeways», *Environmental Science and Technology*, vol. 41, n° 7, doi :10.1021/es0618797, p. 2138–2145.
- Zhu, Y., W. C. Hinds, S. Kim et C. Sioutas. 2002, «Concentration and size distribution of ultrafine particles near a major highway», *Journal of the Air and Waste Management Association*, vol. 52, n° 9, doi :10.1080/10473289.2002.10470842, p. 1032–1042.
- Zhu, Y., W. C. Hinds, M. Krudysz, T. Kuhn, J. Froines et C. Sioutas. 2005, «Penetration of freeway ultrafine particles into indoor environments», *Journal of Aerosol Science*, vol. 36, n° 3, doi : 10.1016/j.jaerosci.2004.09.007, p. 303–322.

Annexes

Annexe A

Étude de l'écoulement à vide de la veine d'essais

AVANT DE S'INTÉRESSER à l'écoulement autour des trois maquettes du corps d'Ahmed, un important travail de caractérisation de l'écoulement à vide est nécessaire. Cette étape est cruciale pour s'assurer qu'aucune perturbation non identifiée n'est présente dans une zone de la veine d'essais à vide. Il s'agit dans cette partie de déterminer les conditions expérimentales dans lesquelles nous nous plaçons, d'identifier une zone homogène et 1D de l'écoulement, s'assurant par conséquent que les futures perturbations mesurées ne seront dues uniquement qu'aux maquettes. On précise que cette étude a été réalisée en début de projet, avant que les perçages supplémentaires n'aient été ajoutés (cf. Chapitre 3).

Les temps d'acquisition $T = 10s$ et nombre de points $N = 3000$ choisis pour ces mesures LDV nous donnent des écarts maxima inférieurs à 0,5% sur les moyennes et fluctuations de u et v . L'étude a été réalisée pour 3 vitesses d'écoulement U_∞ autour de notre vitesse d'étude $14,3m.s^{-1}$: 7, 12 et $17m.s^{-1}$. Pour cette étude de l'écoulement à vide faite en tout début de projet avant les mesures de sillage, U_∞ est prise au centre de la veine d'essais.

Sommaire

A.1	Étude de la couche limite se développant sur le plancher	219
A.1.1	Quelques éléments de la théorie de la couche limite	219
A.1.2	Résultats des mesures de couche limite	221
A.2	Mesures dans le volume de la veine d'essais	223

A.1 Étude de la couche limite se développant sur le plancher

A.1.1 Quelques éléments de la théorie de la couche limite

On définit par δ la hauteur de la couche limite par (Comolet, 1994) :

$$\bar{u}(\delta) = 0,99 \times U_\infty \tag{A.1}$$

Elle correspond à la distance au-delà de laquelle \bar{u} vaut 99% de la vitesse U_∞ . On définit également l'épaisseur de déplacement δ_1 (Équation A.2). Elle peut être vue comme le déplacement que devrait subir la paroi pour qu'un écoulement fictif à vitesse constante U_∞ , s'effectuant entre δ_1 et l'infini, donne le même débit massique que l'écoulement réel s'effectuant entre le plancher et l'infini.

$$\delta_1 = \int_0^\infty (1 - \bar{u}^*) dy \simeq \int_0^\delta (1 - \bar{u}^*) dy \tag{A.2}$$

Annexe A.

Étude de l'écoulement à vide de la veine d'essais

L'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 est définie de manière analogue mais concerne la quantité de mouvement :

$$\delta_2 = \int_0^\infty (\bar{u}^*) (1 - \bar{u}^*) dy \approx \int_0^\delta (\bar{u}^*) (1 - \bar{u}^*) dy \quad (\text{A.3})$$

Enfin, le facteur de forme (Équation A.4) caractérise la forme du profil de vitesse et prend des valeurs différentes selon que la couche limite est laminaire ou turbulente. En effet, dans le cas turbulent les frottements à la paroi sont plus importants, ce qui induit des gradients de vitesse en proche paroi plus importants (Figure A.1). En s'éloignant de la paroi, la turbulence provoque une tendance à l'homogénéisation des profils de vitesse : le mélange étant accru, la quantité de mouvement présente à l'extérieur de la couche limite y est transmise à l'intérieur. Par conséquent, la forme du profil de vitesse est modifiée et l'épaisseur de couche limite s'y trouve accrue (Figure A.1).

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (\text{A.4})$$

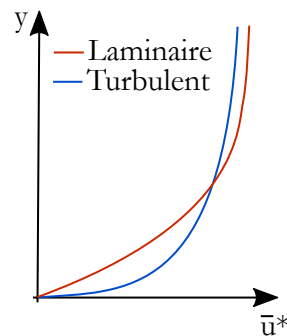


FIGURE A.1: Comparaison des profils de couche limite laminaire et turbulent

Couche limite laminaire

Sous l'hypothèse d'une couche limite laminaire se développant le long d'une plaque plane parallèle à l'écoulement, Blasius montre que (Comolet, 1994) :

$$\frac{\delta}{x} = \frac{5}{\sqrt{\mathcal{R}e_x}} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\delta_1}{x} = \frac{1,729}{\sqrt{\mathcal{R}e_x}} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\delta_2}{x} = \frac{0,664}{\sqrt{\mathcal{R}e_x}} \quad (\text{A.7})$$

Avec

$$\mathcal{R}e_x = \frac{U_\infty x}{\nu} \quad (\text{A.8})$$

Par conséquent, le facteur de forme d'une couche limite laminaire vaut :

$$H = \frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{1,729}{0,664} \approx 2,60 \quad (\text{A.9})$$

Couche limite turbulente

Dans le cas turbulent (Comolet, 1994), les profils de vitesse dans la couche limite peuvent être décrits par la loi en puissance suivante :

$$\bar{u}^* = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7} \quad (\text{A.10})$$

On montre alors que

$$\delta_1 = \frac{\delta}{8} \quad (\text{A.11})$$

Et

$$\delta_2 = \frac{7\delta}{72} \quad (\text{A.12})$$

Ainsi, dans le cas d'une couche limite turbulente,

$$H = \frac{72}{8 \times 7} \approx 1,29 \quad (\text{A.13})$$

A.1.2 Résultats des mesures de couche limite

Dans un premier temps, nous étudions le développement de la couche limite sur le plancher. C'est une étape importante pour déterminer la hauteur à laquelle nous placerons notre maquette au sein de la veine d'essais, en tenant compte du tube d'échappement qui doit être placé en dehors de la couche limite de manière à ce que les PUF éjectées soient transportées dans le sillage du véhicule, comme dans le cas réel.

Le maillage vertical effectué pour les mesures de couche limite en proche plancher est décrit dans le tableau A.1. Les profils de couche limite ont été réalisés (Figure A.2) :

- Pour les 3 vitesses $U_\infty \in [7; 12; 17] m.s^{-1}$;
- Dans les différents plans $z^* \in [0; -0,93; -1,85]$;
- Au niveau des différentes abscisses $x^* \in [-5,65; -2,87; -0,09; 3,61; 7,31]$.

Le repère utilisé est le même que celui défini dans le corps du manuscrit (cf. Chapitre 3) : $x^* = 0$ correspond à la position du culot des maquettes.

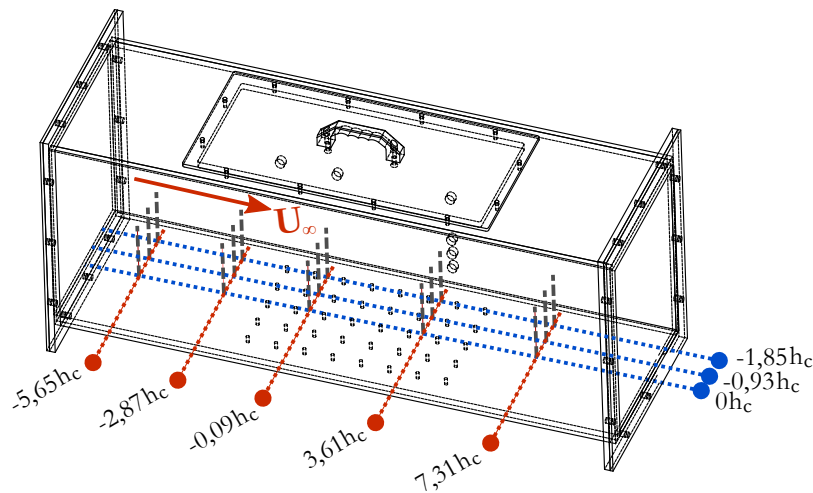


FIGURE A.2: Localisation des mesures de couche limite sur le plancher de la veine d'essais dans le repère (Oxyz), faites pour les 3 vitesses $U_\infty \in [7; 12; 17] m.s^{-1}$. On précise qu'il s'agit de la veine d'essais avant l'ajout des nouveaux perçages (cf. Chapitre 3)

Annexe A.

Étude de l'écoulement à vide de la veine d'essais

Distance du plancher [mm]	Espacement vertical [mm]	Nombre de points
$-15 \leq y \leq -13$	0,25	9
$-12,5 \leq y \leq -9$	0,5	8
$-8 \leq y \leq -5$	1	4
$-3 \leq y \leq 5^1$	2	5

¹ Selon la hauteur de couche limite (notamment proche de la sortie de la veine d'essais), ce maillage pouvait être utilisé jusqu'à la distance $y = 35mm$, soit à $50mm$ de la paroi

TABLEAU A.1: Maillage vertical effectué pour les mesures de couche limite en proche plancher

Les mesures ont permis de mettre en évidence la perturbation de l'écoulement engendrée par les perçages sur le plancher de la veine d'essais, situés sur la paroi inférieure (cf. Chapitre 3). A titre d'exemple, la figure A.3 montre le profil de couche limite au point $(3,61h_c; y; 0)$ sur le plancher de la veine d'essais à $12m.s^{-1}$, en pleine zone de mesure du sillage des maquettes. La présence des perçages en l'absence de bouchons provoque une perturbation du profil de couche limite alors très différent de la solution de Blasius correspondant au cas laminaire. Cette perturbation est présente jusqu'à la hauteur $y = 0,3h_c$ correspondant à environ $3cm$ au-dessus du plancher. A noter que cette perturbation est visible pour toutes les vitesses U_∞ dès la première rangée de perçages. La mise en place des bouchons usinés par impression 3D permet de retrouver des profils classiques (Figure A.3) : l'épaisseur de couche limite δ est d'alors $9mm$ en ce point.

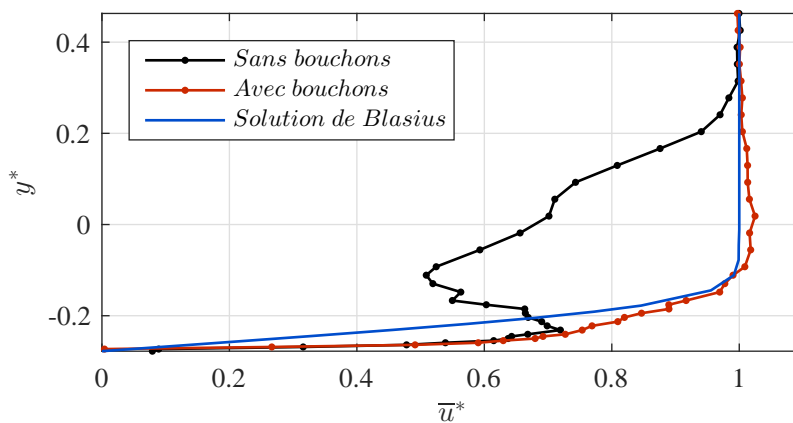


FIGURE A.3: Profils de couche limite au point $(3,61h_c; y; 0)$ à $12m.s^{-1}$ sur le plancher de la veine d'essais, avec et sans bouchons

Les bouchons permettant de corriger la perturbation provoquée par les perçages, on peut donc penser logiquement que l'ajout de perçages sur le plancher de la veine modifiée (cf. Chapitre 3) ne modifiera en rien l'écoulement à vide au sein de la veine d'essais, dès lors que ces bouchons seront utilisés.

La figure A.4(a) montre les épaisseurs de couche limite le long de la veine d'essais, pour les différentes vitesses mesurées et dans le plan de symétrie. On remarque ainsi que δ augmente le long de la veine d'essais pour atteindre au maximum $0,185h_c = 10mm$ proche de la sortie à toutes les vitesses. On remarquera qu'au niveau de la face avant de la maquette, $x^* = -3,6$, l'épaisseur de couche limite est comprise entre $5mm$ et $7mm$ suivant la vitesse d'étude. Ce résultat est important car il justifie la garde au sol $h_g = 15mm$ choisie pour nos maquettes (cf. Chapitre 3) avec un tuyau d'échappement de diamètre $6mm$, assurant ainsi que les PUF seront éjectées hors de la couche limite, conformément

aux conditions réelles.

La figure A.4(b) montre les valeurs du facteur de forme de la couche limite le long de la veine d'essais, pour les différentes vitesses mesurées et dans le plan de symétrie. Hormis en entrée de veine d'essais et à faible vitesse ($7m.s^{-1}$) où la couche limite semble encore être laminaire avec un facteur de forme proche de 2,6, les facteurs de forme sont plus proches de la valeur de 1,3 synonyme de couche limite turbulente.

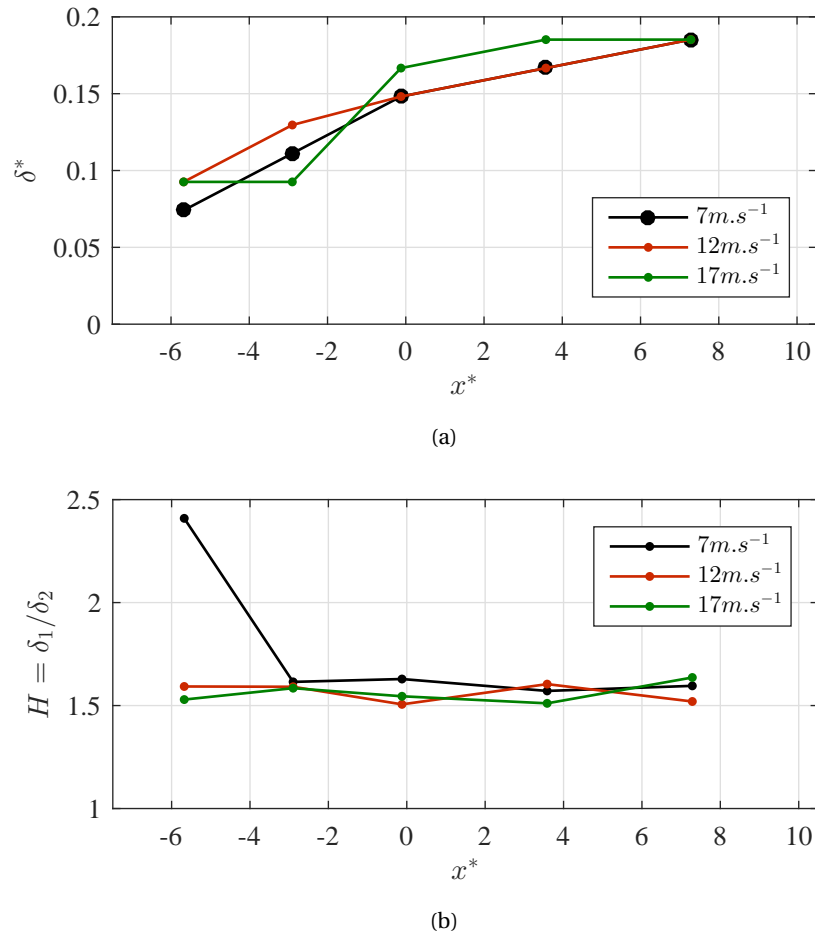


FIGURE A.4: Caractérisation du développement de la couche limite sur le plancher de la soufflerie, pour les 3 vitesses étudiés dans le plan de symétrie $z^* = 0$: (a) Épaisseur de couche limite δ , (b) Facteur de forme $H = \delta_1/\delta_2$

A.2 Mesures dans le volume de la veine d'essais

Des mesures dans le volume de la veine d'essais ont été faites de manière à savoir le niveau de turbulence moyen au sein de la veine. Par ailleurs, les évolutions de vitesse moyenne sont également caractérisés afin d'avoir des informations sur son homogénéité. Les mesures dans le volume de la veine d'essais ont été réalisées (Figure A.5) :

- ⊙ Pour les 3 vitesses $U_\infty \in [7; 12; 17]m.s^{-1}$;
- ⊙ Dans les différents plans $z^* \in [0; -0,93; -1,85]$;
- ⊙ A différentes hauteurs $y^* \in [0,65; 1,57; 2,50; 3,89]$.
- ⊙ Au niveau des différentes abscisses $x^* \in [-5,65; -2,87; -0,09; 3,61; 7,31]$.

Annexe A.

Étude de l'écoulement à vide de la veine d'essais

Nous rappelons que le repère utilisé est le même que celui défini dans le corps du manuscrit (cf. Chapitre 3) : $x^* = 0$ correspond à la position du culot des maquettes.

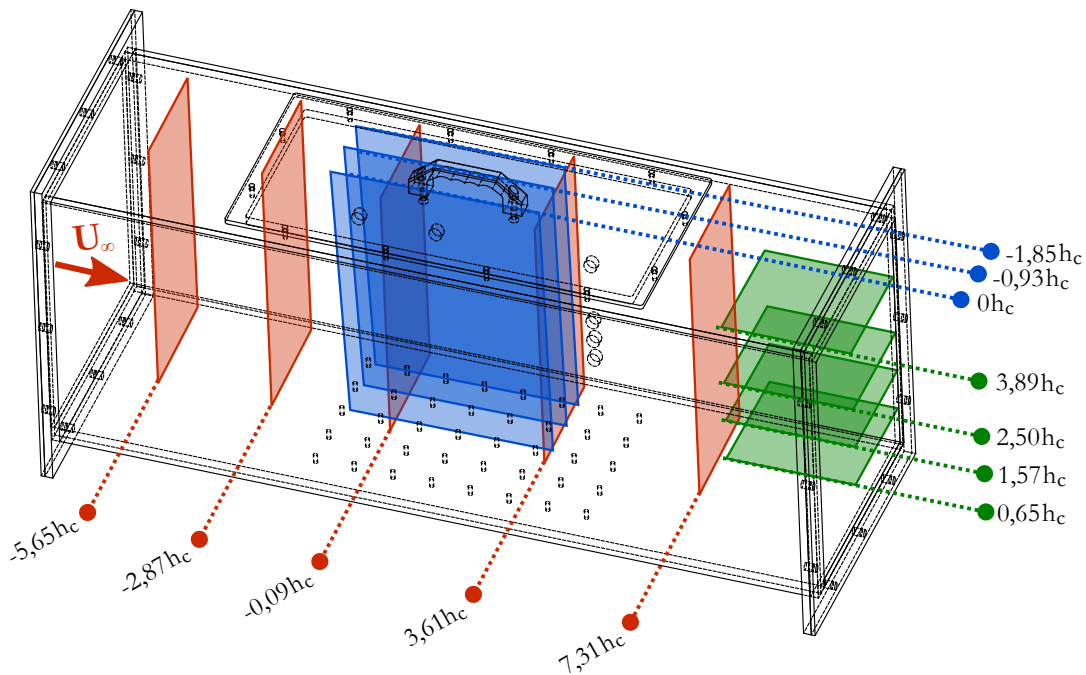


FIGURE A.5: Localisation des mesures dans le volume de la veine d'essais dans le repère $(Oxyz)$, faites pour les 3 vitesses $U_\infty \in [7; 12; 17] m.s^{-1}$. On précise qu'il s'agit de la veine d'essais avant l'ajout des nouveaux perçages (cf. Chapitre 3)

Dans la figure A.6 sont montrées les valeurs de \bar{u}^* et u'^* le long des différents profils horizontaux.

La figure A.6(a) montre l'ensemble des résultats de \bar{u}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ de la veine d'essais pour les 3 vitesses étudiées. On remarque un gradient de vitesse moyen de 3,4% sur la longueur totale de la veine d'essais, qui ne dépend ni de U_∞ ni de la position verticale. On précisera que ce gradient est nettement amoindri par la présence des bouchons sur le plancher de la veine d'essais, puisqu'il dépasse les 10% sans ces derniers.

La figure A.6(b) montre les intensités de turbulence u'/\bar{u} relevées sur l'ensemble des mesures couvrant tous les plans, dont la moyenne est de 1,2%.

Dans la figure A.7 sont montrées les valeurs de \bar{u}^* et u'^* le long des différents profils verticaux.

La figure A.7(a) montre l'ensemble des résultats de \bar{u}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ de la veine d'essais pour les 3 vitesses étudiées. On remarque que les variations verticales de vitesse sont très faibles (<2%) et ce pour toutes les vitesses et aux différents endroits de la veine d'essais.

La figure A.7(b) montre les intensités de turbulence u'^* relevées sur l'ensemble des mesures issues cette fois-ci des profils verticaux. La moyenne trouvée est également de 1,2%.

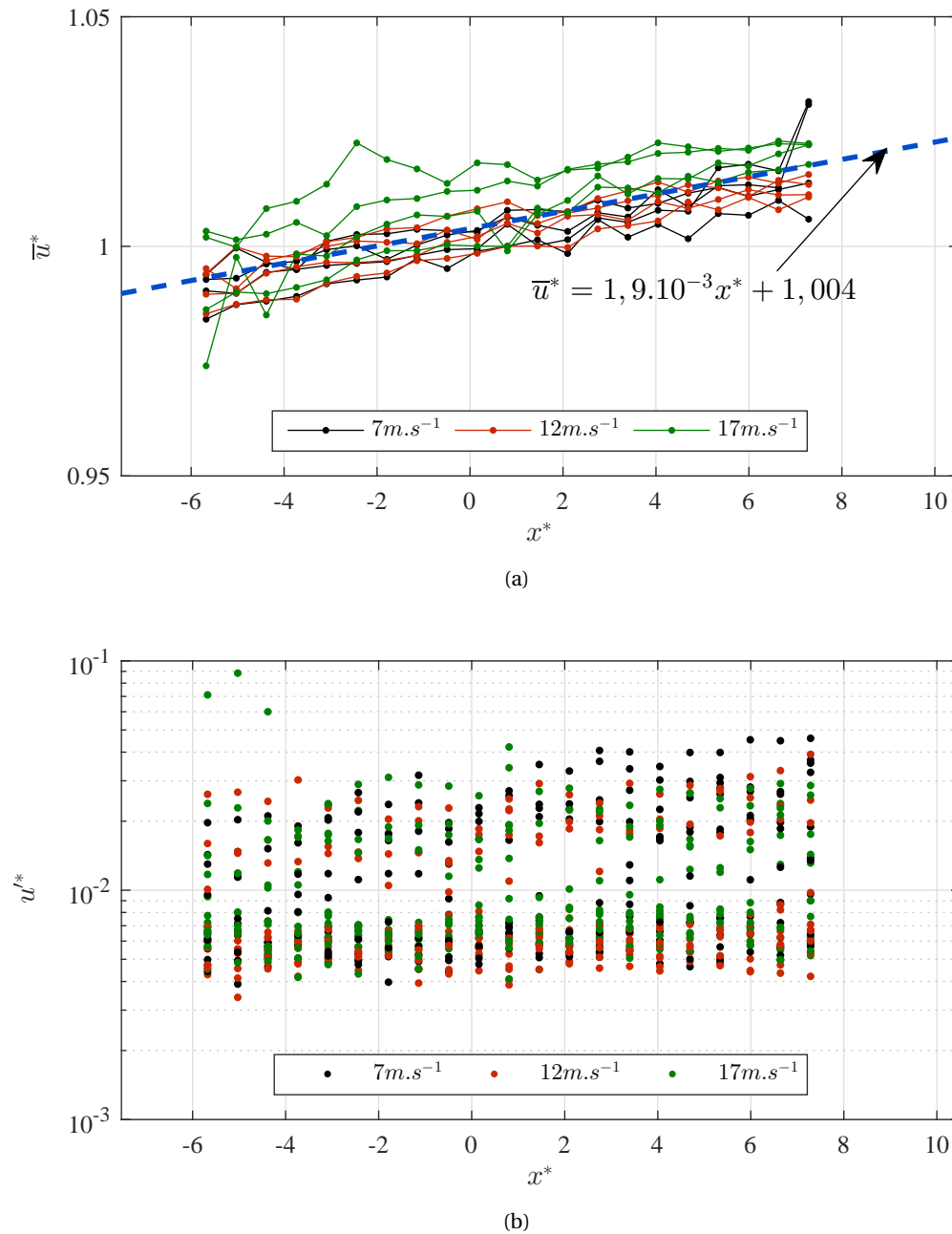


FIGURE A.6: Superposition des résultats des mesures réalisées à vide à différentes hauteurs $y^* \in [0,65; 1,57; 2,5; 3,89]$ selon les 3 vitesses étudiées : (a) Profils de \bar{u}^* le long de la veine d'essais dans le plan de symétrie $z^* = 0$, (b) Valeurs de u'^* le long de la veine d'essais dans les plans $z^* \in [0; -0,93; -1,85]$

Annexe A.

Étude de l'écoulement à vide de la veine d'essais

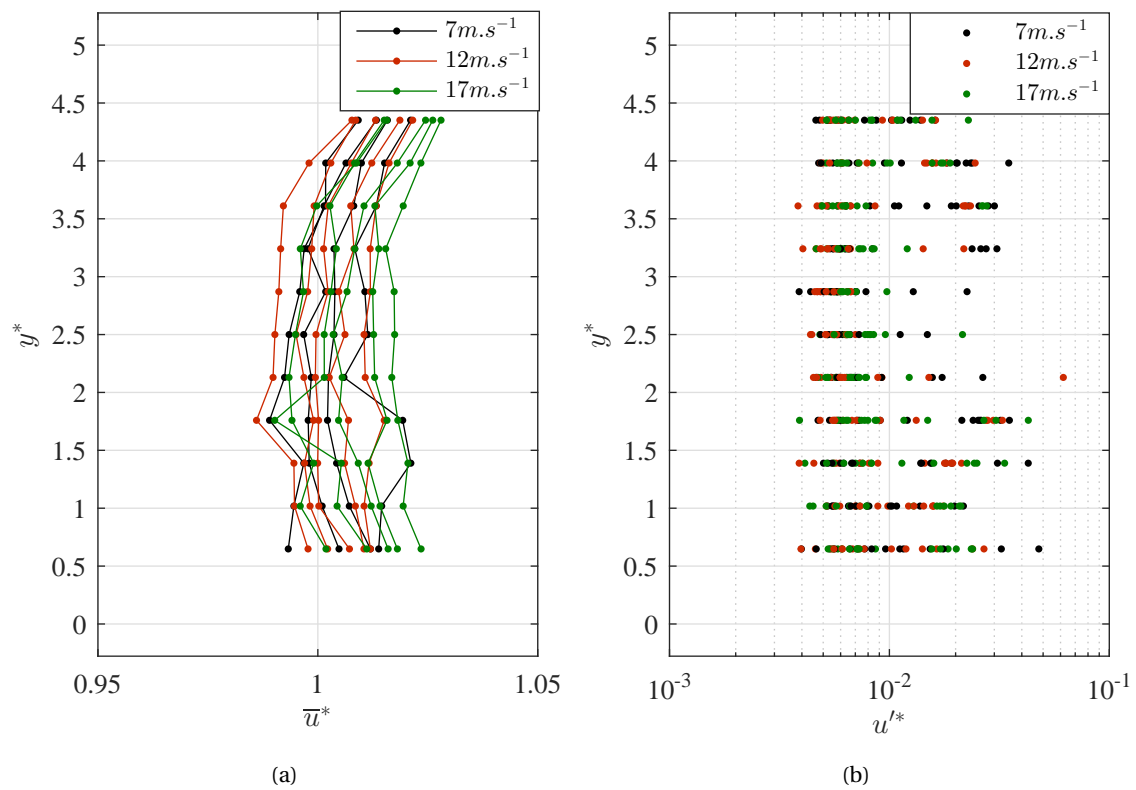


FIGURE A.7: Superposition des résultats des mesures réalisées à vide à différentes abscisses $x^* \in [-5,65; -2,87; -0,09; 3,61; 7,31]$ selon les 3 vitesses étudiées : (a) Profils verticaux de \bar{u}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$, (b) Valeurs de u'^* dans les plans $z^* \in [0; -0,93; -1,85]$

Annexe B

Nouvelle méthode de traitement des données LDV

DANS CETTE ANNEXE, nous détaillons la nouvelle méthode de traitement de données développée dans ce projet pour réduire les erreurs statistiques lors du calcul des propriétés de l'écoulement.

Dans un premier temps, le critère de post-validation mis en place pour éliminer les données aberrantes sera explicité.

Dans un second temps, l'article publié [Rodriguez et al. \(2018b\)](#) concernant la nouvelle méthode de traitement des données LDV est inséré. Nous y exposons les différentes erreurs statistiques survenant dans le traitement des données LDV en fonction des conditions d'ensemencement ainsi qu'une revue des méthodes existantes dans la littérature et leurs limites. Ensuite, nous les testons afin d'identifier leur capacité à traiter les différentes erreurs identifiées sur la base de nos mesures expérimentales. Enfin, nous proposons et validons une nouvelle méthode prenant en compte les avantages et inconvénients des méthodes existantes.

Dans un troisième temps, l'article présenté en conférence [Rodriguez et al. \(2018a\)](#) est également inséré. Nous y évaluons les corrections apportées par la nouvelle méthode de traitement, démontrée dans la section d'avant, au regard des écoulements de sillage du corps d'Ahmed. Dans cet article, nous comparons également les résultats des mesures LDV faites à l'ESTACA Campus Ouest avec les mesures PIV réalisées au CORIA dans des conditions expérimentales similaires.

Sommaire

B.1	Critère de post-validation des données	227
B.2	Nouvelle méthode de calculs des propriétés statistiques issues des mesures LDV . .	229
B.3	Évaluation de la correction apportée à nos écoulements de sillage	241

B.1 Critère de post-validation des données

A chaque fois qu'une particule passe dans le volume de mesure, un signal est récupéré à la sortie du photodétecteur du système LDV. Le processeur a ensuite pour but de détecter la présence d'un signal, de le valider, puis d'estimer les différents paramètres propres au signal. Même si le système utilise un critère de validation des données, ce dernier est uniquement lié à la qualité du signal. Un second critère de validation appliqué à l'ensemble des données a été mis en place et permet de s'affranchir des valeurs physiquement aberrantes. Nous retirons ainsi les mesures pour lesquelles le temps de transit de la particule dans le volume de mesure τ est supérieur à l'intervalle de temps écoulé jusqu'à la mesure suivante $\Delta t_{i+1} = t_{i+1} - t_i$, avec t_i l'instant de la mesure i [Tropea et al. \(2007\)](#). En notant N le nombre total de mesures lors d'une acquisition, on détermine le booléen ξ via l'algorithme suivant :

Annexe B.

Nouvelle méthode de traitement des données LDV

```
1 for i=1:N-1           % Parcours des N-1 particules d'une acquisition
2   if Tau(i)>Grand_Delta_t(i+1)
3     xi(i)=0;         % Rejet de la mesure
4   else
5     xi(i)=1;         % Conservation de la mesure
6   end
7 end
```

Ce qui revient à :

$$\xi_i = \begin{cases} 0 & \text{si } \tau_i > \Delta t_{i+1} \\ 1 & \text{si } \tau_i < \Delta t_{i+1} \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

On définit également N_f tel que :

$$N_f = N - \sum_{i=1}^{N-1} \xi_i \quad (\text{B.2})$$

L'intérêt de cette méthode est d'une part de supprimer les cas où plusieurs particules sont présentes dans le volume de mesure et d'autre part d'éviter que plusieurs couples de données d'une seule et même particule soient délivrés. Ces cas sont non souhaitables puisque le mode d'acquisition IR repose sur l'hypothèse de « réalisation unique » (Tropea et al., 2007). La figure B.1 montre la forte corrélation entre la module 2D de la vitesse et nombre de mesures rejetées N_f . On précise que le critère de post-validation s'applique à toutes les zones mesurées de l'écoulement (mesures 1D dans la zone $y < 0$ ou 2D ailleurs). En revanche, le module 2D de la vitesse n'a pu être calculé que dans les zones de mesure 2D, à savoir pour $y > 0$.

D'une manière générale, la quantité de particules rejetées suite au filtrage est inférieur à 1% du nombre total (Figure B.1(a)). Dans les zones très localisées de l'écoulement où le module 2D est très faible (Figure B.1(b)), on observe majoritairement $N_f < 5\%$ mais le taux de filtrage peut atteindre des valeurs proches de 10% (9,6% au maximum dans cet exemple précis). On peut expliquer ces valeurs de N_f plus importantes par deux raisons :

- Plus le module 2D est faible plus les temps de transit τ sont longs,
- Les zones où le module 2D est faible peuvent correspondre à des zones difficiles àensemencer (centre de tourbillons, couches cisailées, etc.) et dont les taux d'acquisition f_a sont plus difficiles à maintenir constants. Dans ce cas, l'utilisateur est forcé d'ajouter régulièrement de l'ensemencement faisant ainsi apparaître des « bouffées » dans les fichiers d'acquisition. Ces bouffées correspondent à une forte quantité de particules mesurées dans un intervalle de temps très court, faisant ainsi considérablement chuter les valeurs de Δt . Ces bouffées peuvent aussi être sources d'erreurs statistiques. Ce point sera discuté par la suite.

Une fois les fichiers de données dénués des valeurs physiques non représentatives, nous pouvons procéder au calcul des propriétés statistiques.

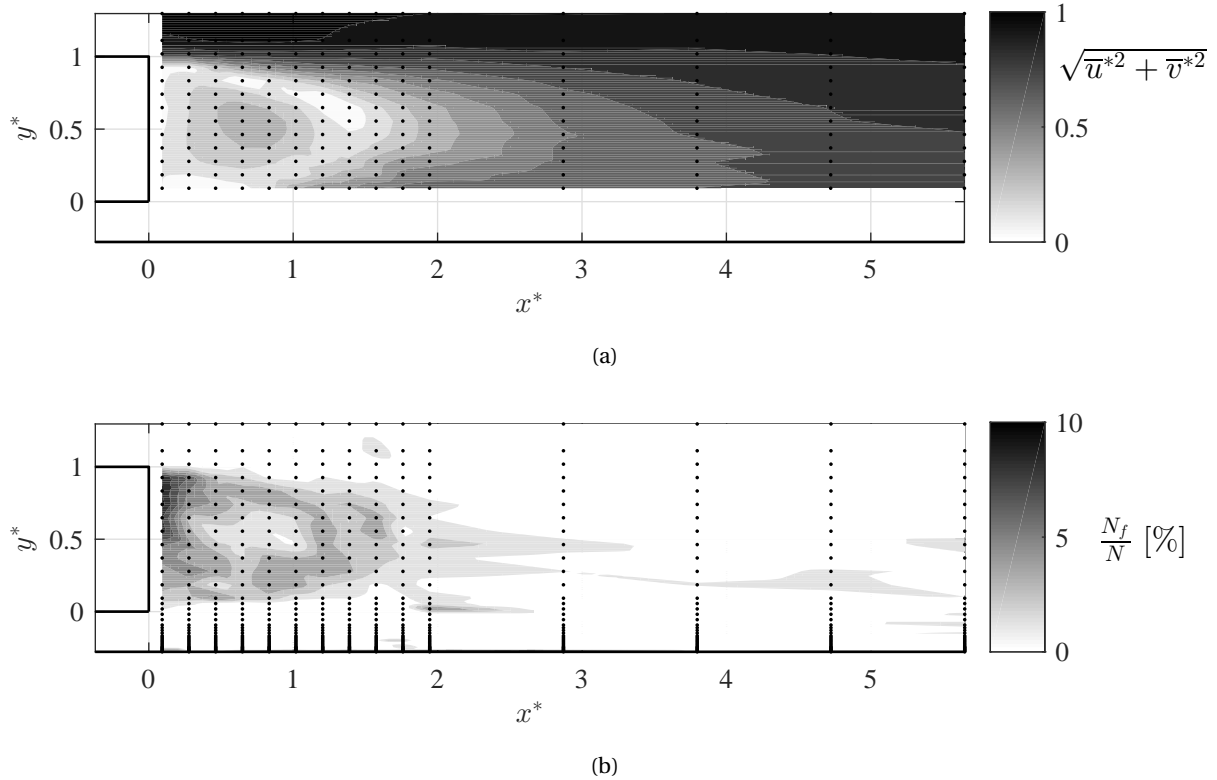
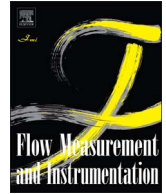


FIGURE B.1: Comparaison du module de la vitesse 2D et du pourcentage de données rejetées par le critère de validation mis en place, dans le plan $z^* = 0$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$ (les points correspondent aux points de mesures) : (a) Module de la vitesse 2D $\sqrt{u^{*2} + v^{*2}}$, (b) Pourcentage de données rejetées N_f/N

B.2 Nouvelle méthode de calculs des propriétés statistiques issues des mesures LDV

Cette méthode a fait l'objet d'une publication (Rodriguez et al., 2018b) dont la référence est la suivante :

Rodriguez, R., Murzyn, F., Mehel, A., & Larrarte, F. (2018). An innovative LDV data processing method for statistical error corrections. Application to homogeneous and non-homogeneous seeding. *Flow Measurement and Instrumentation*, 60(2018), 67–77.



An innovative LDV data processing method for statistical error corrections. Application to homogeneous and non-homogeneous seeding



Romain Rodriguez^{a,*}, Frédéric Murzyn^a, Judicael Aubry^b, Amine Mehel^c, Frédérique Larrarte^d

^a ESTACA West Campus, Department of Mechanical Engineering, Rue Georges Charpak, 53 000 Laval, France

^b ESTACA West Campus, Department of System Engineering, Rue Georges Charpak, 53 000 Laval, France

^c ESTACA Paris Saclay, Department of Mechanical Engineering, 12 rue Paul Delouvrier, 78 180 Montigny-le-Bretonneux, France

^d IFSTTAR/GERS/LEE, Centre de Nantes Route de Bouaye, 44344 Bouguenais, France

ARTICLE INFO

Keywords:

Turbulence measurement
LDV
Data processing
Statistical errors
Weighting techniques

ABSTRACT

In this experimental study, statistical errors in the processing of raw Laser Doppler Velocimetry (LDV) data are discussed. Acquisitions have been made in an open-circuit wind tunnel in the wake flow of a simplified car model, for validation rates up to hundreds of Hertz. Both homogeneous and non-homogeneous seeding conditions are considered. For homogeneous spatial concentration seeding, the velocity systematic error is presented regarding previous works. Correction methods are then discussed according to their assumptions. Then, this paper aims at characterizing the burst random error related to non-homogeneous seeding. The experimental assessment of the available methods (interarrival time weighting and transit time weighting) according to the seeding conditions allows a deeper understanding of their ability to correct both velocity systematic error and burst random error. Finally, a new method is proposed mixing the previous one, leading to reliable (velocity systematic error correction) and repeatable (burst random error correction) results whatever the seeding conditions in our range of validation rates.

1. Introduction

A major concern in experimental fluid mechanics is the accuracy of measurements. Regarding the velocity field, different techniques are available being either intrusive as Hot Wire Anemometry (HWA), Pitot tubes, or non-intrusive as Particle Image Velocimetry (PIV), Laser Doppler Velocimetry (LDV). However, highly turbulent reversing flows that develop in the wake of obstacles preferentially require non-intrusive optical systems. Indeed, an intrusive technique may induce additional disturbances that will not be representative of the real flow. Whereas LDV allows near-wall measurements (DeGraaff and Eaton [1]), it is more complicated with PIV because of noise production resulting from light sheet reflection. LDV is then commonly used in aerodynamic studies (Lienhart and Becker [2], Strachan et al. [3]). Furthermore, higher data rates are achievable compared to PIV leading to a better and more accurate description of the flow properties in terms of length and time scales.

Furthermore, LDV measurements take place at a single point whose position is accurately defined by a small measurement volume. This allows a high spatial resolution. Strictly speaking, the velocity data are not those of the flow but those of seeding particles that cross the

measurement volume. Assuming that these seeding particles closely follow the flow dynamics, then an accurate description of the flow can be expected. However, achieving optimum flow seeding is known to be a key point in LDV experiments (Tropea et al. [4]). Although different acquisition modes are available, the highest stored sampling rates r_s are reached when the LDV processor is set in “Individual Realization” (IR) acquisition mode. This means that data is stored each time a measurement of a seeding particle crossing the measurement volume is validated by the processor. In this case, data collection is not regularly sampled in time, since the arrival time of particles is a random process. As a consequence, the processing method applied to the raw data to assess the flow properties can lead to systematic and/or random errors. Depending on the experimental conditions, two cases must be considered:

- Homogeneous Seeding (HS) conditions: this refers to homogeneous spatial distribution of seeding particles. Under this assumption and IR acquisition mode, McLaughlin et al. [5] pointed out the correlation between the particle arrival rate and the instantaneous velocity. Therefore, considering an ensemble average, a systematic error is unavoidable for the first and second statistical moments. This

* Corresponding author.

E-mail address: romain.rodriguez@estaca.fr (R. Rodriguez).

Nomenclature			
<i>Acronym</i>		ε	Absolute error [-]
CP	Controlled Processor	ε_{bias}	Systematic or bias error [-]
CW	Continuous Wave	ε_{random}	Random error [-]
E	Ensemble average	f	Measurand measuring result [-]
HS	Homogeneous Seeding	f_{true}	Measurand true value [-]
HWA	Hot Wire Anemometry	f_{λ}	Eulerian micro frequency [s^{-1}]
IR	Individual Realization	g	Weighting factor [-]
IT	Interarrival Time	h	Height of the model [mm]
ITTT	Interarrival Time and Transit Time	$n(t)$	Number of samples collected at t [-]
LDV	Laser Doppler Velocimetry	N	Total number of samples collected [-]
NHS	Non-Homogeneous Seeding	n_{lim}	Limit number of samples per time slot (SS method) [-]
PDF	Probability Density Function	r_s	Stored rate [s^{-1}]
PIV	Particle Image Velocimetry	r_v	Validation rate [s^{-1}]
SD	Saturable Detector	τ	Transit time of a particle in the probe volume during measurement [s]
SS	Sub-Sampling	t	Sampling arrival time [s]
SSTT	Sub-Sampling and Transit Time	T	Total acquisition time [s]
TT	Transit Time	U_{∞}	Reference velocity in longitudinal direction [$m \cdot s^{-1}$]
IV1D, IV2D, IV3D	Inverse Velocity (1D, 2D and 3D respectively)	(x, y, z)	Coordinate system associated to the model [-]
<i>Notation</i>		(X, Y, Z)	Coordinate system associated to the model normalized by h [-]
Δt	Interarrival time between measurements [s]	(u, v, w)	Velocity components [$m \cdot s^{-1}$]
		$\bar{\cdot}$	Time average value [-]
		\cdot'	Fluctuation value [-]
		$\hat{\cdot}$	Estimation value [-]

unexpected systematic error, also sometimes referred as velocity bias, must be prevented to avoid erroneous conclusions regarding the flow behaviour. To date, this topic has been widely studied and different correction methods have been documented (Buchhave et al. [6], Hoesel and Rodi [7]). However, none of them is well suited to all experimental conditions, since HS is required. This point will be addressed in Section 2.

- Non-Homogeneous Seeding (NHS) conditions: although data acquisition with a constant and high stored rate over a long duration is highly desirable for statistical accuracy, this is hard to achieve in practical terms. For instance, in recirculating flows, near stagnation points, in presence of vortices or in the near wake of a bluff body, it might be impossible to reach homogeneous seeding conditions for a long time. This is particularly true for an open-circuit wind tunnel. Maintaining a sufficient high validation rate is often ensured through bursts of particles meaning that a large amount of particles is sent into the flow within a relatively short period. Then, considering an ensemble average, the random error in the first and second statistical moments can be significant due to burst presence. To our knowledge, there is no characterization of the importance of the burst random error in existing literature. This point will be addressed in Section 4.

Keeping that in mind, the ensemble average as a processing method in IR acquisition mode leads to errors whatever the seeding conditions are. For most of the existing techniques that are able to avoid the velocity systematic error, HS is required. However, it has not been proved to date that these techniques can also be used in NHS conditions since the burst random error is ignored in most cases. Then, it appears that no unique processing technique exists that leads to reliable and repeatable results whatever the seeding conditions (HS and NHS). It is worthwhile to note that for a given experimental condition, assessing the flow statistics must not be dependent on the flow seeding.

The aim of the present study is to develop and assess an innovative technique. It aims at accurately assessing statistical moments (first and second orders) from LDV measurements for both HS and NHS conditions. On the one hand, it should reduce the burst random error and provide repeatable results whatever the seeding conditions are. On the

other hand, it should minimize as much as possible the velocity systematic error to provide reliable results. The validation of this innovative technique is experimentally appraised in the case of the wake flow that develops downstream of a simplified car model, that is the Ahmed body (Ahmed et al. [8]) for which turbulence levels can reach 30%. Furthermore, the development of shear layers and recirculating regions allows validation tests covering a large panel of flow conditions (including stagnation point) at stored rates up to hundreds of Hertz.

After this introduction, the velocity systematic error for HS conditions will be presented in Section 2 based on a review of current literature. Different methods to prevent this systematic error are described in this section. Their applicability for NHS conditions as well as the lack of experimental tests are also discussed, showing the need of a new technique and the corresponding experimental validation. The experimental set-up and instrumentation are then exposed in Section 3. Section 4 is devoted to the experimental results, in which our new method is proposed and assessed. We demonstrate its ability and reliability to remove velocity systematic error and burst random error effects. This technique provides reproducible results under different seeding conditions. Finally, the conclusion focuses on the benefit of the present results and addresses possible future work.

2. Statistical errors in raw data processing

2.1. Definitions and notations

In the present paper, a discussion about the accuracy of the LDV system is outside the scope. According to DANTEC Dynamics (DANTEC Dynamics [9]), it is acknowledged that our 2D LDV system provides high accuracy with calibration coefficient uncertainty of each component of 0.07%. Therefore, we are focusing on the statistical errors that may occur when flow properties are assessed from the raw data using a processing method (here the statistical moments are mainly considered). It is obvious that reducing the statistic errors as much as possible is crucial. Let f be a measuring result of a measurand and f_{true} the measurand true value. According to the Joint Committee for Guides in Metrology [10], the absolute error ε_f is defined as

$$\varepsilon_f = f - f_{true} \quad (1)$$

Thus, two errors have to be considered (Bendat and Piersol [11]): the systematic or bias error ε_{bias} and the random error ε_{random} . They are defined as follow:

$$\varepsilon_{f,bias} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=1}^N f_i}{N} - f_{true} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{f,random} &= f - \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=1}^N f_i}{N} = (f - f_{true}) - \left(\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=1}^N f_i}{N} - f_{true} \right) \\ &= \varepsilon_f - \varepsilon_{f,bias} \end{aligned} \quad (3)$$

Note that the term $\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_{i=1}^N f_i}{N}$ in Eqs. (2) and (3) corresponds to the average of infinite measurand measuring results in repeatable conditions.

Since infinite measurements cannot be achieved, only an estimation of the random error can be determined thanks to the dispersion of the results (Taylor [12]). Regarding the systematic error, it cannot be fully determined since the true value is unknown. The mechanism linked to the bias must then be known in order to be able to provide the corresponding and accurate corrections.

Let now (u, v, w) be the three components of the velocity vector, $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ and (u', v', w') the corresponding true time averaged and true fluctuating values respectively, in Reynolds decomposition meaning. We consider a LDV velocity measurement at a well-defined position for which N data (corresponding to the measurement of N seeding particles) are collected over T seconds (acquisition duration). Then, $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ and (u', v', w') may be assessed according to two different modes (Tropea et al. [4], Nobach [13]):

- By direct estimation from raw data using sampling statistics
- By signal reconstruction of the velocity components as a function of time. Then, mean and root mean square values can be deduced from the reconstructed signal.

Since spectral analysis is outside the scope, the signal reconstruction is not considered in the present paper. From the raw data, we emphasize our investigations in assessing mean and fluctuating values of the velocity components as well as the Reynolds shear stresses (that is $(\hat{u}, \hat{v}), (\hat{u}', \hat{v}')$ and $\hat{u}'\hat{v}'$ respectively) by limiting bias and random errors as much as possible. The hat symbol (^) refers to an estimation of the true quantity. Eqs. (4)–(6) give the corresponding discrete relationships for the streamwise velocity component (first and second orders) and the Reynolds stress:

$$\hat{u} = \frac{\sum_{i=1}^N u_i g_i}{\sum_{i=1}^N g_i} \quad (4)$$

$$\hat{u}' = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \hat{u})^2 g_i}{\sum_{i=1}^N g_i}} \quad (5)$$

$$\hat{u}'\hat{v}' = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \hat{u})(v_i - \hat{v}) g_i}{\sum_{i=1}^N g_i} \quad (6)$$

Where g_i is a weighting factor.

The first possible assumption consists in considering that time average value is equal to the ensemble average E of all N collected samples. That is

$$g_{i,E} = 1 \quad (7)$$

2.2. Velocity bias assessment

Assuming IR acquisition mode, homogeneous seeding, equal

probability of producing a validated signal (whatever the speed or particle path through the measurement volume) and that each seeding particles is measured once, McLaughlin et al. [5] demonstrated analytically that estimations with unitary weighting factor $g_{i,E} = 1$ (Eq. (7)) are biased. Indeed, the flow rate and then the sampling rate throughout the measurement volume is proportional to the local velocity. That is,

- When $|u(x, y, z, t)| > |\bar{u}(x, y, z, t)|$, a larger volume of fluid (and so seeding particles) crosses the measurement volume.
- When $|u(x, y, z, t)| < |\bar{u}(x, y, z, t)|$ a smaller volume of fluid crosses the measurement volume.

Therefore, the probability of measuring high velocities is higher, compared to low-velocities. This results in a systematic (or bias) error in time average and fluctuating values, commonly called velocity bias. The use of Eq. (4) combined with Eq. (7) results in an overestimation of the ensemble average \hat{u}_E with respect to the true time averaged value \bar{u} .

Zhang [14] studied the quantification of the velocity bias for 1D flows for HS conditions analytically. Assuming a Gaussian distribution of the fluctuations and local turbulence intensity $u'/\bar{u} < 0.5$, he showed that:

$$\hat{u}_E/\bar{u} \approx 1 + (u'/\bar{u})^2 \quad (8)$$

$$(\hat{u}'_E/u')^2 \approx 1 - (u'/\bar{u})^2 \quad (9)$$

Where \hat{u}_E and \hat{u}'_E are the estimation with the ensemble average method, u' and \bar{u} being the corresponding true values.

For very large local turbulence intensity, i.e. $u'/\bar{u} \gg 1$, Eqs. (8) and (9) are substituted by the following Eqs. (10) and (11), respectively:

$$\hat{u}_E/\bar{u} \approx 2 \quad (10)$$

$$(\hat{u}'_E/u')^2 \approx 2 \quad (11)$$

For 2D and 3D flows, Zhang [14] assumed isotropic turbulence, that is $u' = v' = w'$. His numerical simulations showed that velocity bias is constant amongst all mean components. Furthermore, the parabolic behaviour depicted by Eq. (8) remains true for local turbulence intensity (u'/\bar{u}) up to 0.3 for both 2D and 3D cases (u referring to the local streamwise velocity in his study). For highest turbulence levels $(u'/\bar{u} \gg 1)$, the bias is lower for 3D flows and decreases down to 1.35. Regarding the fluctuations, he showed that the velocity bias was also lower in 3D flows. For $u'/\bar{u} < 0.1$, the bias is negligible, but it reaches the values given by Eqs. (12) and (13) for $u'/\bar{u} = 0.35$:

$$(\hat{u}'_E/u')^2 = 0.95 \quad (12)$$

$$(\hat{v}'_E/u')^2 = (\hat{w}'_E/u')^2 = 1.1 \quad (13)$$

For $u'/\bar{u} \gg 1$,

$$(\hat{u}'_E/u')^2 = (\hat{v}'_E/u')^2 = (\hat{w}'_E/u')^2 \approx 1.35 \quad (14)$$

The numerical model developed by Fuchs et al. [15] generates a 3D flow and simulates LDV acquisition for HS. Regarding the velocity bias for the streamwise component (mean and fluctuating), their results agreed with those of Zhang [14], with some differences for infinite turbulence levels. They found $\hat{u}_E/\bar{u} \approx 1.48$ instead of 1.35 for Zhang [14]. For fluctuating velocity bias, they suggested 1.45 instead of 1.35 as given by Zhang [14] in Eq. (14).

However, all these studies remain either analytical or numerical. Hereafter are presented some experimental studies, in which free-velocity bias results were obtained as reference data to assess the previous velocity bias models.

Johnson et al. [16] performed measurements with both IR and the Continuous Wave (CW) acquisition modes (CW being the reference) to investigate the velocity bias effects. According to CW mode and under some seeding precautions, more than one particle is always expected in the measurement volume. As a result, the stored rate is independent of

the instantaneous velocity, meaning that results with the ensemble average method is free of velocity bias. Applied to a free shear-layer in HS conditions, they demonstrated that the velocity bias exists for the IR mode (for local turbulence intensities up to 35%). The velocity bias parabolic behaviour described by Eq. (8) with $\hat{u}_E = \hat{u}_{E,IR}$ compared to the reference $\bar{u} \approx \hat{u}_{E,CW}$ was checked.

Gould et al. [17] investigated the velocity bias for the flow developing downstream of a step in a sudden expansion flow field. Velocity measurements in Controlled Processor (CP) acquisition mode are taken as a reference. Contrary to the IR mode, the stored rate is fixed in CP mode and then it is different from the validation rate. Four different positions with local turbulence intensities of 15%, 33%, 63% and 97% were considered under seeding precautions. They showed that the bias was a linear function of the turbulence intensity (Eq. (15)). This was in contradiction with previous findings indicating a parabolic behaviour (Eq. (8)).

$$\hat{u}_{E,IR}/\bar{u} \approx 1 + u'/3\bar{u} \quad (15)$$

With $\bar{u} = \hat{u}_{E,CP}$ and $u' = \hat{u}'_{E,CP}$.

Herrin and Dutton [18] also examined the effects of velocity bias in the context of a free shear layer developing downstream a body of revolution in a supersonic freestream. They took as reference the measurements made using Saturable Detector (SD) acquisition mode. This mode disconnects the detector during a dead-time period after each measurement. Under some seeding precautions and with respect to characteristic time scales of the flow, Herrin and Dutton [18] stated that this technique lead to ensemble average results free of velocity bias. Although they did not assess the bias error (as in Eqs. (8) or (15)), it is clear that mean velocities in IR acquisition mode are higher than reference measurements in regions where turbulence intensity is high. Furthermore, the bias tends to decrease the magnitudes of both fluctuating velocities and shear stresses as expected by Eq. (9).

Overall, these previous studies proved the existence of the velocity bias in case of HS, but these examples prove that the theoretical relationship is hardly identifiable experimentally. This can be due to additional errors in LDV measurements that may result from:

- An angle effect on the data validation: related to the minimum number of fringes that have to be crossed by a seeding particle (Adams and Eaton [19]),
- A velocity gradient in the measuring volume (DeGraaff and Eaton [1]),
- A velocity effect on data validation: particles with lower velocity (rather than a higher one) may produce a better signal and may have a larger probability of validation (DeGraaff and Eaton [1]),
- The seeding itself, since seeding particles are supposed to follow any fluctuations of the flow (Algieri et al. [20]),
- Data acquisition parameters (that is duration, number of samples...) for convergence statistics (Han et al. [21]).

Table 1
Weighting factor g_i for statistical calculations (Eqs. (4)–(6)).

Acronym	Name	Formulation	Reference
E	Ensemble average	$g_{i,E} = 1$	McLaughlin et al. [5]
TT	Transit Time weighting	$g_{i,TT} = \tau_i$	Buchhave et al. [6]
IT	Interrival Time weighting	$g_{i,IT} = \Delta t_i$	Hoesel and Rodi [7]
IV1D, IV2D, IV3D	Inverse Velocity weighting	$g_{i,IV1D} = 1/u_i$ $g_{i,IV2D} = 1/\sqrt{u_i^2 + v_i^2}$ $g_{i,IV3D} = 1/\sqrt{u_i^2 + v_i^2 + w_i^2}$	McLaughlin et al. [5]
SS	Sub-Sampling weighting	$g_{i,SS} = \begin{cases} 1 & \text{if } n\left(\frac{(j+1)T}{N}\right) - n\left(\frac{jT}{N}\right) < n_{\text{lim}} \\ 0 & \text{if } n\left(\frac{(j+1)T}{N}\right) - n\left(\frac{jT}{N}\right) > n_{\text{lim}} \end{cases}$ With $j = \max_{k \in \{0, N-1\}, kT/N \leq t_i} (k)$	Present study

Moreover, HS assumption is always made for velocity bias assessment. Considering our literature review, there is no study that discusses the characterization of errors occurring in NHS conditions. This is paramount, since HS cannot be achieved for all flow regions, particularly in an open-circuit wind tunnel. Then, potential errors linked to NHS conditions can affect the repeatability of the results. Thus, in addition to the reliability of the results regarding the velocity bias, it is mandatory from an experimental point of view that the repeatability of the results be unrelated to the seeding conditions. The present paper aims at bridging this gap, by proposing a new method that leads to reliable and repeatable results, whatever the seeding conditions.

In the following section, we discuss the main methods that are available in existing literature, which tends to avoid the velocity bias in statistic calculations, and their related assumptions. Their applicability in both HS and NHS conditions are also discussed.

2.3. Existing methods to avoid velocity bias and remaining failures

As we saw in the previous section, the velocity bias can be avoided by selecting the proper acquisition mode during experiments. In IR mode, it has been shown that the velocity bias is independent of the validation rate r_v (Fuchs et al. [15], Johnson et al. [16]). In IR mode, we recall that the validation rate r_v and the stored rate r_s are equal (Edwards [22]). In CP mode, Stevenson et al. [23] showed that the velocity bias is independent of r_v provided that $r_v < r_s$. In this CP mode, r_s is defined by the user. When $r_v \approx r_s$, data is collected at equal Δt_i , so the velocity bias is minimized. The ensemble average method leads to unbiased results when $r_v \approx 2r_s$. More precisely, Gould et al. [17] recommend $r_v > 10r_s$ and $r_v > 3f_\lambda$ (f_λ being the Eulerian micro frequency) for unbiased results. As mentioned above, the CW mode is also an option to get unbiased results provided that some precautions are taken into consideration regarding the seeding (Johnson et al. [16]).

Nevertheless, the seeding conditions that must be fulfilled by users with CP and CW acquisition modes to get unbiased results with an ensemble average method are hardly achievable. These seeding conditions are not easy to satisfy in all airflow regions with recirculating regions, near stagnation points, vortices and in the close wake of a bluff body. This is particularly true for open wind tunnel. In such cases, homogeneous seeding and high stored rate cannot always be guaranteed simultaneously and everywhere. Therefore, since it is crucial to record the largest amount of data, we focus our attention on the IR acquisition mode.

Once acquisitions have been done, the key point is to define the best and more accurate weighting factor g_i that will minimize errors in statistical moments (Eqs. (4)–(6)). As Eq. (7) corresponds to the ensemble average method E and leads to biased results, different weighting factors g_i are suggested in the literature to provide results free of velocity bias.

A first one was proposed by McLaughlin et al. [5]. It is based on the

Inverse Velocity weighting (IV, Table 1) assuming HS conditions. This technique associates a lower weight for higher velocity particles (collected in larger numbers), and conversely. In most studies a 2D LDV system is used, so that the correction (IV3D, Table 1) is not achievable unless by making some assumptions regarding the flow. For 1D LDV measurements, it has been shown that the IV1D method is not reliable when $u'/\bar{u} > 0.15$ and for non 1D flows (McLaughlin et al. [5], Hoesel and Rodi [7], Stevenson et al. [23], Nakao et al. [24]). For 2D LDV measurements, the corresponding method (IV2D, Table 1) leads to increasing errors when $u'/\bar{u} > 0.35$ (Edwards [22], Gould et al. [17], Herrin and Dutton [18]). Furthermore, particles having near-zero velocity in the plane formed by the two measured components are over weighted if the unmeasured third component is not zero (Petrie et al. [25]). Finally, the IV2D method is not recommended since the third component is very important, mostly in detached flow regions.

Buchhave et al. [6] proposed the Transit Time (TT, Table 1) weighting factor $g_{i,TT}$. This method is similar to the IV method since the transit time τ_i in the measurement volume is inversely proportional to the velocity. Considering the 3D nature of the flow as well as the probe volume shape (Buchhave et al. [6]), this solution is recommended provided that HS conditions are met (Hoesel and Rodi [7], Edwards [22], Nobach [13], Tropea et al. [4]). However, no information has been found in the literature regarding the accuracy of TT method for NHS conditions. Indeed, Herrin and Dutton [18] found that IT method (presented hereafter) was more accurate than TT method. However, they pointed out some unwanted effects of the seeding, defined as “non-homogeneities” without characterizing them. Furthermore, their supersonic freestream condition was associated with very high velocities (and then very low τ_i) that could not be accurately assessed by their system.

The Interarrival Time (IT, Table 1) weighting $g_{i,IT}$ has been proposed by Hoesel and Rodi [7] for NHS conditions. Johnson et al. [16] and Petrie et al. [25] pointed out the importance for Δt to be less than the integral time scale of turbulence. Indeed, for low concentration seeding, Fuchs et al. [15] showed from a numerical study that IT method leads to velocity biased results (as Gould et al. [17] showed experimentally).

Table 1 summarizes these most common techniques available in the

literature to limit statistical errors.

Since IV2D method is not recommended, to date there is no clear conclusions regarding the superiority method TT or IT for all seeding conditions (HS or NHS). Indeed, the TT method is “exact” for HS condition whereas IT method may be the only one that works in NHS conditions (no proof has been found in literature) and the bias disappears only under high seeding conditions (Hoesel and Rodi [7], Johnson et al. [16], Petrie et al. [25], Nobach [13]). But the lack of experimental proof in NHS conditions prevent the users from having a unique processing method for all seeding conditions.

In order to tackle this deficit we are proposing a new method which aims at providing reliable and reproducible data for both HS and NHS conditions. This was done in the context of a project focusing on the dispersion of nanoparticles in the wake of a simplified car model (Ahmed body). So as to complete it, a detailed description of the flow dynamics downstream of the bluff body is required, including regions where seeding is quite complicated (that is non-homogeneous seeding). Furthermore, the development of shear layers and recirculating regions allows tests to cover a large panel of flow conditions (including stagnation point and turbulence levels up to 30%) at validation rates up to hundreds of Hertz.

The new method has been built up step by step. First, we investigated the burst random error resulting from NHS condition and an intermediate method has been developed to minimize it in NHS. It is then used as a new comparison method to avoid burst random error and get repeatable results whatever the seeding conditions are. Secondly, TT and IT methods are applied in HS and NHS conditions to get a deeper understanding of their behaviour regarding both burst random and velocity systematic errors. Finally, a final stage taking advantage of both methods leads to the new method. Applied to the wake flow developing downstream of an Ahmed body, this method is assessed showing reliable and repeatable results for all seeding conditions.

3. Experimental set-up and instrumentation

Measurements were conducted in the open-circuit wind tunnel at ESTACA (Laval, France). It has been manufactured by Deltalab (reference model EA103). The test section is 1 m in length, 0.3 m in both

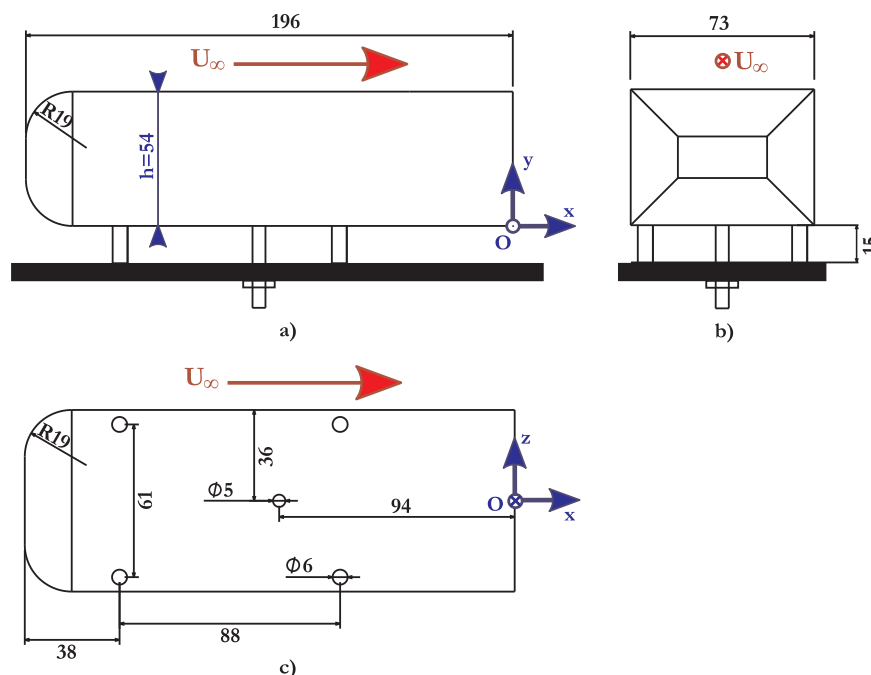


Fig. 1. Schematic of the square back Ahmed body used as a simplified car model in this study (dimensions in millimeters). Flow direction and co-ordinate system are shown : a) Side view, b) Front view, c) Bottom view.

height and width. Side and bottom walls are made of transparent al-tuglass (thickness 1 cm). This allows the use of optical devices and the performance of flow visualizations. A 3 kW engine equipped with a variable speed controller drives the flow which velocity can be easily controlled. Before entering in the test section, the flow passed through a contraction 1:16 and a filter. The maximum speed is 40 m/s. An important calibration campaign has been run to characterize the flow in the empty test section. The main conclusions state that the maximum streamwise turbulence intensity u'/U_∞ was less than 1% (outside the boundary layer, at the downstream end of the test section) and that the boundary layer is turbulent with a maximum thickness of 12 mm at the exit of the test section.

We used a well-known simplified car model called the Ahmed body (Ahmed et al. [8]). It is commonly used in aerodynamic studies of road vehicles since the corresponding wake flow is representative of those developing downstream of real cars (Strachan et al. [3], Lienhart and Becker [2]). The main parameter influencing the topology of the flow is the rear slant angle. In the present study, we used a 0.19-scaled (with respect to the reference of Ahmed et al. [8]) square back (no rear slant) Ahmed body (Fig. 1). The co-ordinate system (x, y, z) associated to the model is also presented. (X, Y, Z) are the corresponding dimensionless distances (the height h of the car model being the scaling length). The model is fixed on the floor of the test section through a cylindrical rod (diameter 5 mm) and four stilts are used (height and diameter are 15 mm and 6 mm, respectively). The blockage coefficient, defined as the ratio between the model frontal area and the test section area is below 5%. Then no correction is needed for the blockage effect (Wang et al. [26]). A constant upstream velocity of $U_\infty = 14.3$ m/s is considered in the present paper. The Reynolds number based on the model height is 4.95×10^4 .

A 2D LDV system was used for the velocity measurements (DANTEC Dynamics, 2D Flow Explorer). The wavelengths of the LASER beams were 660 nm and 785 nm. In the measuring volume, the fringe spacing were 5.45 μm and 6.40 μm in the longitudinal and vertical directions, respectively. For the velocity components (horizontal and vertical), the dimensions of the measurement volume are $0.17 \times 0.17 \times 2.8$ mm³ and $0.20 \times 0.20 \times 3.34$ mm³, respectively. The focal length is 500 mm and Bragg cell with a frequency shift of 80 MHz is included in the optical system. A 2D traverse system ensures the displacement of the LDV optical probe in the vertical plane (x, y) . This system is driven by a computer (BSA Flow Software, v5.03.00). All data was collected using “IR” acquisition mode. For each point, measurement lasted 90 s at minimum. In our experiments, both u and v were simultaneously collected allowing the assessment of Reynolds stresses $\overline{u'v'}$ (coincidence condition). Taking this into consideration, measurements of u and v must correspond to the same particle, measurements with a transit time τ_i larger than the time gap between the i^{th} and $i+1^{\text{th}}$ particle ($\tau_i > \Delta t_{i+1} = t_{i+1} - t_i$) are not taken into account for further processing, as suggested by Tropea et al. [4]. According to this principle, less than 1% of the total amount of sampling N was rejected. Yet, it can reach up to 6% either near stagnation points (for the largest values of τ_i) or in presence of bursts (for the smallest values of Δt_i).

The accuracy of the results strongly relies on the seeding properties. We used the fog fluid provided by DANTEC (SAFEX Inside Nebelfluid Extra Clean, a mixture of diethylene glycol $C_4H_{10}O_3$ and water). The fog generator is the SAFEX S 195 G with adjustable flow rate. Generated droplets have a mean diameter of 1.068 μm (SAFEX [27]). It is worthwhile to note that this seeding system is commonly used in both LDV (Chareyron [28]) and PIV experiments (Ragni et al. [29]). In their comparison between CFD and experimental results, Algieri et al. [20] recommended this seeding system for LDV measurements in airflow, which is in agreement with the recommendations of Tropea et al. [4]. These droplets scatter light efficiently to get the highest quality of backscattered optical signal. Last but not least, they are neither toxic, corrosive, abrasive nor soiling (optical surfaces) (Algieri et al. [20]).

4. Experimental results

We highlighted in Section 2 the lack of information concerning errors in NHS conditions, especially for methods detailed in Table 1.

We were first interested in characterizing the burst random error linked to NHS conditions. Then, a comparison method is developed to avoid it. This latter will be used in a next step to assess experimentally IT and TT methods for NHS conditions, which has never been done to our knowledge. Their ability to correct velocity bias is also discussed. Finally, an innovative method is derived and assessed which provides reliable and repeatable results whatever the seeding conditions are.

4.1. Burst random error characterization

As a first step, an important feature is the experimental characterization of the homogeneity of a seeding distribution. According to McLaughlin et al. [5], HS means that “the probability of finding a seed particle in a volume of fluid is a function of the size of the volume”. For a given position and at a constant velocity, the Probability Density Function (PDF) of the interarrival times $\Delta t_i = t_i - t_{i-1}$ between consecutive measurements is exponential (Nobach [13], Tropea et al. [4]) and given by Eq. (16):

$$p(\Delta t) = \bar{r}_v \cdot \exp(-\bar{r}_v \Delta t) \quad (16)$$

Where \bar{r}_v is the mean validation rate (Eq. (17)):

$$\bar{r}_v = \frac{1}{\frac{\sum_{i=1}^N \Delta t_i}{N}} = \frac{1}{\frac{t_N}{N}} = \frac{1}{\frac{T}{N}} = \frac{N}{T} \quad (17)$$

Theoretically, Eq. (16) is only valid for constant local velocity. Nevertheless, Johnson et al. [16] showed that it reasonably describes their experimental results in air even for turbulence intensities up to 33% and mean validation rates (\bar{r}_v) ranging from tenths to thousands of Hertz.

In the present study, two series of acquisitions in both Homogeneous (HS) and Non-Homogeneous (NHS) seeding conditions were performed at the same position characterized by the dimensionless coordinates (0.19, 1, 0). At this point, both HS and NHS conditions are easily achievable. Figs. 2 and 3 show the PDF of the interarrival time between measurements and the evolution of the number of collected samples n as a function of time, respectively. Results associated with HS and NHS are depicted in black and red, respectively.

On the one hand, Fig. 2 clearly depicts the exponential behaviour (Eq. (16)) of the PDF of the interarrival time Δt for HS conditions. This is closely correlated with the quasi-linear evolution of the number of collected samples n as a function of time (Fig. 3, black line). On the other hand, the corresponding results for NHS conditions are different. In this case, the PDF of the interarrival time Δt does not follow the exponential decay given by Eq. (16). Accordingly, Fig. 3 highlights three peak (burst) occurrences during the acquisition. The first burst appears at $t = 36$ s and corresponds to approximately 30% of the total

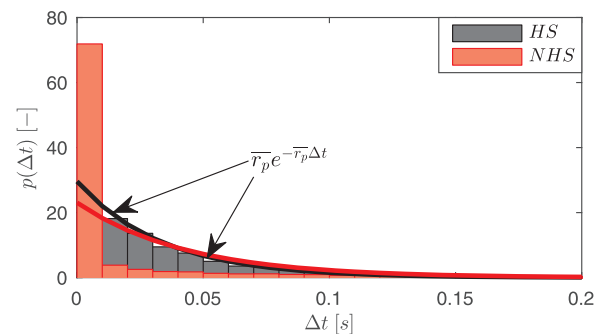


Fig. 2. PDF of interarrival time between measurements at the dimensionless position (0.19,1,0).

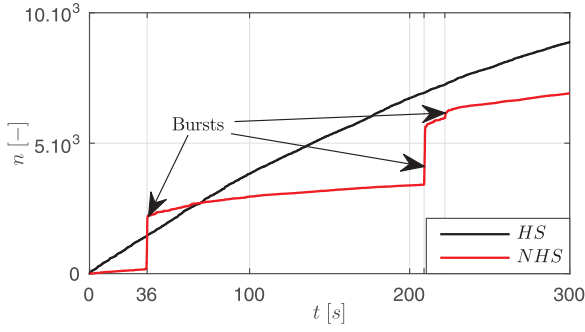


Fig. 3. Evolution of the number of collected samples n as a function of time t at the dimensionless position (0.19,1,0).

number of particles N collected during the acquisition. For the second and third bursts, they are identified at $t = 209$ s and $t = 222$ s. They correspond to 31% and 5% of the total amount of collected samples N , respectively. This demonstrates that a huge amount of samples (66%) may be recorded in very short period of time (around 0.7s). Hence, most of the interarrival times are very short meaning that the lowest values of Δt are over-represented in the PDF (Fig. 2, in red) explaining the non-exponential trend. Thus, NHS (respectively HS) conditions can be experimentally characterized by the presence (respectively absence) of peaks in the evolution of $n(t)$. The evolution of $n(t)$ also allows to identify the moment of burst occurrences in the signal, that will be very useful later in this paper.

In order to characterize errors in NHS conditions, we assessed the reproducibility of these two measurements in terms of statistical moments according to the seeding conditions (HS or NHS). The dimensionless position (0.19,1,0) is located in the upper free shear layer where turbulence intensity reaches highest values. This point is important for velocity bias considerations that will be discussed later in this paper.

Firstly, it is important to note that samples in bursts (NHS acquisition) does not mean error in measurement. Indeed, for the present case, 0.3% of the recorded samples are out of ± 3 times the estimated standard deviations (\hat{u}_E or \hat{v}_E) while 66% were associated with bursts. According to our criterion ($\hat{v}_i > \Delta t_{i+1}$), 2.3% of the samples were rejected.

Secondly, even if bursts are not associated to error in measurement, it is obvious that they have an influence on the statistics with ensemble average method E (Table 1). In Fig. 4, we plotted the evolution of the cumulated averaged value of the horizontal velocity \hat{u}_E as a function of time for both HS (in black) and NHS (in red) seeding conditions. We do not expect seeding to have any influence on the results. For HS, we notice that data convergence is reached from $t = 50$ s whereas bursts strongly affect the results for NHS conditions. As an example, the first burst induces a decrease of 29% for \hat{u}_E while the second one leads to a decrease of 6% and the last one is associated with an increase of 1%.

Lastly, we can see that convergence in NHS conditions is not reached at $t = 300$ s. Therefore, results for NHS conditions differ from HS since each burst acts as an offset. Eqs. (18)–(22) assess the deviations between HS and NHS for mean ($\hat{u}_{E,NHS}$, $\hat{u}_{E,HS}$, $\hat{v}_{E,NHS}$, $\hat{v}_{E,HS}$) and fluctuating ($\hat{u}'_{E,NHS}$, $\hat{u}'_{E,HS}$, $\hat{v}'_{E,NHS}$, $\hat{v}'_{E,HS}$) components of the horizontal and vertical velocity as well as for the Reynolds stresses ($\hat{u}'\hat{v}'_{E,NHS}$ and $\hat{u}'\hat{v}'_{E,HS}$).

$$(\hat{u}_{E,NHS} - \hat{u}_{E,HS})/U_\infty = -7.3\% \quad (18)$$

$$(\hat{v}_{E,NHS} - \hat{v}_{E,HS})/U_\infty = +4.0\% \quad (19)$$

$$(\hat{u}'_{E,NHS} - \hat{u}'_{E,HS})/U_\infty = +1.8\% \quad (20)$$

$$(\hat{v}'_{E,NHS} - \hat{v}'_{E,HS})/U_\infty = +0.45\% \quad (21)$$

$$(\hat{u}'\hat{v}'_{E,NHS} - \hat{u}'\hat{v}'_{E,HS})/U_\infty^2 = -0.25\% \quad (22)$$

This clearly demonstrates that random bursts in NHS affect the convergence and repeatability of the results, mostly for the first order moments (Eqs. (18) and (19)). In experiments, the user may have to maintain high validation rate with only few bursts, meaning that burst weight may be very high. Considering acquisitions in the same conditions, and given that bursts may occur randomly in the signal, the burst-induced deviation of the results cannot be systematic. As a consequence, burst error is then defined as burst random error.

In addition to the velocity bias, the burst random error has to be taken into account when a processing method is developed, since same flow properties must be obtained independently of the seeding conditions. Note that contrary to the burst random error that is specific to NHS conditions, the velocity bias is either present in HS or NHS conditions with E method.

4.2. New Sub-Sampling method (SS) to correct burst random error for NHS acquisitions

An intermediate new method defined as a Sub-Sampling weighting method (SS) was built to eliminate burst random error for NHS conditions. It is worthwhile to note that it should behave like E method (Table 1) for HS conditions. This technique artificially converts a NHS situation into HS by targeting and eliminating bursts without affecting data files that do not contain bursts, assuming a lowest man-made action or choice. After filtering, ensemble average statistics are applied on the remaining data.

We have to keep in mind that SS method is provisional since data that are not physically meaningless may be eliminated. This proposition serves as a comparison method for free-burst random error results. We also recall that velocity bias is still present in SS results since ensemble average statistics are applied on the filtered data: out of the bursts, HS condition is expected so the velocity bias is still present.

The filtering is achieved by dividing the data acquisition duration T in N time slots of equal length T/N . If n is a linear function of time, then one and only one sample would be present in each time slot. If bursts occur, then the number of samples in a defined time slot reach higher values. For the SS method, if a time slot contains a number of samples larger than a certain limit (n_{lim}), then it will be removed for the statistical computation. The corresponding weighting factor $g_{i,SS}$ is given in Table 1.

Fig. 5 compares the number of samples in each time slot of length T/N coming from the raw data with those sub-sampled according to the SS method ($n_{lim} = 5$ in this example). This corresponds to the same acquisition position (0.19,1,0) as before. Presence of bursts at $t = 36$ s, $t = 209$ s and $t = 222$ s are clearly put in evidence. During these moments, the number of samples is more than ten times the average value of 1 particle per time slot. The black bars correspond to time slots for which the number of samples is less than n_{lim} (5 as example in the present case). Only this data is considered in the SS method.

However, it is important to note that n_{lim} is defined as a

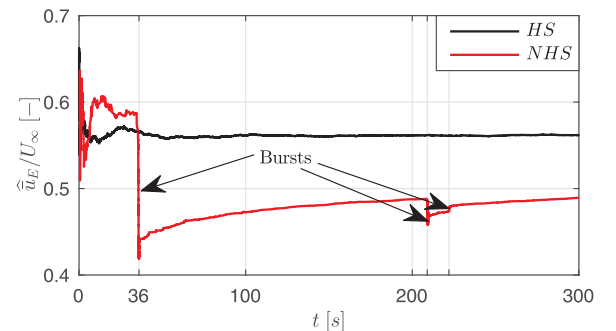


Fig. 4. Cumulated time evolution of \hat{u}_E (estimation of \bar{u} as an ensemble average E).

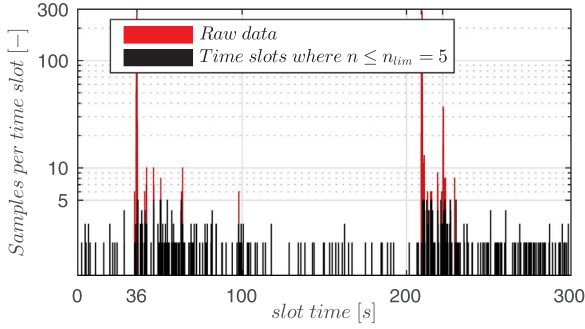


Fig. 5. Number of samples per time slot (of duration T/N) for the NHS acquisition at the position $(0.19, 1, 0)$. Illustration of the time slots (where $n \leq n_{lim}$) that are taken into account with SS method ($n_{lim} = 5$ here).

compromise. Indeed, in NHS conditions n_{lim} has to be low enough to detect and eliminate bursts while in HS conditions (no burst), all samples must be kept so that n_{lim} has to be as high as possible. A detailed parametric study on n_{lim} for the NHS acquisition at the point $(0.19, 1, 0)$ lead to the following most relevant conclusions:

- When $3 \leq n_{lim} \leq 7$, a convergence trend is observed for the flow statistics. The number of rejected data is close to the total amount of particles associated with the three bursts (66% of N). The cumulated time rejected is less than 2% of T .
- When $n_{lim} < 3$, the total data and the cumulated time rejected are higher than those associated with the three bursts. If $n_{lim} > 7$, bursts are not properly detected and deviations are present in the flow statistics.

As a final check, we looked at the impact of the SS method on the HS acquisition (with $n_{lim} = 5$). This must be negligible and must not affect the corresponding results. Differences less than 0.5% are noticed for first and second order moments between SS method with $n_{lim} = 5$ and E method. Interestingly, the percentage of rejected samples is very low (2.6% of N). Considering all these conclusions that have also been observed for various acquisition positions, $n_{lim} = 5$ will be used for further SS method processing.

Fig. 6 compares the evolution of collected samples n as a function of time for both E and SS methods, for NHS conditions at the position $(0.19, 1, 0)$. While the original E method suggests the use of all samples (including those associated with bursts), the SS method targets and eliminates them. As a result, there are no more peaks in the evolution of $n(t)$. The suppression of samples can be an issue for convergence statistics and that is why this SS method is only intermediary. In our case, we can see in Fig. 7 that a convergence is reached (from $t \approx 40$ s) for the estimated mean horizontal component \hat{u}_{SS} (in black). On the contrary, the red curve in Fig. 7 exhibits the burst random effect for \hat{u}_E where it was seen previously that convergence is really affected.

Selecting the SS method with $n_{lim} = 5$ enables better repeatability of the flow statistics whatever the seeding condition are. This is confirmed for all first and second order moments by the following results (Eqs. (23)–(27)) compared to the previous ones (Eqs. (18)–(22)):

$$(\hat{u}_{SS,NHS} - \hat{u}_{SS,HS})/U_\infty = +1.1\% \quad (23)$$

$$(\hat{v}_{SS,NHS} - \hat{v}_{SS,HS})/U_\infty = -1.3\% \quad (24)$$

$$(\hat{u}'_{SS,NHS} - \hat{u}'_{SS,HS})/U_\infty = 0.0\% \quad (25)$$

$$(\hat{v}'_{SS,NHS} - \hat{v}'_{SS,HS})/U_\infty = -0.3\% \quad (26)$$

$$(\hat{u}'\hat{v}'_{SS,NHS} - \hat{u}'\hat{v}'_{SS,HS})/U_\infty^2 = -0.1\% \quad (27)$$

We would point out that the SS method avoids burst random errors but does not consider the velocity bias. Out of bursts, the SS method

behaves like the E method which presents the systematic error. Moreover, the SS method eliminates a non-negligible amount of samples associated with bursts that are not physically meaningful. This is not satisfying as data elimination can be an issue for convergence statistics.

In the next section, we will assess the existing weighting methods with regard to the burst random error and the velocity bias. This is precisely for the burst random error processing that the SS method will be used.

4.3. Assessment of existing methods according to both velocity bias and burst random error

Since we demonstrated that results associated with the SS method are free of burst random error but that velocity bias still exists, we consider the SS method as a comparative method (with $n_{lim} = 5$) to assess the ability of the IT and TT methods (Table 1) to correct both errors.

Figs. 8 and 9 show the cumulated time evolutions of \hat{u} , at the dimensionless position $(0.19, 1, 0)$, according to the E, SS, TT and IT methods. Fig. 8 refers to HS conditions while Fig. 9 corresponds to NHS. For conciseness, the results focus on the sole mean horizontal velocity.

Due to burst effects, the results for HS and NHS conditions are poorly reproducible with the TT method (Eq. (28)). Moreover, for NHS conditions (Fig. 9) the large amount of particles weighted the results in a similar manner to the E method. The burst effects associated with the TT method are observed for both first and second order moments. This might explain the previous findings of Herrin et al. [18] who specified that the TT method was less reliable than the IT method to correct the velocity bias, mentioning “non-homogeneity” of the seeding. With the TT method being valid in HS conditions, some discrepancies in their reference may come from the burst random error.

$$(\hat{u}_{TT,NHS} - \hat{u}_{TT,HS})/U_\infty = -3.2\% \quad (28)$$

However, results for HS conditions are different between the E (or SS) method and those given by TT method (Fig. 8). It is believed that the TT method may correct velocity bias, since turbulence intensity is not negligible at this point. Indeed, $|\hat{u}_{TT,HS}| < |\hat{u}_{E,HS}|$. A similar trend is observed for $|\hat{v}|$. Concomitantly, we observed $|\hat{u}'_{TT,HS}| > |\hat{u}'_{E,HS}|$ as expected from Section 2.2. Nevertheless, more acquisitions at other points with different turbulence intensities would be required to confirm this hypothesis for a larger range of flow conditions. This point will be discussed in the next section.

For the IT method, results are much more reproducible for all flow properties and seeding conditions (Eq. (29)). For NHS conditions (Fig. 9) the time evolution of \hat{u}_T is not sensitive to the large amount of particles associated with bursts. This is explained by the low values of Δt that associate lower weight to the bursts. This insensitiveness was observed for both first and second order moments.

$$(\hat{u}_{IT,NHS} - \hat{u}_{IT,HS})/U_\infty = 1.7\% \quad (29)$$

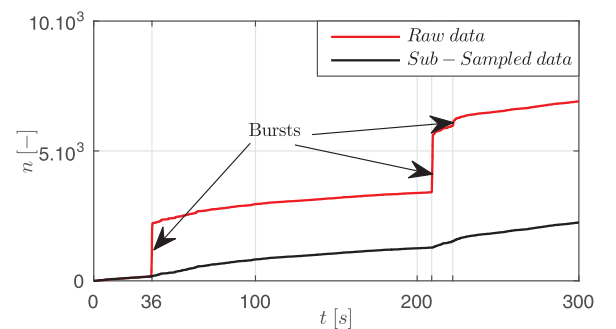


Fig. 6. Time evolution of n in NHS conditions at $(0.19, 1, 0)$: comparison between raw data and sub-sampled (SS) data.

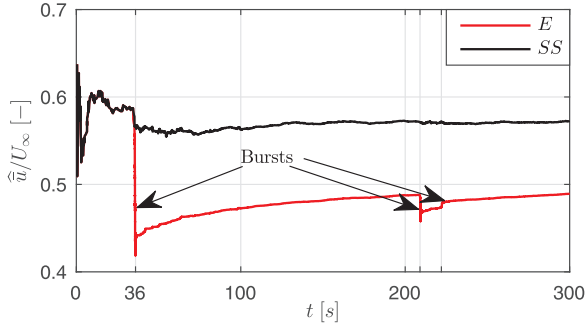


Fig. 7. Cumulated time evolution of \hat{u}_E and \hat{u}_{SS} in NHS acquisition at $(0.19,1,0)$.

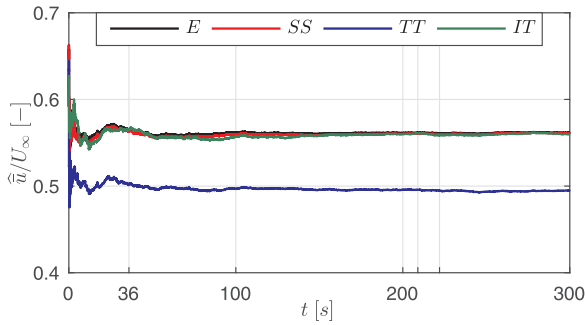


Fig. 8. Cumulated time evolution of \hat{u}_E , \hat{u}_{SS} , \hat{u}_{TT} , \hat{u}_{IT} in HS conditions at $(0.19,1,0)$.

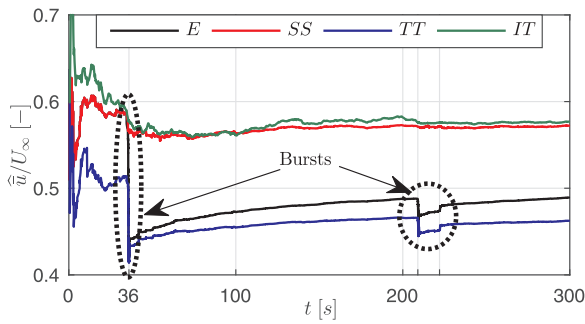


Fig. 9. Cumulated time evolution of \hat{u}_E , \hat{u}_{SS} , \hat{u}_{TT} , \hat{u}_{IT} in NHS conditions at $(0.19,1,0)$.

These results are in agreement with those of Nobach [13] who suggested that the IT method “may be the only one that works with non-constant particle concentrations”. Therefore, the IT method gives repeatable results whatever the seeding conditions are (Figs. 8 and 9).

Nevertheless, a close look at the final convergence of each statistical moment with this IT method (for both NHS and HS conditions) reveals that they are almost equal to those given by the SS method. On the one hand, it means that the IT method corrects the burst random error just as the SS method does. On the other hand, it does not seem to correct the velocity bias since the SS method does not. This has been confirmed by checking results provided by both IT and SS methods for measurements made at different positions in the wake of the car model ($0.28 < X < 5.65$; $0.09 < Y < 1.30$; $Z = 0$). In Fig. 10, we plot the dimensionless difference between \hat{u}_{IT} and \hat{u}_{SS} (normalized by U_∞) according to the mean validation rate \bar{v} . It is less than 1% for 87% of the data, with the worst levels (below 4%) being associated to very low validation rate acquisitions (below 10 s^{-1}) for which the convergence trend may not have been reached after SS method filtering. Note that lower values were found for first and second order moments. Finally, we conclude that the IT method does not correct the velocity bias for our ranges of validation rates in agreement with the previous (numerical) findings of Fuchs et al. [15].

Overall, these investigations show that the TT method does not

correct burst random error but might correct velocity bias in HS conditions. Likewise, the IT method is not sensitive to burst random error but does not correct the velocity bias. From the balance of these methods, a new technique is proposed.

4.4. Development and assessment of a new and innovative method

This technique mixes the advantages of TT, IT and SS methods. On the one hand, the SS method corrects burst random error by removing particles associated with bursts. On the other hand, it does not correct velocity bias. Combining this method with the TT method should be an interesting setup since the TT method needs an HS assumption to avoid velocity bias. This would be provided by the SS method. So, a first new method is introduced, called SSTT. Its corresponding weighting factor is given in Table 2. On the other hand, considering that the IT method corrects burst random error (not the velocity bias) by giving the same results as the SS method and by taking all data into account, we are able to build a second method, named ITTT for which the weighting factor is also given in Table 2.

The reliability of these methods is assessed at the same dimensionless position $(0.19,1,0)$. Figs. 11 and 12 show the cumulated time evolution of the \hat{u} for E, SS, SSTT and ITTT methods. Fig. 11 refers to HS while Fig. 12 corresponds to NHS. For conciseness, we have only plotted results for the mean horizontal velocity.

First, the combinations SSTT and ITTT enable reproducible results for HS or NHS conditions. Indeed, neither \hat{u}_{SSTT} nor \hat{u}_{ITTT} is sensitive to burst effects (Fig. 12). This is not the case for \hat{u}_E which is affected by bursts. Interestingly, the same conclusion can be drawn for all first and second order moments (Table 3). For instance, Eqs. (30) and (31) give comparable results as those given by Eqs. (23) and (29):

$$(\hat{u}_{SSTT,NHS} - \hat{u}_{SSTT,HS})/U_\infty = +1.1\% \quad (30)$$

$$(\hat{u}_{ITTT,NHS} - \hat{u}_{ITTT,HS})/U_\infty = +1.7\% \quad (31)$$

Figs. 11 and 12 show very close behaviour between ITTT and SSTT methods. The difference between them reaches a maximum value of 0.4% (Table 3). This is a key point and means that ITTT behaves as SSTT, which is supposed to be a kind of “ideal” method. Furthermore, ITTT keeps all data contrary to SSTT method. This is the advantage of this method.

Lastly, we carefully assessed the correction of the velocity bias with the ITTT method. Both SSTT and ITTT lead to a decrease of $|\hat{u}|$ and $|\hat{v}|$ for both seeding conditions. This result appears to be consistent with the behaviour of velocity bias (see Section 2.1) since local turbulence intensities are not negligible at this position. Indeed, the calculations given by E method lead to an overestimation of mean values (Eq. (8)) since particles with the largest velocities are supposed to be recorded in larger numbers than slower particles. We noticed that SSTT and ITTT methods bring meaningful corrections. An additional improvement of these methods is about the underestimation of \hat{u} which is undertone by Eq. (9). ITTT and SSTT methods bring favourable adjustments.

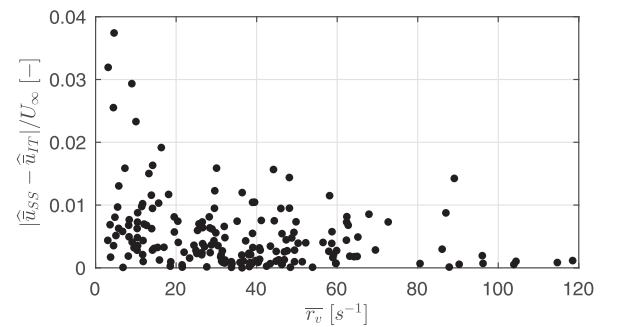


Fig. 10. Relative differences between \hat{u}_{IT} and \hat{u}_{SS} as a function of the mean validation rate \bar{v} for all positions downstream of the car model.

Table 2
Weighting factor g_i for SSTT and ITTT methods applied for statistical calculations.

Acronym	Name	Formulation	Reference
SSTT	Sub-Sampling and Transit Time weighting	$g_{i,SSTT} = g_{i,SS} \cdot g_{i,TT}$	Present study
ITTT	Interrival Time and Transit Time weighting	$g_{i,ITTT} = g_{i,IT} \cdot g_{i,TT}$	Present study

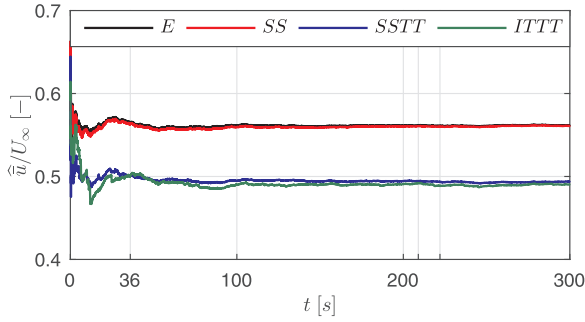


Fig. 11. Cumulated time evolution of \hat{u}_E , \hat{u}_{SS} , \hat{u}_{SSTT} , \hat{u}_{ITTT} in HS conditions at $(0.19, 1, 0)$.

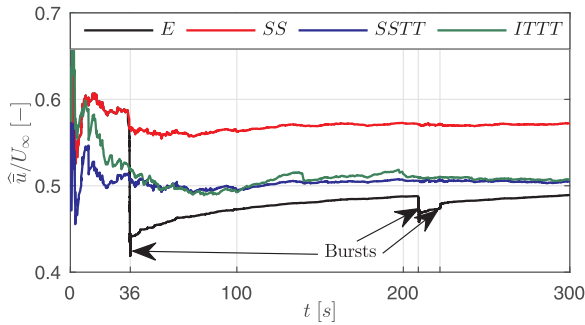


Fig. 12. Cumulated time evolution of \hat{u}_E , \hat{u}_{SS} , \hat{u}_{SSTT} , \hat{u}_{ITTT} in NHS conditions at $(0.19, 1, 0)$.

Table 3
Comparison of E, SS, SSTT and ITTT methods regarding flow statistics for HS and NHS conditions at $(0.19, 1, 0)$.

Method	\hat{u}/U_∞	\hat{v}/U_∞	\hat{u}'/U_∞	\hat{v}'/U_∞	$\overline{u'v'}/U_\infty^2$
NHS acquisition					
E	0.489	-0.022	0.207	0.141	-0.016
SS	0.572	-0.070	0.188	0.134	-0.015
SSTT	0.505	-0.043	0.202	0.139	-0.017
ITTT	0.507	-0.041	0.201	0.143	-0.017
HS acquisition					
E	0.562	-0.062	0.189	0.136	-0.014
SS	0.561	-0.062	0.189	0.137	-0.014
SSTT	0.494	-0.037	0.202	0.139	-0.016
ITTT	0.490	-0.034	0.202	0.141	-0.016

The final validation of the velocity bias correction by the ITTT method has been completed by assessing the results provided by the corresponding method at several locations with different turbulence intensities. To be consistent with Eq. (8), we make the assumption that \hat{u}_{ITTT} is the true value for the mean component \bar{u} and we replace \hat{u}_E by \hat{u}_{SS} to avoid burst random errors. Gaps between \hat{u}_{ITTT} and \hat{u}_{SS} were assessed and results are plotted as a function of the local turbulence intensity in the range $[0, 1]$ (Fig. 13). Each point corresponds to a position in the wake of the car model ($0.28 < X < 5.65$, $0.09 < Y < 1.30$, $Z = 0$).

As expected in our literature review, a parabolic trend is clearly depicted for ITTT method for $0 < \hat{u}_{ITTT}/\hat{u}_{ITTT} < 0.3$ although the corresponding parabolic law is not strictly the same as the theoretical one

(Eq. (8)). In terms of magnitude, the ITTT method leads to a zero correction of \hat{u}_{SS} for a local turbulence intensity around 0 and reaches approximately 5% for a local turbulence intensity of about 0.3. For $\hat{u}_{ITTT}/\hat{u}_{ITTT} > 0.3$, the data scattering prevents a unique interpolation. One reason might be that high values of local turbulence intensity does not necessarily mean velocity bias: when $\hat{u}_{ITTT} \approx 0$, no velocity bias should be expected, as positive velocities compensate negative ones.

5. Conclusion

In this experimental study, we aimed at discussing statistic errors in data analysis of raw LDV signals.

After the introduction of the present study, the well-known velocity bias was presented in the second section and quantified as a function of turbulence intensity, with respect to the existing literature. We pointed out that the theoretical parabolic behaviour was hardly ascertainable from an experimental point of view, even if the general trend was validated. Given that weighting schemes are the most reasonable methods to correct this velocity bias, the most common weighting factors were then presented as well as their associated assumptions. It was deduced that the TT method was valid in HS conditions while the IT method was a more “robust” and thus more advised technique in NHS conditions. This leads to a discrepancy in some experimental investigations, most of them being due to a lack of characterization of errors related to NHS conditions. However, NHS conditions are unavoidable in some flow regions such as wall-vicinity or vortex core. Thus, a major objective of this study was to characterize the errors related to NHS conditions, in order to improve the knowledge of existing IT and TT methods regarding errors related to both HS and NHS conditions. As a result, following a step by step procedure, we proposed a new technique that corrects both velocity bias and burst random errors. It was experimentally assessed in the context of the wake flow developing downstream of an Ahmed body. Our results allow us to:

- i. Characterize experimentally the burst random error related to NHS acquisitions. We pointed out the poor reproducibility of the results with E method according to the seeding conditions.
- ii. Build the SS method. This method behaves as E method while eliminating the burst random error. Thus, it led to repeatable results whatever the seeding conditions are. Nevertheless, data that is not physically meaningless associated to burst is rejected and the velocity bias is still present.
- iii. Assess IT and TT methods that already exist in literature with respect to both velocity bias and burst random errors. It was concluded that IT method avoids the burst random error but does not correct the velocity bias. The opposite occurs for TT method.
- iv. Propose the new ITTT method that takes advantages of both IT and TT methods. Results do not depend on the seeding conditions. On the one hand, it means that the burst random error is avoided. On the other hand, the velocity bias is corrected with a similar trend

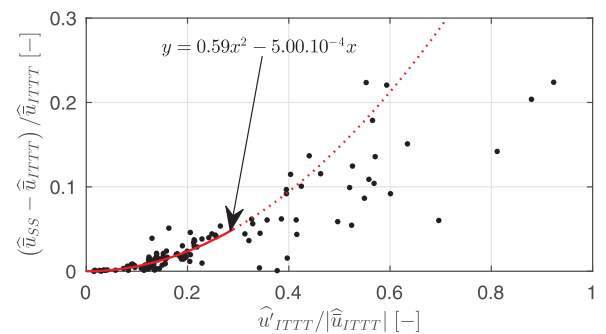


Fig. 13. Dimensionless differences between \hat{u}_{ITTT} and \hat{u}_{SS} as a function of the local turbulence intensity measured in the wake of the car model.

than the expected one.

As a conclusion, this study provides us with a better knowledge of the existing IT and TT methods and their respective lacks. Regarding the new method ITTT, the correction of the burst random error leads to repeatable results whatever the seeding conditions are. That is very important for LDV users since homogeneous seeding cannot be always ensured in the flow, especially in open-circuit wind tunnel.

Concerning the velocity bias, the correction shows expected results regarding existing literature. Nevertheless, approaching reference results free of velocity bias in the whole wake flow region of this study would be useful to confirm the promising ITTT correction.

Last but not least, additional investigations of first and second order moment profiles with different correction schemes (E, SS, IT, TT and ITTT) in the global project will be useful to have far more insight on the importance of correction of the different errors in LDV data processing.

Finally, the ITTT method has been built and assessed for validation rates up to hundreds of Hertz. In this range, the IT method does not correct the velocity bias. Therefore, it will be useful to assess the ITTT combination for higher sampling rates, since the sole IT method may correct the velocity bias for validation rates less than the integral turbulent frequency scale (Johnson et al. [16], Petrie et al. [25]).

Acknowledgment

The first author's fellowship has been funded by the three-year agreement (ref. TRI 2014-2017) by the Regional Council (Pays de la Loire) and ESTACA. The authors thank Amelie Delauriere and Susan Cameron (English teachers, ESTACA) for their comments and detailed review of the manuscript.

References

- [1] D.B. DeGraaff, J.K. Eaton, A high-resolution laser Doppler anemometer: design, qualification, and uncertainty, *Exp. Fluids* 30 (2001) 522–530, <http://dx.doi.org/10.1007/s003480000231>.
- [2] H. Lienhart, S. Becker, Flow and turbulence structure in the wake of a simplified car model, *SAE Tech. Pap. Ser.* (2003), <http://dx.doi.org/10.4271/2003-01-0656>.
- [3] R.K. Strachan, K. Knowles, N.J. Lawson, The vortex structure behind an Ahmed reference model in the presence of a moving ground plane, *Exp. Fluids* 42 (2007) 659–669, <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-007-0270-x>.
- [4] C. Tropea, A.L. Yarin, J.F. Foss, *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, (2007), <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-30299-5>.
- [5] D.K. McLaughlin, W.G. Tiederman, Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows, *Phys. Fluids* 16 (1973) 2082–2088, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1694269>.
- [6] P. Buchhave, W.K. George, J.L. Lumley, The measurement of turbulence with the laser-Doppler Anemometer, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 11 (1979) 443–503, <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fl.11.010179.002303>.
- [7] W. Hoesel, W. Rodi, New biasing elimination method for laser-Doppler velocimeter counter processing, *Rev. Sci. Instrum.* 48 (1977) 910–919, <http://dx.doi.org/10.1063/1.1135131>.
- [8] S.R. Ahmed, G. Ramm, G. Faltn, Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake, *SAE Tech. Pap. Ser.* (1984), <http://dx.doi.org/10.4271/840300>.
- [9] DANTEC Dynamics, LDA Calibration Certificate no. 156, 2012.
- [10] Joint Committee for Guides in Metrology, *Evaluation of Measurement Data - Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, 2008.
- [11] J.S. Bendat, A.G. Piersol, *Random Data Analysis and Measurement Procedures*, 4th ed., Wiley, 2010.
- [12] J. Taylor, *An Introduction to Error Analysis: The Study of Uncertainties in Physical Measurements*, 2nd ed., University Science Books, 1997.
- [13] H. Nobach, Processing of stochastic sampled data in laser Doppler anemometry, in: *Proceedings of the 3rd International Work. Sampl. Theory Appl.*, 1999, pp. 149–154.
- [14] Z. Zhang, Velocity bias in LDA measurements and its dependence on the flow turbulence, *Flow. Meas. Instrum.* 13 (2002) 63–68, [http://dx.doi.org/10.1016/S0955-5986\(02\)00029-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0955-5986(02)00029-8).
- [15] W. Fuchs, H. Nobach, C. Tropea, Laser Doppler anemometry data simulation - application to investigate the accuracy of statistical estimators, *AIAA J.* 32 (1994) 1883–1889, <http://dx.doi.org/10.2514/3.12187>.
- [16] D.A. Johnson, D. Modarress, F.K. Owen, An experimental verification of laser-velocimeter sampling bias and its correction, *J. Fluids Eng.* 106 (1984) 5–12.
- [17] R.D. Gould, W.H. Stevenson, H.D. Thompson, Parametric study of statistical bias in laser Doppler velocimetry, *AIAA J.* 27 (1988) 1988–1990, <http://dx.doi.org/10.2514/3.10237>.
- [18] J.L. Herrin, J.C. Dutton, An investigation of LDV velocity bias correction techniques for high-speed separated flows, *Exp. Fluids* 15 (1993) 354–363, <http://dx.doi.org/10.1007/BF00223413>.
- [19] E.W. Adams, J.K. Eaton, An LDA study of the backward-facing step flow, including the effects of velocity bias, *J. Fluid Eng.* 110 (1988).
- [20] A. Algieri, S. Bova, C. De Bartolo, Experimental and numerical investigation on the seeding properties on LDA measurements, *J. Fluids Eng.* 127 (2005) 514, <http://dx.doi.org/10.1115/1.1899167>.
- [21] Y. Han, S. Yang, N. Dharmasiri, M. Sivakumar, Effects of sample size and concentration of seeding in LDA measurements on the velocity bias in open channel flow, *Flow. Meas. Instrum.* 38 (2014) 92–97, <http://dx.doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2014.05.008>.
- [22] R.V. Edwards, Report of the special panel on statistical particle bias problems in laser anemometry, *ASME Trans. J. Fluids Eng.* 109 (1987) 89–93.
- [23] W.H. Stevenson, H.D. Thompson, T.C. Roesler, Direct measurement of laser velocimeter bias errors in a turbulent flow, *AIAA J.* 20 (1982) 1720–1723, <http://dx.doi.org/10.2514/3.8010>.
- [24] S. Nakao, Y. Terao, K. Hirata, New method for eliminating the statistical bias in highly turbulent flow measurements, *AIAA J.* 25 (1987) 443–447, <http://dx.doi.org/10.2514/3.9643>.
- [25] H.L. Petrie, M. Samimy, A.L. Addy, Laser Doppler velocity bias in separated turbulent flows, *Exp. Fluids* 6 (1988) 80–88, <http://dx.doi.org/10.1007/BF00196457>.
- [26] X.W. Wang, Y. Zhou, Y.F. Pin, T.L. Chan, Turbulent near wake of an Ahmed vehicle model, *Exp. Fluids* 54 (2013), <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-013-1490-x>.
- [27] SAFEX, SAFEX Fog Generator User's Guide, 2003.
- [28] D. Chareyron, *Digital Holography Measurements of Lagrangian Trajectories and Diameters of Evaporating Droplets in Homogeneous and Isotropic Turbulence* (Ph.D. Thesis, in French), Ecole Centrale de Lyon, 2009.
- [29] D. Ragni, B.W. van Oudheusden, F. Scarano, Non-intrusive aerodynamic loads analysis of an aircraft propeller blade, *Exp. Fluids* (2011) 361–371, <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-011-1057-7>.

Romain Rodriguez has been a Ph.D. student in fluid mechanics since October 2015 in the laboratory of ESTACA (member of ISAE group), which is specialized in the fields of aeronautics, automotive, space and guided transport industries. Before that, he was graduated (equivalent to a master degree) from ISAE-ENSMA specialized in mechanics and aeronautics. He also obtained a Master Degree in aerodynamics applied on “Aeronautical and Automotive Transports” from the University of Poitiers.

Frederic Murzyn is an associate professor at ESTACA since 2005. His research interests include multiphase flows, turbulence and pollutant dispersion in environmental flows. He holds a PhD from the University of Caen (2002) and spent two years at the University of Southampton (UK) as a postdoctoral researcher. His publication record includes 18 papers in peer-reviewed journals, 1 book chapter and several conference papers. He serves as a reviewer for more than 15 international journals. He is involved in different research collaborations with Australia, Greece, Canada and France. He supervises different MSc and PhD students in France and abroad.

Judicael Aubry is an associate professor at ESTACA since 2012. His research interests include mechatronics applied to transportation system. He holds a PhD from Ecole Normale Supérieure de Cachan (2011). For one year, he was assistant professor at the Institut Universitaire Technologique de Rennes. His publication record includes several papers in peer-reviewed journals and conference papers. He supervises different MSc and PhD students in France.

Amine Mehel received his Ph.D. in Multiphase Flows Dynamics from the University of Nantes and Ecole Centrale de Nantes in 2006. He is an associate professor in the Aerospace and Automotive College of engineering (ESTACA). His main research interest includes the pollutant transport in interaction with the flow turbulent structures, nanoparticles dynamics modelling and Air Quality characterization and control in transportation systems.

Frédérique Larrarte is a senior researcher. She obtained her Ph.D. in 1994 on free surface deformations generated by ships. After two post-doctoral fellowships on hydrodynamics (ENSTA in France and NMRI in Japan), she joined the LCPC (National Institute of civil engineering) in 1997 to work on hydraulics and metrology of sewer networks. She obtained her post-doctoral degree (Habilitation à Diriger des Recherches) in 2006. She is specialized in fluid mechanics with a focus on experimental studies with a special skill in the development of original measurement devices and implementation of field experiments.

B.3 Évaluation de la correction apportée à nos écoulements de sillage

L'évaluation de la correction apportée a fait l'objet d'une communication dont la référence est la suivante :

Rodriguez, R., Balou, D., Varea, E., Murzyn, F., Mehel, A., Patte-Rouland, B., & Larrarte, F. (2018). Correction des erreurs statistiques aléatoires et systématiques par une nouvelle méthode de traitement LDV. Application aux écoulements de sillage du corps d'Ahmed. Congrès Francophone de Techniques Laser. Dourdan (France).

Correction des erreurs statistiques aléatoires et systématiques par une nouvelle méthode de traitement LDV. Application aux écoulements de sillage du corps d'Ahmed

Romain RODRIGUEZ¹, Donnadieu BALOU², Émilien VAREA², Frédéric MURZYN¹,
Amine MEHEL⁴, Béatrice PATTE-ROULAND², Frédérique LARRARTE⁴

¹ESTACA'LAB, Département Mécanique, Rue Georges Charpak, 53 000 Laval, France

²CORIA, UMR 6614, 675 avenue de l'université, 76 801 Saint Étienne du Rouvray, France

³ESTACA'LAB, Département Mécanique, 12 avenue Paul Delouvrier, 78 066 Saint Quentin en Yvelines, France

⁴IFSTTAR, Département GERS, route de Bouaye CS4 44344 Bouguenais Cedex, France

Email auteur correspondant : romain.rodriquez@estaca.fr

Le mode d'acquisition « Individual Realization » en LDV peut mener à deux types d'erreur statistique lors du calcul des propriétés statistiques d'un écoulement : une erreur systématique proportionnelle au carré de l'intensité de turbulence en condition d'ensemencement homogène, et une erreur aléatoire liée aux bouffées en ensemencement non homogène. Dans ces travaux, nous évaluons les corrections apportées par une nouvelle méthode de traitement de données ITTT traitant de ces deux erreurs au regard des méthodes existantes couramment utilisées. L'étude s'applique aux écoulements de sillage du corps d'Ahmed avec différents angles de lunette arrière. La correction atteint la valeur maximale de 13% dans le sillage du corps à 25°. Dans un second temps, des comparaisons sont effectuées sur des mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) réalisées dans des conditions expérimentales similaires. La proximité des résultats entre les deux campagnes permet de valider d'une manière générale le protocole expérimental utilisé pour la campagne de mesures LDV.

1 Introduction

Obtenir une bonne qualité d'ensemencement est connu pour être un paramètre clé pour les mesures optiques (LDV, PIV). Concernant la technique LDV, le mode d'acquisition « Individual Realization » (IR) permet d'enregistrer les informations sur la vitesse de l'écoulement à chaque fois qu'une particule d'ensemencement passe dans le volume de mesure et qu'elle est validée par le processeur (qualité de signal suffisante). Toutefois, les intervalles de temps $\Delta t_i = t_i - t_{i-1}$ entre deux mesures consécutives sont irréguliers et peuvent mener à deux types d'erreur statistiques :

- ① L'erreur systématique (ou biais) liée à la vitesse des particules [1] : dans des conditions de concentration spatiale d'ensemencement homogène (EH), les particules à vitesse plus élevée (resp. plus basse) que la vitesse moyenne sont enregistrées en plus grand nombre (resp. plus petit nombre). L'erreur systématique lors d'une moyenne d'ensemble prise comme moyenne temporelle est alors proportionnelle au carré de l'intensité de turbulence [1].
- ② L'erreur aléatoire liée aux bouffées [2] : alors que des conditions (EH) sont facilement atteignables en soufflerie circuit fermé, c'est moins le cas en circuit ouvert où l'on est obligé de ré-ensemencer régulièrement. Maintenir une fréquence d'acquisition élevée et constante dans certaines régions d'écoulement (centres tourbillonnaires, proximité des parois, points de stagnation) peut s'avérer très difficile. Ainsi, des bouffées de particules apparaissant en conditions d'ensemencement non-homogène (ENH) peuvent potentiellement augmenter l'erreur aléatoire, caractérisée par une plus grande dispersion des statistiques.

Dans l'estimation (notée $\hat{\cdot}$) des statistiques issues des mesures LDV (moyennes notées $\bar{\cdot}$, fluctuations notées $\delta\cdot$), des méthodes de pondération sont couramment utilisées (équations 1, 2, 3). A notre connaissance, l'erreur aléatoire n'a été caractérisée que récemment [2]. Ainsi, les méthodes de pondération principalement utilisées dans la littérature ont pour objectif de réduire l'erreur systématique. Leur

utilisation au regard de l'erreur aléatoire liée aux bouffées a également été étudiée [2], les conclusions étant les suivantes :

- Méthode d'Ensemble E : le facteur de pondération $\gamma_{i,E} = 1$ est unitaire et les deux types d'erreurs sont présents dans les résultats [1], [2].
- Méthode des Temps de Transit TT : la pondération par le temps de transit des particules dans le volume de mesure $\gamma_{i,TT} = \tau_i$ est utilisée pour corriger l'erreur systématique en conditions EH [3] mais ne corrige pas l'erreur aléatoire liée aux bouffées en conditions ENH [2].
- Méthode des Intervalles de Temps IT : la pondération $\gamma_{i,IT} = \Delta t_i$ ne corrige pas l'erreur systématique pour des faibles fréquences d'acquisition (entre 10Hz et 150Hz dans l'étude [2]) mais corrige l'erreur aléatoire liée aux bouffées [2].

Le booléen ξ (Eq.4) est recommandé lors de l'utilisation du mode d'acquisition IR [4]. En effet, le mode IR requiert d'une part de supprimer les cas où plusieurs particules sont présentes dans le volume de mesure, et d'autre part d'éviter que plusieurs couples de données d'une seule et même particule soient délivrés. Ainsi, le booléen ξ permet de retirer les mesures pour lesquelles le temps de transit de la particule dans le volume de mesure τ_i est supérieur à l'intervalle de temps écoulé jusqu'à la mesure suivante $\Delta t_{i+1} = t_{i+1} - t_i$.

$$\widehat{u} = \frac{\sum_{i=1}^N u_i \xi_i \gamma_i}{\sum_{i=1}^N \xi_i \gamma_i} \quad (1)$$

$$\widehat{u'} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \xi_i \gamma_i (u_i - \widehat{u})^2}{\sum_{i=1}^N \xi_i \gamma_i}} \quad (2)$$

$$\widehat{u'v'} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \xi_i \gamma_i (u_i - \widehat{u}) (v_i - \widehat{v})}{\sum_{i=1}^N \xi_i \gamma_i}} \quad (3)$$

$$\xi_i = \begin{cases} 0 & \text{si } \tau_i > \Delta t_{i+1} \\ 1 & \text{si } \tau_i < \Delta t_{i+1} \end{cases} \quad (4)$$

En considérant ces manques présents dans la littérature, une nouvelle méthode de traitement ITTT (Intervalle de Temps et Temps de Transit) a été construite et validée pas à pas pour le calcul précis des statistiques indépendamment des conditions d'ensemencement : il a été montré que le facteur de pondération $\gamma_{i,ITTT} = \gamma_{i,IT} \times \gamma_{i,TT} = \Delta t_i \tau_i$ intègre les avantages de IT et TT dans la gamme de fréquence d'acquisition de l'étude [2].

L'objectif de l'article est d'évaluer l'apport de la correction par cette nouvelle méthode ITTT au regard des différentes erreurs statistiques évoquées. L'étude sera appliquée à l'ensemble d'une campagne de mesures LDV dédiée à la caractérisation des écoulements de sillage du corps d'Ahmed avec 3 angles de lunette arrière. Dans un second temps, certaines propriétés de l'écoulement seront comparées à des mesures PIV réalisées au laboratoire du CORIA à Rouen et dans des conditions expérimentales similaires.

2 Moyens expérimentaux

2.1 Mesures LDV (ESTACA) pour l'évaluation des corrections

Les mesures LDV ont été réalisées à l'ESTACA Campus Ouest à Laval. La soufflerie utilisée est le modèle EA103 de DeltaLab. Il s'agit d'une soufflerie à circuit ouvert, subsonique et à aspiration, pouvant générer des vitesses allant jusqu'à $40m.s^{-1}$. La veine d'essais est de section carrée de dimensions $0,3m \times 0,3m$ et de longueur $1m$. L'intensité de turbulence moyenne au sein de la veine d'essais est de 1,2%.

Les maquettes utilisées sont trois géométries du corps d'Ahmed [5] avec des angles de lunette arrière respectifs de $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ (Fig.1). Ces géométries permettent de reproduire les structures tourbillonnaires principales des écoulements de sillage en automobile, tout en s'affranchissant de nombreux décollements à l'avant. Par rapport aux travaux originaux [5], notre facteur d'échelle géométrique est de 0,19. Le taux de blocage correspondant est donc de 4,8%. Étant inférieur à 6%, nous nous affranchissons des corrections des effets de blocage [6]. On note $(O_{cx}y_{cz})$ le repère associé aux maquettes et placé dans le plan de symétrie (Fig.1), ainsi que $h_c = 0,054m$ leur hauteur. Dans la suite

des travaux, la hauteur h_c est utilisée pour les coordonnées réduites. Les maquettes sont fixées à travers le plancher de la soufflerie grâce à une tige filetée de diamètre 5mm . La hauteur des pieds cylindriques est de 15mm , définissant ainsi la garde au sol réduite $h_g/h_c = 0,28$. La vitesse d'étude U_∞ est fixée à $14,3\text{m.s}^{-1}$, correspondant à un nombre de Reynolds $\mathcal{R}_e = U_\infty h_c/\nu = 4,95.10^4$.

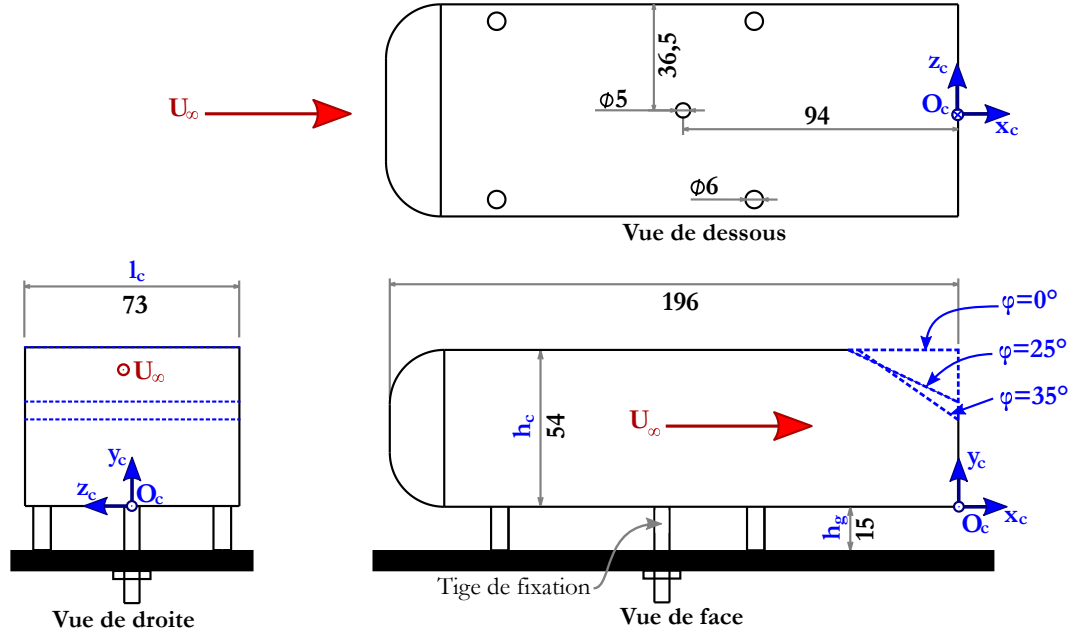


FIGURE 1 – Maquettes du corps d’Ahmed [5] utilisées et notations associées (dimensions en millimètres). Les trois angles de lunette $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ sont utilisés

Le système LDV est le modèle DANTEC^{MD} Dynamics 2D Flow Explorer permettant de mesurer de deux composantes u et v du vecteur vitesse respectivement dans les directions longitudinales x_c et verticales y_c . Les longueurs d’onde de chaque faisceau sont de 660nm et 785nm et l’interfrange de $5,45\mu\text{m}$ pour u et $6,40\mu\text{m}$ pour v . Les tailles des volumes de mesure sont de $0,17 \times 0,17 \times 2,8\text{mm}^3$ et $0,20 \times 0,20 \times 3,4\text{mm}^3$. La longueur de la focale utilisée est de 500mm et le décalage en fréquence des faisceaux de 80MHz . DANTEC^{MD} assure une grande précision de mesure du système dont l’incertitude sur chaque composante est de $0,07\%$. Le système de traverse est 2D de direction x_c et y_c . Le système d’ensemencement utilisé est le générateur de fumées SAFEX^{MD} S 195 G avec le liquide SAFEX^{MD} Inside Nebelfluid Extra Clean fourni par DANTEC^{MD}, à savoir une mixture de diéthylène glycol $C_4H_{10}O_3$ et d’eau. Les particules générées ont un diamètre moyen de $1,068\mu\text{m}$.

Pour chaque maquette, les mesures ont été réalisées en mode IR pendant 90s et dans le volume de sillage compris entre $0,09 < x_c/h_c < 5,65$, $-0,28 < y_c/h_c < 1,3$ et $-0,45 < z_c/h_c < 0$.

2.2 Mesures PIV (CORIA) comme données de comparaison

Les mesures PIV ont été réalisées au laboratoire CORIA à Rouen. La soufflerie utilisée est subsonique, à circuit fermé et la veine d’essais est de section carrée $0,4\text{m} \times 0,4\text{m}$ et de longueur $2,5\text{m}$. Les maquettes sont les mêmes que précédemment, mais seules les 2 configurations $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$ ont pu être expérimentées. Le taux de blocage au sein de la veine d’essais vaut donc $\epsilon = 2,7\%$ contre $4,8\%$ à l’ESTACA. On notera que les géométries étant identiques, nous nous affranchissons des différences liées à l’usinage des maquettes. L’intensité de turbulence au sein de la veine d’essais à vide est inférieure à 1% . La vitesse d’étude ($U_\infty = 14,3\text{m.s}^{-1}$), la garde au sol ($h_g/h_c = 0,28$), ainsi que le moyen de fixation des maquettes sur les parois de la veine sont également inchangés.

La technique de mesure utilisée au CORIA est la PIV. Concernant l’ensemencement, il est généré à partir de glycérol $C_3H_8O_3$ et du générateur de fumée Fogburst 1500. Le LASER utilisé est de type $Nd : YAG$ double cavité et émet des faisceaux de longueur d’onde 532nm et d’énergie de 121mJ . L’épaisseur

de la nappe obtenue est d'environ 1mm . Les prises de vue de l'écoulement se font à l'aide d'une caméra HiSense Neo de DANTEC Dynamics^{MD} de résolution $2560\text{px} \times 2160\text{px}$. L'acquisition des données se fait par ordinateur via le logiciel Dynamic Studio de DANTEC Dynamics^{MD} et la méthode de traitement est l'Adaptive PIV. On précisera que les statistiques sont calculées sur 600 couples d'images acquis à une fréquence de 10Hz. Le système de traverse comprenant tout le montage optique d'émission LASER et de prise de vue est tridimensionnel.

Les mesures ont été réalisées dans les différents plans $0,02 < y_c/h_c < 1,28$ par espacement $\Delta y_c/h_c = 0,09$ afin d'acquérir les composantes u (commune aux mesures LDV) et w (non acquise en LDV). Chaque plan couvre la zone d'écoulement s'étendant dans l'intervalle $0,05 < x_c/h_c < 2,48$ et $-0,70 < z_c/h_c < 0,70$.

3 Résultats

3.1 Estimation de la correction apportée par la nouvelle méthode de traitement ITTT des mesures LDV

Afin de rester concis, nous nous intéressons sur la correction apportée par la méthode ITTT dans un plan longitudinal du corps d'A Ahmed $\varphi = 35^\circ$. La figure 2(a) montre les champs de \hat{u}_{ITTT}/U_∞ . Dans la région $x_c/h_c < 1,05$, les vitesses longitudinales sont négatives et correspondent à la zone de recirculation. Par ailleurs, on remarque que l'écoulement est décollé sur la lunette arrière. Sur la figure 2(b), les champs de \hat{u}'_{ITTT}/U_∞ montrent les niveaux les plus élevés, de l'ordre de 30% de U_∞ , aux interfaces formées par l'écoulement asymptotique et provenant du soubassement avec la zone de recirculation. Ces résultats préliminaires sont de premier intérêt pour comprendre les corrections apportées par la méthode ITTT.

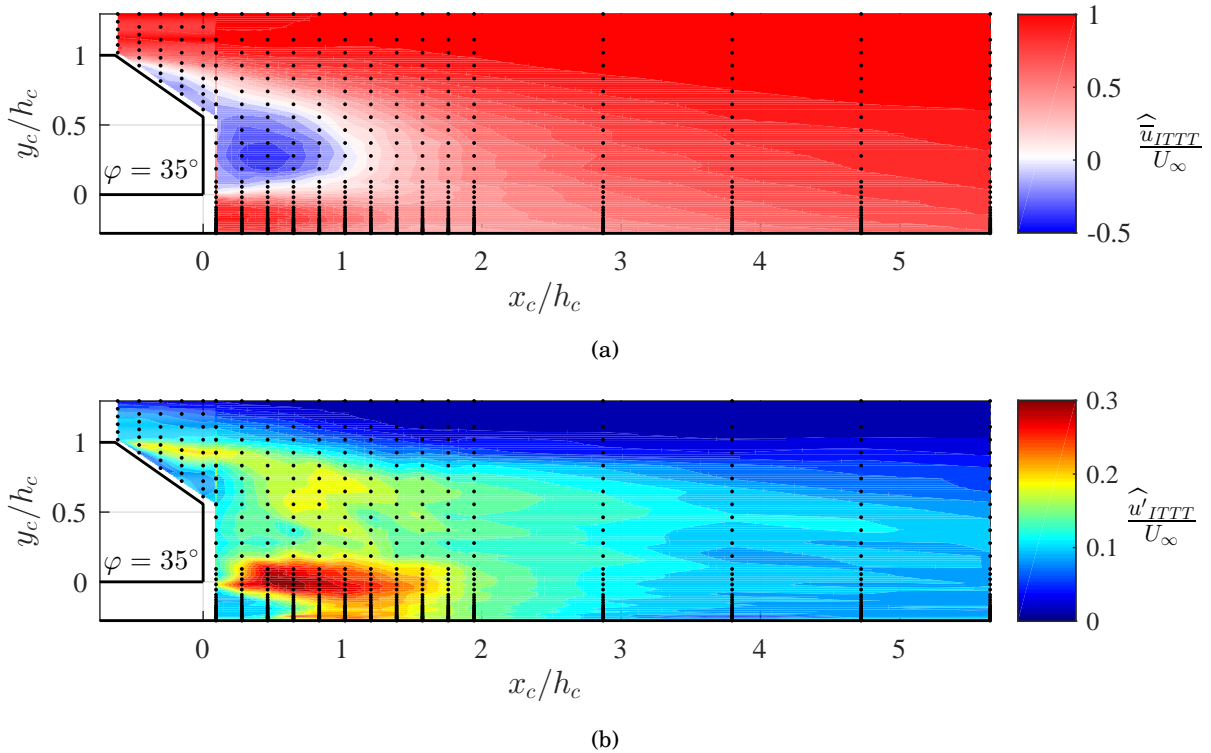


FIGURE 2 – Écoulement de sillage du corps d'A Ahmed $\varphi = 35^\circ$ dans le plan de symétrie $z_c/h_c = 0$ (les points noirs correspondent aux points de mesures) : (a) Champ de vitesse longitudinale \hat{u}_{ITTT}/U_∞ , (b) Champ d'intensité de turbulence \hat{u}'_{ITTT}/U_∞

Écrivons la correction totale $(\widehat{u}_E - \widehat{u}_{ITTT})/U_\infty$ selon la décomposition suivante :

$$\frac{\widehat{u}_E - \widehat{u}_{ITTT}}{U_\infty} = \frac{\widehat{u}_E - \widehat{u}_{IT}}{U_\infty} + \frac{\widehat{u}_{IT} - \widehat{u}_{ITTT}}{U_\infty} \quad (5)$$

Dans l'équation précédente, le terme ① correspond à la correction totale. Le terme ② correspond à la correction de l'erreur aléatoire liée aux bouffées tandis que le terme ③ correspond à la correction de l'erreur systématique, puisque IT corrige l'erreur aléatoire liée aux bouffées sans rectifier l'erreur systématique.

La figure 3(a) présente les valeurs de correction dues à l'erreur aléatoire liée aux bouffées (terme ② de l'équation 5).

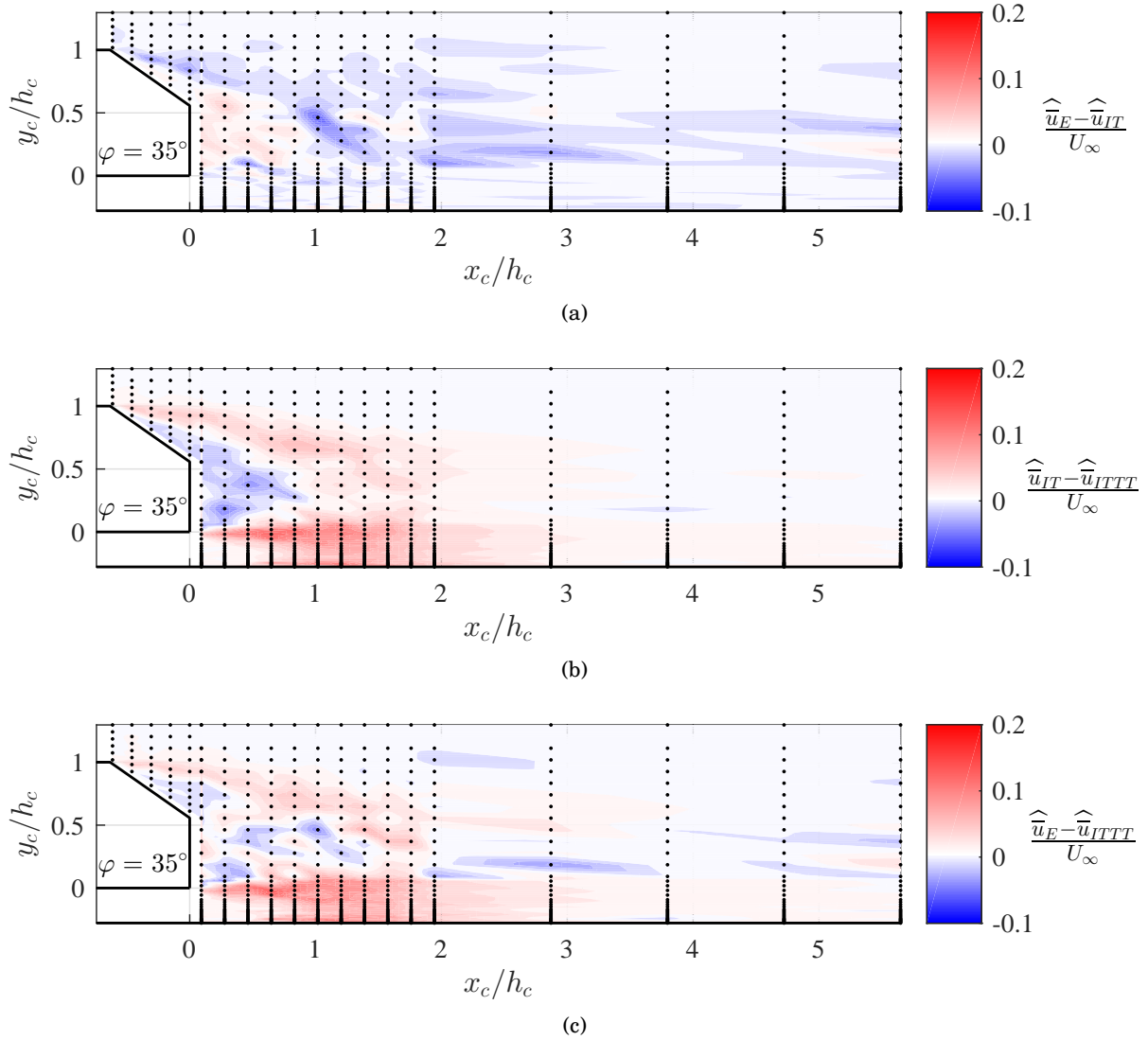


FIGURE 3 – Évaluation des corrections statistiques (équation 5) apportées par la méthode ITTT dans le plan $z_c/h_c = 0$ du sillage du corps d'A Ahmed $\varphi = 35^\circ$ (les points noirs correspondent aux points de mesures) : (a) Correction de l'erreur aléatoire liée aux bouffées ②, (b) Correction de l'erreur systématique sur la vitesse ③, (c) Correction totale ①=②+③

On remarque que les effets des bouffées impactent de manière aléatoire les résultats, puisque les corrections peuvent être positives ou négatives. Néanmoins, l'effet de ces bouffées survient plutôt lors

des acquisitions en proche culot dans la zone de recirculation ($x_c/h_c < 1,05$) (Fig.3(a)), mais également dans la moitié basse du sillage lointain ($x_c/h_c > 1,05$ et $y_c/h_c < 0,5$). Dans ces zones, les conditions EH sont difficiles à obtenir de manière continue et avec des taux d'acquisition f_a élevés. En dehors de la zone de couche limite, le maximum de correction atteint en plusieurs points $\pm 5\%$ de U_∞ .

La figure 3(b) trace les valeurs de correction de l'erreur systématique (terme ③ de l'équation 5). On retrouve ainsi la forte corrélation entre la valeur de la correction et l'intensité de turbulence décrite figure 2(b). Comme attendu, la correction est négative (resp. positive) dans les régions où $\bar{u} < 0$ (resp. $\bar{u} > 0$). Il s'agit d'une correction en accord avec le comportement de l'erreur systématique décrit dans la littérature [1] : les particules à haute vitesse sont plus nombreuses à être mesurées en conditions EH et par conséquent \widehat{u}_E se trouve sur-estimée. En dehors de la couche limite, le maximum de correction atteint $+13\%$ de U_∞ au point $x_c/h_c = 0,65$ et $y_c/h_c = -0,02$.

Par somme des termes ② et ③, la figure 3(c) trace la correction totale des erreurs statistiques par la méthode ITTT. L'addition des deux erreurs précédentes montre la forte corrélation entre la valeur de la correction et l'intensité de turbulence, à cause de l'erreur systématique. Toutefois, l'erreur aléatoire liée aux bouffées contribue à la non-uniformité du signe de la correction en certaines zones du proche sillage notamment : en effet, l'erreur aléatoire peut augmenter l'erreur totale ou bien s'avérer être compensatrice. Le maximum de correction totale atteint $+13\%$ de U_∞ au point $x_c/h_c = 0,65$ et $y_c/h_c = -0,02$.

Pour conclure, la méthode ITTT permet une meilleure répétabilité des résultats indépendamment des conditions d'ensemencement (EH ou ENH) grâce à la suppression de l'erreur aléatoire liée aux bouffées. Par ailleurs, l'erreur systématique bien connue en LDV est également minimisée afin d'avoir des résultats sur les statistiques les plus précis possibles. Ainsi, dans la suite de cet article les différentes statistiques issues des mesures LDV seront calculées avec la méthode de traitement ITTT.

3.2 Comparaison des mesures LDV (ESTACA) / PIV (CORIA)

Nous comparons les résultats sur les mesures communes de u faites en LDV (ESTACA) et PIV (CORIA). Pour être synthétique, nous nous concentrons uniquement sur la configuration $\varphi = 25^\circ$ qui est considérée comme la plus critique de par la complexité de l'écoulement engendré [7].

La figure 4 compare les iso-surfaces $\bar{u}/U_\infty \in [0; 0,3; 0,5; 0,7]$ entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$. Pour information, en PIV seules les mesures dans le sillage ont été réalisées tandis que des mesures sur la lunette ont été faites en LDV.

Si l'on regarde les iso-surfaces $\bar{u}/U_\infty = 0$ (Fig.4(a)) on s'aperçoit que le bulbe de recirculation est décrit de manière très proche en LDV et PIV. Toutefois, on observe en PIV la formation d'un petit appendice non loin de la paroi latérale et non visible en LDV. Cette différence est certainement due au manque de discrétisation dans la direction z_c en LDV, limitée à 4 plans dans la demi-largeur. Ce petit appendice de déficit de vitesse u correspond au développement de tourbillons longitudinaux issus de l'enroulement de la couche limite sur les arêtes de la lunette arrière et qui se propagent dans le sillage. Ces petits bulbes secondaires deviennent plus visibles dans la figure 4(b) définissant les iso-surfaces $\bar{u}/U_\infty = 0,3$, très proches en LDV et PIV. Le maillage transversal effectué en LDV semble cette fois-ci suffisant pour capter le déficit de vitesse présent dans les tourbillons longitudinaux. Concernant les iso-surfaces $\bar{u}/U_\infty = 0,5$ (Fig.4(c)) et $\bar{u}/U_\infty = 0,7$ (Fig.4(d)), on observe une nouvelle fois des résultats très similaires, à la différence des écoulements provenant de la lunette et du soubassement qui n'ont pas été mesurés en PIV.

Ce rendu visuel donne une bonne idée de la proximité des résultats sur \bar{u} . De manière à chiffrer la différence, on compare les longueurs de recirculation L_R (Eq.6). Pour la maquette $\varphi = 25^\circ$, on trouve $L_R/h_c = 0,53$ en PIV contre $0,58$ en LDV. Concernant la maquette $\varphi = 35^\circ$, on relève $L_R/h_c = 1,06$ en PIV contre $1,01$ en LDV. Compte tenu de l'espacement longitudinal des mesures en LDV ($0,09h_c$), on remarque une grande proximité des résultats entre les deux techniques de mesures réalisées dans des conditions expérimentales similaires.

$$L_R = \max_{\bar{u}(x_c; y_c; 0) < 0} (x_c) \quad (6)$$

La figure 5 montrent les champs de u'/U_∞ dans le plan de symétrie $z_c/h_c = 0$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$ mesurés en LDV et PIV. Même si la campagne PIV ne nous a pas permis d'obtenir des informations dans la zone $y_c/h_c < 0,02$, on remarque que la zone de forte intensité de turbulence mesurée en LDV se retrouve dans le champ PIV avec des valeurs similaires. Toutefois, des différences sont à noter au niveau

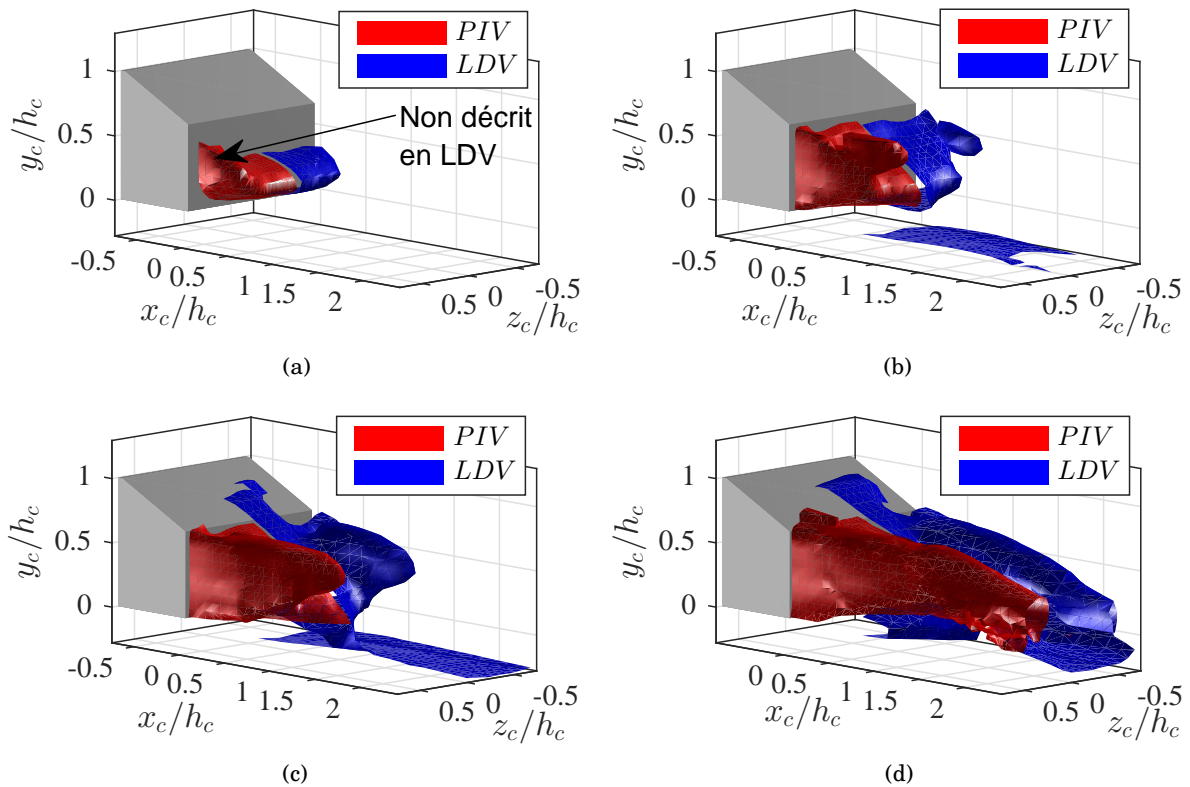


FIGURE 4 – Comparaison des iso-surfaces \bar{u}/U_∞ entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d’Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) $\bar{u}/U_\infty = 0$, (b) $\bar{u}/U_\infty = 0,3$, (c) $\bar{u}/U_\infty = 0,5$ (d) $\bar{u}/U_\infty = 0,7$

de la couche cisailée supérieure. En effet la zone mesurée en LDV $0,3 < x_c/h_c < 0,8$ et $0,15 < y_c/h_c < 0,45$ où $0,15 < u'/U_\infty < 0,20$ n’apparaît dans le champ PIV qu’avec des niveaux compris entre 10% et 15%.

4 Conclusion et perspectives

Pour conclure, la méthode ITTT de traitement LDV permet le calcul précis des statistiques indépendamment des conditions d’ensemencement (EH ou ENH). Par ailleurs, la proximité des résultats sur u avec ceux PIV (CORIA) permet de valider d’une manière générale le protocole de la campagne de mesures LDV (ESTACA) : technique de traitement, maillage appliqué, temps d’acquisition. Cela nous permet par ailleurs de pouvoir analyser les résultats de la composante w obtenue en PIV et non mesurée en LDV, en pensant raisonnablement que les conclusions obtenues au CORIA seront également valables dans le laboratoire de l’ESTACA.

Lors de la présentation orale, plus de résultats sur la correction des erreurs aléatoires seront présentés en se focalisation sur l’impact des bouffées sur les résultats. La correction de l’erreur systématique sera également abordée plus en détails. Enfin, nous nous attarderons également sur les résultats PIV (CORIA) et LDV (ESTACA) du corps d’Ahmed $\varphi = 35^\circ$ que nous n’avons pu aborder ici par souci de concision.

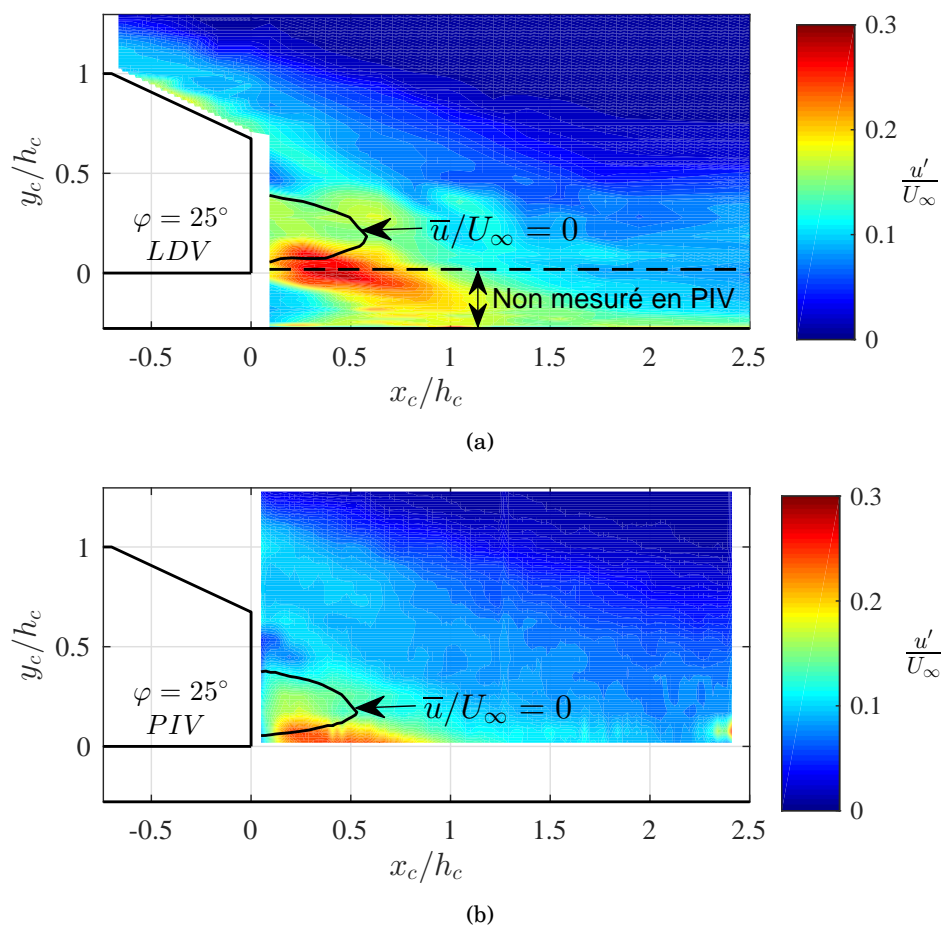


FIGURE 5 – Comparaison des résultats de u'/U_∞ dans le plan de symétrie $z_c/h_c = 0$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) LDV (ESTACA), (b) PIV (CORIA)

Références

- [1] D. K. McLaughlin and W. G. Tiederman. Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows. *Physics of Fluids*, 16 :2082–2088, 1973.
- [2] R. Rodriguez, F. Murzyn, A. Mehel, and F. Larrarte. An innovative LDV data processing method for statistical error corrections. Application to homogeneous and non-homogeneous seeding. *Flow Measurement and Instrumentation*, 60(2018) :67–77, 2018.
- [3] P. Buchhave, W. K. George, and J. L Lumley. The Measurement of Turbulence with the Laser-Doppler Anemometer. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 11(1) :443–503, 1979.
- [4] C. Tropea, A. L Yarin, and J. F Foss. *Springer handbook of experimental fluid mechanics*, volume 53. 2007.
- [5] S.R. Ahmed, G. Ramm, and G. Faltn. Some Salient Features Of The Time-Averaged Ground Vehicle Wake. *SAE Technical Paper Series*, 1984.
- [6] G. S. West and C. J. Apelt. The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds numbers between 10 000 and 100 000. *Journal of Fluid Mechanics*, 114 :361, 1982.
- [7] S. Krajnović and L. Davidson. Large-Eddy Simulation of the Flow around Simplified Car Model. *SAE Technical Paper Series*, 7, 2004.

Annexe B.

Nouvelle méthode de traitement des données LDV

Annexe C

Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillage

PAR SOUCIS de concision du corps principal du manuscrit, nous avons joint dans cette annexe les résultats complémentaires à la caractérisation des écoulements de sillage du corps d'Ahmed. Les 3 sections font référence aux mêmes 3 sections du chapitre 5.

Sommaire

C.1	Caractérisation des écoulements de sillage : champs 3D	251
C.1.1	Champs des grandeurs moyennes	252
C.1.2	Champs des grandeurs turbulentes	255
C.2	Mesures complémentaires au CORIA	258
C.2.1	Comparaison des mesures LDV (ESTACA) / PIV (CORIA)	258
C.2.2	Informations complémentaires données par la PIV	262
C.3	Influence du système d'échappement sur les écoulements de sillage mesurés	266
C.3.1	Maquette $\varphi = 0^\circ$	267
C.3.2	Maquette $\varphi = 35^\circ$	269

C.1 Caractérisation des écoulements de sillage : champs 3D

Dans cette première section, on trouvera les champs 3D des grandeurs moyennes et fluctuantes à l'arrière des 3 maquettes issus de la première campagne de mesure de vitesses. Pour ces mesures réalisées en début de projet, nous rappelons l'absence du système d'échappement. Nous présentons d'abord l'évolution des grandeurs moyennes \bar{u}^* et \bar{v}^* dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$. Ensuite, dans les mêmes plans nous exposons les résultats des grandeurs turbulentes u'^* , v'^* et $\overline{u'v'^*}$.

Annexe C.

Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillage

C.1.1 Champs des grandeurs moyennes

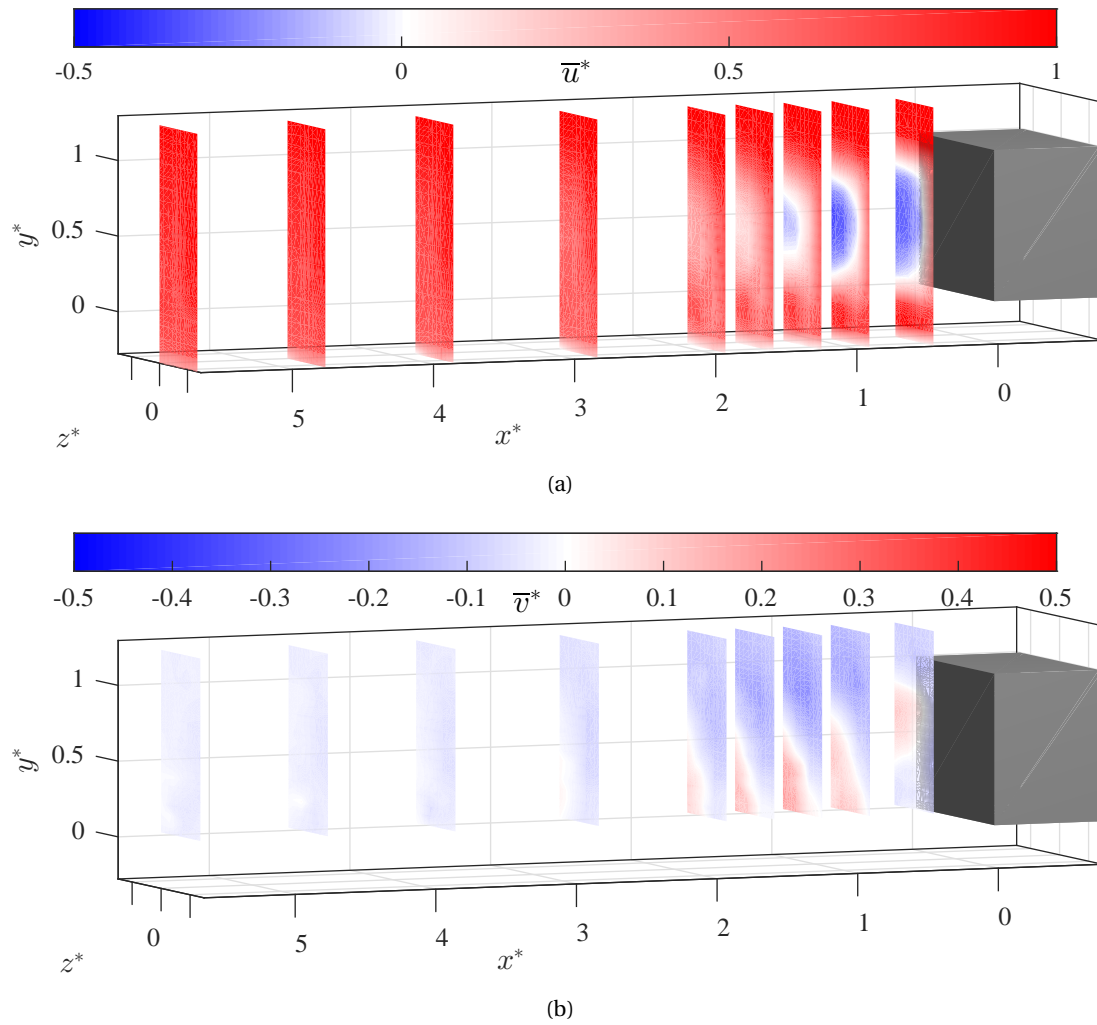


FIGURE C.1: Représentation 3D de l'évolution des grandeurs moyennes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'Ahed $\varphi = 0^\circ$: (a) \bar{u}^* , (b) \bar{v}^*

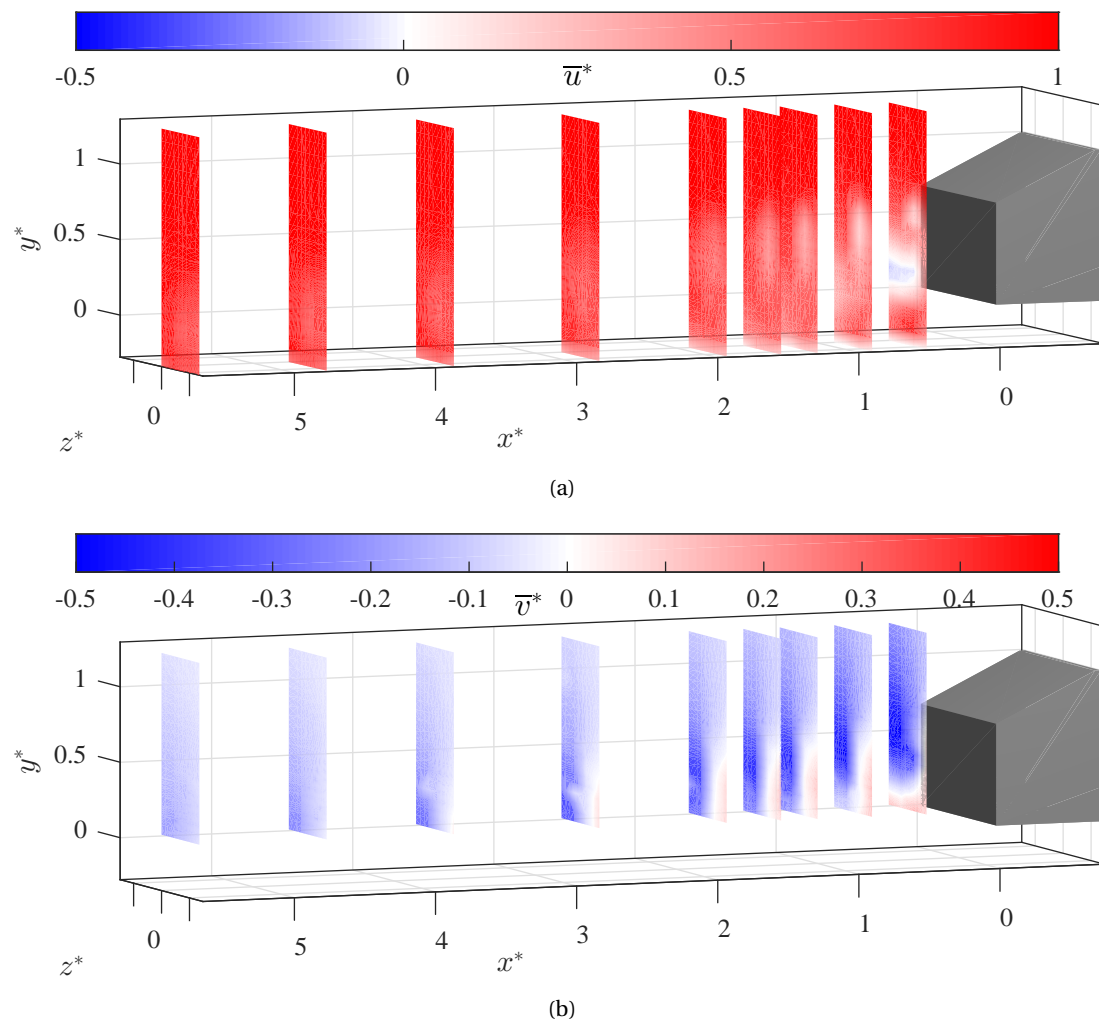


FIGURE C.2: Représentation 3D de l'évolution des grandeurs moyennes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'Ahed $\varphi = 25^\circ$: (a) \bar{u}^* , (b) \bar{v}^*

Annexe C.

Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillage

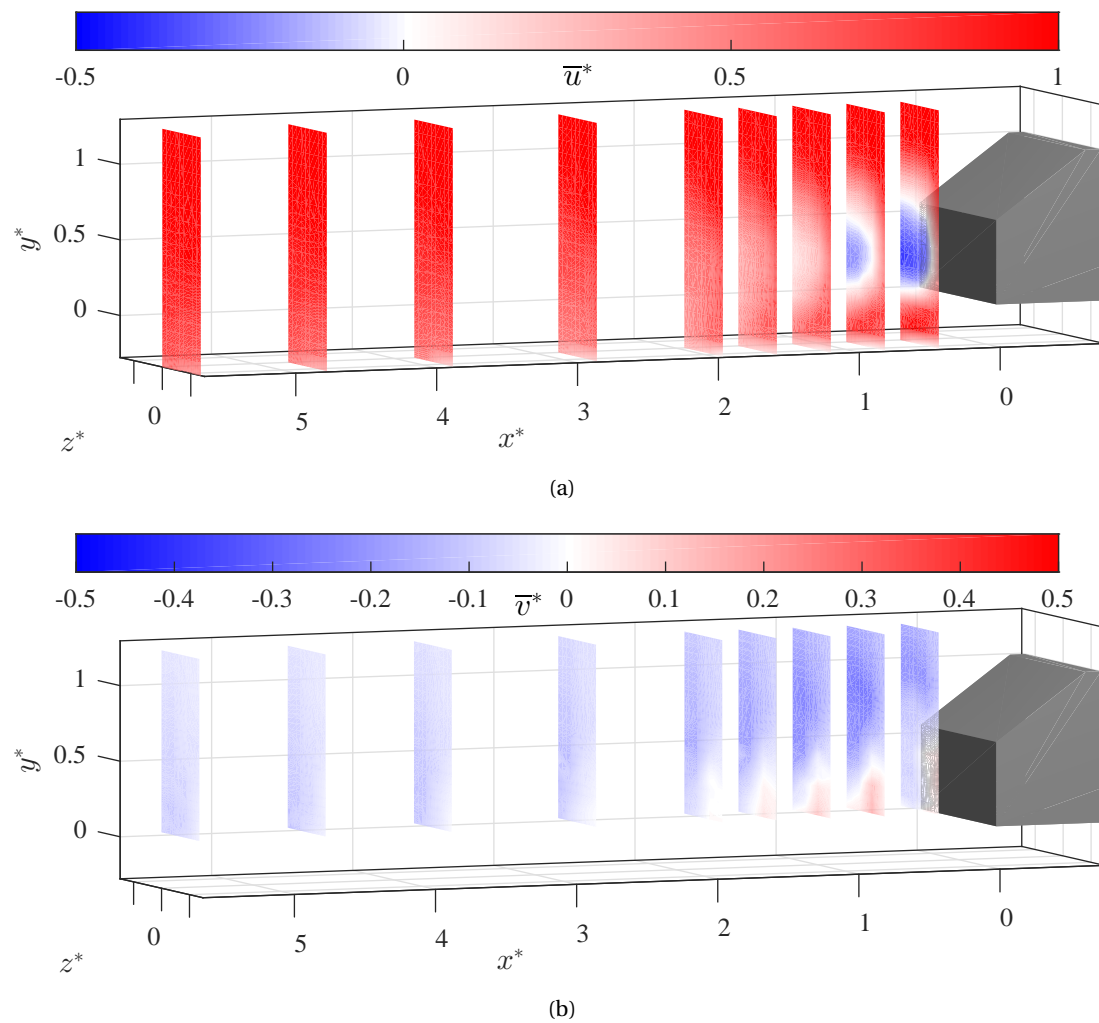


FIGURE C.3: Représentation 3D de l'évolution des grandeurs moyennes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) \bar{u}^* , (b) \bar{v}^*

C.1.2 Champs des grandeurs turbulentes

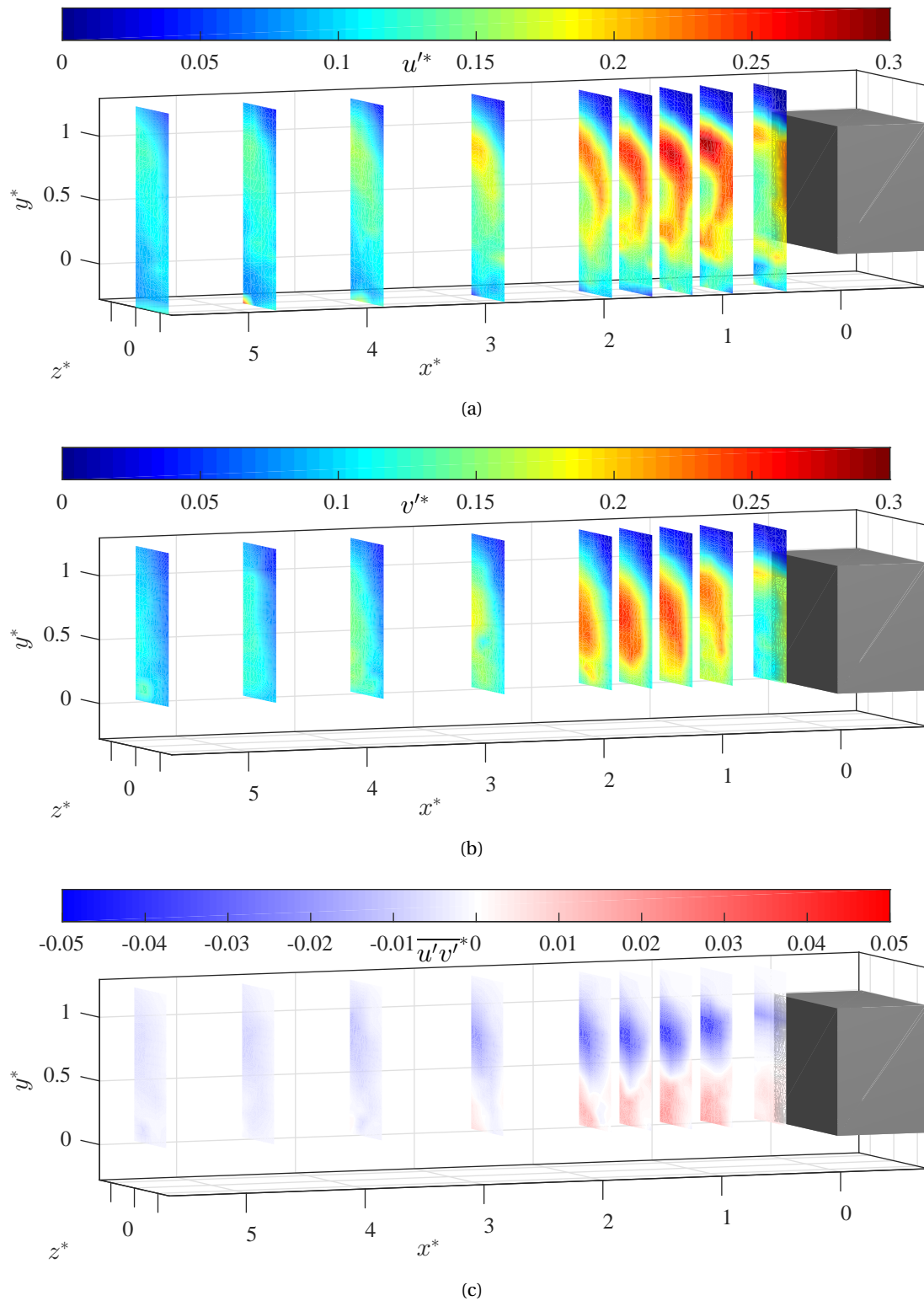


FIGURE C.4: Représentation 3D de l'évolution des grandeurs turbulentes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$: (a) u'^* , (b) v'^* , (c) $\overline{u'v'^*}$

Annexe C.

Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillage

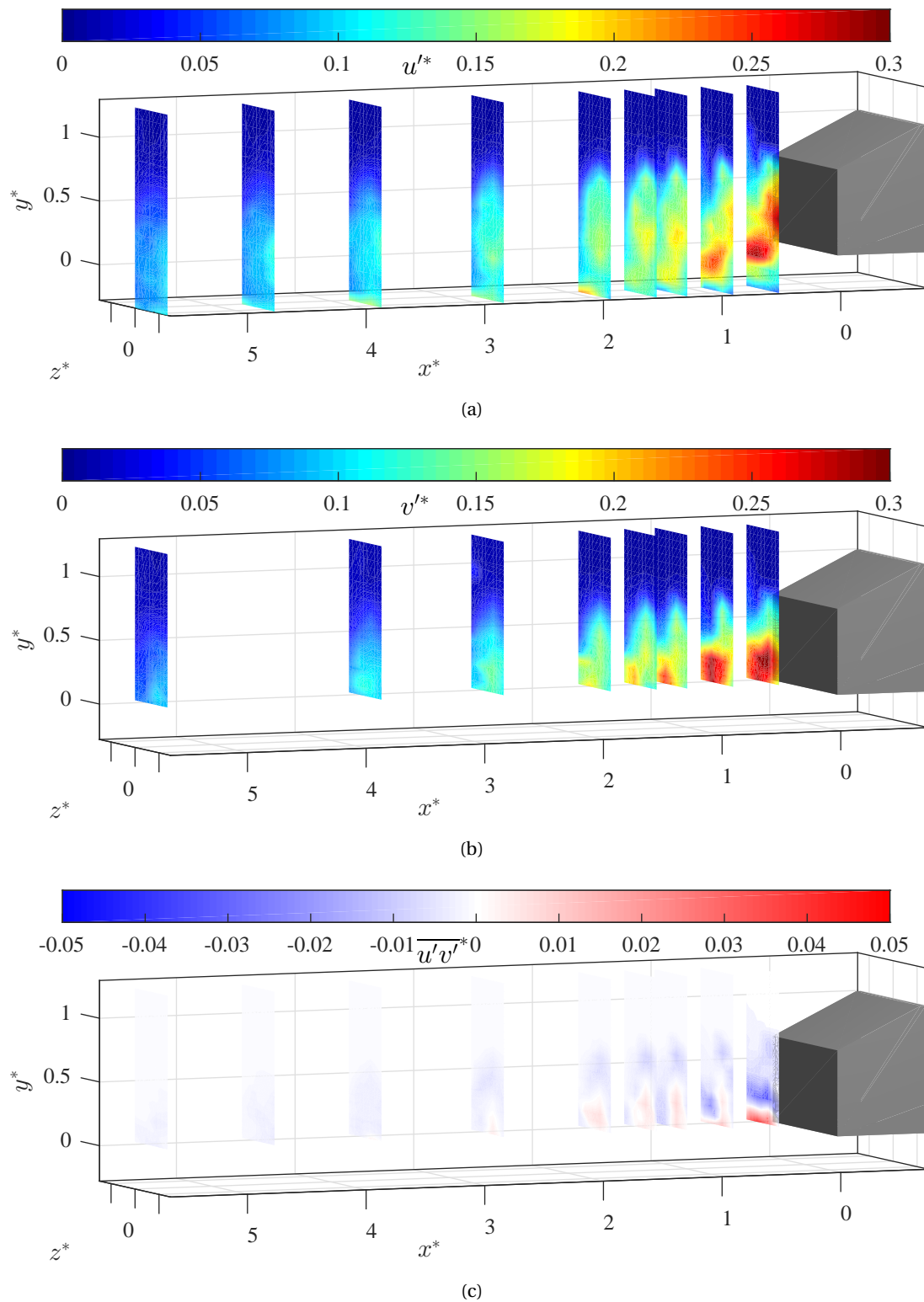


FIGURE C.5: Représentation 3D de l'évolution des grandeurs turbulentes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'Ahed $\varphi = 25^\circ$: (a) u'^* , (b) v'^* , (c) $\overline{u'v'}$

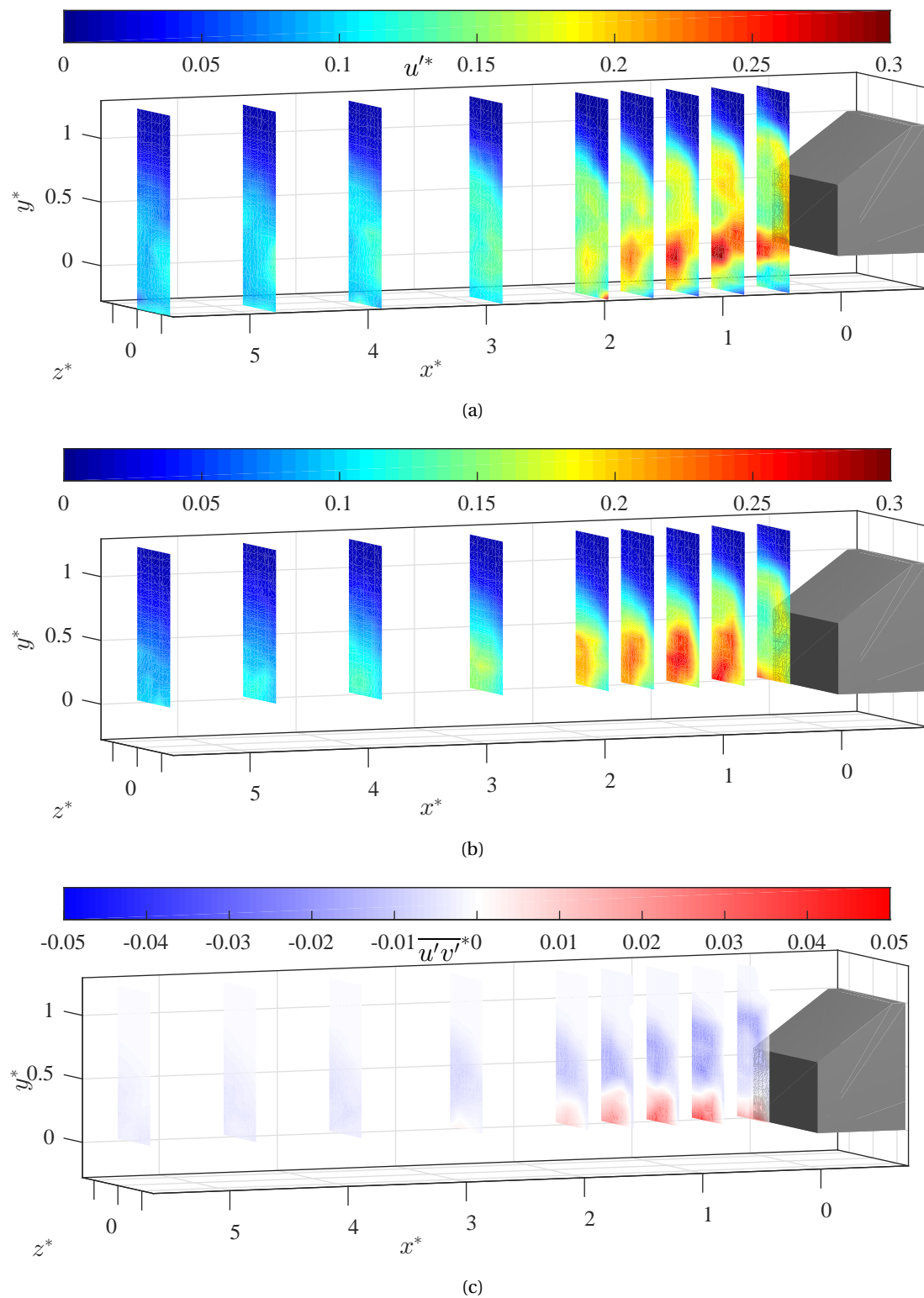


FIGURE C.6: Représentation 3D de l'évolution des grandeurs turbulentes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,87; 3,80; 4,72; 5,65]$ du corps d'Ahed $\varphi = 35^\circ$: (a) u' , (b) v' , (c) $\overline{u'v'}$

C.2 Mesures complémentaires au CORIA

Cette partie apporte les résultats complémentaires des mesures PIV réalisées au CORIA.

C.2.1 Comparaison des mesures LDV (ESTACA) / PIV (CORIA)

Dans la section 5.2.2, nous avons comparé les résultats LDV (ESTACA) / PIV (CORIA) de l'écoulement de sillage du corps d'A Ahmed $\varphi = 25^\circ$ par le biais de deux grandeurs \bar{u} et u' mesurées dans les deux campagnes. Nous apportons ici le complément d'information pour la maquette $\varphi = 35^\circ$.

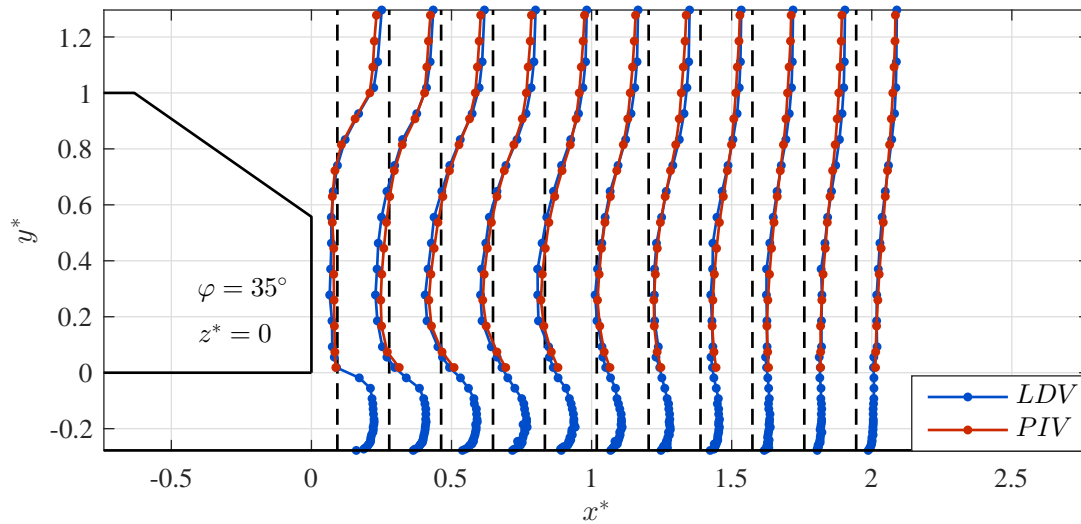


FIGURE C.7: Comparaison des résultats de \bar{u}^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 35^\circ$, entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA)

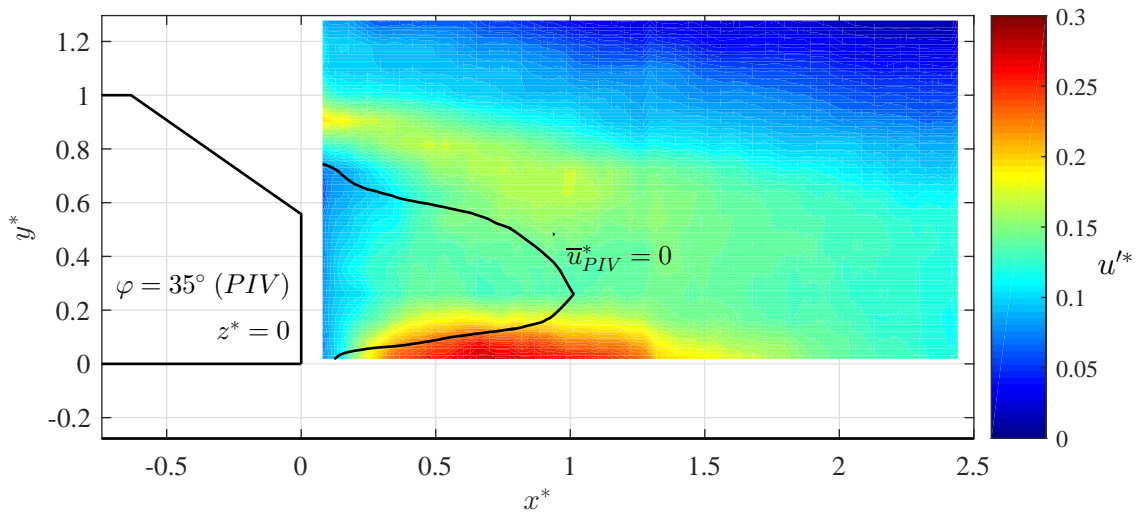
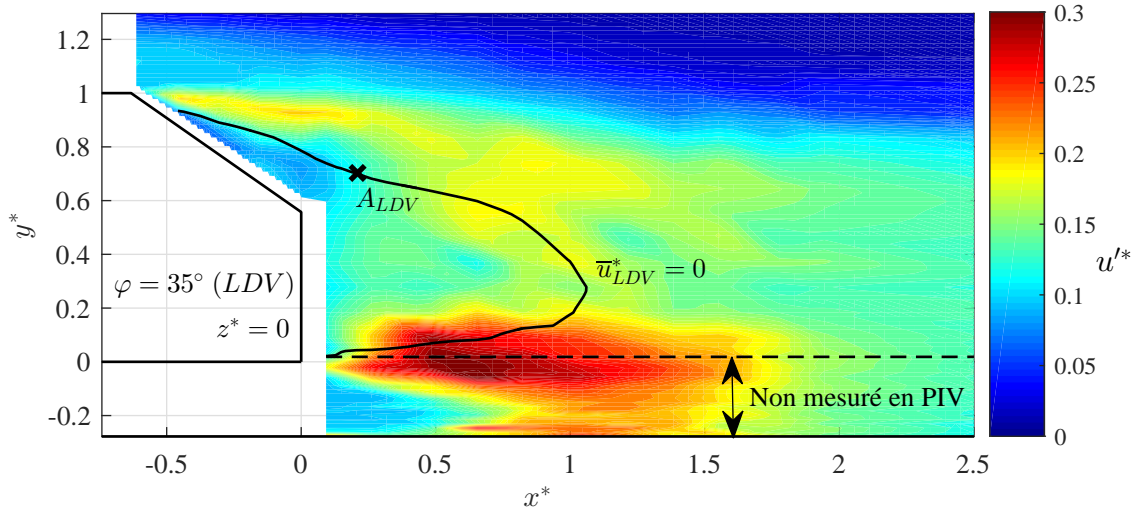
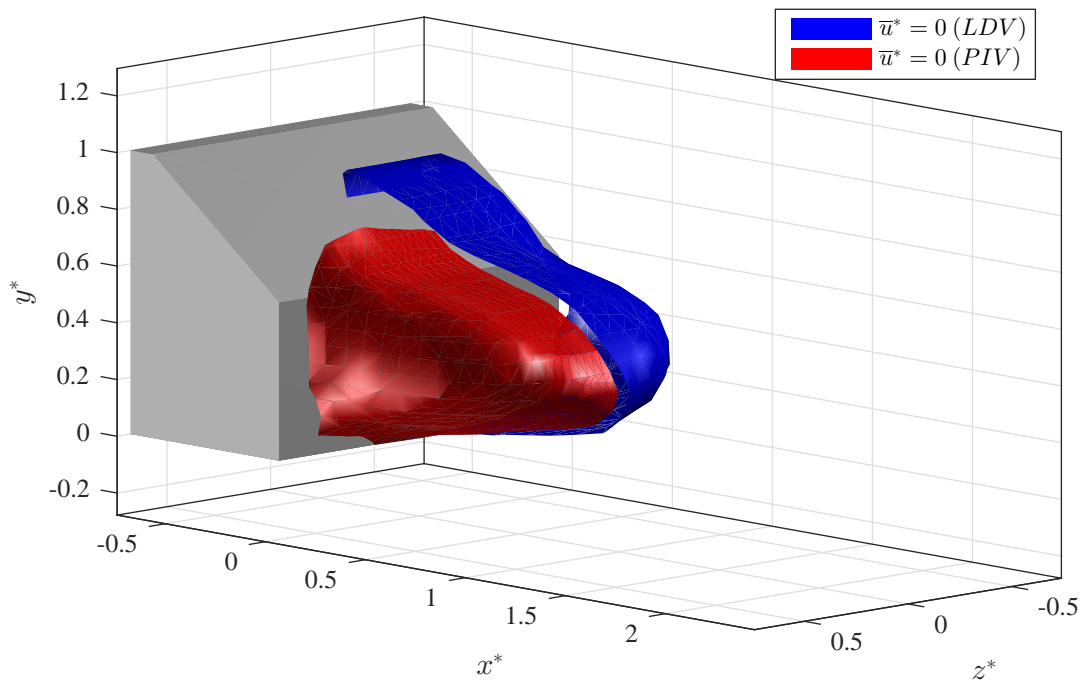


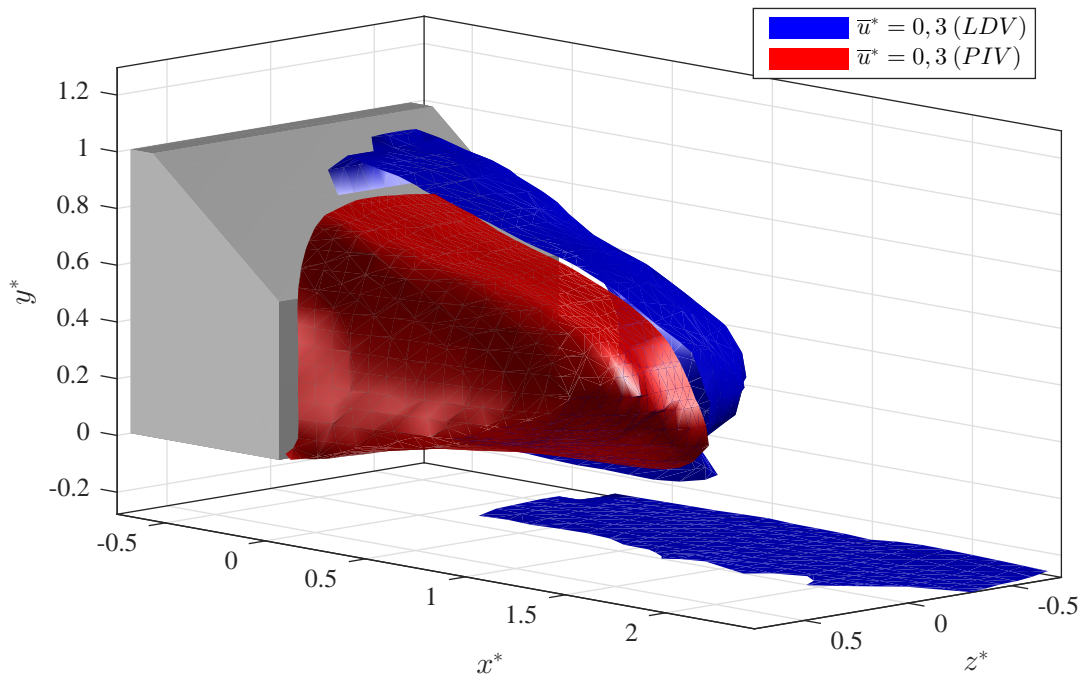
FIGURE C.8: Comparaison des résultats de u'^* dans le plan de symétrie $z^* = 0$ du corps d'Achmed $\varphi = 35^\circ$: (a) LDV (ESTACA), (b) PIV (CORIA)

Annexe C.

Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillage

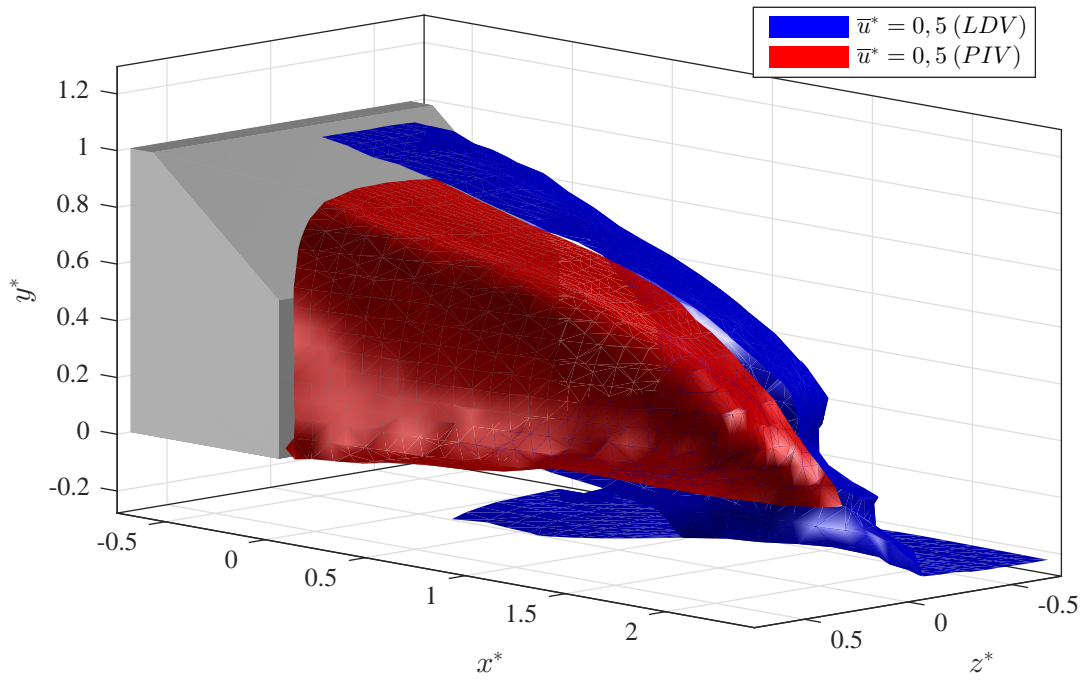


(a)

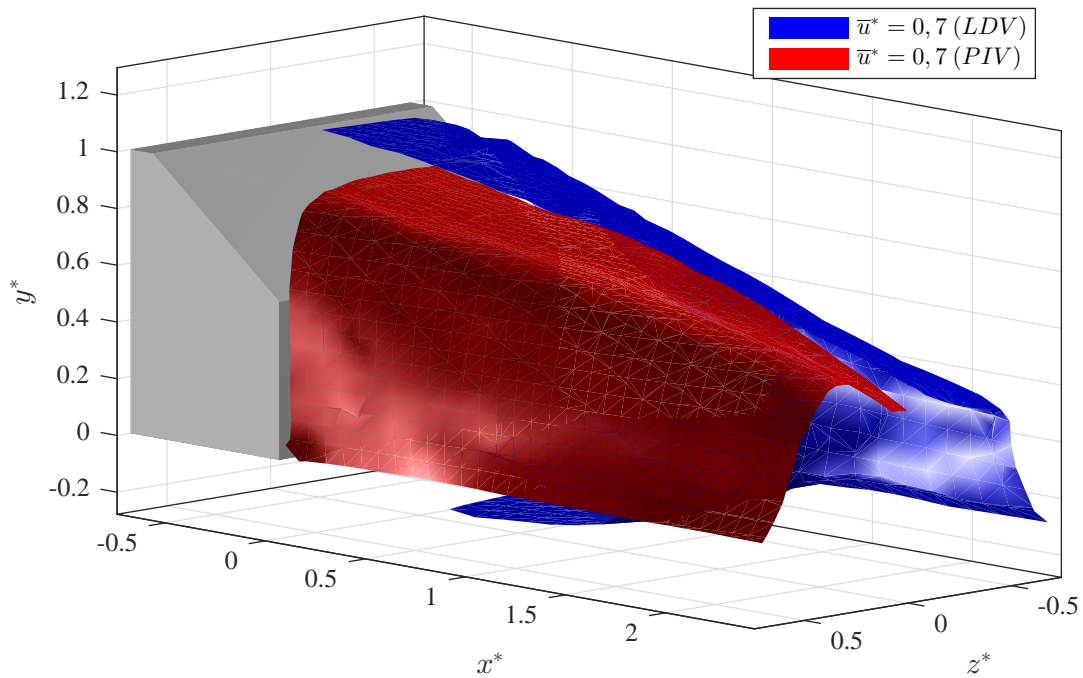


(b)

FIGURE C.9: Comparaison des iso-surfaces \bar{u}^* entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d'A Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) $\bar{u}^* = 0$, (b) $\bar{u}^* = 0,3$



(a)



(b)

FIGURE C.10: Comparaison des iso-surfaces \bar{u}^* entre les mesures LDV (ESTACA) et PIV (CORIA) dans le sillage du corps d'A Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) $\bar{u}^* = 0,5$, (b) $\bar{u}^* = 0,7$

Annexe C.

Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillage

C.2.2 Informations complémentaires données par la PIV

Dans cette section, on trouve les champs 3D des grandeurs moyennes \bar{u} et \bar{w} et fluctuantes u' et w' à l'arrière des maquettes $\varphi = 25^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$, dans les différents plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,31]$.

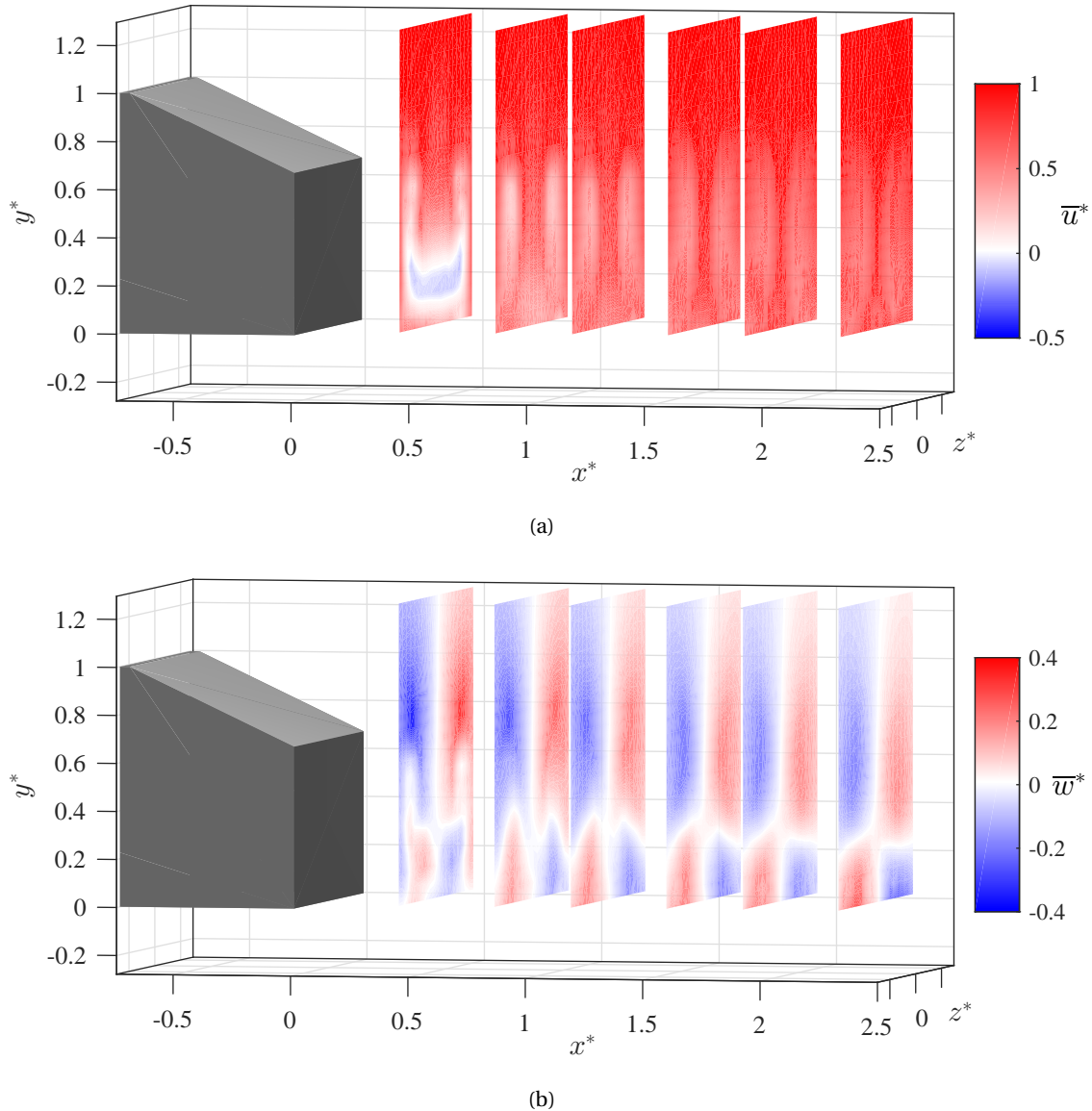
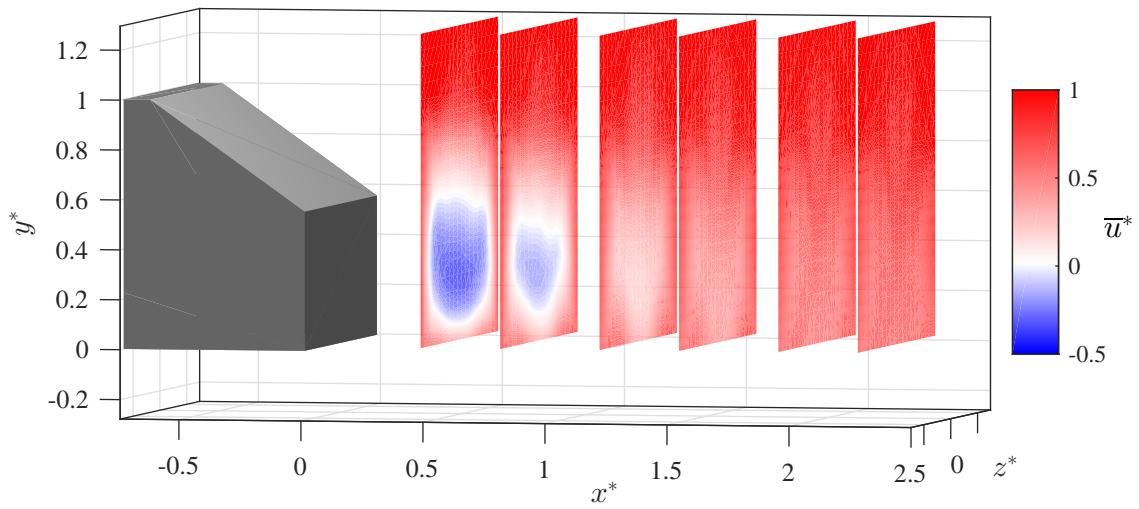
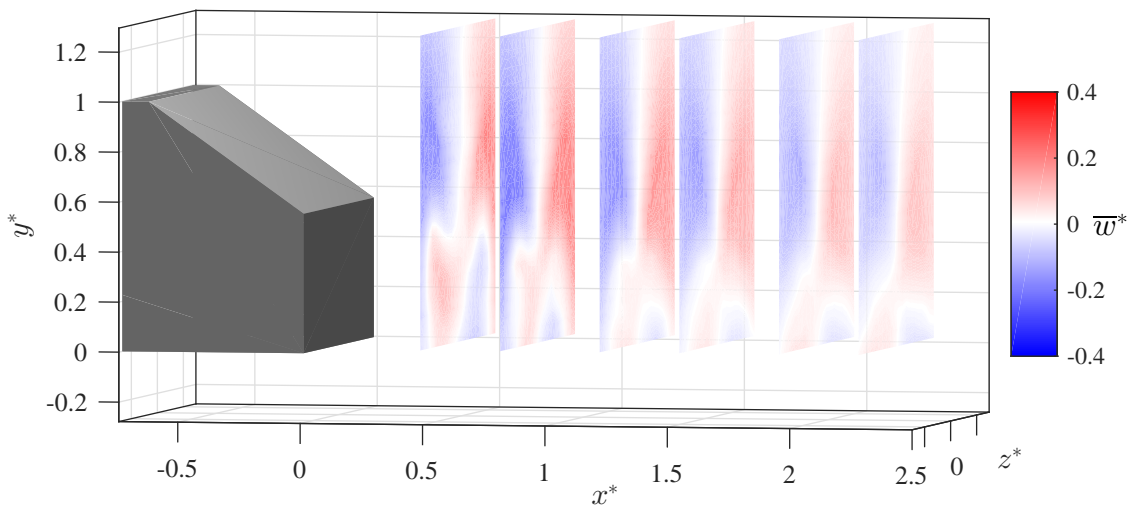


FIGURE C.11: Représentation 3D de l'évolution des grandeurs moyennes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,31]$ du corps d'Ahmed $\varphi = 25^\circ$: (a) \bar{u}^* , (b) \bar{w}^*



(a)

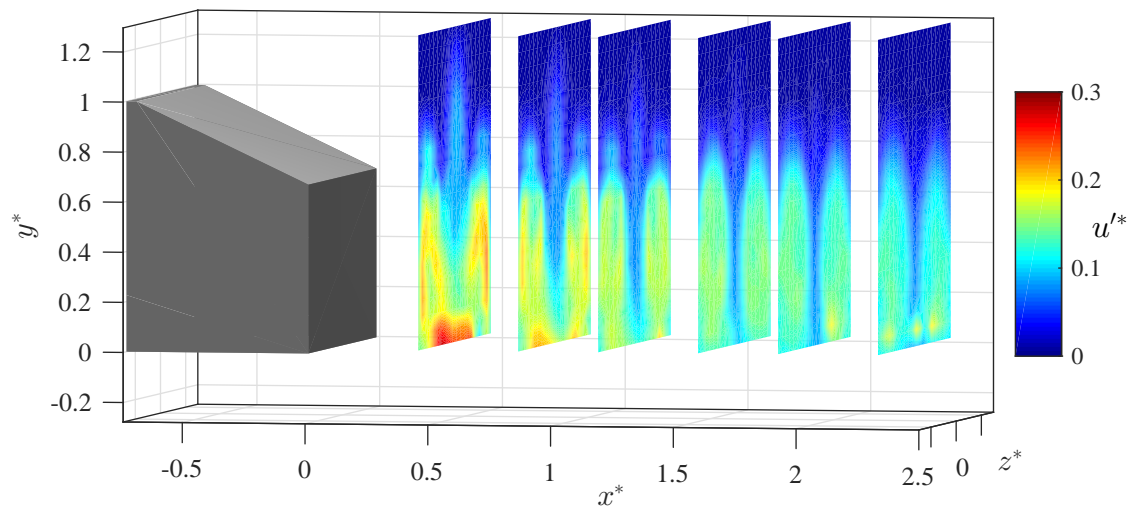


(b)

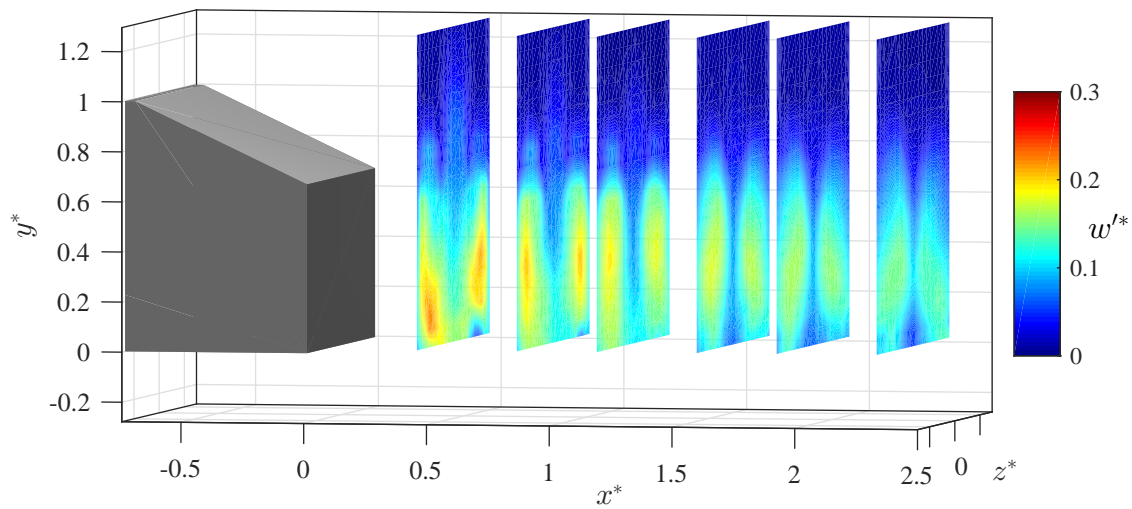
FIGURE C.12: Représentation 3D de l'évolution des grandeurs moyennes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,31]$ du corps d'A Ahmed $\varphi = 35^\circ$: (a) \overline{u}^* , (b) \overline{w}^*

Annexe C.

Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillage

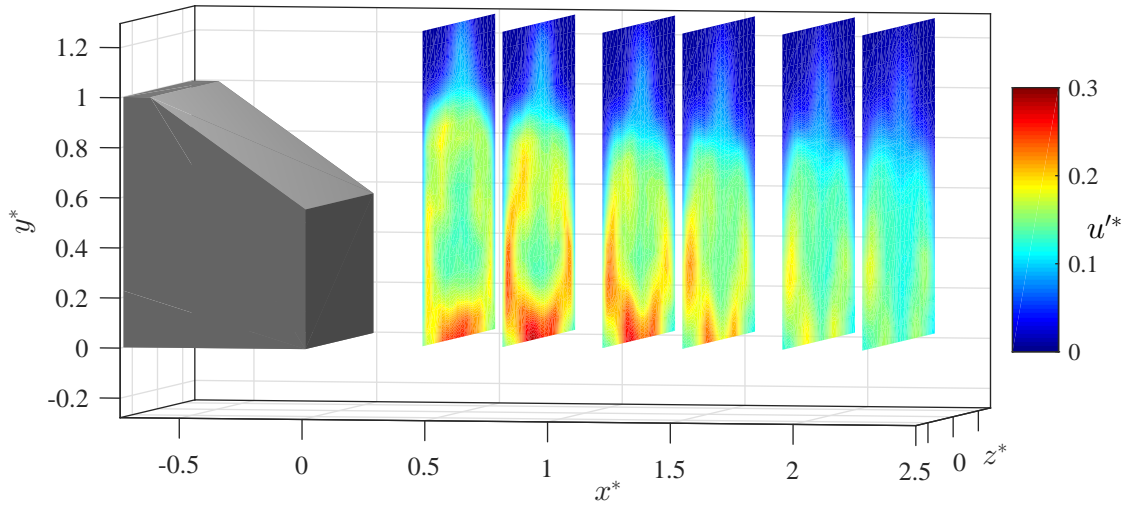


(a)

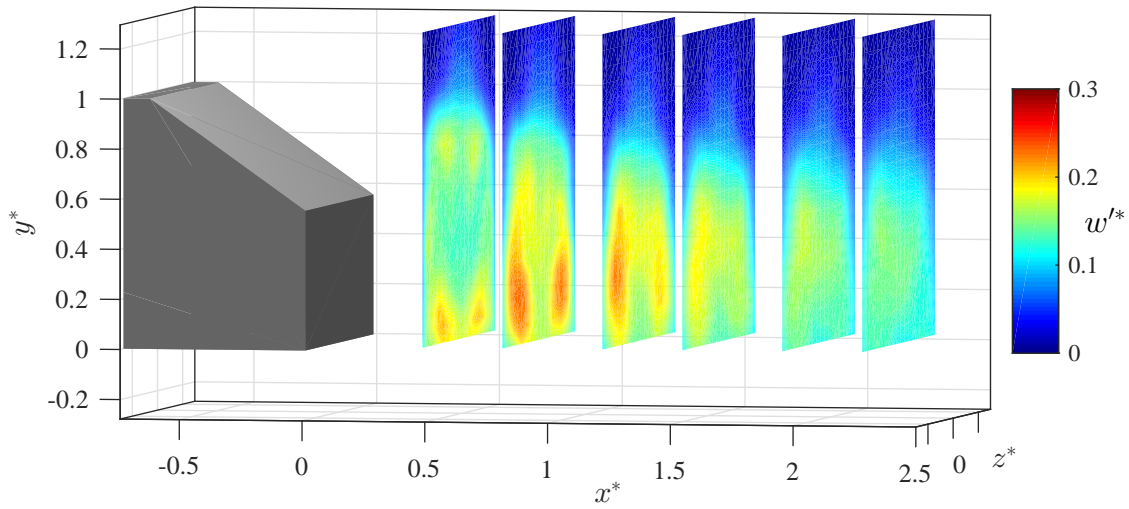


(b)

FIGURE C.13: Représentation 3D de l'évolution des grandeurs turbulentes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,31]$ du corps d'Ahed $\varphi = 25^\circ$: (a) u'^* , (b) w'^*



(a)



(b)

FIGURE C.14: Représentation 3D de l'évolution des grandeurs turbulentes dans les plans $x^* \in [0,46; 0,83; 1,20; 1,57; 1,94; 2,31]$ du corps d'Ahed $\varphi = 35^\circ$: (a) u'^* , (b) w'^*

C.3 Influence du système d'échappement sur les écoulements de sillage mesurés

Dans le corps du manuscrit, seule la comparaison des résultats $(\bar{u}, \bar{v}, u'$ et $v')$ à l'arrière de la maquette $\varphi = 25^\circ$ en présence et en l'absence du système d'éjection a été présentée. Nous donnons ici le complément d'information pour les maquettes $\varphi = 0^\circ$ et $\varphi = 35^\circ$.

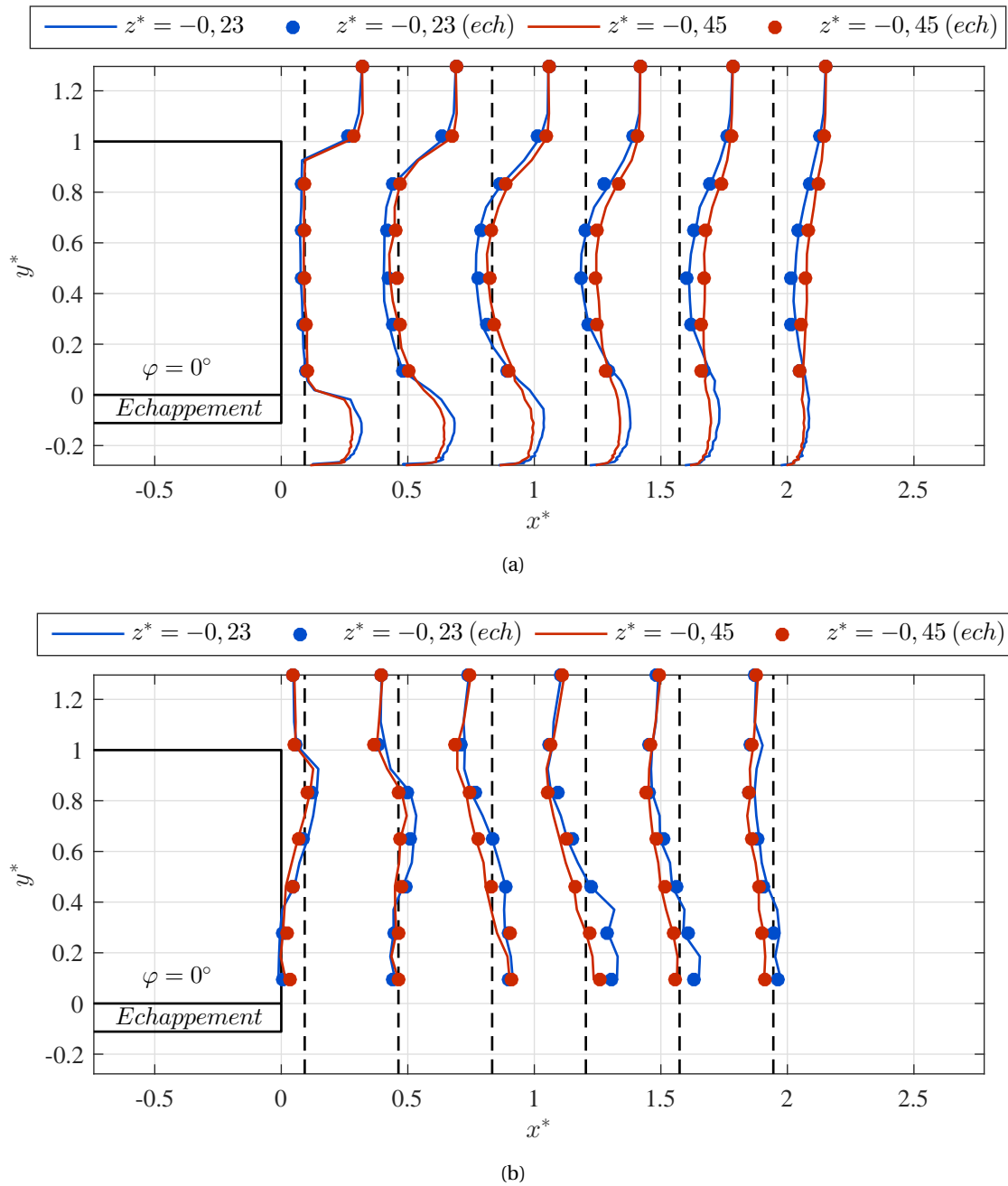
C.3.1 Maquette $\varphi = 0^\circ$ 

FIGURE C.15: Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahmed $\varphi = 0^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué ech) du système d'éjection : (a) \bar{u} , (b) \bar{v}

Annexe C.

Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillage

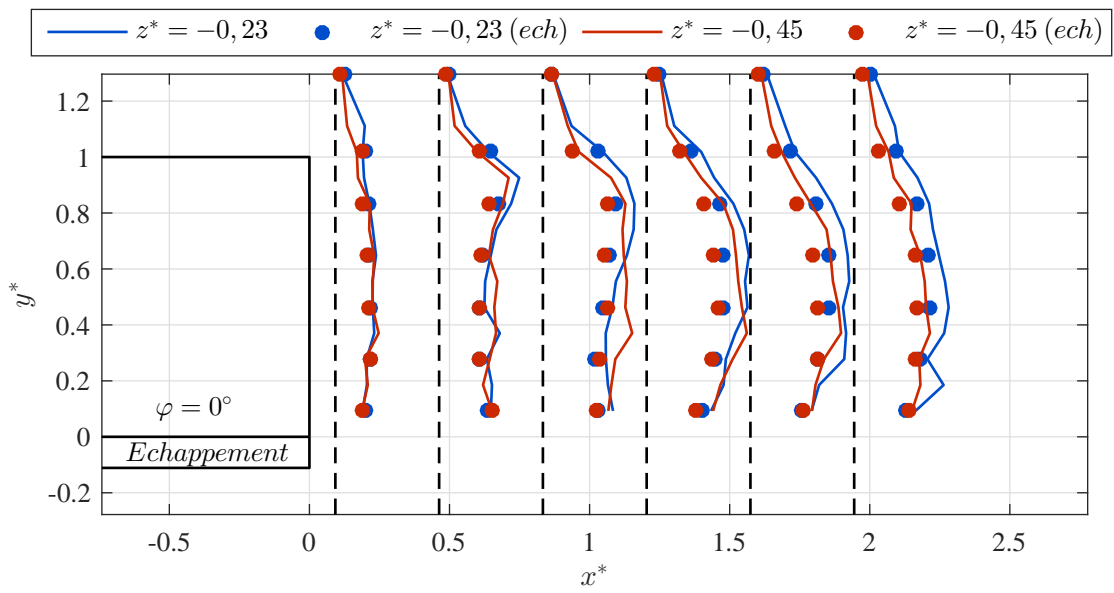
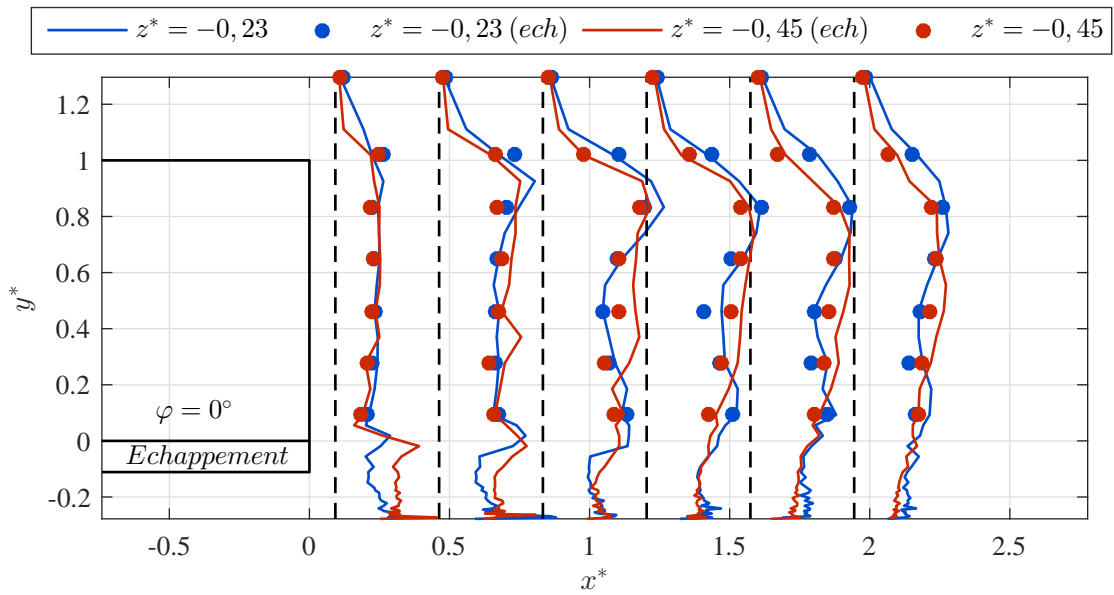
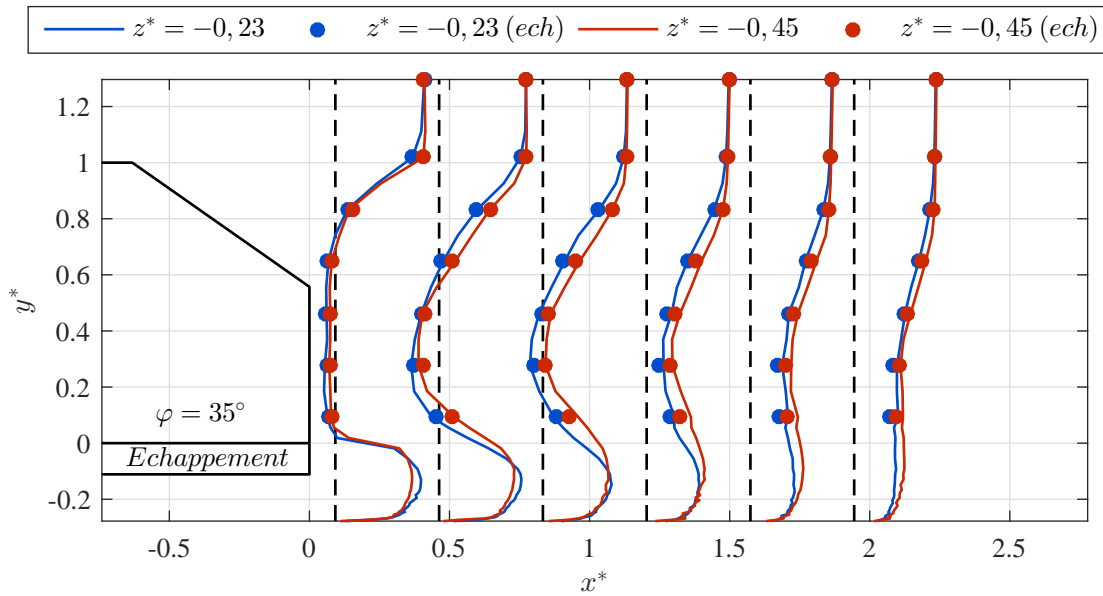
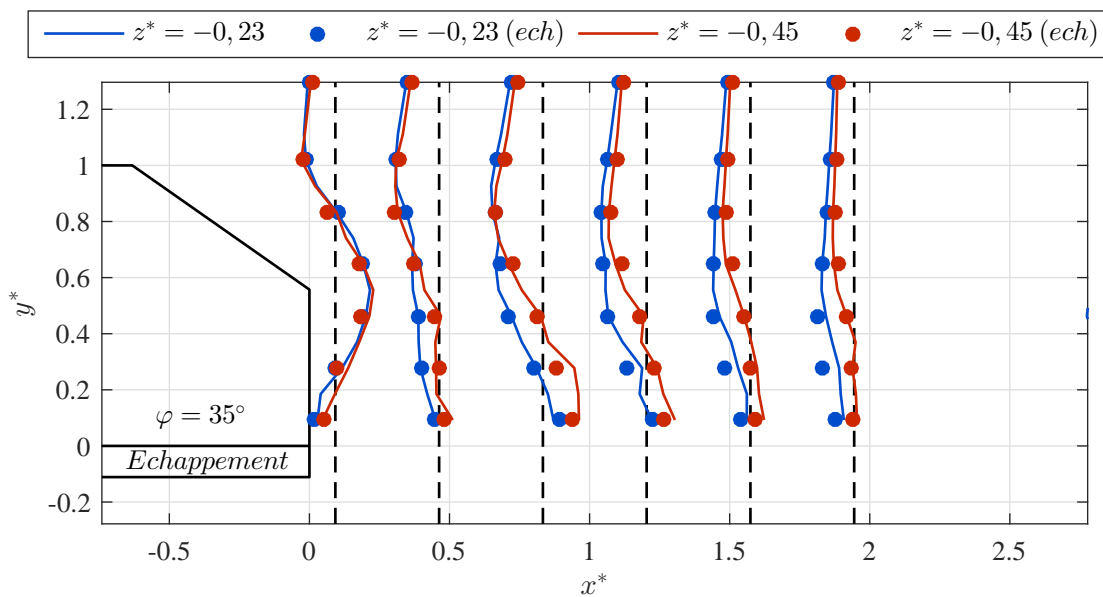


FIGURE C.16: Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'A Ahmed $\varphi = 0^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué ech) du système d'éjection : (a) u' , (b) v'

C.3.2 Maquette $\varphi = 35^\circ$ 

(a)

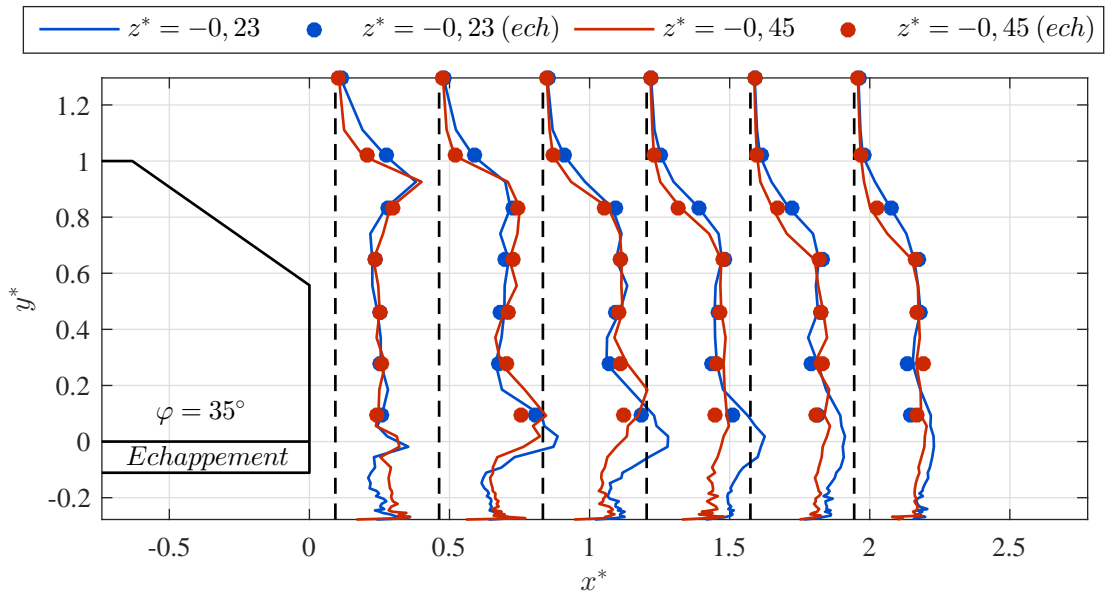


(b)

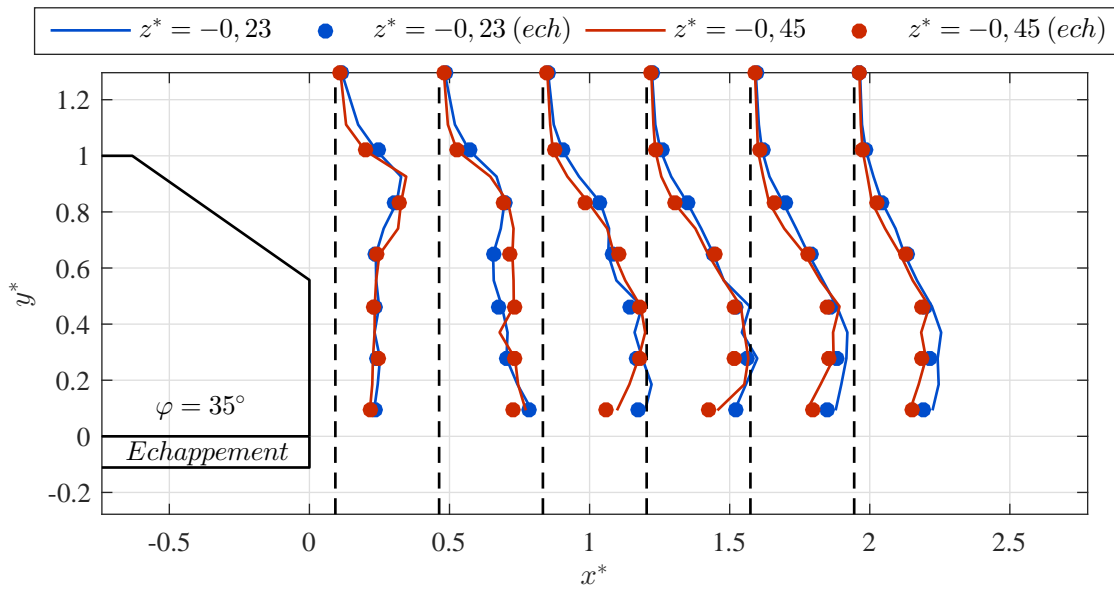
FIGURE C.17: Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahmed $\varphi = 35^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué ech) du système d'éjection : (a) \bar{u} , (b) \bar{v}

Annexe C.

Données supplémentaires sur la caractérisation des écoulements de sillage



(a)



(b)

FIGURE C.18: Comparaison des mesures dans les plans $z^* \in [-0,45; -0,23]$ encadrant la position du pot d'échappement du corps d'Ahed $\varphi = 35^\circ$, en l'absence (sans indice) et en présence (indiqué ech) du système d'éjection : (a) u' , (b) v'

Titre : Etude expérimentale de la dispersion de particules ultrafines dans le sillage de modèles simplifiés de véhicules automobiles

Mots clés : Aérodynamique automobile, Dispersion, Soufflerie, Corps d'Ahmed, Sillages turbulents, Particules ultrafines

Résumé : La pollution de l'air cause de près de 7 millions de décès annuels dans le monde. L'exposition aux Particules Ultrafines (PUF), polluants parmi les plus néfastes pour la santé, atteint ses niveaux les plus importants en milieu urbain, principalement dus au transport routier.

Dans cette thèse, nous examinons les liens entre les champs de concentration en nombre des PUF émises à l'échappement dans le sillage de modèles simplifiés d'automobiles (corps d'Ahmed) et les propriétés de ces écoulements. Ces travaux permettent de mieux comprendre les niveaux d'exposition aux PUF auxquels sont soumis tous les usagers de la route à l'échelle du sillage du véhicule.

Trois modèles simplifiés de véhicules ont été utilisés. Ils sont caractérisés par leur angle de lunette arrière permettant de reproduire en soufflerie les structures principales des écoulements de sillage automobile.

A l'aide d'une méthode innovante de traitement des données, des mesures de vitesses acquises grâce à des techniques différentes (LDV/PIV) ont été analysées. Elles ont révélé que l'angle d'inclinaison de la lunette a un rôle déterminant sur la structure des écoulements de sillage.

Par ailleurs, la comparaison avec les mesures des concentrations en nombre de PUF a permis de montrer que le volume de la structure torique de recirculation en proche culot, dépendant de la géométrie, a un impact majeur sur la dispersion des particules dans la direction verticale. Enfin, il est mis en évidence que les structures tourbillonnaires longitudinales existantes pour une inclinaison intermédiaire de la lunette ont un impact prépondérant sur la dispersion transversale ainsi que sur la symétrie des champs de concentration.

Title : Experimental study of ultrafine particle dispersion in the wake of road vehicle models

Keywords : Road vehicle aerodynamics, Dispersion, Wind tunnel, Ahmed bodies, Turbulent wakes, Ultrafine particles

Abstract : Around 7 million worldwide annual deaths are due to air pollution. Among all pollutants, Ultrafine Particles (UFP) cause strong adverse effects. Due to road transport, UFP exposure reaches its most significant levels in urban areas.

In this thesis, the aim is to assess the links between the wake flow properties of simplified car models (Ahmed bodies) and UFP number concentration fields due to exhaust emission. This study enables the knowledge about UFP exposure levels of all road users at vehicle wake scale to be better understood.

Three simplified car models with three corresponding rear slant angles have been used in order to reproduce the principal wake structures of road vehicles in a wind tunnel.

Thanks to an innovative data processing method, velocity measurements with two techniques (LDV/PIV) point out the major role of the rear slant angle on the model wake structures.

Moreover, comparisons have been made with particle number concentration measurements of UFP in the wake of the same models. We highlighted the link between the volume of the toric recirculation region close to the rear and the vertical dispersion of UFP. Furthermore, longitudinal vortices that exist with the intermediate rear slant angle geometry play an important role on the transversal dispersion as well as on the concentration field symmetry.